

Impulsanalyse beim luftatmenden gepulsten laser-thermischen Antrieb mit parabolischer Reflektordüse für Raumfahrtanwendungen

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der
Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Stefan Scharring

aus Pinneberg

Hauptberichter:	Prof. Dr. rer. nat. Hans-Peter Röser
Mitberichter:	Prof. Dr. rer. nat. Maurus Tacke
Mitberichter:	Prof. Dr. rer. nat. Hansjörg Dittus

Tag der mündlichen Prüfung: 22. April 2013

Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart

2013

Für Simone und Finnegan

Man kann nur erforschen, was man vorher geträumt hat.
Die Wissenschaft entwickelt sich viel eher auf einer Träumerei
als auf einer Erfahrung, und es bedarf sehr vieler Erfahrungen,
um die Nebel eines Traumes zu zerstreuen.
(Gaston Bachelard)

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	9
Nomenklatur	11
Kurzfassung	19
Abstract	21
1 Grundlagen gepulster laser-thermischer Antriebe	23
1.1 Raumfahrtantriebe mit gerichteter elektromagnetischer Strahlung . .	24
1.1.1 Strahlungsquelle	24
1.1.2 Charakteristische Kenngrößen	25
1.2 Antriebsprozesse	27
1.2.1 Laser-gestützte Plasmadetonation	28
1.2.2 Explosionsmodell	30
1.2.3 Laser-induzierte Ablation	32
1.2.4 Laser-gestützte Detonation mit Treibstoffen	35
1.3 Studien und Konzepte	35
2 Experimentelle Geräte und Methoden	38
2.1 Der CO ₂ -Hochenergielaser	38
2.1.1 Funktionsweise	39
2.1.2 Charakterisierung des Laserpulses	41
2.1.3 Strahlpropagation	47
2.2 Freiflugexperiment	50
2.2.1 Lightcraft	51
2.2.2 Flugstrecke	52
2.2.3 Entfernungsmessung	53
2.2.4 Flugbahnerfassung	53
2.2.5 Trajektorienanalyse	55
2.3 Impulsmessung	58
2.3.1 Experimenteller Aufbau	58
2.3.2 Auswertung	59

3	Der koaxiale Impulskoppelkoeffizient	60
3.1	Intensitätsverteilung der Laserstrahlung im Lightcraft	61
3.2	Detonationswirkung auf den Impulsempfänger	64
3.2.1	Modellierung nach der Explosionstheorie	64
3.2.2	Optimierungen zur Lightcraftgeometrie	66
3.3	Laser-induzierter Luftdurchbruch in verschiedenen Düsengeometrien .	69
3.3.1	Standard-Düsengeometrie	70
3.3.2	Geometrieskalierung: kleine Laserpulsenergien	71
3.3.3	Geometrieskalierung: Dimension	73
3.3.4	Geometrieskalierung: Länge und Öffnungswinkel	75
3.4	Verwendung laser-ablativer Treibstoffe	78
3.4.1	Laser-ablativer Impulsübertrag an flachen Proben	78
3.4.2	Ablationsprofil	80
3.4.3	Impulsverstärkung	82
4	Impulsübertrag in gepulsten Freiflügen	85
4.1	Reproduzierbarkeit des Impulsübertrages	85
4.1.1	Orientierende Experimente	85
4.1.2	Funktion des Zündstifts	89
4.2	Impulsübertrag und Lage im Raum	91
4.2.1	Energiedichteverteilung und Impulskomponenten	92
4.2.2	Modell mit 2 Freiheitsgraden	95
4.2.3	Modell mit 3 Freiheitsgraden	98
4.3	Komponenten des Impulsübertrags	101
4.3.1	Axialer Impulskoppelkoeffizient	102
4.3.2	Laterale Impulskoppelkoeffizienten	106
4.3.3	Drehimpulskoppelkoeffizienten	111
5	Flugdynamik	115
5.1	Flugbahnanalysen	115
5.1.1	Vertikalbewegung	116
5.1.2	Lateral- und Inklinationsbewegung	117
5.1.3	Flugstabilitätsanalyse	121
5.2	Aktive Schubvektorsteuerung	130
5.2.1	Modellierungen zur Schubvektorsteuerung	131
5.2.2	Flugexperimente mit ablativem Treibstoff	133
5.2.3	Gepulste Freiflüge mit geneigtem Zündstift	135
6	Zusammenfassung und Ausblick	139
	Summary and outlook	143
	Literaturverzeichnis	147

A	Eigene Publikationen im Rahmen der Dissertation	163
A.1	Referierte Artikel in Fachzeitschriften	163
A.2	Referierte Konferenzbeiträge	163
A.3	Andere Konferenzbeiträge	164
A.4	Mitbetreute Diplomarbeiten	165
B	Experimentelle Parameter	166
C	Angaben zur Kalibrierung	169
C.1	Energiekalibrierung	169
C.2	Bildkalibrierung	169
D	Berechnungen	175
D.1	Trackinganalyse	175
D.2	Flug mit Reibung	177
D.3	Rekonstruktion des Impulsübertragsvektors	178
D.4	Lösung der gekoppelten Bewegungsgleichungen	180
E	Daten aus Modellierungen	182
E.1	Modellparameter zum Raytracing	182
E.2	Impulskomponenten	183
F	Experimentelle Daten	186
F.1	Laserpulsparameter	187
F.2	Impulsübertrag für verschiedene Düsengeometrien	188
F.3	Verwendung laserablativer Treibstoffe	194
F.4	Reproduzierbarkeit des Impulsübertrages	200
F.5	Impulskomponenten und Lage im Raum	203
	Lebenslauf	207

Danksagung

Mein Dank richtet sich an Herrn Prof. Dr. Hans-Peter Röser, der durch seine Betreuung diese Dissertation ermöglicht und mich durch Anregungen und Kritik in der Suche nach zielführenden Fragestellungen und in der Gestaltung dieser Arbeit begleitet hat. Für die Ermöglichung der experimentellen Arbeiten am Institut für Technische Physik (ITP) des DLR bin ich unserem Institutsleiter, Herrn PD Dr. Adolf Giesen, und seinem Vorgänger, Herrn Prof. Dr. Willy Bohn, dankbar sowie insbesondere meinem Abteilungsleiter Herrn Dr. Hans-Albert Eckel, von dessen konstruktiven Kommentaren zu experimentellem Vorgehen und konzeptioneller Ausrichtung in vielen Diskussionen ich sehr profitiert habe. Ihm wie auch meinen Kollegen Frau Stephanie Karg und Herrn David Sperber sei auch an dieser Stelle für viele Anmerkungen aus dem Korrekturlesen dieser Arbeit gedankt sowie für Anregungen in fachlichen Diskussionen wie auch zahllose fachferne entspannte Kaffeerunden.

Dem ITP möchte ich für die Möglichkeit danken, meine Ergebnisse einem internationalen Fachpublikum vorstellen zu dürfen. Die Reisen zum *International Symposium on Beamed Energy Propulsion 5* (ISBEP 5) auf Hawaii und ISBEP 6 in Scottsdale, Arizona, waren eine großartige Erfahrung für mich ebenso wie die Mitorganisation der ISBEP 7 in Ludwigsburg. Hervorheben möchte ich die aus der ISBEP 5 entstandene internationale Zusammenarbeit mit Dr. John Sinko von der Universität Nagoya. Ihm verdanke ich viele Anregungen für die experimentelle Praxis, die u.a. bei seinem Gastaufenthalt am DLR entstanden sind. Für den Gegenbesuch an der Universität Nagoya möchte ich Frau Stephanie Karg ganz herzlich danken, dass sie kurzfristig für mich einspringen konnte, um dort gemeinsame Messungen durchzuführen. Für inspirierende Gespräche zur Thematik der Laserantriebe auf den ISBEP-Konferenzen bin ich Prof. Leik Myrabo, Prof. Akihiro Sasoh, Dr. Yuri Rezunkov und Prof. Dr. Hansjörg Dittus dankbar. Allen voran gebührt ein großer Dank Herrn Wolfgang Schall, dessen Arbeit zum Lightcraft ich im Jahr 2006 übernehmen durfte und der mir durch viele Gespräche eine motivierende Einführung in die Laserantriebe und ihr Forschungspotenzial gegeben hat. Auch meinem Kollegenkreis am ITP im allgemeinen möchte ich für viele Anregungen u.a. aus dem internen Seminar danken, ebenso den Doktoranden, Dozenten und Professoren aus dem Doktorandenseminar des IRS. Frau Daniela Hoffmann und Herrn Eric Wollenhaupt danke ich für ihre Begeisterung für die Thematik der Laserantriebe sowie ihre Unterstützung bei Experimenten und Auswertung und die vielen interessanten Ergebnisse und Fragestellungen, die sie durch ihre Diplomarbeiten beigetragen haben.

Für die Arbeiten im Labor geht ein großer Dank an Herrn Sebastian Walther,

der durch seine technische Assistenz mit Betrieb, Wartung und Reparatur des Hochenergielasers die Voraussetzungen für die praktische Durchführung der Experimente gewährleistet hat. Seine vielseitige Unterstützung und Beratung bei der technischen Umsetzung und dem Aufbau der Experimente war von großer Hilfe für mich. Für die gelegentliche Unterstützung im Labor beim Laserbetrieb möchte ich auch Herrn Frank-Uwe Holzschuh, Herrn André Schmitt, Herrn David Sperber und Frau Stephanie Karg danken. Darüber hinaus geht ein Dank an meine Kollegen Uli Nesper, Frank Schramm und Milan Hodak aus der mechanischen Werkstatt sowie André Schmitt und Thomas Schweizer von der Elektronik-Werkstatt des ITP für ihre Beratung und praktische Unterstützung in konstruktiven und technischen Fragen sowie bei der Anfertigung von Bauteilen und Proben. Für die Fertigung der Lightcrafts danke ich der Metalldruckerei Klose in Pinneberg und Hinderer in Stuttgart sowie der Firma 4Dconcepts in Groß-Gerau für die Erstellung der Schutzhüllen.

Meinen Kollegen in Gebäude D bin ich für ihre Geduld dankbar, mit der sie den Lärm der Experimente ertragen haben. Von Dezember 2006 bis Dezember 2010 haben ca. 20000 laser-induzierte Plasmadetonationen ihre Berechnungen, Überlegungen und Diskussionen unsanft unterbrochen. Auch wenn die dabei insgesamt umgesetzte Laserenergie nur dem Brennwert eines Kantinenessens entspricht, hoffe ich doch, dass der wissenschaftliche Nährwert der vorliegenden Arbeit für diese Unannehmlichkeiten entschädigen mag.

Für all das, was meine Eltern durch ihren Anteil und ihre Unterstützung zu diesem Weg beigetragen haben, möchte ich ihnen an dieser Stelle herzlich danken. Wenngleich meine Arbeit lediglich ein kleiner Beitrag zur Erforschung der Laserantriebe ist und nur wenig verändern mag, hat sich doch während ihrer Erstellung viel für mich verändert. In diesem Zusammenhang geht daher ein besonderer Dank an all die lieben Menschen, die mir nach dem tragischen Tod meines Vaters zur Seite gestanden sind. Sie haben mir geholfen, mit dem Unbegreiflichen zu leben und in seinem Gedenken diese Arbeit weiterzuführen. Vor allen anderen danke ich hier meiner Frau, die mich in allen Höhen und Tiefen dieser Zeit motivierend und kraftvoll begleitet und unterstützt hat, und unserem kleinen Sohn, der noch nicht weiß, wie sehr er auch geholfen hat. Ihnen ist diese Arbeit gewidmet.

Stuttgart, den 23. April 2013

Nomenklatur

Vektorielle Größen \mathbf{r} sind fettgedruckt, Matrizen \underline{A} durch Unterstreichung gekennzeichnet. Die Einheiten der Variablen sind in für die Experimente dieser Arbeit typischen Größenordnungen angegeben.

Lateinische Symbole

A	Fläche, $[A] = \text{cm}^2$ auch: Absorptionsgrad auch: atomare Massenzahl, $[A] = \text{AME}$
\underline{A}	Eulersche Drehmatrix
a	Beschleunigung, $[a] = \text{m/s}^2$
a_i	Parameter für den Term i -ter Ordnung bei polynomialer Approximation
A_p	Absorptionsgrad des Plasmas
b_c	Versatz der Hochgeschwindigkeitskamera in x-Richtung gegenüber der Startposition des Lightcrafts, $[b_c] = \text{m}$
b_y	Versatz der Hochgeschwindigkeitskamera in x-Richtung gegenüber dem Seitenspiegel in Höhe des Lightcrafts, $[b_y] = \text{m}$
$b_j^{(i)}$	Approximationsparameter für die Abhängigkeit der i -Komponente von \mathbf{c}_m bzw. \mathbf{c}_L vom Parameter j , vgl. Kap. 4.3
C	Kapazität, $[C] = \mu\text{F}$
c_0	Schallgeschwindigkeit, $[c_0] = \text{m/s}$
c_E	Kalibrierfaktor zur Messung der Laserpulsenergie
C_i	Approximationsparameter der Amplitude der Lorentzfunktion für die i -Komponente von \mathbf{c}_m bzw. \mathbf{c}_L aus Raytracing-Daten
\tilde{C}_i	Approximationsparameter der Amplitude der Lorentzfunktion für die i -Komponente von \mathbf{c}_m bzw. \mathbf{c}_L aus den experimentellen Werten
c_L	Drehimpulskoppelkoeffizient, $[c_m] = \text{N}\cdot\text{m}/\text{MW} = \mu\text{N}\cdot\text{ms}/\text{J}$
c_m	Impulskoppelkoeffizient, $[c_m] = \text{N}/\text{MW} = \mu\text{N}\cdot\text{s}/\text{J}$
\tilde{c}_m	Äquivalenter Impulskoppelkoeffizient für $\tilde{\Phi}(\tilde{\phi})$, $[\tilde{c}_m] = \text{N}/\text{MW} = \mu\text{N}\cdot\text{s}/\text{J}$
C_p	Spezifische Wärmekapazität, $[C_p] = \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
C_R	Stoßzahl
c_w	Widerstandsbeiwert
d_a	Ablationstiefe, $[d_a] = \mu\text{m}$

d_σ	Durchmesser des Laserstrahls, $[d_\sigma] = \text{mm}$
$dx^{(j)}$	Scheinbarer Versatz in j -Richtung auf dem Kamerabild, $[dx^{(j)}] = \text{mm}$
D	Durchmesser des Paraboloids, $[D] = \text{m}$ auch: Äquivalente Federkonstante der Lateralbewegung, $[D] = \text{mN/mm}$
D_r	Äquivalente Federkonstante der Rotation, $[D_r] = \text{mNm/}^\circ$
D_T	Thermischer Diffusionskoeffizient, $[D_T] = \text{mm}^2/\text{s}$
E	Energie, $[E] = \text{J}$
E_K	am KCl-Keil reflektierte Laserpulsenergie, $[E_K] = \text{J}$
E_L	Laserpulsenergie, $[E_L] = \text{J}$
\tilde{E}_L	Äquivalente Laserpulsenergie für $\tilde{\Phi}(\tilde{\phi})$, $[\tilde{E}_L] = \text{J}$
E_R	aus dem Fenster im rückseitigen Reflektor des Laserresonators emittierte Laserpulsenergie, $[E_R] = \text{mJ}$
E_T	transmittierte Laserpulsenergie, z.B. am Strahlteiler, $[E_T] = \text{J}$
F	Kraft, $[F] = \text{N}$
F_R	Reibungskraft, $[F_R] = \text{N}$
f	Frequenz, $[f] = \text{Hz}$ auch: Brennweite, $[f] = \text{m}$
f_k	Kernfunktion für den lateralen Impulsübertrag senkrecht zur Neigungsebene
$f_{L,k}$	Kernfunktion für den Drehimpulsübertrag senkrecht zur Neigungsebene
$f_{L,s}$	Kernfunktion für den Drehimpulsübertrag parallel zur Neigungsebene
f_{rep}	Repetitionsrate der Laserpulsfolge, $[f_{rep}] = \text{Hz}$
f_s	Kernfunktion für den lateralen Impulsübertrag parallel zur Neigungsebene
f_z	Kernfunktion für den axialen bzw. vertikalen Impulsübertrag
g_c	Abstand zwischen Kamera und Lightcraft in y -Richtung, $[g_c] = \text{mm}$
g_g	Abstand zwischen Kalibriergitter und Lightcraft in y -Richtung, $[g_g] = \text{m}$
g_i	Abstand zwischen Kamera und Kalibrierenebene auf der i -Achse, $[g_i] = \text{m}$
g_p	Gitterpunktabstand des Kalibriergitters, $[g_p] = \text{mm}$
ΔH	Enthalpie, $[\Delta H] = \text{J/cm}^3$
I	Laborsystem auch: Intensität, $[I] = \text{MW/cm}^2$
I^\perp	Koordinatensystem des Kamerabildes der Frontalansicht
I^\sphericalangle	Koordinatensystem des Kamerabildes der Seitansicht
I^*	Körperfestes System des Lightcrafts
I'	Raumfestes Systems bezogen auf die Koordinatenachsen von I^* in der Startposition
I_L	Hauptachsensystem des Strahlprofils
I_{sp}	Spezifischer Impuls, $[I_{sp}] = \text{s}$
I_p	Dimensionsloser Impuls durch Überdruck
I_u	Dimensionsloser Impuls durch Massenstrom
\underline{J}	Trägheitstensor, $[\underline{J}_{i,k}] = \text{g}\cdot\text{cm}^2$
$J^{(1)}$	Dimensionsloser Impuls
J_f	Julia-Menge zur Funktion f
J_L	Energieverluste in der LSC-Welle, $[J_L] = \text{W/cm}^3$
K	Verstärkungsfaktor bei Verwendung von laser-ablativem Treibstoff auch: Keil (Strahlteiler)

	auch: Kalibriergitter
K^\perp	Bildweitenkorrektur für Abweichungen von der Kalibrierebene in der Frontalansicht
K^\angle	Bildweitenkorrektur für Abweichungen von der Kalibrierebene in der Seitansicht
L	Drehimpuls, $[L] = \mu\text{N}\cdot\text{m}\cdot\text{s}$ auch: Düsenlänge bzw. Höhe des Paraboloids, $[L] = \text{mm}$ auch: Induktivität, $[L] = \mu\text{H}$
L_R	Länge des Laserresonators, $[L_R] = \text{m}$
l_α	Optische Eindringtiefe, $[l_\alpha] = \mu\text{m}$
\underline{M}_φ	Matrix für die Drehung um den Winkel φ in der x-y-Ebene
M^2	Strahlqualitätsparameter
m	Masse, $[m] = \text{g}$
N_D^{cr}	kritischer Wert für die Anzahl der gebrochenen Bindungen beim Einsetzen des Ablationsvorgangs
N_f	Fresnelzahl
n	Brechungsindex
P	Leistung, $[P] = \text{MW}$
p	Impuls, $[p] = \text{mNs}$
\tilde{p}	Differentielle Impulsdichte, $[\tilde{p}] = \text{mNs}/^\circ$
p_0	Umgebungsdruck, $[p_0] = \text{bar}$
p_R	Druck des Lasermediums im Resonator, $[p_R] = \text{mbar}$
Q	Chemische Reaktionswärme, $[Q] = \text{J/mg}$
\mathbf{r}	Ortsvektor
R	Brennweite, $[R] = \text{m}$
\bar{R}^2	Korrigierter Korrelationskoeffizient, vgl. Kap. F
R_0	Dynamischer Radius, $[R_0] = \text{m}$
R_1	Expansionslänge, Abstand zwischen Brennpunkt und Düsenrand, $[R_1] = \text{m}$
R_{cc}	Krümmungsradius bei einem konkaven Spiegel, $R_{cc} < 0$, $[R_{cc}] = \text{m}$
R_{cv}	Krümmungsradius bei einem konvexen Spiegel, $R_{cv} > 0$, $[R_{cv}] = \text{m}$
R_p	Abstand des Angriffspunktes des differentiellen Impulsübertrags vom Schwerpunkt, $[R_p] = \text{mm}$
r_a	Koordinate des Angriffspunktes des Impulsvektors
$r_{s,ap}$	paralleler Versatz der Öffnung des Lightcrafts, $[r_a] = \text{mm}$
r_k	orthogonaler Versatz, $[r_k] = \text{mm}$ auch: Kernel-Radius im Glättungsfaktor beim Raytracing, $[r_k] = \text{mm}$
r_M	geometrischer Radius der Spiegel des Laserresonators, $[r_M] = \text{cm}$
r_s	axialer Versatz, $[r_s] = \text{mm}$
r_x	Lateralversatz in x-Richtung, $[r_x] = \text{mm}$
r_y	Lateralversatz in y-Richtung, $[r_y] = \text{mm}$
r_Δ	Lateralversatz, $[r_\Delta] = \text{mm}$
S	integriertes Signal am Oszilloskop, $[S] = \text{V}\cdot\text{s}$
\mathbf{s}	Vektor auf der Symmetrieachse des Lightcrafts
T	Zeitintervall, Periodendauer, $[T] = \text{s}$ auch: Temperatur, $[T] = \text{K}$

t	Zeit, $[t] = \text{s}$
t_I	Dauer der Kompression des Piezosensors, $[t_I] = \mu\text{s}$
u	Teilchengeschwindigkeit, $[u] = \text{m/s}$
U	Spannung, $[U] = \text{kV}$
v	Geschwindigkeit, $[v] = \text{m/s}$
v_d	Geschwindigkeit der Stoßwelle, $[v_d] = \text{m/s}$
v_{jet}	Geschwindigkeit des Treibstoffstrahls, $[v_{jet}] = \text{km/s}$
w	Radius des Gaußschen Grundmodes des Laserstrahls, $[w] = \text{mm}$
w_0	Strahltaile des Gaußschen Grundmodes, $[w_0] = \text{mm}$
W	Radius des Laserstrahls (Multimode), $[W] = \text{mm}$
W_0	Strahltaile des Multimodestrahls, $[W_0] = \text{mm}$
\hat{x}	Koordinatenachse x
\hat{y}	Koordinatenachse y
\hat{z}	Koordinatenachse z
Z	Ionisierungszustand
z_R	Rayleigh-Parameter, $[z_0] = \text{m}$

Griechische Symbole

α	Absorptionskoeffizient, $[\alpha] = \text{cm}^{-1}$ auch: Expansionseffizienz auch: Winkelbeschleunigung, $[\alpha] = \text{°/s}^2$
α_P	Absorptionskoeffizient des Plasmas, $[\alpha_P] = \text{cm}^{-1}$
α_S	Steuerwinkel, $[\alpha_S] = \text{°}$
β	Energietransmission auf die Probe bei laser-induzierter Ablation auch: Absorptionseffizienz
γ	Fluchtwinkel der horizontalen Gitternetzlinien durch perspektivische Verzerrung, $[\gamma] = \text{°}$, auch: Adiabaten-Exponent auch: Transmissionskoeffizient der Laserpulsenergie zum Flugkörper
Δ	Differenz auch: Gitterabstand der Einzelstrahlen im Raytracing, $[\Delta] = \text{mm}$
δ	Bildauffösung, $[\delta] = \text{mm/pixel}$ auch: Diskriminante, $[\delta] = \text{s}^{-2}$ auch: Schubwinkel, $[\delta] = \text{°}$ auch: Energieumwandlungsgrad des Lasers
ϵ	Elliptizität des Strahlprofils
η	Wirkungsgrad auch: Quantenausbeute
$\eta_{el.-opt.}$	Elektro-optischer Wirkungsgrad der Energieumwandlung beim Laser
η_{int}	Energieumwandlungseffizienz des Flugkörpers, auch: η_{jet}
η_{jet}	Energieumwandlungseffizienz des Flugkörpers, auch: η_{int}
η_{prop}	Antriebseffizienz
η_{rep}	Verhältnis von c_m in einer Laserpulsfolge gegenüber dem

	Einzelpulsexperiment
Θ	Strahldivergenz (voller Winkel), $[\Theta] = \text{mrad}$
ϑ	Eulerscher Winkel, $[\vartheta] = ^\circ$ auch: Öffnungswinkel des Lightcrafts, $[\vartheta] = ^\circ$
ϑ_x	Projektion des Eulerschen Winkels ϑ in die x-z-Ebene von I mittels Projektion der Symmetrieachse des Lightcrafts, $[\vartheta_x] = ^\circ$
ϑ_y	Projektion des Eulerschen Winkels ϑ in die y-z-Ebene von I mittels Projektion der Symmetrieachse des Lightcrafts, $[\vartheta_y] = ^\circ$
κ	Dämpfungskonstante der spiralförmigen $\vartheta(r)$ -Trajektorien, $[\kappa] = \text{s}^{-1}$ auch: Verhältnis von Expansionslänge R_1 zu Brennweite R
κ_{eff}	Effektive Wärmeleitfähigkeit der LSC-Welle, $[\kappa_{eff}] = \text{W}/(\text{K}\cdot\text{cm})$
λ	Wellenlänge des Lichts, $[\lambda] = \mu\text{m}$ auch: Wärmeleitzahl, $[\lambda] = \text{W}/(\text{K}\cdot\text{m})$
μ	Ablatierte Masse pro Flächeneinheit, $[\mu] = \text{g}/\text{cm}^2$
ν	Frequenz, $[\nu] = \text{Hz}$
ξ	Dimensionslose Raumkoordinate
ξ_0	Verhältnis von Brennweite R zu dynamischem Radius R_0
ϱ	Dichte, $[\varrho] = \text{g}/\text{cm}^3$
σ	Empfindlichkeit (Piezosensor), $[\sigma] = \mu\text{V}/\text{N}$ auch: Halbwertsbreite (FWHM)
σ_{stat}	Statistischer Fehler
σ_{sys}	Systematischer Fehler
τ	Pulsdauer, $[\tau] = \mu\text{s}$ auch: Relaxationszeit, $[\tau] = \mu\text{s}$ auch: dimensionslose Zeitkoordinate
τ_{90}	Zeit, zu der 90 % von E_L emittiert sind, $[\tau_{90}] = \mu\text{s}$
Φ	Energiedichte (<i>Fluence</i>), $[\Phi] = \text{J}/\text{cm}^2$
$\tilde{\Phi}$	Differentielle Energiedichte, $[\tilde{\Phi}] = \text{J}/^\circ$ auch: Faktor zur Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilung des Treibstoffstrahls
ϕ_R	Reflektivität der Probe bei laser-induzierter Ablation
φ	Eulerscher Winkel, $[\varphi] = ^\circ$ auch: Winkel zwischen x-Achse des Laborsystems und benachbarter Hauptachse des Strahlprofils
$\tilde{\varphi}$	Azimutalwinkel auf dem Treibstoffzylinder, bzw. Zündstift, $[\tilde{\varphi}] = ^\circ$
φ^\perp	Verdrehung zwischen I und I' in der x-y-Ebene, $[\varphi^\perp] = ^\circ$
φ^\sphericalangle	Verdrehung zwischen I^\sphericalangle und I' in der x-y-Ebene, $[\varphi^\sphericalangle] = ^\circ$
$\varphi^{(\delta)}$	Abweichung des Winkels zwischen \hat{x}^\sphericalangle und \hat{x}^\perp von 90° , $[\varphi^{(\delta)}] = ^\circ$
ψ	Eulerscher Winkel, $[\psi] = ^\circ$
ω	Winkelgeschwindigkeit, $[\omega] = ^\circ/\text{s}$

Häufig verwendete lateinische Indices

a	Atome
ap	Öffnung des Lightcrafts
AR	Entfernungsmessgerät
cal	Kalibriergitter
c	Zentrum
CI	Schwerpunkt der Energiedichteverteilung
e	Position der Öffnung des Lightcrafts im Experiment auch: Elektronen
eff	effektiv
fin	unmittelbar nach dem Laserpulse (<i>final</i>)
i	Ionen
init	unmittelbar vor dem Laserpuls (<i>initial</i>)
k	senkrecht zur Neigungsebene des Lightcrafts
(k)	Approximationsparameter für $c_{m,k}$
kin	kinetisch
jet	Treibstoffstrahl
l	linker Trackingmarker
lat	lateral
(L)	Approximationsparameter für $c_{L,s}$
LC	Lightcraft
(L,k)	Approximationsparameter für $c_{L,k}$
low	unterer Wert
m	Trackingmarker allgemein
(m)	Approximationsparameter für $c_{m,s}$
max	Maximaler Wert
min	Minimaler Wert
0	zum Zeitpunkt $t \leq 0$
o	oberer Trackingmarker
p	Position der Messung des Strahlprofils
(p)	Plasmabereich
r	rechter Trackingmarker
rot	Rotation
s	parallel zur Neigungsebene des Lightcrafts
(s)	Nadelpuls (<i>Spike</i>)
(t)	Pulsrücken (<i>Tail</i>)
th	Schwelle (<i>Threshold</i>)
trans	Translation
(v)	Verdampfungsbereich
u	unterer Trackingmarker
up	oberer Wert
z	Zündstift
(z)	Approximationsparameter für $c_{m,z}$

zyl Zylinder

Häufig verwendete griechische Indices

Δ Lateralversatz

Abkürzungen

AIAA	<i>American Institute of Aeronautics and Astronautics</i>
AIP	<i>American Institute of Physics</i>
Ar-Xe	Argon-Xenon (als Lasermedium)
ASLPE	<i>AeroSpace Laser Propulsion Engine</i>
BDA	Luftdurchbruch (<i>Breakdown in air</i>)
BDV	Plasmazündung in Elektronendampf (<i>Breakdown in electron vapor</i>)
BEP	Antriebe mit gerichteter elektromagnetischer Strahlung (<i>Beamed Energy Propulsion</i>)
CMOS	<i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i>
CMS	Schwerpunkt (des Lightcrafts, <i>centre of mass</i>)
cRIO	Kompakte programmierbare Steuer- und Ausleseeinheit (<i>compact reconfigurable input output device</i>)
cw	Kontinuierlicher Betrieb / Dauerstrich („ <i>continuous wave</i> “)
D	Detektor
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
Exp.	Experiment
FPGA	Programmierbarer Logikbaustein (<i>Field Programmable Gate Array</i>)
FWHM	Halbwertsbreite (<i>full width half maximum</i>)
He-Ne	Helium-Neon (als Lasermedium)
HSIF	Hochgeschwindigkeitsschnittstelle (<i>Highspeedinterface</i>)
ISBEP	<i>International Symposium on Beamed Energy Propulsion</i>
ITP	Institut für Technische Physik
K	Keil auch: Knotenlinie
LED	Leuchtdiode (<i>light-emitting diode</i>)
LEO	Unterer Erdorbit
LJE	<i>Laser Jet Engine</i> , auch: ASLPE (s.o.)
LSA(W)	Laser-gestützte Absorption(swelle) <i>laser-supported absorption (wave)</i>
LSC(W)	Laser-gestützte Verbrennung(swelle) (<i>laser-supported combustion (wave)</i>)
LSD(W)	Laser-gestützte Detonation(swelle) (<i>laser-supported detonation (wave)</i>)
LTD	<i>Lightcraft Technology Demonstrator</i>
M	Spiegel
Mod.	Modell
NU	<i>Nagoya University</i>

PA	Polyamid
PFN	Pulsformungsnetzwerk
POM	Polyoxymethylen
TEM ₀₀	Gaußscher Grundmode
US AFRL	US Air Force Research Laboratory
V.	Version
ZARM	Zentrum für Angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation

Konstante Größen

$c = 299.792.458 \text{ m/s}$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum [1]
$g = 9,81 \text{ m/s}^2$	Erdbeschleunigung in Meereshöhe
$h = (6,626176 \pm 4) \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	Planck'sches Wirkungsquantum [1]

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt experimentelle Untersuchungen zum laserthermischen Antrieb für Raumfahrtanwendungen. Sie wurden am CO₂-Hochenergielaser des Instituts für Technische Physik des DLR in Stuttgart durchgeführt. Im Mittelpunkt steht die dort verwendete, reflektierende parabolische Düse („*Lightcraft*“), in der durch fokussierte Laserstrahlung ein Luftdurchbruch gezündet wird. Der durch die laser-gestützte Detonation hervorgerufene Impulsübertrag auf die Reflektorwand ermöglicht für leichte Flugkörper (≈ 30 g) im repetierenden Betrieb des ortsfesten Lasers gepulste Freiflüge, die durch die Höhe der Laborhalle (≈ 8 m) begrenzt sind. Hintergrund dieser Arbeit ist das langfristige Anwendungsziel als einfache Antriebstechnologie für den kostengünstigen Transport von Nanosatelliten in den unteren Erdorbit mit deutlich verringertem Treibstoffbedarf und reduzierter struktureller Masse durch den Einsatz einer erdgestützten Laserquelle als stationärer Energieversorgung.

Aus Berechnungen auf der Basis des hydrodynamischen Punktexplosionsmodells wurden Optimierungen der Lightcraftgeometrie hinsichtlich des Impulsübertrags abgeleitet. Einzelpulsexperimente sowohl mit Piezosensor als auch im Freiflug zeigen anstelle der erwarteten Impulsverstärkung durch proportionale Skalierung der Düsengeometrie auf den halben Strahldurchmesser eine Verdopplung des Impulsübertrages bei doppelter Düsenlänge. Die Abweichungen erfordern die Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Plasma, die anhand der Näherung der Absorptionseffizienz β skizziert ist. Durch Skalierung der Düse auf wenige Zentimeter Durchmesser wurde eine lasergetriebene Bewegung bei niedrigen Pulsenergien in künstlicher Schwerelosigkeit realisiert.

Während die meisten Experimente unter Umgebungsdruck im luftatmenden Betrieb ohne Treibstoff durchgeführt wurden, kann durch laser-induzierte Ablation von Polyoxymethylen im Fokus des Lightcrafts der Impulsübertrag bekanntermaßen verdoppelt werden. In experimentellen Untersuchungen an flachen Proben sowie Treibstoffzylindern für den Einsatz im Lightcraft anstelle des Zündstifts wurde die impulsverstärkende Wirkung im Hinblick auf Detonation und Verbrennung charakterisiert und in Kooperation mit der Universität Nagoya hinsichtlich des zugrunde liegenden Ablationsmodells bewertet. Profilometrische Analysen ablatierter Zylinder dienten zur experimentellen Validierung verschiedener Raytracing-Modelle.

Wurden in der Vergangenheit lediglich drahtgeführte Flüge durchgeführt, widmen sich viele Experimente dieser Arbeit der Dynamik des Freiflugs mittels stereoskopischer Hochgeschwindigkeitsanalysen. Die Erhöhung der Reproduzierbarkeit von Detonationsprozess und Impulsübertrag durch einen vom DLR patentierten Zünd-

stift auf der Symmetrieachse des Lightcrafts wurde in gepulsten Freiflügen nachgewiesen. Zur Modellierung der Impulskomponenten wurde daher mittels Raytracing die Energiedichteverteilung auf dem Zündstift zu Pulsbeginn in Abhängigkeit von der relativen Lage des Lightcrafts zum Laserstrahl berechnet. Zwar konnte die starke Abhängigkeit der Impulskomponenten vom Neigungswinkel sowie der schwächere Einfluss des Lateralversatzes experimentell belegt werden, jedoch deuten Abweichungen zwischen Modell und Experiment in den Extrema der Impulsfelder auf die hier vernachlässigte Bedeutung des weiteren Prozessverlaufs der Detonation hin. Sie lassen die Limitierung dieses Modells in ähnlicher Weise erkennen, wie es für die begrenzte Gültigkeit des Punktexplosionsmodells gezeigt wurde.

In Schwebeexperimenten mit angepasster Laserleistung wurde die Abhängigkeit der Flugstabilität von der Lage zum Laserstrahl untersucht. Eine strahlbezogene Selbststabilisierung („*Beam-riding*“) des Lightcrafts, wie sie für den spinstabilisierten *Lightcraft Technology Demonstrator* (LTD) von L.N. Myrabo gezeigt wurde, wird zwar durch den Einsatz des Zündstiftes begünstigt, findet jedoch nur in Ansätzen statt. Die Trajektorien von Lateralversatz und Neigung gegenüber der Strahlmitte zeigen mit ihrem spiralförmigen Verlauf das begrenzte Wirken rücktreibender Seit- bzw. Drehimpulse. Mit der starken Abhängigkeit dieser Impulskomponenten vom Neigungswinkel verhindert die Kopplung zwischen Seit- und Kippbewegung eine Stabilisierung der Flugbahn. An das Konzept zur Berechnung von Julia-Mengen angelehnte Modellierungen für den gepulsten Flug zeigen hinsichtlich der maximalen Flugdauer einen Schmetterlings-Effekt in den Startparametern, der durch eine dynamische Regelung kompensiert werden muss.

Die experimentelle Validierung der im DLR-Patent enthaltenen Schubvektorsteuerung durch Verlagerung des Detonationszentrums mittels Verkippung des Zünd- bzw. Treibstoffstifts in der Brennebene gegen die Symmetrieachse des Lightcrafts ergab entgegen ursprünglichen Erwartungen eine Verschiebung der Detonation auf die gegenüberliegende Seite des Stiftes, resultierend in einem entgegengesetzten Lateralimpuls. Dies steht offensichtlich im Zusammenhang mit der Ausbreitung und Verstärkung der lasergestützten Detonationswelle in diesem Bereich.

Eine erfolgreiche Stabilisierung des gepulsten Freifluges mittels der vorgeschlagenen Schubvektorsteuerung erscheint vor dem Hintergrund der experimentellen Ergebnisse zur Charakterisierung und entsprechenden Modellrechnungen nicht möglich, da lediglich eine leichte Modifizierung der Impulskomponenten, nicht jedoch eine wesentliche Beeinflussung oder Entkopplung möglich ist. Daher ist für eine technologische Weiterentwicklung ohne Spinstabilisierung eine strukturelle Veränderung des Flugkörpers, z.B. durch die physikalische Trennung von fokussierender Optik und Expansionsdüse erforderlich, wengleich die Entwicklung gepulster Laserquellen ausreichend hoher Leistung (≈ 1 MW/kg Nutzlast) die ungeklärte Schlüsselfrage für erdgestützte Laserantriebe darstellt und daher weltraumgestützte Anwendungen nahelegt.

Abstract

This thesis deals with experimental investigations on laser-thermal propulsion for space applications. They have been carried out at the CO₂ high energy laser of the Institute of Technical Physics at the German Aerospace Centre in Stuttgart. The work focuses on a reflecting parabolic nozzle („*Lightcraft*“) used in former research in which an air-breakdown is initiated by focused laser radiation. The impulse transfer on the reflector wall induced by the laser-supported detonation enables free flights of light-weight devices (≈ 30 g) in the repetitive mode of the stationary laser which are limited by the ceiling height of the laboratory hall (≈ 8 m). The background of this work is the long-term goal of a simple propulsion technology for the low-cost transport of nano-satellites to LEO with a considerably lower propellant consumption and reduced structural mass by means of an Earth-based laser as a stationary energy source.

From model calculations based on the hydrodynamic point explosion model optimisations of the lightcraft geometry concerning the impulse coupling have been deduced. Single pulse experiments with piezoelectric sensors as well as free flights show instead of the expected impulse increase by proportional scaling of the nozzle geometry to half beam diameter a doubling of the coupled impulse at doubled nozzle length. The discrepancies demand for consideration of laser-plasma interaction which is outlined by approximation of the absorption efficiency β . By scaling the nozzle down to a few centimetres, laser-driven motion was realised at low pulse energies in artificial weightlessness.

Whereas most of the experiments have been carried out under ambient pressure without propellant, the impulse can be doubled by laser-induced ablation of polyoxymethylene in the focus of lightcraft as commonly known. In experimental investigations at flat targets as well as propellant rods for usage inside the lightcraft instead of the ignition pin the impulse enhancement was characterised with respect to detonation and combustion and validated in cooperation with Nagoya University with respect to the ablation model. Profilometric analysis of ablated rods served for the experimental validation of various raytracing models.

While only wire-guide flights were performed in the past, many experiments of this thesis are dedicated to free flight dynamics using stereoscopic high speed analyses. The improved reproducibility of detonation process and impulse coupling by means of an ignition pin, patented by DLR, on the axis of symmetry was proven in pulsed free flights. Hence, for the modeling of impulse components, the fluence distribution on the ignition pin at the beginning of the laser pulse was calculated by means of raytracing depending on the relative position of the lightcraft to the laser

beam. Though a strong dependency of the impulse components from the inclination angle and the weaker impact of the lateral offset could be proved experimentally, deviations between model and experiment concerning the extrema of the impulse fields indicate the importance of the further course of the detonation process which was neglected here. They indicate the limitations of this model in a similar way as it has been shown for the limited validity of the point explosion model.

Flight stability depending on the position relative to the laser beam was examined in hovering experiments with adapted laser power. Beam-riding properties of the lightcraft, as shown for the Lightcraft Technology Demonstrator (LTD) of L.N. Myrabo, are supported by the usage of the ignition pin, but are clearly limited. The trajectories of lateral offset and inclination against the beam center show with their spiralled course the limited action of restoring lateral and angular impulses. With the strong dependency of these impulse components from the inclination angle, the coupling between lateral and angular motion prevents flight stabilisation. Model calculations for the pulsed flight based on the computational concept of Julia sets show a butterfly-effect of the initial parameters at launch with respect to the maximum flight duration that has to be compensated by a dynamic control.

The experimental validation of the thrust vector steering originating in the DLR patent based on the shift of the centre of detonation by tilting the ignition pin or propellant rod, resp., showed, in contrast to prior expectations, a shift of the detonation to the opposite side of the rod yielding a lateral impulse into the opposite direction. This might be associated with the expansion and enhancement of the laser-supported detonation wave in this region.

With respect to the experimental data on the characterisation of the proposed thrust vector steering gear and the corresponding model results, a successful stabilisation of the pulsed free flight does not seem to be possible in this way, since only a slight modification of the impulse components, but not a significant manipulation or decoupling is possible. Hence, for a technological development without spin-stabilisation a structural change of the propulsion device is necessary, e.g., by physical separation of focusing optics and expansion nozzle, although the development of pulsed laser sources with adequate high power (≈ 1 MW/kg payload) remains the key question for Earth-based laser propulsion suggesting space-borne applications.

Kapitel 1

Grundlagen gepulster laser-thermischer Antriebe

Im Jahr 1985 wurde durch Leik Myrabo mit der Bezeichnung „*Lightcraft*“ der Begriff für Flugkörper auf der Basis neuartiger Antriebstechnologien durch den gezielten Einsatz elektromagnetischer Strahlung geprägt als „[. . .] *any flight platform, airborne vehicle, or spacecraft designed for propulsion by a beam of light – be it microwave or laser.* [. . .]“ [2]. Weltweite Popularität erfuhr dieses Konzept im Zuge der Demonstrationsexperimente mit leichten Flugkörpern (Startmasse: 50,6 g) an einem ortsfesten 10 kW-CO₂-Hochenergielaser bei einer Rekordflughöhe von 71 m im Jahr 2000 [3]. Während das spin-stabilisierte Lightcraft von Myrabo damit als der Prototyp des Lightcrafts gilt, werden generell gepulste laser-thermische Antriebe, bei denen der Wirklaser vom Flugkörper räumlich getrennt ist, als Lightcraft behandelt. Die Vielfalt der weltweit untersuchten Lightcraft-Konzepte bedingt die Fragestellung nach den jeweiligen technologischen Vorzügen der einzelnen Entwicklungsansätze, auch wenn der genannte Rekordflug bisher unerreicht ist. Neben der Analyse und Optimierung der Schuberzeugung am Flugkörper ist dabei die Frage nach dem „*Beam-riding*“, also der Stabilisierung des Lightcrafts in Bezug auf den Energie liefernden Laserstrahl, von wesentlicher Bedeutung. Für die am DLR entwickelte Form des Lightcrafts, einen gleichzeitig als Düse und optische Fokussiervorrichtung dienenden parabolischen Reflektor mit Zündstift und optional verwendbarem ablativen Treibstoff, soll diese Arbeit zum Verständnis der Schuberzeugung unter Berücksichtigung der relativen Lage zum Laserstrahl beitragen. Dabei werden die spezifischen Grundlagen der Flugdynamik im Hinblick auf Stabilität und Regelbarkeit untersucht.

1.1 Raumfahrtantriebe mit gerichteter elektromagnetischer Strahlung

Die Faszination von Antrieben mit gerichteter elektromagnetischer Strahlung (BEP, „*Beamed Energy Propulsion*“) lässt sich verstehen, wenn man das technologische Entwicklungspotenzial betrachtet, das mit dem Einsatz gerichteter elektromagnetischer Strahlung für einen Raumfahrtantrieb verbunden ist.

Der revolutionäre Grundgedanke drückt sich im visionären Begriff der „*Highways of Light*“ aus [3] und lässt sich in Analogie zum Bahnverkehr verstehen, wenn man die Bedeutung des Übergangs von Dampflokomotiven mit eigenem Kohlentender zur Energieversorgung zu einem stationären Energieversorgungsnetz mit Oberleitungen betrachtet. 1972 wurde erstmals das Konzept eines Raketenantriebes durch eine stationäre, erdgestützte Hochenergie-Laserquelle von Arthur Kantrowitz veröffentlicht [5]. 30 Jahre später wurde zu diesem Themenbereich die erste eigenständige internationale Konferenz, das „*International Symposium on Beamed Energy Propulsion*“ (IS-BEP) ausgerichtet, ein Forum, das seitdem den Stand der vielfältigen experimentellen, theoretischen und konzeptionellen wissenschaftlichen Arbeiten auf diesem Gebiet widerspiegelt.

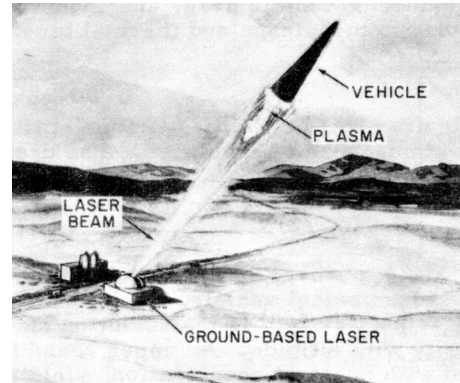


Abbildung 1.1: Bodengestütztes Raketenantriebskonzept mit Hochleistungslaser, Nachdruck aus [4] mit freundlicher Genehmigung des *American Institute of Aeronautics and Astronautics* (AIAA).

1.1.1 Strahlungsquelle

Ein wesentliches Augenmerk liegt dabei auf der Strahlungsquelle. Im Gegensatz zu den solarthermischen Antrieben und Sonnensegeln werden für BEP-Antriebe gerichtete Strahlungsquellen für die Energieübertragung über große Distanzen verwendet. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem Einsatz von Lasern, wobei Studien über Experimente mit Mikrowellensendern einen interessanten Vergleichsansatz bilden.

Lasere 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 [6]. 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 [7]. Den Übergang von der nahezu parallelen Strahlausbreitung im Nahfeld in das Fernfeld kennzeichnet die Rayleigh-Länge z_R gemäß

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (1.1)$$

mit λ als Wellenlänge der verwendeten Strahlung und w_0 als Strahltaile des Gaußschen Grundmodes des Lasers [6]. In der Praxis schwingen in Laser-Resonatoren oft verschiedene Moden an, wodurch Strahldurchmesser und Divergenz ansteigen. Für einen Multimodestrahls bezeichnet der Strahlqualitätsparameter M^2 das Verhältnis zum Strahlradius $w(z)$ des Grundmodes [8]:

$$W^2(z) = M^2 w^2(z) \quad (1.2)$$

wobei $W(z)$ den Radius des Multimodestrahls bezeichnet und der Laserstrahl entlang der z-Achse propagiert. M^2 ist ein Maß für das Strahlparameterprodukt aus Strahltaile W_0 und Divergenz Θ (voller Öffnungswinkel), das nach [9] gemäß

$$W_0 \cdot \Theta = \frac{2 \cdot \lambda \cdot M^2}{\pi} \quad (1.3)$$

gegeben ist. Es bleibt auch beim Durchgang des Strahls durch fokussierende oder aufweitende Elemente erhalten, womit u.a. die Berechnung des Fokussdurchmessers ermöglicht wird [6]. Die gute Fokussierbarkeit von Laserstrahlung führt zu hohen Intensitäten im Fokus und gewährleistet eine hohe Reichweite z_{max} der Laserstrahlung, die nach [10] definiert ist durch

$$z_{max} \approx \frac{d_{LC} \cdot d_M}{4\lambda}, \quad (1.4)$$

wobei d_M der Durchmesser des fokussierenden Sendeteleskops und d_{LC} die Empfangsöffnung des Flugkörpers sind. Daher ermöglicht die Verwendung von Laserstrahlung mit einer möglichst kleinen Wellenlänge die Fokussierung auf eine Empfangsöffnung vorgegebener Größe d_{LC} über besonders große Distanzen z_{max} hinweg. Allerdings muss bei der Wahl der Laserquelle für erdgestützte Missionen berücksichtigt werden, dass λ in einem atmosphärischen Transmissionsfenster liegen muss, vgl. [10]. Beim Einsatz von Hochleistungslasern muss grundsätzlich zwischen Dauerstrich-Lasern („*continuous wave*“, cw) und gepulsten Lasern unterschieden werden, wobei letztere bei gleicher mittlerer optischer Leistung höhere Spitzenintensitäten erzeugen und damit andere Arten der Laser-Materie-Wechselwirkung ermöglichen. Für experimentelle Studien zum Laserantrieb werden auf Grund ihrer hohen mittleren Leistung vorwiegend gepulste CO₂- und Festkörperlaser verwendet.

1.1.2 Charakteristische Kenngrößen

Eine wichtige Kenngröße für Laserantriebe ist mit dem Impulskoppelkoeffizient c_m definiert durch

$$c_m = \frac{\Delta p}{E_L} = \frac{\bar{F}}{\bar{P}}, \quad (1.5)$$

wobei Δp die Impulsänderung eines Flugkörpers bzw. einer Treibstoffprobe ist, die durch einen Laserpuls der Energie E_L hervorgerufen wird [11, 12], oder, bezogen auf die mittlere Laserleistung \bar{P} , die mittlere Kraft \bar{F} , die dadurch auf den Körper wirkt.

Bei Experimenten, in denen Symmetrieachse des Lightcrafts und die Propagationsachse der Laserstrahlung identisch sind, wird c_m im Rahmen dieser Arbeit auch als *koaxialer* Impulskoppelkoeffizient bezeichnet, vgl. Kap. 3. Für die Untersuchung der Flugdynamik wird hingegen die Definition von c_m erweitert, vgl. auch [13, 14], um neben der *axialen* Impulskomponente p_z in Propagationsrichtung des Laserstrahls auch die Lateralbewegung des Flugkörpers zu erfassen durch

$$\mathbf{c}_m = \frac{\Delta \mathbf{p}}{E_L} = \frac{\Delta(m \cdot \mathbf{v})}{E_L} \approx \frac{m \Delta \mathbf{v}}{E_L}, \quad (1.6)$$

wobei m die Masse des Flugkörpers bezeichnet. Eine ähnliche Definition des Lateralimpulses ist z.B. in [15] gegeben, allerdings dort mit abweichender Vorzeichenkonvention. Analog wird ein Drehimpulskoppelkoeffizient \mathbf{c}_L gemäß

$$\mathbf{c}_L = \frac{\Delta \mathbf{L}}{E_L}, \quad (1.7)$$

definiert, wobei $\Delta \mathbf{L}$ die durch den Laserpuls induzierte Änderung des Drehimpulses des Flugkörpers bezeichnet. Für die Drehbewegung um die Hauptträgheitsachsen $\hat{\mathbf{x}}_i$ gilt

$$c_{L,i} = \frac{\Delta L_i}{E_L} \approx \frac{J_{ii} \cdot \Delta \omega_i}{E_L}, \quad (1.8)$$

wobei ω_i die Winkelgeschwindigkeit des Flugkörpers um die i -Achse bezeichnet und für die Komponenten des Trägheitstensors $\underline{J}_{i,k}$ beim rotationssymmetrischen Flugkörper $J_{xx} = J_{yy}$ gilt.

Der Wirkungsgrad der Energieumwandlung in kinetische Energie des Lightcrafts lässt sich nach [16] beschreiben durch

$$\eta_{ges} = \frac{1/2 \cdot mv^2}{E} = \eta_{prop} \alpha \beta \gamma \delta. \quad (1.9)$$

Das Produkt $\alpha \beta \gamma \delta$ beschreibt die innere Effizienz des Antriebs. Da Energiequelle und Flugkörper in den meisten Anwendungen der BEP räumlich voneinander getrennt sind, kann man unterscheiden zwischen der Energieumwandlungseffizienz $\eta_{int} = \alpha \beta$ des Flugkörpers (oft als Jeteffizienz η_{jet} bezeichnet) und der Effizienz des Energieversorgungssystems $\eta_{sys} = \gamma \delta$. Letztere wird beschrieben durch den Energieumwandlungsgrad δ (zumeist elektrisch-optisch) des Lasers und die Transmissionseffizienz γ vom Laser zum Flugkörper. η_{int} wird bestimmt durch die Absorptionseffizienz β bei der Umwandlung von Laserpulsenergie in innere Energie des Treibstoffes und durch die Expansionseffizienz α , die das Verhältnis von aufgenommener innerer Energie zur kinetischen Energie des Treibstoffstrahls beschreibt. η_{prop} ist die Antriebseffizienz für einen Flugkörper der Geschwindigkeit v mit einem Treibstoffstrahl der Geschwindigkeit v_{jet} und beschreibt die Umwandlungseffizienz der kinetischen Energie des Treibstrahls in kinetische Energie des Flugkörpers gemäß [17]

$$\eta_{prop} = \frac{2v/v_{jet}}{1 + (v/v_{jet})^2}, \quad (1.10)$$

die für $v = v_{jet}$ maximal wird ($\eta_{prop} = 1$). Eine dynamische Anpassung von v_{jet} an v im Missionsverlauf ermöglicht eine Optimierung der Antriebseffizienz im Gegensatz zu Missionen mit konstantem gewichtsspezifischem Impuls I_{sp} [18]. Experimentelle Ansätze dafür mit laser-ablativen Treibstoffkompositen sind in [19] gezeigt. Aufgrund der Impulserhaltung sind c_m und die effektive Ausströmgeschwindigkeit $\langle v_{jet} \rangle$ ¹ bzw. der spezifische Impuls I_{sp} mit η_{int} wie folgt verknüpft [20]

$$\eta_{int} = \alpha\beta = \frac{c_m \langle v_{jet} \rangle}{2\Phi} \approx \frac{c_m \langle v_{jet} \rangle}{2} = \frac{g \cdot c_m I_{sp}}{2}, \quad (1.11)$$

wobei g die Erdbeschleunigung in Meereshöhe ist und $\Phi = \langle v_{jet} \rangle^2 / \langle v_{jet}^2 \rangle$ von der Geschwindigkeitsverteilung des Treibstrahls abhängt. Für Φ werden Werte im Bereich von 0,94 – 1 berichtet [18]. Für die Verwendung von Treibstoffen, bei denen innere Energie durch chemische Reaktionen freigesetzt wird, gilt eine abgewandelte Definition von η_{int} gemäß [18, 21]:

$$\eta_{int} = \alpha(\beta + m\Delta Q/E_L), \quad (1.12)$$

wobei Q die spezifische Reaktionswärme ist.

1.2 Antriebsprozesse

Die verschiedenen Antriebsprozesse im Bereich der BEP lassen sich durch die Art der Wechselwirkung einordnen, die ihnen zu Grunde liegt: Zu den einfacheren Vorgängen gehören der Impulsübertrag durch Photonenstoß sowie die Absorption bei photovoltaischen Elementen.

Die älteste Idee aus dem Bereich der BEP fällt in die Kategorie der Antriebe mit mitgeführter Energiequelle („*onboard propulsion*“): Als Antrieb für interstellare Missionen schlug Eugen Sänger 1953, noch vor der Erfindung des Lasers, den Einsatz des Photonendruckes der Kontinuumsstrahlung von Plasma vor, das in einer Kernspaltungsreaktion entsteht [22]. Dieses Konzept, das später durch den Einsatz eines nuklear-gepumpten Gas-Lasers revidiert wurde [23], sorgt zwar nur für einen geringen Schub mit einem Impulskoeffizienten c_m von, vgl. [24],

$$c_m = 2/c = 6,7 \text{ nN/W}, \quad (1.13)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist, erlaubt jedoch durch die maximale Geschwindigkeit $v_{jet} = c$ des Treibstoffstrahls, in diesem Falle: der Photonen, eine für interstellare Missionen optimierte Antriebseffizienz η_{prop} , vgl. Gl. 1.10.

Die Absorption von Laserstrahlung durch photovoltaische Elemente erweitert den Aktionsradius solartriebener Antriebskonzepte in Fällen, bei denen die Position des Flugkörpers dies erfordert, z.B. im Planetenschatten [25]. Zudem können die Wellenlänge des Lasers und die Bandlücke des Photoelementes aufeinander abgestimmt werden [26].

¹ $\langle \rangle$ bezeichnet das gewichtete Mittel in Bezug auf die Teilchenmasse.

Die beiden genannten Prozesse sind nicht spezifisch auf den Einsatz von Lasern ausgelegt, sondern z.B. auch durch Sonnenlicht möglich. Hingegen ist ihre Eignung für lasergestützte Antriebe begrenzt durch die Zerstörschwelle der verwendeten Reflektoren bzw. Photoelemente. Laserstrahlung höherer Intensität, also insbesondere bei gepulsten Lasern, führt zur Erwärmung, z.B. mitgeführter Treibstoffe und ggf. zu deren Abtragung (Ablation), wobei es außerdem zu Verbrennungsvorgängen und Plasmabildung kommen kann. Ein guter Überblick über diese in der BEP relevanten Prozesse befindet sich in [27], das als Grundlage der nachfolgenden Abschnitte dient, soweit nicht anders zitiert.

1.2.1 Laser-gestützte Plasmadetonation

Laser-induzierter Luftdurchbruch

Laserstrahlung hoher Intensität kann ab einer stoffspezifischen Schwelle zu Plasmabildung führen. In Luft als Medium spricht man vom laser-induzierten Luftdurchbruch (Luftdurchschlag, „*air-breakdown*“, BDA). Die Ionisierung des Gases kann durch simultane Absorption von n Photonen mit $n \cdot h\nu > E_i$ geschehen (Multiphotoneneffekt), wobei E_i die Ionisierungsenergie des betreffenden Atoms oder Moleküls ist [28]. Die erforderliche Intensität I_{BDA} liegt für Luft bei

$$I_{BDA} = 1500 \text{ MW/cm}^2 \cdot \left(\frac{10,6 \mu\text{m}}{\lambda} \right)^2, \quad (1.14)$$

mit λ als Wellenlänge der Laserstrahlung [29]. Die Aufheizung des Plasmas erfolgt dabei durch inverse Bremsstrahlung, während spontane und induzierte Bremsstrahlung zu einer Erhöhung der Lichtintensität führen [30]. Sind dabei die Elektronentemperatur T_e und die Temperatur der schweren Teilchen $T_{a,i}$ ähnlich, wird das Plasma quasi im Gleichgewichtszustand erhitzt, während es bei $T_e \gg T_{a,i}$ zu einer raschen Ionisierung und Elektronenlawine kommt [29]. Lokal kann die Erzeugung von Primärelektronen, z.B. an Materialunreinheiten oder bei lokalen Intensitätsmaxima aufgrund von Strahlinhomogenitäten, mit einer niedrigeren Intensitätsschwelle verbunden sein [28] und damit die Schwelle für den Luftdurchbruch herabsetzen. Dies gilt insbesondere für den Elektronendampf über metallischen Oberflächen, wo die kinetische Energie freier Elektronen bei Stößen mit Atomen und Ionen nicht durch die Anregung von Rotations- oder Schwingungszuständen verloren geht, sondern ab einer deutlich geringeren Laserintensität I_{BDV} für die Ionisierung in einer Elektronenlawine zur Verfügung steht („*Breakdown in electron vapor*“, BDV, [29]):

$$I_{BDV} = 1 \text{ MW/cm}^2 \cdot \left(\frac{10,6 \mu\text{m}}{\lambda} \right)^2. \quad (1.15)$$

Während für den laser-induzierten Durchbruch in reiner Luft sehr hohe Intensitäten, $I_{BDA} = 1,5 \text{ GW/cm}^2$ für CO_2 -Laserstrahlung ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$), erforderlich sind, lässt sich über metallischen Oberflächen ein Luftdurchbruch bei deutlich geringen Intensitäten, $I_{BDV} = 1 \text{ MW/cm}^2$, erzielen.

Laser-gestützte Absorptionswellen

Bildet sich ein laser-induziertes Plasma über einer Oberfläche aus, so wird die einfallende Laserstrahlung mit zunehmender Intensität vom Plasma absorbiert und kann die ursprünglich bestrahlte Oberfläche schließlich nur noch zu einem Bruchteil erreichen (Plasmaabschirmung). Dabei expandiert das Plasma in Richtung der einfallenden Laserstrahlung und bildet eine laser-gestützte Absorptionswelle („*laser-supported absorption wave*“, LSAW). In Analogie zu den Stoßwellen in der klassischen Hydrodynamik, vgl. [31]², unterscheidet man hier zwischen LSAW, die sich mit Unterschallgeschwindigkeit ausbreiten und als laser-gestützte Verbrennungswellen („*laser-supported combustion wave*“, LSCW) bezeichnet werden, sowie laser-gestützten Detonationswellen („*laser-supported detonation wave*“, LSDW), die mit Überschallgeschwindigkeit propagieren.

Laser-gestützte Verbrennungswellen

Die absorbierte Laserstrahlung in einer LSCW wird zum Teil über Wärmeleitung und -strahlung an die Umgebung abgegeben und teilweise in kinetische Energie des propagierenden Plasmas umgewandelt. Für dessen Geschwindigkeit v_{LSCW} gilt bei der Intensität I

$$v_{LSCW} \approx D_T \sqrt{\frac{\alpha_p I - J_L}{\kappa_{eff} T_p}} \propto \sqrt{I}, \quad (1.16)$$

wobei D_T der thermische Diffusionskoeffizient, α_p der Absorptionskoeffizient des Plasmas, T_p die Plasmatemperatur und κ_{eff} ein effektiver Transportkoeffizient für Wärmeleitung und -strahlung ist sowie J_L die zugehörigen Energieverluste beschreibt.

Laser-gestützte Detonationswellen

Der Übergang von der LSCW zur LSDW findet statt, wenn sich das Plasma mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet und gemeinsam mit der Stoßwelle propagiert [32]. Für die Geschwindigkeit v_{LSDW} der Stoßwelle gilt bei Bestrahlung größerer Flächen

$$v_{LSDW} = \sqrt[3]{2(\gamma^2 - 1) \frac{I}{\rho_g}} \propto \sqrt[3]{I}, \quad (1.17)$$

wobei γ der Adiabaten-Exponent und ρ_g die Dichte des Umgebungsmediums ist [28]. Als Schwelle I_{LSD} für den Übergang von LSCW zu LSDW wird für CO₂-Laser der Bereich zwischen 10 MW/cm² [32] und 100 MW/cm² [27] angegeben, während sich in [29] eine detaillierte Abschätzung befindet gemäß

$$I_{LSD} \approx 10 \text{ MW/cm}^2 \cdot \sqrt[4]{\frac{10 \text{ cm}}{d_i}} \cdot \sqrt{\frac{10,6 \text{ } \mu\text{m}}{\lambda}} \cdot \sqrt{\frac{p_0}{1 \text{ bar}}}, \quad (1.18)$$

²a.a.O., S. 547 ff.

mit d_i als Durchmesser des ursprünglichen Plasmas an der Oberfläche (oder des Laserstrahls, falls kleiner) und p_0 als Umgebungsdruck.

1.2.2 Explosionsmodell

Um den Impulsübertrag durch Plasmadetonation auf den lasergetriebenen Flugkörper zu berechnen, muss für die Detonation ein hydrodynamisches Modell verwendet werden. Eine eingehende Modellierung dieses Problems erfordert die Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen unter Berücksichtigung der auftretenden hohen Temperaturen sowie Verlusten durch Wärmeleitung und -strahlung [33] sowie eine detaillierte Betrachtung der Plasmadynamik für den Verlauf des Laserpulses unter Beachtung von Plasmaabschirmung und Änderungen im Brechungsindex des expandierenden Mediums [34]. Als relativ einfacher, analytischer Ansatz wird hingegen oft die Modellierung als Punktexplosion in einem gasförmigen Medium verwendet [21, 33, 35, 36].

Einfaches Explosionsmodell

Für die instantane Freisetzung der Energie E_0 an einem Punkt in gasförmiger Umgebung wird in [37]³ die Bewegung der Stoßwelle auf der Grundlage der Theorie der Selbstähnlichkeit berechnet. Dabei gilt nach der Zeit t für den Radius r einer sphärischen Stoßwelle⁴

$$r = \sqrt[5]{\frac{E}{\varrho_0}} \cdot t^{2/5} \quad (1.19)$$

sowie für deren Ausbreitungsgeschwindigkeit v_d

$$v_d = \frac{2}{5} \sqrt[5]{\frac{E}{\varrho_0}} \cdot t^{-3/5} \quad (1.20)$$

und den Druck hinter der Stoßwelle

$$p = \frac{2}{\gamma + 1} \varrho_0 \cdot v_d^2 = \frac{8}{25(\gamma + 1)} \cdot \frac{E}{r^3}. \quad (1.21)$$

Hier ist ϱ_0 die Dichte des Umgebungsmediums vor der Explosion und $E = \alpha E_0$, wobei α eine Konstante ist, die vom Adiabaten-Exponenten γ abhängt⁵ mit $\alpha(\gamma = 1,4) \approx 1,175$.

³a.a.O., S. 210 ff.

⁴ebd., S. 213

⁵ebd., S. 231

Punktexplosion mit Gegendruck

Bei Berücksichtigung der Wirkung des Gegendrucks der Umgebung auf die Stoßwelle ist das betrachtete Problem nicht mehr selbstähnlich, und es werden daher in [37]⁶ für die Modellierung $T_0 = E_0^{1/3} \varrho_0^{1/2} p_0^{-5/6}$ als charakteristische Zeit und $R_0 = (E_0/p_0)^{1/3}$ als charakteristische räumliche Dimension (dynamischer Radius) eingeführt. R_0 ist näherungsweise mit dem Radius einer Gaskugel vergleichbar, die beim Druck p_0 die innere Energie E_0 besitzt, während T_0 ungefähr die Zeit ist, die eine Schallwelle zum Zurücklegen von R_0 benötigt [28]⁷. Dadurch wird eine numerische Berechnung in dimensionslosen Größen $\tau = t/T_0$ und $\xi = r/R_0$ ermöglicht, die detailliert in [38] wiedergegeben ist⁸. Dort werden für ein Gitter von 23×15 (τ, ξ) -Datenpunkten die entsprechenden dimensionslosen Parameter für Dichte $\bar{\rho}$, Druck \bar{p} und Teilchengeschwindigkeit \bar{u} bestimmt, um daraus den Impuls durch Überdruck I_p und den Impuls durch Massenstrom I_u zu ermitteln:

$$I_p = \int_0^\tau (\bar{p} - 1) d\tau, \quad (1.22)$$

$$I_u = \int_0^\tau \bar{\rho} \cdot \bar{u}^2 d\tau. \quad (1.23)$$

Sie definieren den dimensionslosen Impuls $J^{(1)}$,

$$J^{(1)}(\xi) = I_u(\xi) + I_p(\xi) = \int_0^\infty \bar{\rho} \cdot \bar{u}^2 d\tau + \int_0^\infty (\bar{p} - 1) d\tau, \quad (1.24)$$

der als Berechnungsgrundlage für c_m in [36] dient⁹: Dabei ist die Geometrie der Schubkammer von entscheidender Bedeutung. Für ein Paraboloid als Impulsempfänger folgt damit

$$c_m = \frac{4\pi}{c_0} \frac{R_1^2 - R^2}{R_0^2} J^{(1)}\left(\frac{R_1}{R_0}\right), \quad (1.25)$$

wobei R_1 als Expansionslänge die Entfernung des Brennpunktes von einem Punkt auf dem Rand der Düsenöffnung bezeichnet gemäß

$$R_1 = R \cdot \left[1 + \left(\frac{4R}{D} \right)^{-2} \right] \quad (1.26)$$

unter der Annahme, dass die Detonation im Brennpunkt erfolgt, vgl. Abb. 3.1. R ist hier die Brennweite des Paraboloids und D der Öffnungsdurchmesser, c_0 ist die Schallgeschwindigkeit. Auf ähnliche Weise wird in [36] c_m für konische und halbkugelförmige Impulsempfänger berechnet.

⁶ebd., S. 238 ff.

⁷a.a.O., S. 99; allerdings weicht R_0 von jenem Radius um den Faktor $(3\pi/4)^{1/3} \approx 1,33$, T_0 von jener Zeit um $\gamma^{-1/2} \approx 0,85$ ab.

⁸Allerdings wird in [38], abweichend von [36, 37] $E = \alpha E_0$ anstelle von E_0 verwendet.

⁹Dort wird c_m jedoch fälschlicherweise als spezifischer Impuls bezeichnet.

1.2.3 Laser-induzierte Ablation

Die laser-induzierte Zündung eines Luftplasmas und Nutzung seiner Detonationswirkung für den laser-thermischen Antrieb eignet sich vornehmlich für den luftatmenden Betrieb in der Atmosphäre. Für das parabolische Lightcraft ist damit der Antrieb durch eine erdgestützte Laserquelle ohne Mitführung eines Treibstoffes während der Startphase bis in ≈ 20 km Höhe möglich [39]. Mit abnehmendem Umgebungsdruck muss hingegen zusätzlicher Treibstoff verwendet werden. Dafür eignen sich zum einen gasförmige Medien, in denen anstelle der Umgebungsluft ein laser-induziertes Plasma gezündet wird. Darüber hinaus bietet sich die Möglichkeit der laser-induzierten Ablation fester bzw. flüssiger, Treibstoffe. Dabei wird der Schub durch den Rückstoß des ablatierten Materials erzeugt und bzw. oder durch dessen thermische Expansion, ggf. in Verbindung mit chemischen Reaktionen. Für Laserantriebe mit CO₂-Lasern wird häufig Polyoxymethylen (Polyacetal, POM) als ablativer Treibstoff verwendet, da es rußfrei verbrennt [40] und eine starke Absorptionsbande bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ hat (Absorptionskoeffizient $\alpha = 6740 \pm 240 \text{ cm}^{-1}$ [41]), verbunden mit einem hohen Wert für c_m [42]. In diesem Wellenlängenbereich werden -C-O-C- Valenzschwingungen in der Polymerkette (Summenformel $[\text{CH}_2\text{O}]_n$) angeregt [42].

Ablationsmodelle

In [27] werden Ablationsprozesse im allgemeinen durch ein komplexes photophysikalisches Modell beschrieben, das sich unter bestimmten Bedingungen zu einem thermischen Ablationsmodell bzw. im entgegengesetzten Fall zu einem photochemischen Ablationsmodell vereinfacht. Ausgehend von der Anregung der Atome bzw. Moleküle des bestrahlten Materials A wird anhand der Relaxationszeiten der thermischen Umwandlung der Anregungsenergie, τ_T , der chemischen Reaktion von A im Grundzustand, τ_A , und der chemischen Reaktion von A im angeregten Zustand (A^* , entsprechend τ_{A^*} zwischen den nachfolgenden Fällen) unterschieden¹⁰.

Für $\tau_T \ll \tau_{A^*}$ mit $\tau_A \ll \tau_{A^*}$ sind die ausgelösten Prozesse thermisch bedingt. Dabei wird während des Laserpulses nach einer kurzen Zeit t_v , ausgehend von der Temperatur T_0 , eine stationäre Temperatur T_{st} erreicht, die mit nach Ende des Laserpulses der Länge τ wieder absinkt¹¹. Charakteristisch für das ablatierte Material ist der Schwellwert der Energiedichte Φ_{th} , für den gilt:

$$\Phi_{th} = \frac{\varrho C_p (T_{st} - T_0)}{A} \left(\sqrt{D_T (T_{st}) \tau} + l_\alpha \right), \quad (1.27)$$

wobei C_p die spezifische Wärmekapazität des Materials, ϱ dessen Dichte, A sein Absorptionsgrad und l_α die optische Eindringtiefe ist. Für $\Phi \leq \Phi_{th}$ ist die Dicke d_a der ablatierten Schicht

$$d_a \propto \exp(-\Phi^{-1}), \quad (1.28)$$

¹⁰ebd., S. 17

¹¹ebd., S. 192

während oberhalb der Ablationsschwelle ein linearer Zusammenhang gilt:

$$d_a \approx B(\Phi - \Phi_{th}), \quad (1.29)$$

der für den Fall mittlerer bis hoher Laserintensitäten wegen der einsetzenden Plasmaabschirmung modifiziert werden muss gemäß

$$d_a = \frac{1}{\alpha_p} \ln [1 + \alpha_p B(\Phi - \Phi_{th})]. \quad (1.30)$$

Hier ist α_p der Absorptionskoeffizient des ablatierten Materials und $B = A/(\Delta H_v^0 + \Delta H_g(T_{st}))$ mit ΔH_v^0 als Sublimationsenthalpie des Materials bei der Temperatur T_0 und $\Delta H_g(T_{st})$ als dessen Energiezuwachs bei Erwärmung auf T_{st} in der Gasphase¹². Auf ähnliche Weise, aber unter leicht vereinfachten Modellannahmen werden in [43] Ablationsschwelle und -tiefe wie folgt hergeleitet

$$\Phi_{th} = \frac{T_v \varrho C_p \sqrt{4\pi D_T \tau}}{\beta}, \quad (1.31)$$

$$d_a \approx \sqrt{4D_T \tau \ln \left(\frac{\Phi}{\Phi_{th}} \right)}, \quad (1.32)$$

wobei T_v der Siedepunkt des Materials ist. Der Faktor β beschreibt die Transmission der Laserstrahlung mittels des Absorptionsgrades A_p des Plasmas und der Reflektivität ϕ_R der Probe gemäß $\beta = (1 - A_p)(1 - \phi_R)$.

Für $\tau_T > \tau_{A^*}$ mit $\tau_{A^*} \ll \tau_A$ findet ein photochemischer Prozess statt. Führt die Absorption der Photonen zum Aufbrechen der chemischen Bindung an den Absorptionszentren, so erhält man aus dem Lambert-Beer-Bouguer'schen Gesetz [27]¹³:

$$\Phi_{th} = \frac{h\nu}{A\eta\alpha} N_D^{cr}, \quad (1.33)$$

$$d_a = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{\Phi}{\Phi_{th}} \right) \quad (1.34)$$

bzw. im Fall von Plasmaabschirmung

$$d_a = \frac{1}{\alpha_p} \ln \left(1 + \frac{\alpha_p}{\alpha} \frac{\Phi - \Phi_{th}}{\Phi_{th}} \right), \quad (1.35)$$

Hier sind h das Planck'sche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des Lichtes, η die Quantenausbeute, N_D^{cr} ein kritischer Wert für die Anzahl der gebrochenen Bindungen beim Einsetzen des Ablationsvorgangs sowie α , α_p , A wie oben angegeben.

Für $\tau_T \ll \tau_A, \tau_{A^*}$ mit $\tau_{A^*} \ll \tau_A$ kommen sowohl thermische als auch photochemische Prozesse zum Tragen. In allen drei Modellen können Wechselwirkungen durch Volumenänderungen, Spannungen und Materialdefekte auftreten.

¹²ebd., S. 232 f.

¹³a.a.0., S. 249

Impuls

Ausgehend von den verschiedenen Modellannahmen über das abgetragene Material wird in [43] ein Modell für den Impulsübertrag auf eine flache Probe entwickelt. Dort wird für Ablation im Vakuum der Anteil der Laserpulsenergie E_L abgeschätzt, der zur Umwandlung in kinetische Energie des ablatierten Materials zur Verfügung steht. Mit $\langle v_e \rangle$ als mittlerer Teilchengeschwindigkeit gemäß

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{2\Phi_{th}}{\mu} \left(\xi - \ln \xi - \frac{1}{\xi} \right)} \quad (1.36)$$

erhält man durch Gl. 1.32 im thermischen Modell für den Impulsübertrag auf die Probe den Impulskoppelkoeffizienten c_m mit

$$c_m = 2 \sqrt[4]{\frac{D_T \tau \rho^2 \cdot \ln \xi}{\Phi_{th}^2}} \times \sqrt{\frac{\xi^2 - \xi \ln \xi - 1}{\xi^3}} \quad (1.37)$$

bzw. im photochemischen Modell gemäß Gl. 1.34

$$c_m = \sqrt{\frac{2\rho \cdot \ln \xi}{\alpha \Phi_{th}}} \times \sqrt{\frac{\xi^2 - \xi \ln \xi - 1}{\xi^3}}, \quad (1.38)$$

mit μ als ablatierter Masse pro Flächeneinheit, $\xi = \Phi/\Phi_{th}$ und $\alpha = \alpha_{eff}/\tau_m$, wobei α_{eff} der effektive Absorptionskoeffizient bei hohen Energiedichten und τ_m der Transmissionsgrad der Probenoberfläche ist [44, 45].

Die Ausbreitung des ablatierten Materials unter Umgebungsdruck wird in [27]¹⁴ mittels des Explosionsmodells beschrieben. Hier breitet sich vor dem Strahl des ablatierten Materials, dem sog. Ablationsjet, im Medium eine Stoßwelle aus, während durch die Abbremsung der Teilchen im Medium eine Stoßwelle in Richtung der Probenoberfläche entsteht. Nach der charakteristischen Zeit T_0 (s.o.) ist der Druck des ablatierten Strahls (Ablationsjet) und der Stoßwelle auf den Umgebungsdruck abgefallen und der Ablationsjet hat seine maximale Entfernung R_0 (dynamischer Radius) von der Probe erreicht.

Die vorgestellten Modelle für c_m beziehen sich auf den sogenannten Verdampfungsbereich, in dem der Ablationsprozess nicht signifikant durch Plasmaabschirmung beeinflusst wird. Für ein vollständig ionisiertes Plasma, in dem die Absorption der Laserstrahlung durch inverse Bremsstrahlung stattfindet, sind Impulskoppelkoeffizient c_m und spezifischer Impuls I_{sp} gegeben durch [46, 47]:

$$c_m [N/W] = 1,84 \cdot 10^{-4} \frac{\Psi^{9/16}}{A^{1/8}} \frac{1}{(I\lambda\sqrt{\tau})^{1/4}} \quad (1.39)$$

$$I_{sp} [s] = 442 \frac{A^{1/8}}{\Psi^{9/16}} (I\lambda\sqrt{\tau})^{1/4} \quad (1.40)$$

¹⁴a.a.O., S. 640 ff.

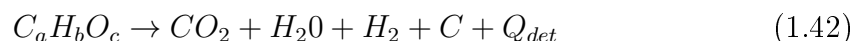
wobei $\Psi = A / \left\{ 2 \times [Z^2(Z+1)]^{1/3} \right\}$ ist mit A als mittlerer atomarer Massenzahl und Z als mittlerem Ionisierungszustand der Atome im Plasma. Für den Übergang zwischen Verdampfungs- und Plasmabereich kann für c_m mittels des Ionisierungsgrades η_i ein kombiniertes Modell aus Gl. 1.37 bzw. 1.38 und Gl. 1.39 angegeben werden gemäß [24, 47, 48]

$$c_m = \eta_i c_m^{(p)} + (1 - \eta_i) c_m^{(v)}, \quad (1.41)$$

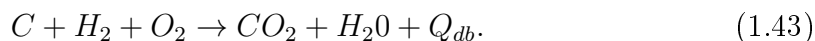
wobei die Indices (p) den Plasma- und (v) den Verdampfungsbereich bezeichnen. Für POM und einige andere Materialien wird dieser Übergang bei $I\lambda\sqrt{\tau} \approx 5 - 50 \text{ kW}\sqrt{\text{s}}/\text{m}$ lokalisiert.

1.2.4 Laser-gestützte Detonation mit Treibstoffen

Für Treibstoffe, die sich aus den Elementen C, H und O zusammensetzen, finden bei dem Einsatz an Luft Verbrennungsreaktionen statt, die zu einem erhöhten Impulsübertrag führen [42], wie Vergleichsexperimente unter inerter N_2 -Atmosphäre belegen [39]. Die Steigerung von c_m wird in [21, 42] folgendermaßen erklärt: Die Oxidation des Treibstoffes kann zunächst detonationsartig in der Form



verlaufen, wobei anschließend die nicht oxidierten Detonationsprodukte verbrannt werden (Verzögerte Verbrennung, *delayed burning*, Index *db*)



Damit erhält man aus Gl. 1.9 folgende Näherung für die kinetische Energie des Treibstrahls:

$$E_{kin} = 1/2 \cdot (m_L + m_a) v^2 = \alpha(\beta E_L + m_a Q), \quad (1.44)$$

wobei m_L die Masse der Luft in der Düse, m_a die Masse des ablatierten Treibstoffes und Q die Reaktionswärme der Verbrennung mit $Q = Q_{det} + N_{db} Q_{db}$ ist¹⁵.

1.3 Studien und Konzepte

Mit dem Einsatz eines Hochleistungslasers für den Start und die erdgestützte Energieversorgung von Raketen nach der Idee von Kantrowitz [5] ist die Beförderung von Nanosatelliten in eine erdnahe Umlaufbahn (*Low Earth Orbit*, LEO) als ein mittelfristiges Ziel für die Entwicklung von Laserantrieben thematisiert worden [10], wengleich auch Konzepte für bemannte Flüge entworfen werden [49]. Entscheidend ist hier die Frage nach der verfügbaren Laserleistung, zumal die erforderliche mittlere Laserleistung \bar{P} für den Transport nach LEO 1 MW/kg Nutzlast beträgt [50]. Zu den

¹⁵ N_{db} beschreibt den Anteil der Stoffe, die verzögert verbrannt werden.

stärksten verfügbaren gepulsten Hochleistungslaserquellen zählen neben dem CO₂-Hochenergielaser am DLR in Stuttgart außerdem das US Army Pulsed Laser Vulnerability Test System (PLVTS) in White Sands Missile Range, New Mexico und der gepulste CO₂-Laser des Forschungsinstitutes für komplexe Tests opto-elektronischer Geräte und Systeme (NIIKI OEP) in Sosnovy Bor bei St. Petersburg, Russland, die alle im Bereich von $\bar{P}_{max} \approx 10 - 20$ kW liegen [51]. Damit unterliegen experimentelle Studien zum bodengestützten gepulsten Laserantrieb dem Vorbehalt der technischen und finanziellen Machbarkeit einer Skalierung der verfügbaren Laserleistung um mindestens zwei bis drei Größenordnungen. Kommerziell bereits jetzt verfügbare Laser könnten sich hingegen für weltraumgestützte Anwendungen in der Schwerelosigkeit, wie z.B. Probenrückführung, eignen [52] bzw. als präzise regulierbare Energiequelle für laser-ablative Mikroantriebe dienen [53–56], wobei im letzteren Fall die räumliche Trennung zwischen Energiequelle und Flugkörper wieder aufgehoben ist.



Abbildung 1.2: Demonstratormodelle für Laserantriebe: a) Lightcraft Technology Demonstrator, b) Aerospace Laser Propulsion Engine, c) Parabolisches Lightcraft (Bild: DLR). Nachdruck von Bild a) und b) mit freundlicher Genehmigung von L.N. Myrabo, bzw. Yu.A. Rezunkov.

Lightcraft Technology Demonstrator (LTD)

Beim LTD, der in einer Kooperation der Gruppe von L.N. Myrabo (Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York) und dem US Air Force Research Laboratory (US AFRL) entstand, wird die Laserstrahlung auf einen Reflektor in Form einer Zapfendüse gerichtet. Sie weist ein inverses, parabolisches Profil auf, d.h. das Licht wird auf einen Ring fokussiert, vgl. das Plasmaleuchten in Abb. 1.2 a). Dort findet ein laser-induzierter Luftdurchbruch bzw. laser-induzierte Ablation eines Rings aus POM statt. Für die Luftnachführung im gepulsten Freiflug befinden sich am Flugkörper Belüftungsschlitze in Höhe des Fokusrings. Demonstratormodelle in verschiedenen Proportionen und Größenskalierungen wurden im Hinblick auf c_m , Lateral- und Drehimpulsübertrag mittels verschiedener Pendelprüfstände charakterisiert [57, 58]. Die entsprechenden Daten bilden die Grundlage für Flugsimulationen, die mit Trajektorien aus Freiflugexperimenten verglichen wurden [15]. Die Flugexperimente wurden im wesentlichen mit Spinstabilisierung bzw. drahtgeführt, unternommen [3, 59].

Aerospace Laser Propulsion Engine (ASLPE)

Auch beim ASLPE der Gruppe um Yu.A. Rezunkov vom NIIKI OEP wird die Laserstrahlung am Flugkörper auf einen Reflektor mit invers-parabolischem Profil gerichtet, jedoch entgegen der Flugrichtung als Traktorstrahl, vgl. Abb. 1.2 b). Über einen weiteren, ringförmigen Reflektor wird das Licht in die Brennkammer fokussiert, wo die laser-induzierte Plasmadetonation in Luft bzw. mit einem laser-ablativen Treibstoff stattfindet. Das expandierende Gas trifft im Zentrum des Flugkörpers auf einen konkaven sphärischen Impulsempfänger und verlässt die Brennkammer durch eine konische Düse [60]. Die Besonderheit dieses Flugkörpers liegt in der räumlichen Trennung von fokussierender Optik und Schubkammer sowie in seiner Eignung für den Antrieb mit cw-Lasern [61].

Parabolisches Lightcraft

Kennzeichnend für die deutsche Version des parabolischen Lightcrafts, vgl. Abb. 1.2 c), in der Literatur auch als „*Bohn Bell*“ bezeichnet, ist die Verwendung eines Zündstifts für die Herabsetzung der Plasmazündschwelle und zur Schubvektorsteuerung gemäß [62]. Zur Steigerung des Impulskoppelkoeffizienten kann ein Zylinder aus POM als ablativer Treibstoff über den Zündstift montiert werden [51].

Für die bisherigen Untersuchungen zum Impulskoppelkoeffizienten wurden für die genannten Experimentalmodelle ballistische Pendel bzw. Piezosensoren verwendet. Flugexperimente wurden zumeist drahtgeführt [39, 59, 61] oder spin-stabilisiert [3] durchgeführt und im Hinblick auf den durchschnittlichen Impulsübertrag ausgewertet. Hingegen fehlen experimentelle Untersuchungen zur Flugdynamik im Hinblick auf die Entwicklung des Impulskoppelkoeffizienten *während* des Fluges [63], wie in [64] vorgeschlagen, unter Berücksichtigung der möglichen Freiheitsgrade der Bewegung. Für das parabolische Lightcraft werden im Folgenden experimentelle Untersuchungsergebnisse zum Impulsübertrag u.a. in gepulsten Freiflugexperimenten vorgestellt und in Beziehung zu Stabilisierungseigenschaften und möglichen Regelungsmechanismen diskutiert.

Kapitel 2

Experimentelle Geräte und Methoden

2.1 Der CO₂-Hochenergielaser

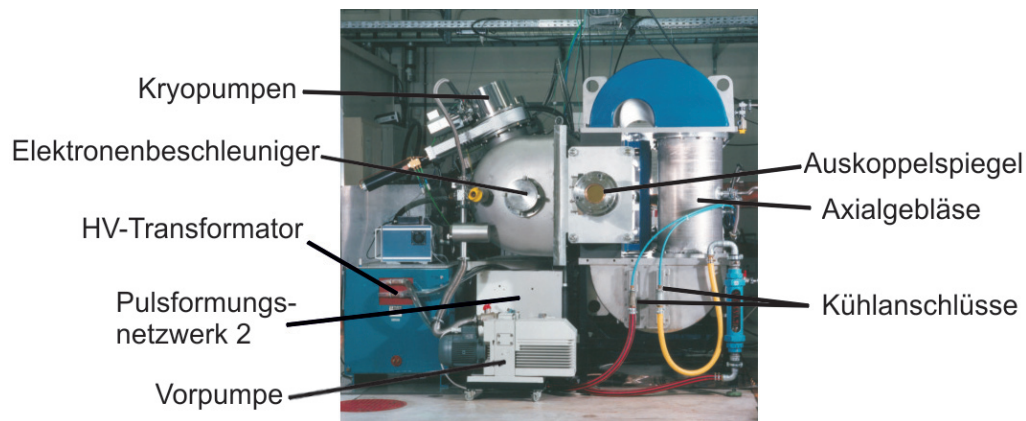


Abbildung 2.1: Hochenergielaser am Institut für Technische Physik des DLR in Stuttgart (Bild: DLR).

Als stationäre Energiequelle für den lasergetriebenen Flugkörper wird ein CO₂-Hochenergielaser verwendet, der seit den 1980er Jahren am Institut für Technische Physik (ITP) des DLR in Stuttgart entwickelt wurde. Er wurde als Multispektral-Laser konzipiert, bei dem durch Variation des laseraktiven Gases verschiedene Wellenlängen auf Skalierbarkeit hinsichtlich der Laserleistung untersucht wurden. Dabei wurden vornehmlich CO₂ [65], CO (Grundschiwingung [66] und Oberschiwingung [67]) sowie Argon-Xenon (Ar-Xe) [68] getestet. Das Lasersystem ist in den verschiedenen Entwicklungsstadien ausführlich in der Literatur dokumentiert [69–71], technische Details finden sich vor allem in [72, 73]. Seit Abschluss der Entwicklungsarbeiten an diesem Laser im Jahre 2001 wird er primär für Untersuchungen zum Laserantrieb eingesetzt, die am ITP im Jahr 1998 aufgenommen wurden [33, 74].

2.1.1 Funktionsweise

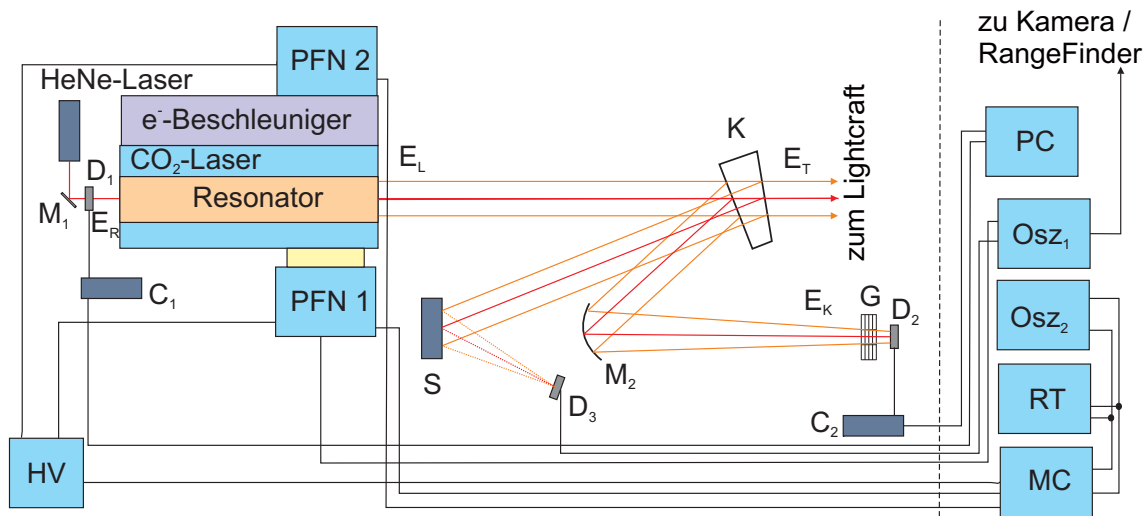


Abbildung 2.2: Ansteuerung des CO₂-Hochenergielasers mit experimentellen Aufbauten zur Laserpulsdiagnostik: Die Bedienung erfolgt hinter einer Schutzwand (gestrichelt) manuell am Steuergerät (MC) oder durch Echtzeitsteuerung (RT) zur Ansteuerung der Hochspannungsversorgung (HV) sowie Zündung der Funkenstrecken an den Pulsformungsnetzwerken (PFN). Messung der Laserpulsenergie über Strahlteiler an den Pyrodetektoren D₁ und D₂ sowie des Pulsverlaufs über eine Streuscheibe mit einem Photodetektor D₃. Oszilloskope (Osz): 1. LT 342 Waverunner von LeCroy, 2 Kanäle, 500 MHz Bandbreite, 2. Agilent DSO 5034 A, 4 Kanäle, 300 MHz Bandbreite.

Die Erzeugung der Laserstrahlung am CO₂-Hochenergielaser des ITP fand in einer Kavität von $\approx 2,25$ m Länge statt, die als stabiler Resonator mit einem planen ZnSe-Fenster (70 % Transmission) als Auskoppler sowie einem konkaven Cu-Spiegel (Krümmungsradius $R_{cc} = -13,5$ m) [75] konzipiert war. Durch ein zentrales ZnSe-Fenster von ≈ 2 mm Durchmesser im Cu-Spiegel wurde ein He-Ne Justierlaser über Spiegel (M_1 , vgl. Abb. 2.2) koaxial durch den Resonator geführt, um eine Justierung des Experiments zu ermöglichen.

Zur elektrischen Anregung des Lasergases findet zunächst eine Vorionisation statt, für die ein Elektronenstrahlbeschleuniger eingesetzt wird, der über ein Kapton-Fenster an den Resonator gekoppelt ist. Zur elektrischen Ansteuerung des Beschleunigers wird ein Pulsformungsnetzwerk (PFN 2) verwendet [76]. Mit der Vorionisation des Lasermediums entlädt sich die im Pulsformungsnetzwerk der Hauptentladung (PFN 1) gespeicherte elektrische Energie über einen Bandleiter in das Lasergas und erzeugt den Laserpuls in einer unselbstständigen Entladung [65, 73]. Die Entladung beider PFN wird über Funkenstrecken vom Steuergerät (MC in Abb. 2.2) initiiert, für die der Arbeitsdruck mittels der Paschenkurve an die anliegende Hochspannung manuell angepasst wird. Wegen dieser erforderlichen Anpassung kann U_{PFN1} und damit E_L während einer Laserpulsfolge („Burst“) nicht variiert werden. Die Dauer des Laserpulses beträgt $\approx 10 \mu\text{s}$, bedingt durch die Wahl einer Kapazität von $C = 2,4 \mu\text{F}$ und einer Induktivität von $L = 12,2 \mu\text{H}$ am PFN 1.

Als Lasergas wurde eine Mischung von CO_2 , N_2 und He im Volumen-Verhältnis von 1:2:7 verwendet. Bei der Ionisierung des Lasermediums werden durch Elektronenstöße zunächst N_2 -Moleküle in einen Schwingungszustand versetzt, die dann ihrerseits durch Stöße mit CO_2 -Molekülen die erforderliche Besetzungsinversion erzeugen [7]. Bei der Analyse des Laserspektrums in [73] wurde P20 ($\lambda = 10,59 \mu\text{m}$ Wellenlänge) als stärkste Linie gemessen, gefolgt von P18 ($\lambda = 10,57 \mu\text{m}$) und P16 ($\lambda = 10,55 \mu\text{m}$) [77]. Nach der Photonen-Emission auf der Laserwellenlänge gelangt das angeregte CO_2 -Molekül über thermische Relaxationsprozesse wieder in den Grundzustand, weswegen das Lasergas für den repetitiv gepulsten Betrieb durch drei Axialgebläse umgewälzt wird, um eine Regeneration des erhitzten Lasergases zu ermöglichen, zumal der elektro-optische Wirkungsgrad $\eta_{el.-opt.}$ im Bereich von $\approx 8 - 12 \%$ liegt [73, 78]. Außerdem dient Helium hier u.a. als Wärmeleitmittel [7].

Im repetierenden Betrieb wurden unter optimalen Bedingungen Bursts von bis zu 1000 Pulsen bei Repetitionsraten f_{rep} bis zu 100 Hz und $E_L = 180 \text{ J}$ erzeugt [65], wobei das Lasersystem prinzipiell für eine mittlere optische Laserleistung von $\bar{P}_L = 50 \text{ kW}$ ausgelegt ist [72]. Durch Degradierungsprozesse, wie z.B. Oxidation der Resonatorwände, ließen sich jedoch mittlerweile für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente nur stabile Bursts mit Repetitionsraten von maximal $f_{rep} \approx 50 \text{ Hz}$ bei Pulsenergien von maximal $E_L \approx 140 \text{ J}$ realisieren, ohne dass es zu Bogenentladungen im Resonator kam. Diese traten im Grenzleistungsbereich bei lokaler Überhitzung des Lasermediums auf und waren durch einen stark oszillierenden Spannungsverlauf am PFN 1 detektierbar [73], im Kontrast zu einer stark gedämpften Schwingung bei einem regulären Laserpuls. Neben dieser Monitorfunktion diente das Signal des PFN 1 als Triggersignal für die experimentelle Diagnostik.

Für Schwebeexperimente, vgl. Kap. 5.1.1, wurde eine Laserpulsfolge mit variierenden Zeitintervallen zwischen den einzelnen Pulsen benötigt. Dafür wurde eine Steuerung mit einem programmierbaren Logikbaustein (FPGA) auf einer kompakten programmierbaren Steuer- und Ausleseinheit (cRIO-Chassis 9072 von National Instruments) implementiert. Die digitalen Steuerpulse (5 ms Pulsweite, 10 ms Wartezeit („*Inhibit*“) vor dem Nachladen [73]) für Laden und Zünden der PFN wurden über eine digitale Eingabe-/Ausgabekarte (Nr. 9401 von National Instruments) an das Steuergerät gesendet, wo vom Hersteller der Laseransteuerung externe Eingänge implementiert worden waren, die jedoch auch nach ausführlichen Tests, u.a. zu Grenzfrequenz, zu elektromagnetischen Störpulsen während des Laserbetriebs, zu möglichen Erdschleifen, zur Variation des Pulsverhältnisses von Laden und Zünden und zur Signalverstärkung des Ausgangssignals der externen Echtzeitsteuerung, keine zuverlässige Zündung des Lasers ermöglichten. Zumeist fehlten einige Pulse oder wurden zu Zeiten ausgelöst, die nicht vorgesehen waren. Dadurch konnten diese Experimente zunächst nur sporadisch und sehr ineffizient durchgeführt werden, bis mit einer Handfernsteuerung als Schnittstelle eine alternative Ansteuerungsmöglichkeit gefunden wurde, die über Lichtwellenleiter direkt mit dem Steuergerät verbunden war. Die Gründe für den schlechten Betrieb in der ersten Variante liegen möglicherweise in den vielen Umbauten, die im Lauf der Jahrzehnte durch den Hersteller des Steuergerätes - mit oft lückenhafter Dokumentation - vorgenommen wurden.

Die Bedienung des Lasers erfolgte hinter einer Schutzwand aus Blei mit Bleiglas-
elementen als Schutz vor der Röntgenstrahlung der Elektronenstrahlröhre sowie ge-
streuter Laserstrahlung. Trotz guter Kapselung der Laserkomponenten waren elek-
tromagnetische Störpulse deutlich in verschiedenen Messgeräten registrierbar und
führten zeitweise zum Ausfall einzelner Funktionen. Als zusätzliche Störkomponente
trat im Verlauf der Experimente ein neu eingebauter elektronischer Frequenzumrich-
ter für die Ansteuerung der Axialgebläse auf, wodurch der Betrieb der Beleuchtung
der Flugstrecke im repetierenden Betrieb verhindert wurde.

2.1.2 Charakterisierung des Laserpulses

Lasergestützte Detonationsprozesse und laser-ablativer Materialabtrag hängen ent-
scheidend von Energie, Leistungsverlauf, Dauer und Wellenlänge des Laserpulses ab.
Daher ist die Kenntnis dieser Parameter entscheidend für das Verständnis und die
Bewertung der schuberzeugenden Vorgänge im Flugkörper.

Pulsenergie

Zur präzisen Bestimmung des Impulskoppelkoeffizienten ist eine möglichst genaue
Messung der Laserpulsenergie erforderlich. Dafür wurde ein breitbandiger pyroelek-
trischer Detektor vom Typ PE50BB bzw. PE50BB-V2 der Firma Ophir Optonics
Ltd. verwendet, der zur Datenerfassung mit einem Steuergerät vom Typ Laserstar
Dual Channel, später: Pulsar-2, verbunden war. Die Detektoren haben gemäß Kali-
brationsdatenblatt bei $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ eine Messungengenauigkeit von 5,8 %.

Ausgehend von den Experimenten in [75, 79] wurden zwei verschiedene Methoden
zur simultanen Messung der Pulsenergie eingesetzt. In den ersten Experimenten,
vgl. [13, 80], wurde ein KCl-Keil (Keilwinkel 5°) als Strahlteiler verwendet, vgl.
Abb. 2.2. Der an der Vorderseite des Keils K reflektierte Laserpuls mit der Energie
 E_K wurde durch den konkaven Spiegel M_2 ($R_{cc} = -2 \text{ m}$) auf einen Pyrodetektor
(D_2 , mit Steuergerät C_2) gerichtet, vor dem je nach Pulsenergie bis zu drei kali-
brierte Streugitter (G) standen, um die Zerstörschwelle von D_2 zu unterschreiten.
Durch Vergleichsmessungen mit dem vom Keil transmittierten Laserpuls der Energie
 E_T wurde der zugehörige Kalibrierfaktor $c_E = E_T/E_K$ bestimmt, dessen theoreti-
scher Wert sich mit den Fresnelschen Formeln [1] aus dem Brechungsindex für KCl
 $n_{\lambda=10,6 \mu\text{m}} = 1,454$ [81] zu $c_E = 27,3$ berechnet. Die experimentell bestimmten Werte
sind in Tab. C.1 angegeben. Sie unterliegen langfristigen Variationen durch Degrada-
tion des Kristalls an der Oberfläche, z.B. Kratzer, und im Inneren, z.B. Eintrübung
durch Wasseraufnahme des hygroskopischen Materials.

Als eine grobe Möglichkeit zur Abschätzung der Laserpulsenergie E_L anhand der
an Hauptentladung anliegenden Spannung U_{PFN1} wurde die Energiekennlinie be-
stimmt:

$$E_L = (6,4 \pm 0,2) \frac{\text{J}}{\text{kV}} \cdot U_{PFN1} - (99 \pm 5) \text{J}. \quad (2.1)$$

Allerdings unterliegt diese Charakteristik sowohl leichten Variationen von Puls zu Puls als auch einem Driftverhalten über längere Zeiträume, vgl. z.B. die abweichende Kennlinie in [82], sowie einem möglichen Offset bei Austausch des Lasergases. Daher wurde diese Abschätzung von E_L nur bei Ausfall von Detektor oder Auslesegerät angewendet. Allerdings erschwert die Verwendung des Strahlteilers den Einsatz des He-Ne-Justierlasers, der durch das Fenster im rückseitigen Spiegel des Resonators kollinear mit der Strahlausbreitungsrichtung des CO₂-Lasers eingekoppelt wird. Auf Grund der Dispersion in KCl ($n_{\lambda=600\text{ nm}} = 1,488$ [81]) kommt es zu einer Abweichung in der Ausbreitungsrichtung beider Laserstrahlen, die eine präzise Justierung verhindert. In den meisten Experimenten wurde daher eine alternative Möglichkeit

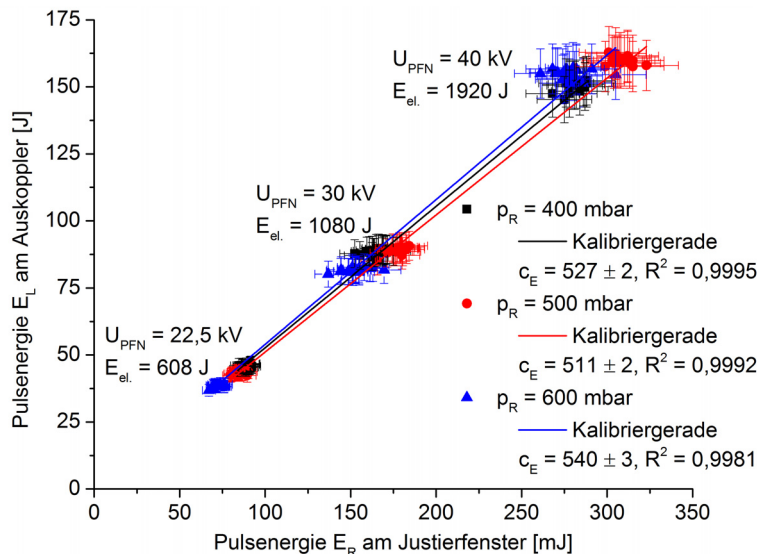


Abbildung 2.3: Kalibriergeraden zur ausgekoppelten Laserpulsenergie E_L vs. Pulsenergie E_R am Justierfenster im rückseitigen Spiegel des Laserresonators in Abhängigkeit vom Druck p_R des Lasermediums im Resonator.

zur simultanen Bestimmung der Laserpulsenergie eingesetzt. Mit einem Pyrodetektor (D_1 , mit Steuergerät C_1) wurde dabei die Laserpulsenergie E_R gemessen, die aus dem Fenster im rückseitigen Reflektor des Laserresonators emittiert wurde, vgl. Abb. 2.2. Eine pneumatisch gesteuerte Hebelvorrichtung ermöglichte dabei den ferngesteuerten Wechsel zwischen Pulsenergiemessung (mit Detektor im Strahlengang des HeNe-Justierlasers) und experimenteller Justierung. Darüber hinaus wurde so die Reproduzierbarkeit der Detektorposition und damit des Laserstrahls auf der Detektorfläche garantiert, wodurch Ungenauigkeiten auf Grund räumlicher variierender Sensitivität der Detektionsfläche, vgl. [83,84], umgegangen werden konnten. Um die Eignung dieses Messverfahrens zu validieren, wurden simultane Messungen mit den beiden Pyrodetektoren D_1 und D_2 auf beiden Seiten des Resonators durchgeführt, vgl. Abb. 2.2. Die entsprechenden Kalibriergeraden zeigen eine gute Korrelation, vgl. Abb. 2.3, sowie eine schwache Abhängigkeit vom Druck p_R des Lasermediums im Resonator. Daher ist diese Methode prinzipiell gut zur Bestimmung der Laserpulsenergie geeignet. Um systematische Abweichungen zwischen den einzelnen

Detektoren im Rahmen ihrer Kalibrierengenauigkeit zu berücksichtigen, wurden die zugehörigen Umrechnungsfaktoren $c_E = E_L/E_R$ für jeden Detektor sowie nach jeder Detektorkalibrierung neu bestimmt, vgl. Tab. C.1.

Zeitlicher Verlauf der Laserleistung

Für die Bestimmung des Pulsverlaufes wurde der Laser zur Abschwächung auf einen Strahlteiler aus KCl gerichtet. Der Reflex an dessen Vorderseite wurde auf eine Streuscheibe aus sandgestrahltem Aluminium gelenkt. Zur Aufzeichnung des Pulsverlaufes am Oszilloskop wurde ein Halbleiter-Detektor (Hg-Cd-Zn-Te) vom Typ PEM-L-3, S/N 0819, von Vigo System S.A., Warschau, verwendet. Er besitzt eine Empfindlichkeit von 60 mV/W auf einer aktiven Fläche von 1 mm² und hat eine kurze Ansprechzeit ($\leq 0,5$ ns). Er wurde in 38 cm Entfernung auf die Streuscheibe gerichtet und konnte bei einem Gesichtsfeld von 60° die Streuung von Laserstrahlung aus dem gesamten Strahlquerschnitt detektieren. Die Pulsenergie E_L wurde am Fenster des rückseitigen Resonatorspiegels, s.o., bestimmt. Alternativ dazu wurden in einigen Flugexperimenten Pulsverlauf über den Reflex an der *Rückseite* des Keils sowie Pulsenergie durch den Reflex an der *Vorderseite* des Keils gemessen, vgl. Abb. 2.2.

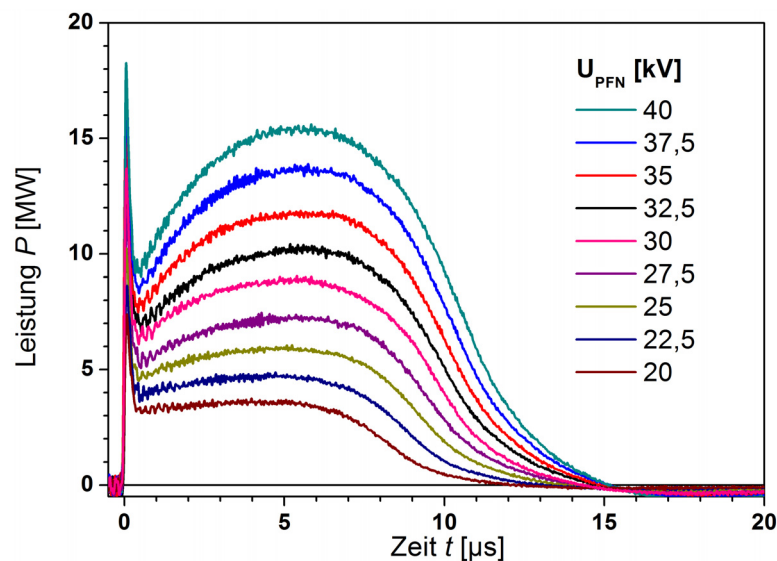


Abbildung 2.4: Zeitlicher Verlauf des Laserpulses in Abhängigkeit von der Spannung an der Hauptentladung, vgl. [83].

Für jede Spannungsvorwahl am PFN wurden jeweils fünf Pulsverläufe aufgenommen, zur Beseitigung hochfrequenter Rauschanteile einer Tiefpassfilterung mit einer Grenzfrequenz von $f_{up} = 20$ MHz unterzogen und auf die Pulsenergie skaliert. Abb. 2.4 zeigt den charakteristischen Intensitätsverlauf anhand von je fünf gemittelten Datensätzen. Ein kurzer (Halbwertsbreite $\tau_{FWHM} \approx 290 - 380$ ns), nadelförmiger Laserpuls („*spike*“) mit hoher Spitzenleistung erscheint, abhängig von U_{PFN1} , 1,9 bis 3,2 μ s nach Beginn der Entladung von PFN 1, bezogen auf das Maximum

des Nadelpulses. Der Nadelpuls wird nach einem lokalen Intensitätsminimum bei $t = 0,63 \pm 0,14 \mu\text{s}$ (leicht energieabhängig) gefolgt von einem breiteren Pulsrücken („tail“), der den Hauptanteil (88 – 96 %) der Laserpulsenergie enthält und dessen Halbwertsbreite mit zunehmender Pulsenergie von ca. 7 auf 10 μs ansteigt, vgl. Tab. F.1. In den ersten Experimenten wurde fälschlicherweise ein sägezahnförmiger Verlauf des Pulsrückens gemessen [85], da es offensichtlich durch die gemeinsame Erdung der Hauptentladung des Lasers und des Photodetektors zu Artefakten kam. Der Nadelpuls deutet nach [77] darauf hin, dass sich zu Beginn des Laserpulses die Besetzungsinversion im Resonator wesentlich schneller als die Intensität der Laserstrahlung aufbaut. So herrscht zu Pulsbeginn eine hohe Kleinsignalverstärkung. Während des Pulsrückens hingegen sind die Populationen des oberen und unteren Laserniveaus im Gleichgewicht, wobei der Pumpprozess die Besetzungsinversion aufrecht erhält. Nach ca. 15 μs ist die Intensität vollständig abgeklungen, wobei man bei höheren Pulsenergien zunächst negative Werte findet, die vermutlich als Artefakt zu deuten sind und auf einen Relaxationsvorgang am Detektor hinweisen. Vor allem bei hohen Laserpulsenergien nähert sich der Pulsverlauf einem Doppelpulssystem an, das sich damit z.B. vom Pulsverlauf des CO_2 -Lasers aus der Kooperation mit der Universität Nagoya deutlich unterscheidet und somit zu abweichenden Resultaten bei laser-ablativen Experimenten beitragen kann [83]. Da die Form des Pulsrückens je nach Laser, abhängig u.a. von Gaszusammensetzung und Energie, stark variiert, werden zur Angabe der Laserpulslänge auch abweichende Definitionen verwendet, z.B. die Zeitkonstante des Pulsrückens [45] oder die Zeit τ_{90} , zu der 90 % von E_L emittiert sind [57].

Die genannten Kenngrößen zur Charakterisierung der beiden Pulsanteile wurden durch eine Impulsanalyse unter Origin 8.0 berechnet. Außerdem findet man als Spitzenleistung des Laserpulses aus quadratischer bzw. linearer Regression der abgeleiteten Pulsparameter

$$P_{max}^{(s)} = (2,6 \pm 0,2)\text{MW} + (169 \pm 8)\frac{\text{kW}}{\text{J}} \cdot E_L - (430 \pm 50)\frac{\text{W}}{\text{J}^2} \cdot E_L^2 \quad (2.2)$$

für den Nadelpuls (Index s) sowie für den Pulsrücken (Index t)

$$P_{max}^{(t)} = (0,9 \pm 0,2)\text{MW} + (99 \pm 3)\frac{\text{kW}}{\text{J}} \cdot E_L. \quad (2.3)$$

Diese Datenbasis bildet den Ausgangspunkt für die Modellierungen in Kap. 3 zur Intensitätsverteilung im Lightcraft. Für Vergleiche zur laser-induzierten Ablation wurde die gesamte Pulsdauer $\tau = \tau_{FWHM}^{(s)} + \tau_{FWHM}^{(t)}$ aus den experimentellen Daten folgendermaßen approximiert:

$$\tau = (4,7 \pm 0,5)\mu\text{s} + (1,2 \pm 0,1)\mu\text{s} \cdot \ln(E_L/\text{J} - 20). \quad (2.4)$$

Räumliches Strahlprofil

Das Intensitätsprofil des Laserstrahls lässt sich in einfacher Weise durch die Färbung thermisch empfindlichen Papiers, z.B. Thermodruckerpapier darstellen. Abb. 2.5

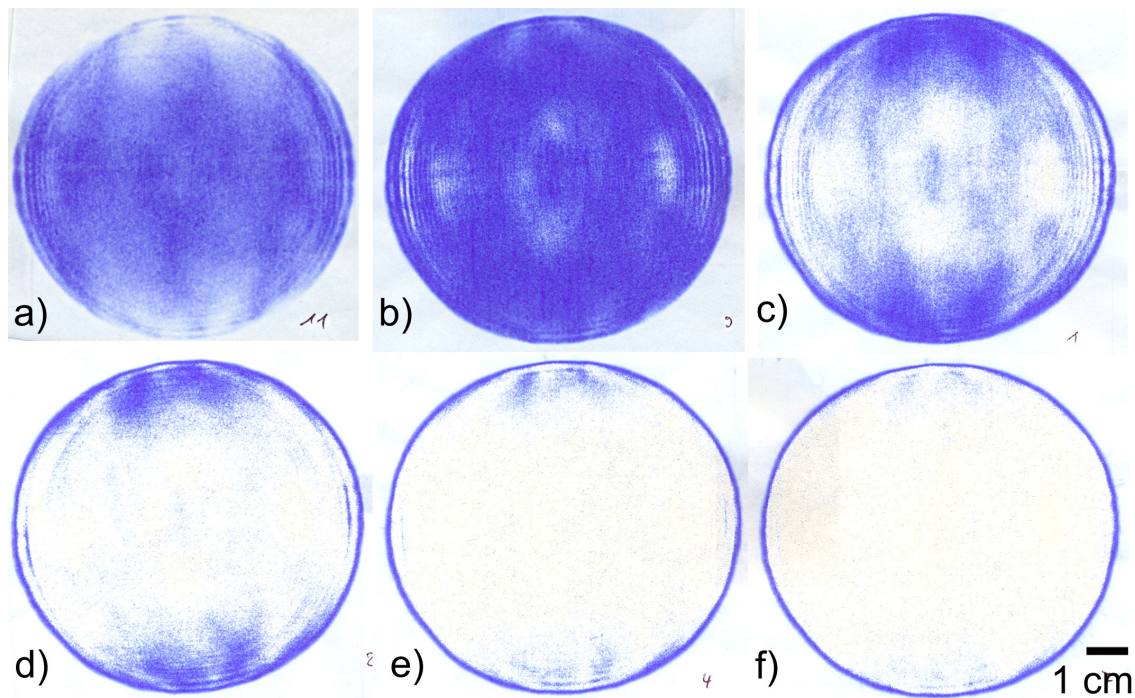


Abbildung 2.5: Einbrände des Laserpulses auf thermosensitivem Papier in 1 m Abstand vom Auskoppelfenster, $E_L =$ a) 32 J, b) 59 J, c) 91 J, d) 103 J, e) 136 J, f) 155 J.

zeigt für verschiedene Pulsenergien die zugehörigen Einbrände, die auf eine untere Schwelle Φ_{low} für das Einsetzen der blauen Färbung sowie eine obere Schwelle Φ_{up} für die beginnende Ablation des Materials hindeuten (weiß, bei hohen Pulsenergien). Es ist ein relativ homogenes Strahlprofil zu erkennen, das vier lokale Maxima aufweist. Sie lassen sich, ebenso wie die kleineren räumlichen Oszillationen, auf die Zusammensetzung dieses als „*Top-Hat*“ bezeichneten homogenen Strahlprofils mit steilen Flanken aus den verschiedenen Moden des Resonators zurückführen [86], die im Multimode-Betrieb anschwingen, bedingt durch die geometrischen Dimensionen des Resonators [73]. Die maximale Ordnung N_{max} der durch Gauß-Laguerre-Funktionen darstellbaren Moden [86] lässt sich anhand seiner Fresnelzahl N_f

$$N_f = \frac{r_M^2}{\lambda \cdot L_R} = \frac{(5 \text{ cm})^2}{10,6 \mu\text{m} \cdot 2,25 \text{ m}} \approx 105 \quad (2.5)$$

durch $N_{max} = \pi N_f$ abschätzen [73, 87], wobei r_M der geometrischer Radius der Spiegel des Laserresonators und L_R die Länge des Resonators ist.

Die Charakterisierung bzw. Lokalisierung des Laserpulses durch thermo-sensitive Materialien ist bei Lasern höherer Pulsenergie gängige Laborpraxis, jedoch nicht standardisiert [83]. Auch für das am ITP verwendete Thermopapier konnten keine Herstellerspezifikationen herausgefunden werden. Im Rahmen der Kooperation mit der Universität Nagoya wurden das dort verwendete Thermopapier und das hier eingesetzte im Hinblick auf die oben genannten Schwellwerte charakterisiert, wie in [84] detailliert beschrieben. Sie liegen für das hier verwendete Thermopapier

bei $\Phi_{low} \approx 0,5 \text{ J/cm}^2$ und $\Phi_{up} \approx 1,5 \text{ J/cm}^2$, für das Papier der NU hingegen bei $\Phi_{low} \approx 0,3 \text{ J/cm}^2$ und $\Phi_{up} \approx 1,0 \text{ J/cm}^2$. Diese spezifischen Eigenschaften verhindern eine direkte Verwendung des Papiers zur Vermessung der Größe des Laserstrahldurchmessers, z.B. im Hinblick auf laser-induzierte Ablation [88]. Andererseits konnte aus dieser Charakterisierung ein Verfahren zur Abschätzung des Strahlprofils entwickelt werden: Unter der vereinfachten Annahme, dass sich die räumliche Verteilung der Energiedichte bei Variation von E_L nicht ändert, sondern $\Phi(\mathbf{r})$ gleichmäßig mit E_L skaliert, können die einzelnen Einbrände aus Abb. 2.5 auch als Einbrände auf verschiedenen Thermopapieren mit unterschiedlicher spezifischer Schwelle $\Phi' = c \cdot \Phi$ bei *konstanter* Laserpulsenergie $E'_L = E_L/c$ aufgefasst werden, die damit eine Tomographie des Strahlprofils darstellen, vgl. auch [89]. Dieses Verfahren ist in [88] beschreiben, Abb. 2.6 a) zeigt eine entsprechende Rekonstruktion des Strahlprofils.

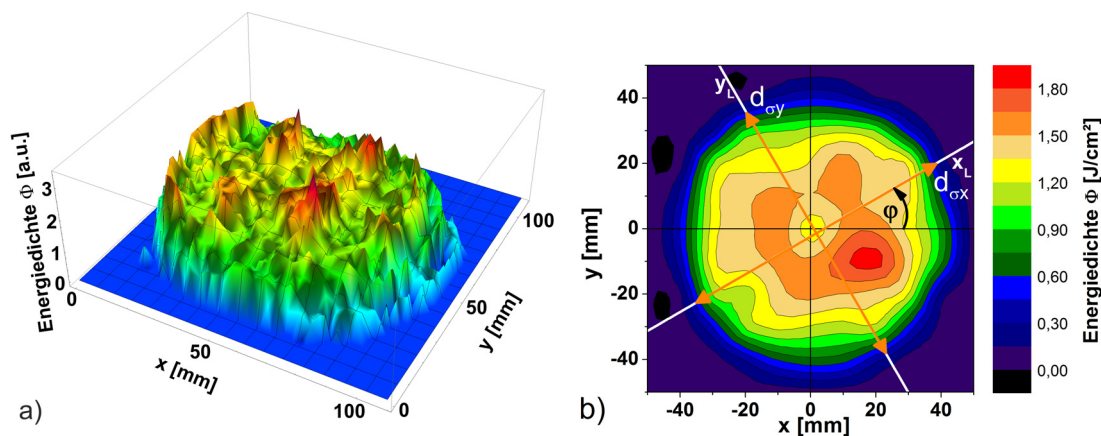


Abbildung 2.6: a) Strahlprofil aus quasi-tomographischer Analyse der Einbrände auf thermosensitivem Papier im Energiebereich von 32 J bis 197 J, Abstand zum Auskoppelfenster: 0,75 m, räumliche Auflösung: 0,4 mm, vgl. [88], b) Strahlprofil aus Abrasterung mit abgeblendetem Pyrodetektor, geglättete Darstellung, Abstand zum Auskoppelfenster: 0,65 m, räumliche Auflösung: 1 cm.

Das mittels thermosensitiver Papiere bei verschiedenen Laserpulsenergien rekonstruierte Strahlprofil weist eine relativ gute Übereinstimmung mit einer Abrasterung des Strahlprofils auf, Abb. 2.6 b), bei welcher der Strahlquerschnitt mittels einer quadratischen Blende von $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ mit einem Pyrodetektor vermessen wurde [84]. Letzteres erlaubt zwar eine präzisere Messung der Energie, hat jedoch auf Grund des messtechnischen Aufwandes eine schlechtere räumliche Auflösung. Beide Methoden generieren eine Datengrundlage zur Bestimmung des Strahldurchmessers mittels der Methode der zweiten Momente [9] und liefern ähnliche Resultate, vgl. Tab. 2.1. Man erkennt hier wie in Abb. 2.6 im Vergleich zu Abb. 2.5 außerdem, u.a. anhand der Lage der vier lokalen Maxima, dass die Hauptachsen des Strahlprofils in Abb. 2.6 gegen die Achsen des Laborsystems verdreht sind. Dies kann auf die zwischen beiden Aufnahmen liegende erneute Justierung des Resonators zurückgeführt werden, die durch Wartungsarbeiten am Laser erforderlich war. Für den Zustand vor jener Justierung wurde lediglich ein Strahlprofil entlang der Hauptachsen aufgenommen [83].

	$d_{\sigma x}$	$d_{\sigma y}$	φ	ϵ
Methode	mm	mm	°	-
Thermopapier	85	83	30	0,98
Pyrodetektor	81	78	17	0,96

Tabelle 2.1: Charakterisierung des Strahlprofils nach der Methode der zweiten Momente: Winkel φ zwischen der x-Achse des Laborsystems und der näher gelegenen Hauptachse x_L des Strahlprofils, Strahldurchmesser $d_{\sigma x}$ und $d_{\sigma y}$ auf den Hauptachsen x_L bzw. y_L und Elliptizität $\epsilon = \min(d_{\sigma x}, d_{\sigma y}) / \max(d_{\sigma x}, d_{\sigma y})$. Die z-Achse des Laborsystems zeigt in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls.

2.1.3 Strahlpropagation

Durch die Charakterisierung der Strahlausbreitung kann die Fokussierbarkeit der Strahlung im Lightcraft bestimmt werden. Damit wird eine detaillierte Modellierung der auftretenden Kräfte ermöglicht. Die Messung der zugehörigen Kenngrößen sowie die resultierenden Modellansätze werden im Folgenden dargestellt.

Messung der Strahlqualität

Das Anschwingen vieler Moden höherer Ordnung bedingt eine schlechtere Strahlqualität des Lasers im Vergleich zum Grundmode. Die Strahlausbreitung des Gaußschen Grundmodes oder TEM₀₀-Modes eines Lasers entlang der z-Achse des Laborsystems lässt sich durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.6)$$

beschreiben, wobei $w(z) = d_\sigma(z)/2$ der Strahlradius im Abstand z von der Position der Strahltaile mit Radius w_0 ist, die sich hier an der Position des Auskoppelfensters befindet [86]¹. Setzt man Gl. 1.1 und Gl. 1.2 in Gl. 2.6 ein, erhält man für die Ausbreitung des Multimodestrahls

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \frac{M^2 \cdot \lambda \cdot z^2}{\pi \cdot W_0^2}} \quad (2.7)$$

Mit Hilfe von Gl. 2.7 können M^2 und W_0 experimentell bestimmt werden, die Strahldivergenz Θ (voller Winkel) wurde nach Gl. 1.3 berechnet.

Die exakte Bestimmung des Strahldurchmessers für verschiedene Positionen x erfordert jeweils eine Berechnung nach der Methode der zweiten Momente auf der Grundlage der Intensitätsverteilung des Strahlprofils [9], wie oben beschrieben. Für den Gaußschen Grundmode ergibt sich dabei der Strahldurchmesser, an dem die Intensität auf den Anteil $1/e^2$ der maximalen Intensität abgefallen ist [90]. Kritisch

¹a.a.O., S. 107

ist dabei die genaue Messung von $w(z)$, der dadurch definiert ist, dass hier die Intensität auf den Anteil $1/e^2$ abgefallen ist. Wie in Abb. 2.6 dargestellt, zeigt der Strahl jedoch ein flaches Profil („*Top-Hat*“), das nach außen hin steil abfällt. Daher wurde die einsetzende Blaufärbung des Thermopapiers zur Bestimmung von $w(z)$ in erster Näherung herangezogen.

Da der Strahlqualitätsparameter auch beim Durchgang durch fokussierende oder aufweitende optische Elemente erhalten bleibt, sofern das Strahlprofil nicht am Rand beschnitten wird, wurde zunächst eine Messung durch fokussierende Elemente versucht. Die Ergebnisse sind in Tab. 2.2 zusammengestellt. Kritisch war jedoch beim konkaven Spiegel der leicht schräge Lichteinfall in einer Ebene, der zu einer Verzerrung in der Bildebene führt, während für die verwendete Linse das Verhältnis von Strahldurchmesser zu Linsendurchmesser zu groß ist. Zuverlässigere Messergebnisse resultieren hier aus der Vermessung der freien Propagation des unfokussierten Strahls, die im Abstand $z = 0,85$ bis $3,05$ m vom Auskoppelfenster untersucht wurde.

Messung	M_x^2	$W_{0,x}$ mm	Θ_x mrad	M_y^2	$W_{0,y}$ mm	Θ_y mrad	ϵ
a)	106,7	43,3	16,6	92,3	41,1	15,2	0,949
b)	95,2	44,1	14,6	79,0	39,4	13,5	0,893
c)	82,5	41,1	13,5	71,4	39,2	12,3	0,953
d)	80,7	40,2	13,5	70,6	39,7	12,0	0,988
Sys. Fehler	$\approx 3,5\%$	$\approx 5\%$	$\approx 6\%$	$\approx 3,5\%$	$\approx 5\%$	$\approx 6\%$	$\approx 7\%$

Tabelle 2.2: Messergebnisse zur Strahlqualität durch fokussierende Methoden a) mit einer plankonvexen ZnSe-Linse ($f = 1$ m Brennweite, 90 mm Durchmesser), b) mit einem konkaven Cu-Spiegel ($R_{cc} = 1$ m) sowie in freier Propagation des unfokussierten Strahls c) aus der ersten Phase der Experimente und d) nach der erneuten Justierung des Laserresonators.

Modellierung der Strahlausbreitung

Den Ausgangspunkt für die Berechnungen bilden verschiedene Parameter zur Charakterisierung der einfallenden Laserstrahlung, vgl. Tab. 2.3. Für einfache Modellüberlegungen wurde in früheren Arbeiten am DLR ein Modell verwendet, bei dem ein kreisförmiges Strahlprofil mit einem Radius von $r = 40$ mm angenommen wurde [33]. Dabei wurden räumliche Intensitätsschwankungen sowie die Divergenz des Laserstrahls nicht berücksichtigt, vgl. Modell I in Tab. 2.3.

Im Modell II wurde die Divergenz des Laserstrahls dadurch berücksichtigt, dass die Neigung der einzelnen Teilstrahlen gegen die Propagationsachse des Laserstrahls aus der Änderung des Strahlradius mit zunehmendem Abstand z vom Auskopppler interpoliert wurde:

$$\partial_z(r_x(z)) \approx \frac{r_x}{w_x(z)} \partial_z(w_x(z)) \quad (2.8)$$

mit r_x als Abstand des Einzelstrahls von der Mitte des Strahlbündels in x-Richtung

Modell	Propagationsdaten	M_x^2	M_y^2	$w_{0,x}$	$w_{0,y}$	$I(x, y)$
				mm	mm	
I	Parallelstrahl	n.d.	n.d.	40	40	$I = const.$
II a	vgl. Tab. 2.2 c)	82,5	71,4	41,1	39,2	$I = const.$
III a	vgl. Tab. 2.2 c)	82,5	71,4	41,1	39,2	vgl. Abb. 2.6
II b	vgl. Tab. 2.2 d)	80,7	70,6	40,2	39,7	$I = const.$
III b	vgl. Tab. 2.2 d)	80,7	70,6	40,2	39,7	vgl. Abb. 2.6
IV	Mittel aus Tab. 2.2 c), d)	76	76	40	40	$\bar{I}(r)$

Tabelle 2.3: Eingangsparameter der Strahlmodellierung in Optica für verschiedene Ansätze: Radius r_x bzw. r_y der Halbachsen der Strahltaile, zugehörige Strahlqualität M_x^2 bzw. M_y^2 , sowie zugrunde liegende Intensitätsverteilung. Die x - (bzw. y -)Achse ist jeweils die große bzw. kleine Halbachse des Strahlprofils. Der Index des Modells bezieht sich auf den Laserstrahl vor (a) bzw. nach (b) der erneuten Justierung des Resonators. Die Parameter der jeweiligen Modellrechnungen sind in Tab. E.1 aufgeführt.

und $w_x(z)$ als Strahlradius im Abstand z vom Auskoppler, wobei sich x und entsprechend y auf die Hauptachsen des Strahlprofils beziehen. Zur Berechnung von $w_x(z)$ und $\partial_z(w_x(z))$ nach Gl. 2.7 wurden die Werte von Messung c) (Modell II a) bzw. Messung d) (Modell II b) aus Tab. 2.2 verwendet, je nach Zeitpunkt des entsprechenden Experimentes (vor / nach der erneuten Justierung des Lasers). Das Strahlenbündel mit $\Delta = 1$ mm Abstand zwischen den Teilstrahlen (quadratisches Gitter) wurde in Entsprechung zum Experiment an der Position $z_e = 1,2$ m generiert. Die Ergebnisse der Modellierungen fanden Eingang in die Berechnungen zu [91–94].

Als weitere Präzisierung wurde in Modell III mit der Zuordnung der relativen Intensität für die Einzelstrahlen anhand des Strahlprofils $I(x, y)$ [84] die räumliche Intensitätsverteilung mit einbezogen:

$$I(x_e, y_e, z_e) \approx \frac{w_{x,p} \cdot w_{y,p}}{w_{x,e} \cdot w_{y,e}} \cdot I(x_p, y_p, z_p) = \frac{w_{x,p} \cdot w_{y,p}}{w_{x,e} \cdot w_{y,e}} \cdot I\left(\frac{w_{x,p}}{w_{x,e}} \cdot x_e, \frac{w_{y,p}}{w_{y,e}} \cdot y_e, z_p\right) \quad (2.9)$$

wobei die Indices e bzw. p den Radius des Laserstrahls an der Eingangsöffnung des Lightcrafts bzw. am Ort der Messung des Strahlprofils bezeichnen. Damit wird die Verteilung der Laserpulsenergie E_L auf eine der Position z_e entsprechende Fläche berücksichtigt. Da das vollständige Strahlprofil erst nach der erneuten Justierung des Laserresonators gemessen wurde, muss für die Modellierung der Experimente vor diesem Zeitpunkt (Modell III a) die Drehung der Hauptachsen nach der erneuten Justierung um φ berücksichtigt werden. Ausgehend von der Kontur der Einbrände wurde abweichend von den Ergebnissen in Tab. 2.1 hier ein Winkel von $\varphi = 45^\circ$ angenommen. Da die Einbrände vor und nach jener Justierung, von dieser Drehung abgesehen, relativ ähnlich sind, stellt diese Vorgehensweise auch für Modell III a eine gute Näherung dar.

Zur Modellierung der Komponenten des Impulsübertrages in Kap. 4.2.3 wurde in Modell IV auf die Unterscheidung zwischen den Hauptachsen des Strahlprofils zugunsten gemittelter Werte für M_i^2 , $w_{0,i}$ und $I(r)$ verzichtet.

2.2 Freiflugexperiment

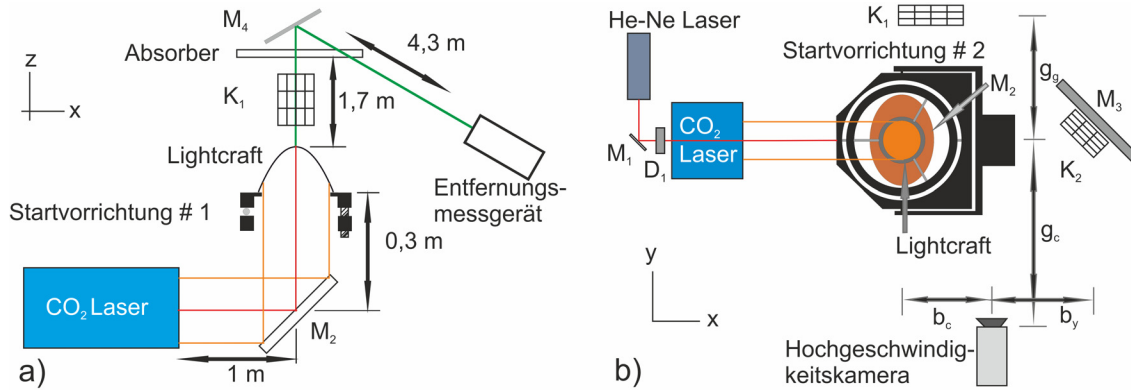


Abbildung 2.7: Aufbau des Flugexperimentes zum Impulsübertrag bei Düse 0, a) in Seitenansicht und b) von oben : He-Ne Justierlaser, Pyrodetektor D_1 , zylindrische Halterung (Nr. 1) sowie alternativ 3-Punkt-Auflage (Nr. 2) als Startvorrichtung, Umlenkspiegel M_2 für Flugstrecke, Kalibriergeräten K_1 , K_2 sowie Seitenspiegel M_3 zur stereoskopischen Videoanalyse und Umlenkspiegel M_4 für Entfernungsmessgerät. Positionierung von Kamera, Startvorrichtung und Kalibriergeräten: $g_c = 2,975$ m, $g_g = 0,46$ m, $b_c = 0,15$ m, $b_y = 0,46$ m.

Zur Messung des Impulskoppelkoeffizienten c_m muss neben der zugeführten Laserpulsenergie E_L auch die Impulsänderung Δp bestimmt werden, vgl. Gl. 1.5. Dafür kamen drei verschiedene Verfahren zum Einsatz: Entfernungsmessung und Trajektorienanalyse in Freiflugexperimenten sowie Impulsmessung mittels Piezosensoren, vgl. Kap. 2.3.

In früheren Arbeiten am ITP wurde c_m hauptsächlich mit einem Pendelaufbau gemessen, wobei die Auslenkung mit einem Laser-Entfernungsmessgerät erfasst wurde. Dieses Fadenpendel wurde in Kooperation mit dem US AFRL mit dem dort verwendeten physikalischen Pendel vergleichend untersucht [75, 95].

Diese Methode liefert jedoch nur den koaxialen Impulskoppelkoeffizienten und noch kein vollständiges Bild über das reale Flugverhalten des Lightcrafts. Zur Untersuchung der Flugdynamik ist es sinnvoll, keinen Freiheitsgrad der Bewegung durch die Messung selbst einzuschränken. Daher wurde eine Flugstrecke aufgebaut, bei welcher der Flugkörper auf einer Halterung („Launchpad“) über einem Umlenkspiegel platziert wurde, durch den der Strahl des CO_2 -Lasers senkrecht nach oben gerichtet wurde. Für Demonstrationsexperimente stand damit eine freie Flughöhe von 7,8 m zur Verfügung. In einzelnen Experimenten konnten gepulste Freiflüge realisiert werden, bei denen der Flug durch die Hallendecke begrenzt war [85], vgl. Kap. 4.1.1. Für systematische Untersuchungen hingegen wurde die Flughöhe im Labor auf ca. 1,6 m reduziert. Zur Auswertung wurde anfangs das Laser-Entfernungsmessgerät der o.a. Pendelexperimente mit der vorliegenden Ansteuersoftware unter VEE Pro von Agilent verwendet. Um jedoch alle Freiheitsgrade der Bewegung zu erfassen und damit c_m und c_L zu bestimmen, wurden die meisten Flugexperimente durch stereoskopische Aufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera analysiert. Abb. 2.7

zeigt einen Überblick über den experimentellen Aufbau der Freiflugexperimente unter Verwendung beider Messtechniken.

Außer der Bestimmung von Δv bzw. $\Delta \omega$ erfordern diese Verfahren eine Wägung des Flugkörpers, die mit einer Laborwaage (in den meisten Experimenten PCE-LS 500 von PCE Deutschland GmbH, Messbereich 0,02 g – 500 g) durchgeführt wurde. Die Ablesegenauigkeit betrug 1 mg, die Messgenauigkeit hingegen ca. 3 mg (Eichwert: 10 mg) [96]. Bei laser-ablativen Untersuchungen war nach jedem einzelnen Experiment eine Wägung erforderlich, während bei laser-induzierten Luftdurchbruch am Zündstift auch nach vielen Laserpulsen nur ein sehr geringer Massenverlust verzeichnet wurde [85].

2.2.1 Lightcraft

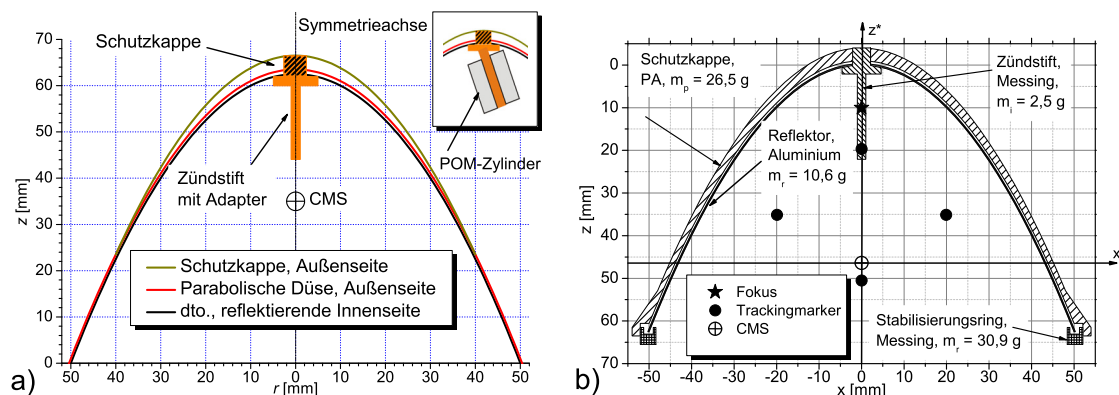


Abbildung 2.8: a): Lightcraft mit Teilschutzkappe (80 mm Durchmesser) und Zündstift bzw. geneigter Halterung für POM-Treibstoffzylinder, vgl. [92]. b): Querschnitt des Lightcrafts mit parabolischem Reflektor, Vollschutzkappe, Zündstift und Stabilisierungsring mit den Achsen des körperfesten Systems I^* mit Ursprung im Schwerpunkt (CMS) des Lightcrafts, vgl. [14]

Als Flugkörper wurde ein parabolischer Reflektor aus Aluminium von $\approx 0,5$ mm Dicke verwendet. Im Verlauf der Arbeit wurden verschiedene weitere Modelle in Wandstärken von 0,3 – 1 mm hergestellt (Metalldruckereien Klose, Pinneberg und Hinderer, Stuttgart). Zum Schutz vor Schäden am Reflektor beim Aufprall nach dem Flug wurden Schutzkappen aus Polyamid (PA) mittels selektivem Lasersintern gefertigt (4D concepts, Groß-Gerau), von denen manche den Flugkörper vollständig bedeckten (Vollschutzkappe, vgl. Abb. 2.8 b)), andere aus Gründen der Gewichtsersparnis nur den zentralen Teil, vgl. Abb. 2.8 a)). Die Kappe wurde mit dem Adapter für den Zündstift („Pin“, 2 mm Durchmesser) an den Reflektor geschraubt, der hier eine zentrische Bohrung (5 mm) aufwies bzw. für Experimente ohne Zündstift mit dem ungebohrten Lightcraft verklebt wurde. Zusätzlicher Halt wurde bei der Vollschutzkappe zumeist durch einen Ring aus Aluminium erzielt, in den die Reflektoröffnung eingefasst und der mit der Kappe seitlich an vier Stellen verschraubt war.

Dieser Ring wurde zur Erhöhung des Trägheitsmomentes in einigen Experimenten auch in Messing als Stabilisierungsring eingesetzt.

Bei der Verwendung von POM als laser-ablativem Treibstoff wurde der Zündstift durch einen Gewindestift ersetzt, auf den die Treibstoffzylinder (8, 10 und 12 mm Durchmesser) geschraubt wurden. Tab. B.3 gibt Auskunft über den Einsatz der einzelnen Komponenten in den verschiedenen Lightcraft-Konfigurationen. Zur Modellierung von Schwerpunktslage und Trägheitsmoment der einzelnen Komponenten wurde die Software SolidEdge verwendet, darüber hinaus der Steiner'sche Satz für das Trägheitsmoment des gesamten Flugkörpers [1].

Für die Erfassung der Flugbahn des Lightcrafts wurde bei Experimenten mit Entfernungsmessgerät der zentrale Bereich der Schutzkappe mit einer retroreflektierenden Folie (Hochreflexfilm Scotchlite 8850 von 3M Deutschland GmbH) versehen. Außerdem wurden bei Analysen mit der Hochgeschwindigkeitskamera zur Rekonstruktion von Flugbahn und Lage einzelne Punkte kontrastreich markiert, vgl. Abb. 2.8 b), die als Trackingmarker dienten, vgl. Tab. B.4, B.5 und B.6.

2.2.2 Flugstrecke

Im Flugexperiment wurde der Strahl des CO₂-Lasers auf einen planen Kupferspiegel (M₂ in Abb. 2.7) gelenkt, der ihn in die Vertikale umleitete. In ≈ 30 cm Höhe befand sich das Lightcraft auf der Startvorrichtung („Launchpad“). In den ersten Experimenten wurde hier eine optomechanische Montagekomponente als zylindrische Auflage verwendet, die im wesentlichen eine Röhre von 50 mm Länge mit 88 mm Innendurchmesser darstellt, vgl. Abb. 2.7 a). Um mögliche Bodeneffekte der Startvorrichtung zu vermeiden, [97], vgl. auch ähnliche Verstärkungseffekte durch Einsatz eines Zylinders in [33], wurden in eine leere Spiegelhalterung von ≈ 20 cm Innendurchmesser drei kurze Stahlstangen als 3-Punkt-Auflage eingebaut, vgl. Abb. 2.7 b). Diese Startvorrichtung wurde ab Flug Nr. 1181 verwendet. Unterhalb der Startvorrichtung wurde eine optische Halterung montiert, die weit genug war, um den Laserstrahl vollständig passieren zu lassen, jedoch hinreichend eng, um den Umlenkspiegel vor einem herunterfallenden Lightcraft zu schützen. Für Flugexperimente mit größeren Flughöhen wurde zusätzlich ein Fangnetz um den experimentellen Aufbau gespannt. Nach oben hin war die Flugstrecke durch eine Absorberscheibe aus Plexiglas begrenzt, oberhalb der sich in einigen Experimenten das Entfernungsmessgerät bzw. ein zugehöriger Umlenkspiegel befand.

Der Umlenkspiegel M₂ wurde mittels Senklot anhand des Justierlasers ausgerichtet, die Justierung des Launchpads erfolgte in den ersten Experimenten mittels einer Wasserwaage, später durch den Reflex des Justierlasers an einem Planspiegel, der auf die Startvorrichtung gelegt wurde. Das Lightcraft wurde auf der Startvorrichtung mit dem Justierlaser auf den Zündstift hin zentrisch ausgerichtet, wobei der Laserstrahldurchmesser meist zusätzlich durch eine kleine Blende im Strahlengang verkleinert wurde. Trotzdem betrug die Justiergenauigkeit $\approx \pm 1$ mm. Ein Lateralversatz des Lightcrafts wurde zunächst durch einen Versatz des Blende, später

durch die Verschiebung der Startvorrichtung auf einem x-y-Tisch realisiert.

2.2.3 Entfernungsmessung

Die Entfernungsmessungen an der Flugstrecke wurden mit dem RangeFinder AR4000RET von Acuity Research Inc. durchgeführt. Sein Messprinzip basiert auf der Laufzeitmessung des ausgesandten Laserpulses durch Modulation mit dem invertierten rückgestreuten Signal [98, 99] und ermöglicht eine hohe zeitliche Auflösung.

Bei den ersten Experimenten in [80] bestand ein großer Nachteil in der fehlenden Synchronisationsmöglichkeit des Entfernungsmessgerätes mit den Laserpulsen. Der Einsatz einer triggerbaren neueren Version des AR4000RET in Verbindung mit einer Hochgeschwindigkeitsschnittstelle (HSIF) ermöglichte eine genaue Zuordnung der Laserpulse zur aufgezeichneten Flugbahn auf Basis der Datenerfassungsrate. Dazu wurde das vom PFN im Oszilloskop erzeugte Triggersignal nach Pulsaufweitung am Pulsgenerator, PM 5712 von Philips, auf einen Digitaleingang des HSIFs gelegt, dessen Pegel synchron mit den Daten der Entfernungsmessung erfasst wurde. Der Einsatz des HSIFs ermöglichte Datenerfassungsraten von bis zu 50 kHz, wobei im Experiment wegen der Rauschbegrenzung durch die Laserdiode eine Rate von 5 kHz eingestellt wurde, verbunden mit einer Messgenauigkeit von 1,5 mm.

Zu Ansteuerung und Datenerfassung wurde ein C++ Skript erstellt, mit dem auch eine Vorabfilterung von Artefakten realisiert werden konnte, bei denen eine signifikant niedrige Signalintensität durch zu geringe Reflexion am Flugkörper sonst zur Verfälschung von Messwerten geführt hätte. Neben den Entfernungsmessdaten wurden die Pegel der Digitaleingänge, die Amplitude des reflektierten Laserstrahls und die Temperatur des Sensors aufgezeichnet. Mit einem Datenerfassungsprogramm unter LabView (National Instruments) wurde direkt nach dem Experiment die Auswertung der Trajektorie und die Bestimmung des bzw. der Impulskoppelkoeffizienten und weiterer Flugparameter durchgeführt. Dazu wurden die Datensätze der Intervalle zwischen den Laserpulsen parabolisch approximiert, so dass die Geschwindigkeitsänderung zum Zeitpunkt des Laserpulses und damit $c_{m,z}$ ermittelt werden konnte, vgl. auch Kap. 2.2.5.

Das HSIF verfügt über zwei Analog-Ausgänge, die ursprünglich zur Motor-Ansteuerung gedacht waren, z.B. beim Einsatz in Laserscannern. Sie wurden in den Schwebeexperimenten, vgl. Kap. 5.1.1, testweise für eine dynamische Regelung der Flughöhe eingesetzt [14]. Wegen der zunächst hohen Latenz von ca. 20 ms waren die Ausgänge erst nach Entfernen der entsprechenden Kondensatoren von der Platine des HSIFs gegen Ende der Experimente für diese Regelung geeignet.

2.2.4 Flugbahnerfassung

Bei den ersten Flugexperimenten wurden die Daten der Flugbahn durch das Entfernungsmessgerät gewonnen [80]. Ein Vergleich mit Videoaufzeichnungen ergab jedoch, dass diese eindimensionale Betrachtungsweise dem Experiment nicht gerecht wird.

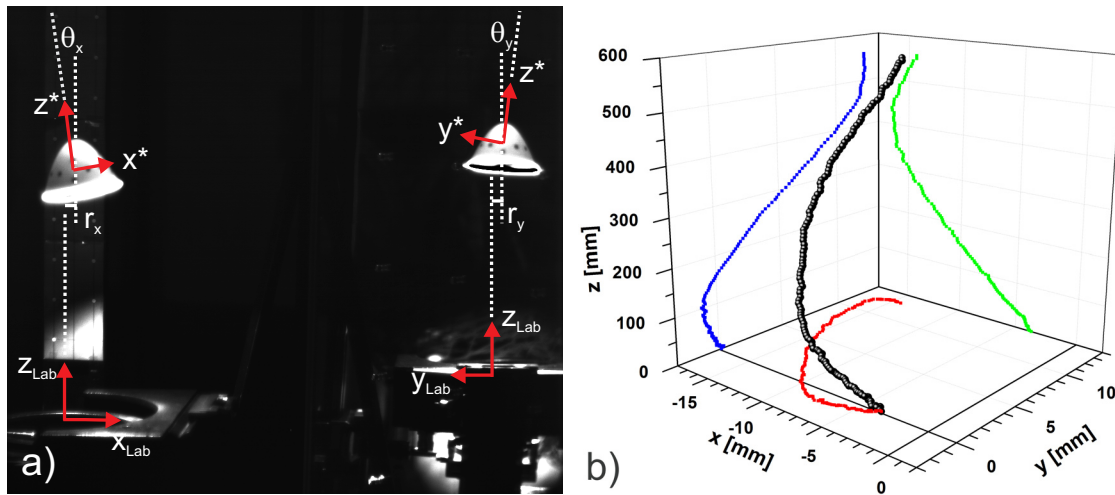


Abbildung 2.9: Durch die stereoskopische Bilddatenerfassung (Abb. a), vgl. [94]) wird eine Rekonstruktion der Flugbahn (Abb. b), Flug Nr. 1532, [91]) ermöglicht. Hier sind die Projektionen ϑ_x und ϑ_y des Neigungswinkels ϑ sowie die Projektion r_x des Lateralversatzes r positiv, r_y ist negativ.

Bereits bei Aufnahmen mit einem handelsüblichen Camcorder (DCR-TRV310E, später DCR-SR52E von Sony, 50 fps (Halbbild)) war eine schlingernde Bewegung des Flugkörpers zu erkennen, die auf eine mögliche Rückorientierung des Lightcrafts in Richtung Strahlmitte hinwies. Zur genaueren Untersuchung der Flugdynamik wurde daher im folgenden ein Verfahren zur dreidimensionalen Rekonstruktion der Flugbahn entwickelt, bei dem eine Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ MotionScope M3 Mono der Firma Redlake MASD Inc., USA, zum Einsatz kam.

Bei voller Bildauflösung des CMOS-Sensors (1280×1024 Pixel, 8-bit Dynamik) wurde für die Untersuchung der Flugdynamik die maximale Bildrate von 500 fps gewählt. Bei um 2^k zeitlich höher aufgelösten Untersuchungen wurde die Zahl der Bildzeilen diesem Faktor entsprechend verringert, vgl. Abb. 4.3. Für die Experimente in [13] wurde eine kleine ($7,5 \text{ cm} \times 7,5 \text{ cm}$) Stroboskop-LED-Beleuchtungseinheit (StroboLED V3 red von AOS Technologies) verwendet, die sich jedoch nur für die Ausleuchtung einer kurzen Flugstrecke von $\approx 20 \text{ cm}$ Höhe eignete. Daher wurden bei größeren Experimenten zunächst Halogenfluter eingesetzt. Trotz des Abstandes von mehr als 1 m zur Flugstrecke konnten thermische Störungen nicht ausgeschlossen werden. Daher wurde die Beleuchtung schließlich mit einer Hochleistungs-Kaltlichtquelle, Constellation 19-LED Light von IS-Imaging Solutions GmbH Eningen, realisiert. Dieser Strahler wurde oberhalb der Flugstrecke montiert, um eine gleichmäßige Ausleuchtung des Lightcrafts zu gewährleisten. Die Ansteuerung erfolgte über den Synchronisierungsausgang der Hochgeschwindigkeitskamera, dessen Pulse entsprechend der elektronischen Verschlusszeit der Kamera mit einem Pulsgenerator, PM 5712 von Philips, aufgeweitet wurden, um das Pulsverhältnis der gepulsten Beleuchtung anzupassen. Im Verlauf der Experimente wurde an der Ansteuerung der Gasumwälzung des CO_2 -Lasers ein digitaler Frequenzumrichter eingebaut, dessen elektromagnetisches Feld die Synchronisierung der Beleuchtung stark beein-

trächtigte. Daher musste im Folgenden für den repetierenden Laserbetrieb auf die Synchronisierung verzichtet werden zugunsten einer niedrigeren, aber ausreichenden Beleuchtungsstärke.

Während die Analyse mit dem Entfernungsmessgerät auf die z-Achse des Laborsystems beschränkt ist, liefert die Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera mit einem seitlichen Spiegel in $\approx 45^\circ$ -Anordnung für zwei verschiedene Perspektiven Informationen über die Lateral- und Rotationsbewegung, vgl. Abb. 2.9. Diese Methode erlaubt auch in z-Richtung eine präzisere Bestimmung der Bewegung des Lightcrafts als mit dem Entfernungsmessgerät: Ist $z_{CMS}(t)$ die z-Koordinate des Schwerpunkts des Lightcrafts zum Zeitpunkt t und $z_{AR}(t)$ die z-Koordinate des Auftreffpunktes des Messlasers auf der retroreflektierenden Folie des Lightcrafts, so variiert $z_{AR}(t) - z_{CMS}(t)$ in der Regel während des Fluges auf Grund von seitlichem Versatz und/oder Kippung des Flugkörpers, wodurch jene Messmethode für $z_{CMS}(t)$ mit einem schwer kalkulierbaren systematischen Fehler behaftet ist.

Zur Rekonstruktion der Trajektorien aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen wurden verschiedene Punkte auf der Hülle des Lightcrafts markiert, deren Bahnen anschließend durch halbautomatisches Tracking unter der Software Motion Studio (V. 2.04 - 2.09) von IDT Vision berechnet wurden. Bei der Hochgeschwindigkeitskamera wurde der erste eingehende Puls als Trigger zum Start der Aufnahme genutzt, sofern dies nicht durch die starken EMV-Störungen im Labor verhindert wurde, vgl. auch [100]. Auch bei manuellem Trigger konnte jedoch die laser-induzierte Detonation im Lightcraft davon unabhängig leicht durch das Plasmaleuchten zeitlich lokalisiert werden. Die Bilder, auf denen das Plasmaleuchten der Laserpulse die Marker überstrahlt, wurden unter Corel PhotoPaint entfernt; alternativ musste das Tracking abschnittsweise durchgeführt werden. Um ein störungsarmes Tracking zu ermöglichen, wurden zumeist Schärfe und Kontrast nachbearbeitet. Die Bildfelder für das Tracking wurden auf eine Größe von 16×16 bis 20×20 Pixel beschränkt, wobei die Auflösung ihrer Positionen unterhalb von einem Pixel liegt, vgl. Tab. C.3. Seitens von IDT Vision gab es hierzu keine detaillierte Auskunft über den zugrunde liegenden Algorithmus, wahrscheinlich gehen die unterschiedlichen Grauwerte der einzelnen Pixel in die Berechnung der Position mit ein. Zur Kalibrierung der beiden Ansichten des Kamerabildes wurden verschiedene Gitter verwendet, die als Referenz zur Umrechnung der Trackingdaten in das Laborsystem dienten, vgl. Kap. C.2. Im ersten Schritt wurde eine Basiskalibrierung für die x-z- bzw. y-z-Ebene des Laborsystems durchgeführt. In einem zweiten Schritt wurde als dynamische Nachkalibrierung die räumliche Tiefe der einzelnen Trackingmarker in Bezug auf die Koordinatenebenen des Laborsystems für die Startposition berücksichtigt und für die nachfolgenden Positionen während des Fluges durch Iteration angenähert.

2.2.5 Trajektorienanalyse

Die Trackingdaten aus Front- und Seitansicht wurden mit verschiedenen Analyse-routinen unter Mathematica (V. 5.2 - 7.0) und Origin (V. 6.0 - 8.6) weiterverarbeitet.

Dafür wurde die Schwerpunktsbewegung des Lightcrafts betrachtet, die durch

$$\mathbf{r}_{CMS} = \mathbf{r}_m - \underline{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{r}_m^* = \mathbf{r}_m - \underline{\mathbf{A}} \cdot (\mathbf{r}_{m,0} - \mathbf{r}_{CMS,0}) \quad (2.10)$$

beschrieben werden kann, wobei die Matrix $\underline{\mathbf{A}}$ durch die Eulerwinkel φ , ϑ und ψ gegeben ist mit [101]

$$\underline{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ 0 & -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

\mathbf{r}_m die Koordinaten der Trackingmarker im Laborsystem bezeichnet, während der Index * sich auf das körperfeste System des Lightcrafts und 0 auf seine Ruhelage bezieht. Aus den beiden Seitansichten, vgl. Abb. 2.9 a), kann der Neigungswinkel ϑ bestimmt werden gemäß

$$\tan^2 \vartheta = \tan^2 \vartheta_x + \tan^2 \vartheta_y, \quad (2.12)$$

während für den Winkel φ zwischen der x-Achse und der Knotenlinie K gilt:

$$\tan \left(\varphi - \frac{3\pi}{2} \right) = \frac{\tan \vartheta_y}{\tan \vartheta_x}. \quad (2.13)$$

Da kein Spin des Lightcrafts um seine Symmetrieachse vorliegt, ist $\psi = -\varphi$.

Eine detaillierte Beschreibung der Berechnung von $\mathbf{r}(t)$, $\vartheta_x(t)$, $\vartheta_y(t)$ aus den Trackingdaten befindet sich in Kap. D.1. Die resultierenden Datensätze wurden in einzelne Intervalle T_j mit

$$T_j = \left\{ \begin{array}{ll} T_j = [t_j, t_{j+1}] & (j < N) \\ T_N = [t_N, t_N + f_{rep}^{-1}] & (j = N) \end{array} \right. \quad (2.14)$$

unterteilt, wobei t_j den Zeitpunkt des j -ten Laserpulses in einer Pulsfolge aus N Laserpulsen bezeichnet und die Aufnahme zum Zeitpunkt t_0 beginnt. In Abhängigkeit vom Experiment wurde T_N auch bis zum Ende der Flugphase definiert. Durch lineare bzw. im Fall von $z(t)$ quadratische Approximation der Weg-Zeit-Diagramme kann dann die durch den j -ten Laserpuls induzierte Änderung der k -ten Geschwindigkeitskomponente, $\Delta \dot{r}_k^{(j)}$, bestimmt werden gemäß

$$\Delta v_k^{(j)} = \dot{r}_k(t_j^{(+)}) - \dot{r}_k(t_j^{(-)}) \quad (2.15)$$

sowie entsprechend für die Winkelgeschwindigkeit

$$\Delta \omega_k^{(j)} = \dot{\vartheta}_k(t_j^{(+)}) - \dot{\vartheta}_k(t_j^{(-)}), \quad (2.16)$$

wobei der Index (+) die rechtsseitige Ableitung im Intervall T_j und der Index (−) die linksseitige Ableitung im Intervall T_{j-1} bezeichnet. Damit lassen sich \mathbf{c}_m und \mathbf{c}_L für jeden Laserpuls experimentell bestimmen. Durch Lösen der quadratischen Gleichung der Approximation für das erste Segment, $z_0 = 0 = a_0 + a_1 \cdot t_1 + a_2 \cdot t_1^2$, lässt

2.3 Impulsmessung

2.3.1 Experimenteller Aufbau

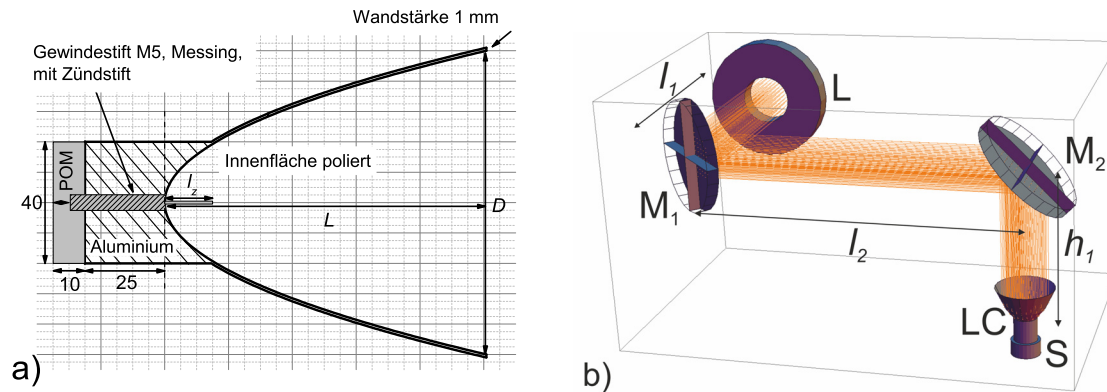


Abbildung 2.11: a) Massive parabolische Düse mit Zündstift und Stoßscheibe aus POM für Experimente zum Impulsübertrag mit Piezosensor, vgl. auch Tab. B.1. b) Messung des Impulsübertrages bei Düse 0, 6, 7 und 10 mit Piezosensor: L - Auskoppelspiegel am CO₂-Laser, M - Planspiegel, Durchmesser 195 mm, LC - Düse, S - Piezosensor, Abstände: $l_1 = 380$ mm, $l_2 = 565$ mm, $h_1 = 1049$ mm (zum Apex).

Flugexperimente erfordern eine komplexe Analyse, erlauben jedoch Rückschlüsse auf die Flugdynamik. Für grundlegende Untersuchungen, z.B. zur Düsengeometrie oder zum Ablationsprozess, sind einfache Impulsmessungen mit einem Piezosensor ausreichend. Außerdem können so leicht verschiedene Düsengeometrien untersucht werden, ohne dass sie für einen Freiflug auf eine geringe Masse optimiert werden müssen oder eine Schutzkappe für den Aufprall nach dem Experiment erforderlich wäre. Diese Messungen wurden durch die Kooperation mit der Universität Nagoya im Hinblick auf Standardisierung von Messverfahren initiiert.

Für diese Experimente wurden aus dem Bestand des ITP Düsen (Typ 0, 6, 7 in Tab. 3.1) mit einem massiven Aluminiumzylinder am Apex verwendet, durch den Deformationen in diesem Bereich, vgl. [75], vermieden werden können. Den Modellrechnungen in Kap. 3.2.2 entsprechend wurden in der Werkstatt des ITP weitere ähnliche Düsen (Typ 8 - 10) gefertigt, vgl. Abb. 2.11 a). Der in Abb. 2.11 b) gezeigte experimentelle Aufbau wurde für Messungen an Düsen mit kleinem Öffnungsdurchmesser durch entsprechende Spiegel erweitert und für Messungen an flachen Polymer-Proben zum Ablationsprozess um einen fokussierenden Spiegel ergänzt.

Die Düsen wurden hinsichtlich des Impulsübertrages mit einem Piezosensor, PCB 200C20 von Synotech, untersucht, welcher mit der 2 mA-Konstantstromversorgung einer Analog-Input-Karte (NI 9234, National Instruments) des cRIO-Chassis, vgl. Kap. 2.1.1, betrieben wurde. Das Signal des Piezosensors wurde mit einem Oszilloskop (Nr. 1 in Abb. 2.2) aufgezeichnet, getriggert durch den Spannungsverlauf der Hauptentladung am Laser.

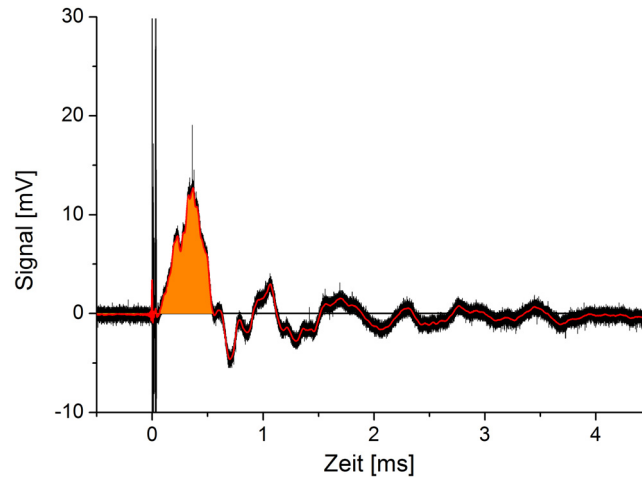


Abbildung 2.12: Signalverlauf bei Kraftstoß im Einzelpulsexperiment: Rohdaten (schwarz) und Tiefpass-gefilterte Daten ($f_{up} = 100$ kHz, rot), am Beispiel von Düse 8. Die Signalstärke von $3,19 \mu\text{Vs}$ (farbig markierte Fläche, vgl. [102]) entspricht einem Impuls von $29,9$ mNs ($E_L = 181 \pm 20$ J, $c_m = 165 \pm 18$ N/MW).

2.3.2 Auswertung

Das Signal des Piezosensors wurde mit einem Tiefpassfilter von Rauschen bereinigt, dessen Grenzfrequenz $f_{up} = 100$ kHz deutlich über der Grenzfrequenz von 40 kHz des Piezosensors lag. Die Fläche zwischen erstem und zweitem Nulldurchgang des Signals, vgl. Abb. 2.12, entspricht dem Kraftstoß, während der spätere Verlauf mit seinen negativen Signalanteilen den Relaxationsprozess des Sensors widerspiegelt und nicht berücksichtigt wird. Ebenfalls vernachlässigt wurden die Artefakte um $t = 0$ s, die auf elektromagnetischen Störpulsen bei der Auslösung des Laserpulses beruhen. Gegenstand der piezoelektrischen Untersuchungen war laser-induzierte Ablation von flachen POM-Proben sowie die Charakterisierung verschiedener Düsengeometrien bei laser-induzierter Detonation. Letztere wurden auf flache POM-Scheiben montiert, um hochfrequente Resonanzen beim direkten Stoß metallischer Oberflächen zu vermeiden [103]. Da es sich um einen inelastischen Stoß zwischen POM und der Sensoroberfläche handelt, muss die Stoßzahl $C_R = 0,9 \pm 0,03$ [104] bei der Berechnung des Impulses berücksichtigt werden, der durch den Laserpuls übertragen wird. Damit gilt für den Impuls p [41]:

$$p = \frac{S}{\sigma \cdot (1 + C_R)} \quad (2.20)$$

wobei S das gemessene Signal in $\text{V}\cdot\text{s}$ und $\sigma = 56,8 \pm 0,06 \mu\text{V}/\text{N}$ die Empfindlichkeit des Sensors ist.

Kapitel 3

Der koaxiale Impulskoppelkoeffizient

Die Untersuchungen, die in diesem Kapitel dargestellt werden, knüpfen an die Experimente zum Impulsübertrag an, die in den Jahren 1998 – 2005 am ITP mit einem parabolischen Lightcraft durchgeführt wurden [33,39,95].

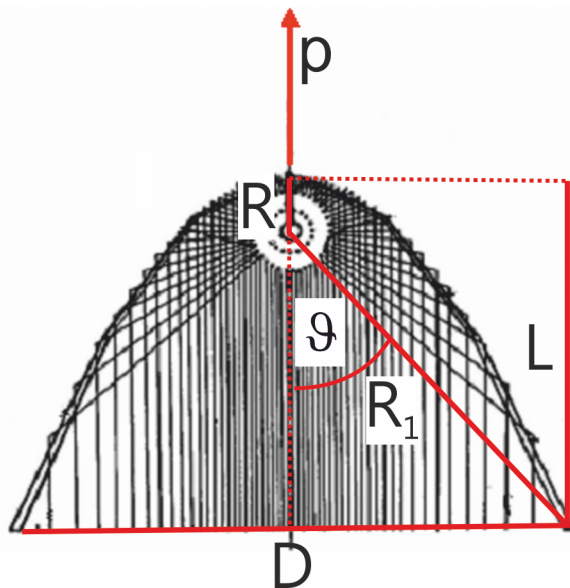


Abbildung 3.1: Ausbreitung der Stoßwellen der laser-induzierten Detonation auf der Symmetrieachse des Lightcrafts bei koaxial ausgerichtetem Zündstift, nach [13,62].

untersucht. Anschließend werden zugehörige experimentelle Ergebnisse zum resultierenden Impulsübertrag für laser-induzierten Luftdurchbruch (Kap. 3.3) und laser-induzierte Ablation (Kap. 3.4) vorgestellt.

Als Lightcraft wurde dabei zumeist ein Paraboloid verwendet, das mit $D = 100$ mm Durchmesser an den Strahldurchmesser des Hochenergielasers angepasst war und mit dem sich bei einer Brennweite von $R = 10$ mm, entsprechend einer Düsenlänge $L = 62,5$ mm, im Bereich der eingesetzten Laserpulsenergien ein signifikanter Impulsübertrag erzielen lässt. Diese Geometrie wird nachfolgend als Standard-Lightcraft bezeichnet und bildet den Ausgangspunkt der weiteren Betrachtungen. In den folgenden Abschnitten wird zunächst die doppelte Funktion des Paraboloids als fokussierender Optik zur Auslösung einer laser-induzierten Detonation (Kap. 3.1), und als Impulspempfänger und Düse zur Expansion des erhitzten Gases (Kap. 3.2)

3.1 Intensitätsverteilung der Laserstrahlung im Lightcraft

Im Verlauf der ersten Experimente am DLR wurden Unregelmäßigkeiten im Prozess von Plasmazündung und Impulsübertrag festgestellt [Vortrag zu [33]]. Sie wurden auf Zündvorgänge an der Reflektorwand zurückgeführt, da oberhalb von Metallflächen die Zündschwelle I_{th} für einen laser-induzierten Luftdurchbruch um drei Größenordnungen geringer ist (1 MW/cm^2 bei $\lambda = 10,6 \text{ }\mu\text{m}$) als in reiner Luft ($1,5 \text{ GW/cm}^2$) [29, 62]. Zudem ist die erforderliche Energieflussdichte Φ_{th} , um die Elektronen-Kaskade aufrecht zu erhalten, in diesem Fall halb so groß ($0,5 \text{ J/cm}^2$ an Metalloberflächen, 1 J/cm^2 in reiner Luft). Daher wurde ein metallischer Zündstift von ca. 2 mm Durchmesser auf der Symmetrieachse des Lightcrafts implementiert, um die Zündschwelle im Fokus herabzusetzen und damit auch bei verminderter Intensität infolge fehlerhafter Justierung eine reproduzierbare Zündung im Fokus zu garantieren [33, 62]. Im Folgenden werden die Ergebnisse aus Modellrechnungen zur Intensitätsverteilung auf dem Zündstift mittels der Raytracing-Software Optica 3.0 vorgestellt. Sie bilden die Grundlage für Überlegungen zu den laser-induzierten Prozessen Luftdurchbruch und Ablation. Darüber hinaus wird in Kap. 4.2 das Modell auf den Fall von Lateralversatz und Neigung des Flugkörpers ausgedehnt, um für die technische Anwendung möglicher kompensierende Kräfte im Sinne einer strahlbezogenen Selbststabilisierung (Beam-Riding) modellieren zu können.

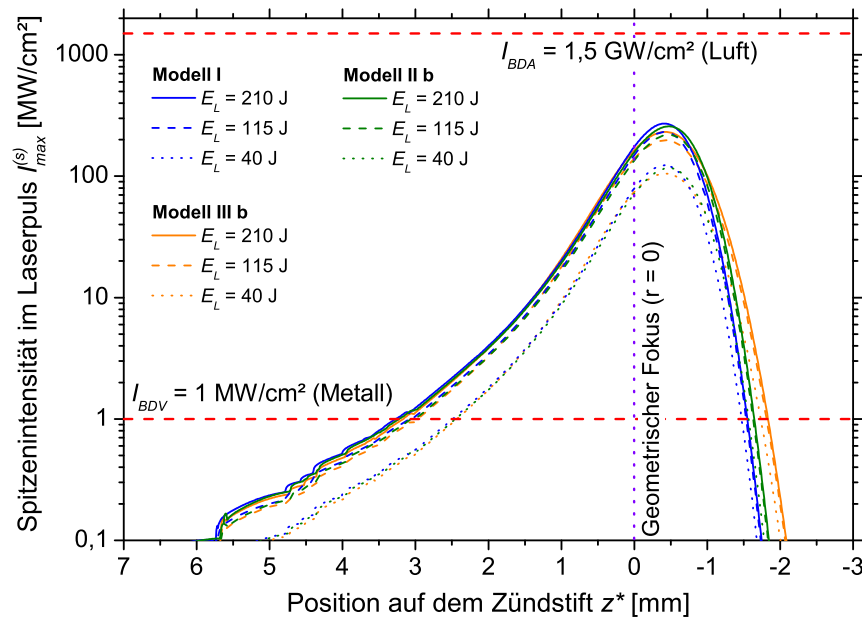


Abbildung 3.2: Verlauf der Intensität entlang der z -Achse des Zündstifts, 2 mm Durchmesser, im Standard-Lightcraft für verschiedene Strahlmodelle. Dargestellt ist die maximale Intensität im Nadelpuls aus Gl. 2.2 bei verschiedenen Pulsenergien der entsprechenden Einzelpulsexperimente, vgl. Tab. F.4. Die z^* -Achse des körperfesten Systems des Lightcrafts hat hier ihren Ursprung in der Brennebene des Paraboloids und weist in Richtung Apex.

Die Intensitätsverteilung auf einem Zündstift von 2 mm Durchmesser im Standard-Lightcraft ist in Abb. 3.2 dargestellt. Je nach Pulsenergie und Modellansatz variiert die Breite des Streifens, in dem I_{th} überschritten wird, zwischen ca. 4 und 5 mm. Besonders deutlich ist die Auswirkung der Divergenz auf die Größe des Brennflecks zu erkennen. Die Intensität liegt jedoch noch deutlich unter der Zündschwelle I_{th} in reiner Luft, so dass hier die Zündung an der Metalloberfläche die entscheidende Rolle spielt. Etwa in dem genannten Streifen übersteigt die Energiedichte Φ die Ablationsschwelle Φ_{th} , die für Metalle in [27] mit $1 - 10 \text{ J/cm}^2$ angegeben wird. Allerdings werden nur sehr geringe Mengen vom Zündstift abgetragen ($\approx 40 \text{ } \mu\text{g/Puls}$ [85]), ein Einfluss auf den Impulsübertrag wurde nicht festgestellt. Im Fokus kann eine Plasmazündung prinzipiell auch ohne Zündstift stattfinden, da dort für $P = 3 - 18 \text{ MW}$, vgl. Abb. 2.4, die Intensität gemäß Gl. 1.3 im Bereich von $2,4 - 14,3 \text{ GW/cm}^2 > I_{BDA}$ liegt.

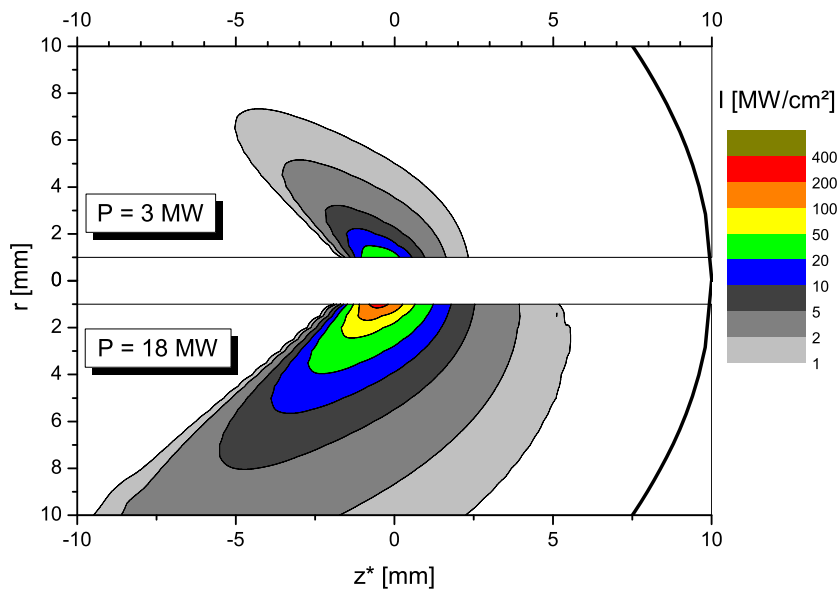


Abbildung 3.3: Intensitätsverteilung im Lightcraft für verschiedene Laserleistungen, vgl. auch Abb. 2.4. Laserinduzierter Luftdurchbruch am Zündstift wird für $I > I_{BDV} = 1 \text{ MW/cm}^2$ erzielt, eine LSD-Welle breitet sich für $I > I_{LSD}$ aus, vgl. Gl. 1.18. Intensitätsdaten aus Modellrechnung für zylindrische Flächen mit Schrittweite $\Delta r = 0,5 \text{ mm}$, in Ausbreitungsrichtung der LSD-Wellenfront lokal normiert.

Der Bereich mit $I > I_{LSD} \approx 20 \text{ MW/cm}^2$, in dem eine LSD-Welle entstehen kann, reicht je nach Laserleistung bis in $r = 1,5 - 4 \text{ mm}$ Entfernung vom Fokus, vgl. Abb. 3.3. Die Stoßwelle durchquert diesen Bereich mit $v \geq v_{LSDW} \approx 8,2 \text{ km/s} = 8,2 \text{ mm}/\mu\text{s}$ und löst sich daher bereits während des Laserpulses von der Plasmafront ab, wodurch der Übergang in eine LSC-Welle markiert wird, vgl. auch [33, 105].

In Abb. 3.4 wurde der Zündstift durch einen dickeren Treibstoffzylinder ersetzt, vgl. die Experimente in Kap. 3.4. Die Ergebnisse der Modellrechnungen ermöglichen in

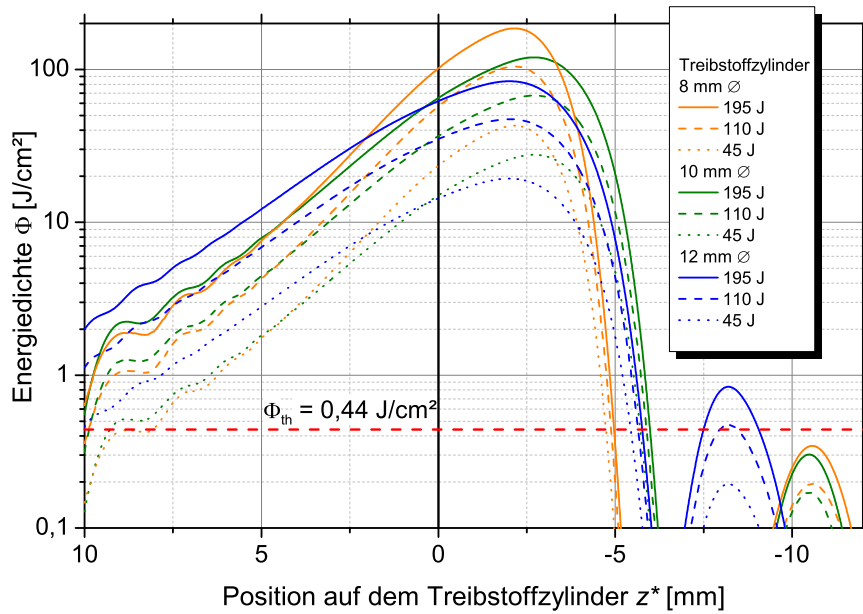


Abbildung 3.4: Verlauf der Energiedichte Φ auf der Mantelfläche verschiedener Treibstoffzylinder mit 8, 10 und 12 mm Durchmesser, im Standard-Lightcraft für Strahlmodell III b. Die z^* -Achse des körperfesten Systems des Lightcrafts hat hier ihren Ursprung in der Brennebene des Paraboloids und weist in Richtung Apex.

Verbindung mit der experimentell bestimmten Ablationsschwelle $\Phi_{th} = 0,44 \text{ J/cm}^2$, vgl. Kap. 3.4.2, für die verschiedenen Pulsenergien der entsprechenden Einzelpuls-experimente, vgl. Tab. F.14, Tab. F.15 und Tab. F.16, eine Abschätzung der Größe des Ablationsgebiets, vgl. Kap. 3.4.1.

Die wellenförmigen Ausläufer des Profils in Abb. 3.2 in Richtung Apex sowie in Abb. 3.4 auch in Richtung Laser sind Artefakte aus der Modellrechnung. Sie lassen sich auf die Wahl des Kernel-Radius r_k im Gaußschen Glättungsfaktor $\exp(-s^2/r_k^2)$ [106] (s : Oberflächenkoordinate) zurückführen. Der Kernel-Radius r_k wurde für jede Kombination aus Strahlmodell, abbildender Optik und Zielfläche möglichst klein gewählt, um viele Details der Intensitätsverteilung erkennen zu lassen, aber groß genug, um die Konturen der einzelnen Strahlen soweit wie möglich verschwimmen zu lassen.

Abb. 3.5 zeigt die Simulationsergebnisse zur differentiellen Energiedichte auf dem Zündstift in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel $\tilde{\varphi}$ als Ausgangspunkt für die Modellierung der resultierenden Impulskomponenten, vgl. Kap. 4.2. Der wellenförmige Verlauf für Modell I spiegelt dabei als Artefakt die quadratische Grundstruktur des Gitters aus Einzelstrahlen wider, während sich im periodischen Verlauf zu Modell II b die elliptische Form des Strahlprofils zeigt. Für Modell III b wird dieser Verlauf durch die lokalen Extrema des Intensitätsprofils überlagert.

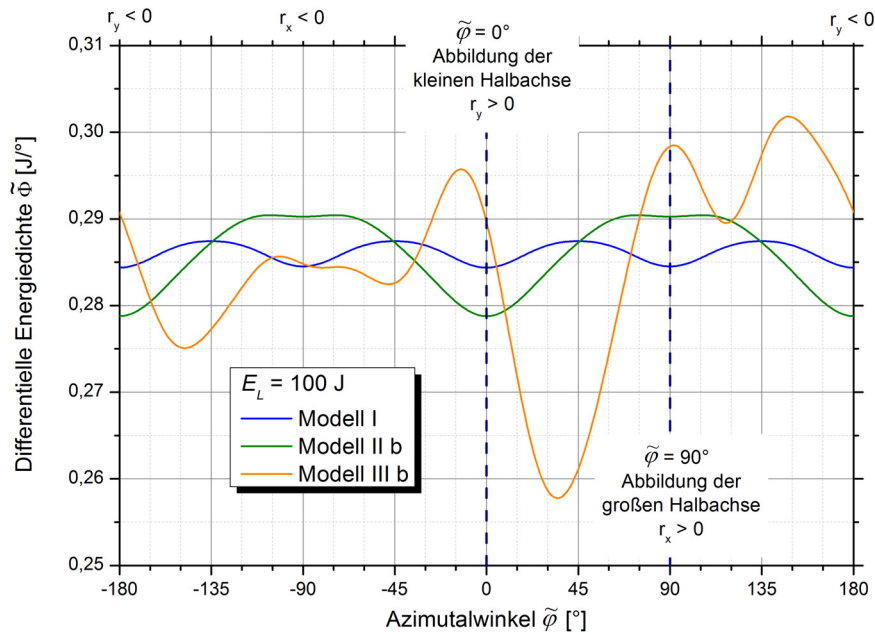


Abbildung 3.5: Variation der Energiedichte in Abhängigkeit vom Azimutalwinkel $\tilde{\varphi}$ auf dem Zündstift, 2 mm Durchmesser, im Standard-Lightcraft für verschiedene Strahlmodelle.

3.2 Detonationswirkung auf den Impulsempfänger

In den nachfolgenden Abschnitten sollen die theoretischen Werte von c_m auf der Basis der Explosionstheorie für das zu untersuchende Lightcraft für den experimentellen Vergleich in Kap. 3.3 ermittelt werden. Anschließend wird das Optimierungspotenzial der geometrischen Parameter hinsichtlich des zur Verfügung stehenden Energiebereiches diskutiert.

3.2.1 Modellierung nach der Explosionstheorie

Die Modellierung des Impulskoppelkoeffizienten auf der Basis der Explosionstheorie nach Gl. 1.25 führt für die Ausgangsgeometrie des parabolischen Lightcrafts zu einer Charakteristik, die in Abb. 3.6 dargestellt ist. Im Energiebereich des CO₂-Hochenergielasers hat diese zwar ein lokales Maximum bei $E(\xi_{max}^{(2)}) \approx 116$ J, das globale Maximum liegt jedoch um ca. 50 % höher bei $E(\xi_{max}^{(1)}) \approx 1077$ J. Es lässt sich auf den Impulsübertrag durch den Teilchenstrom zurückführen, während Impulsanteile durch Über- und Unterdruck sich hier weitgehend kompensieren. Im unteren Energiebereich erscheint bei $E(\xi_{max}^{(3)}) \approx 19$ J ein weiteres Maximum, das sich im Wesentlichen auf den Überdruck zurückführen lässt. Als Ausgangspunkt zur Optimierung der Lightcraftgeometrie für den entsprechenden Energiebereich erhält man aus Gl. 1.25 nach Substitution von ξ durch $\xi = \xi_0 \cdot \kappa$ mit der verallgemeinerten Ortskoordinate ξ_0 des Apex, $\xi_0 = R/R_0$, und dem geometrischen Verhältnis

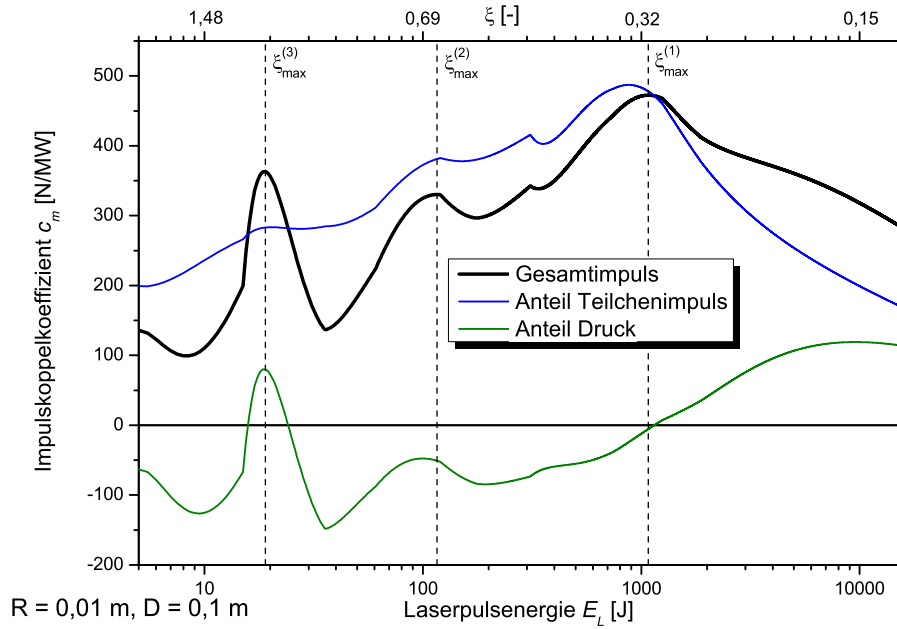


Abbildung 3.6: Verlauf von c_m in Abhängigkeit von E_L für die Ausgangsgeometrie von 100 mm Öffnungsdurchmesser und 10 mm Brennweite. Die Anteile I_p von Über- bzw. Unterdruck am Gesamtimpuls sowie Impulsübertrag durch Massenstrom I_u , vgl. Gl. 1.23 und 1.22, sind gesondert dargestellt.

$\kappa = R_1/R = 1 + \left(\frac{4R}{D}\right)^{-2}$ für den Impulskoppelkoeffizienten

$$c_m(\xi_0, \kappa) = \frac{4 \cdot \pi}{c_0} \xi_0^2 (\kappa^2 - 1) \cdot J^{(1)}[\xi_0 \cdot \kappa]. \quad (3.1)$$

Die Analyse der Maxima dieser Funktion in Abhängigkeit von κ ist in Abb. 3.7 dargestellt. Für $\kappa \rightarrow \infty$ wird c_m hier maximal. Die Abweichung von den Grenzwerten $c_{m,max}^{(i)}$ mit

$$c_m = \frac{4\pi}{c_0} (\xi_{max}^{(i)})^2 \cdot J^{(1)}[\xi_{max}^{(i)}] = \begin{cases} 482 \text{ N/MW} (\xi_{max}^{(1)} = 0,311) \\ 337 \text{ N/MW} (\xi_{max}^{(2)} = 0,654) \\ 370 \text{ N/MW} (\xi_{max}^{(3)} = 1,199) \end{cases} \quad (3.2)$$

hängt nur von den geometrischen Parametern ab und liegt bei 1,9 % für $R/D = 0,1$ (Ausgangskonfiguration), sowie 7 % für $R/D = 0,15$ und nur 0,15 % für $R/D = 0,05$. In Abhängigkeit von den geometrischen Parametern κ bzw. R/D kann so die Lage der Maxima auf der Energieskala gewählt werden, wie es in Abb. 3.8 gezeigt ist. Es ist deutlich zu erkennen, dass für $D = 100 \text{ mm}$ eine Anpassung von $E(\xi_{max}^{(1)})$ an den Energiebereich des CO_2 -Hochenergielaser zu einer drastischen Abnahme des Impulskoppelkoeffizienten führt. Wie im Folgenden deutlich wird, ist der gewählte Durchmesser für diesen Energiebereich zu groß und stattdessen für Pulsenergien besser geeignet, die eine bis drei Größenordnungen darüber liegen.

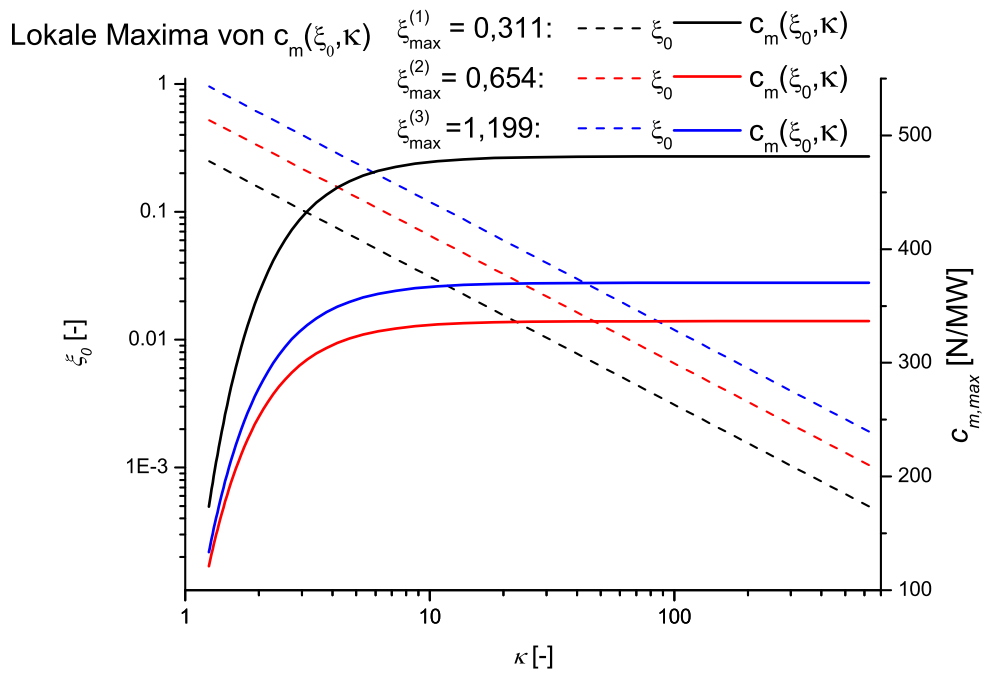


Abbildung 3.7: Position und Höhe der Maxima im Verlauf des Impulskoppelkoeffizienten in Abhängigkeit von den geometrischen Parametern.

3.2.2 Optimierungen zur Lightcraftgeometrie

Bereits in den frühen Arbeiten am DLR zum Laser-Lightcraft wurden Untersuchungen zur Optimierung der Geometrie durchgeführt, um maximalen Schub zu erzielen. Bei konstantem Durchmesser wurde die Abhängigkeit des Impulsübertrags vom Öffnungswinkel des Paraboloids analysiert, in [40] für Düsenlängen von 62,5, 125 und 180 mm sowie in [33] für das Standard-Lightcraft mit eingesetztem Zylinder von 165 mm Länge. Grundgedanke war hier eine Steigerung von c_m durch Verkleinerung des Öffnungswinkels der Düse. Allerdings wird dabei c_m nicht unabhängig von E_L größer, sondern der Verlauf der Kurve verschiebt sich auf der Energieskala, vgl. Abb. 3.8. Daher muss für eine zielgerichtete Optimierung der gesamte Verlauf von $c_m(E_L)$ berücksichtigt werden.

Aus Abb. 3.8 ist ersichtlich, dass bei konstantem D nur für einen begrenzten Energiebereich optimale Werte für c_m erzielt werden können. Während das Standard-Lightcraft im oberen Energiebereich des CO₂-Hochenergielasers bei 116 J ein lokales Maximum aufweist, ist dies für die abgeflachte Variante, Typ Nr. 5, vgl. Tab. 3.1, in seinem unteren Energiebereich bei 55 J zu finden. Eine geringfügige Steigerung von c_m ist für $\xi_{\max}^{(3)}$ zu erwarten, was durch die Düsengeometrien 6 und 10 realisiert werden kann. Bei $\xi_{\max}^{(1)}$ ist jedoch eine Steigerung von c_m um ca. 50 % gegenüber dem Standard-Lightcraft für $D = 100$ mm nicht möglich, sondern es bedarf einer Verkleinerung des Öffnungsdurchmessers und damit des Strahldurchmessers. Für die Lightcrafts 8 und 9 sind die geometrischen Parameter so an den dynamischen Ra-

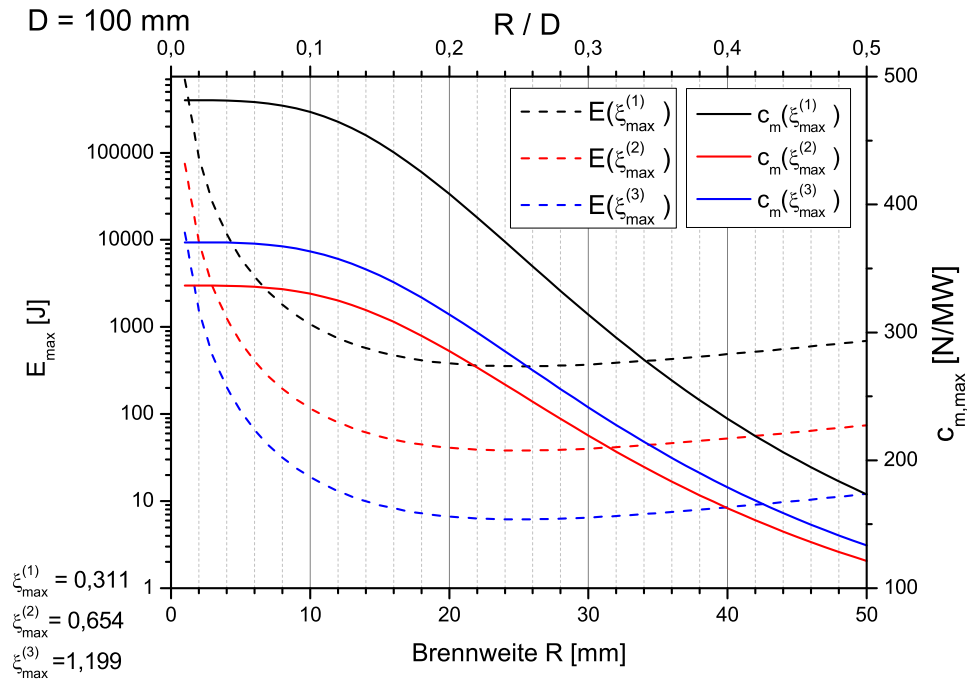


Abbildung 3.8: Höhe und Lage der Maxima im Verlauf von c_m für ein Lightcraft mit $D = 100 \text{ mm}$ in Abhängigkeit von der Brennweite.

dius R_0 der Explosion angepasst, dass $c_m(E_L)$ bei $E_L(\xi_{max}^{(1)}) \approx 60 \text{ J}$ bzw. 120 J den maximalen Wert von ca. 472 N/MW annimmt.

Der theoretische Verlauf von $c_m(E_L)$ im Bereich des CO_2 -Hochenergielasers ist für die genannten sechs Düsengeometrien in Abb. 3.9 dargestellt. Die Gegenüberstellung der Verläufe zeigt, dass in diesem Fall die Anpassung des Öffnungsdurchmessers an die Laserpulsenergie die effizienteste Form der Parametervariation darstellt. In großem Abstand von der Laserquelle kann es jedoch je nach Strahlqualität des verwendeten Lasers durch die begrenzte Fokussierbarkeit der Strahlung erforderlich sein, den Laserstrahl auf ein Array mehrerer Düsen zu verteilen. Für eine Wabenanordnung gleich großer Düsen mit n 6-eckigen Ringen um die zentrale Düse, vgl. [107], ist dann c_m bei gleichförmiger Intensitätsverteilung (*Top-Hat*) unter Berücksichtigung der Verluste in den Zwischenräumen zwischen den Düsen bei Vernachlässigung von deren Wandstärke effektiv um den Faktor q gemindert:

$$c_{m,eff} = q \cdot c_m^{(1)} \left(\frac{q \cdot E_L}{N} \right) \quad (3.3)$$

bei einem Strahldurchmesser D_S und einem Düsendurchmesser $D = (2n + 1)^{-1} \cdot D_S$ mit

$$N = 1 + 3n(n + 1), \quad (3.4)$$

$$q = \frac{N}{(1 + 2n)^2} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 0,75, \quad (3.5)$$

Bezeichnung	Typ Nr.	D mm	R mm	R/D	L mm	$E_L(\xi_{max}^{(1)})$	$E_L(\xi_{max}^{(2)})$	$E_L(\xi_{max}^{(3)})$
						J	J	J
Standard	0	100	10,0	0,100	62,5	1077	116	18,8
Mini 1	1	30	2,6	0,086	21,9	41,4	4,47	0,724
Mini 2	2	20	1,5	0,077	16,2	15,8	1,70	0,276
Mini 3	3	20	2,8	0,142	8,8	4,46	0,481	0,078
Mini 4	4	10	1,2	0,123	5,1	0,715	0,077	0,013
Standard – flach	5	100	15,1	0,151	41,5	511	55,1	8,94
Düse 125	6	100	5,0	0,050	125,0	6208	670	109
Düse 180	7	100	3,5	0,035	180,0	17452	1882	305
Düse 38	8	38	3,8	0,100	23,7	59,1	6,37	1,03
Düse 48	9	48	4,8	0,100	30,0	119	12,8	2,08
Düse 100	10	100	6,2	0,062	100,8	3462	373	60,5

Tabelle 3.1: Geometrische Parameter der untersuchten Lightcraft-Geometrien (Öffnungsdurchmesser D , Brennweite R , Düsenlänge L) und zugehörige Laserpulsenergien mit optimalem Impulsübertrag. Maxima innerhalb der experimentell untersuchten Energiebereiche sind fett hervorgehoben.

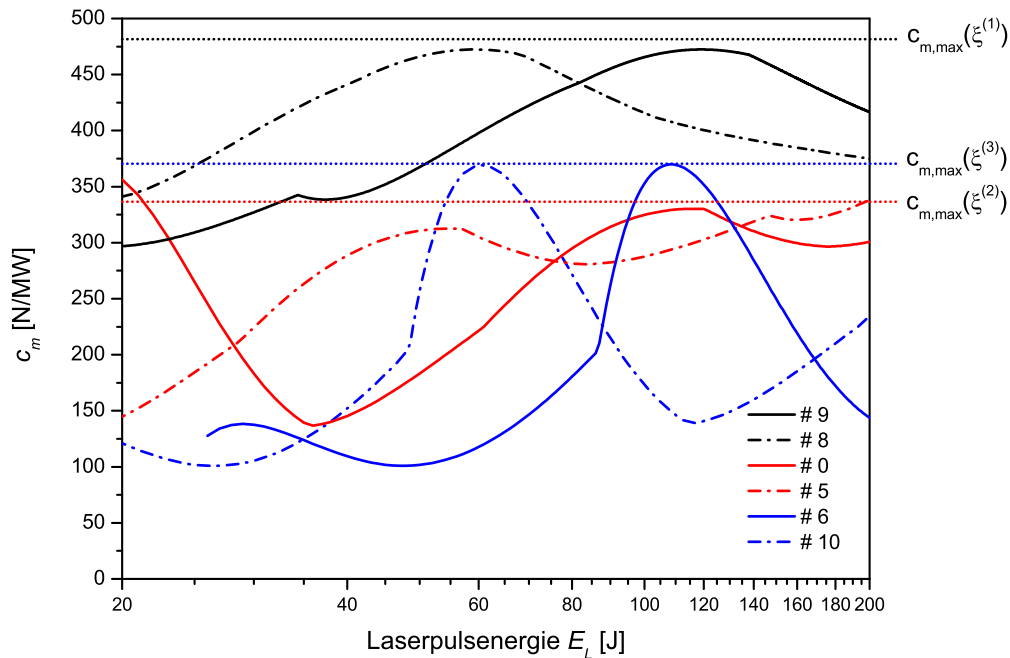


Abbildung 3.9: Charakteristischer Verlauf des Impulskoppelkoeffizienten für an den CO₂-Hochenergielaser angepasste Düsengeometrien, vgl. Tab. 3.1, mit $D = 100$ mm (Typ Nr. 0, 5, 6, 10) bzw. $R/D = 0,1$ (Typ Nr. 0, 8, 9).

wobei N die Anzahl der Düsen und q der von den Düsen abgedeckte Anteil des Strahls ist. Auf diese Weise lässt sich selbst bei großem Strahldurchmesser durch eine geeignete Wahl des Düsenarrays prinzipiell ein Impulskoppelkoeffizient von 75 % $c_{m,max}^{(1)}$ erzielen. Die Skalierungseigenschaften für eine einzelne Düse mit $R/D \leq 0,15$ sind in Abb. 3.10 zusammenfassend dargestellt. Auf dieser Grundlage lässt sich die Schubkammergeometrie im Hinblick auf die Laserpulsenergie für erdgestützte Missionen mit Laserpulsenergien im kJ-Bereich sowie für Aufgaben in der Schwerelosigkeit mit deutlich geringeren Pulsenergien bis in den mJ-Bereich skalieren.

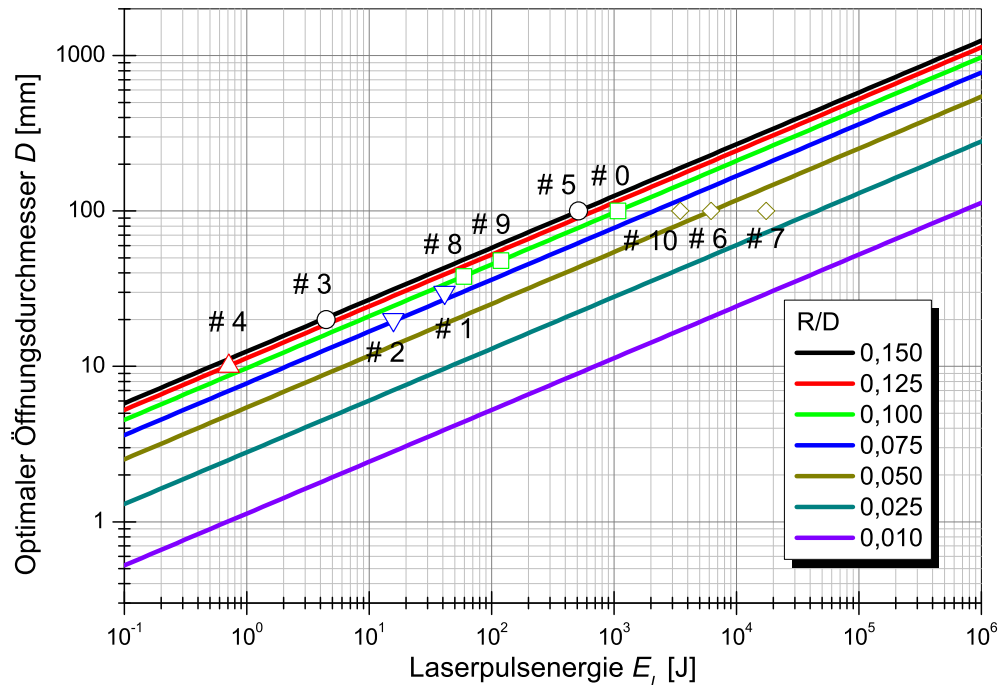


Abbildung 3.10: Mittels $c_m(E_L(\xi_{max}^{(1)}))$ optimierter Durchmesser für ein parabolisches Lightcraft in Abhängigkeit von der Laserpulsenergie.

3.3 Laser-induzierter Luftdurchbruch in verschiedenen Düsengeometrien

Bei gepulsten laser-thermischen Antrieben wird der Impulskoppelkoeffizient gewöhnlich mit Hilfe eines ballistischen Pendels [39] oder eines Piezosensors [108, 109] bestimmt. Seine Kenntnis ermöglicht Modellrechnungen zum gepulsten Flug eines lasergetriebenen Flugkörpers. Eine experimentelle Analyse und Optimierung der Flugeigenschaften erfordert jedoch eine andere Herangehensweise zur Bestimmung von c_m . Daher werden im Folgenden neben Untersuchungen mit einem Piezosensor auch Flugexperimente vorgestellt.

3.3.1 Standard-Düsengeometrie

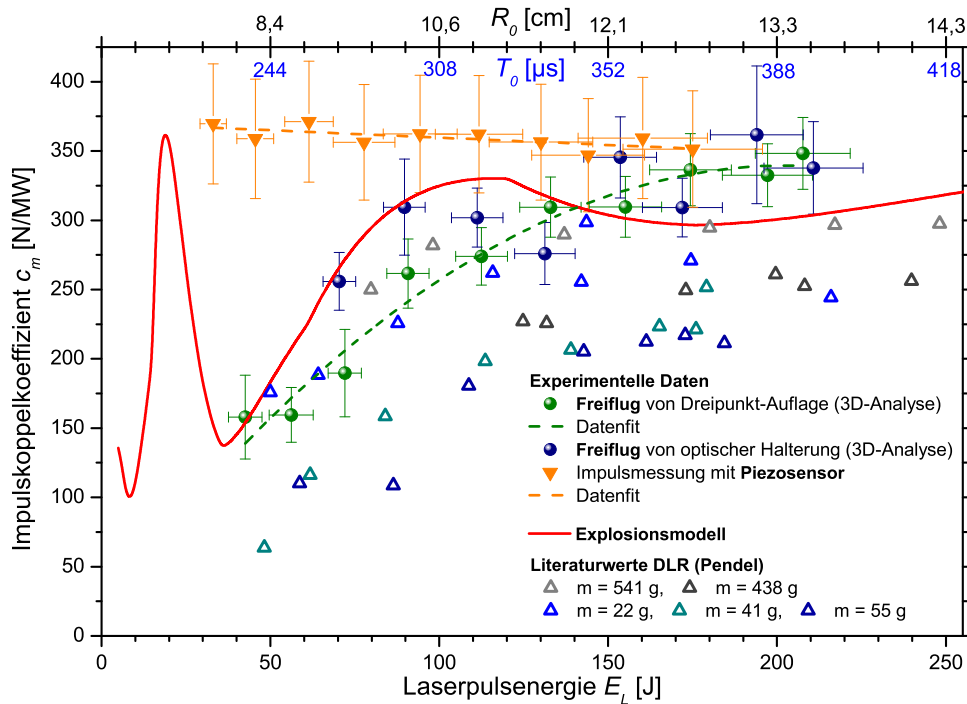


Abbildung 3.11: Messdaten zum koaxialen Impulskoppelkoeffizienten in Abhängigkeit von Laserpulsenergie E_L , dynamischem Radius R_0 der Explosion und deren charakteristischer Dauer T_0 . Die Ergebnisse für verschiedene Messmethoden sind den Berechnungen aus dem Explosionsmodell gegenüber gestellt. Werte aus früheren Untersuchungen am ITP sind mit Δ verzeichnet (hellgrau [75], dunkelgrau [79], blau [33]).

Der Impulsübertrag wurde zunächst an einem Lightcraft vom Typ 0 mit Zündstift in Flugexperimenten gemessen. Um mögliche Bodeneffekte der Startvorrichtung aus den ersten Flugexperimenten, vgl. [80], zu untersuchen, wurde die bislang verwendete zylindrische Halterung, mit einer 3-Punkt-Auflage verglichen, vgl. Kap. 2.2.2. Die Erfassung der Flugbahn in z-Richtung durch das Laserentfernungsmessgerät, vgl. Kap. 2.2.3, ermöglichte durch Synchronisierung der Messdaten mit dem Laserpuls eine unmittelbar anschließende Auswertung im Labor. Als unabhängige, alternative Auswertemethode wurden die stereoskopischen Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der jeweiligen Flugbahnen analysiert, vgl. Kap. 2.2.5.

Die Ergebnisse für c_m aus beiden Verfahren sind in Tab. F.3 und F.4 gezeigt. Sie weichen im Rahmen der Messgenauigkeit nicht signifikant voneinander ab. Während in [85] noch die Werte aus der 1D-Analyse vorgestellt wurden, sind in Abb. 3.11 die Ergebnisse aus der stereoskopischen Analyse dargestellt, zusammen mit Messergebnissen von einem Piezosensor zum Impulsübertrag auf eine massive Düse, $m = 260,71$ g, vom Typ 0 und den Resultaten der bereits diskutierten Simulationen anhand des Explosionsmodells [85].

Der verstärkende Einfluss der zylindrischen Startvorrichtung ist für einige Messpunk-

te deutlich, aber nicht durchgehend erkennbar. Da jedoch ein tendenzieller Einfluss auf c_m festgestellt wurde, kam in den nachfolgenden Experimenten die 3-Punkt-Auflage zum Einsatz. Beide Messreihen zeigen im Gegensatz zur Theorie einen eher linearen Verlauf, das erwartete Maximum bei $E(\xi_{max}^{(2)}) = 116$ J lässt sich experimentell nicht bestätigen. Insgesamt zeigt sich jedoch eine relativ gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten.

Die Werte für c_m aus der Messung mit dem Piezosensor liegen konstant oberhalb von ca. 350 N/MW und weichen für kleinere Pulsenergien stark von den Resultaten des Flugexperimentes wie auch von der Theorie ab. In [64] wird ebenfalls von deutlich höheren Werten für c_m aus Messungen mit Piezosensor berichtet, die doppelt so hoch wie die Ergebnisse aus Messungen am ballistischen Pendel waren. Dort werden mögliche Energieverluste in der Pendelstruktur während des Impulsübertrages angeführt, der einige hundert Mikrosekunden dauert, vgl. T_0 in Abb. 3.11. Möglicherweise führt im vorliegenden Experiment die kompakte Bauform der Düse (Abb. 2.11 a) im Vergleich zum Flugkörper (Abb. 2.8) sowie die Auflage auf den Piezosensor im Gegensatz zum Freiflug bei der Detonation zu geringeren Energieverlusten durch Vibrationen in der Struktur und damit zu höheren Werten für c_m .

Die Abweichung aus dem Flugexperiment von den Literaturwerten lässt sich möglicherweise dadurch erklären, dass in den Experimenten aus [33, 75, 79] zur Bestimmung der Laserpulsenergie ein Detektor verwendet wurde, der bei Vergleichsmessungen mit einem kalibrierten Pyrodetektor mittlerweile eine systematische Abweichung von +46 % zeigte.

3.3.2 Geometrieskalierung: kleine Laserpulsenergien

Das Explosionsmodell wurde wegen der relativ guten Übereinstimmung mit dem Flugexperiment für das Lightcraft vom Typ 0 als Ausgangspunkt für die Untersuchungen zur Skalierung der parabolischen Geometrie gewählt. Während der laser-gestützte Start gegen das Schwerfeld der Erde hohe mittlere Laserleistungen erfordert, die in absehbarer Zeit wahrscheinlich nicht zur Verfügung stehen werden [51], sollten ausgehend von [110] anhand orientierender Experimente in künstlicher Schwerelosigkeit weltraumgestützte Anwendungen diskutiert werden, die mit bereits vorhandenen Lasern bei geringen Pulsenergien und moderaten mittleren Leistungen realisierbar sein können. Zunächst wurden dafür die Lightcrafts vom Typ 1 – 4 entworfen, um am Fallturm des Zentrums für Angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM) der Universität Bremen ein Freiflugexperiment mit dem dort vorhandenen Excimer-Laser zu realisieren, der in der Fallkapsel kontinuierlich nachgeführt werden kann [52]. In Ermangelung einer Projektförderung wurde dieses Experiment auf einen Luftkissentisch verlegt, an dem der Antrieb bei kleinen Pulsenergien in künstlicher Schwerelosigkeit in 2 Raumdimensionen untersucht wurde [82]: Abb. 3.12 zeigt die entsprechenden Ergebnisse aus [82] zum Verlauf von $c_m(E_L)$ aus Einzelpulsexperimenten am Luftkissentisch.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen für Düse 0 ist hier ein Maximum im Verlauf von c_m

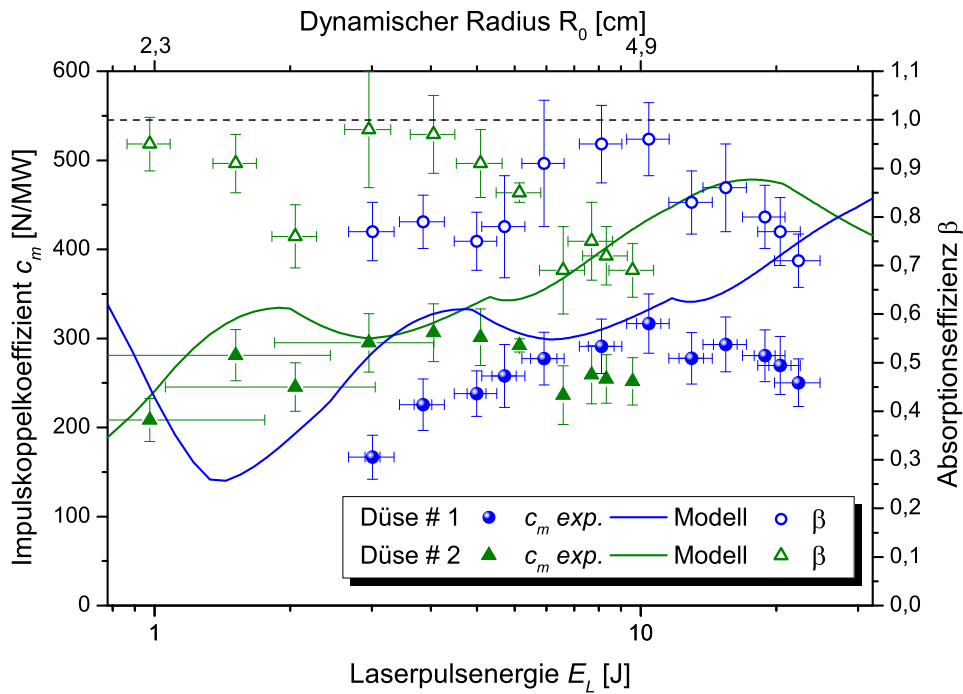


Abbildung 3.12: Vergleich der experimentellen Daten für c_m für die miniaturisierten Düsen 1 und 2 aus Untersuchungen am Luftkissentisch in [82] mit den Simulationsergebnissen aus dem Explosionsmodell und daraus berechnete Absorptionseffizienz β .

deutlich ausgeprägt. Es liegt bei einer Laserpulsenergie, die den theoretischen Wert um etwas mehr als das Doppelte übersteigt, wie auch der Verlauf der experimentellen Daten gegenüber den theoretischen Werten zu höheren Energien verschoben erscheint ($E(c_{m,max}) \approx 10,4$ J statt $E(\xi_{max}^{(2)}) = 4,5$ J für Düse 1, $E(c_{m,max}) \approx 3,7$ J statt $E(\xi_{max}^{(2)}) = 1,7$ J für Düse 2).

In [36] wurde unvollständige Einkopplung der Laserpulsenergie in die Detonation als mögliche Ursache für einen solchen Effekt genannt, so dass insgesamt eine höhere Pulsenergie erforderlich ist, um den theoretisch vorhergesagten Impuls zu erzielen. Demnach steht nur ein Bruchteil $\beta < 1$ von E_L als innere Energie für die Detonation zur Verfügung, wobei β die Absorptionseffizienz in Gl. 1.9 bezeichnet. Die Absorptionseffizienz kann experimentell z.B. durch Schlierenaufnahmen der Ausbreitung der Stoßwellen und Berechnung der wirksamen Energie der Detonation bestimmt werden [35]. Hier wurde hingegen zur Bestimmung von β der Vergleich zwischen theoretischen Werten $c_m^{(mod)}$ und experimentellen Daten $c_m^{(exp)}$ durch numerische Näherung gewählt mittels Minimierung von $\left| c_m^{(exp)}(E_L) - c_m^{(mod)}(E_L) \right|$ mit

$$c_m^{(mod)}(E_L) = \beta c_m(\beta \cdot E_L). \quad (3.6)$$

Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 3.12 dargestellt. Für beide Düsen erkennt man ein Absinken von β von 1 auf $\approx 0,7$ für hohe Pulsenergien bzw. große dynamische Explosionsradien R_0 im Verhältnis zur Brennweite. Möglicherweise führen hier hohe

Intensitäten zu Energieverlusten durch Reflexion am Plasma. Es muss jedoch auch die Einkopplung der Laserpulsenergie in die Plasmafront der LSD-Welle im weiteren Verlauf des Laserpulses betrachtet werden. Einerseits wird das Zentrum der Explosion durch das Plasma teilweise von der Laserstrahlung abgeschirmt, so dass unter diesem Aspekt das Modell einer Punktexplosion nicht mehr exakt zutrifft. Die Frage jedoch, wie dadurch der Impulsübertrag auf die Düse verändert wird, hängt vom Raumwinkel des Segmentes der Plasmafront ab, das betrachtet wird. Für ein Segment der Plasmafront, das vom Zentrum der Explosion direkt in Richtung der Düsenöffnung propagiert, ist anzunehmen, dass die während seiner Ausbreitung eingekoppelte zusätzliche Laserpulsenergie den übertragenen Impuls nicht verstärkt, da keine Wechselwirkung mit der Düsenwand mehr stattfindet, falls die laterale Ausbreitung der Energie in Richtung Düsenwand vernachlässigbar ist. Für ein Segment der Plasmafront hingegen, das in Richtung der Düsenwand propagiert und von einem dort reflektierten Laserstrahl weiter aufgeheizt wird, vgl. auch [111], ist mit einer Verstärkung des Impulsübertrages auf die Düse zu rechnen. Diese Überlegung liefert eine weitere Begründung dafür, dass bei einem kleinen Öffnungswinkel der Düse mit einem hohen c_m zu rechnen ist, vgl. [112]. Die Geometrie des Reflektors entscheidet also darüber, in welchem Maß die Energieeinkopplung im weiteren Verlauf des Laserpulses zum Schub beiträgt, vgl. [93], während in den vereinfachten Modellannahmen aus [36] die entscheidenden Faktoren für die Energieeinkopplung in das Plasma, Dauer und Verlauf des Laserpulses sowie die Wellenlänge, nicht berücksichtigt sind.

3.3.3 Geometrieskalierung: Dimension

Die Modellrechnungen für das Lightcraft vom Typ 0 zeigen, dass das absolute Maximum von c_m bei $E(\xi_{max}^{(1)}) \approx 1$ kJ zu erwarten ist. Für die bei konstantem Verhältnis $R/D = 0,1$ größenskalierten Modelle 8 und 9 mit 38 mm bzw. 48 mm Durchmesser liegt das Maximum von c_m im Modell hingegen mit $E(\xi_{max}^{(1)}) \approx 60$ J bzw. 120 J im verfügbaren Energiebereich des CO₂-Lasers. Damit wurde eine Anpassung der Düsendimension an die Pulsenergie bzw. der geometrischen Parameter R und D an den dynamischen Radius R_0 der Explosion angestrebt. Diese größenskalierten Modelle wurden mit dem Piezosensor getestet, wobei der Durchmesser des Laserstrahls durch einen Teleskop-Aufbau mit einem konkaven Spiegel ($R_{cc} = -2$ m) und einem konvexen Reflektor ($R_{cv} = 0,6$ m) verkleinert wurde, vgl. Abb. 3.13.

Die Ergebnisse sind in Abb. 3.14 zusammengefasst und mit weiteren Kenngrößen in Tab. F.9 und F.10 aufgeführt. Lediglich für kleinere Pulsenergien findet sich bei Düse 9 eine Übereinstimmung mit den Werten der Modellberechnungen, ansonsten liegen die experimentellen Daten weit unter den Berechnungen. Wählt man die kompakte Düse 0 aus den Experimenten mit Piezosensor als Referenz, so konnte insgesamt keine Optimierung von c_m erreicht werden, stattdessen zeigen die gemessenen Werte hier einen gegenläufigen Trend und damit eine Verschlechterung der Impulskopplung für die gewählten kleineren Düsengeometrien. Dieser Sachverhalt zeigt sich deutlich in Abb. 3.15, in der die Absorptionseffizienz β , vgl. Gl. 3.6, für die drei Düsengeo-

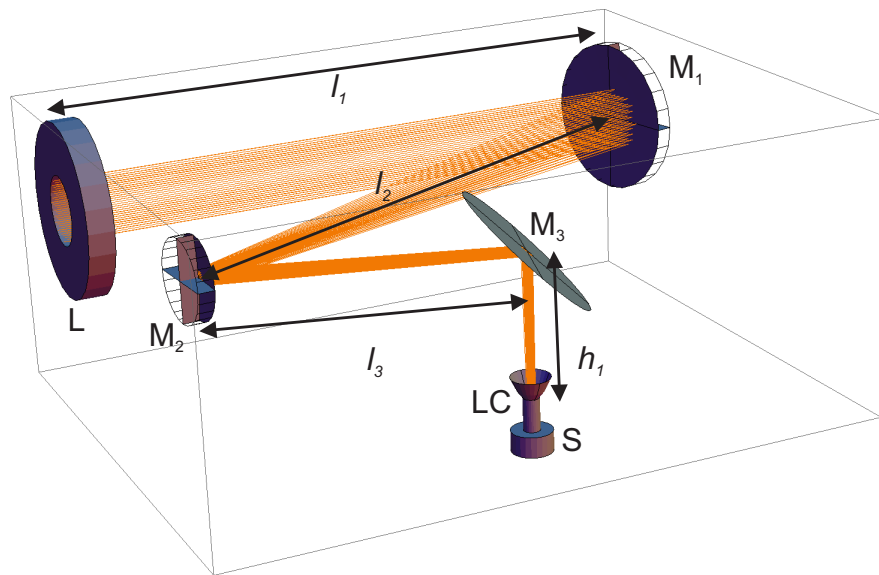


Abbildung 3.13: Impulsmessung an großenskalierten Düsen: Die Verkleinerung des Strahldurchmessers erfolgt durch ein Teleskop aus einem konkaven Spiegel M_1 (Krümmungsradius $R_{cc} = -2$ m) und einem konvexen Spiegel M_2 ($R_{cv} = +0,6$ m). Spiegel M_3 ist ein planer Umlenkspiegel. Der Abstand zwischen M_1 und M_2 wurde experimentell an die Divergenz des Laserstrahles angepasst (theoretischer Wert: $l_2 = 700$ mm). Abstände im Experiment: $l_1 = 761$ mm, $l_2 = 762$ mm, $l_3 = 364$ mm, $h_1 = 190$ mm (bis Apex).

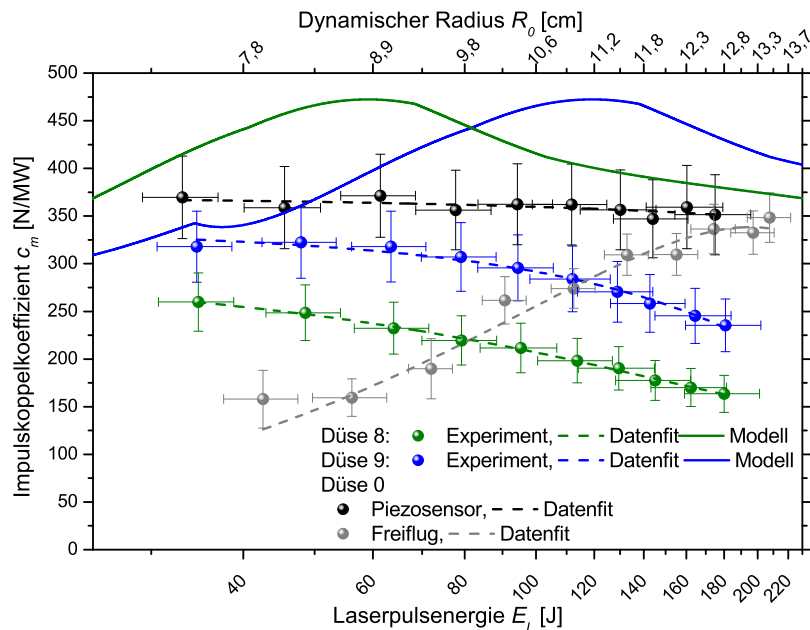


Abbildung 3.14: Experimentelle Ergebnisse für c_m zur Geometrieskalierung in Abhängigkeit von Laserpulseenergie E_L und dynamischen Radius R_0 der Explosion.

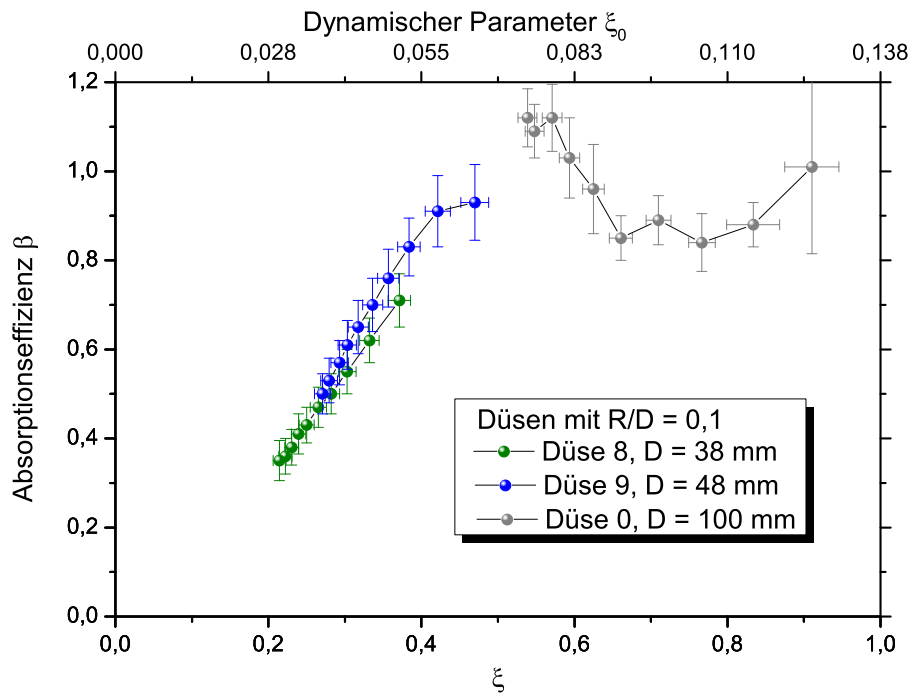


Abbildung 3.15: Absorptionseffizienz β für die dimensionsskalierten Düsen 8, 9 und 0 in Abhängigkeit von der verallgemeinerten Ortskoordinate $\xi = R_1/R_0$ und dem dynamischen Parameter $\xi_0 = R/R_0$.

metrien aufgetragen ist. Man erkennt einen deutlichen Rückgang für β mit $\xi < \frac{1}{2}$, die, wie oben erwähnt, möglicherweise auf Verluste bei der Energieeinkopplung ins Plasma bei hohen Intensitäten und damit kleinen Werten für den dynamischen Parameter $\xi_0 = R/R_0$ zurückgeht.

3.3.4 Geometrieskalierung: Länge und Öffnungswinkel

Die mitunter größten Abweichungen der experimentellen Daten von den Werten aus dem Explosionsmodell wurden für die Variation der Düsenlänge L bei konstantem Durchmesser $D = 100$ mm gefunden. Der Impulsübertrag wurde für ein leichtes Lightcraft vom Typ 5, $m_{LC} = 33,09$ g, in Flugexperimenten analysiert, vgl. Abb. 3.16. Hier liegen die Messdaten relativ konstant um ca. 100 N/MW unter den theoretischen Werten aus dem Explosionsmodell, vgl. Abb. 3.18, das berechnete Maximum von c_m bei $E(\xi_{max}^{(2)} = 0,654) \approx 55$ J ist im Rahmen der Messgenauigkeit nicht zu erkennen.

Die längeren Düsen, Nr. 6, 7 und 10, wurden mit einem Piezosensor untersucht. Die gemessenen Impulskoppelkoeffizienten liegen deutlich über den theoretischen Werten, vgl. Abb. 3.18, und übertreffen sogar den maximalen theoretischen Wert $c_m(E(\xi_{max}^{(1)})) \approx 472$ N/MW. Allerdings zeichnen sich zwischen den einzelnen Düsen mit den recht unterschiedlichen Längen nur marginale Unterschiede ab, vgl.

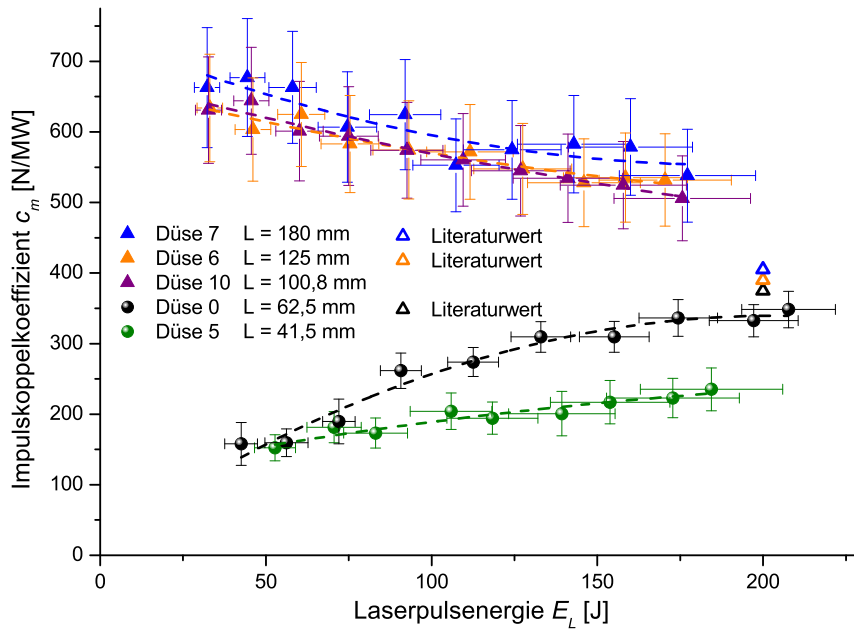


Abbildung 3.16: Impulskoppelkoeffizient c_m für verschiedene Düsenlängen L in Abhängigkeit von Laserpulsenergie E_L , vgl. auch Tab. F.4, F.6, F.7, F.8 und F.11. Literaturwerte aus [40].

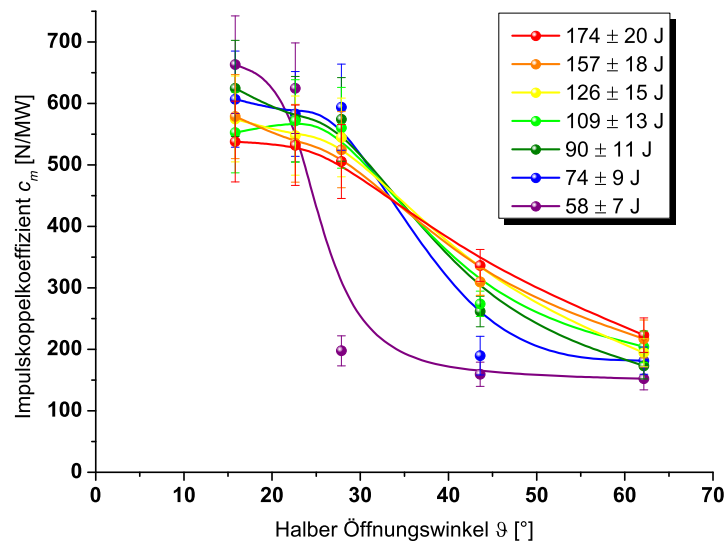


Abbildung 3.17: Mittlerer Impulskoppelkoeffizient c_m für Laserpulsenergien von 33 ± 4 J bis 175 ± 20 J in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel ϑ der Düse.

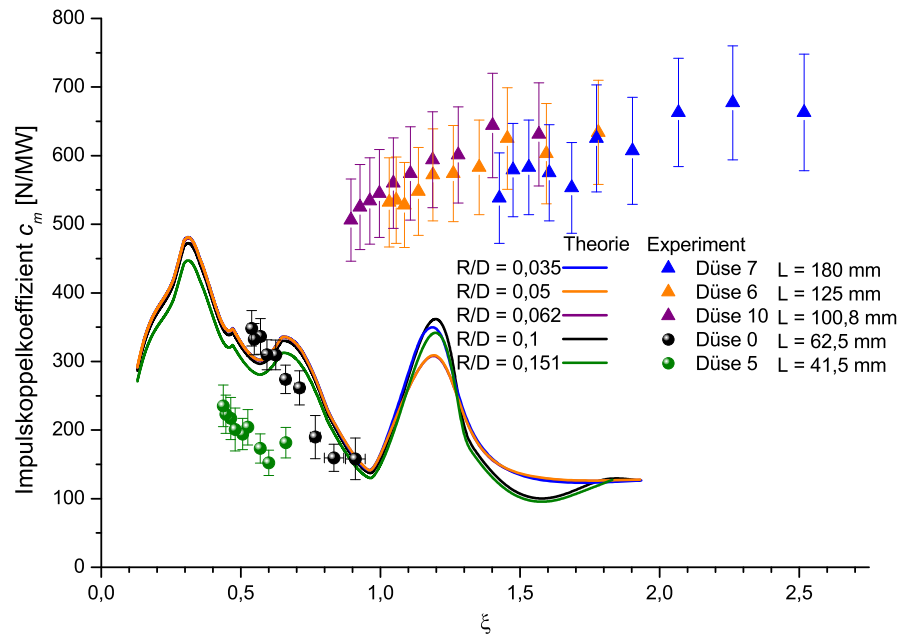


Abbildung 3.18: Experimentelle Daten zur Variation von Länge und Öffnungswinkel der Düse und Modellvergleich in Abhängigkeit der verallgemeinerten Ortskoordinate ξ .

Typ	L	ϑ	P_L
Nr.	mm	°	kW
7	180	15,8	$0,71 \pm 0,06$
6	125	22,6	$0,55 \pm 0,04$
10	100,8	27,9	$0,46 \pm 0,04$
0	62,5	43,6	$0,75 \pm 0,25$
5	41,5	62,2	$0,72 \pm 0,10$

Tabelle 3.2: Erforderliche mittlere Laserleistung \bar{P}_L zur Kompensation der Schwerkraft für Düsen verschiedener Öffnungswinkel ϑ bei einer Wandstärke von 0,5 mm Aluminium.

Abb. 3.16, was auf eine optimierte Düsenkonfiguration hindeutet. Sie wurde in [112] für parabolische Düsen mit einem halben Öffnungswinkel $\vartheta < 30^\circ$, bezogen auf den Kegel von Brennpunkt und Düsenöffnung, angenommen, wobei auch dort für $\vartheta \rightarrow 0$ ein maximales c_m von ≈ 500 N/MW erwartet wurde. Die Zusammenfassung der experimentellen Daten in Abhängigkeit von ϑ , vgl. Abb. 3.17, ist in guter Übereinstimmung mit den Befunden aus [112]. Für niedrige Laserpulsenergien fällt $c_m(\vartheta)$ oberhalb von 30° steiler ab als für hohe. Die Verläufe für die verschiedenen Energien kreuzen sich ungefähr bei $\vartheta = 35^\circ$, da $c_m(E_L)$ für größere Öffnungswinkel ϑ steigt und für kleinere Winkel fallend verläuft.

Zur Schuboptimierung im Flugexperiment ist jedoch auch die Masse der Düsen zu berücksichtigen: Bei den langen Düsen muss trotz hohem c_m wegen des großen Eigengewichts eine hohe mittlere Laserleistung aufgewendet werden, vgl. Tab. 3.2,

weshalb der Rückgang von c_m erst für große Öffnungswinkel zum Tragen kommt und zunächst noch durch das geringere Gewicht der kürzeren Düsen kompensiert wird, vgl. Tab. 3.2. Das optimale Verhältnis wird hier für Düse 10 näherungsweise erreicht. Erst bei der Auslegung für den Transport von Nutzlasten fällt die Düsenmasse weniger ins Gewicht, und eine Düse mit kleinerem Öffnungswinkel ist dann generell zu bevorzugen.

Die mitunter starken Abweichungen von experimentell bestimmten Werten für c_m gegenüber Berechnungen auf der Basis des Explosionsmodells sind in Abb. 3.18 in Abhängigkeit von der verallgemeinerten Ortskoordinate ξ dargestellt. Für $\xi > 1$, also in größerem Abstand zur Explosion, liegen die Messergebnisse weit über den Modellberechnungen, während für $\xi < 0,5$ die experimentellen Daten teilweise die Werte des Modells stark unterschreiten bzw. in Richtung höherer Pulsenergien, also kleinerer Werte für ξ , verschoben sind. Die großen Abweichungen zwischen Modell und Experiment für $\xi > 1$ lassen sich wegen $\max(c_m(\xi_{max}^{(1)})) \approx 470$ N/MW nicht durch einen einfachen Ansatz wie in Gl. 3.6 mit dem Punktexplosionsmodell in Deckung bringen. Wahrscheinlich beruht die Impulsverstärkung mit zunehmender Düsenlänge und abnehmendem Öffnungswinkel auf dem größer werdenden Anteil von Plasma bzw. Gas, das während des Laserpulses durch am Paraboloid reflektierte Laserstrahlung erhitzt wird, bevor es auf die Düsenwand trifft, während der Raumwinkel des direkt bestrahlten Gases abnimmt. Große Diskrepanzen zum Explosionsmodell werden auch in [113] berichtet, obwohl dort die Plasmadynamik der LSD- bzw. LSC-Welle mit berücksichtigt wird. Präzisere Modellierungsergebnisse werden in [113] dadurch erreicht, dass unterhalb eines kritischen Drucks die Berechnung auf der Basis der Strömungsgleichungen mit finiten Elementen fortgesetzt wird.

3.4 Verwendung laser-ablativer Treibstoffe

Die Betrachtungen werden im Folgenden auf die Schuberzeugung durch laser-induzierte Ablation von einem Treibstoffzylinder aus POM in der parabolischen Brennkammer ausgedehnt. Bereits in [39] wurden dazu Ergebnisse zum Impulsübertrag bei der Bestrahlung eines Zylinders aus POM auf seiner Mantelfläche (analog zum Zündstift) bzw. auf der Stirnfläche berichtet.

3.4.1 Laser-ablativer Impulsübertrag an flachen Proben

Zum Vergleich mit den Ergebnissen bei der Verwendung von POM als Treibstoff in parabolischen Düsen wurde der Impulsübertrag an flachen POM-Proben bei vergleichbarer Energiedichte Φ mit einem Piezosensor gemessen. Der entsprechende Versuchsaufbau ist in Abb. 3.19 gezeigt, die Ergebnisse, vgl. Tab. F.19, F.20, F.21 sind in Abb. 3.20 den Berechnungen für c_m aus verschiedenen Modellierungsansätzen gegenübergestellt. Generell ist die Übereinstimmung der Messdaten mit den Berechnungen aus den photothermischen Modellen deutlich besser als mit denen

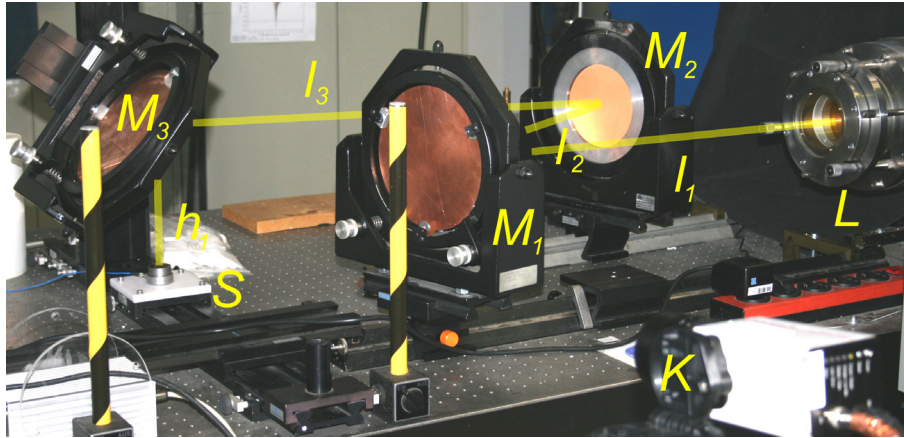


Abbildung 3.19: Messung zum Impulsübertrag an flachen Proben durch laser-induzierte Ablation, vgl. [45]. $l_1 = 710$ mm, $l_2 = 600$ mm, $l_3 = 860$ mm, $h_1 = 220$ mm (Spiegel bis Sensor), L: Auskoppelspiegel des Lasers, Spiegel: M_1 und M_3 plan (195 mm Durchmesser), M_2 konkav (150 mm Durchmesser), K: Hochgeschwindigkeitskamera, S: Piezosensor.

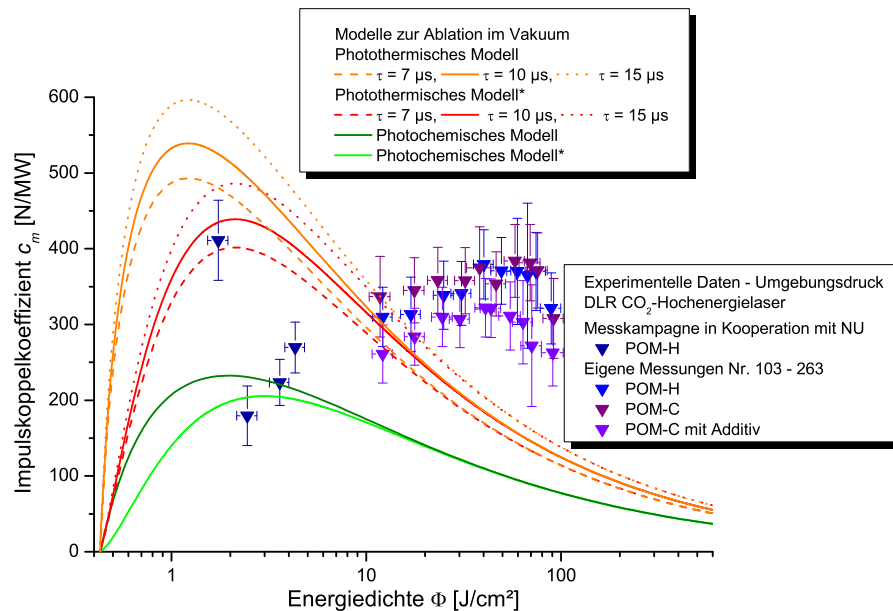


Abbildung 3.20: Impulskoppelkoeffizient für flache Proben verschiedener Polymermodifikationen (Homopolymer, Copolymer, Copolymer mit Additiv), vgl. [45] sowie Tab. F.19, F.20, F.21 im Vergleich mit Berechnungen für photochemische bzw. photothermische Ablation nach Gl. 1.37 bzw. 1.38 und mit Modellierungen unter abweichenden Annahmen (Modell *) zur kinetischen Energie des Ablationsjets gemäß [114], vgl. [115].

der photochemischen Modelle, vgl. Abb. 3.20. Ein wesentlicher Unterschied der experimentellen Ergebnisse zu allen Modellen besteht in der Lage des Maximums von c_m , das erst bei einer Energiedichte erreicht wird, die den berechneten Wert um ein bis zwei Größenordnungen überschreitet. Die Ursache dafür und möglicherweise auch für die hohen Werte für c_m im Bereich von 10 bis 100 J/cm² kann darin gesehen werden, dass die Modelle auf Ablation im Vakuum beruhen. Dort steht durch den Treibstoff nur eine spezifische Detonationsenergie von $Q_{det} = 2,69$ J/mg zur Verfügung, während unter Umgebungsdruck maximal zusätzliche $Q_{db} = 16,10$ J/mg durch verzögerte Verbrennung hinzukommen [116]. Im Zuge einer internationalen Kooperation mit der Universität Nagoya (NU), Japan, wurden die Messdaten zur Ablation von POM systematisch verglichen [45]. Dabei zeigte sich ein deutlich erhöhter Impulskoppelkoeffizient bei den am DLR gemessenen Daten gegenüber den an der NU bestimmten Werten. Normiert man gemäß dem photothermischen Modell c_m auf $\sqrt[4]{\tau}$, findet man hingegen eine gute Übereinstimmung der Daten von den verschiedenen Lasersystemen, wodurch die Interpretation des Ablationsmechanismus durch das photothermische Modell gestützt wird, vgl. Gl. 1.37. Hingegen wird der spezifische Impuls durch die photothermischen Modelle deutlich überschätzt, während er mit den photochemischen Modellen gut angenähert werden kann [45]. Daher ist eine Kombination beider Modellansätze, insbesondere im Hinblick auf die Modellierung der ablatierten Masse, möglicherweise sinnvoll.

3.4.2 Ablationsprofil

Der laser-ablative Impulsübertrag an flachen Proben mit Expansionsmöglichkeit des Treibstoffstrahls in den vollen Halbraum wird in Bezug auf die Energiedichte Φ charakterisiert, wobei die Flächenskalierung bei konstantem Φ ein weitgehend lineares Verhalten zeigt [96]. Hier ist nicht die Energie E_L an der Probe, sondern die Energiedichte Φ , die meist als konstant auf einer Fläche A angenommen wird, ausschlaggebend für c_m . Die Begrenzung von A wird unterschiedlich definiert, z.B. durch Rückgang von Φ auf $\frac{1}{2}\Phi_{max}$ bzw. $\frac{1}{e^2}\Phi_{max}$, jedoch ist die Definition anhand der Ablationsschwelle Φ_{th} physikalisch am sinnvollsten, da Ablationsprozesse außerhalb der oben definierten Bereiche sonst nicht berücksichtigt werden. Zur Bestimmung von A und Φ für einen Treibstoffzylinder in einem parabolischen Reflektor wurden die Energiedichteverteilungen aus Strahlmodell III b mit Einbränden an POM-Zylindern verglichen, von denen Material auf der Symmetrieachse des Standard-Lightcrafts mit jeweils 5 Laserpulsen bei verschiedenen Energien ablatiert wurde, vgl. Abb. 3.21¹. Die Einbrände wurden von J.E. Sinko und S. Karg an der Universität Nagoya analysiert. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Einbrand und Energiedichteprofil in ihrem Verlauf sowie in Abhängigkeit von der Pulsenergie. Dabei ergibt sich zwischen Ablationstiefe und Flussdichte ein guter linearer Zusammenhang, der

¹Leicht modifizierter Nachdruck aus [45] im Rahmen der Autorenrechte. Die englischsprachig beschriftete Version dieser Abbildung sowie, ggf. geringfügig verändert, von Abb. 2.4, 2.6 a, 2.8, 2.9 b, 3.19, 3.20, 4.3, 4.4, 5.11, 5.12, 5.14, 5.15, 5.16 und C.4 unterliegt dem Copyright des *American Institute of Physics* (AIP).

im Mittel über alle 18 Proben einen korrigierten Korrelationskoeffizienten \bar{R}^2 von $0,85 \pm 0,08$ aufweist, vgl. Tab. F.12. Aus diesem Zusammenhang lässt sich für das Strahlmodell der Schwellwert zur Ablation von POM zu $\Phi_{th} = 0,44 \pm 0,06 \text{ J/cm}^2$ bestimmen, wobei drei der Proben wegen teilweise mangelndem linearem Zusammenhang ($\bar{R}^2 \leq 0,5$) sowie nicht plausiblen Fitresultaten ($\Phi_{th} < 0$) aus dem gewogenen Mittel der übrigen ausgenommen wurden. Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem Resultat der Bestimmung von Φ_{th} an flachen Proben im Rahmen der Kooperation mit der NU zu $\Phi_{th} = 0,43 \text{ J/cm}^2$ [117] und den theoretischen Werten nach Gl. 1.31 ($\Phi_{th} = 0,40 \text{ J/cm}^2$ für $\tau = 7 \mu\text{s}$ und $\Phi_{th} = 0,48 \text{ J/cm}^2$ für $\tau = 10 \mu\text{s}$). Auffällig ist hingegen, dass der lineare Zusammenhang zwischen Ablationstiefe d_a und $\ln(\Phi)$ mit $\bar{R}^2 = 0,67 \pm 0,09$ (photochemisch, Gl. 1.34) bzw. d_a^2 und $\ln(\Phi)$ mit $\bar{R}^2 = 0,45 \pm 0,10$ (photothermisch, Gl. 1.32) deutlich geringer ausgeprägt ist als zwischen d_a und Φ . Offensichtlich gilt für die räumlich differentielle Betrachtungsweise einer inhomogen bestrahlten Probe hier eher ein linearer Zusammenhang in Anlehnung an Gl. 1.29.

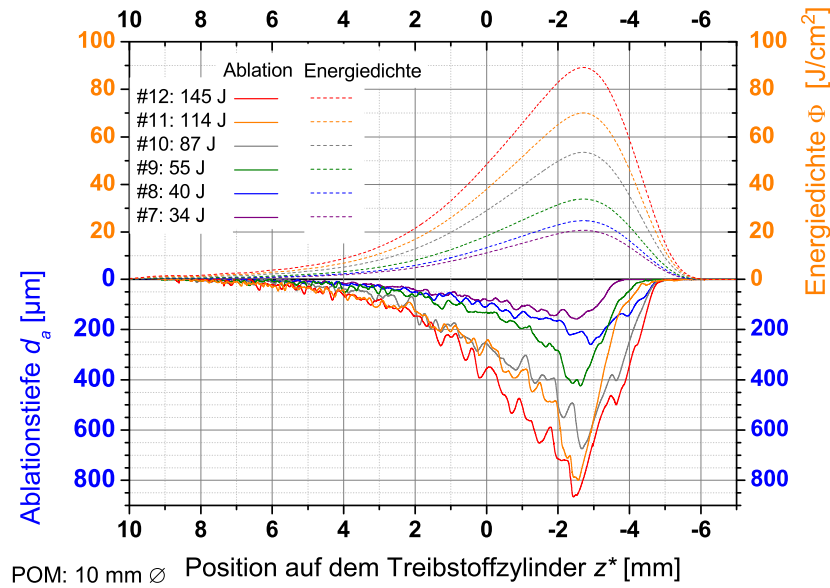


Abbildung 3.21: Verteilung der Energiedichte durch den parabolischen Reflektor vom Typ Nr. 0 auf dem Mantel eines Treibstoffzylinders mit 10 mm Durchmesser in dessen Symmetrieachse. Die z^* -Achse des körperfesten Systems des Lightcrafts hat hier ihren Ursprung in der Brennebene des Paraboloids und weist in Richtung Apex. Zum Vergleich sind die Resultate profilometrischer Untersuchungen an POM-Zylindern nach je 5 Laserpulsen bei verschiedenen Laserpulsenergien E_L gezeigt.

Die ablatierte Masse m_a , die sich aus den Ablationsprofilen mittels

$$m_a = \rho_{zyl} \cdot \pi \cdot d_{zyl} \cdot \int d_a(z) \cdot (1 - d_a(z))^2 dz \quad (3.7)$$

berechnen lässt, korreliert relativ gut mit den Daten der Wägungen, $\bar{R}^2 = 0,89$. Die Abweichungen von m_a gegenüber den gemessenen Werten wurden als systematischer

Fehler für die Profile bei der Bestimmung von Φ_{th} , s.o., durch das gewichtete Mittel berücksichtigt.

3.4.3 Impulsverstärkung

Anhand der experimentell bestimmten Ablationsschwelle $\Phi_{th} = 0,44 \text{ J/cm}^2$ wurde auf der Grundlage des berechneten Energiedichteprofiles entlang der Zylinderachse die Größe der Ablationsfläche und daraus eine mittlere Energiedichte $\bar{\Phi}$ bestimmt, vgl. Abb. 3.4. Die Vergleichbarkeit eines inhomogen bestrahlten Zylindermantels mit einer homogen ausgeleuchteten Ellipse auf einem flachen Probe ist insofern gegeben, als dass in Kap. 3.4.2 gezeigt werden konnte, dass die Menge des ablatierten Materials hier proportional zur lokalen Energiedichte ist. Daher führt die gleiche Gesamtenergie in guter Näherung auf gleicher Fläche bei inhomogener Energiedichteverteilung $\Phi(r)$ zum gleichen Materialabtrag wie bei konstanter Energiedichte. Dieser Ansatz ermöglicht den Vergleich der Ergebnisse für c_m mit Treibstoffzylindern aus POM in parabolischen Düsen mit den Resultaten zur Ablation an flachen POM-Proben mit ähnlicher Bestrahlungsfläche A , vgl. Abb. 3.22. Die Energiedichte

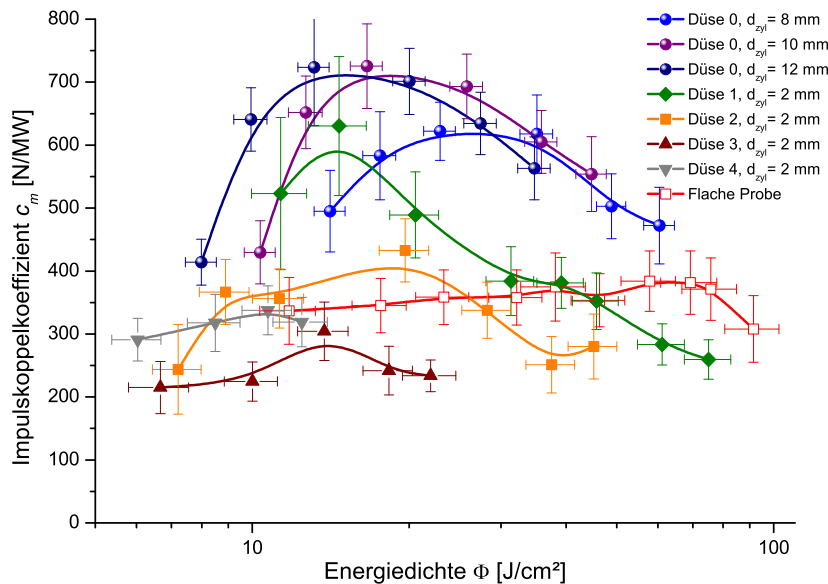


Abbildung 3.22: Impulsübertrag bei ringförmiger Ablation von POM in parabolischen Düsen im Vergleich zur Ablation von flachen POM-Proben.

Φ_{opt} , bei der c_m maximal wird, hängt sowohl von der Geometrie der Düse als auch vom Durchmesser des Treibstoffstiftes ab, vgl. v.a. Düse 0 und 1. Mit zunehmendem Durchmesser des Treibstoffstiftes verringert sich Φ_{opt} . Während bei Düse 2 und 4 keine ausgeprägte Tendenz zur Impulsverstärkung oder -abschwächung im Vergleich zu flachen Proben erkennbar ist, wurde für Düse 3 eine Verringerung des Impulses bei Verwendung von Treibstoff gemessen, die sich wahrscheinlich auf den großen Anteil der frontal bestrahlten Fläche, vgl. η_{zyl} in Tab. E.1 zurückführen lässt, vgl. auch

die Ergebnisse bei frontaler Bestrahlung des POM-Zylinders in [39]. In [84] wurde für die Impulsverstärkung durch Einsatz der Düse im Vergleich zur flachen Probe ein einfaches Modell vorgeschlagen, bei dem sich der Impulsübertrag durch Ablation sowie durch Detonation (Luftdurchbruch) in der Düse addieren. Dabei werden zusätzliche Effekte durch laser-induzierte Aufheizung des Treibstoffstrahls bei der Expansion *vor* der Wechselwirkung mit der Düsenwand mit einem Verstärkungsfaktor beschrieben, der abhängig von E_L und d_{zyl} ist. Der Bezug auf c_m bei flachen Proben ist allerdings insofern problematisch, als dass dort der Impulsübertrag auf dem Rückstoß des ablatierten Materials beruht, der sich im Fall des Treibstoffzylinders an der Probe aufhebt. Erst im Verlauf der weiteren Expansion findet der Impulsübertrag an der Düsenwand statt. Daher liegt es nahe, die Verbrennungsenergie $m_a Q$ des

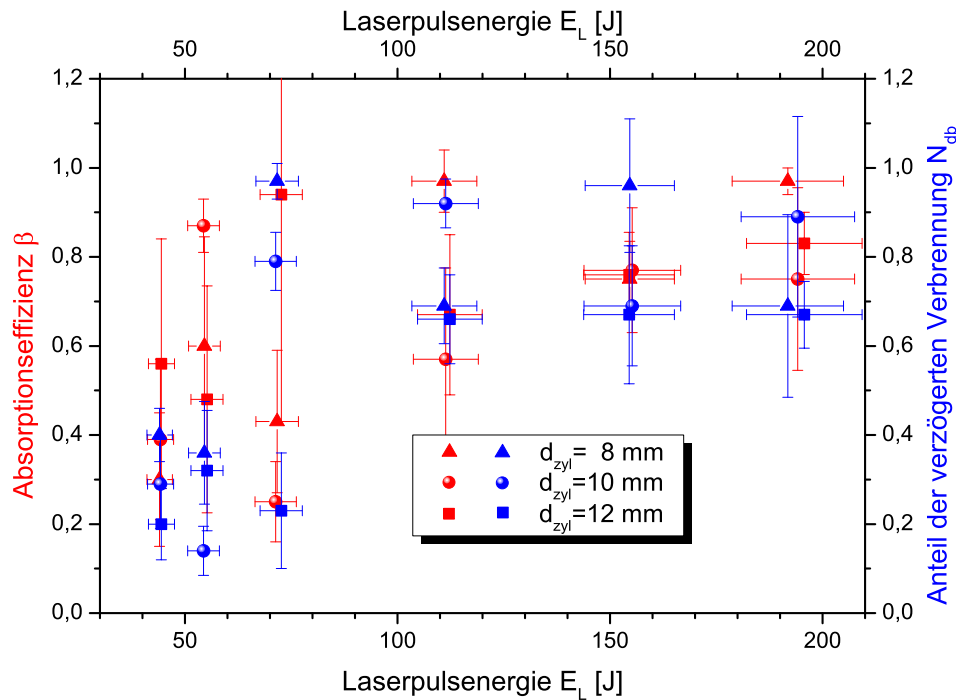


Abbildung 3.23: Absorptionseffizienz und Anteil der verzögerten Verbrennung bei laser-induzierter Ablation von POM in der Düse vom Typ Nr. 0 aus numerischer Approximation mit dem Explosionsmodell.

Treibstoffes als zusätzlichen Energiebeitrag in das Explosionsmodell einzubeziehen. Mit Gl. 1.44 erhält man für den Impulskoppelkoeffizienten $c_m^{(n,a)}$ bei Ablation in der Düse

$$c_m^{(n,a)}(E_L) = \frac{\beta E_L + m_a(Q_{det} + N_{db}Q_{db})}{E_L} c_m(\beta E_L + m_a(Q_{det} + N_{db}Q_{db})). \quad (3.8)$$

Durch Vergleich der experimentellen Werte mit den Berechnungen auf der Basis des Explosionsmodells lassen sich die Absorptionseffizienz β sowie der Anteil N_{db} der verzögerten Verbrennung numerisch approximieren, vgl. Abb. 3.23. Während oberhalb von 100 J zumeist eine Absorptionseffizienz $\beta > 2/3$ erzielt wird, zeigen die

Ergebnisse für kleine E_L für β ein uneinheitliches Bild, wobei dort die Daten wegen der geringen ablatierten Masse mit einem großen Fehler behaftet sind. Bei der verzögerten Verbrennung hingegen ist deutlicher Einfluss von E_L auf N_{db} erkennbar. Vergleicht man die experimentellen Daten, $c_m^{(n,a)}$, mit den Ergebnissen für c_m zum Luftdurchbruch in der Düse (Kap. 3.3.1), so fällt auf, dass der in [42] definierte Verstärkungsfaktor $K = c_m^{(n,a)}/c_m$ für kleine Pulsenergien sehr groß ist ($K \approx 4$), während er für $E_L > 100$ J von $\approx 2,5$ auf $\approx 1,5$ abfällt, vgl. Abb. 3.24. Dies liegt darin begründet, dass in diesem Bereich die ablatierte Masse m_a nicht weiter zunimmt, vermutlich auf Grund von einsetzender Plasmaabschirmung, so dass der Energiebeitrag durch Verbrennungswärme annähernd konstant bleibt. Ein ähnlicher Trend für K bei hohen Laserpulsenergien wurde für die kleinen Düsen vom Typ Nr. 1 – 3 festgestellt, vgl. Tab. F.18.

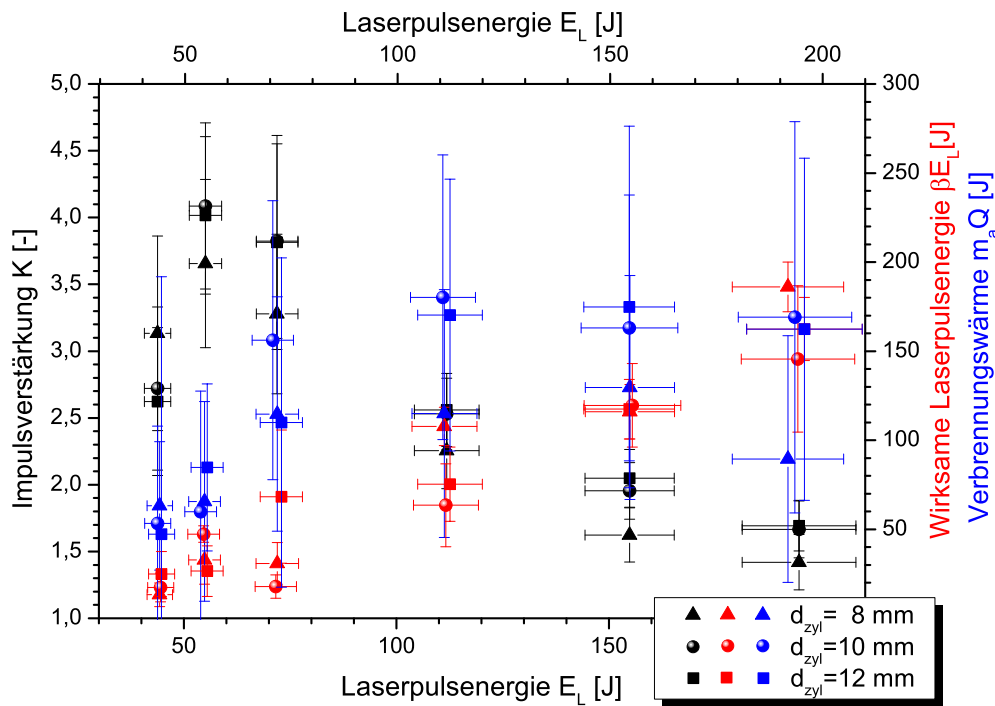


Abbildung 3.24: Impulsverstärkung durch laser-induzierte Ablation vom POM in der Düse vom Typ Nr. 0 für verschiedene Durchmesser d_{zyl} des Treibstoffzylinders sowie Anteile der effektiv absorbierten Laserpulsenergie und der Verbrennungswärme von POM an der gesamten Energie der Explosion.

Kapitel 4

Impulsübertrag in gepulsten Freiflügen

Die in Kap. 3 geschilderten Einzelpulseexperimente ermöglichen eine grundlegende Charakterisierung der Energieumsetzung in den Schub des Flugkörpers. Sie erlauben außerdem die genaue Justierung des Lightcrafts gegenüber dem Laser unter Laborbedingungen, wodurch jedoch die Frage nach der Übertragbarkeit der Ergebnisse auf den Einsatz des Gesamtsystems aus bodengestütztem Laser und sich entfernenden Flugkörper unter realen Umgebungsbedingungen aufgeworfen wird.

Zunächst wird daher in Kap. 4.1 die Funktion des Zündstifts im Hinblick auf die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse aus den Einzelpulseexperimenten für den repetierend gepulsten Freiflug des Lightcrafts untersucht. Für diese Flugexperimente ist eine Ausrichtung des Lightcrafts gegenüber dem Laserstrahl nur vor dem *ersten* Laserpuls möglich. Während des Fluges hingegen treten Lateral- und Drehimpulskomponenten auf. Ausgehend von der Energiedichteverteilung auf dem Zündstift wird in Kap. 4.2 ein Modell für den vektoriellen Impulsübertrag auf das Lightcraft abgeleitet, das die räumliche Lage des Flugkörpers mit einbezieht. Zentrale Fragestellung ist dabei das mögliche Auftreten *kompensierender* Kräfte und Drehmomente, die eine Rückorientierung des Lightcrafts zum Strahl erlauben. Die Ergebnisse der Modellrechnungen werden in Kap. 4.3 mit experimentellen Daten aus verschiedenen Freiflugexperimenten verglichen. Für alle nachfolgenden Experimente wurden Reflektoren mit der Standard-Düsengeometrie (Typ 0, vgl. Tab. 3.1) verwendet, auf die sich auch die zugehörigen Modellrechnungen beziehen.

4.1 Reproduzierbarkeit des Impulsübertrages

4.1.1 Orientierende Experimente

Im Mittelpunkt der nachfolgend dargestellten Experimente steht die Übertragbarkeit der Messungen aus dem vorangegangenen Kapitel auf gepulste Freiflüge. Eine

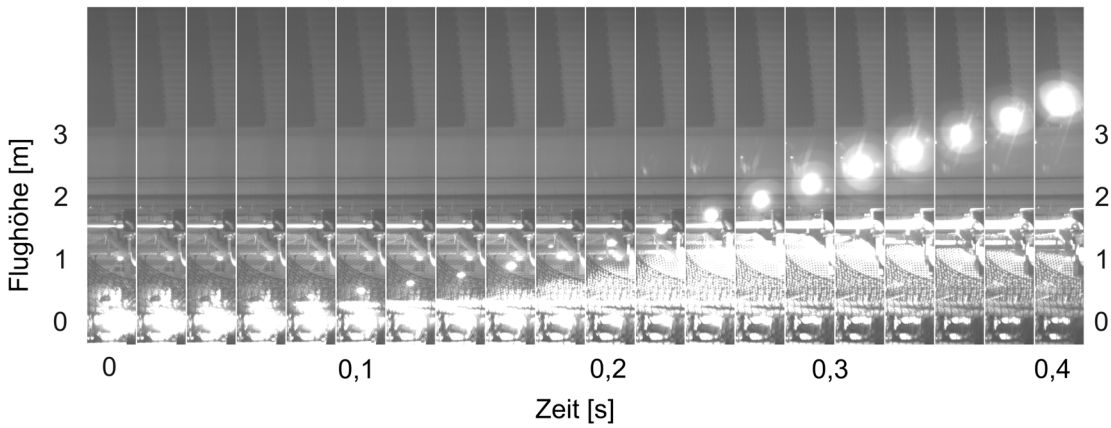


Abbildung 4.1: Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitsaufnahme von Flug 1476 bei 250 fps; z-Achse perspektivisch korrigiert gegenüber [85].

zentrale Rolle spielt dabei die Verwendung des Zündstiftes, die sich in einem reproduzierbaren Zündprozess auf der Symmetrieachse des Lightcrafts sowie in den Flugeigenschaften widerspiegeln sollte. Einen anschaulichen Test zur Reproduzierbarkeit von c_m stellen Freiflugexperimente über größere Distanzen dar. Dafür steht am ITP in der Laborhalle eine freie Flughöhe von 7,8 m zur Verfügung. Vor Beginn dieser Arbeit wurden auf dieser Strecke drahtgeführte Flugexperimente unternommen [33]. Tab. 4.1 gibt eine Übersicht zu verschiedenen Freiflugexperimenten. Die Flugbahn wurde mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen analysiert, in denen die Position des Lightcrafts anhand des Plasmaleuchtens für die einzelnen Laserpulse bestimmt wurde, vgl. Abb. 4.1. Aus einem quadratischen Fit des Weg-Zeit-Verlaufes der Beschleunigungsphase wurde die mittlere Beschleunigung \bar{a} , die mittlere Reibung \bar{F}_R sowie die Geschwindigkeit v_0 bei der letzten Plasmazündung bestimmt, nach der das Lightcraft in die ballistische Flugphase übergeht. Unter Berücksichtigung der Reibung wurde die maximale Flughöhe z_{max} errechnet, vgl. Kap. D.2. Der mittlere Impulskoppelkoeffizient bestimmt sich hier zu

$$\bar{c}_m = \frac{m(\bar{a} + g) + \bar{F}_R}{E_L \cdot f_{rep}} \quad (4.1)$$

Die Experimente zeigen, dass auch über größere Distanzen bis zu $\approx 3,5$ m eine Beschleunigung des Flugkörpers möglich ist und Flüge erlaubt, die durch die Höhe des Labors begrenzt sind. Andererseits ist für \bar{a} und \bar{c}_m eine deutliche Streuung zu verzeichnen, die sich auf die starke Abhängigkeit des Impulsübertrages von einer präzisen Justierung an der Startvorrichtung zurückführen lässt und sich in der erzielten Flughöhe widerspiegelt [94]. Die Ergebnisse für \bar{c}_m liegen weit unter den Messwerten im Einzelpuls (≈ 310 N/MW mit Zündstift, ≈ 500 N/MW für POM ($d_{zyl} = 8$ mm)). Ein Grund dafür liegt wahrscheinlich in der unvollständigen Rückströmung von Luft in die Düse zwischen den einzelnen Detonationen bzw. im resultierenden negativen Schub durch Unterdruck, vgl. [118, 119]. Andererseits wurde dort der stationäre Fall untersucht, wohingegen bei der Bewegung des Flugkörpers eine Verringerung dieses

Flug	N_L	\bar{a}	z_0	v_0	z_{max}	\bar{c}_m
Nr.	-	m/s ²	m	m/s	m	N/MW
1470	15	25,4 ± 1,4	1,9 ± 0,1	10,1 ± 0,5	6,0	158 ± 23
1471	20	20,0 ± 1,7	3,4 ± 0,2	12,2 ± 0,9	8,8	137 ± 22
1473	17	19,1 ± 3,7	2,5 ± 0,3	10,7 ± 1,5	7,0	127 ± 30
1474	20	32,3 ± 4,1	2,9 ± 0,5 ¹	13,8 ± 1,9 ¹	7,9	189 ± 35
1475	20	6,9 ± 2,8	3,2 ± 0,4	9,2 ± 1,4	6,6	76 ± 33
1476	20	24,3 ± 1,6	3,4 ± 0,2	13,4 ± 0,7	9,6	151 ± 22
1478	15	35,2 ± 1,4	2,0 ± 0,1 ²	12,2 ± 0,5 ²	7,5	166 ± 23
1477	15	29,7 ± 1,0	2,2 ± 0,1	12,1 ± 0,3	7,6	202 ± 28
1479	12	42,5 ± 2,7	1,7 ± 0,1	12,1 ± 0,7	7,1	221 ± 33
1480	12	30,5 ± 1,8	1,7 ± 0,1	10,7 ± 0,5	6,2	181 ± 26

Tabelle 4.1: Daten zu Freiflugexperimenten in voller Laborhöhe mit $m_{LC} = 30$ g, $E_L = 150 \pm 20$ J, $f_{rep} = 46,8 \pm 1,3$ Hz: N_L Anzahl der Pulse, \bar{a} mittlere Beschleunigung, z_0 Flughöhe und v_0 Geschwindigkeit zu Beginn der ballistischen Flugphase sowie berechnete Gipfelhöhe z_{max} . Bei den hervorgehobenen Experimenten ist das Lightcraft an der Hallendecke angeschlagen. Für die ersten Flüge wurde ein Zündstift verwendet, die letzten drei wurden mit POM (8 mm Durchmesser) durchgeführt. ¹ letzte Zündung bei Puls 18, ² bei Puls 14

Effektes erwartet und in ersten Experimenten bestätigt wurde [120]. Einen Hinweis auf eine weitere Ursache dieser starken Abweichungen liefert die Flugbahn von Flug 1475 mit signifikant kleinerem \bar{c}_m : Hier ist anstelle einer geraden vertikalen Bewegung eine eher schlangelinienförmige Bahn zu erkennen, die auf rücktreibende Kräfte hindeutet und sowohl Neigung als auch Lateralversatz des Lightcrafts während des Fluges als Ursache für einen geringeren Impuls in z-Richtung erkennen lässt.

Für die zeitliche Entwicklung von c_m im Verlauf dieser Flugexperimente spielt die Antriebseffizienz η_{prop} , vgl. Gl. 1.10, für die erzielten Geschwindigkeiten eine untergeordnete Rolle: Mit Gl. 1.11 folgt aus Gl. 1.9 unter Vernachlässigung von η_{sys} :

$$\eta_{ges} = \frac{c_m v}{1 + (v/v_e)^2} \quad (4.2)$$

Auf den gepulsten Antrieb angewendet, lässt sich damit der Impulsübertrag in Abhängigkeit von der momentanen Geschwindigkeit des Flugkörpers bestimmen. Zum Zeitpunkt t_n wirke ein Laserpuls auf das Lightcraft bei einer Eingangsgeschwindigkeit v_{init} . Dann folgt aus Gl. 4.2 für den Antriebsprozess, bei dem durch den n -ten Laserpuls die Geschwindigkeit des Lightcrafts von v_{init} auf v_{fin} erhöht wird:

$$\eta_{ges}^{(n)} \approx \frac{1/2 \cdot m (v_{fin}^2 - v_{init}^2)}{E_L} = \frac{m (v_{fin} - v_{init}) \bar{v}}{E_L} = c_m^{(n)} \bar{v} = \frac{c_m^{(1)} \bar{v}}{1 + (v/v_e)^2} \quad (4.3)$$

$$\Rightarrow c_m^{(n)} = \frac{c_m^{(1)}}{1 + (v/v_e)^2} \quad (4.4)$$

Flug	E_L	f_{rep}	$c_m^{(1)}$	$c_m^{(2)}$	$c_m^{(3)}$	$c_m^{(4)}$	z_0	z_{max}
Nr.	J	Hz	N/MW	N/MW	N/MW	N/MW	cm	cm
640	72 ± 6	$16,0 \pm 1,0$	466 ± 38	229 ± 21	54 ± 8	45 ± 8	11	11
647	68 ± 6	$20,6 \pm 1,5$	431 ± 35	444 ± 37	59 ± 10	42 ± 10	16	19
648	67 ± 7	$26,5 \pm 0,9$	425 ± 35	395 ± 33	171 ± 17	85 ± 14	14	23
651	75 ± 6	$22,3 \pm 1,2$	429 ± 35	380 ± 31	137 ± 14	85 ± 12	17	24
652	83 ± 7	$27,2 \pm 1,7$	409 ± 33	327 ± 28	54 ± 12	21 ± 9	15	22

Tabelle 4.2: Impulskoppelkoeffizienten $c_m^{(j)}$ aus Freiflugexperimenten im Vakuum ($p < 0,5$ mbar) bei jeweils 4 Laserpulsen mit $m_{LC} \approx 29$ g und $d_{zyl} = 10$ mm: z_0 Flughöhe zu Beginn der ballistischen Flugphase sowie berechnete Gipfelhöhe z_{max} . Die Abschätzung des Fehlers in z -Richtung ist problematisch, da im Vakuumtank keine 3D-Korrektur für die Daten des Entfernungsmessgerätes angewendet werden konnte.

wobei die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} während dieses Prozesses ausschlaggebend ist. Für die Berechnung wurde der Massenverlust vernachlässigt, da für einen einzelnen Puls $\Delta m \ll m$ gilt. Nach [33] liegen die Werte für v_e hier im Bereich von 120 – 310 m/s, ein Rückgang von c_m um 5 % tritt gemäß Gl. 4.4 jedoch erst bei $v/v_e \approx 0,23$ ein.

Die Flugexperimente mit Zündstift an der Umgebungsluft repräsentieren nur einen kleinen Ausschnitt der Lightcraft-Mission für den Start in den Erdorbit. Für einen Antriebsprozess, der allein auf laser-induziertem Luftdurchbruch basiert, geht c_m ab einer Flughöhe von ≈ 11 km signifikant zurück, und spätestens bei ≈ 25 km Flughöhe ist der Einsatz eines ablativen Treibstoffes für positiven Schub erforderlich [39]. Daher wurden exemplarisch einige gepulste Freiflugexperimente an Umgebungsluft unter Verwendung von POM als Ablationsmaterial durchgeführt. Sie sind in Tab. 4.1 mit aufgeführt.

Einen Ausblick auf Laserantriebe unter Weltraumbedingungen geben Freiflüge im Vakuum, vgl. Tab. 4.2 und [80]. Während bisher in der Literatur nur von laser-getriebenen Einzelpulsflügen im Vakuum berichtet worden war [121], wurden hier auf einer kurzen Flugstrecke Flüge mit bis zu vier Pulsen durchgeführt, bei denen für die ersten beiden Pulse eine gute Übereinstimmung mit dem Literaturwert $c_m \approx 400$ N/MW [79] aus Einzelpulsexperimenten am Pendel gefunden wurde. Für die nachfolgenden Pulse geht c_m deutlich zurück, vermutlich auf Grund von Lateralversatz und Neigung während des Fluges als Folge unzureichender Justiermöglichkeiten für die Startvorrichtung im Vakuumtank. Da sich diese Abweichungen während des Fluges im nicht mehr rotationssymmetrischen Ablationsprofil widerspiegeln, ist anzunehmen, dass die Reproduzierbarkeit des Impulsübertrages für die nachfolgenden Pulse stärker zurückgeht als im Fall von Neigung und Versatz bei laser-induziertem Luftdurchbruch.

Ein anderer Aspekt gepulster Freiflüge unter Weltraumbedingungen wurde in [82] untersucht. Unter der künstlichen Schwerelosigkeit eines Luftkissentisches, allerdings unter Umgebungsluft, wurden gepulste Freiflüge in 2 Raumdimensionen mit POM

als Treibstoff für die skalierten Düsengeometrien 1 – 4 im Bereich von $E_L \approx 0,5 - 10$ J durchgeführt, die vor allem für die größeren Düsen 1 und 2 eine gute Übereinstimmung mit Daten aus Einzelpulsexperimenten zeigten [93].

4.1.2 Funktion des Zündstifts

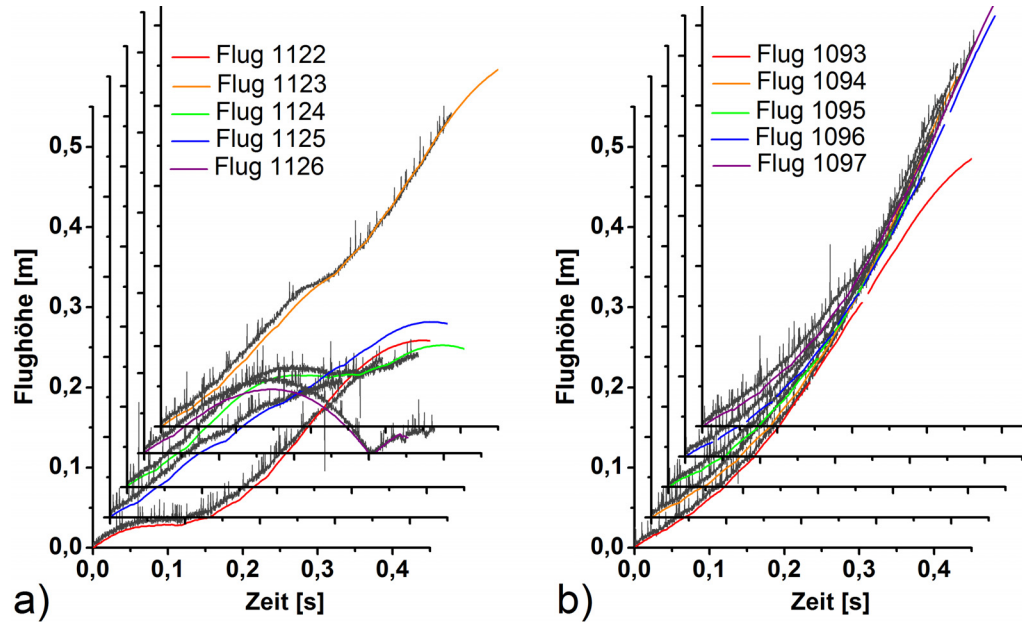


Abbildung 4.2: Weg-Zeit-Diagramme aus Messdaten des Laserentfernungsmessgerätes (graue Linien) mit Werten aus der Trajektorienanalyse (farbige Linien) für den Flug eines Lightcrafts bei einem Laserburst von 10 Pulsen mit $E_L = 113 \pm 11$ J und $f_{rep} = 25,8 \pm 0,3$ Hz bzw. einer mittleren Laserleistung $\bar{P}_L = 2,9 \pm 0,3$ kW: a) ohne Zündstift, Masse $m_{LC} = 45,6$ g, b) mit Zündstift, Masse $m_{LC} = 49,3$ g.

In [80] wurden Ergebnisse aus orientierenden Experimenten vorgestellt, in denen ein parabolischer Reflektor (ohne Schutzkappe) der Masse $m = 17$ g bei einer Laserpulsfolge von max. 6 Pulsen mit $E_L = 100$ J und $f_{rep} = 20$ Hz im Freiflug mit und ohne Zündstift getestet wurde. Die Flugbahnen mit Zündstift weisen eine erheblich höhere Reproduzierbarkeit auf, wohingegen beim Zündprozess ohne Zündstift offensichtlich Störungen auftreten, die den Schub vermindern. Die Gipfelhöhe von $\approx 1,5$ m, die mit Zündstift reproduzierbar nach 4 Pulsen erreicht wird, konnte ohne Zündstift erst mit 6 Pulsen erzielt werden.

Während diese ersten Ergebnisse durch Auswertung der Einzelbilder aus der Videoaufnahme mit einem Camcorder gewonnen wurden, wurden in den nachfolgenden Experimenten zur Wirkung des Zündstiftes zeitlich hochaufgelöste Messungen mit dem Entfernungsmessgerät und der Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt, die in [85,91] vorgestellt wurden. Ein Beispiel der zugehörigen Weg-Zeit-Diagramme ist in Abb. 4.2 gezeigt. Die Flugbahnen, die für ein Lightcraft mit Zündstift aufgezeichnet wurden (Abb. b), zeigen eine deutlich höhere Reproduzierbarkeit als diejenigen,

bei denen der Zündstift weggelassen wurde (Abb. a). Bei Variation der Burstparameter wurden ähnliche Beobachtungen gemacht, vgl. Abb. F.1, F.2 und F.3 in Kap. F.4. Offensichtlich wird ohne Zündstift bei manchen Laserpulsen kein oder nur ein deutlich geringerer Impuls übertragen.

Zur Untersuchung dieses Phänomens, dessen detaillierte Beschreibung in [85] hier auszugsweise wiedergegeben ist, wurde bei jeweils 5 zusätzlichen Flugexperimenten mit, bzw. ohne Zündstift mit $E_L = 113 \pm 11$ J und $f_{rep} = 25,9 \pm 0,6$ Hz für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit 4000 fps eine höhere zeitliche Auflösung gewählt, die einen Einblick in den zeitlichen Verlauf in den Antriebsprozess erlaubt, vgl. Abb. 4.3. Zu Beginn (Abb. a) ist das Rekombinationsleuchten des laser-induzierten Plasmas für die Dauer von $0,8 \pm 0,2$ ms zu erkennen. Der zeitliche Verlauf der Plasmaexpansion lässt sich vom Start bei einem kleinen beleuchteten Kegel im experimentellen Aufbau unterhalb des Lightcrafts bis hin zur kompletten Überbelichtung einzelner Bilder erkennen. Anschließend ist das ausströmende heiße Gas für $0,4 \pm 0,3$ ms von den Düsenwänden verborgen (Abb. b), bevor es für die Dauer von $1,0 \pm 0,3$ ms detektiert werden kann (Abb. c). Bei manchen Laserpulsen ohne Zündstift ist hingegen kein ausströmendes heißes Gas zu erkennen, sondern nur das Rekombinationsleuchten des Plasmas oder in einigen Fällen lediglich das Aufleuchten von Staubpartikeln im Strahlengang. Während im letzteren Fall die Zündschwelle in Luft offensichtlich nicht überschritten wurde, könnte bei Beobachtung von isoliertem Plasmaleuchten die Zündung an der Reflektorwand stattgefunden haben, wodurch das expandierende Gas im Gegensatz zur Detonation im Fokus nicht durch die im Apex reflektierte Welle erneut aufgeheizt wurde und daher mit dieser einfachen Diagnostik nicht detektierbar war [33]. In beiden Fällen ist für diesen unvollständigen Antriebsprozess in der Regel ein deutlich geringerer oder gar kein Impulsübertrag zu verzeichnen, vgl. Abb. 4.4 sowie Abb. F.4.

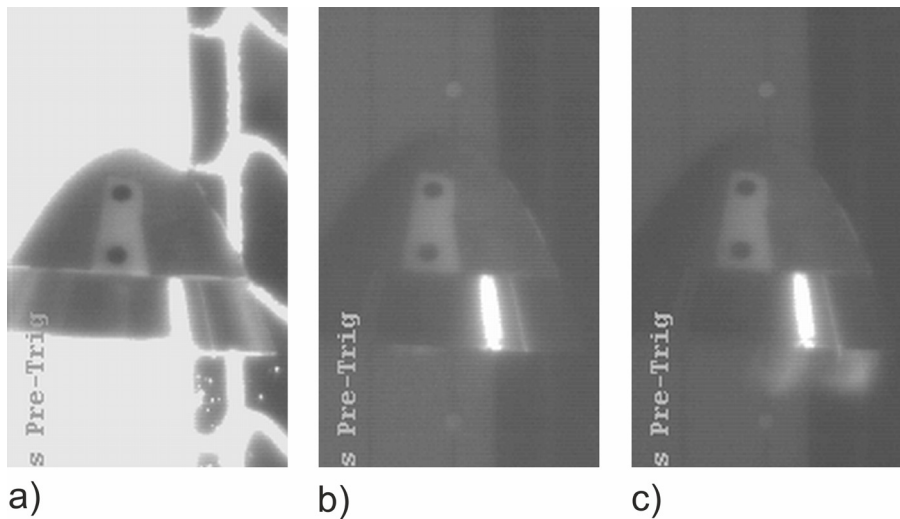


Abbildung 4.3: Einzelbilder aus einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme des Antriebsprozesses, Belichtungszeit: $248 \mu\text{s}$, zeitlicher Abstand: $\Delta t = 500 \mu\text{s}$, vgl. [85, 91].

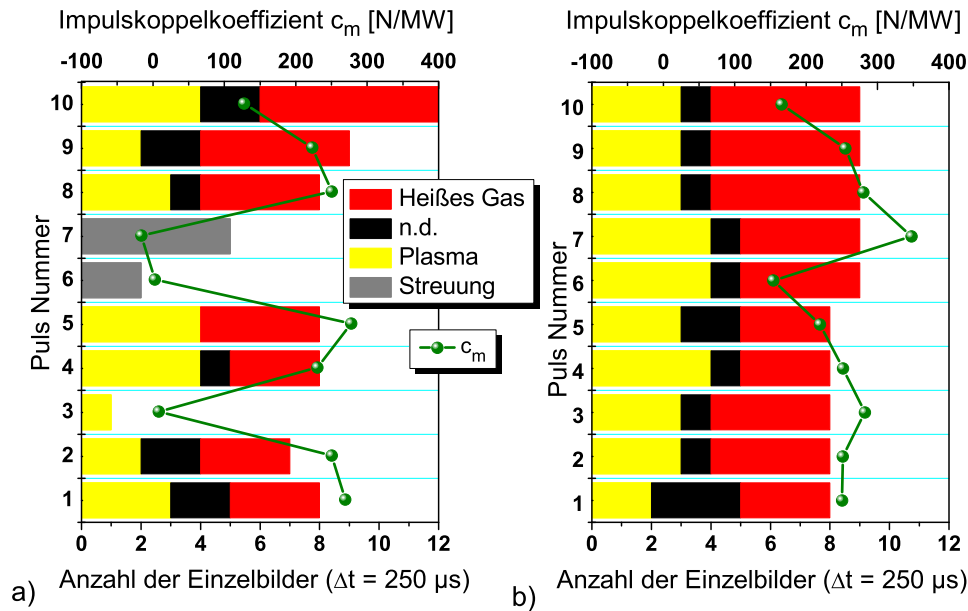


Abbildung 4.4: Prozessanalyse aus Hochgeschwindigkeitsaufzeichnungen mit Bestimmung von c_m aus Daten des Entfernungsmessgerätes für zehn aufeinander folgende Pulse von jeweils einem Flug a) ohne Zündstift (Nr. 1325) und b) mit Zündstift (Nr. 1319), vgl. [85,91].

Die stereoskopische Analyse der Flüge erschließt mögliche Ursachen für das unregelmäßige Zündverhalten ohne Zündstift: Sowohl mit als auch ohne Zündstift weist das Lightcraft im Verlauf des Fluges oftmals eine Neigung gegen die z-Achse sowie einen Versatz gegenüber der Strahlmitte auf. Dadurch kann die Intensität des Laserpulses im Fokus vermindert werden, jedoch zeigen einfache Simulationsrechnungen mit Strahlmodell II a, vgl. Kap. 3.1, dass selbst bei einem Versatz von bis zu 40 mm bzw. einer Neigung von bis zu 5° auf einem hinreichend großen Anteil der Zündstiftoberfläche die Schwelle zur Zündung oberhalb metallischer Oberflächen überschritten wird [91]. Direkt im Fokus hingegen fällt die Intensität bei leichter Dejustierung rasch unter die Zündschwelle in reiner Luft von $1,5 \text{ GW/cm}^2$.

4.2 Impulsübertrag und Lage im Raum

Für ein tieferes Verständnis der Reproduzierbarkeit von c_m in gepulsten Freiflügen gibt ein Blick auf die Streuung des Impulsvektors erste Anhaltspunkte. Bei den Flugexperimenten aus Kap. 3 war es im Rahmen der Justiergenauigkeit nicht möglich, reproduzierbar einen reinen Impuls in z-Richtung zu erhalten. Vielmehr wies der Impulsvektor eine gewisse Streuung in Betrag *und* Richtung auf, ebenso wurde in vielen Fällen ein Drehimpuls gemessen. Die Gründe dafür sind neben einer Restungenauigkeit der Justierung in den Auswirkungen der Experimente zu suchen, z.B. Materialabtrag an Zündstift und Schutzkappe, möglichen Verformungen am Re-

fektor oder eingeschränkter Stabilität der Verschraubungen des Flugkörpers. Hier musste ein Kompromiss zwischen Stabilität und Flugfähigkeit gefunden werden, weil die verfügbare Laserleistung die Gesamtmasse des Flugkörpers nach oben hin begrenzt. Da Lateral- und Drehimpuls einen Versatz gegenüber der Strahlmitte bzw. eine Kippung des Flugkörpers zu Beginn des folgenden Laserpulses bewirken, ist die Auswirkung dieser geänderten Eingangsparameter auf den Impulsübertrag von Interesse.

Bei Freiflugexperimenten mit Zündstift wurde im Fall von lateralem Versatz eine Rückorientierung des Lightcrafts zum Laserstrahl beobachtet [94], bei Experimenten ohne Zündstift wurde dieses Flugverhalten hingegen seltener registriert. Während ohne Zündstift die Laserpulsenergie im Fokus konzentriert ist, verteilt sie sich bei Verwendung des Zündstifts auf dessen Oberfläche. Bei inhomogener Energieverteilung, z.B. aufgrund der Verkippung des Flugkörpers, herrschen jedoch für die verschiedenen Segmente auf dem Stift unterschiedliche Ausgangsbedingungen für die Plasmazündung sowie für den Aufbau der LSD-Welle im zugehörigen räumlichen Segment des Flugkörpers. Im Folgenden wird ein stark vereinfachtes Modell zur analytischen Berechnung der resultierenden Impulskomponenten in den einzelnen Segmenten des Lightcrafts abgeleitet, das in [91,94] beschrieben ist. Dabei wird angenommen, dass durch die Energieverteilung auf dem Zündstift eine Information über die Lage des Flugkörpers im Raum transportiert wird, die sich im resultierenden Vektor des Impulsübertrages abbildet. Entgegen dem Modell einer reinen Punktexplosion wird hier also ein ringförmiger Ursprung der Detonation auf der Zündstiftoberfläche angenommen. Da sich die LSD-Welle in Richtung der einfallenden Laserstrahlung ausbreitet, wird für jedes Segment eine rein radiale Expansion betrachtet, während ausgleichende laterale Komponenten vernachlässigt werden.

4.2.1 Energiedichteverteilung und Impulskomponenten

Betrachtet man in Zylinderkoordinaten ein infinitesimales Segment $dA_z = r_z d\tilde{\varphi} \cdot dz$ auf der Oberfläche des Zündstifts, wobei r_z dessen Radius ist, so gilt für die Laserpulsenergie E_L

$$E_L = \int \int \Phi(\tilde{\varphi}, z) r_z d\tilde{\varphi} \cdot dz. \quad (4.5)$$

Die differentielle Dichte $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})$ der Laserpulsenergie, die auf den Zündstift unter dem Winkel $\tilde{\varphi}$ eingestrahlt wird, lässt sich damit definieren gemäß

$$\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) = \int \Phi(\tilde{\varphi}, z) r_z dz. \quad (4.6)$$

Der auf das Lightcraft übertragene Impuls \mathbf{p} lässt sich unter Betrachtung eines infinitesimalen Segmentes $dA_{LC} = r_{LC}(z) d\tilde{\varphi} \cdot \sqrt{1 + (\partial_z r_{LC}(z))^2} dz$ [122] der Düsenwand beschreiben als

$$\mathbf{p} = \int \int \mathbf{p}(\tilde{\varphi}, z) d\tilde{\varphi} \cdot r_{LC}(z) \cdot \sqrt{1 + (\partial_z r_{LC}(z))^2} dz, \quad (4.7)$$

wobei die Oberfläche des Paraboloids durch $r_{LC}(z) = \sqrt{4R(L - z - z_{CMS})}$ mit $z \in [0, L]$ gegeben ist. Auch hier kann eine differentielle Impulsdichte $\tilde{\mathbf{p}}(\tilde{\varphi})$ für das Segment des Lightcrafts unter dem Winkel $\tilde{\varphi}$ definiert werden gemäß

$$\tilde{\mathbf{p}}(\tilde{\varphi}) = \int \mathbf{p}(\tilde{\varphi}, z) \cdot r_{LC}(z) \cdot \sqrt{1 + (\partial_z r_{LC}(z))^2} dz. \quad (4.8)$$

Für eine koaxiale Ausrichtung des Lightcrafts nach dem Laserstrahl folgt mit $\partial_{\tilde{\varphi}} \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) = \partial_{\tilde{\varphi}} \tilde{p}_z(\tilde{\varphi}) \equiv 0$ aus Gl. 1.5

$$\tilde{p}_z(\tilde{\varphi}) = c_m \cdot \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}). \quad (4.9)$$

Für eine differentielle Energiedichteverteilung $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})$, die explizit von $\tilde{\varphi}$ abhängt, wird nun folgende Verallgemeinerung von Gl. 4.9 angenommen

$$|\tilde{\mathbf{p}}_z(\tilde{\varphi})| = \tilde{c}_{m,z} \left(2\pi \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \right) \cdot \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}). \quad (4.10)$$

mit $\tilde{c}_{m,z}(2\pi \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})) = \tilde{c}_{m,z}(\tilde{E}_L(\tilde{\varphi}))$, wobei $\tilde{E}_L(\tilde{\varphi})$ die äquivalente Laserpulsenergie bezeichnet, die der differentiellen Energiedichte $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) = E_L/2\pi = \text{const.}$ auf dem Zündstift bei koaxialer Ausrichtung des Lightcrafts entspricht, mit $\tilde{c}_{m,z}(\tilde{E}_L) = c_{m,z}(E_L)$ als äquivalentem Impulskoppelkoeffizienten. Ein Segment des Lightcrafts, in dem eine hohe Energiedichte auf den Zündstift trifft, wird damit als Teil eines Lightcrafts modelliert, in dem diese Energiedichte unter jedem Winkel $\tilde{\varphi}$ homogen verteilt ist, ebenso für ein Segment mit geringer Energiedichte, vgl. auch die zugehörigen Impulsdichten, wie in Abb. 4.5 dargestellt. Mit der vereinfachenden Annahme, dass sich die Variation der Energiedichte $\tilde{\Phi}$ nur auf den Betrag von $\tilde{\mathbf{p}}$, nicht aber auf den Abstand zwischen Angriffspunkt und Apex sowie den Winkel β zur z^* -Achse auswirkt, erhält man mit Gl. 4.7 für die einzelnen Komponenten von \mathbf{c}_m und \mathbf{c}_L im Laborsystem

$$c_{m,z} = \frac{p_z}{E_L} \approx \frac{\cos \vartheta}{E_L} \int \tilde{c}_m \left(2\pi \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \right) \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) d\tilde{\varphi}, \quad (4.11)$$

$$c_{m,s} = \frac{p_s}{E_L} \approx \frac{\tan \alpha \cos \vartheta}{E_L} \int \tilde{c}_m \left(2\pi \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \right) \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \cos \tilde{\varphi} d\tilde{\varphi}, \quad (4.12)$$

$$c_{m,k} = \frac{p_k}{E_L} = \frac{\tan \alpha}{E_L} \int \tilde{c}_m \left(2\pi \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \right) \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \sin \tilde{\varphi} d\tilde{\varphi}, \quad (4.13)$$

$$c_{L,s} = \frac{R_p p_s}{E_L} \approx \frac{R_p \cos \alpha \tan \gamma}{E_L} \int \tilde{c}_m \left(2\pi \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \right) \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \cos \tilde{\varphi} d\tilde{\varphi}, \quad (4.14)$$

$$c_{L,k} = \frac{R_p p_k}{E_L} \approx \frac{R_p \cos \alpha \tan \gamma}{E_L} \int \tilde{c}_m \left(2\pi \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \right) \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \sin \tilde{\varphi} d\tilde{\varphi}, \quad (4.15)$$

vgl. auch [91] für die geometrischen Näherungen. Die Indices k und s bezeichnen hier die entsprechenden Achsen senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung im Laborsystem, vgl. Abb. 4.5. Aus diesen fünf Komponenten von \mathbf{c}_m und \mathbf{c}_L lässt sich der resultierende Vektor des Impulsübertrages und dessen Angriffspunkt bestimmen, wie in Kap. D.3 beschrieben.

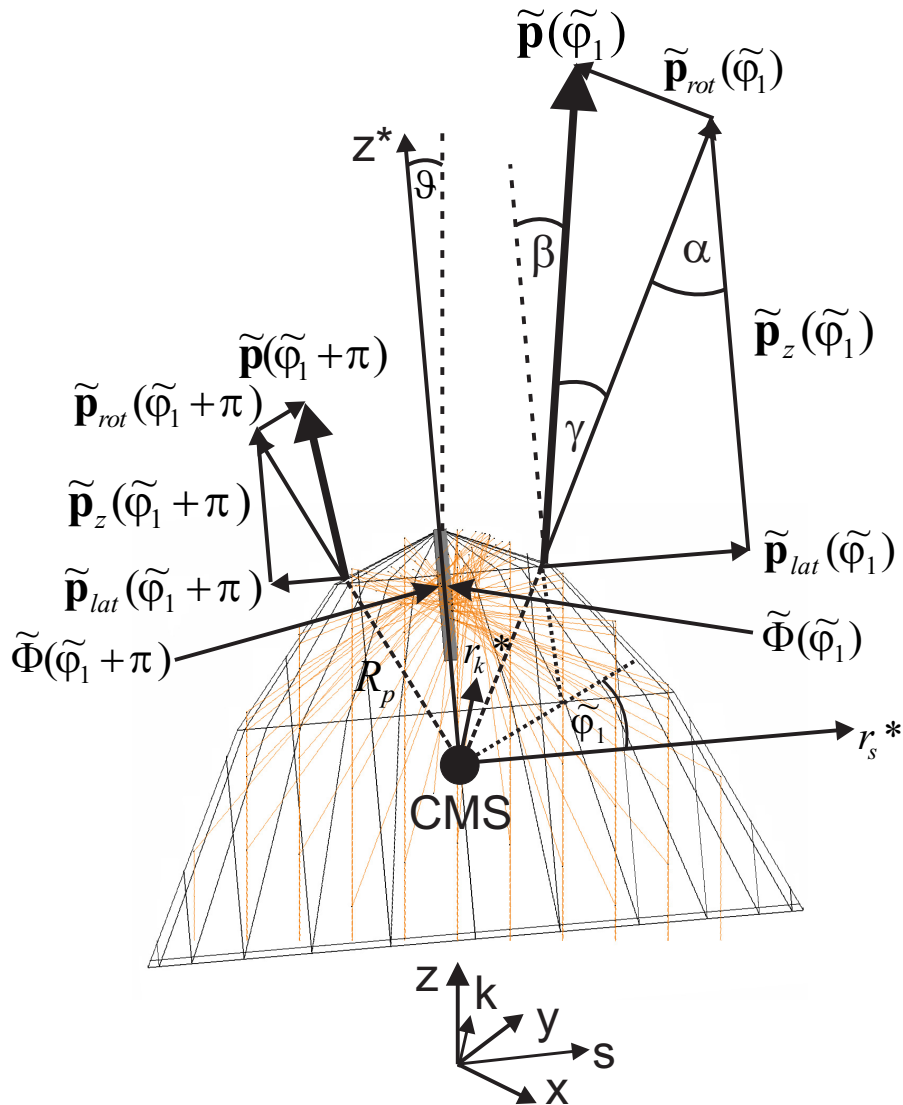


Abbildung 4.5: Differentielle Energiedichte $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})$ und differentielle Impulsdichte $\tilde{\mathbf{p}}(\tilde{\varphi})$ bei Verkippung des Lightcrafts um den Winkel ϑ gegen den Laserstrahl. Zur Definition der Achsen k und s vgl. Abb. 2.10. Die Achse r_s^* ist die Projektion von S in die x^*-y^* -Ebene und bildet dort mit r_k^* ein rechtshändiges Koordinatensystem.

In [91,94] wurde in grober Näherung (im folgenden als Impulsmodell A bezeichnet) $\tilde{c}_m(2\pi\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})) = c_{m,z}^{(1)} = \text{const.}$ angenommen, wobei $c_{m,z}^{(1)}$ den koaxialen Impulskoeffizienten bei der Laserpulsenergie E_L bezeichnet. Damit vereinfachen sich Gl. 4.11 – 4.15 zu

$$c_{m,z} = c_{m,z}^{(1)} \cdot \eta_{rep} \cdot f_z(\vartheta, r_s, r_k) , \quad (4.16)$$

$$c_{m,s} = c_{m,z}^{(1)} \cdot \eta_{rep} \cdot \tan \alpha \cdot f_s(\vartheta, r_s, r_k) , \quad (4.17)$$

$$c_{m,k} = c_{m,z}^{(1)} \cdot \eta_{rep} \cdot \tan \alpha \cdot f_k(\vartheta, r_s, r_k) , \quad (4.18)$$

$$c_{L,s} = c_{m,z}^{(1)} \cdot \eta_{rep} \cdot R_p \cos \alpha \tan \gamma \cdot f_{L,s}(\vartheta, r_s, r_k) , \quad (4.19)$$

$$c_{L,k} = c_{m,z}^{(1)} \cdot \eta_{rep} \cdot R_p \cos \alpha \tan \gamma \cdot f_k(\vartheta, r_s, r_k) \quad (4.20)$$

mit r_s, r_k als Koordinaten der Lightcraftöffnung und den Kernfunktionen

$$f_z(\vartheta, r_s, r_k) = \frac{\cos \vartheta}{E_L} \int \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) d\tilde{\varphi} , \quad (4.21)$$

$$f_s(\vartheta, r_s, r_k) = \frac{\cos \vartheta}{E_L} \int \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \cos \tilde{\varphi} d\tilde{\varphi} , \quad (4.22)$$

$$f_k(\vartheta, r_s, r_k) = \frac{1}{E_L} \int \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \sin \tilde{\varphi} d\tilde{\varphi} , \quad (4.23)$$

$$f_{L,s}(\vartheta, r_s, r_k) = \frac{1}{\cos \vartheta} f_s(\vartheta, r_s, r_k) , \quad (4.24)$$

wobei η_{rep} eine mögliche Verringerung des Impulsübertrages im Verlauf des Fluges durch unvollständige Rückströmung des Gases in die Düse bezeichnet. Die Berücksichtigung des Verlaufes von $c_m(E_L)$ in Gl. 4.11 – 4.15 (Impulsmodell B) wird in Kap. 4.2.3 beschrieben.

4.2.2 Modell mit 2 Freiheitsgraden

Energiedichteverteilungen

Für den ersten Modellierungsansatz wurde das Strahlmodell II a mit dem Lightcraft in $z_e = 1,3$ m Entfernung vom Auskoppelspiegel des Lasers verwendet, vgl. Tab. 2.3. Dabei wurde vereinfachend für den orthogonalen Versatz $r_k = 0$ angenommen. Die Hauptachsen des Strahlprofils wurden jeweils separat mit der s-Achse identifiziert, vgl. [91,94]. Die Energiedichteverteilungen $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})$ wurden für die Positionen (r_s, ϑ) mit $r_s = -84 - +84$ mm (Schrittweite $\Delta r_s = 2$ mm)¹ und $\theta = -13 - +13^\circ$ (Schrittweite $\Delta \theta = 1^\circ$) berechnet, wobei Verteilungen mit $\int \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) d\tilde{\varphi} < 1/10 \int \tilde{\Phi}^{(0)}(\tilde{\varphi}) d\tilde{\varphi}$

¹Aus Symmetriegründen gilt $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}, -r_s, \vartheta) = \tilde{\Phi}(\pi - \tilde{\varphi}, r_s, -\vartheta)$.

wegen des geringen Impulsübertrages vernachlässigt wurden². Für die numerische Integration der Ergebnisse für $\tilde{\Phi}$ wurde eine Auflösung von $\Delta\tilde{\varphi} = 2^\circ$ gewählt.

Variiert man zunächst einen Parameter, zeigt sich, dass die auf den Zündstift einfallende Laserpulsenergie für $|r_s| \in [0 \text{ mm}, 10 \text{ mm}]$ konstant bleibt, da die ganze Laserstrahlung durch die Öffnung des Lightcrafts einfällt und fokussiert wird. Bei größerem Versatz wird ein Teil des Strahls abgeschnitten und die Energie auf dem Zündstift geht linear zurück ($E(r_s) \approx E_0(1,13 - 0,014/\text{mm} \cdot r_s)$). Kritischer hingegen ist eine ungenaue Justierung des Lightcrafts in Bezug auf ϑ . Hier bleibt E nur für $|\vartheta| \in [0^\circ, 1^\circ]$ konstant und fällt dann exponentiell ab ($E(\vartheta) \approx 0,11 \text{ J} + 1,34 \text{ J} \cdot \exp(-0,39/^\circ \cdot \vartheta)$). Die zugehörigen Energiedichteverteilungen, vgl.

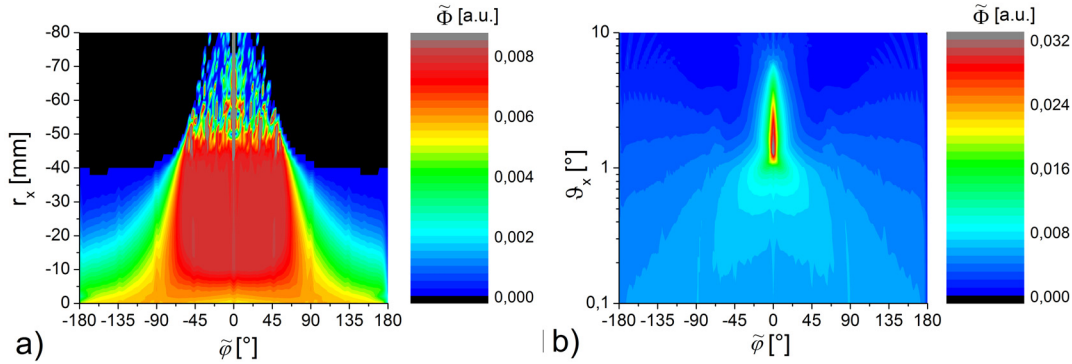


Abbildung 4.6: Differentielle Energiedichte $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})$ bei a) Variation von r_x mit $\theta_x = 0^\circ$ und b) Variation von θ_x ($\Delta\theta = 0,1^\circ - 0,5^\circ$) mit $r_x = 0 \text{ mm}$. r_x bezieht sich hier auf den Schwerpunkt des Lightcrafts mit $z_{CMS} = 32 \text{ mm}$ und nicht, wie oben, auf die Öffnung.

Abb. 4.6 zeigen die Ausbildung eines Maximums bei $\tilde{\varphi} = 0^\circ$ für die Variation von r_x , bzw. ϑ_x . Es umfasst bei Variation von $r_x < 0$ den Bereich von $r_x \approx -10 - -40 \text{ mm}$ und $\tilde{\varphi} \approx -50 - +50^\circ$. Hier wird diese Seite des Zündstiftes stärker beleuchtet als die der Strahlmitte abgewandte Seite. Für $r_x > 45 \text{ mm}$ treten verstärkt Artefakte durch Einzelstrahlen auf, da hier die Glättung im Modell nicht ausreichend war. Unter Variation von $\vartheta_x > 0$ bildet sich ein deutlich schmaleres Maximum im Bereich von $\vartheta_x \approx 1,5 - 3^\circ$ und $\tilde{\varphi} \approx -5 - +5^\circ$ aus, das sich darauf zurückführen lässt, dass Parabolspiegel bereits bei kleinen Winkeln ϑ zwischen Einfallsrichtung des Lichts und optischer Achse einen starken Astigmatismus aufweisen [6]³. Das Integral $\int \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) \cos \tilde{\varphi} d\tilde{\varphi}$, vgl. Gl. 4.12, wird für $r_s \approx -38 \text{ mm}$, bzw. $\vartheta \approx 1,2^\circ$ maximal. Bei Variation von r_s und ϑ können sich die beobachteten Effekte für $\text{sgn}(r_s) = -\text{sgn}(\vartheta)$ teilweise verstärken, bzw. für $\text{sgn}(r_s) = \text{sgn}(\vartheta)$ kompensieren.

Impulskomponenten

Auf der Grundlage der berechneten Energiedichteverteilungen wurden die Komponenten von c_m gemäß Impulsmodell A untersucht. Die Kernfunktion f_z für die ver-

² $\tilde{\Phi}^{(0)}$ bezeichnet die Verteilung für $\vartheta = 0, r_s = 0, r_k = 0$.

³a.a.O., S. 202

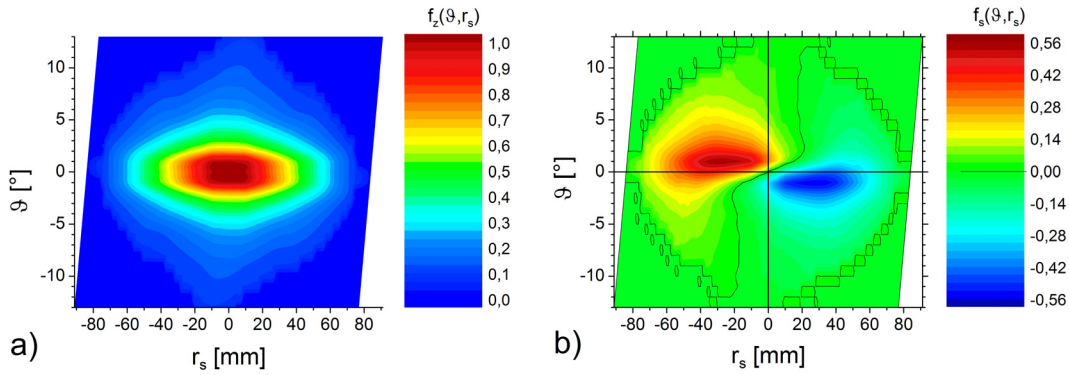


Abbildung 4.7: Kernfunktionen für vertikalen und lateralen Impulsübertrag. Die Ergebnisse der Modellrechnung beziehen sich hier auf die x-Achse des Strahlprofils, i.e. $\vartheta \equiv \vartheta_x$, $r_s \equiv r_x$.

tikale Impulskopplung, vgl. Gl. 4.21, ist in Abb. 4.7 a) dargestellt. Der oben diskutierte Rückgang der Energie auf dem Mantel des Zündstiftes spiegelt sich direkt in der Funktion f_z wider, die sich durch eine Lorentzfunktion mit

$$f_z(\vartheta, r_s) \approx \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{r_s}{\sigma_{r,s}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\vartheta}{\sigma_\vartheta}\right)^2\right]} \quad (4.25)$$

approximieren lässt, wobei die Halbwertsbreiten durch $\sigma_{r,s} \approx 40$ mm und $\sigma_\vartheta \approx 3,4^\circ$ gegeben sind, vgl. Tab. E.2. Ein lateraler Versatz des Lightcrafts ist also relativ unkritisch im Hinblick auf den Impulsübertrag in vertikale Richtung, während bereits bei geringer Neigung gegen die Propagationsachse des Laserstrahls ein deutlicher Rückgang von $c_{m,z}$ zu erwarten ist. Die Kernfunktion f_s für die Lateralkomponente des Impulsübertrages ist in Abb. 4.7 b) dargestellt. Sie kann durch eine Überlagerung zweier Lorentzfunktionen mit

$$f_s(\vartheta, r_s) \approx \frac{c_s}{\left[1 + \left(\frac{r_s - r_{c,s}}{\sigma_{r,s}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\vartheta - \vartheta_c}{\sigma_\vartheta}\right)^2\right]} - \frac{c_s}{\left[1 + \left(\frac{r_s + r_{c,s}}{\sigma_{r,s}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\vartheta + \vartheta_c}{\sigma_\vartheta}\right)^2\right]} \quad (4.26)$$

mit der Amplitude $c_s \approx 0,86$, den Koordinaten des Maximums bei $r_{c,s} \approx -19$ mm und $\vartheta_c \approx 0,7^\circ$ sowie den Halbwertsbreiten $\sigma_{r,s} \approx 40$ mm und $\sigma_\vartheta \approx 2,7^\circ$ angenähert werden, vgl. Tab. E.3. Man erkennt ein deutlich ausgeprägtes Maximum bei $(r_{c,s}, \vartheta_c)$, das auf eine rücktreibende laterale Impulskomponente schließen lässt, ebenso wie das entsprechende Minimum bei $(-r_{c,s}, -\vartheta_c)$. Ein linearer Zusammenhang zwischen rücktreibendem Impuls und lateraler Auslenkung wird durch den starken Rückgang der Laserpulsenergie bei größerem lateralen Versatz verhindert, so dass ein eher sinusförmiger Zusammenhang zwischen Auslenkung und rücktreibendem Impuls besteht. Ähnliche Ergebnisse wurden auch für den LTD in der Gruppe von L.N. Myrabo gefunden [58]. Allerdings wurde dort lediglich der laterale Versatz, nicht aber der Neigungswinkel θ des Lightcrafts variiert. Die Ergebnisse der Modellierung zeigen jedoch eine starke Abhängigkeit von ϑ , die darauf zurückgeführt

werden kann, dass die oben erwähnte Ausbildung von Extrema der Energiedichteverteilung sich bei entgegengesetztem Vorzeichen von r_s und ϑ verstärkt und die Extrema von f_s im zweiten und vierten Quadranten hervorruft, während sich die genannten Effekte bei gleichem Vorzeichen von r_s und ϑ weitgehend kompensieren.

Die Kernfunktion $f_{L,s}$ für den Drehimpulsübertrag unterscheidet sich von f_s nur um den Faktor $\cos^{-1}\vartheta$ und führt daher bei Approximation gemäß Gl. 4.26 zu nahezu identischen Ergebnissen. Ein rücktreibender Drehimpuls ist hier nur unter der Voraussetzung $\gamma < 0$, vgl. Gl. 4.19, zu erwarten. Daher sollte der Schwerpunkt des Lightcrafts möglichst tief liegen [91], was in den abschließenden Schwebexperimenten realisiert wurde [14]. Bei einer Neigung des Lightcrafts um mehr als $\vartheta \approx 5^\circ$ geht der rücktreibende Drehimpuls signifikant zurück, für die Vorzeichen von r_s und ϑ gilt das oben Gesagte.

4.2.3 Modell mit 3 Freiheitsgraden

Energiedichteverteilungen

Eine umfassende Modellierung der Impulskomponenten in Abhängigkeit von der Lage des Lightcrafts im Raum würde die Untersuchung des Parametersatzes $(r_x, \vartheta_x, r_y, \vartheta_y)$ erfordern. Da jedoch die Modellierungsergebnisse für die beiden Hauptachsen des Lasers nur gering voneinander abweichen, kann in guter Näherung mit (ϑ, r_s, r_k) die Zahl der freien Parameter auf drei reduziert werden, wenn mit Strahlmodell IV für Strahlqualität, Strahldurchmesser und Energiedichte gemittelte Werte verwendet werden, die nur vom Abstand r zur Propagationsachse abhängen, vgl. Tab. 2.3. Die Energiedichteverteilungen $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})$ wurden für die Positionen (ϑ, r_s, r_k) mit $\vartheta = 0 - 10^\circ$ (Schrittweite $\Delta\vartheta = 2^\circ$, bzw. $\Delta\vartheta = 0,5^\circ$ für $\vartheta < 2^\circ$), $r_s, r_k = -80 - +80 \text{ mm}^4$ (Schrittweite $\Delta r_s, \Delta r_k = 4 \text{ mm}$, bzw. 8 mm für $r_s, r_k > 40 \text{ mm}$) berechnet, wobei Verteilungen mit $\int \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}) d\tilde{\varphi} < 0,1 \int \tilde{\Phi}^{(0)}(\tilde{\varphi}) d\tilde{\varphi}$ vernachlässigt wurden, s.o. Zur weiteren Verringerung des Rechenaufwandes wurde ein möglicher Separationsansatz mit $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}, \vartheta, r_s, r_k) \approx \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}, \vartheta, 0, 0) \cdot \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}, 0, r_s, 0) \cdot \tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}, 0, 0, r_k) / \tilde{\Phi}^2(\tilde{\varphi}, 0, 0, 0)$ getestet, jedoch aufgrund von signifikanten Abweichungen von den numerischen Simulationsergebnissen, v.a. im Bereich hoher Energiedichte, verworfen. Für den Abstand des Lightcrafts vom Auskoppelspiegel wurde hier $z_e = 1,2 \text{ m}$ angenommen. Zur numerischen Integration von $\tilde{\Phi}$ wurde eine Auflösung von $\Delta z^* = 20 \mu\text{m}$ und $\Delta\tilde{\varphi} = 1^\circ$ gewählt. Da sich bei den Berechnungen aus dem vorangegangenen Abschnitt gezeigt hatte, dass auf dem Zylindermantel im Bereich nahe $\tilde{\varphi} \approx \pm\pi$ Artefakte durch die Berandung der untersuchten Fläche entstanden waren, wurde zur Untersuchung von $\tilde{\Phi}$ für $\tilde{\varphi} \in \pm(\pi/2, \pi)$ der Zylinder um 180° gedreht und für $\tilde{\varphi}' \in (-\pi/2, \pi/2)$ mit $\tilde{\varphi}' = \pi - \tilde{\varphi}$ analysiert.

⁴Aus Symmetriegründen gilt $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi}, -r_k) = \tilde{\Phi}(-\tilde{\varphi}, r_k) \rightarrow f_k(\vartheta, r_s, -r_k) = -f_k(\vartheta, r_s, r_k)$.

Impulskomponenten

Ähnlich wie oben kann hier die Kernfunktion f_z durch eine Lorentzfunktion der Form

$$f_z(\vartheta, r_s, r_k) \approx \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\vartheta}{\sigma_\vartheta}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{r_s}{\sigma_{r,s}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{r_k}{\sigma_{r,k}}\right)^2\right]} \quad (4.27)$$

approximiert werden mit den resultierenden Parametern $\sigma_{r,s} \approx 45$ mm, $\sigma_\vartheta \approx 3,2^\circ$ und $\sigma_{r,k} \approx 40$ mm, vgl. Tab. E.2. Paralleler und orthogonaler Versatz wirken in ähnlicher Weise auf den Impulsübertrag in z-Richtung, da hier nur der Anteil der Laserpulsenergie zum Tragen kommt, der auf dem Zündstiftmantel einfällt, nicht aber - zumindest in Impulsmodell A - dessen Verteilung. Die Berücksichtigung des Strahlprofils in Strahlmodell IV führt im Vergleich zu den Resultaten aus Strahlmodell IIa zu einem breiteren Maximum für f_z mit $\sigma_{r,s} \approx 48$ mm, vgl. die Ergebnisse zu Gl. 4.25.

Die Kernfunktion f_s für die parallele Lateralkomponente des Impulsübertrages kann durch eine Überlagerung von drei Lorentz-Funktionen mit

$$f_s(\vartheta, r_s, r_k) \approx \left[\frac{c_s}{\left[1 + \left(\frac{r_s - r_{c,s}}{\sigma_{r,s}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\vartheta - \vartheta_c}{\sigma_\vartheta}\right)^2\right]} - \frac{c_s}{\left[1 + \left(\frac{r_s + r_{c,s}}{\sigma_{r,s}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\vartheta + \vartheta_c}{\sigma_\vartheta}\right)^2\right]} \right] \times \frac{1}{1 + \left(\frac{r_k}{\sigma_{r,k}}\right)^2} \quad (4.28)$$

mit den Parametern $c_s \approx 0,8$, $r_{c,s} \approx -21$ mm, $\sigma_{r,s} \approx 40$ mm, $\sigma_{r,k} \approx 39$ mm, $\vartheta_c \approx 0,7^\circ$ und $\sigma_\vartheta \approx 2,3^\circ$ angenähert werden, vgl. Tab. E.3. Auch hier weichen die Parameter der Approximation für $f_{L,s}$ nicht signifikant von denen für f_s ab, vgl. Tab. E.4.

Die Kernfunktion f_k für die orthogonale Lateralkomponente des Impulsübertrages ist für $r_s = 0$ in Abb. 4.8 gezeigt. Sie kann approximiert werden gemäß

$$f_k(\vartheta, r_s, r_k) \approx \left[\frac{c_k}{\left[1 + \left(\frac{r_k - r_{c,k}}{\sigma_{r,k}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\vartheta - \vartheta_c}{\sigma_\vartheta}\right)^2\right]} - \frac{c_k}{\left[1 + \left(\frac{r_k + r_{c,k}}{\sigma_{r,k}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\vartheta - \vartheta_c}{\sigma_\vartheta}\right)^2\right]} \right] \times \frac{1}{1 + \left(\frac{r_s}{\sigma_{r,s}}\right)^2} \quad (4.29)$$

mit den resultierenden Parametern $c_k \approx 0,6$, $r_{c,k} \approx -30$ mm, $\sigma_{r,k} \approx 30$ mm, $\vartheta_c \approx 0,3^\circ$, $\sigma_\vartheta \approx 1,0^\circ$, und $\sigma_{r,s} \approx 36$ mm, vgl. Tab. E.5.

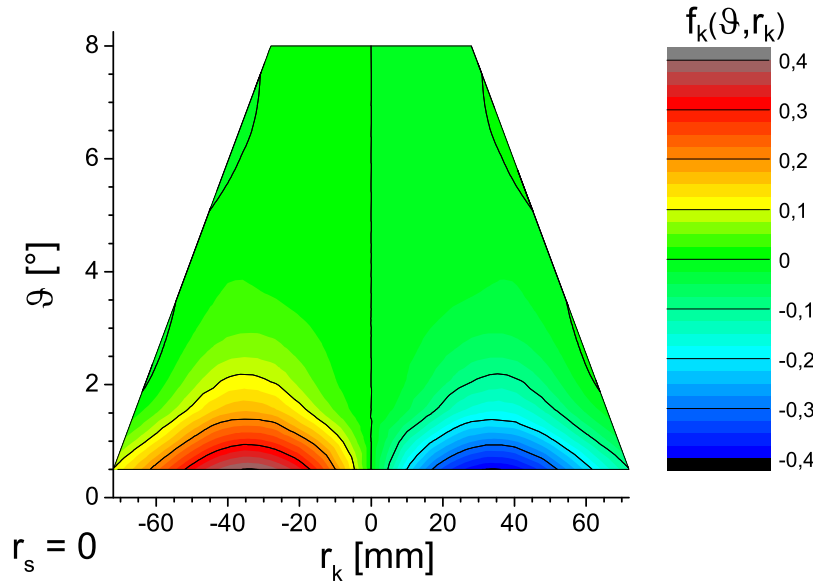


Abbildung 4.8: Kernfunktion f_k für den Impulsübertrag entlang der Knotenlinie bei einem parallelen Versatz von $r_s = 0$.

Äquivalenter Impulskoppelkoeffizient - Impulsmodell B

Um die Abhängigkeit $c_m(E_L)$ in die Modellrechnungen aus Gl. 4.11 – 4.15 zu integrieren, wurde als Approximation der experimentellen Daten aus Kap. 3.3.1 die Funktion $c_m^{(1)}(E_L) \approx c_{m,max}(1 - E_0/E_L)$ mit $c_{m,max} = 391 \pm 13$ N/MW und $E_0 = 30,6 \pm 2,1$ J verwendet, vgl. auch [80]. Damit ergibt sich ein abweichendes Bild für die resultierenden Impulskomponenten. Abb. 4.9 zeigt die Winkelverteilung der äquivalenten Laserpulsenergie \tilde{E}_L mit dem äquivalenten Impulskoppelkoeffizienten \tilde{c}_m . Damit ist Abhängigkeit des Integranden in Gl. 4.11 – 4.15 von $\tilde{\Phi}$ stärker ausgeprägt. Bei hohen Energiedichten geht $c_m^{(1)}(E_L)$ in Sättigung mit $c_m(E_L) \approx c_{m,max}$, während die Mindestenergie E_0 eine Zündschwelle für das Plasma approximiert wird⁵, vgl. den Bereich von $36^\circ < |\tilde{\varphi}| < 69^\circ$ für $E_L = 63$ J. Dadurch reduzieren sich insbesondere für größere Winkel ϑ und ausgeprägten Lateralversatz r_s , bzw. r_k die entsprechenden Impulskomponenten, was zu kleineren Halbwertsbreiten in deren Approximationen im Vergleich zu den Kernfunktionen führt, vgl. Tab. E.2 – E.5. Die Funktionen der Approximation sind ausgehend von Gl. 4.16 – 4.19 und Gl. 4.27 – 4.29 gegeben durch

$$c_{m,z}(\vartheta, r_s, r_k) \approx \eta_{rep} \cdot C_z \cdot f_z(\vartheta, r_s, r_k) , \quad (4.30)$$

$$c_{m,s}(\vartheta, r_s, r_k) \approx \eta_{rep} \cdot \tan \alpha \cdot C_s \cdot f_s(\vartheta, r_s, r_k) , \quad (4.31)$$

$$c_{L,s}(\vartheta, r_s, r_k) \approx \eta_{rep} \cdot R_p \cos \alpha \tan \gamma \cdot C_{L,s} \cdot f_s(\vartheta, r_s, r_k) , \quad (4.32)$$

und

$$c_{m,k}(\vartheta, r_s, r_k) \approx \eta_{rep} \cdot \tan \alpha \cdot C_k \cdot f_k(\vartheta, r_s, r_k) \text{ bzw.} \quad (4.33)$$

⁵Von einem detaillierten Abgleich der Raytracing-Daten mit I_{BDV} wurde jedoch abgesehen.

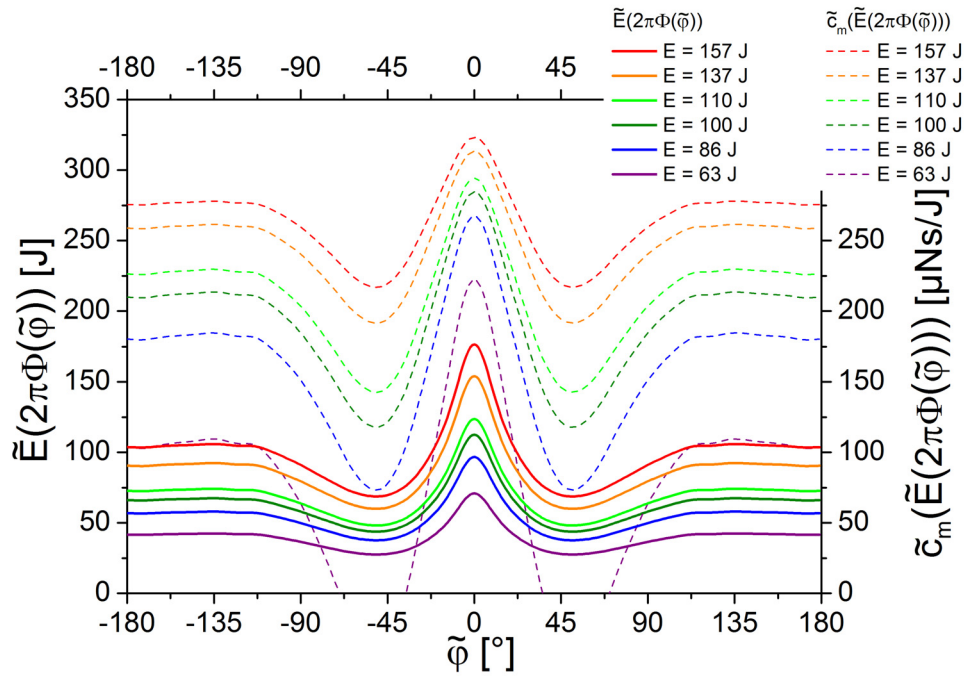


Abbildung 4.9: Winkelverteilung von äquivalenter Laserpulsenergie \tilde{E}_L und zugehörigem Impulskoppelkoeffizienten \tilde{c}_m für $\vartheta = 0^\circ$, $r_s = 20$ mm und $r_k = 0$ mm auf dem Mantel des Zündstiftes.

$$c_{L,k}(\vartheta, r_s, r_k) \approx \eta_{rep} \cdot R_p \cos \alpha \tan \gamma \cdot C_k \cdot f_k(\vartheta, r_s, r_k). \quad (4.34)$$

Somit können die Parameter η_{rep} , α , γ , R_p durch Vergleich mit den experimentellen Daten bestimmt werden.

4.3 Komponenten des Impulsübertrags

Für die experimentelle Überprüfung der Modellierungsergebnisse zu den Komponenten des Impulskoppelkoeffizienten werden nachfolgend verschiedene Flugexperimente analysiert, deren wesentliche Parameter in Tab. 4.3 verzeichnet sind. Bei den Experimenten A – D handelt es sich um Schwebexperimente, in denen versucht wurde, nach einer kurzen Aufstiegsphase ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Schub und Schwerkraft zu erzielen. Sie werden in Kap. 5.1 eingehender behandelt. Die Abhängigkeit des Flugverhaltens von lateralem Versatz in der Startposition wurde im Experiment E untersucht, als Vergleich zur Bewertung der Wirkung des Zündstiftes dienen die Ergebnisse aus Experiment F, das ohne Zündstift durchgeführt wurde.

Von der Analyse der Impulskoppelkoeffizienten wurden Laserpulse ausgenommen, bei denen Bogenentladungen auftraten, Flugsegmente, in oder nach denen das Lightcraft wieder auf die Startvorrichtung zurück gefallen war bzw. Segmente mit unzureichender Datenbasis, sowie offensichtliche Ausreißer ($c_{m,z} > 600$ N/MW). Für Laserpulse, bei denen offensichtlich kein Impulsübertrag stattgefunden hatte ($c_{m,z} < 0$),

Exp.	Flug	N_f	m	z_{CMS}	\bar{E}_L	\bar{f}_{rep}	Δr_0	N_p	N_{cm}	Ref.
Nr.	Nr.		g	mm	J	Hz	mm			
A	1734 – 1777	43	70,47	16	110	22,9	1 – 5	20	492	[14]
B	1825 – 1853	28	68,73	15	84	40,9	3 – 12	15	301	[14]
C	1905 – 1920	13	68,73	15	112	26,6	2 – 5	15	128	[14]
D	1953 – 1974	19	68,73	15	107	27,3	0 – 3	15	123	-
E	1499 – 1563	53	53,76	27	139	36,1	0 – 5	10	476	[91, 94]
F	2019 – 2079	31	39,18	29	98	34,0	1 – 5	10	258	-

Tabelle 4.3: Übersicht zu den in diesem Abschnitt untersuchten Freiflugexperimenten mit Parametern des Lightcrafts (Masse m und Lage z_{CMS} des Schwerpunktes über der Öffnung), der Laserpulsfolge (Laserpulsenergie E_L , mittlere Repetitionsrate \bar{f}_{rep} und maximale Anzahl der Laserpulse N_p) sowie Lateralversatz Δr_0 des Lightcrafts in der Startposition, Anzahl N_f der ausgewerteten Flüge und Anzahl N_{cm} der auswertbaren Impulsüberträge nach dem Start ($N > 1$) mit zugehörigen Veröffentlichungen.

wurde $\mathbf{c}_m = \mathbf{c}_L = 0$ angenommen. In einigen dieser Fälle war auch kein Plasmaleuchten zu erkennen. Bei allen Experimenten konnte der Verlauf von E_L während des Fluges zuverlässig detektiert werden und wurde bei der Auswertung berücksichtigt.

4.3.1 Axialer Impulskoppelkoeffizient

Während im vorangegangenen Kapitel der *koaxiale* Impulskoppelkoeffizient c_m behandelt wurde, ist im folgenden Abschnitt der *axiale* Impulskoppelkoeffizient $c_{m,z}$ Gegenstand der Untersuchungen. Diese Bezeichnung trägt dem Umstand Rechnung, dass die Propagationsachse der Laserstrahlung und die Symmetrieachse des Lightcrafts i.d.R. nicht mehr koaxial sind, sondern vielmehr die Komponente des Impulskoppelkoeffizienten entlang der Propagationsachse analysiert wird. Diese ist im Experiment senkrecht ausgerichtet, für spätere Anwendungen ist aber eine zunehmende Neigung im Verlauf des Fluges erforderlich, vgl. z.B. [123].

Die Ergebnisse für die Approximation der Experimente aus Tab. 4.3 gemäß Gl. 4.30 sind in Tab. 4.4 aufgeführt. η_{rep} wurde durch $\eta_{rep} = \tilde{C}_z / c_m^{(1)}$ bestimmt, wobei \tilde{C}_z die Amplitude der Approximationsfunktion und $c_m^{(1)}$ der Wert für $c_m(\bar{E}_L)$ gemäß der Approximation aus Einzelpulsexperimenten ist, vgl. die Anmerkungen in Kap. 4.2.3. In den meisten Fällen liegt η_{rep} bei $\approx 0,75$, nur Experiment A bildet hier eine Ausnahme. Wegen $t_I \ll f_{rep}^{-1}$, vgl. Tab. F.5, ist es jedoch fraglich, ob dieser Rückgang von $c_{m,z}$ gegenüber den Daten aus Einzelpulsexperimenten allein auf die mangelnde Erneuerung der Luft in der Düse zwischen zwei Pulsen zurückzuführen ist, wie z.B. in [123] für das LTD mit Repetitionsperioden bis max. 200 μs untersucht. Dort wurde bereits ein Pulsabstand von 3 – 4 ms als ausreichend für die vollständige Regeneration der Luft angesehen. Vielmehr ist angesichts der schwachen Korrelation der experimentellen Daten mit dem Modell der Wert für η_{rep} nur als grober

Anhaltspunkt zu verstehen.

Exp.	η_{rep}	$\sigma_{\vartheta}^{(z)}$	$\sigma_{r,s}^{(z)}$	$\sigma_{r,k}^{(z)}$	\bar{R}^2	$\vartheta_{0,95}$	$ r_s _{0,95}$	$ r_k _{0,95}$
Nr.	-	°	mm	mm	-	°	mm	mm
A	$0,92 \pm 0,04$	63 ± 32	29 ± 2	39 ± 6	0,35	11,4	21,2	10,8
B	$0,74 \pm 0,05$	∞	∞	38 ± 20	-0,006	9,9	14,5	5,4
C	$0,77 \pm 0,03$	∞	34 ± 4	40 ± 6	0,40	10,3	26,5	25,1
D	$0,76 \pm 0,04$	22 ± 4	37 ± 23	∞	0,06	7,2	7,0	4,1
E	$0,71 \pm 0,03$	∞	54 ± 5	53 ± 8	0,22	13,7	30,3	13,1
F	$0,65 \pm 0,07$	$1,4 \pm 0,2$	∞	22 ± 41	0,06	10,3	7,4	6,5

Tabelle 4.4: Parameter der Anpassungsfunktion aus Gl. 4.30 für $c_{m,z}$ für verschiedene Freiflugexperimente. Der eingeklammerte, hochgestellte Index bezeichnet hier und im Folgenden die approximierte Komponente des Impulskoppelkoeffizienten. Der Datenbereich der Variablen ist mittels der 95-Perzentile angegeben.

Die Daten zeigen insgesamt eine schwache Korrelation mit der Approximationsfunktion des Modells. Dies kann zum Teil auf die beschränkte Datenbasis zurückgeführt werden, die hier für die Anpassung zur Verfügung steht. Sie ist in Tab. 4.4 durch die 95-Perzentile der auftretenden Werte für die unabhängigen Variablen ϑ , r_s und r_k charakterisiert. Für die Abhängigkeit vom parallelen Versatz wurde nach den Modellrechnungen eine Halbwertsbreite von $\sigma_{r,s}^{(z)} \approx 40$ mm erwartet. Die Datenbasis umfasst jedoch im wesentlichen nur Werte von r_s , die innerhalb der Hälfte dieses Wertes liegen, vereinzelt noch geringer. Bei $\sigma/2$ beträgt die Lorentzfunktion hingegen noch 80 % des Maximalwertes, so dass keine besonders belastbare Aussage gemacht werden kann. Dies erklärt die fehlende Konvergenz einzelner Parameter, in der Tabelle mit ∞ gekennzeichnet, für die keine signifikante Abhängigkeit festzustellen war, wodurch der entsprechende Term gegen 1 konvergiert. Ähnlich verhält es sich mit r_k , da eine Verringerung des Schubs, insbesondere bei den Schwebexperimenten A – D mit geringer Flughöhe, bereits nach wenigen Pulsen in einem Ende des Freiflugs resultierte.

Für die Approximation von $\sigma_{\vartheta}^{(z)}$ kann diese Argumentation, zumindest vor dem Hintergrund der Modellierungen mit $\sigma_{\vartheta}^{(z)} \approx 2^\circ$ nicht geltend gemacht werden. Hier ist trotz der relativ weit reichenden Datenbasis sogar in drei Fällen (B, C, E) keine Abhängigkeit von ϑ zu erkennen. Umso deutlicher tritt diese Abhängigkeit für den Datensatz F hervor, der aus Experimenten ohne Zündstift gewonnen wurde. Daraus lässt sich zumindest ableiten, dass der Einsatz des Zündstiftes die Stabilität des axialen Impulsübertrages gegenüber kleineren Verkippungen des Lightcrafts gegen die Propagationsachse deutlich erhöht, wenngleich die Korrelation der Daten mit dem Modell hier keine besonders tragfähige Aussage erlaubt.

Die schwache Korrelation der experimentellen Daten kann nicht zuletzt auch mit der Approximationsmethode in Zusammenhang gebracht werden, bei der die einzelnen Daten entsprechend der zugehörigen Fehler gewichtet wurden (Gewichtungsfaktor $g_i = \sigma^{-2}(c_{m,i})$ mit σ als der quadratischen Summe aus statischem Fehler gemäß

Gaußschem Fehlerfortpflanzungsgesetz und systematischen Fehlern [122]⁶). Da in die Berechnung des Impulsübertrags jeweils die Approximationen des Freiflugsegments nach und vor dem Laserpuls eingehen, steigt der statistische Fehler i.d.R. für die nachfolgenden Pulse und damit auch mit größer werdendem ϑ , $|r_s|$ und $|r_k|$. Das führt dazu, dass der zentrale Bereich um $\vartheta = r_s = r_k \approx 0$ stärker gewichtet wird und daher der Verlauf der Lorentzfunktionen in den äußeren Bereichen schwierig zu approximieren ist. Eine ungewichtete Approximation, wie z.B. in [14], führt daher in den meisten Fällen zu einer deutlich besseren Korrelation, für Datensatz A und C ist dann sogar $\bar{R}^2 > 0,65$, vgl. Tab. F.22 in Kap. F.5. Für diese beiden Experimente ist die stärkste Abhängigkeit von $c_{m,z}$ von den Parametern ϑ , r_s und r_k zu erkennen, vgl. auch Abb. 4.10.

Ein alternativer Ansatz zur Modellierung des axialen Impulskoppelkoeffizienten wurde in [15] vorgeschlagen, indem eine Proportionalität von $c_{m,z}$ zu dem Anteil der Laserpulsenergie E_L angenommen wurde, der in die Öffnung des Lightcrafts einfällt. Der Vergleich mit experimentellen Daten des LTD für einen lateralen Versatz bis zu 6,5 cm zeigte dort eine recht gute Übereinstimmung mit dem Modell. Für die hier vorgestellten experimentellen Daten jedoch fällt die Korrelation mit einem solchen Modell, wie sie aus den Ergebnissen der Simulationsrechnungen für die Parameter ϑ , r_s und r_k abgeleitet wurde, deutlich schlechter aus, $\bar{R}^2 \leq 0,15$, als die, wenn auch schwache, Übereinstimmung mit dem Modell, das auf der Energieverteilung auf der Oberfläche des Zündstifts beruht.

Eine erweiterte Validierung des Modells ist zwar prinzipiell durch die Wahl größerer Werte von ϑ , $|r_s|$ und $|r_k|$ als Eingangsparameter für die Startposition des Lightcrafts möglich, allerdings verringert sich mit $c_{m,z}$ auch die Anzahl der Pulse, für die ein Freiflug zustande kommt. Da der erste Puls nicht mit ausgewertet wurde, um zum einen Bodeneffekte durch die Startvorrichtung, etwa durch Behinderung der Rotation des Flugkörpers, zu vermeiden und zum anderen η_{rep} mit zu untersuchen, ist die Methode des Freiflugexperimentes in dieser Hinsicht beschränkt, da sie letztlich eine zufällig erscheinende Datenbasis von ϑ , r_s und r_k als Eingangsvariablen liefert. Eine systematische Variation der genannten Parameter über einen großen Bereich ist mit einer Schubwaage möglich bzw. für die anderen Impulskomponenten mit einer Vorrichtung zur kombinierten Messung von Lateral- und Drehimpuls wie z.B. in [124]. Allerdings sind hier Drehachse bzw. die Richtung des Lateralimpulses festgelegt. Alternativ wäre die Messung des Schubvektors mit einem triaxialen Piezosensor möglich, die jedoch keine Auskunft über den Angriffspunkt des Schubvektors und damit die Aufteilung des Impulsübertrages in Translation und Rotation liefert.

⁶Eine Berücksichtigung der Fehler für die Variablen, hier ϑ , $|r_s|$ und $|r_k|$, war für nichtlineare Anpassungsfunktionen nicht möglich.

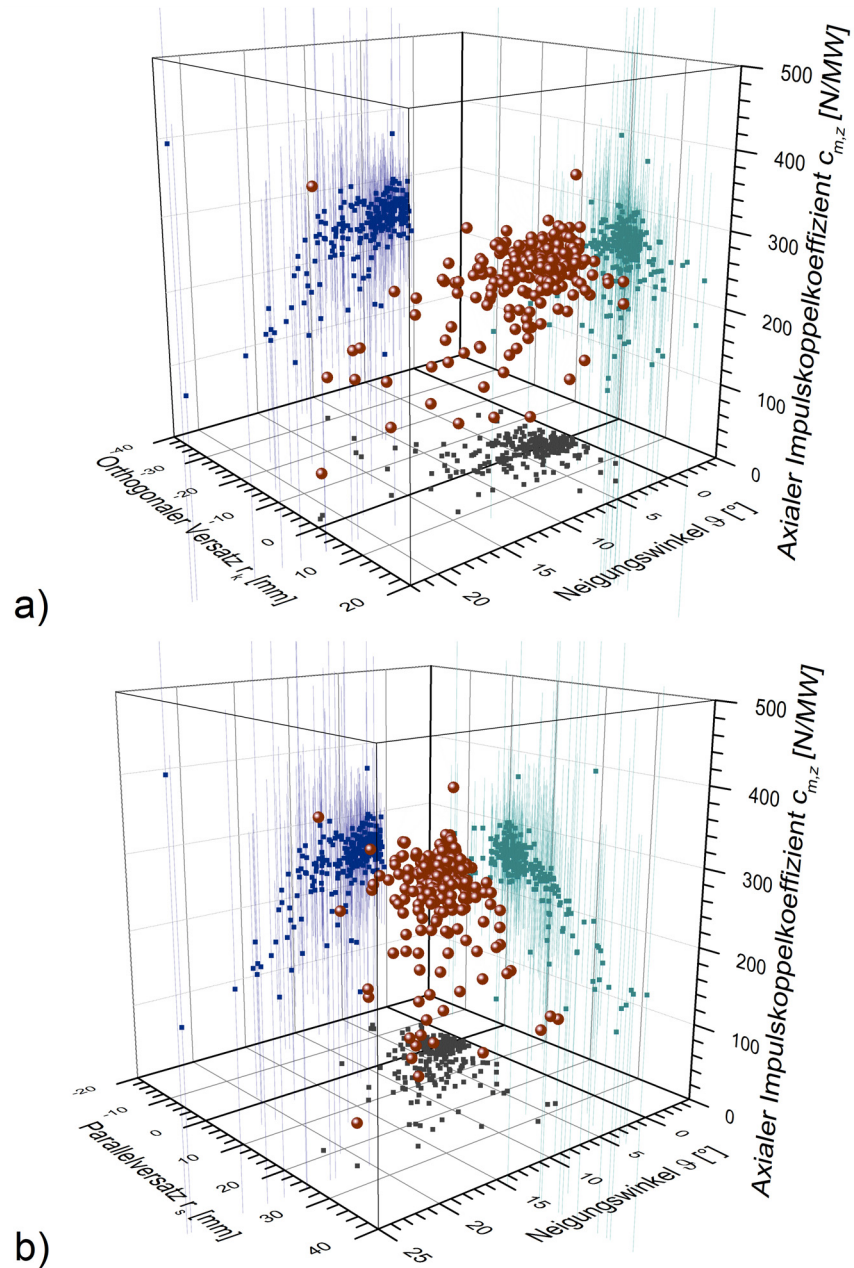


Abbildung 4.10: Axialer Impulskoppelkoeffizient $c_{m,z}$ für Experiment A in Abhängigkeit von Neigungswinkel ϑ , parallelem Versatz r_s und orthogonalem Versatz r_k mit Projektionen von Daten und Fehlerbalken in die Koordinatenebenen.

4.3.2 Laterale Impulskoeffizienten

Impulskoeffizient $c_{m,s}$ parallel zur Neigungsebene des Lightcrafts

Die Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit dem Modell scheint für $c_{m,s}$ zunächst deutlich besser zu sein als für $c_{m,z}$. Tab. 4.5 zeigt die Parameter der Approximation gemäß Gl. 4.31. Der korrigierte Korrelationskoeffizient \bar{R}^2 ist wesentlich höher als für die Approximation von $c_{m,z}$.

Exp.	\tilde{C}_s	$\vartheta_c^{(m)}$	$\sigma_{\vartheta}^{(m)}$	$r_{c,s}^{(m)}$	$\sigma_{r,s}^{(m)}$	$\sigma_{r,k}^{(m)}$	\bar{R}^2
Nr.	N/MW	°	°	mm	mm	mm	-
A	$32,5 \pm 1,9$	$-11,4 \pm 0,5$	$7,4 \pm 0,6$	$-7,7 \pm 1,1$	$26,8 \pm 2,1$	36 ± 9	0,78
B	$20,0 \pm 2,4$	$-9,3 \pm 0,8$	$4,4 \pm 0,9$	$-1,3 \pm 0,6$	$9,8 \pm 1,5$	11 ± 6	0,44
C	27 ± 9	-12 ± 4	8 ± 3	-7 ± 4	43 ± 11	23 ± 5	0,66
D	26 ± 18	$-7,1 \pm 0,5$	$3,7 \pm 0,7$	-17 ± 21	21 ± 8	∞	0,62
E	49 ± 4	$-10,7 \pm 0,5$	$5,8 \pm 0,7$	-23 ± 3	26 ± 3	26 ± 8	0,43
F	$92 \pm 7 \cdot 10^4$	$-7,1 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,6$	$-102 \pm 8 \cdot 10^3$	$31 \pm 1 \cdot 10^4$	∞	0,16

Tabelle 4.5: Parameter der Anpassungsfunktion von $c_{m,s}$ aus Gl. 4.31 für verschiedene Freiflugexperimente. Für die Amplitude \tilde{C}_s der Anpassungsfunktion gilt $\tilde{C}_s = \eta_{rep} \cdot \tan \alpha \cdot C_s$, vgl. Gl. 4.31. Bei der Approximation wurde, wie in allen Tabellen dieses Abschnitts, der Messfehler der Daten berücksichtigt. Approximationsparameter x , deren Wert stark fehlerbehaftet ist ($\sigma_x > 2|x|$), sind kursiv gedruckt.

Die Lage $r_{c,s}^{(m)}$ des Maximums von $c_{m,s}$ sowie dessen Halbwertsbreite $\sigma_{r,s}^{(m)}$ ist für die Datensätze D und E in guter Übereinstimmung mit den Modellierungsergebnissen, vgl. Tab. E.3. Für die Experimente A – C hingegen liegt das Maximum hingegen deutlich näher am Koordinatenursprung, jedoch kann in all diesen Fällen von einem rücktreibenden lateralen Impulsübertrag gesprochen werden, der bei einem lateralen Parallelversatz $|r_s| > |r_{c,s}^{(m)}|$ wegen der abnehmenden Laserpulsenergie wieder rückläufig ist. Problematisch bei der Einschätzung dieser Approximation ist allerdings, wie bereits oben diskutiert, der eingeschränkte Wertebereich der Variablen ϑ , r_s und r_k . Während für $c_{m,z}$ hauptsächlich der zentrale Bereich der Lorentzfunktion abgedeckt wird und damit die Abschätzung der Halbwertsbreite erschwert ist, umfassen die Daten für $c_{m,s}$ im wesentlichen deren Ausläufer, wodurch die Approximation von $r_{c,s}^{(m)}$ mit einer größeren Unsicherheit behaftet ist. Der Vergleich mit Experiment F, bei dem kein Zündstift verwendet wurde, zeigt, dass hier keine signifikante Abhängigkeit von r_s und r_k zu erkennen ist, vgl. auch Abb. 4.11. Offensichtlich bewirkt der Einsatz des Zündstiftes, dass die Information über die relative Lage zur Strahlmitte sich auf den Prozess des laserinduzierten Detonation auswirkt. So wird die einfallende Laserstrahlung für $\vartheta = 0$ zwar unabhängig von r_s und r_k im Fokus gebündelt, wodurch dort jegliche Information über die Lage des Lightcrafts verloren geht, der Einsatz des Zündstiftes hingegen teilt jedoch das Düseninnere in verschiedene räumliche Sektoren, in denen bei der Plasmazündung unterschiedliche Anfangsbedingungen herrschen, die durch den Verlauf der differen-

tiellen Energiedichte $\tilde{\Phi}(\tilde{\varphi})$ gegeben sind. Die geringe Übereinstimmung von $c_{m,z}$ mit den Modellierungsergebnissen legt jedoch bereits die Vermutung nahe, dass diese Anfangsbedingungen zumindest nicht allein für die Herleitung des Impulskomponenten ausreichen und der Ansatz in Gl. 4.10 eine starke Vereinfachung darstellt. So wäre z.B. auch ohne den Einsatz des Zündstifts für $\vartheta = 0$ die Abhängigkeit von $c_{m,s}$ von r_s und r_k denkbar, wenn man berücksichtigt, dass sich die Plasmafront während der laserinduzierten Detonation in Richtung der einfallenden Laserstrahlung ausbreitet und dabei aufheizt.

Die Abhängigkeit von $c_{m,s}$ von ϑ liefert einen deutlichen Hinweis darauf, dass nicht allein die differentielle Energiedichte am Zündstift entscheidend ist für die resultierenden Impulskomponenten. Hier liegt das Maximum bei $\vartheta_c^{(m)} \approx -10^\circ$. Das ist ein deutlich größerer Winkel als im Modell errechnet (dort ist $\vartheta_c^{(m)} \approx 0,7^\circ$), außerdem ist für alle Experimente $\text{sgn} \vartheta_c^{(m)} = \text{sgn} r_{c,s}^{(m)}$, im Gegensatz zu den Modellrechnungen. Anzumerken ist auch, dass auch beim Experiment F ohne Zündstift ein ähnlicher Wert für $\vartheta_c^{(m)}$ erhalten wurde, wobei die Korrelation mit dem Modell insgesamt nur sehr schwach ist. Der Einfluss auf den Lateralimpuls durch das lokale Maximum der differentielle Energiedichte auf dem Zündstift, dass bei einer Verkipfung mit $\text{sgn} \vartheta_c^{(m)} = -\text{sgn} r_{c,s}^{(m)}$ erzeugt wird, kann demnach hier nicht experimentell nachgewiesen werden. Möglicherweise kann das darauf zurückgeführt werden, dass dieses Maximum relativ schmalbandig ist, vgl. auch Abb. 4.6 b). Dagegen wirkt sich eine Verkipfung des Lightcrafts um den Winkel ϑ günstig auf den rücktreibenden lateralen Impuls aus, wenn der dem Laserstrahl zugewandte Teil des Düsenvolumens in Richtung der Strahlmitte verschoben ist ($r_s > 0$). Möglicherweise schirmt die expandierende Plasmafront einen Teil des abgewandten Düsenvolumens ab, so dass dort die anfänglich hohe Energiedichte schnell absinkt.

Wegen der offensichtlichen Diskrepanz zwischen Modell und Experiment bezüglich $\vartheta_c^{(m)}$ ist die Interpretation der geometrischen Parameter α , γ und R_p , vgl. Abb. 4.5 schwierig. Geht man weiterhin von der Gültigkeit des Ansatzes aus, erhält man für $E_L \approx 85 \text{ J}$ $\alpha \approx 6^\circ$ bzw. $r_p \approx 5 \text{ mm}$ (Exp. B), für $E_L \approx 110 \text{ J}$ $\alpha \approx 7^\circ$ bzw. $r_p \approx 6 \text{ mm}$ (Exp. A, C, D) sowie für $E_L \approx 140 \text{ J}$ $\alpha \approx 13^\circ$ bzw. $r_p \approx 8 \text{ mm}$ (Exp. A, C, D) wobei r_p der Abstand des Angriffspunktes von $\tilde{\mathbf{p}}$ von der Symmetrieachse ist. Das entspricht der zu erwartenden Ausdehnung des Detonationsvolumens bei steigender Laserpulsenergie E_L .

Da sich der vorliegende Datensatz nur bedingt zur Approximation einer Lorentzfunktion mit der gegebenen Lage des Maximums eignet, wurde alternativ eine Linearisierung der Ergebnisse um den Koordinatenursprung unternommen, bei der die abnehmende Laserpulsenergie für große Werte von ϑ , $|r_s|$ und $|r_k|$ durch einhüllende Lorentzfunktionen berücksichtigt wurde gemäß

$$c_{m,s}(\vartheta, r_s, r_k) \approx \frac{b_\vartheta^{(m)} \cdot \vartheta + b_s^{(m)} \cdot r_s + b_k^{(m)} \cdot r_k}{\left[1 + \left(\frac{\vartheta}{\sigma_\vartheta^{(m)}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{r_s}{\sigma_{r,s}^{(m)}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{r_k}{\sigma_{r,k}^{(m)}}\right)^2\right]}. \quad (4.35)$$

Die zugehörigen Approximationsparameter für die jeweiligen Experimente sind in

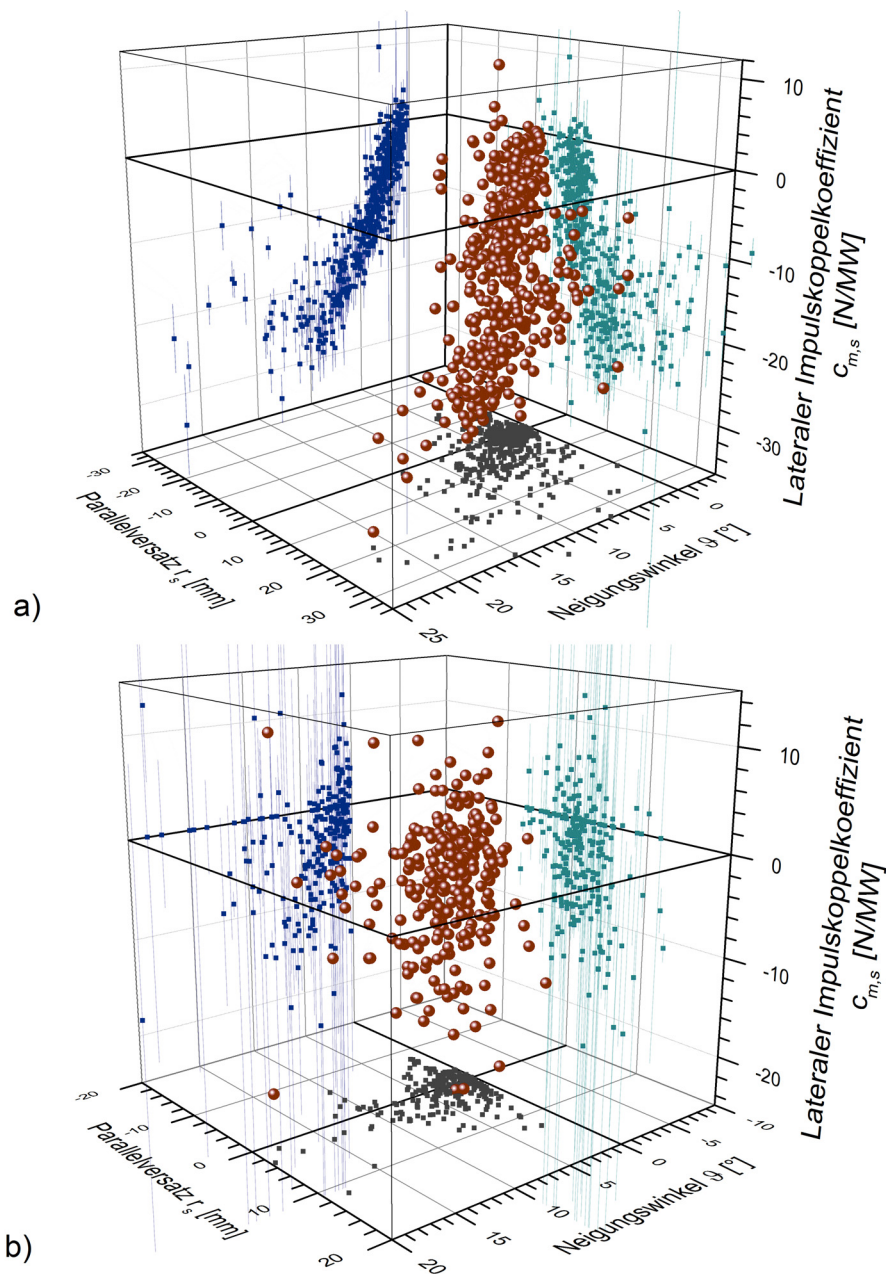


Abbildung 4.11: Lateraler Impulskoppelkoeffizient $c_{m,s}$ parallel zur Neigungsebene des Lightcrafts in Abhängigkeit vom Neigungswinkel ϑ und dem Parallelversatz r_s des Lightcrafts für das Schwebeexperiment A (Abb. a) mit Zündstift und das Experiment F ohne Zündstift (Abb. b). Die Projektionen der Messdaten in die Koordinatenebenen zeigen außerdem den zugehörigen Messfehler.

Tab. 4.6 aufgeführt. Die Näherung führt zu ähnlichen Werten für \bar{R}^2 wie Gl. 4.31. Allerdings lässt sich hier die Stärke des rücktreibenden Lateralimpulses einfach anhand von $b_{\vartheta}^{(m)}$ bzw. $b_s^{(m)}$ ablesen. Für $b_k^{(m)}$ ist keine eindeutige Abhängigkeit zu erkennen.

Exp.	$b_{\vartheta}^{(m)}$	$b_s^{(m)}$	$b_k^{(m)}$	$\sigma_{\vartheta}^{(m)}$	$\sigma_{r,s}^{(m)}$	$\sigma_{r,k}^{(m)}$	\bar{R}^2
Nr.	N/(MW·°)	N/(MW·mm)		°	mm	mm	-
A	-2,41 ± 0,06	-0,42 ± 0,05	0,09 ± 0,05	46 ± 24	27 ± 3	37 ± 9	0,76
B	-1,69 ± 0,13	-0,05 ± 0,07	-0,46 ± 0,11	∞	14 ± 3	6 ± 1	0,46
C	-2,11 ± 0,08	-0,16 ± 0,05	0,19 ± 0,04	∞	43 ± 10	24 ± 5	0,70
D	-1,81 ± 0,10	-0,46 ± 0,09	<i>0,02 ± 0,11</i>	∞	∞	∞	0,60
E	-2,26 ± 0,13	-0,60 ± 0,08	-0,16 ± 0,11	<i>74 ± 179</i>	47 ± 12	29 ± 10	0,39
F	-0,62 ± 0,09	-0,05 ± 0,06	0,04 ± 0,06	21 ± 17	∞	∞	0,12

Tabelle 4.6: Parameter der linearen Näherung für $c_{m,s}$ gemäß für verschiedene Freiflugexperimente. Stark fehlerbehaftete Parameter x mit $\sigma_x > 2|x|$ sind kursiv gedruckt.

Messungen zum lateralen Impulskoppelkoeffizienten beim Lightcraft mit Zündstift wurden auch von D.A. Kenoyer durchgeführt [58], dort jedoch an einem speziellen Impulspendel, das auf einen Parallelversatz von bis zu $r_s = 45$ mm eingestellt wurde. Für große r_s zeigt sich dort der erwartete Rückgang des rücktreibenden Impulses. Der maximale Wert für $c_{m,s}$ liegt bei nur 6 N/MW für $r_s \approx 5$ mm, allerdings war $\vartheta \equiv 0$ (wie auch r_k), während die hier vorliegenden Daten zeigen, dass die deutlich höheren Werte $c_{m,s,max} \approx \tilde{C}_s$ erst durch ein geeignetes Zusammenwirken von r_s und ϑ erreicht werden. Da in jener Arbeitsgruppe jedoch vornehmlich mit Spinstabilisierung gearbeitet wird, ist ϑ dort von untergeordneter Bedeutung. Eingeschränkt wird die Vergleichbarkeit zwar durch die abweichende Pulsenergie ($E_L = 20$ J) und -dauer ($\tau \approx 1 \mu s$), jedoch weisen die Lightcrafts jener Gruppe einen lateralen Impulskoppelkoeffizienten auf, der bis zu einer Größenordnung höher liegt.

Erweitert man Gl. 4.35 gemäß

$$c_{m,i}(\vartheta_x, r_x, \vartheta_y, r_y) \approx \frac{b_0^{(m,i)} + b_{\vartheta,x}^{(m,i)} \cdot \vartheta_x + b_x^{(m,i)} \cdot r_x + b_{\vartheta,y}^{(m,i)} \cdot \vartheta_y + b_y^{(m,i)} \cdot r_y}{\prod_j^{x,y} \left[1 + \left(\frac{\vartheta_j}{\sigma_{\vartheta,j}^{(m,i)}} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{r_j}{\sigma_{r,j}^{(m,i)}} \right)^2 \right]}, \quad (4.36)$$

so können $c_{m,x}$ und $c_{m,y}$ unter Berücksichtigung der Bewegung in der x-z- und der y-z-Ebene approximiert werden, wobei r_x und r_y die Schwerpunktskoordinaten bezeichnen. Die Ergebnisse sind in Tab. F.24 aufgeführt und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Resultaten der Approximation gemäß Gl. 4.35. Eine Entkopplung der Bewegung in x-z und y-z-Ebene, wie in [14, 91, 94] zunächst vereinfachend angenommen, kann jedoch nicht eindeutig belegt werden. Daher wurde im Folgenden zwischen Lateralversatz parallel und senkrecht zur Neigungsebene des Lightcrafts unterschieden.

Impulskoppelkoeffizient $c_{m,k}$ senkrecht zur Neigungsebene des Lightcrafts

Für den lateralen Impulskoppelkoeffizienten $c_{m,k}$ senkrecht zur Neigungsebene des Lightcrafts lässt sich die einzige verwertbare Aussage aus Datensatz C gewinnen, vgl. \bar{R}^2 in Tab. 4.7. Ein Grund dafür liegt in der sehr eingeschränkten Datenbasis der übrigen Experimente in Bezug auf r_k , vgl. auch $|r_k|_{0,95}$ in Tab. 4.4. Für Experiment C hingegen stimmen die Parameter der Approximationsfunktion vergleichsweise gut mit den Werten aus den Modellrechnungen, vgl. Tab. E.5, überein.

Exp.	\tilde{C}_k	$\vartheta_c^{(k)}$	$\sigma_\vartheta^{(k)}$	$\sigma_{r,s}^{(k)}$	$r_{c,k}^{(k)}$	$\sigma_{r,k}^{(k)}$	\bar{R}^2
Nr.	N/MW	°	°	mm	mm	mm	-
A	10 ± 3	8 ± 3	7 ± 3	20 ± 13	$-8,1 \pm 0,5$	$2,5 \pm 0,5$	0,15
B	$22 \pm 6^*$	0	$0,8 \pm 0,3$	∞	$-3,67 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,02$	-0,003
C	10 ± 3	$5,2 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,5$	33 ± 24	-21 ± 4	23 ± 16	0,50
D	$22 \pm 6^*$	$2,9 \pm 0,8$	$0,8 \pm 0,4$	∞	$-4,4 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	0,03
E	25 ± 7	$5,3 \pm 0,6$	$2,7 \pm 0,8$	∞	$-11,1 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,4$	0,06
F	$21 \pm 6^*$	$2,8 \pm 0,7$	$1,1 \pm 0,5$	∞	$-11,4 \pm 1,8$	$1,2 \pm 0,8$	0,02

Tabelle 4.7: Parameter der Anpassungsfunktion aus Gl. 4.33 für $c_{m,k}$ für verschiedene Freiflugexperimente. Für die Amplitude \tilde{C}_k der Anpassungsfunktion gilt $\tilde{C}_k = \eta_{rep} \cdot \tan \alpha \cdot C_k$, vgl. Gl. 4.33. Die mit * indizierten Werte konvergierten nur schwach und wurden daher separat von den übrigen Parametern approximiert.

In Abb. 4.12 ist zu erkennen, dass $c_{m,k}$ in geringem Maße vom Neigungswinkel ϑ beeinflusst wird, die Abhängigkeit von r_k hingegen ist in der zugehörigen Projektion deutlich sichtbar. Außer dem Anstieg des rüchtreibenden Impulsübertrags für größere Werte von r_k deutet sich auch ein Rückgang für $r_k > 20$ mm an, der eine Begrenzung der Reichweite des rüchtreibenden Impulsfeldes durch den Rückgang der Laserpulsenergie bedeutet. Eine vereinfachte Approximation entsprechend zu Gl. 4.35 führt zu keiner wesentlichen Verbesserung der Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, vgl. Tab. 4.8.

Exp.	$b_\vartheta^{(k)}$	$b_s^{(k)}$	$b_k^{(k)}$	$\sigma_\vartheta^{(k)}$	$\sigma_{r,s}^{(k)}$	$\sigma_{r,k}^{(k)}$	\bar{R}^2
Nr.	N/(MW·°)	N/(MW·mm)	°	mm	mm	mm	-
A	$0,31 \pm 0,05$	$-0,01 \pm 0,04$	$-0,41 \pm 0,05$	25 ± 30	28 ± 22	79 ± 224	0,20
B	$0,11 \pm 0,08$	$0,04 \pm 0,04$	$0,05 \pm 0,06$	∞	∞	∞	-0,002
C	$0,02 \pm 0,06$	$-0,02 \pm 0,05$	$-0,29 \pm 0,05$	∞	29 ± 23	42 ± 27	0,40
D	$0,39 \pm 0,22$	$0,27 \pm 0,16$	$-0,17 \pm 0,13$	$3,4 \pm 3,2$	7 ± 10	∞	0,02
E	$-0,47 \pm 0,12$	$0,01 \pm 0,06$	$-0,59 \pm 0,10$	11 ± 4	∞	∞	0,11
F	$-0,42 \pm 0,41$	$-0,33 \pm 0,23$	$-0,20 \pm 0,14$	$1,4 \pm 0,9$	∞	∞	0,02

Tabelle 4.8: Parameter der linearisierten Anpassungsfunktion für $c_{m,k}$ gemäß Gl. 4.35 für verschiedene Freiflugexperimente.

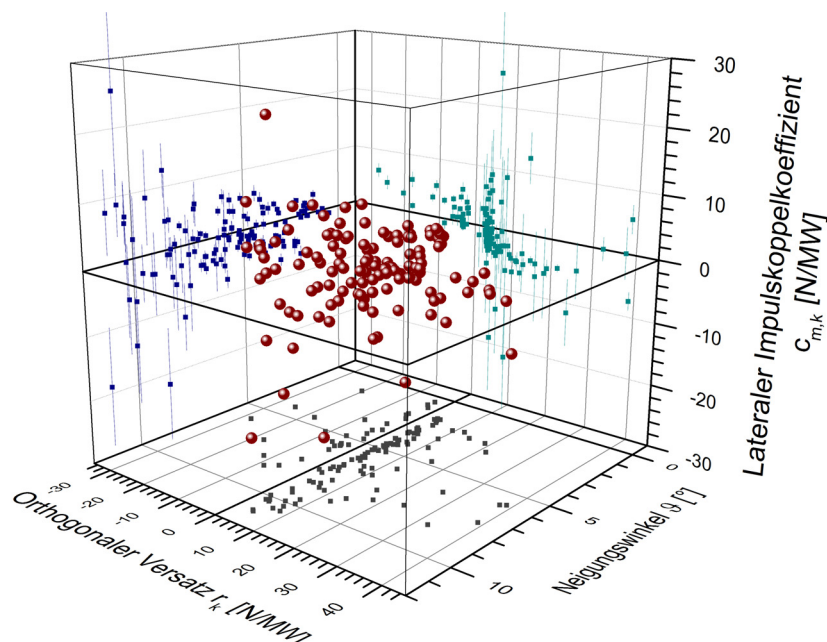


Abbildung 4.12: Lateraler Impulskoppelkoeffizient $c_{m,k}$ senkrecht zur Neigungsebene des Lightcrafts in Abhängigkeit vom Neigungswinkel ϑ und dem orthogonalen Versatz r_k (Experiment C). Die Projektionen in die Koordinatenebenen zeigen außerdem den zugehörigen Messfehler.

4.3.3 Drehimpulskoppelkoeffizienten

Drehimpulskoppelkoeffizient $c_{L,s}$ in der Neigungsebene des Lightcrafts

Die experimentellen Ergebnisse zum Drehimpulskoppelkoeffizienten weisen eine starke Streuung auf und zeigen nur eine schwache Abhängigkeit von den Eingangsparametern, vgl. Abb. 4.13. Bezogen auf ϑ ist dort ein rüctreibender Drehimpuls zu erkennen, während die Abhängigkeit von r_s nicht signifikant ausgeprägt ist. Daher ist auch die Approximation der Daten gemäß Gl. 4.32 nur schwer realisierbar, wie es die niedrigen Werte für den Korrelationskoeffizienten in Tab. 4.9 erkennen lassen. Lediglich für Experiment A und evtl. C lassen sich Rückschlüsse auf den Impulsübertrag ableiten. Der negative Wert für \tilde{C}_L deutet dort auf einen rüctreibenden Drehimpuls hin ($\vartheta_c^{(L)} > 0$) und steht in Zusammenhang mit der tiefen Lage des Schwerpunkts in diesen Experimenten, wodurch $\gamma < 0$ ist ($\approx -3,3^\circ$ für Exp. A und $\approx -0,5^\circ$ für Exp. C). Wie bereits beim lateralen Impulsübertrag beobachtet, liegt der Wert für $\vartheta_c^{(L)}$ weit über den Ergebnissen aus den Modellrechnungen, vgl. Tab. E.4, was auf den offensichtlich geringen Einfluss der lokalen Energiedichteänderung auf dem Zündstift bei Neigung des Lightcrafts zurückzuführen ist, wie bereits oben diskutiert. Die laterale Position $r_{c,s}^{(L)}$ des Maximums hingegen stimmt recht gut mit den Modellrechnungen überein, ebenso die Halbwertsbreiten der Lorentzfunktionen, sofern sie sich auf der begrenzten Datengrundlage bestimmen lassen. Für die übrigen Experimente lassen sich keine verlässlichen Aussagen ableiten. Eine lineare Näherung der Daten mit dem Term aus Gl. 4.35 zeigt für Experiment A, dass neben

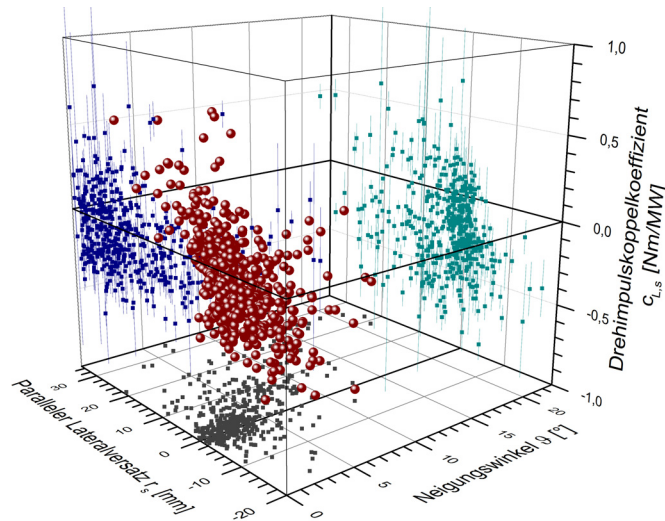


Abbildung 4.13: Drehimpulskoppelkoeffizient $c_{L,s}$ in der Neigungsebene des Lightcrafts in Abhängigkeit vom Neigungswinkel ϑ und dem Parallelversatz r_s des Lightcrafts für Experiment A. Die Projektionen der Messdaten in die Koordinatenebenen zeigen außerdem den zugehörigen Messfehler.

Exp.	\tilde{C}_L	$\vartheta_c^{(L)}$	$\sigma_{\vartheta}^{(L)}$	$r_{c,s}^{(L)}$	$\sigma_{r,s}^{(L)}$	$\sigma_{r,k}^{(L)}$	\bar{R}^2
Nr.	N·m/MW	°	°	mm	mm	mm	-
A	$-2,4 \pm 0,4$	$16,0 \pm 1,5$	$8,0 \pm 1,3$	-14 ± 5	24 ± 4	18 ± 3	0,50
B	$-2,0 \pm 0,3^*$	14 ± 6	5 ± 3	-18 ± 10	13 ± 8	3 ± 2	0,11
C	$-0,34 \pm 0,08$	$7,0 \pm 0,7$	$3,3 \pm 1,1$	-16 ± 6	15 ± 5	∞	0,33
D	$-2,0 \pm 0,4^*$	$31 \pm 4 \cdot 10^3$	$76 \pm 9 \cdot 10^3$	$-92 \pm 8 \cdot 10^4$	$200 \pm 3 \cdot 10^4$	∞	0,08
E	-27 ± 254	28 ± 3	2 ± 8	6 ± 5	50 ± 20	∞	0,08
F	$-15 \pm 7 \cdot 10^4$	$6,8 \pm 0,5$	$2,5 \pm 0,9$	$91 \pm 6 \cdot 10^3$	$11 \pm 2 \cdot 10^4$	∞	0,10

Tabelle 4.9: Parameter der Anpassungsfunktion von $c_{L,s}$ aus Gl. 4.32 für verschiedene Freiflugexperimente. Für die Amplitude \tilde{C}_s der Anpassungsfunktion gilt $\tilde{C}_L = \eta_{rep} \cdot R_p \cos \alpha \tan \gamma \cdot C_{L,s}$, vgl. Gl. 4.32. Bei der Approximation wurde, wie in allen Tabellen dieses Abschnitts, der Messfehler der Daten berücksichtigt. Approximationsparameter x , deren Wert stark fehlerbehaftet ist ($\sigma_x > 2|x|$), sind kursiv gedruckt. Die mit * indizierten Werte konvergierten nur schwach und wurden daher separat von den übrigen Parametern approximiert.

dem rücktreibenden Drehimpuls ($b_{\vartheta}^{(L)} < 0$), wie in Abb. 4.13 zu erkennen, auch eine Abhängigkeit vom Parallelversatz r_s besteht, während der orthogonale Versatz r_k hier praktisch keine Bedeutung hat ($b_k^{(L)} \approx 0$). Die einzelnen Parameter lassen sich mittels der tabellierten Werte direkt vergleichen, wenn man in grober Näherung annimmt, dass der Neigungswinkel im Freiflugexperiment im wesentlichen Werte von $0 - 10^\circ$ annimmt, während paralleler und orthogonaler Lateralversatz zumeist zwischen -10 und $+10$ mm liegen, d.h. für $c_{L,s}$ ist in Experiment A der Einfluss von ϑ ungefähr dreimal so groß wie die Abhängigkeit von r_s .

Exp.	$b_{\vartheta}^{(L)}$	$b_s^{(L)}$	$b_k^{(L)}$	$\sigma_{\vartheta}^{(L)}$	$\sigma_{r,s}^{(L)}$	$\sigma_{r,k}^{(L)}$	\bar{R}^2
Nr.	mN·m/(MW·°)	mN·m/(MW·mm)		°	mm	mm	-
A	-75 ± 3	23 ± 2	-3 ± 2	∞	70 ± 45	26 ± 6	0,49
B	-24 ± 6	14 ± 3	14 ± 5	∞	<i>32 ± 67</i>	8 ± 7	0,14
C	-19 ± 3	6 ± 2	-1,1 ± 1,9	∞	33 ± 47	∞	0,29
D	-32 ± 10	13 ± 6	20 ± 9	9 ± 7	∞	∞	0,12
E	-17 ± 2	-1 ± 1	-2,1 ± 1,6	∞	∞	43 ± 59	0,08
F	-18 ± 4	-3 ± 3	-0,3 ± 2,7	18 ± 15	∞	∞	0,08

Tabelle 4.10: Parameter der linearisierten Anpassungsfunktion für $c_{L,s}$ gemäß Gl. 4.35 für verschiedene Freiflugexperimente. Approximationsparameter x , deren Wert stark fehlerbehaftet ist ($\sigma_x > 2|x|$), sind kursiv gedruckt.

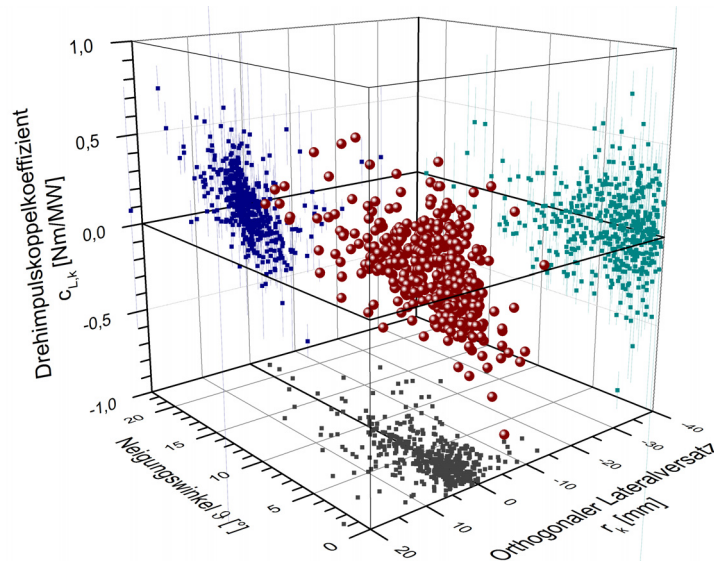


Abbildung 4.14: Drehimpulskoppelkoeffizient $c_{L,k}$ senkrecht zur Neigungsebene des Lightcrafts in Abhängigkeit vom Neigungswinkel ϑ und dem Parallelversatz r_k des Lightcrafts für Experiment A. Die Projektionen der Messdaten in die Koordinatenebenen zeigen außerdem den zugehörigen Messfehler.

Drehimpulskoppelkoeffizient $c_{L,k}$ senkrecht zur Neigungsebene

Exp.	$b_{\vartheta}^{(L,k)}$	$b_s^{(L,k)}$	$b_k^{(L,k)}$	$\sigma_{\vartheta}^{(L,k)}$	$\sigma_{r,s}^{(L,k)}$	$\sigma_{r,k}^{(L,k)}$	\bar{R}^2
Nr.	mN·m/(MW·°)	mN·m/(MW·mm)		°	mm	mm	-
A	-6 ± 2	3 ± 2	43 ± 3	13 ± 4	44 ± 33	16 ± 4	0,42
B	-60 ± 72	-22 ± 8	11 ± 7	0,9 ± 0,3	∞	∞	0,03
C	-2 ± 4	6 ± 4	15 ± 5	5 ± 2	∞	40 ± 28	0,24
D	-4 ± 5	-5 ± 5	16 ± 7	9 ± 18	∞	∞	0,03
E	6 ± 6	8 ± 7	3 ± 5	3,7 ± 3,1	16 ± 16	14 ± 21	0,003
F	-3048 ± 7997	-456 ± 1187	109 ± 217	0,11 ± 0,15	∞	10 ± 17	0,03

Tabelle 4.11: Parameter der linearisierten Anpassungsfunktion für $c_{L,k}$ gemäß Gl. 4.35 für verschiedene Freiflugexperimente. Approximationsparameter x , deren Wert stark fehlerbehaftet ist ($\sigma_x > 2|x|$), sind kursiv gedruckt.

Die Anpassung der experimentellen Daten nach Gl. 4.34 für $c_{L,k}$ liefert nur eine schwache Übereinstimmung mit den Modellrechnungen, vgl. Tab. F.23. Die Resultate für die Approximation sind daher der Vollständigkeit halber im Anhang zu finden. Grund hierfür ist wahrscheinlich der noch stärker um den Ursprung begrenzte Datenbereich für r_k , verglichen mit r_s . Die Parameter der linearisierten Näherung sind in Tab. 4.11 angegeben. Auch hier konnten lediglich für Experiment A und evtl. C aussagekräftige Daten gewonnen werden. Dabei fällt auf, dass $c_{L,k}$ praktisch weder vom Parallelversatz r_s noch vom Neigungswinkel ϑ abhängig ist. Beide Größen beziehen sich auf die Ebene senkrecht zur Rotationsebene von $c_{L,k}$ und sind deshalb für diese Komponente des Drehimpulses irrelevant. Ausschlaggebend ist hier allein der orthogonale Versatz r_k , vgl. Abb. 4.14, der eine Verkippung bewirkt, bei welcher der Apex des Lightcrafts in Richtung Strahlmitte geneigt wird.

Die wesentlichen Abhängigkeiten der Lateral- und Drehimpulskoppelkoeffizienten von der Lage im Raum sind in Tab. 4.12 gezeigt.

	$c_{m,s}$	$c_{L,s}$	$c_{m,k}$	$c_{L,k}$
ϑ	-2 N/(MW·°)	-70 mN·m/(MW·°)	0	0
r_s	-0,4 N/(MW·mm)	+20 mN·m/(MW·mm)	0	0
r_k	0	0	-0,3 N/(MW·mm)	+40 mN·m/(MW·mm)

Tabelle 4.12: Orientierende Werte für die Abhängigkeit von \mathbf{c}_m und \mathbf{c}_L von der Lage im Raum aus belastbaren linearisierten Näherungen der Experimente A – D.

Kapitel 5

Flugdynamik

Der Einfluss der verschiedenen Impulskomponenten auf das Flugverhalten des Lightcrafts wird in Kap. 5.1 an ausgewählten Experimenten diskutiert. Sie beinhalten jedoch nur einen kleinen Ausschnitt der Bandbreite, in der relevante Parameter variiert werden können, die sich auf die Flugdynamik auswirken. Entsprechende Modellrechnungen zeigen Optimierungspotenzial und Grenzen hinsichtlich der Flugstabilität. Zur Schubvektorsteuerung nach [62] werden in Kap. 5.2 abschließend Experimente und Modellrechnungen zur Manipulierbarkeit des Impulsübertrags für einen kontrollierten Freiflug vorgestellt.

5.1 Flugbahnanalysen

Zur Untersuchung der Grenzen der Flugstabilität wurden Schwebexperimente durchgeführt, die in [14] eingehend beschrieben sind. Ziel war die Etablierung eines quasi-stationären Schwebezustands durch Anpassung von Laserpulsenergie und Repetitionsrate, in dem sich die Schwerkraft des Flugkörpers und der laserinduzierte Schub im zeitlichen Mittel kompensieren. Dazu wurde das Lightcraft zunächst mit wenigen Laserpulsen um einige Zentimeter angehoben, anschließend der Abstand zwischen zwei Pulsen auf $\frac{3}{2}T_{rep}$ erhöht und gleich darauf der Flug mit der ursprünglichen Repetitionsperiode T_{rep} fortgesetzt. Dadurch ging der (im Mittel) kräftefreie Steigflug in eine Schwebephase über, während der im Idealfall das Integral über die vertikale Geschwindigkeitskomponente gleich Null ist. Die experimentellen Parameter dieser Experimente sind in Tab. 4.3 aufgeführt (Exp. A – D). Im Gegensatz zum vorangegangenen Kapitel wurden bei der Auswertung Testflüge zur Optimierung von T_{rep} nicht berücksichtigt ebenso wie Flugabschnitte, die einer Störung der Laserpulsfolge, z.B. durch Bogenentladung, nachfolgten.

Bei orientierenden Experimenten zur Flugdynamik wurde in der Startposition der Lateralversatz des Lightcrafts gegenüber der Strahlmitte systematisch variiert. Diese Untersuchungen wurden mit sowie ohne Zündstift (Exp. E, [94] bzw. Exp. F in Tab. 4.3) bei konstanter Repetitionsrate durchgeführt.

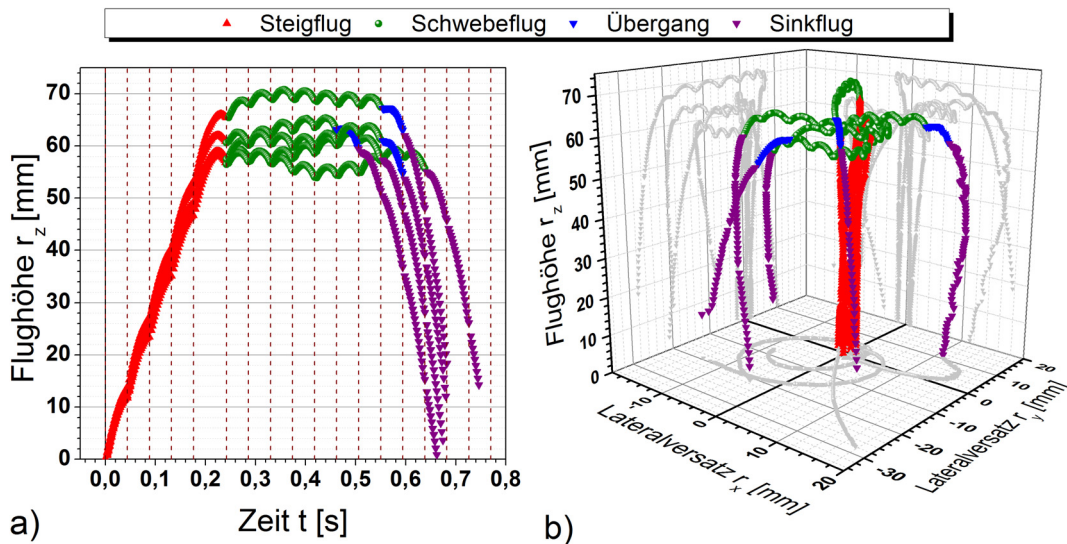


Abbildung 5.1: Weg-Zeit-Diagramm für die Flughöhe (a) mit den entsprechenden Trajektorien (b) für Flug Nr. 1741, 1742, 1743, 1749 und 1751 aus Schwebexperiment A. Die Zeitpunkte der Laserpulse sind in a) durch gestrichelte Linien angedeutet.

5.1.1 Vertikalbewegung

Abb. 5.1 zeigt einige Flugbahnen aus den Schwebexperimenten. Die Schwebephase (grün gekennzeichnet), die sich an den im zeitlichen Mittel nahezu beschleunigungs-freien Aufstieg des Lightcrafts anschließt, wird durch die Pause von $\frac{1}{2}T_{rep}$ in der Laserpulsfolge eingeleitet, endet jedoch bereits nach wenigen Pulsen und dauert nicht länger als eine halbe Sekunde. Wie an Hand der Projektionen der Flugbahnen in Abb. b) zu erkennen ist, fällt das Lightcraft mit zunehmendem Lateralversatz vom Strahl, was durch die Abnahme von $c_{m,z}$, vgl. Tab. 4.4, begründet ist. Allerdings deuten sich in den bogenförmigen Bodentrajektorien auch rücktreibende Kräfte an, wie es die Ergebnisse aus Kap. 4.3.2 erwarten lassen. Abb. 5.2 stellt den Verlauf von Neigungswinkel ϑ und Lateralversatz r_s bei verschiedenen Flügen für die Schwebephase und den Übergang in den Sinkflug dar. Eine Betrachtung der einzelnen Flüge zeigt, dass die Lateralbewegung bzgl. r_s in fast der Hälfte der Flüge während des Sinkflugs merklich abgebremst, für ebenso viele sogar umgekehrt wird. Das lässt darauf schließen, dass die Ursache für das Ende des Schwebezustandes hier nicht primär in der Lateralbewegung zu suchen ist. Vielmehr ist in vielen Fällen im kontinuierlichen Anstieg von ϑ eine mangelnde Kompensation der Kippbewegung zu erkennen, die schließlich zum Sinkflug führt. Vornehmlich tritt dieser Effekt für positive Werte von r_s auf, da sich hier der Einfluss von ϑ und r_s auf $c_{L,s}$ nahezu aufheben kann, vgl. Tab. 4.9 und 4.10, während $c_{L,s}$ maximal für negative Werte von r_s wird, wodurch die Flugbahn stabilisiert wird. Eine Abbremsung der Kippbewegung während des Sinkflugs kann bei deutlich weniger Flügen verzeichnet werden. Für den orthogonalen Lateralversatz r_k ist kein eindeutiger Trend zu verzeichnen. Aus den Flugbahnen der anderen Schwebexperimente ist hingegen zu erkennen, dass

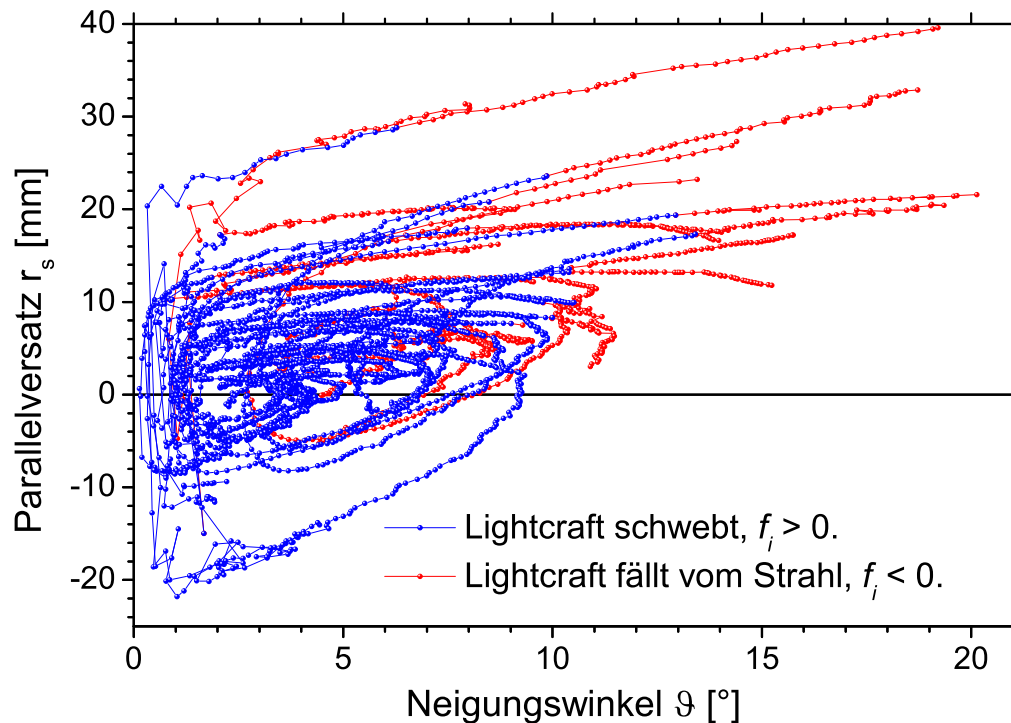


Abbildung 5.2: Neigungswinkel ϑ und Parallelversatz r_s zu den Flugbahnen aus Exp. A. Die Flugbahnen während des Schwebezustandes sind blau dargestellt, der Wechsel nach Rot bezeichnet den Übergang in den Sinkflug. Zur Definition von f_i vgl. [14].

der kritische Übergang vom Schwebeflug zum Sinkflug auch für andere Parameterkombinationen stattfindet, allerdings bevorzugt an den Umkehrpunkten von ϑ bzw. r_s . Dort verringert sich die Krümmung der $r_s - \vartheta$ -Trajektorie merklich aufgrund des kleiner werdenden rücktreibenden Lateral- bzw. Drehimpulsübertrags und führt zu einem spiralförmigen Auslaufen der Trajektorie.

5.1.2 Lateral- und Inklinationsbewegung

Lateralbewegung

Die Variation des Lateralversatzes $r_{\Delta,0}$ in der Startposition bei Exp. E bewirkt für $|r_{\Delta,0}| < 3$ mm eine Rückorientierung des Lightcrafts in Richtung Strahlmitte, wobei die Projektion $r_x(t)$ bzw. $r_y(t)$ der Lateralbewegung einen oszillierenden Verlauf zeigt, [91, 94]. Eine oszillierende Bewegung wurde auch in den Schwebexperimenten verzeichnet [14]. Während dies beim Vergleichsexperiment F ohne Zündstift nur in manchen Fällen beobachtet werden konnte, was sich auf die hier fehlende Abhängigkeit von $c_{m,s}$ von r_s zurückführen lässt, sorgte in den Schwebexperimenten die Kopplung an die Inklinationsbewegung durch die Abhängigkeit von ϑ in manchen Fällen für eine Rückorientierung zum Strahl, vgl. Kap. 4.3.2. Die Bodentrajektorien

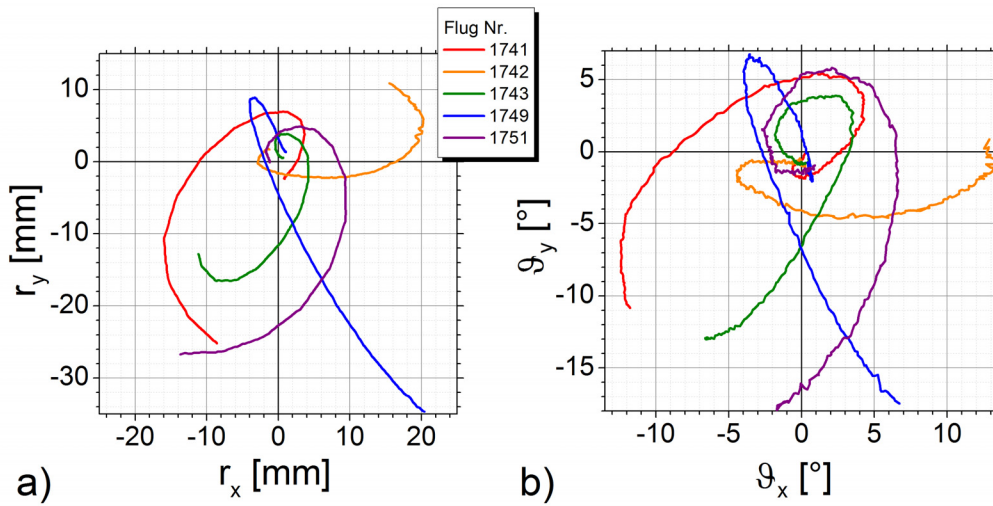


Abbildung 5.3: a) Bodentrajektorien r_y vs. r_x und b) Trajektorien ϑ_y vs. ϑ_x der Projektionen des Neigungswinkels für ausgewählte Flüge aus Exp. A.

$r_y(r_x)$ zeigen für die Experimente mit Zündstift einen spiralförmigen Verlauf [14]¹, vgl. Abb. 5.3 a), der in [85] für orientierende Experimente durch Kreissegmente angenähert wurde, um in Anlehnung an ähnliche Analysen zum LTD in [125] aus der Oszillation auf die mittlere rücktreibende Kraft zu schließen. Für eine detailliertere Analyse muss die Spiralförmigkeit der Bahnen mit berücksichtigt werden: Dazu wird neben einer Zentralkraft F_z , zu der eine äquivalente Federkonstante $D = -\frac{F_z(r)}{r}$ gehört [1], eine verbleibende repulsive Kraft $F_r = m \cdot a_r$ angenommen, die für bestimmte Parameterkombinationen von (ϑ, r_s, r_k) auftreten kann, vgl. auch [14]. Dann lässt sich die Lateralbewegung für r_x bzw. r_y approximieren durch

$$r_i(t) \approx r_{0,i} + \left(\hat{r}_i + v_{r,i} \cdot t + \frac{1}{2} a_i \cdot t^2 \right) \sin \left(2\pi \frac{t}{T_i} - \varphi_i \right), \quad (5.1)$$

was die Bestimmung von $F_r = m \cdot \sqrt{a_x^2 + a_y^2}$ und $D = m \cdot \pi^2 / (T_x + T_y)^2$ erlaubt. Die Ergebnisse für Exp. A - F, vgl. Abb. 5.4 zeigen für die einzelnen Datensätze, dass bei einer großen äquivalenten Federkonstante D die repulsive Kraft F_r schwach ausgeprägt ist und umgekehrt. Ferner steigen D und F_r bei zunehmender mittlerer Laserleistung \bar{P}_L an, vgl. Gl. 1.5. Allerdings übersteigt D den Vergleichswert $\tilde{D}_s = b_s^{(m)} \cdot \bar{P}_L$ bzw. $\tilde{D}_k = b_k^{(k)} \cdot \bar{P}_L$ mit b_s aus Tab. 4.6 bzw. Tab. 4.8 von max. 3 mN/mm (Exp. E) zuweilen um ein bis zwei Größenordnungen. Dieser Sachverhalt wie auch die Ursache für die repulsive Kraft kann auf die Kopplung zwischen Lateral- und Inklinationsbewegung zurückgeführt werden, s.u. Die Aussagekraft dieser Analyse wird jedoch durch die starke Streuung der Ergebnisse beeinträchtigt, die durch die Einschränkung des Datensatzes auf die Dauer des Freifluges auf $\Delta t \approx T$ bedingt ist.

¹In Exp. F ohne Zündstift wurde nur in manchen Experimenten eine Spiralbahn festgestellt.

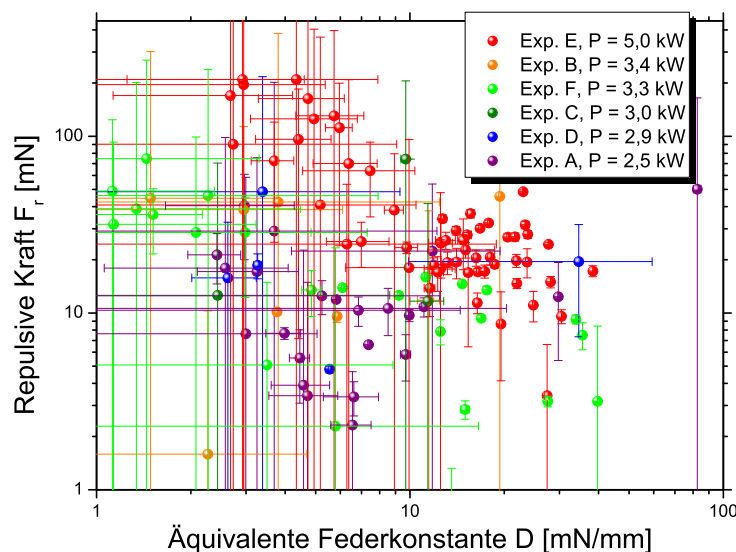


Abbildung 5.4: Die spiralförmigen Bodentrajektorien können durch eine äquivalente Federkonstante D und eine repulsive Kraft F_r modelliert werden.

Inklinationsbewegung

Auch die Projektionen ϑ_x und ϑ_y zeigen für die Experimente mit Zündstift einen oszillierenden Verlauf, der sich in entsprechenden spiralförmigen Trajektorien ϑ_y vs. ϑ_x widerspiegelt, vgl. Abb. 5.3 b). Auch für einige Flüge ohne Zündstift aus Exp. F konnte dies beobachtet werden, was einen weiteren Hinweis darauf gibt, dass bei Verkippung des Lightcrafts gegen die Propagationsachse des Laserstrahls nicht allein die differentielle Energiedichte am Zündstift die Impulskomponenten beeinflusst. Die spiralförmigen Trajektorien aus Abb. 5.3 b) lassen sich als Drehung der Knotenlinie in der x-y-Ebene interpretieren, die auf die Abhängigkeit zwischen $c_{L,k}$ und r_k zurückgeht, vgl. Tab. 4.11. Die Ergebnisse der Approximation der Inklinationsbewegung in Analogie zu oben gemäß

$$\vartheta_i(t) \approx \vartheta_{0,i} + \left(\hat{\vartheta}_i + \omega_i \cdot t + \frac{1}{2} \alpha_i \cdot t^2 \right) \sin \left(2\pi \frac{t}{T_{\vartheta,i}} - \varphi_{\vartheta,i} \right), \quad (5.2)$$

mit einem rücktreibenden Drehmoment M_c und der äquivalenten Federkonstante $D_r = -\frac{M_c(\vartheta)}{\vartheta} = J \cdot \pi^2 / (T_{\vartheta,x} + T_{\vartheta,y})^2$ sowie einem repulsiven Drehmoment $M_\vartheta = J \cdot \alpha = J \cdot \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2}$, wobei α_i die i-Komponente der zugehörigen Winkelbeschleunigung ist, sind in Abb. 5.5 gezeigt. Auch hier liegt D_r zumeist eine Größenordnung höher als der aus b_ϑ in Tab. 4.10 bzw. Tab. 4.11 berechnete Vergleichswert $\tilde{D}_{r,s} = b_\vartheta^{(L)} \cdot \bar{P}_L$ bzw. $\tilde{D}_{r,k} = b_\vartheta^{(L,k)} \cdot \bar{P}_L$ von max. 0,2 mNm/° (Exp. B). Dies deutet auf den Einfluss der Lateralposition hin, wie bereits oben angemerkt. Allerdings findet man im Gegensatz zur Lateralbewegung einen höheren repulsiven Anteil M_c für eine größere Federkonstante D_r . Dies steht im Zusammenhang mit den Unterschieden in der Kopplung zwischen Lateral- und Inklinationsbewegung, zumal für $c_{m,s}$ der Approximationsparameter b_ϑ negativ ist, während bei der linearen Approximation von $c_{L,s}$ zumeist $b_s > 0$ ist, vgl. Tab. 4.6 und 4.10.

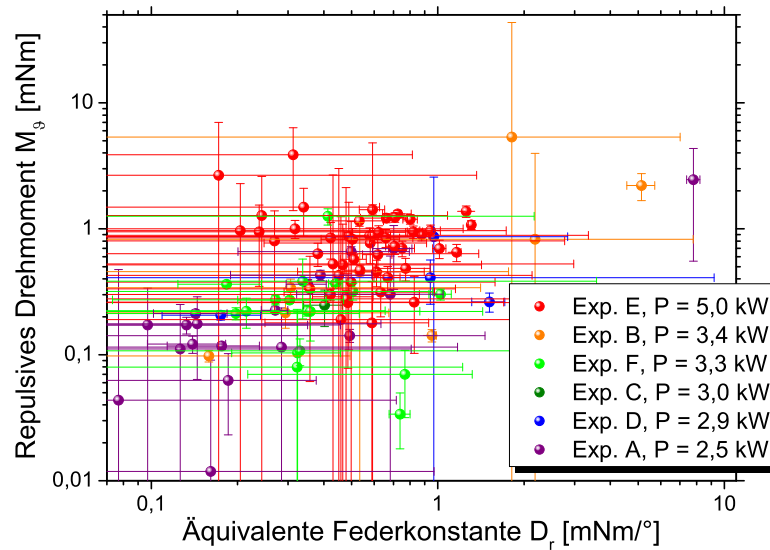


Abbildung 5.5: Modellierung der spiralförmigen $\vartheta_x - \vartheta_y$ -Trajektorien durch eine äquivalente Federkonstante D_r und ein repulsives Drehmoment M_ϑ .

Kopplung von Lateral- und Inklinationsbewegung

Da der repulsive Anteil von $c_{m,s}$ bzw. $c_{L,s}$ von der Kombination der Parameter r_s, ϑ abhängt, ermöglicht die Analyse der $r_i - \vartheta_i$ -Trajektorien ein tieferes Verständnis der bisherigen Ergebnisse. Abb. 5.6 zeigt eine Übersicht dieser Trajektorien für Experiment A. Während die Orientierung der spiralförmigen Bodentrajektorien bzw. $\vartheta_x - \vartheta_y$ -Trajektorien nicht festgelegt war, vgl. Abb. 5.3, ist hier ein einheitlicher Umlaufsinn zu erkennen, der für die Experimente A-E gleich ist. Bei der Lateralbewegung im ersten und dritten Quadranten treten wegen $b_\vartheta^{(m)} < 0$ und $b_s^{(m)} < 0$ rücktreibende Lateralimpulse auf, vgl. Tab. 4.6 mit $k \equiv 0$ und $\vartheta = \vartheta_i$, im zweiten und vierten Quadranten jedoch dominiert $b_\vartheta^{(m)} < 0$, woraus repulsive Lateralimpulse resultieren. In diesen Quadranten treten hingegen rücktreibende Drehimpulse wegen $b_\vartheta^{(L)} < 0$ und $b_s^{(L)} > 0$ auf, vgl. Tab. 4.10 mit $k \equiv 0$ und $\vartheta = \vartheta_i$, die im ersten bzw. dritten Quadranten wegen $b_s^{(L)} > 0$ abgeschwächt werden. Anstelle einer Federkonstante für Lateral- bzw. Inklinationsbewegung wäre daher eher von einer Federvariablen zu sprechen, da rücktreibende Impulse bzw. Drehimpulse zunächst zu einer Position führen, in der die Rückstellkraft bzw. das Rückstellmoment deutlich niedriger ist. Dies ergibt eine schlingende Flugbahn, in der das Lightcraft bei seitlichem Versatz gegen die Strahlmitte zunächst den Apex in Richtung Laserstrahl ausrichtet und dann die Strahlmitte überfliegt, bevor es sich erneut zum Strahl hin orientiert, allerdings mit wachsender Amplitude von Neigung und Lateralversatz, was schließlich zum Ende des lasergetriebenen Freifluges führt. Für Experiment F (ohne Zündstift) zeichnet sich eine derartige Regelmäßigkeit nicht ab.

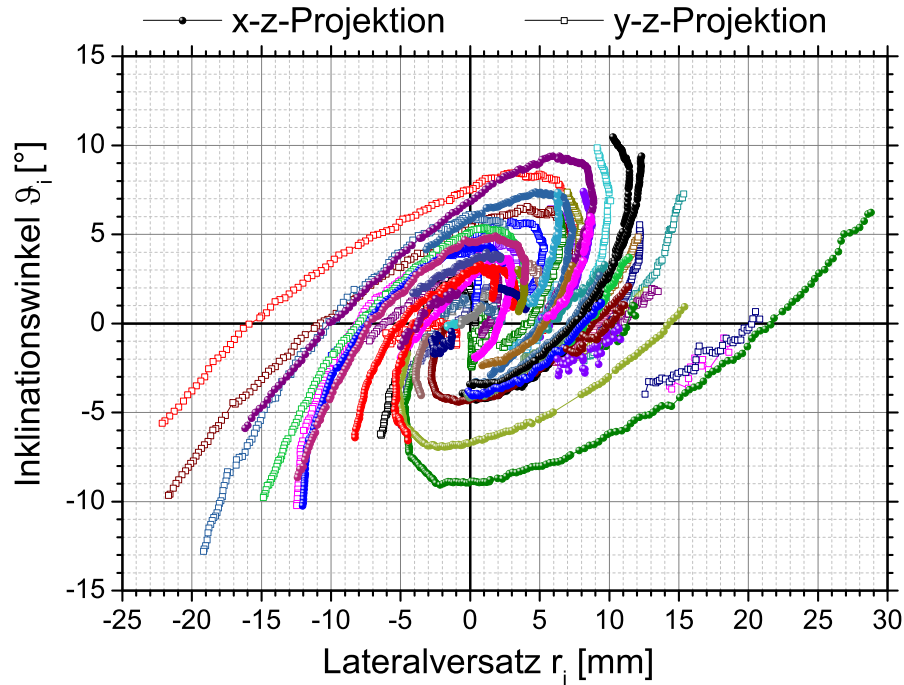


Abbildung 5.6: Trajektorien aus dem Schwebexperiment A: Gezeigt ist der Verlauf $\vartheta_x(r_x)$ bzw. $\vartheta_y(r_y)$ von Inklinationwinkel und Lateralversatz für die Schwebephase der verschiedenen Flüge.

5.1.3 Flugstabilitätsanalyse

Kontinuierliche Näherung

Zur Interpretation der spiralförmigen Strukturen in Abb. 5.6 wird eine stark vereinfachte Form des Linearisierungsansatzes nach Gl. 4.35 für die Komponenten des Impulskoppelkoeffizienten gewählt:

$$\begin{pmatrix} b_i^{(m)} & b_{\vartheta,i}^{(m)} \\ b_i^{(L)} & b_{\vartheta,i}^{(L)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i \\ \vartheta_i \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} c_{m,i} \\ c_{L,i} \end{pmatrix} \underset{T_{rep} \rightarrow 0}{\approx} \frac{1}{\bar{P}_L} \begin{pmatrix} m \cdot \ddot{r}_i \\ J \cdot \dot{\vartheta}_i \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

Die Indices (m) und (L) bezeichnen die Approximationsparameter von Lateral- bzw. Inklinationbewegung gemäß Gl. 4.35, wobei für r_s die Koordinate des Schwerpunktes und nicht, wie in Kap. 4, der Lightcraft-Öffnung verwendet wurde. Unter Vernachlässigung der Bewegung orthogonal zur untersuchten Ebene ist $b_{\vartheta,i} = b_{\vartheta}$ und $b_i = b_s$. Die Lösung des linearen Differentialgleichungssystems 5.3 für die Grenzfall der kontinuierlichen Bewegung mit $T_{rep} \rightarrow 0$ bei $\bar{P}_L = \text{const.}$ mittels Lösung der charakteristischen Gleichung [122]² führt für die Anfangsbedingungen $r(0) = r_0$, $\vartheta(0) = \vartheta_0$, $\dot{r}(0) = \dot{\vartheta}(0) = 0$ auf eine spiralförmige Bewegung der Form

$$\begin{pmatrix} r(t) \\ \vartheta(t) \end{pmatrix} \approx \exp(\kappa t) \begin{pmatrix} \hat{r} \cos(\omega t + \varphi) \\ \hat{\vartheta} \cos(\omega t + \varphi + \Delta\varphi) \end{pmatrix}, \quad (5.4)$$

²a.a.O., S. 394 ff., vgl. auch [101], S. 223 ff.

vgl. Kap. D.4, wenn für die Diskriminante δ gilt:

$$\delta = \left(\frac{b_i^{(m)}}{m} - \frac{b_{\vartheta,i}^{(L)}}{J} \right)^2 + 4 \frac{b_{\vartheta,i}^{(m)} b_i^{(L)}}{m \cdot J} < 0. \quad (5.5)$$

Die Koeffizienten κ , ω sind dann gegeben durch

$$\kappa = \frac{1}{2} \sqrt{\bar{P}_L \left(\frac{b_i^{(m)}}{m} + \frac{b_{\vartheta,i}^{(L)}}{J} + \sqrt{\left(\frac{b_i^{(m)}}{m} + \frac{b_{\vartheta,i}^{(L)}}{J} \right)^2 - \delta} \right)}, \quad (5.6)$$

$$\omega = \frac{\bar{P}_L \sqrt{-\delta}}{4 \kappa} > 0.$$

Exp.	Ebene	δ	$\kappa^{(cont)}$	$T^{(cont)}$	$\kappa^{(rep)}$	$T^{(rep)}$
Nr.		10^{-4}s^{-2}	s^{-1}	s	s^{-1}	s
A	x - z	$-12,6 \pm 2,6$	$2,77 \pm 0,26$	$0,78 \pm 0,11$	$3,04 \pm 0,05$	$0,66 \pm 0,01$
A	y - z	$-6,5 \pm 1,8$	$2,07 \pm 0,27$	$0,81 \pm 0,15$	$3,53 \pm 0,03$	$0,69 \pm 0,01$
B	x - z	$-9,1 \pm 2,7$	$4,09 \pm 0,48$	$0,99 \pm 0,19$	$3,63 \pm 0,05$	$0,89 \pm 0,02$
B	y - z	$-6,3 \pm 2,0$	$3,91 \pm 0,47$	$1,14 \pm 0,23$	$2,48 \pm 0,11$	$0,87 \pm 0,02$
C	x - z	$-4,0 \pm 1,4$	$2,68 \pm 0,40$	$1,14 \pm 0,26$	$2,83 \pm 0,06$	$0,75 \pm 0,02$
C	y - z	$-6,1 \pm 2,6$	$3,45 \pm 0,55$	$1,18 \pm 0,31$	$2,21 \pm 0,41$	$0,83 \pm 0,01$
D	x - z	$+5,0 \pm 5,1$	n.d.	$1,10 \pm 0,97$	$2,69 \pm 0,12$	$0,66 \pm 0,02$
D	y - z	$-5,6 \pm 3,8$	$3,09 \pm 0,90$	$1,13 \pm 0,51$	$3,93 \pm 0,18$	$0,82 \pm 0,01$

Tabelle 5.1: Gegenüberstellung von Diskriminante und Koeffizienten von Gl. 5.3 auf Grundlage der Approximationsdaten aus Tab. F.24 und Tab. F.25 (kontinuierliche Näherung, Index *cont*) mit dem gewichteten Mittel der Koeffizienten aus der Approximation von $\vartheta_i(t)$ und $r_i(t)$ gemäß Gl. 5.4 (gepulster Freiflug, Index *rep*).

Die entsprechenden Resultate für die Freiflugexperimente sind in Tab. 5.1 aufgeführt, die Ergebnisse der Modellrechnungen für die Trajektorien von Experiment A sind in Abb. 5.7 a) für verschiedene Anfangswerte gezeigt. Die kontinuierliche Näherung der Bewegung durch Gl. 5.3 weist eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen der gepulsten Freiflüge auf, und erlaubt daher eine Vorhersage der Flugbahn für längere Flugzeiten. Bei einem Start mit einem großen anfänglichen Lateralversatz und/oder Neigungswinkel verlässt das Lightcraft den Laserstrahl bereits innerhalb einer Sekunde. Aber auch für sehr kleine Justierungenauigkeiten beim Start zeichnet sich bereits nach wenigen Sekunden eine Spiralbewegung ab, bei der sich das Lightcraft weit vom Laserstrahl entfernt, vgl. Abb. 5.7 a). Damit erklärt sich auch die relativ kurze Dauer der Schwebephase in den Experimenten A – D. Der zeitliche Verlauf des Lateralversatzes für verschiedene Anfangswerte in Abb. 5.7 b) illustriert deutlich die mangelnde Flugstabilität für diese Lightcraft-Konfiguration. Die Parameter der anderen Schwebexperimente liefern ähnliche Resultate. Abweichend davon ist für Experiment D, E und F jeweils in der x-z-Ebene die Diskriminante δ positiv sowie negativ in der y-z-Ebene. Vor dem Hintergrund der zumeist

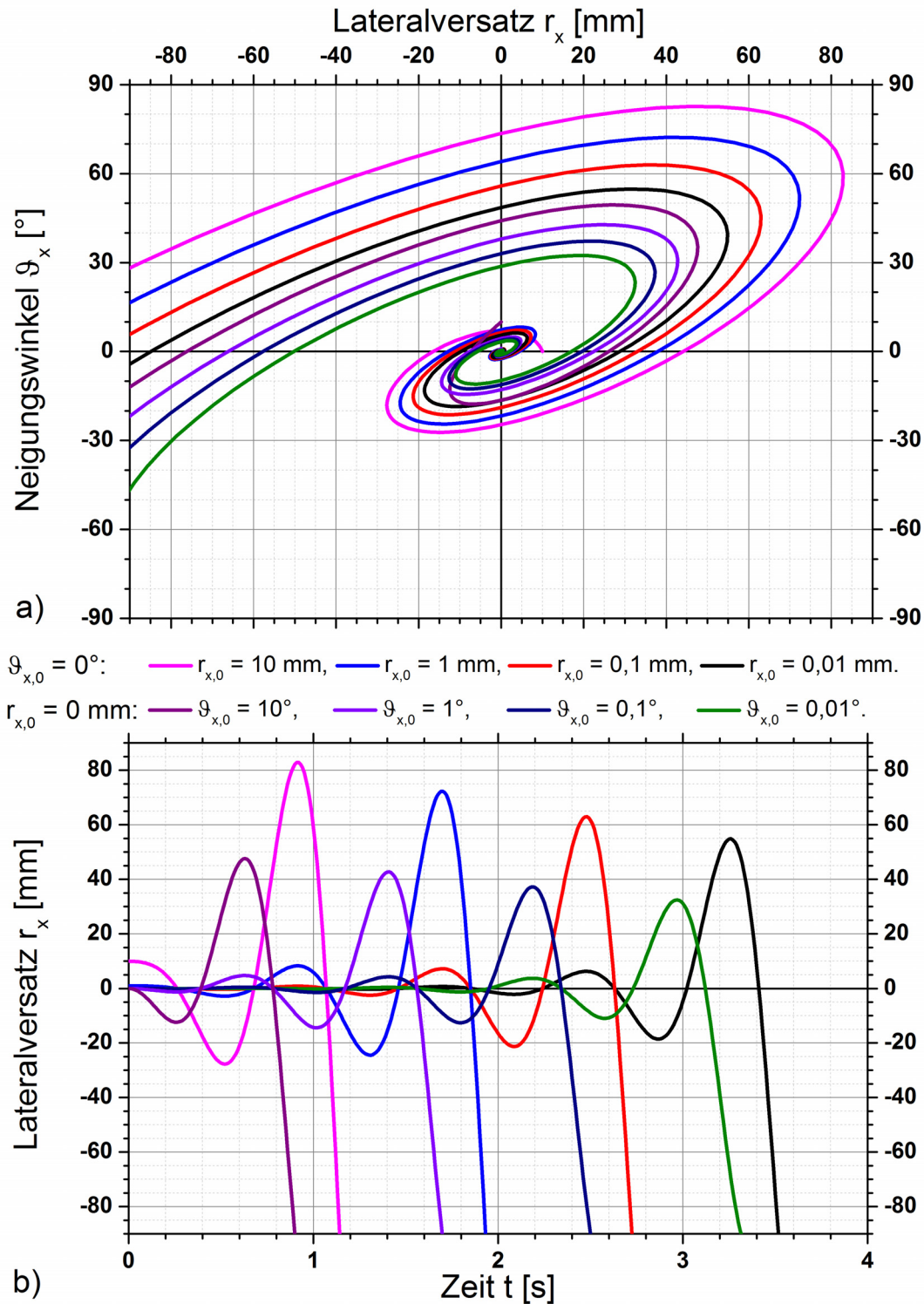


Abbildung 5.7: a) Trajektorien für Lateralversatz $r_x = x$ und Neigung $\vartheta = \vartheta_x$ des Lightcrafts aus Experiment A sowie b) zeitlicher Verlauf des Lateralversatzes in den ersten vier Sekunden des Freifluges für verschiedene Anfangswerte. Spätestens bei $|r_x| > 90$ mm wird das Lightcraft von der Laserstrahlung nicht mehr erreicht.

schwachen Korrelation der Approximation mit den experimentellen Daten lässt sich daraus jedoch keine tragfähige Aussage ableiten.

Die Aufteilung des übertragenen Impulses in Lateral- und Rotationskomponenten hängt bei gegebenem Angriffspunkt des Impulsvektors wesentlich von der Lage des Schwerpunktes und damit von den strukturellen Komponenten des Flugkörpers sowie der Nutzlast ab, wie in Abb. 5.8 gezeigt. Bei dieser Simulation wurde der Vektor \mathbf{p} des Impulsübertrages berechnet, vgl. Kap. D.3. Im Gegensatz zu den einzelnen Komponenten von \mathbf{c}_m und \mathbf{c}_L ist \mathbf{p} nicht von den spezifischen Parametern m , J und z_{CMS} abhängig, was eine Zusammenfassung der 743 Pulse aus Experiment A, C und D bei $E_L \approx 110$ J erlaubt sowie die Neuberechnung von \mathbf{c}_m und \mathbf{c}_L für eine Verschiebung des Schwerpunktes. Für die Lateralbewegung existiert in den meisten Fällen

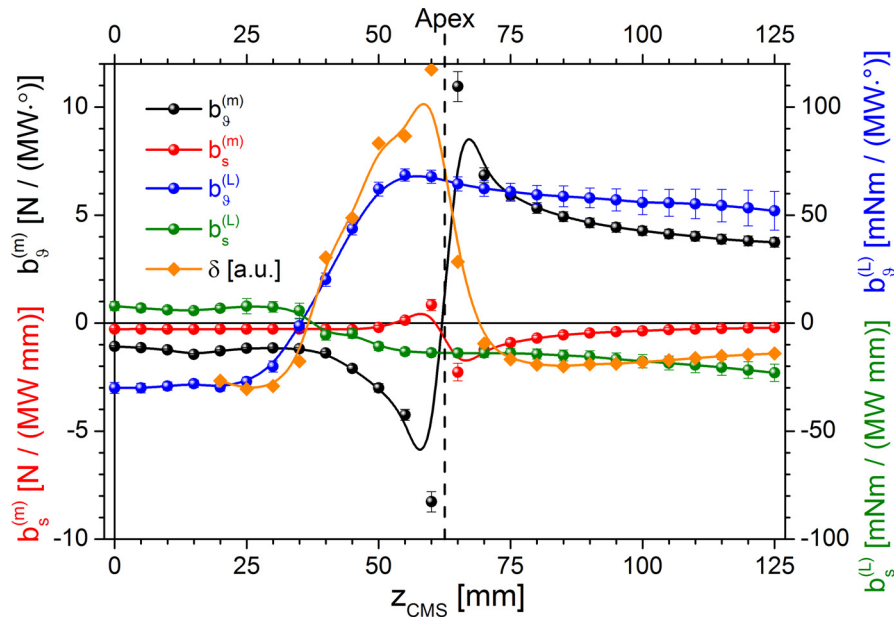


Abbildung 5.8: Parameter der Approximationsfunktionen für $c_{m,s}$ und $c_{L,s}$ gemäß Gl. 4.35 auf Basis der experimentellen Daten unter Variation der Höhe z_{CMS} des Schwerpunktes über der Lightcraftöffnung. Da r_s und ϑ im Bereich von ± 10 mm, bzw. $\pm 10^\circ$ variieren, erlaubt die Skalierung eine gewisse Vergleichbarkeit zwischen r_s - und ϑ -Abhängigkeit. Die zugehörige Diskriminante δ wurde für die zugehörigen Konfigurationen aus Lightcraft mit Nutzlast in Form eines Aluminiumzylinders mit einer Masse $m_p = 5 - 110$ g (16 - 22 mm Durchmesser) berechnet, der in der Höhe $z = 70$ mm aufliegend transportiert wird.

ein rücktreibender Impulsübertrag ($b_s^{(m)} < 0$), die Abhängigkeit vom Neigungswinkel ϑ ist jedoch ausgeprägt und überwiegt deutlich ($b_\vartheta^{(m)} < 0$), wenn der Schwerpunkt in der oberen Hälfte des Lightcrafts oder darüber liegt. Befindet sich der Schwerpunkt oberhalb des Apex, kehrt sich die Abhängigkeit der Lateralbewegung vom Neigungswinkel um ($b_\vartheta^{(m)} > 0$). Für die Inklinationsbewegung ist der rücktreibende Drehimpulsübertrag ($b_\vartheta^{(L)} < 0$) nur gewährleistet, wenn der Schwerpunkt in der unteren Hälfte des Lightcrafts liegt. Befindet sich der Schwerpunkt weiter oben, ändert sich auch das Vorzeichen für die Kopplung zwischen Drehbewegung und Lateralver-

satz. Der Verlauf dieser Koeffizienten lässt sich auf verschiedene Vorzeichenwechsel zurückführen, denen die einzelnen Komponenten der Impulskoppelkoeffizienten bei Variation von z_{CMS} unterworfen sind. Für den Transport einer Nutzlast oberhalb des Lightcrafts wurde exemplarisch die Diskriminante δ aus Gl. 5.5 berechnet. Befindet sich der Schwerpunkt in der oberen Hälfte des Lightcrafts, sind beide Kopplungsterme, $b_{\vartheta}^{(m)}$ und $b_s^{(L)}$, negativ, so dass δ insgesamt positiv wird. Daher ist unter diesen Bedingungen theoretisch ein stabiler Flug möglich. Es konnten jedoch keine Anfangsparameter gefunden werden, die zu einer stabilen Flugbahn führten. Außerdem sind die grundsätzlichen Annahmen über die Flugbewegung stark vereinfacht.

Zumindest kann festgestellt werden, dass die Kopplung zwischen Neigungswinkel und Lateralversatz bei Lateralbewegung und Inklinationsbewegung unter gewissen Randbedingungen ein stabiles Flugverhalten unterbindet und bereits bei kleinsten Abweichungen von der Strahlmitte bzw. Strahlrichtung in kurzer Zeit zum Ende des lasergetriebenen Freifluges führt. Falls für die Erweiterung von Gl. 5.3 auf vier Dimensionen ($r_x, r_y, \vartheta_x, \vartheta_y$) Parameterkombinationen existieren, die in der Praxis ein stabiles Flugverhalten ermöglichen, ist die technische Realisierung einer Lightcraft-Konfiguration, welche zu einer solchen Parameterkombination für den Impulsübertrag führt, eine sehr komplexe Herausforderung. Möglicherweise ist daher eine vollständige Entkopplung von Lateral- und Inklinationsbewegung erforderlich und nur durch eine Entkopplung, d.h. physikalische Trennung, von Düse und fokussierender Optik zu erreichen, wie es z.B. im russischen ASLPE verwirklicht ist [60].

Auf einfacherem Wege kann die Entkopplung durch eine Unterdrückung der Inklinationsbewegung, z.B. mittels Spin-Stabilisierung wie beim US-amerikanischen LTD [3], erreicht werden. In diesem Fall geht Gl. 5.3 mit $\vartheta \equiv 0$ und $b_i^{(m)} < 0$ (vgl. Tab. 4.6 und mit Ausnahmen Tab. F.24) in eine einfache Schwingungsgleichung für die Lateralbewegung über. Nach [58] ist für $\vartheta \equiv 0$ der rücktreibende Lateralimpuls des hier untersuchten Lightcrafts zwar deutlich geringer als der des LTD, aber eine wesentliche Optimierung ist möglich, wenn eine Matrix aus verschiedenen Düsen mit geeigneter Neigung verwendet wird, wie es bereits für das parabolische Lightcraft vorgeschlagen wurde [126]. Mittels der experimentellen Ergebnisse zum lateralen Impulskoppelkoeffizienten lässt sich dieses Konzept nun konkretisieren, indem das Maximum von $c_{m,s}$ bei $\approx -10^\circ$ berücksichtigt wird, vgl. Abb. 5.9. Zur Abschätzung von $c_{m,z}$ bei einer wabenförmigen Anordnung aus 7 Düsen vgl. Gl. 3.3.

Für eine aktive Regelung zur Flugstabilisierung ist es erforderlich, den Detonationsprozess dahingehend zu beeinflussen, dass die Kopplung zwischen Lateralversatz und Neigung aufgehoben wird, so dass $b_{\vartheta,i}^{(m)} = b_i^{(L)} \equiv 0$ ist. In [62] wurde durch die Verwendung eines schwenkbaren Zündstifts eine Möglichkeit zur Schubvektorsteuerung aufgezeigt, die in Kap. 5.2 diskutiert wird.

In diesem Abschnitt wurde zur Lösung der Bewegungsgleichungen vereinfachend die Abschwächung der Impulskopplungskomponenten mit zunehmenden Versatz bzw. größerer Neigung vernachlässigt. Es ist anzunehmen, dass die Berücksichtigung des Lorentzprofils sowie der Bewegung orthogonal zur untersuchten Koordinatenebene lediglich zu einer noch geringeren Flugstabilität führt. Außerdem sind bei Repeti-

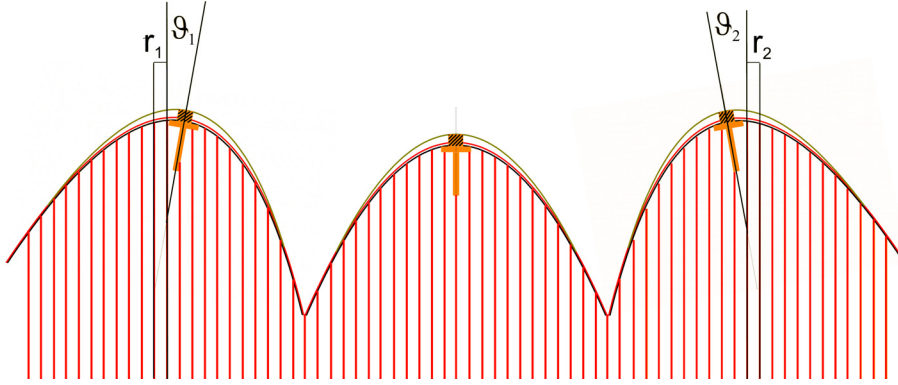


Abbildung 5.9: Querschnitt durch die wabenförmige Düsenanordnung für eine spinstabilisierte Lightcraft-Konfiguration mit zentraler Düse sowie sechs geneigten äußeren Düsen mit verstärktem rücktreibenden Lateralimpuls. Die geometrischen Parameter ergeben sich aus der Approximation für $c_{m,s}$ zu $(\vartheta_{1,2}, r_{1,2}) = (\pm\vartheta_c, \pm r_{c,s}) \approx (\mp 10^\circ, \mp 10 \text{ mm})$, vgl. Tab. 4.5.

tionsraten von maximal $f_{rep} \approx 50 \text{ Hz}$ die Zeitabschnitte, in denen das Lightcraft unkontrolliert frei fliegt, relativ groß. Dieser Aspekt wird im Folgenden untersucht.

Gepulster Flug

Die Untersuchung der gepulsten Bewegung ist an das Konzept zur Berechnung von Julia-Mengen angelehnt, vgl. auch [94]. Für eine Funktion $f : \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$, die i.a. ein Polynom in z ist, das zusätzlich von einem konstanten Kontrollparameter $c \in \mathbb{C}$ (*seed value*) abhängt, ist die ausgefüllte Julia-Menge J_f durch

$$J_f = \left\{ z \in \mathbb{C} \mid \lim_{n \rightarrow \infty} |f(z, c)^{on}| < \infty \right\} \quad (5.7)$$

gegeben [127]³. Julia-Mengen können eine fraktale Dimension aufweisen [128]⁴. Da nichtlineare dynamische Systeme durch Fraktale beschrieben werden können [129, 130], werden für den Flug des Lightcrafts, der den nichtlinearen Feldern der Impulskoppelkoeffizienten \mathbf{c}_m und \mathbf{c}_L unterworfen ist, unter Vernachlässigung der Reibungskräfte die Abbildung $f^{(LC)} : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ definiert durch

$$r_n = r_{n-1} + v_{r,n}/f_{rep}, \quad (5.8)$$

$$\vartheta_n = \vartheta_{n-1} + \omega_n/f_{rep}, \quad (5.9)$$

$$z_n = z_{n-1} + v_{z,n}/f_{rep} - \frac{g}{2f_{rep}^2} \quad (5.10)$$

³a.a.O., S. 258

⁴a.a.O., S. 198

sowie die Abbildung $v_f^{(LC)} : \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}^3$ durch

$$v_{r,n} = v_{r,n-1} + E_L/m \cdot c_{m,s}(\vartheta_{n-1}, r_{n-1}), \quad (5.11)$$

$$\omega_n = \omega_{n-1} + E_L/J \cdot c_{L,s}(\vartheta_{n-1}, r_{n-1}), \quad (5.12)$$

$$v_{z,n} = v_{r,n-1} - \operatorname{sgn}(n-1) \cdot g/f_{rep} + E_L/m \cdot c_{m,z}(\vartheta_{n-1}, r_{n-1}), \quad (5.13)$$

Dann ist $J_f^{(LC)}$ mit

$$J_f^{(LC)} = \left\{ (r_0, \vartheta_0, z_0) \mid \lim_{n \rightarrow \infty} f(r_0, \vartheta_0, z_0)^{on} \in C^{(LC)}, z_0 = v_{z,0} = v_{r,0} = \omega_0 = 0 \right\} \quad (5.14)$$

in Analogie zur Definition der Julia-Menge gegeben⁵, wobei

$$C^{(LC)} = \{(r, \vartheta, z) \mid (|r| < 90 \text{ mm}) \wedge (|\vartheta| < \pi/2) \wedge (z > 0)\} \quad (5.15)$$

ist. Für $(r_n, \vartheta_n, z_n) \in C^{(LC)}$ bedeutet dies, dass direkt vor dem $n+1$ -ten Puls noch theoretisch die Möglichkeit eines Impulsübertrags während des Fluges auf das Lightcraft besteht. Divergentes Verhalten von $f^{(LC)}$ in Bezug auf $C^{(LC)}$ ist hingegen gleichbedeutend mit dem Ende des gepulsten Freifluges, während sich der Parameterbereich von Anfangsbedingungen, die zu einer selbststabilisierenden Flugbahn führen, durch $J_f^{(LC)}$ beschreiben lässt. Bei diesem Modell werden Lateral- und Inklinationsbewegung explizit auf eine Dimension reduziert, die Bewegung orthogonal zur Neigungsebene wird zur Vereinfachung vernachlässigt.

Für die Anwendung dieses Konzepts auf die bisherigen Ergebnisse wurde der Flug des Lightcrafts aus Experiment A unter Berücksichtigung von Gl. 2.18 mit der Annahme simuliert, dass $c_{m,s}$ und $c_{L,s}$ linear mit einhüllendem Lorentzprofil approximiert werden können, vgl. Tab. 4.6 und 4.10, alternativ wurde die Überlagerung zweier Lorentzfunktionen verwendet, wie in Tab. 4.5 und 4.9 angegeben. In beiden Fällen wurden für den axialen Impulsübertrag die Werte aus Tab. 4.4 verwendet und vereinfachend $r_k \equiv 0$ angenommen. Aus den Flugbahnen für die Anfangsparameter $r_0 = -30 - +30$ mm Lateralversatz (Schrittweite $\Delta r_0 = 0,1$ mm) sowie $\vartheta = 0 - 15^\circ$ Neigungswinkel (Schrittweite $\Delta \vartheta = 0,1^\circ$) in den ersten fünf Sekunden des gepulsten Freifluges wurde die maximale Flugdauer gemäß Gl. 5.14 berechnet, vgl. Abb. 5.10. Bei $\bar{P}_L = 2,5$ kW zeigt sich eine gleichmäßige Abhängigkeit der maximalen Flugdauer von der Genauigkeit der Justierung. Dies entspricht den Ergebnissen der kontinuierlichen Näherung, vgl. Abb. 5.7 b), wobei der Bereich stabiler Anfangsparameter seinen Schwerpunkt im ersten und dritten Quadranten hat, was wahrscheinlich durch die Vorzeichenkombination der Approximationsparameter für $c_{m,s}$ und $c_{L,s}$ bedingt ist. Bei Verdopplung von \bar{P}_L zeigt das lineare Modell mit Lorentzprofil (Abb. c)) für $c_{m,s}$ und $c_{L,s}$ einen stabilen Parameterbereich mit einer

⁵Die durch $f^{(LC)}$ definierte Abbildung $\tilde{f}^{(LC)} : \mathbb{C} \rightarrow \mathbb{C}$ mit $r_{n-1} + i\vartheta_{n-1} \rightarrow r_n + i\vartheta_n$ ist aufgrund der impliziten Abhängigkeit von $v_f^{(LC)}$ nicht eindeutig in \mathbb{C} definiert. Daher ist $\tilde{f}^{(LC)}$ nicht meromorph und $J_f^{(LC)}$ keine Julia-Menge im strengen Sinne der Definition gemäß [128].

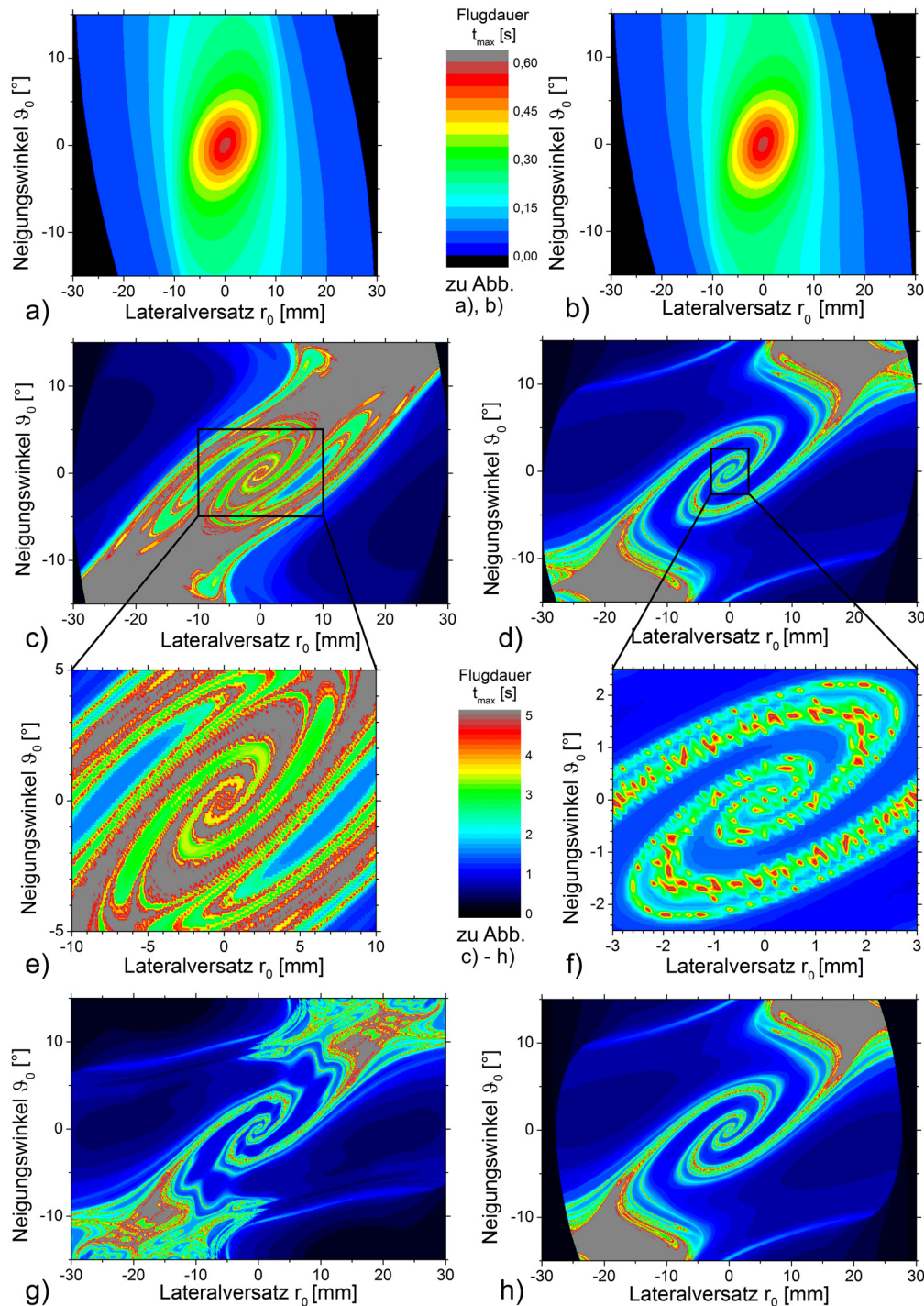


Abbildung 5.10: Simulation der maximalen Flugdauer t_{max} des Lightcrafts für verschiedene Laserburstparameter und Impulskomponentenmodelle in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen bei $\bar{P}_L = 2,5$ kW (Abb. a, b) sowie $\bar{P}_L = 5$ kW (Abb. c - h). Zur Berechnung von $c_{m,s}$ und $c_{L,s}$ wurden die Ergebnisse der Approximation mit zwei Extrema bzw. in Abb. a), c), e) der Linearisierung mit einhüllendem Lorentzprofil verwendet. Grau gekennzeichnete Bereiche in Abb. c) - h) entsprechen Anfangsparametern, die während der ersten fünf Sekunden zu einem stabilen Flug führen. Laserburstparameter: a), b) $E_L = 100$ J, $f_{rep} = 25$ Hz, c) - f) $E_L = 100$ J, $f_{rep} = 50$ Hz, g) $E_L = 400$ J, $f_{rep} = 12,5$ Hz, h) $E_L = 25$ J, $f_{rep} = 200$ Hz.

Ausdehnung von $\Delta r_0 \approx 15 - 20$ mm, dessen Zentrum in etwa auf einer Geraden mit der Steigung $|b| \approx |(b_s^{(m)} \cdot b_\vartheta^{(L)}) / (b_\vartheta^{(m)} \cdot b_s^{(L)})| \approx 0,5^\circ/\text{mm}$ liegt, wobei dieser Zusammenhang nicht systematisch verifiziert wurde. Interessanterweise ist für einen großen Neigungswinkel beim Start, $|\vartheta_0| > 6^\circ$ für einen breiten Parameterbereich $|r_0| > 5$ mm im ersten und dritten Quadranten für die ersten fünf Sekunden ein stabiler Flug möglich. In diesen Quadranten wirken wegen $b_\vartheta^{(m)} < 0$ und $b_\vartheta^{(L)} < 0$ rücktreibende Impulse bzw. Drehimpulse, während dies in den anderen beiden Quadranten nur für den Drehimpuls gegeben ist. Wegen der negativen Diskriminante δ für Experiment A ist jedoch davon auszugehen, dass auch in den genannten Bereichen der Flug nicht dauerhaft stabil ist. Im Bereich um die Nullposition hingegen, verläuft der Übergang zu instabilen Flugbahnen bei größer werdendem $|r_0|$ nicht kontinuierlich, sondern hier beeinflussen bereits geringfügige Parameteränderungen die Flugdauer wesentlich (Abb. e)). Dieses Phänomen kann als Schmetterlings-Effekt aufgefasst werden [131]. Er tritt bei $f_{rep} = 25$ Hz vermutlich deswegen nicht auf, weil dort die mittlere Laserleistung auf die Gewichtskraft des Lightcrafts abgestimmt war, so dass verminderter Schub durch Neigung oder Versatz bereits nach kurzer Zeit zum Abstürzen des Flugkörpers führt. Bei $f_{rep} = 50$ Hz hingegen kann die Flugdynamik über einen längeren Zeitraum simuliert werden. Der grau gekennzeichnete Bereich stabiler Anfangsparameter weist um den Ursprung zudem eine spiralförmige Struktur mit zwei Armen auf, die in die breiteren Bereiche großer Abweichungen von der Nullposition einmünden. Diese Spiralstruktur spiegelt den Verlauf der $\vartheta_i(r_i)$ -Trajektorien aus Abb. 5.6 wider.

Deutlicher ist diese Spiralstruktur für das Impulskomponentenmodell mit zwei Extrema, vgl. Gl. 4.26, zu erkennen. Während die Simulation bei $f_{rep} = 25$ Hz (Abb. b) ähnliche Resultate liefert wie die Linearisierung (Abb. a), zeigt sich bei $f_{rep} = 50$ Hz (Abb. d) in der Spiralstruktur ein stark ausgeprägter Schmetterlings-Effekt. Hier sind nur vereinzelte und sogar im Bereich der Nullposition sehr kleine Parameterbereiche zu finden, die zu einem stabilen Flug führen. Hingegen sind für $|\vartheta_0| \approx (|\vartheta_c^{(m)}| + |\vartheta_c^{(L)}|)/2 \approx 14^\circ$ und $|r_0| \approx |r_{c,s}^{(m)}| + |r_{c,s}^{(L)}| \approx 11$ mm im ersten und dritten Quadranten ebenfalls ausgeprägte Bereiche stabiler Anfangsparameter zu finden. Auch dieser Zusammenhang mit den Approximationsparametern ist rein empirisch und kann anhand dieser exemplarischen Analyse nicht generalisiert werden, ebenso wie eine systematische Untersuchung der auftretenden Bifurkationen wegen der rechenzeitbedingten Eingrenzung der untersuchten Flugdauer auf 5 s nicht möglich ist.

Allerdings erlauben die Berechnungen eine Abschätzung, die in der kontinuierlichen Näherung nicht möglich ist: Bei fester Laserleistung ($\bar{P}_L = 5$ kW) wurde f_{rep} variiert. Wie bereits in [94] für das zweidimensionale Modell auf Raytracing-Basis, vgl. Kap. 4.2.2, berichtet, sind die Bereiche stabiler Anfangsbedingungen bei großem f_{rep} , vgl. Abb. 5.10 d), h), stärker ausgeprägt und zusammenhängender als bei kleinem f_{rep} , vgl. Abb. g). Obwohl die zeitlich gemittelten Lateralkräfte und Drehmomente in beiden Fällen von ähnlicher Größenordnung sind, beeinflussen die Laserpulse bei hohen Repetitionsraten häufiger die Bewegung des Lightcrafts, wodurch eine bessere Kontrolle des Fluges ermöglicht wird.

5.2 Aktive Schubvektorsteuerung

Das Vorliegen eines Schmetterlingseffektes in den Startparametern bezüglich der Flugstabilität erfordert die Einführung eines dynamischen Kontrollparameters zur Realisierung eines tragfähigen Antriebskonzeptes. Die strahlbezogene Selbstausrichtung des Flugkörpers ermöglicht zwar in gewissen Grenzen eine stabile Flugbahn, gewährleistet jedoch keine vollständige Kontrolle über den Flugkörper. Zudem unterliegt die Zuverlässigkeit der Selbstausrichtung statistischen Schwankungen, die durch eine Veränderung des Strahlprofils auf Grund atmosphärischer Turbulenzen bedingt sind. Einerseits müssen diese Probleme wie auch die Frage nach der Strahlnachführung generell mit dem Einsatz aktiver optischer Verfahren adressiert werden, andererseits ist die Implementierung einer Vorrichtung am Lightcraft selbst zur Schubvektorsteuerung sinnvoll, um eine schnelle *onboard*-Regelung zu ermöglichen. Zu diesem Zweck wurde ein einfaches Verfahren in [62] vorgestellt. Es beruht auf der Auslenkung des Zündstiftes um den Winkel α_S gegen die Symmetrieachse des Paraboloids. Durch die Verlagerung der Zündstiftoberfläche in der Brennebene des Paraboloids wurde die Verlagerung des Zentrums der Detonation und damit eine Richtungsänderung des Schubvektors erwartet [62], vgl. Abb. 5.11.

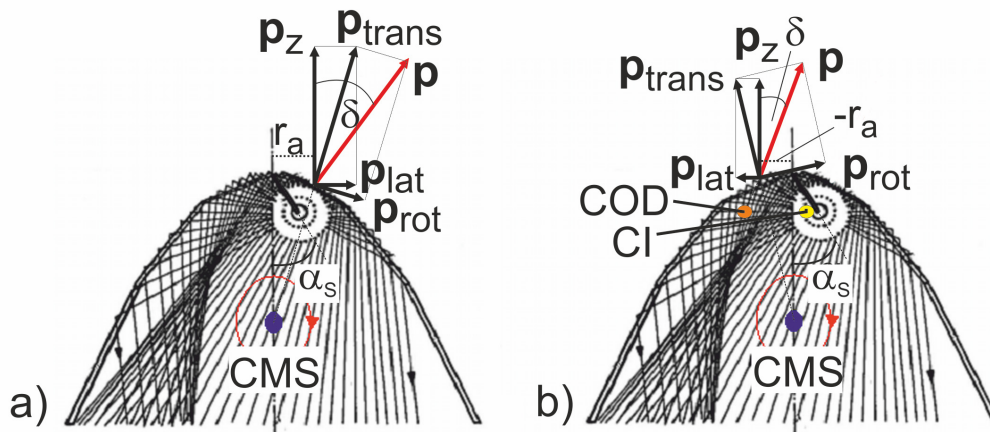


Abbildung 5.11: Ausbreitung der Stoßwellen der Detonation im Lightcraft bei geneigtem Zündstift ($\alpha_S > 0$) nach [62], vgl. auch [92]: a) zunächst erwarteter resultierender Impuls \mathbf{p} sowie Schubwinkel δ und Koordinate r_a des Angriffspunktes, b) Rekonstruktion des Impulses bei geneigtem Treibstoffzylinder auf der experimentellen Datenbasis aus [13] mit dem virtuellen Zentrum der Detonation (COD, *centre of detonation*), vgl. Kap. 5.2.2, und dem Schwerpunkt der Energiedichteverteilung auf dem Zylinder (CI, *centre of intensity*), vgl. Kap. 5.2.1.

5.2.1 Modellierungen zur Schubvektorsteuerung

Energiedichteverteilungen

Da sich bei geneigtem Zündstift der Ausgangspunkt der laserinduzierten Detonation nicht mehr auf der Symmetrieachse des Lightcrafts befindet, liegt es nahe, das verlagerte Detonationszentrum durch die Bestimmung des Schwerpunktes der Energiedichteverteilung („*centre of intensity*“, Index CI) gemäß

$$\mathbf{r}_{CI} = \frac{\int \Phi(\tilde{\varphi}, z) \mathbf{r} dV}{\int \Phi(\tilde{\varphi}, z) dV} \quad (5.16)$$

zu berechnen, wie in [92] ausgeführt. Dort wurde unter Verwendung von Strahlmodell IIa (Gitterabstand $\Delta = 1$ mm) für die Nullposition des Lightcrafts ($\vartheta = r_s = r_k \equiv 0$) die Energiedichteverteilung auf Treibstoffzylindern aus POM bei $\alpha_S = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ und 40° berechnet, die zur Erhöhung des Impulsübertrages in den ersten Experimenten in [13] anstelle des Zündstiftes verwendet wurden. In Abhängigkeit vom Durchmesser des Treibstoffzylinders ist eine Verschiebung von r_{CI} um mehrere Millimeter in Richtung von α_S sowie eine Verlagerung nach oben deutlich zu erkennen.

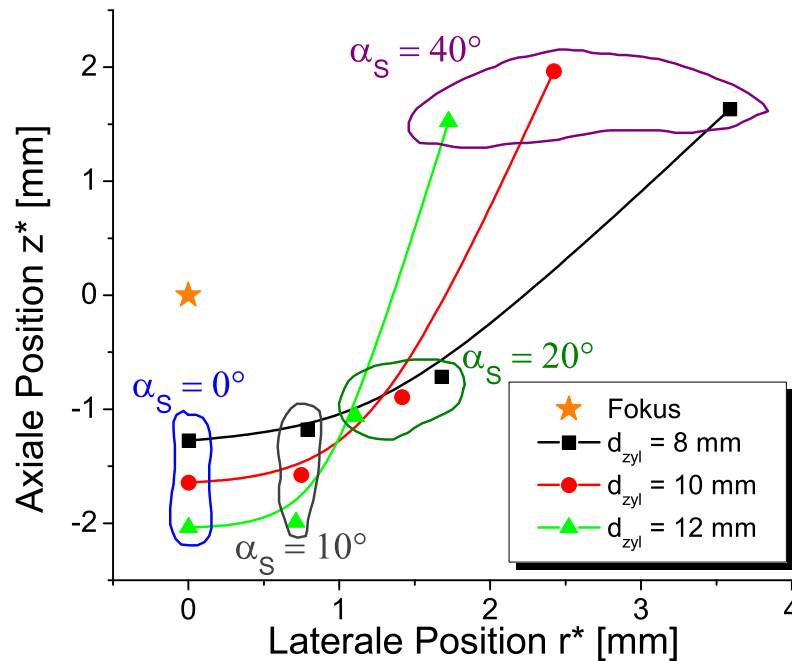


Abbildung 5.12: Verlagerung des Schwerpunktes der Energiedichteverteilung bei Verkippung des Treibstoffstiftes mit Durchmesser d_{zyl} um den Winkel α_S gegen die Symmetrieachse des Lightcrafts, vgl. [92].

Impulskomponenten

Aus den Energiedichteverteilungen auf einem geneigten Zündstift ($d_{zyl} = 2$ mm, $\alpha_S = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ und 20° , Strahlmodell IV, $\Delta = 1$ mm) wurden die Komponenten des Impulskoppelkoeffizienten gemäß Gl. 4.16, 4.17 und 4.19 in Abhängigkeit von der Lage des Lightcrafts im Raum bestimmt. Dazu wurde r_s von $-60 - +60$ mm (Schrittweite $\Delta r_s = 5$ mm) sowie ϑ von $-10^\circ - +10^\circ$ (Schrittweite $\Delta\vartheta = 2^\circ$, bzw. 1° zwischen -2° und $+2^\circ$) variiert, wobei der Zündstift in der Neigungsebene des Lightcrafts geneigt und die Bewegung senkrecht zu dieser Ebene vernachlässigt wurde. Der laterale Impulskoppelkoeffizient kann durch die Funktion $f_i^{(\alpha)}(\vartheta_i, r_i)$ mit

$$f_i^{(\alpha)}(\vartheta_i, r_i) \approx \sum_{j=1}^2 \frac{c_j^{(\alpha)}}{\left[1 + \left(\frac{r_i - r_{c,j}^{(\alpha)}}{\sigma_{r,j}^{(\alpha)}}\right)^2\right] \left[1 + \left(\frac{\vartheta_i - \vartheta_{c,j}^{(\alpha)}}{\sigma_{\vartheta_j}^{(\alpha)}}\right)^2\right]} \quad (5.17)$$

angenähert werden, die im Gegensatz zu Gl. 4.26 nicht mehr punktsymmetrisch zum Ursprung ist, wie in Abb. 5.13 gezeigt, vgl. auch Abb. 4.7. Mit größer werdendem α_S verlagert sich die Position des Maximums von $\vartheta_{c,1}^{(\alpha)} \approx 1^\circ$ nach 9° sowie die Position $\vartheta_{c,2}^{(\alpha)}$ des Minimums von $\approx -1^\circ$ nach $\approx +4^\circ$. Auch wenn sich die Energie-

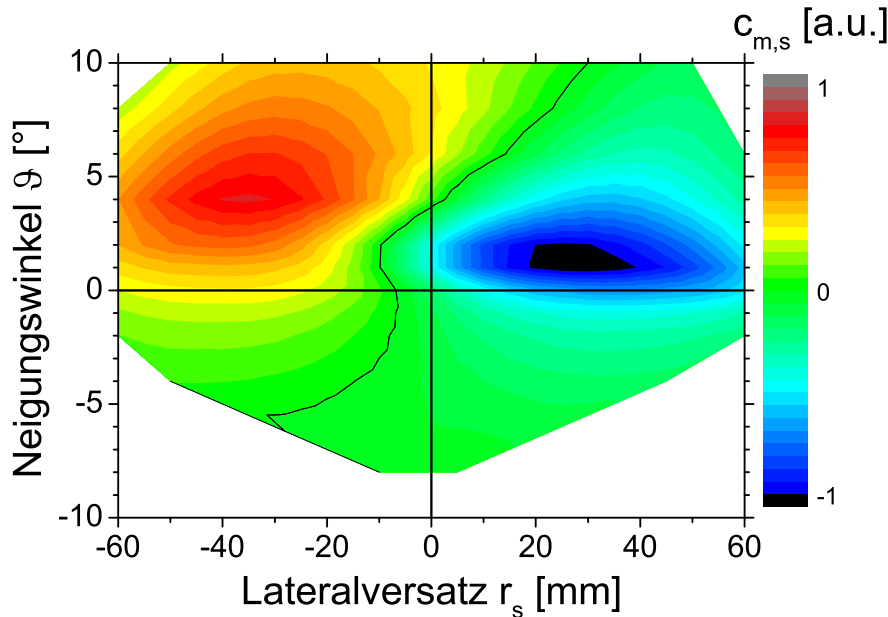


Abbildung 5.13: Lateraler Impulskoppelkoeffizient aus Energiedichteverteilungen auf dem Zündstift mit $\alpha_S = +10^\circ$ gegenüber der Symmetrieachse des Lightcrafts.

dichteverteilung zu Beginn des Laserpulses als nur eingeschränkt aussagekräftig zur Modellierung des Impulsübertrages herausgestellt hat, lässt sich zumindest ableiten, dass die lineare Näherung der Impulskomponenten wegen der Verlagerung der Extrema von $c_{m,s}$ zu größeren Werten von ϑ hin nicht mehr punktsymmetrisch zum Ursprung sein wird. Bei $\alpha_S > 0$ findet man für die Approximation gemäß Gl. 4.36

$b_0^{(m)}, b_0^{(L)} < 0$ ($\vartheta_y = r_y \equiv 0$). Außerdem geht die Abhängigkeit von Lateralversatz und Neigungswinkel mit zunehmendem α_S zurück, da die Extrema von $c_{m,s}$ dort weniger stark ausgeprägt sind.

5.2.2 Flugexperimente mit ablativem Treibstoff

Die experimentellen Untersuchungen zur Steuerung mit einem geneigtem Treibstoffzylinder aus POM, vgl. Detail in Abb. 2.8, wurden im Rahmen von [13] durchgeführt und sind in [85, 92] beschrieben. Es kamen dort Zylinder mit Durchmessern von 8, 10 und 12 mm bei Laserpulsenergien von 30 – 95 J zum Einsatz, um einen größeren Gesamtschub auch im Hinblick auf den unten beschriebenen Flugdemonstrator zu erzielen. Für die Einzelpulseexperimente wurden die Komponenten des Impulsübertrages auf den Flugkörper in der Nullposition ($\vartheta = r_s = r_k = 0$) bei verschiedenen Winkeln $\alpha_s = 0^\circ, \pm 10^\circ, \pm 20^\circ$ und $\pm 40^\circ$ analysiert, wobei die Bewegung senkrecht zur Neigungsebene des Treibstoffzylinders nicht untersucht wurde. Aus der vektoriellen Addition der Impulskomponenten wurden der Schubwinkel δ sowie die Koordinate r_a des Angriffspunktes des Impulsvektors abgeleitet, wie in Abb. 5.11 b) dargestellt. Für Treibstoffzylinder mit $d_{zyl} = 12$ mm ist dies exemplarisch bei verschiedenen Laserpulsenergien in Abb. 5.14 gezeigt. Hier stimmen die Modellierungen für die Impulskomponenten, bei denen wegen der Ausrichtung des Treibstoffjets senkrecht zur Zylinderoberfläche in grober Näherung ein Korrekturfaktor $\cos \alpha_S$ berücksichtigt wurde, zwar vergleichsweise gut mit den experimentellen Ergebnissen überein, allerdings wurde dieser Vergleich nur für die Nullposition durchgeführt, während die oben diskutierten Diskrepanzen zwischen Modell und Experiment bei der Berücksichtigung der Lage des Lightcrafts im Raum in Hinblick auf Lateralversatz und Neigung auftraten.

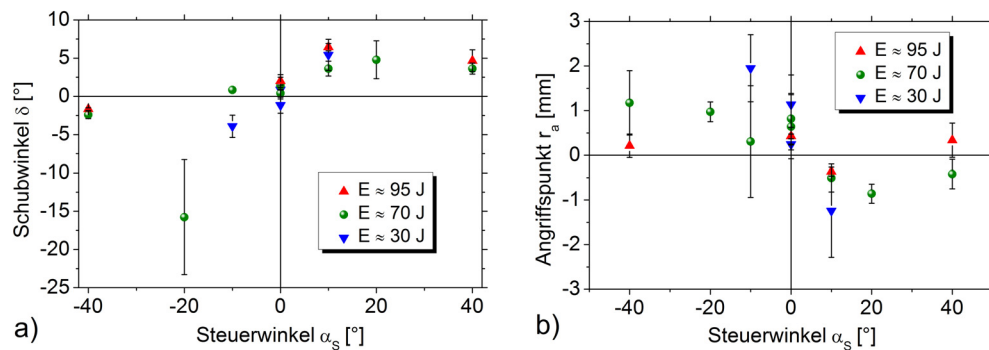


Abbildung 5.14: Schubwinkel δ und Lateralkoordinaten r_a des Angriffspunktes des Impulsvektors aus Einzelpulseexperimenten mit einem um α_S geneigtem Treibstoffstift aus POM bei verschiedenen Laserpulsenergien E_L , vgl. [85,92].

Als wesentliches Ergebnis dieser Experimente konnte festgestellt werden, dass das virtuelle Zentrum der Detonation („*centre of detonation*“, Index COD in Abb. 5.11 b), welches in entgegengesetzter Verlängerung des Schubvektors in Höhe

der Brennebene des Paraboloids vermutet wird, sich auf der *gegenüberliegenden* Seite des Schwerpunktes CI der Energiedichteverteilung befindet. War zunächst angenommen worden, die laser-induzierte Detonation würde sich durch Schwenken des Zünd- oder Treibstoffstiftes *mit* dem Stift im Paraboloid verlagern, da sie am Stift ihren Ursprung hat, so befindet sich ihr vermuteter Schwerpunkt auf der gegenüberliegenden Seite. Entscheidend für den resultierenden Impulsübertrag ist offensichtlich neben den Anfangsbedingungen die Entwicklung der LSD-Welle im Prozessverlauf. Für deren Ausbreitung steht auf der dem Zündstift gegenüberliegenden Seite des Paraboloids ein größeres Düsenvolumen zur Verfügung, in dem sich die LSD-Welle durch die an der Wand reflektierte Strahlung weiter aufheizen kann, bevor sie gegen den, auf dieser Seite größeren aktiven Teil der Düsenwand trifft. Dies steht in unmittelbarem Zusammenhang mit den Abweichungen zwischen dem Modell für die Impulskomponenten basierend auf der Energiedichteverteilung zu Beginn des Laserpulses (Kap. 4.2) und den experimentellen Befunden (Kap. 4.3), die zum Teil eine entgegengesetzte Abhängigkeit von ϑ zeigen.

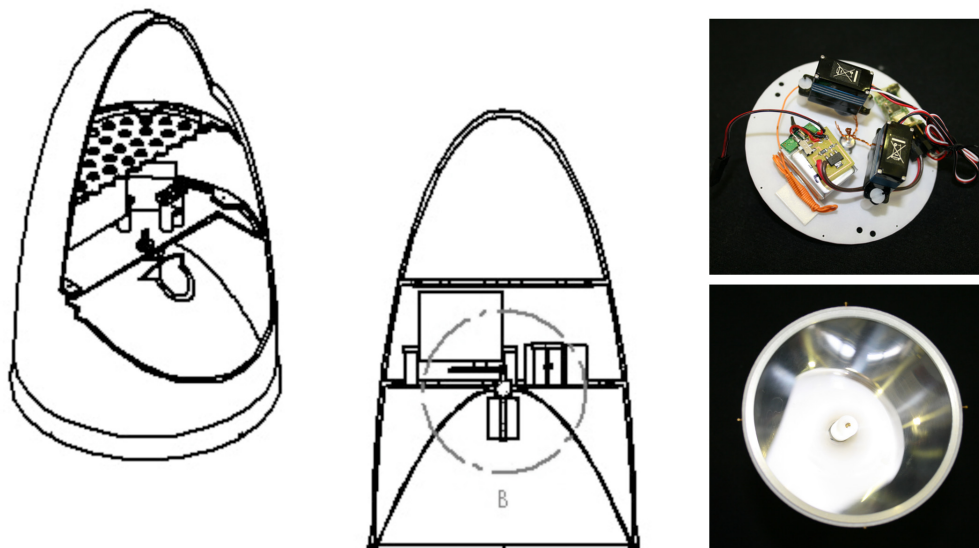


Abbildung 5.15: Skizze des Flugdemonstrator mit Steuereinheit auf der mittleren Ebene und Raum für Nutzlast auf der oberen Ebene, aus [132].

In [13] wurde ein einfaches Flugmodell entwickelt, das die prinzipielle Realisierbarkeit einer integrierten Schubvektorsteuerung demonstriert. Es besteht neben einer Einheit für die vorgesehene Nutzlast aus einer fernsteuerbaren Vorrichtung mit zwei Servomotoren zum Schwenken des Treibstoffstiftes in der darunter befindlichen Düse, vgl. Abb. 5.15. Zusammen mit zwei LiPo-Akkus zur Stromversorgung von Motoren und Empfänger wiegt diese Modellrakete lediglich 154 g und konnte daher in gepulsten Freiflügen bei $\bar{P} = 3,2$ kW erfolgreich getestet werden [85]. Wegen der kurzen Flugdauer wurde α_S über die Fernsteuerung zwar fest vorgegeben, jedoch zeigte sich in Testflügen eine deutliche Abhängigkeit der Flugrichtung von α_S , vgl. Abb. 5.16.

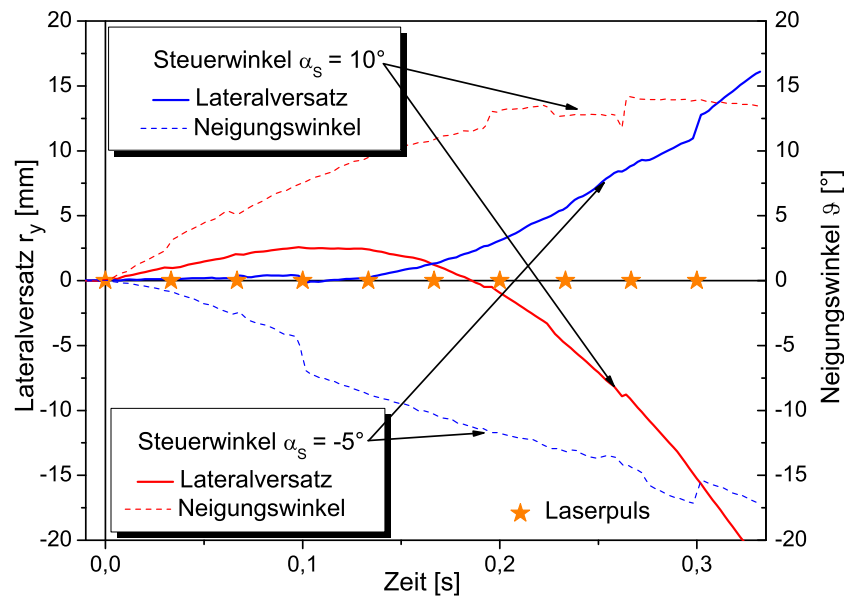


Abbildung 5.16: Verlauf von Neigungswinkel und Lateralversatz für gepulste Freiflüge mit dem Demonstratormodell bei vorgegebenem Steuerwinkel α_S , vgl. [85,92], dort jedoch mit abweichender Vorzeichenkonvention für ϑ .

5.2.3 Gepulste Freiflüge mit geneigtem Zündstift

Impulskomponentenanalyse

Für die Untersuchung der Steuerung in Abhängigkeit von Lateralversatz und Neigung des Lightcrafts wurden gepulste Freiflüge mit jeweils 10 Laserpulsen von $E_L \approx 93$ J bei $f_{rep} \approx 34$ Hz durchgeführt, wobei der Lateralversatz r_x in der Startposition zwischen 0 und +13 mm sowie die Neigung α_S des Zündstifts in der x-z-Ebene zwischen -20° und $+20^\circ$ variiert wurde, vgl. Tab. 5.2. Da aus Symmetriegründen $c_{m,x}(\vartheta_x, r_x, -\alpha) = -c_{m,x}(-\vartheta_x, -r_x, \alpha)$ ist (und Entsprechendes für $c_{L,x}$ gilt), wurden die Datensätze für α_S und $-\alpha_S$ jeweils zusammengefasst. Auf dieser Grundlage wurden in Abhängigkeit von α_S der axiale Impulskoeffizient durch

$$c_{m,z}(\vartheta_x, r_x, \vartheta_y, r_y) \approx \frac{c_z}{\prod_j^{x,y} \left[1 + \left(\frac{\vartheta_j}{\sigma_{\vartheta,j}^{(z)}} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{r_j}{\sigma_{r,j}^{(z)}} \right)^2 \right]} \quad (5.18)$$

approximiert und die Koeffizienten der linearen Näherung mit einhüllendem Lorentzprofil für $c_{m,x}$, $c_{m,y}$, $c_{L,x}$ und $c_{L,y}$ gemäß Gl. 4.36 bestimmt. Für die x-z-Ebene sind die Koeffizienten in Abb. 5.17 gezeigt, eine vollständige Auflistung befindet sich in Tab. F.24 und F.25. Es ist zu erkennen, dass die Abhängigkeit sowohl von $c_{m,x}$ als auch von $c_{L,x}$ vom Neigungswinkel ϑ deutlich gegenüber der x-Abhängigkeit dominiert. Durch die Neigung des Zündstifts um α_S verschiebt sich der Schwerpunkt der Energiedichteverteilung auf die Seite des Zündstifts, die der Symmetrieachse des Lightcrafts zugewandt ist. Die LSD-Welle, die sich auf dieser Seite ausbreitet,

Flug	N_f	α_s	m	J_{xx}	z_{CMS}	x_{CMS}	N_{cm}
Nr.		deg	g	$\text{g}\cdot\text{cm}^2$	mm	mm	
2143 – 2157	18	-20	43,90	529	26,9	-0,24	131
2203 – 2217	18	-10	43,90	529	26,9	-0,12	140
2112 – 2126	18	-5	43,91	529	26,9	-0,06	125
2158 – 2184	18	0	43,58	525	26,6	0	128
2087 – 2111	18	5	43,91	529	26,9	0,06	131
2188 – 2202	18	10	43,90	529	26,9	0,12	133
2127 – 2142	18	20	43,90	529	26,9	0,24	143

Tabelle 5.2: Übersicht der Freiflugexperimente (Experiment G) zur Steuerung mit geneigtem Zündstift: Masse m und Trägheitsmoment J_{xx} des Lightcrafts, Lage des Schwerpunktes (x_{CMS}, z_{CMS}), Anzahl N_f der ausgewerteten Flüge und Anzahl N_{cm} der auswertbaren Impulsüberträge.

kann die Laserstrahlung auf der gegenüberliegenden Seite teilweise abschirmen und den differentiellen Impulsübertrag dort abschwächen. Daher sind $b_0^{(m,x)}$ und $b_0^{(L,x)}$ negativ, vgl. Kap. 5.2.1. Auf diese Weise wird ein ähnlicher Effekt erzielt wie durch die Kippung des Lightcrafts um den Winkel $\vartheta > 0$ bei $\alpha_S = 0$, was sich darin ausdrückt, dass die Abhängigkeiten von ϑ , vgl. $|b_{\vartheta,x}^{(m,x)}|$ und $|b_{\vartheta,x}^{(L,x)}|$, mit zunehmendem $|\alpha_S|$ kleiner werden, wie bereits in den Modellrechnungen vorhergesagt, allerdings im Modell mit abweichendem Vorzeichen, wie bereits für $c_{m,s}$ in Kap. 4.3.2 diskutiert.

Die Koeffizienten von Lateral- und Inklinationsbewegung zeigen durch ihren ähnlichen Verlauf in Bezug auf α_S , dass Lateral- und Drehimpulsübertrag über den vektoriellen Impulsübertrag \mathbf{p} eng miteinander verknüpft sind. Eine Entkopplung von Lateral- und Inklinationsbewegung ist daher auf diesem Wege offensichtlich nicht möglich, lediglich eine Modifizierung des Impulsübertrages auf das Lightcraft.

Modellierungen zur dynamischen Regelung

Ähnlich wie in den $\vartheta_x(r_x)$ -Trajektorien aus Abb. 5.6 zeichnet sich auch hier die Instabilität des Fluges im zweiten und vierten Quadranten der Trajektorie ab, wo $b_{\vartheta,x}^{(m,x)}$ wegen $\text{sgn}(\vartheta_x) \cdot \text{sgn}(b_{\vartheta,x}^{(m,x)}) = \text{sgn}(r_x)$ einen repulsiven Einfluss auf die Lateralbewegung hat. Da die Lateralbewegung deutlich stärker von ϑ_x als von r_x abhängt, wurde versucht, diesen Einfluss durch Variation von α_S zumindest abzuschwächen. Wie aus Abb. 5.17 ersichtlich, lässt sich dies für $|\alpha_S| = 5^\circ$ bzw. 20° erreichen. Wählt man außerdem im zweiten und vierten Quadranten $\text{sgn}(\alpha_S) = \text{sgn}(r_x)$, lässt sich wegen $\text{sgn}(r_x) = -\text{sgn}(b_0^{(m,x)})$ (aus Symmetriegründen) die repulsive Wirkung von $c_{m,x}$ weiter verringern. An Hand dieser Überlegungen wurden die ersten fünf Sekunden im gepulsten Freiflug des Lightcrafts in Abhängigkeit der Startparameter ϑ_x, r_x für $E_L = 100$ J und $f_{rep} = 35$ Hz berechnet. Die maximale Flugdauer ist, wie oben in Anlehnung an das Konzept der Julia-Mengen, in Abb. 5.18 dargestellt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass der Einsatz der Schubvektorsteuerung in dieser Wei-

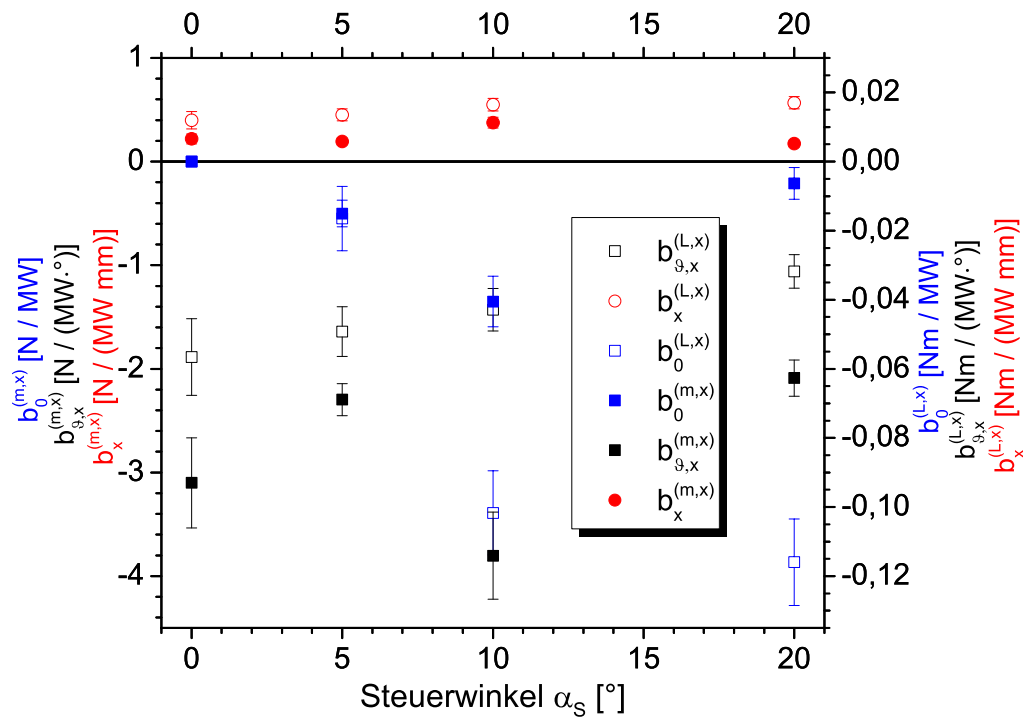


Abbildung 5.17: Koeffizienten der linearen Approximation für $c_{m,x}$ und $c_{L,x}$ in Abhängigkeit von der Neigung α_S des Zündstiftes in der x-z-Ebene.

se nicht zu der gewünschten Stabilisierung des Fluges führt. Stattdessen verkleinert sich der Bereich der Anfangsparameter für einen stabilen Freiflug. Zudem kommt es im Bereich der Nullposition sowie an anderen Stellen zu einem Schmetterlingseffekt. Während sich diese Simulation lediglich auf Bewegung in der x-z-Ebene unter der Annahme $r_y = \vartheta_y \equiv 0$ bezieht, ist darüber hinaus die Bewegung in der Ebene senkrecht zur momentanen Neigungsebene des Lightcrafts problematisch: Berücksichtigt man die Drehung der Knotenlinie bei der Steuerung des Lightcrafts zur Regelung seiner Lage in der *momentanen* Inklinationsebene, bleibt ein möglicher Lateralversatz senkrecht zu dieser Ebene bestehen, der, wie oben gezeigt, im wesentlichen durch den Neigungswinkel beeinflusst werden kann, welcher in dieser Ebene jedoch verschwindet. Zudem ist $b_i^{(m,i)} > 0$, weswegen kein rücktreibender Lateralimpuls in der Ebene senkrecht zur Inklinationsebene zu erwarten ist.

Wenngleich also gezeigt wurde, dass ein schwenkbarer Zünd- oder Treibstoffstift die Komponenten des Impulsübertrages signifikant beeinflussen kann, ist auf der Grundlage der vorliegenden Daten die Eignung dieses Konzeptes zur Schubvektorsteuerung für eine erfolgreiche Stabilisierung des gepulsten Freifluges des Lightcrafts in der vorliegenden Konfiguration nicht zu erwarten, kann jedoch bei einer anderen Lage des Schwerpunktes nicht ausgeschlossen werden.

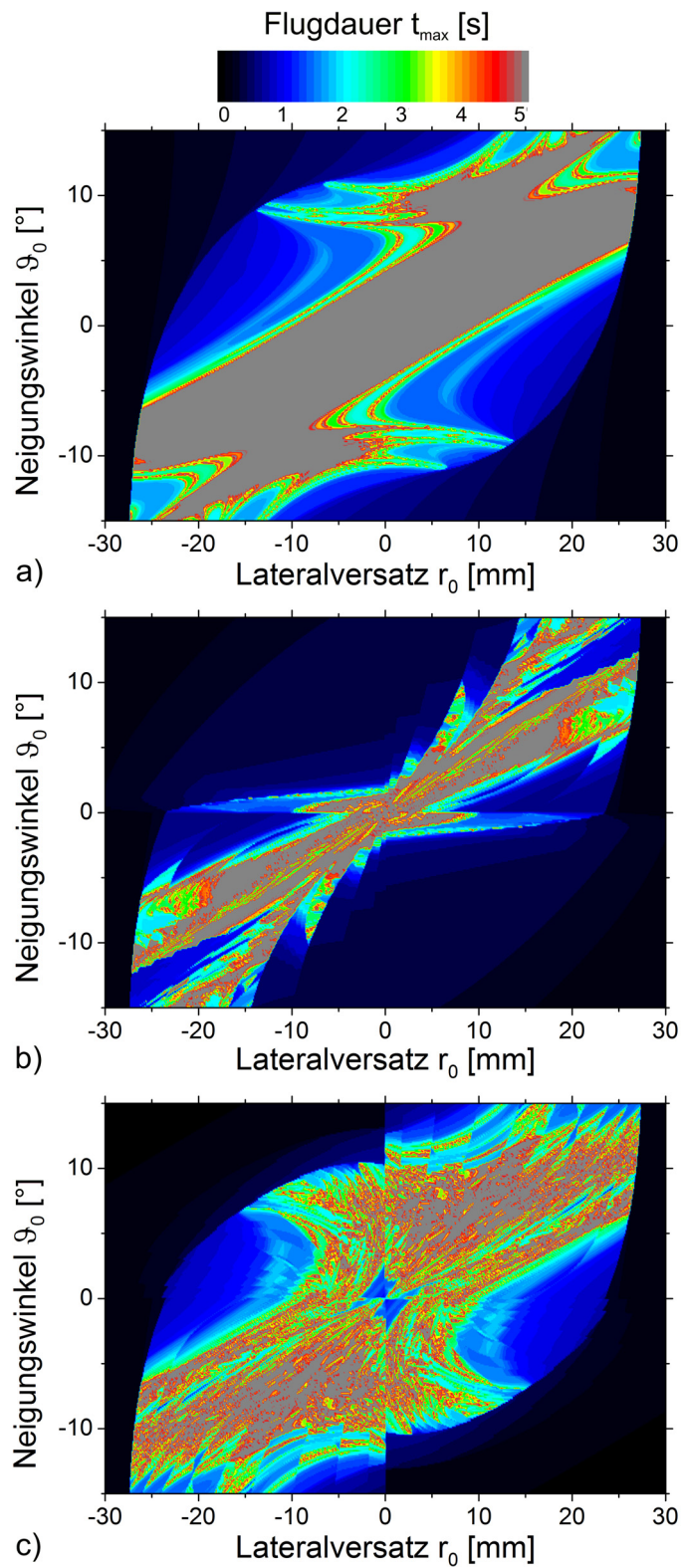


Abbildung 5.18: Maximale Flugdauer des Lightcrafts: a) ohne Schubvektorsteuerung, b) und c) mit Schubvektorsteuerung: $\alpha_S = 0^\circ$ für $\text{sgn}(\vartheta_x) = \text{sgn}(r_x)$, $\alpha_S = -5^\circ$ (c): -20° für $\vartheta_x > 0$ und $r_x < 0$ sowie $\alpha_S = +5^\circ$ (c): $+20^\circ$ für $\vartheta_x < 0$ und $r_x > 0$. Grau dargestellte Bereiche bezeichnen Anfangsparameter, die während der ersten fünf Sekunden einen stabilen Flug gewährleisten.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das Konzept des luftatmenden laser-thermischen Antriebs wurde für eine parabolische Reflektordüse („*Lightcraft*“) an einem bodengestützten CO₂-Hochenergielaser als vom Flugkörper räumlich getrennter Energiequelle untersucht. Für die Experimentalstudie stand eine mittlere Laserleistung von maximal 7,5 kW bei Repetitionsraten von bis zu 50 Hz zur Verfügung bzw. max. $E_L = 200$ J Energie im Einzelpuls. Durch die Fokussierung der Laserstrahlung im parabolischen Reflektor, dessen Geometrie an den Strahldurchmesser von 8 cm angepasst ist, wird eine Plasmadetonation ausgelöst. Hier dient die metallische Oberfläche eines Stiftes auf der Symmetrieachse zur Herabsetzung der Zündschwelle für den Luftdurchbruch. Dieser Zündstift wurde in vorangegangenen Arbeiten des DLR für einen reproduzierbaren Zündprozess implementiert und als Schubvektorsteuerung durch Verkippen gegenüber der Symmetrieachse vorgeschlagen (DLR-Patent [62]). Während der laser-induzierte Luftdurchbruch bereits unter Umgebungsdruck zu einem signifikanten Impulsübertrag auf das *Lightcraft* führt, werden üblicherweise laser-ablative Treibstoffe - i.a. Polyoxymethylen (POM) bei CO₂-Laserstrahlung - zur Steigerung des Impulskoppelkoeffizienten c_m bzw. zur Schuberzeugung im Vakuum verwendet.

Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag zur Analyse der Komponenten des Impulsübertrags beim parabolischen *Lightcraft* und der daraus resultierenden Flugdynamik. Dazu wurde ein experimentelles Verfahren zur Bestimmung von räumlicher Orientierung und Trajektorie des *Lightcrafts* im Freiflug mittels stereoskopischer Hochgeschwindigkeitsanalysen entwickelt. Zur Optimierung der Düsengeometrie in Bezug auf c_m wurde eine Parameterstudie anhand des Punktexplosionsmodells für parabolische Impulsempfänger nach [36, 38] durchgeführt. Die Ergebnisse wurden durch Einzelpulsexperimente mit verschiedenen, teils neu entwickelten Düsengeometrien validiert. Zur Interpretation der experimentellen Daten wurden die Absorptionseffizienz β der Laserstrahlung und - bei laser-ablativen Treibstoffen - die Verbrennungswärme Q in das Modell integriert.

Der charakteristische Verlauf von c_m vs. E_L wurde durch Freiflugexperimente sowie Impulsmessungen mit Piezosensoren hinsichtlich seiner Abhängigkeit von der Düsengeometrie bei koaxialer Ausrichtung des *Lightcrafts* zur Propagationsachse des

Laserstrahls betrachtet. Für kleine Laserpulsenergien zeigen die Messungen mit Piezosensor einen deutlich höheren Impulsübertrag, der mit Verlusten durch die ungehinderte Anregung von Eigenschwingungen in der leichten Struktur des Flugkörpers in Verbindung gebracht werden kann. Während bei der Ausgangsgeometrie eine gute Übereinstimmung zwischen den Berechnungen nach dem Punktexplosionsmodell und den experimentellen Daten herrscht, zeigt der Vergleich bei kleiner skalierten Düsen, für die eine zum Teil signifikante Steigerung von c_m erwartet wurde, deutliche Abweichungen vom Modell. Diese Abweichungen können ansatzweise durch Berücksichtigung der Absorptionseffizienz β der Laserstrahlung durch die LSD-Welle in das Punktexplosionsmodell mit einbezogen werden, jedoch muss insbesondere für längere Düsen der Verlauf der Detonation während des Laserpulses berücksichtigt werden. Hier wurde abweichend von den Modellierungsergebnissen ein Anstieg von c_m von 150 – 350 N/MW auf 500 – 700 N/MW bei doppelter Düsenlänge gefunden.

Für die Verwendung von POM als laser-ablativem Treibstoff wurde eine Steigerung von c_m auf 415 – 725 N/MW festgestellt. Der Ablationsmechanismus kann im Wesentlichen mit dem photothermischen Modell erklärt werden. Die Berücksichtigung von Absorptionseffizienz β und Verbrennungswärme Q im Explosionsmodell ergibt $\beta \approx \frac{2}{3}$, wobei für $E_L > 100$ J die ablatierte Masse und damit Q wahrscheinlich wegen einsetzender Plasmaabschirmung nicht weiter gesteigert werden können. Die prinzipielle Eignung dieses Antriebskonzeptes für Weltraumanwendungen wurde durch exemplarische gepulste Freiflüge mit POM im Vakuum demonstriert.

Die Untersuchungen anderer Arbeitsgruppen zur Impulskopplung für die möglichen Freiheitsgrade der Bewegung beschränken sich auf Prüfstände zur Abhängigkeit vom Lateralversatz bzw. spinstabilisierte Flugexperimente. Die vorliegende Arbeit liefert durch Flugexperimente ohne Spinstabilisierung einen tieferen Einblick in die Impulskoppelcharakteristik in Abhängigkeit von der Lage im Raum. Für diese Analysen zur Flugdynamik wurden erstmalig Experimente durchgeführt, bei denen die Laserpulsfolge für eine kurze Schwebephase an die Gewichtskraft des Lightcrafts angepasst wurde. Begleitend wurde ein Modell zum Impulsübertrag für die Impulskomponente in Propagationsrichtung der Laserstrahlung sowie für die Lateral- und Drehimpulskomponenten parallel und senkrecht zur momentanen Neigungsebene des Lightcrafts entwickelt. Den Ausgangspunkt dafür bildet die lageabhängige Energiedichtevertelung auf dem Zündstift aus Raytracing-Berechnungen. Zur Modellierung der maximalen Flugdauer des Lightcrafts in Abhängigkeit von Neigung und Lateralversatz in der Startposition wurde ein Verfahren in Analogie zur Berechnung von Julia-Mengen entwickelt.

Die Energiedichtevertelung auf dem Zündstift wurde mit Raytracing-Verfahren unter Berücksichtigung von Divergenz und Strahlprofil in Abhängigkeit von der relativen Lage des Lightcrafts zum Laserstrahl (Neigungswinkel ϑ und Lateralversatz r) modelliert. Im entsprechenden Modell für die Impulskomponenten wurde eine einfache Proportionalität zwischen der differentiellen Energiedichte und der differentiellen Impulskomponente im entsprechenden Raumsegment des zugehörigen Azimutalwinkels angenommen. Die Berechnungen ergaben einen lateralen Impulskoppelkoeffizienten, der bei einem Lateralversatz von ca. einem halben Strahldurchmesser ma-

ximal wird und eine starke Abhängigkeit von ϑ aufweist. Die experimentellen Daten zeigen zwar einen rücktreibenden Lateralimpuls mit ca. $-0,4 \text{ N}/(\text{MW}\cdot\text{mm})$ sowie ca. $-2 \text{ N}/(\text{MW}\cdot^\circ)$, jedoch weist die Näherung der Impulsfelder stark verschobene Extrema bei $+\text{sgn } r \cdot 10^\circ$ auf, verglichen mit $-\text{sgn } r \cdot 1^\circ$ im Modell. Dies deutet auf Abschattungseffekte durch die LSD-Welle hin, wodurch der Impulsübertrag auf der strahlabgewandten Seite der Düse gemindert wird, obwohl hier die Energiedichte zu Beginn des Laserpulses besonders hoch ist. Während die Modellierung nur die Anfangsbedingungen der Detonation erfasst, spielen Effekte wie Absorption und Brechungsindexänderung eine entscheidende Rolle für den Verlauf der Detonation und erfordern weitergehende Modellierungen zur Ausbreitung der LSD-Welle und ihrer Wechselwirkung mit der im Lightcraft propagierenden Laserstrahlung.

In Freiflugexperimenten zur Verwendung des Zündstiftes wurde ein deutlicher Zusammenhang zwischen einem reproduzierbaren Zündprozess und c_m festgestellt. Daher wurden die nachfolgenden Schwebexperimente *mit* Zündstift durchgeführt, ein quasi-stationärer Schwebzustand konnte jedoch nur für die Dauer von $< \frac{1}{2} \text{ s}$ erzielt werden. Allerdings lassen die spiralförmigen Bodentrajektorien eine schwache Rückstellkraft vermuten, ebenso die Trajektorien der Projektionen von ϑ . Während die räumlichen Trajektorien sowie die Dauer des Schwebzustandes stark von den Startparametern r_0 und ϑ_0 abhängen, zeigt der Verlauf von $\vartheta_i(r_i)$ für alle Flüge einen spiralförmigen Verlauf gegen den Uhrzeigersinn, der von starken rücktreibenden Kräften bei Vorzeichengleichheit von ϑ_i und r_i geprägt ist, während in den anderen Abschnitten eine Destabilisierung der Lateralbewegung wegen der dominierenden Abhängigkeit von ϑ zu erkennen ist. Die gepulste Bewegung kann durch Lösung des Differentialgleichungssystems für ihre kontinuierliche Näherung in guter Übereinstimmung mit dem Experiment angenähert werden. Danach führt eine Verbesserung der Justiergenauigkeit um *eine* Größenordnung zu einer Verlängerung des gepulsten Freifluges um lediglich *eine* Sekunde. Theoretisch ist ein stabiler Freiflug insbesondere dann möglich, wenn die Bewegungsgleichungen in ϑ und r entkoppeln. Für die Verlagerung des Schwerpunktes in die obere Hälfte des Lightcrafts wurden Parametersätze für einen möglichen stabilen Flug gefunden, die jedoch nicht verifiziert werden konnten. Modellierungen des *gepulsten* Freifluges zeigen eine starke Abhängigkeit der Flugdauer von r_0 und ϑ_0 , die als Schmetterlings-Effekt einer verlässlichen Anwendung dieser Technologie entgegensteht. Allerdings wirkt sich bei gegebener Laserleistung eine möglichst hohe Repetitionsrate günstig auf die Flugstabilität aus, da hier durch die kurzen Zeiträume zwischen den Pulsen die momentane Lage des Lightcrafts am besten beeinflusst werden kann.

Der Einsatz eines schwenkbaren Zünd- bzw. Treibstoffstiftes zur Schubvektorsteuerung wurde in vorangegangenen Arbeiten lediglich orientierend untersucht. Im Rahmen von [13] fand hingegen eine ausführliche experimentelle Charakterisierung statt, in deren Verlauf das Steuerkonzept in ein fernsteuerbares Flugdemonstratormodell integriert wurde. Darüber hinaus liefert die vorliegende Arbeit durch die Analyse der Impulskomponenten einen Beitrag zum Verständnis des Detonationsprozesses mit Schubvektorsteuerung und verdeutlicht gleichzeitig die unzureichende Eignung dieser Technik zur Stabilisierung des Flugkörpers.

Abweichend von den Annahmen im DLR-Patent zu Zündung und Schubvektorsteuerung [62] ergaben die Analysen zum vektoriellen Impulsübertrag, dass sich das Zentrum der Detonation nicht *mit* dem Treibstoffstift verschiebt, sondern auf der gegenüberliegenden Seite ausbildet. Freiflugexperimente zur Schubvektorsteuerung in Abhängigkeit von der Lage im Raum zeigen deutlich ihre Limitierung auf eine Modifikation der Komponenten des Impulsübertrages, keinesfalls jedoch eine Entkopplung von Lateral- und Inklinationsbewegung, da beide Komponenten des Impulsübertrages vektoriell eng miteinander verknüpft sind. Daher ist lediglich eine Reduzierung der repulsiven Lateralimpulse in den kritischen Quadranten der $\vartheta_i(r_i)$ -Trajektorie möglich. Modellierungen ergeben jedoch bei Einsatz der Steuerung eine *stärkere* Ausprägung des Schmetterlings-Effekts, sodass in dieser Weise keine Flugstabilisierung möglich ist, zumal die Lateralbewegung senkrecht zur Neigungsebene nicht kompensiert werden kann.

Da die untersuchte Lightcraft-Geometrie keine inhärent selbststabilisierenden Eigenschaften besitzt, sollten technologische Weiterentwicklungen einen kontrolliert manipulierbaren Impulsvektor durch Trennung von fokussierender Optik und Expansionsdüse zum Ziel haben, sofern keine Spinstabilisierung eingesetzt wird. Während die erdgestützte Anwendung dieser Technologie im luftatmenden Betrieb wegen der fehlenden Verfügbarkeit geeigneter Hochleistungslaser ein langfristiges Entwicklungsziel bleibt, ist durch laser-ablative Treibstoffe bereits mit verfügbaren Laserquellen eine Skalierung für Anwendungen in der Schwerelosigkeit sinnvoll, z.B. als laserablative Mikroantrieb, bei dem auf die räumliche Trennung zwischen Energiequelle und Flugkörper verzichtet wird zugunsten sehr kleiner, aber präzise definierbarer Impulsbits [53–56, 132].

Summary and outlook

The concept of air-breathing laser-thermal propulsion was examined for a reflecting parabolic nozzle („Lightcraft“) by means of a ground-based CO₂ high energy laser as a separate, remote energy source. For this experimental study an average optical power of max. 7.5 kW was available at repetition rates up to 50 Hz or $E_L = 200$ J laser energy in single pulse mode, resp. In the parabolic reflector whose geometry is adapted to the beam diameter of 8 cm, a plasma detonation is initiated by the focused laser light. Here, the metallic surface of a pin on the axis of symmetry serves for the lowering of the ignition threshold for air-breakdown. In previous studies at DLR, this pin was implemented for a reproducible ignition process and proposed for thrust vector steering by tilting it against the axis of symmetry (DLR patent [62]). In ambient air, laser-induced breakdown already yields a significant impulse coupled to the lightcraft. Laser-ablative propellants - in general polyoxymethylene (POM) for CO₂ laser radiation - are commonly used to enhance the impulse coupling coefficient c_m and for thrust generation in vacuum, resp.

This thesis provides a contribution to the analysis of the components of impulse coupling at the parabolic lightcraft and the flight dynamics resulting out of it. For this purpose, an experimental method for the determination of attitude and trajectory of the lightcraft in a free flight was developed by means of stereoscopic high speed analysis. For the optimisation of the nozzle geometry with respect to c_m , a parameter study was carried out according to the point explosion model for a parabolic impulse receiver given in [36, 38]. The model results were validated by single pulse experiments with various, partly new developed nozzle geometries. Interpretation of the experimental data leads to the consideration of absorption efficiency β and - for laser-ablative propellants - combustion heat Q in the model calculations.

The characteristic course of c_m vs. E_L was examined with free flight experiments and impulse measurements with piezosensors with respect to nozzle geometry at coaxial alignment of the lightcraft to the laser beam propagation axis. At low laser pulse energies, measurement results from piezoelectric sensors exhibit a significantly higher transferred momentum which might be associated with losses due to the unhindered excitation of natural vibrations in the case of the light-weight structure of the flight model. While a good correspondence was found between model and experiment for the original geometry, the experimental comparison exhibits large deviations from the model for downscaled nozzles that were expected to show a significantly enhancement of c_m . Partially, these deviations can be brought into accordance with

the point explosion model by consideration of the absorption efficiency β of the laser radiation by the LSD wave. However, especially for long nozzles, the course of the detonation during the laser pulse has to be taken into consideration. In contrast to model results, an increase of c_m from 150 – 350 N/MW to 500 – 700 N/MW was found for doubled nozzle length.

For the usage of POM as a laser-ablative propellant an enhancement of c_m to 415 – 725 N/MW was found. The ablation mechanism can basically be explained with the photothermal model. The consideration of absorption efficiency β and combustion heat Q in the explosion model yields $\beta \approx \frac{2}{3}$. For $E_L > 100$ J, ablated mass and hence Q can not be increased, presumably due to plasma shielding effects. The principal suitability of this propulsion concept for space applications was demonstrated by exemplary pulsed free flights employing POM in vacuum.

Experimental investigations of other research groups on impulse coupling in the possible degrees of freedom are limited to test facilities on the dependency of lateral offset or spin-stabilised flight experiments. By means of free flight experiments without spin-stabilisation, this thesis provides a deeper insight in the impulse coupling characteristics depending on the lightcraft's attitude. For these analyses on flight dynamics, experiments have been carried out for the first time where the laser burst was adapted to the weight of the lightcraft to achieve a short hovering phase. Collaterally, an impulse coupling model was developed for the impulse component in direction of the laser beam propagation axis as well as for the lateral and angular components parallel and vertically to the instantaneous plane of inclination of the lightcraft. The attitude-dependent fluence distribution on the ignition pin, given by raytracing calculations, constitutes the initial point of this model. For modeling the maximum flight duration of the lightcraft dependent on initial inclination and offset, a method was developed in analogy to the calculation of Julia sets.

The fluence distribution on the ignition was modeled using a raytracing algorithm taking into account the beam divergence and profile with respect to the relative position of the lightcraft to the laser beam (inclination angle ϑ and lateral offset r). In the corresponding impulse coupling model, a simple proportionality was assumed between differential fluence and the differential impulse component in the corresponding spatial segment of the associated azimuthal angle. Model calculations yielded a back-driving lateral impulse coupling coefficient peaking at around the half beam diameter and exhibiting a strong dependency on ϑ . The experimental data show a back-driving lateral impulse with $\approx -0,4$ N/(MW·mm) and ≈ -2 N/(MW·°). However, the approximation of the impulse fields exhibits strongly shifted extrema at $+\text{sgn } r \cdot 10^\circ$ compared with $-\text{sgn } r \cdot 1^\circ$ from model calculations. This suggests shielding effects due to the LSD wave for the part of the nozzle that is averted from the beam although the fluence is especially high there at the beginning of the laser pulse. While the initial conditions have been considered in the model calculations, phenomena like absorption and refractive index change play an important role for the course of the detonation and require further modeling on the expansion of the LSD wave and its interaction with the laser radiation propagation inside the lightcraft.

In free flights on the usage of the ignition pin, a clear correlation between a reproducible ignition process and c_m was found. Hence, the subsequent hovering experiments have been carried out *with* ignition pin. A quasi-stationary hovering state, however, has only been achieved for less than $\frac{1}{2}$ s. Nevertheless, the spiralled ground trajectories as well as the trajectories of the projections of ϑ suggest weak restoring forces and momenta, resp. While the spatial trajectories and the duration of the hovering state strongly depend on the initial parameters r_0 and ϑ_0 at launch, $\vartheta_i(r_i)$ exhibits a counter-clockwise course for all flights revealing strong restoring forces for the equity of $\text{sgn } \vartheta_i$ and $\text{sgn } r_i$ whereas a destabilisation of the lateral motion is found in other parts of the trajectory that can be attributed to its dominant dependency on ϑ . The pulsed motion can be approximated in good correspondance with the experiment by the solution of the corresponding system of differential equations for its continuous approximation. Accordingly, the enhancement of alignment accuracy by *one* order of magnitude is found to result only in the extension of the free flight duration by *one* second. Theoretically, a stable free flight is possible, especially in the case of the decoupling of the equations of motion in ϑ and r . Shifting the centre of mass into the upper half of the lightcraft yields parameter sets for a possible stable flight which, however, could not be verified. Model calculations on the *pulsed* free flight depict a strong dependency of the flight duration from r_0 and ϑ_0 which, as a butterfly-effect, prevents the reliable application of this technology. Nevertheless, at a given laser power the flight stability is found to be supported by a high repetition rate, since the shorter the time between the pulses the better the control of the lightcraft in its actual position.

The employment of a tiltable ignition pin or propellant rod, resp., for thrust vector steering was only examined orientingly in previous studies. In [13], however, a thorough experimental characterisation was carried out where this steering concept was integrated into a remotely accessible flight demonstrator model. Moreover, by the analysis of the impulse components, this thesis provides a contribution to the understanding of the detonation process with thrust vector steering and illustrates the insufficient qualification of this technique for the stabilisation of the thruster.

Deviating from the assumptions in the DLR patent on ignition and thrust vector steering [62], the analyses of the impulse vector showed that the centre of detonation does not shift *with* the propellant rod but moves to the opposite side. Free flight experiments on thrust vector steering with respect to the lightcraft's attitude clearly show the limitation to the modification of the impulse components, but not at all for a decoupling of lateral and angular motion, since both components of impulse coupling are vectorially linked with each other. Hence, only a reduction of repulsive lateral impulses is possible for the critical quadrants of the $\vartheta_i(r_i)$ trajectory. Model calculations showed, however, for the usage of the steering device even a *stronger* occurrence of the butterfly-effect. Hence, a flight stabilisation is not possible in this way, all the more as the lateral motion perpendicular to the plane of inclination can not be compensated.

For the examined lightcraft geometry lacks inherent self-stabilising properties, technological developments should aim for the controlling of the impulse vector by

means of the physical separation of focusing optics and expansion nozzle unless spin-stabilisation is used. Whereas the Earth-based application of this technology in air-breathing mode remains a long-term task for research and development due to the lack of suitable high power lasers, the usage of laser-ablative propellants with already existing laser sources allows for downscaling to applications in weightlessness, e.g. as for laser-ablative microthrusters, where the spatial separation of energy source and propelled device is skipped in favour of very small, but precisely definable impulse bits [53–56, 132].

Literaturverzeichnis

- [1] C. Gerthsen, H.O. Kneser und H. Vogel.
Physik.
16. Auflage. Springer-Verlag, Berlin (1992).
920 Seiten.
- [2] L. Myrabo und D. Ing.
The Future of Flight.
Baen Enterprises, New York (1985).
283 Seiten, zitiert in [3].
- [3] L.N. Myrabo.
*World Record Flights of Beam-Riding Rocket Lightcraft: Demonstration of
„Disruptive“ Propulsion Technology.*
AIAA Paper 2001-3798 (2001).
- [4] A.N. Pirri und R.F. Weiss.
Laser propulsion.
AIAA Paper 72-719 (1972).
- [5] A. Kantrowitz.
Propulsion to Orbit by Ground-Based Lasers.
Astronautics and Aeronautics **10(5)**, 74–76 (1972).
- [6] H. Hügel.
Strahlwerkzeug Laser.
Teubner Studienbücher: Maschinenbau, 1. Auflage. B.G. Teubner, Stuttgart
(1992).
357 Seiten.
- [7] F. Träger (Herausgeber).
Lasers and Optics.
Springer (2007).
1332 Seiten.
- [8] T.F. Johnston Jr.
 M^2 concept characterizes beam quality.
Laser Focus World S. 173–183 (Mai 1990).
- [9] *Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam widths, di-
vergence angles and beam propagation ratios - Part I: Stigmatic and simple
astigmatic beams.*

- Technischer Bericht, ISO copyright office, Genf (2005).
ISO 11146-1:2005(E), 16 Seiten.
- [10] H.-A. Eckel und W.O. Schall.
Concept for a Laser Propulsion Based Nanosat Launch System.
In K. Komurasaki (Herausgeber), *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 702 von *AIP Conference Proceedings*, S. 263–273.
American Institute of Physics, Melville, New York (2004).
- [11] A.N. Pirri.
Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser.
The Physics of Fluids **16**, 1435–1440 (1973).
- [12] A.V. Pakhomov, M.S. Thompson und D.A. Gregory.
Ablative Laser Propulsion: A Study of Specific Impulse, Thrust and Efficiency.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *1st International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 664 von *AIP Conference Proceedings*, S. 194–205.
American Institute of Physics, Melville, New York (2003).
- [13] D. Hoffmann.
Development and validation of a design model with remotely controllable steering gear for flight experiments on pulsed laser thermal propulsion.
Diplomarbeit, Universität Stuttgart, IRS-07-S39 (Mai 2008).
- [14] S. Scharring, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Beam-Riding Analysis of a Parabolic Laser-thermal Thruster.
In H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), *7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1402 von *AIP Conference Proceedings*, S. 115–131. American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
- [15] D.A. Kenoyer, K.S. Anderson und L.N. Myrabo.
Calibration and Validation of a 6-DOF Laser Propelled Lightcraft Flight Dynamics Model vs. Experimental Data.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 997 von *AIP Conference Proceedings*, S. 325–337.
American Institute of Physics, Melville, New York (2008).
- [16] C.W. Larson.
Perspective on One Decade of Laser Propulsion Research at Air Force Research Laboratory.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 997 von *AIP Conference Proceedings*, S. 84–96.
American Institute of Physics, Melville, New York (2008).
- [17] G.P. Sutton und O. Biblarz.
Rocket Propulsion Elements.
7. Auflage. John Wiley and Sons, New York (2001).
751 Seiten.
- [18] C.W. Larson, F.B. Mead Jr. und S.D. Knecht.

- Laser Propulsion and the Constant Momentum Mission.*
In K. Komurasaki (Herausgeber), *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 702 von *AIP Conference Proceedings*, S. 216–227. American Institute of Physics, Melville, New York (2004).
- [19] A.V. Pakhomov und K.E. Mahaffy.
Binary Solid Propellants for Constant Momentum Missions.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 997 von *AIP Conference Proceedings*, S. 266–279. American Institute of Physics, Melville, New York (2008).
- [20] C.W. Larson, F.B. Mead Jr. und W.M. Kalliomaa.
Energy conversion in laser propulsion III.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *1st International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 664 von *AIP Conference Proceedings*, S. 170–181. American Institute of Physics, Melville, New York (2003).
- [21] Y. Rezunkov.
Efficiency of High-Power Laser Propulsion.
International Journal of Aerospace Innovations **3**, 59–75 (2011).
- [22] E. Sanger.
Zur Theorie der Photonraketen.
Probleme der Weltraumforschung. International Astronautical Federation, Zurich (1954).
- [23] W.L. Bohn.
Propulsion by light: A tribute to the German pioneer Eugen Sanger.
In C.R. Phipps (Herausgeber), *High Power Laser Ablation V*, Band 5448 von *Proceedings of SPIE*, S. 45–51 (2004).
- [24] C. Phipps, M. Birkan, W. Bohn, H.-A. Eckel, H. Horisawa, Th. Lippert, M. Michaelis, Yu. Rezunkov, A. Sasoh, W. Schall, S. Scharring und J. Sinko.
Review: Laser-Ablation Propulsion.
Journal of Propulsion and Power **26**, 609–637 (2010).
- [25] B. Shelef.
Design, Results and Plans for Power Beaming Competitive Challenge.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 997 von *AIP Conference Proceedings*, S. 582–591. American Institute of Physics, Melville, New York (2008).
Kailua-Kona, Hawaii, USA, 12. - 15. November 2007.
- [26] W.F. Krupke, R.J. Beach, S.A. Payne, V.K. Kanz und J.T. Early.
DPAL: A new class of lasers for cw power beaming at ideal photovoltaic cell-wavelengths.
In K. Komurasaki (Herausgeber), *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 702 von *AIP Conference Proceedings*, S. 367–378. American Institute of Physics, Melville, New York (2004).
- [27] D. Bauerle.

- Laser Processing and Chemistry*.
3. Auflage. Springer, Berlin / Heidelberg (2000).
788 Seiten.
- [28] Ya.B. Zel'dovich und Yu.P. Raizer.
Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena.
Neuaufgabe der englischen Übersetzung von 1966/67 Auflage. Dover Publications, Inc., Mineola, New York (2002).
- [29] H.M. Musal Jr.
Pulsed Laser Initiation of Surface Plasma on Metal Mirrors.
In H.E. Bennett, A.J. Glass und A.H. Guenther (Herausgeber), *Laser Induced Damage In Optical Materials: 1980*, Band 620 von *Nat. Bur. Stand. (US) Special Publication*, S. 227–237. NBS, Boulder, Colorado (1981).
Zitiert in [62].
- [30] H. Weber und G. Herziger.
Laser – Grundlagen und Anwendungen.
1. Auflage. Physik Verlag GmbH, Weinheim (1972).
252 Seiten.
- [31] L. Landau und E. Lifschitz.
Lehrbuch der theoretischen Physik, Band VI - Hydrodynamik.
1. Auflage. Akademie-Verlag, Berlin (1966).
618 Seiten.
- [32] A.N. Pirri, R.G. Root und P.K.S. Wu.
Plasma Energy Transfer to Metal Surfaces Irradiated by Pulsed Lasers.
AIAA Journal **16**, 1296–1304 (1978).
- [33] W.O. Schall, W.L. Bohn, H.-A. Eckel, W. Mayerhofer, W. Riede und E. Zeyfang.
Lightcraft Experiments in Germany.
In C. Phipps (Herausgeber), *Proceedings of High Power Laser Ablation III*,
Band 4065 von *Proceedings of SPIE*, S. 472–481 (2000).
- [34] T.-S. Wang and Y.-S. Chen and J. Liu and L.N. Myrabo and F.B. Mead Jr.
Advanced Performance Modeling of Experimental Laser Lightcraft.
Journal of Propulsion and Power **18**, 1129–1138 (2002).
- [35] K. Mori, H. Katsurayama, Y. Hirooka, K. Komurasaki, und Y. Arakawa.
Conversion of Blast Wave to Impulse in a Pulsed-laser Thruster.
In A. Pakhomov (Herausgeber), *1st International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 664 von *AIP Conference Proceedings*, S. 95–104.
American Institute of Physics, Melville, New York (2003).
Huntsville, Alabama, USA, November 2002.
- [36] V.P. Ageev, A.I. Barchukov, F.V. Bunkin, V.I. Konov, A.M. Prokhorov, A.S. Silenok und N.I. Chapliev.
Laser air-breathing jet engine.
Soviet Journal of Quantum Electronics **7**, 1430–1437 (1977).

In: 3rd International Conference on Lasers and their Applications.

- [37] L.I. Sedov.
Similarity and Dimensional Methods in Mechanics.
Academic Press, New York (1959).
Zitiert in [38].
- [38] D.E. Ochozinskij, I.L. Kondrasheva, S.Z. Vlasova und R.K. Kasakova.
Calculation of a Point Explosion with Respect to Counterpressure.
Hochschulschrift, Akademia Nauk SSSR (1957).
65 Seiten, (auf Russisch), zitiert in [36].
- [39] W.L. Bohn und W.O. Schall.
Laser Propulsion Activities in Germany.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), 1st *International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 664 von *AIP Conference Proceedings*, S. 79–91.
American Institute of Physics, Melville, New York (2003).
- [40] W.O. Schall, H.-A. Eckel und W.L. Bohn.
Laser Propulsion Thrusters for Space Transportation.
In C. Phipps (Herausgeber), *Laser Ablation and its Applications*, S. 435–454.
Springer, New York (2007).
- [41] J. Sinko.
Vaporization and Shock Wave Dynamics for Impulse Generation in Laser Propulsion.
Doktorarbeit, University of Alabama in Huntsville (2008).
249 Seiten.
- [42] A.A. Ageichik, E.V. Repina, Yu.A. Rezunkov und A.L. Safronov.
Detonation of CHO Working Substances in a Laser Jet Engine.
Technical Physics **54**, 402–409 (2009).
- [43] J.E. Sinko und D.A. Gregory.
Models for Laser Ablation Mass Removal and Impulse Generation in Vacuum.
In C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), 6th *International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1230 von *AIP Conference Proceedings*, S. 193–203. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [44] J.E. Sinko, N.B. Dhote, J.S. Lassiter und D.A. Gregory.
Conical Nozzles for Pulsed Laser Propulsion.
In C.R. Phipps (Herausgeber), 7th *Conference on High Power Laser Ablation*, Band 7005 von *Proceedings of SPIE*, S. 2Q1–2Q10. SPIE, Bellingham, WA (2008).
- [45] S. Scharring, J.E. Sinko, S. Karg, H.-A. Eckel, H.-P. Röser, A. Sasoh, N. Ogita, N. Umehara und Y. Tsukiyama.
Review on Japanese-German-U.S. Cooperation on Laser-Ablation Propulsion.

- In H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), *7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1402 von *AIP Conference Proceedings*, S. 47–61. American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
- [46] C.R. Phipps Jr., T.P. Turner, R.F. Harrison, G.W. York, W.Z. Osborne, G.K. Anderson, X.F. Corlis, L.C. Haynes, H.S. Steele, K.C. Spicochi und T.R. King.
Impulse coupling to targets in vacuum by KrF, HF, and CO₂ single-pulse lasers.
Journal of Applied Physics **64**, 1083–1096 (1988).
- [47] J.E. Sinko und C.R. Phipps.
Modeling CO₂ laser ablation impulse of polymers in vapor and plasma regimes.
Applied Physics Letters **95**, 131105–1 – 131105–3 (2009).
- [48] J.E. Sinko, C.R. Phipps, Y. Tsukiyama, N. Ogita, A. Sasoh, N. Umehara und D.A. Gregory.
Critical Fluences And Modeling of CO₂ Laser Ablation Of Polyoxymethylene From Vaporization To The Plasma Regime.
In C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), *6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1230 von *AIP Conference Proceedings*, S. 395–407. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [49] L.N. Myrabo.
'Horizon Mission': 2025 Space Command's Ultra-Energetic Lightcraft with Super-Pressure Airship Structure.
In A.V. Pakhomov und L.N. Myrabo (Herausgeber), *3rd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 766 von *AIP Conference Proceedings*, S. 86–99. American Institute of Physics, Melville, New York (2005).
- [50] W. Schall und H.-A. Eckel.
Pulsed Laser Propulsion Experiments.
Space Technology **24**, 129–135 (2004).
- [51] W.L. Bohn.
Laser Propulsion – Quo vadis.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 997 von *AIP Conference Proceedings*, S. 47–55. American Institute of Physics, Melville, New York (2008).
- [52] S. Scharring, H.-A. Eckel, J. Trommer, H.-P. Röser und C. Eigenbrod.
Spaceborne Lightcraft Applications – an Experimental Approach.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 997 von *AIP Conference Proceedings*, S. 295–303. American Institute of Physics, Melville, New York (2008).
- [53] C.R. Phipps, J.R. Luke, W. Helgeson und R. Johnson.
Performance Test Results for the Laser-Powered Microthruster.
In K. Komurasaki, T. Yabe, S. Uchida und A. Sasoh (Herausgeber), *4th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 830 von *AIP*

- Conference Proceedings*, S. 224–234. American Institute of Physics, Melville, New York (2006).
- [54] C.R. Phipps, J.R. Luke, W. Helgeson und R. Johnson.
A ns-Pulse Laser Microthruster.
In K. Komurasaki, T. Yabe, S. Uchida und A. Sasoh (Herausgeber), *4th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 830 von *AIP Conference Proceedings*, S. 235–246. American Institute of Physics, Melville, New York (2006).
- [55] H. Dittus und T. van Zoest.
Applications of Microthrusters for Satellite Missions and Formation Flights Scenarios.
In H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), *7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1402 von *AIP Conference Proceedings*, S. 367–373. American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
- [56] S. Karg, S. Scharring und H.-A. Eckel.
Microthruster Research Activities at DLR Stuttgart – Status and Perspective.
In H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), *7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1402 von *AIP Conference Proceedings*, S. 374–382. American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
- [57] D.A. Kenoyer, I.I. Salvador und L.N. Myrabo.
Axial Impulse Generation of Lightcraft Engines with $\approx 1 \mu\text{s}$ Pulsed TEA CO_2 Laser.
In H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), *7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1402 von *AIP Conference Proceedings*, S. 82–92. American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
- [58] D.A. Kenoyer, I.I. Salvador und L.N. Myrabo.
Beam-Riding Behavior of Lightcraft Engines with $\approx 1 \mu\text{s}$ Pulsed TEA CO_2 Laser.
In H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), *7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1402 von *AIP Conference Proceedings*, S. 93–105. American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
- [59] L.N. Myrabo und D.G. Messitt.
Ground and Flight Tests of a Laser Propelled Vehicle.
AIAA Paper 98-1001 (1998).
- [60] A.A. Ageichik, M.S. Egorov, S.V. Ostapenko, Yu.A. Rezunkov, A.L. Safronov und V.V. Stepanov.
Model Test of the Aerospace Laser Propulsion Engine.
In A.V. Pakhomov und L.N. Myrabo (Herausgeber), *3rd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 766 von *AIP Conference Proceedings*, S. 183–194. American Institute of Physics, Melville, New York (2005).

- [61] Yu.A. Rezunkov, A.L. Safronov, A.A. Ageichik, M.S. Egorov, V.V. Stepanov, V.S. Rachuk, V.Yu. Guterman, A.V. Ivanov, S.G. Rebrov und A.N. Golikov.
Performance Characteristics of Laser Propulsion Engine Operating both in CW and in Repetitively-Pulsed Modes.
In K. Komurasaki, T. Yabe, S. Uchida und A. Sasoh (Herausgeber), *4th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 830 von *AIP Conference Proceedings*, S. 3–13. American Institute of Physics, Melville, New York (2006).
- [62] W.O. Schall, E. Zeyfang, W. Riede und W. Mayerhofer.
Antriebsvorrichtung und Verfahren zum Erzeugen von Stoßwellen.
Patent DE 100 17 343 C2 (April 2000).
Ebenfalls US 2002/0047673 A1, 6. April 2001.
- [63] L.N. Myrabo.
Persönliche Mitteilung (19. August 2011).
- [64] C.W. Larson und F.B. Mead Jr.
Energy Conversion in Laser Propulsion.
AIAA Paper 2001-0646 (2001).
- [65] G. Renz, M. Jung, W. Mayerhofer und E. Zeyfang.
Pulsed CO₂-laser with 15 kW average power at 100 Hz rep-rate.
In D. R. Hall und H. J. Baker (Herausgeber), *XI International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference*, Band 3092 von *Proc. SPIE*, S. 114–117 (1997).
- [66] A.A. Ionin, W. Mayerhofer, S. Walther und E. Zeyfang.
Room temperature repetitively pulsed e-beam sustained carbon monoxide laser.
In *10th International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers*, Band 2502 von *Proc. SPIE*, S. 44–50 (1994).
- [67] E. Zeyfang, W. Mayerhofer und S. Walther.
Room-temperature repetitively pulsed CO overtone laser.
In A. Lapucci und M. Ciofini (Herausgeber), *XIII International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference*, Band 4184 von *Proc. SPIE*, S. 230–233 (2001).
- [68] M.-U. Beth und W. Mayerhofer.
Experimentelle Voruntersuchung zur Auslegung eines elektronenstrahlgestützten 1 kW-Ar:Xe-Hochleistungslasers.
Interner Bericht IB 441001/92, DLR - Institut für Technische Physik (1992).
23 Seiten.
- [69] M.-U. Beth, W. Mayerhofer und G. Renz.
Vorstudie zur Entwicklung eines repetitiv gepulsten CO₂-Hochleistungslasers.
Interner Bericht IB 441003/88, DLR - Institut für Technische Physik (1988).
44 Seiten.
- [70] M.-U. Beth, T. Hall und W. Mayerhofer.

- Optimization of Discharge Parameters of an E-Beam Sustained Repetitively Pulsed CO₂ Laser.*
In 8th International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers, Band 1397 von Proc. SPIE, S. 577–580 (1990).
- [71] W. Mayerhofer und M.-U. Beth.
Experimental Results of an E-Beam Controlled Repetitively Pulsed CO₂ Laser.
In CO₂ Lasers and Applications II, Band 1276 von Proc. SPIE, S. 77–85 (1990).
- [72] W. Mayerhofer, E. Zeyfang und W. Riede.
Design data of a repetitively pulsed 50 kW multigas laser and recent experimental results.
In XII International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference, Band 3574 von Proc. SPIE, S. 644–648 (1998).
- [73] W. Mayerhofer, Th. Hall, W. Riede, E. Zeyfang und S. Walther.
Repetitiv gepulster Multigas-Hochleistungslaser.
Interner Bericht IB 44102/99, DLR - Institut für Technische Physik (1999).
105 Seiten.
- [74] E. Zeyfang, W. Mayerhofer und W. Schall.
Das Laser-Lightcraft, ein innovatives Antriebskonzept zum Start von Mikrosatelliten.
Vortrag (März 1999).
DPG-Frühjahrstagung, Heidelberg.
- [75] W.O. Schall, W.L. Bohn, H.-A. Eckel, W. Mayerhofer, W. Riede, S. Walther und E. Zeyfang.
US German Lightcraft Impulse Measurements.
Abschlussbericht, DLR Institut für Technische Physik, Stuttgart (April 2001).
EOARD Grant F61775-00-WE033.
- [76] G. Renz, F. Holzschuh und E. Zeyfang.
PFNs switched with stacked SCRs at 20 kV, 500 J, and 100 Hz REP-rate.
In Pulsed Power Conference, 1997. Digest of Technical Papers. 11th IEEE International, Band 1 von Proc. SPIE, S. 390–395 (1997).
- [77] W. Duley.
CO₂ Lasers - Effects and Applications.
1. Auflage. Academic Press, New York (1976).
427 Seiten.
- [78] P.E. Cassady.
Fluid Dynamics in Closed Cycle Pulsed Lasers.
AIAA Paper 83-1682 (1983).
- [79] W.O. Schall, H.-A. Eckel und S. Walther.
Lightcraft Impulse Measurements under Vacuum.
Abschlussbericht, DLR Institut für Technische Physik, Stuttgart (September 2002).
EOARD Grant FA8655-02-M4017.

- [80] S. Scharring, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Flight Analysis of a Parabolic Lightcraft – Ground-based Launch.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 997 von *AIP Conference Proceedings*, S. 304–315.
American Institute of Physics, Melville, New York (2008).
- [81] <http://www.korth.de>.
- [82] E. Wollenhaupt.
Experimentelle Untersuchungen zur Skalierung von gepulsten laserthermischen Antrieben.
Diplomarbeit, Universität Stuttgart, IRS-09-S12 (Juni 2009).
- [83] J.E. Sinko, S. Scharring, H.-A. Eckel, H.-P. Röser und A. Sasoh.
Measurement Issues in Pulsed Laser Propulsion.
In C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), *6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1230 von *AIP Conference Proceedings*, S. 125–136. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [84] S. Scharring, J. Sinko, A. Sasoh, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Experimental Determination of the Impulse Coupling Coefficient – Standardization Issues.
International Journal of Aerospace Innovations **3**, 33–43 (2011).
- [85] S. Scharring, D. Hoffmann, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Stabilization and steering of a parabolic laser thermal thruster with an ignition device.
Acta Astronautica **65**, 1599–1615 (2009).
- [86] N. Hodgson und H. Weber.
Laser Resonators and Beam Propagation.
2. Auflage. Springer (2005).
793 Seiten.
- [87] A. Siegman.
Lasers.
University Science Books, Sausalito, CA (1986).
1283 Seiten.
- [88] S. Scharring, H.-A. Eckel, H.-P. Röser, J.E. Sinko und A. Sasoh.
Laser Propulsion Standardization Issues.
In C.R. Phipps (Herausgeber), *International Symposium on High Power Laser Ablation 2010*, Band 1278 von *AIP Conference Proceedings*, S. 780–788.
American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [89] I.M. Winer.
A Self-Calibrating Technique Measuring Laser Beam Intensity Distributions.
Applied Optics **5**, 1437–1440 (1966).
- [90] D. Meschede.
Optik, Licht und Laser.

1. Auflage. B.G. Teubner, Stuttgart (1999).
Kap. 2, 456 Seiten.
- [91] S. Scharring, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
High speed analysis of free flights with a parabolic thruster.
In C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), *6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1230 von *AIP Conference Proceedings*, S. 77–88. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [92] S. Scharring, D. Hoffmann, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Remotely controlled Steering Gear for a Laser-Driven Rocket with a Parabolic Thruster.
In C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), *6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1230 von *AIP Conference Proceedings*, S. 89–100. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [93] S. Scharring, E. Wollenhaupt, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Flight Experiments on Energy Scaling for In-Space Laser Propulsion.
In C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), *6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1230 von *AIP Conference Proceedings*, S. 326–337. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [94] S. Scharring, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Beam-Riding of a Parabolic Laser Lightcraft.
International Journal of Aerospace Innovations **3**, 15–31 (2011).
- [95] W.O. Schall, H.-A. Eckel, W. Mayerhofer, W. Riede und E. Zeyfang.
Comparative lightcraft impulse measurements.
In C.R. Phipps (Herausgeber), *High Power Laser Ablation IV*, Band 4760 von *Proceedings of SPIE*, S. 908–917 (2002).
- [96] J.E. Sinko, S. Scharring, Y. Tsukiyama, K. Ichihashi, N. Ogita, A. Sasoh, N. Umehara, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
CO₂ Laser Ablation Area Scaling and Redeposition on flat Polyoxymethylene Targets.
In C.R. Phipps (Herausgeber), *International Symposium on High Power Laser Ablation 2010*, Band 1278 von *AIP Conference Proceedings*, S. 538–547. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [97] J. Sinko.
Persönliche Mitteilung (21. Februar 2008).
- [98] *Technical Data for the Acuity distance meter.*
<https://www.acuitylaser.com/AR4000/sensor-technical-data.html#downloads>.
Letzter Zugriff: 13.07.2011.
- [99] R. Clark.

- Scanning rangefinder with range to frequency conversion.*
Patent US 5,309,212 (Mai 1994).
Eingereicht 4.9.1992.
- [100] T. Ehlen.
Messbericht. EMV-Störungen des CO₂-Lasers bei der DLR nach der Durchführung von Schirmungsmaßnahmen.
Technischer Bericht, DLR - Institut für Technische Physik (2003).
49 Seiten.
- [101] W. Nolting.
Grundkurs: Theoretische Physik, Band 1. Klassische Mechanik.
2. Auflage. Zimmermann-Neufang, Ulmen (1991).
356 Seiten.
- [102] E. Sterling, A.V. Pakhomov, C.W. Larson und F.B. Mead Jr.
Absorption-Enhanced Liquid Ablatants for Propulsion with TEA CO₂ Laser.
In A.V. Pakhomov und L.N. Myrabo (Herausgeber), *3rd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 766 von *AIP Conference Proceedings*, S. 474–481. American Institute of Physics, Melville, New York (2005).
- [103] PCB Piezotronics Force / Torque Division.
Model 200C20, ICP(R) Dynamic Force Sensor, Installation and Operating Manual.
- [104] W. J. Stronge.
Impact Mechanics.
Cambridge University Press, New York (2000).
Zitiert in [41].
- [105] T. Yamaguchi, B. Wang, Y. Shimada, K. Shimamura, K. Hatai, K. Komurasaki und Y. Arakawa.
Terminating Conditions of Laser Supported Detonation in Two Different Lasers.
In C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), *6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1230 von *AIP Conference Proceedings*, S. 379–386. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [106] *Optica 3 User Guide.*
- [107] R.A. Liukonen.
Laser Rockets.
Technical Physics Letters **27**, 1030–1031 (2001).
- [108] J.E. Sinko und J.S. Lassiter.
Sphere-Wall Impact Experiments with Piezoelectric Force Sensors.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 997 von *AIP Conference Proceedings*, S. 131–142. American Institute of Physics, Melville, New York (2008).

- [109] E. Sterling, J. Lin, J. Sinko, L. Kodgis, S. Porter, A. V. Pakhomov, C.W. Larson und F.B. Mead Jr.
Laser-Driven Mini-Thrusters.
In K. Komurasaki, T. Yabe, S. Uchida und A. Sasoh (Herausgeber), *4th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 830 von *AIP Conference Proceedings*, S. 247–258. American Institute of Physics, Melville, New York (2006).
- [110] Yu. Rezunkov und A.V. Pakhomov.
Perspective In-Space Laser Propulsion Demonstrator Mission.
In K. Komurasaki (Herausgeber), *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 702 von *AIP Conference Proceedings*, S. 205–215. American Institute of Physics, Melville, New York (2004).
- [111] Y. Oda, T. Nakagawa, K. Komurasaki, K. Takahashi, A. Kasugai, K. Sakamoto und T. Imai.
An observation of plasma inside of microwave boosted thruster.
In K. Komurasaki (Herausgeber), *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 702 von *AIP Conference Proceedings*, S. 399–406. American Institute of Physics, Melville, New York (2004).
- [112] V.P. Ageev, A.I. Barchukov, F.V. Bunkin, V.I. Konov, V.P. Korobeinikov, B.V. Putjatin und V.M. Hudjakov.
Experimental and theoretical modeling of laser propulsion.
Acta Astronautica **7**, 79–90 (1980).
- [113] P. Gong und Z. Tang.
Analytical and Numerical Study of the Air Breathing Model for Laser Propulsion.
In K. Komurasaki (Herausgeber), *2nd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 702 von *AIP Conference Proceedings*, S. 31–39. American Institute of Physics, Melville, New York (2004).
- [114] C.R. Phipps Jr., R.F. Harrison, T. Shimada, G.W. York, T.P. Turner, X.F. Corlis, H.S. Steele, L.C. Haynes und T.R. King.
Enhanced vacuum laser-impulse coupling by volume absorption at infrared wavelengths.
Laser and Particle Beams **8**, 281–298 (1990).
- [115] J.E. Sinko und D.A. Gregory.
Critical Fluence Effects in Laser Propulsion.
In C. Phipps (Herausgeber), *High Power Laser Ablation VII*, Band 7005 von *Proceedings of SPIE*, S. 70051Z–1–70051Z–11. SPIE, Bellingham, WA (2008).
- [116] Yu.A. Rezunkov, M.S. Egorov, S.G. Rebrov, E.V. Repina und A.L. Safronov.
Laser Fine-Adjustment Thruster For Space Vehicles.
In C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), *6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1230 von *AIP Con-*

- ference Proceedings*, S. 309–318. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [117] J.E. Sinko, S. Scharring, N. Ogita, A. Sasoh, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Update on CO₂ Laser Ablation of Polyoxymethylene at 101 kPa.
In C.R. Phipps (Herausgeber), *International Symposium on High Power Laser Ablation 2010*, Band 1278 von *AIP Conference Proceedings*, S. 548–557. American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [118] J. Song, Y. Hong, M. Wen und Q. Li.
Numerical Analysis of Laser Repetition Rate and Pulse Numbers in Multipulsed Laser Propulsion.
In H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), *7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1402 von *AIP Conference Proceedings*, S. 296–305. American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
- [119] M. Wen, Y. Hong und J. Song.
Investigation on Multiple-Pulse Propulsion Performance for a Parabolic Nozzle with Inlet Slit.
In H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), *7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 1402 von *AIP Conference Proceedings*, S. 74–81. American Institute of Physics, Melville, New York (2011).
- [120] J. Song.
Persönliche Mitteilung (23. Mai 2011).
- [121] T. Cohen, K.A. Herren, M.S. Thompson, J. Lin und A.V. Pakhomov.
Initial Demonstration of Ablative Laser Propulsion.
In A.V. Pakhomov und L.N. Myrabo (Herausgeber), *3rd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 766 von *AIP Conference Proceedings*, S. 406–413. American Institute of Physics, Melville, New York (2005).
- [122] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig.
Taschenbuch der Mathematik.
2. Auflage. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main (1995).
1024 Seiten.
- [123] D.A. Kenoyer.
Combined Experimental and Numerical Investigations into Laser Propulsion Engineering Physics.
Doktorarbeit, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York (2010).
122 Seiten.
- [124] M. Libeau und L.N. Myrabo.
Off-Axis and Angular Impulse Measurements on a Lightcraft Engine.
In A.V. Pakhomov und L.N. Myrabo (Herausgeber), *3rd International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 766 von *AIP Conference Proceedings*, S. 166–177. American Institute of Physics, Melville, New York (2005).

- [125] M.A. Libeau, L.N. Myrabo, M. Filippelli und J. McInerney.
Combined Theoretical and Experimental Flight Dynamics Investigation of a Laser-Propelled Vehicle.
In A.V. Pakhomov (Herausgeber), *1st International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, Band 664 von *AIP Conference Proceedings*, S. 125–137.
American Institute of Physics, Melville, New York (2003).
- [126] W. Schall.
Lightcraft - Aufgaben (2005).
Unveröffentlichte konzeptionelle Überlegungen.
- [127] M. Barnsley.
Fractals Everywhere.
Academic Press Inc., San Diego (1988).
394 Seiten.
- [128] K. Falconer.
Fractal Geometry.
John Wiley and Sons, Chichester (1990).
288 Seiten.
- [129] J. Thompson und H. Stewart.
Nonlinear Dynamics and Chaos.
John Wiley and Sons, Chichester (1986).
376 Seiten.
- [130] K.-H. Becker und M. Dörfler.
Dynamische Systeme und Fraktale.
4. Auflage. Vieweg, Braunschweig / Wiesbaden (1992).
374 Seiten.
- [131] T. Crilly.
Fractals and Chaos, Kapitel The Roots of Chaos - A Brief Guide, S. 193–209.
Springer, New York (1991).
- [132] H.-A. Eckel und S. Scharring.
Tailoring Laser Propulsion for Future Applications in Space.
In C.R. Phipps (Herausgeber), *International Symposium on High Power Laser Ablation 2010*, Band 1278 von *AIP Conference Proceedings*, S. 677–688.
American Institute of Physics, Melville, New York (2010).
- [133] S. Scharring, D. Hoffmann, H.-A. Eckel und H.-P. Röser.
Erzeugung und Kontrolle von laser-induzierten Plasmadetonationen als Antriebskonzept für Raumfahrtanwendungen.
Poster (März 2009).
DPG-Frühjahrstagung, Greifswald, 30. März - 3. April 2009.
- [134] H.-A. Eckel, S. Scharring und S. Karg.
Laser propulsion - a new technology for space flight.
Vortrag (August/September 2010).

- Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, Hamburg, 31. August - 02. September 2010.
- [135] H. Franke (Herausgeber).
dtv-Lexikon der Physik.
Deutscher Taschenbuch Verlag, München (1971).
10 Bände.
- [136] W. Walcher.
Praktikum der Physik.
3. Auflage. Teubner-Verlag, Stuttgart (1974).
378 Seiten.
- [137] P. Frank und R.v. Mises.
Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik, Band I -
Mathematischer Teil.
2. Auflage. Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig (1961).
916 Seiten.
- [138] *Origin-Referenz für Origin 8.6*.

Anhang A

Eigene Publikationen im Rahmen der Dissertation

A.1 Referierte Artikel in Fachzeitschriften

[85] S. Scharring, D. Hoffmann, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *Stabilization and steering of a parabolic laser thermal thruster with an ignition device*, Acta Astronautica **65**, 1599–1615 (2009).

[24] C. Phipps, M. Birkan, W. Bohn, H.-A. Eckel, H. Horisawa, Th. Lippert, M. Michaelis, Yu. Rezunkov, A. Sasoh, W. Schall, S. Scharring und J. Sinko, *Review: Laser-Ablation Propulsion*, Journal of Propulsion and Power **26**(4), 609–637 (2010).

[94] S. Scharring, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *Beam-Riding of a Parabolic Laser Lightcraft*, International Journal of Aerospace Innovations **3**(1), 15–31 (2011).

[84] S. Scharring, J. Sinko, A. Sasoh, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *Experimental Determination of the Impulse Coupling Coefficient – Standardization Issues*, International Journal of Aerospace Innovations **3**(1), 33–43 (2011).

A.2 Referierte Konferenzbeiträge

International Symposium on High Power Laser Ablation 2010

Santa Fe, New Mexico, USA, 18. - 22. April 2010

C.R. Phipps (Herausgeber), AIP Conference Proceedings **1278**, American Institute of Physics, Melville, New York (2010)

[88] S. Scharring, H.-A. Eckel, H.-P. Röser, J.E. Sinko und A. Sasoh, *Laser Propulsion Standardization Issues*, ebd., S. 780–788.

[132] H.-A. Eckel und S. Scharring, *Tailoring Laser Propulsion for Future Applications in Space*, ebd., S. 677–688.

A.3 Andere Konferenzbeiträge

5th International Symposium on Beamed Energy Propulsion

Kailua-Kona, Hawaii, USA, 12. - 15. November 2007

A.V. Pakhomov (Herausgeber), AIP Conference Proceedings **997**, American Institute of Physics, Melville, New York (2008)

[80] S. Scharring, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *Flight Analysis of a Parabolic Lightcraft – Ground-based Launch*, ebd., S. 304–315.

[52] S. Scharring, H.-A. Eckel, J. Trommer, H.-P. Röser und C. Eigenbrod, *Spaceborne Lightcraft Applications – an Experimental Approach*, ebd., S. 295–303.

DPG-Frühjahrstagung 2009

Greifswald, 30. März - 3. April 2009

[133] S. Scharring, D. Hoffmann, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *Erzeugung und Kontrolle von laser-induzierten Plasmadetonationen als Antriebskonzept für Raumfahrtanwendungen*, Poster.

6th International Symposium on Beamed Energy Propulsion

Scottsdale, Arizona, USA, 1. - 5. November 2009

C.R. Phipps, K. Komurasaki und J.E. Sinko (Herausgeber), AIP Conference Proceedings **1230**, American Institute of Physics, Melville, New York (2010)

[91] S. Scharring, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *High Speed Analysis of Free Flights with a Parabolic Thruster*, ebd., S. 77–88.

[92] S. Scharring, D. Hoffmann, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *Remotely Controlled Steering Gear for a Laser-driven Rocket with a Parabolic Thruster*, ebd., S. 89–100.

[93] S. Scharring, E. Wollenhaupt, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *Flight Experiments on Energy Scaling for In-Space Laser Propulsion*, ebd., S. 326–337.

[83] J.E. Sinko, S. Scharring, H.-A. Eckel, H.-P. Röser und A. Sasoh, *Measurement Issues in Pulsed Laser Propulsion*, ebd., S. 125–136.

Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2010

Hamburg, 31. August - 02. September 2010

[134] H.-A. Eckel, S. Scharring, und S. Karg, *Laser propulsion - a new technology for space flight*, Vortrag.

7th International Symposium on Beamed Energy Propulsion

Ludwigsburg, 10. - 14. April 2011

H.-A. Eckel und S. Scharring (Herausgeber), AIP Conference Proceedings **1402**, American Institute of Physics, Melville, New York (2011)

[14] S. Scharring, H.-A. Eckel und H.-P. Röser, *Beam-Riding Analysis of a Parabolic Laser-thermal Thruster*, ebd., S. 115–131.

[45] S. Scharring, J.E. Sinko, S. Karg, H.-A. Eckel, H.-P. Röser, A. Sasoh, N. Ogita, N. Umehara und Y. Tsukiyama, *Review on Japanese-German-U.S. Cooperation on Laser-Ablation Propulsion*, ebd., S. 47–61.

A.4 Mitbetreute Diplomarbeiten

[13] D. Hoffmann, *Development and validation of a design model with remotely controllable steering gear for flight experiments on pulsed laser thermal propulsion*, Universität Stuttgart, IRS-07-S39 (2008).

[82] E. Wollenhaupt, *Experimentelle Untersuchungen zur Skalierung von gepulsten laserthermischen Antrieben*, Universität Stuttgart, IRS-09-S12 (2009).

Anhang B

Experimentelle Parameter

Typ	L	D	l_z	D_z
-	mm	mm	mm	mm
0	62,5	100	13	2
6	125,0	100	15	2
7	180,0	100	15	2
8	23,7	38	10	1
9	30,0	48	10	1
10	100,8	100	10	2

Tabelle B.1: Geometrische Parameter der Experimente zum Impulsübertrag mit Piezosensor in Kap. 3.3, vgl. Abb. 2.11: Durchmesser D der Düsenöffnung, Höhe L der Düse sowie Länge l_z und Durchmesser D_z des Zündstiftes

Handelsname	Chemische Bezeichnung	ρ kg/m ³	λ W/(K·m)	C_p J/(kg·K)	Hersteller / Lieferant
Tecaform AD	Homopolymer	1420	0,31	1500	Ensinger
Tecaform AH natur	Copolymer	1410	0,31	1500	Ensinger
Tecaform AH SD	Copolymer mit Additiv	1330	0,30	n.d.	Ensinger
POM	Copolymer	1410	0,31	n.d.	BEN Kunststoffe

Tabelle B.2: Materialeigenschaften der verschiedenen POM-Modifikationen: Dichte ρ , Wärmeleitfähigkeit λ bei 23°C, spezifische Wärmekapazität C_p bei 23°C

Flug	m	J	z_{CMS}	Zündung	Struktur	Kap.
Nr.	g	g·cm ²	mm	-	-	Nr.
<i>Einzelimpuls</i>						
1140 – 1225	31,73	270	35	Pin	TS, RF	3.3.1
1226 – 1317 ¹	≈ 32,7	271	36	POM, 8 mm	TS, RF	3.4.3
1226 – 1317 ²	≈ 33,4	273	36	POM, 10 mm	TS, RF	3.4.3
1226 – 1317 ³	≈ 34,1	275	37	POM, 12 mm	TS, RF	3.4.3
1857 – 1896 ⁴	33,09	274	21	Pin	VS	3.3.4
1897 – 1904	38,21	428	28	Pin	VS	3.3.1
<i>Zündstifttests</i>						
1087 – 1116	49,27	461	32	Pin	TS, RF	4.1.2
1117 – 1136	45,57	438	31	ohne Pin	TS, RF	4.1.2
1362 – 1398 [85,91]	42,25	387	34	Pin	TS, RF	-
2014 – 2083 ⁵	39,18	482	29	ohne Pin	VS	4.3 f.
<i>Lateralversatz</i>						
1499 – 1571	53,76	774	27	Pin	VS	4.3 f.
<i>Hovering</i>						
1717 – 1777	70,47	1000	16	Pin	VS, R-Msg	4.3 f.
1778 – 1856	68,73	1021	15	Pin	VS, R-Msg	4.3 f.
1905 – 2011	68,75	1021	15	Pin	VS, R-Msg	4.3 f.
<i>Steuerung</i>						
653 – 1028 [13]	27,1	260	32	Pin	TS	5.2.2
653 – 1028 [13]	28,1	270	32	POM, 8 mm	TS	5.2.2
653 – 1028 [13]	28,8	270	33	POM, 10 mm	TS	5.2.2
653 – 1028 [13]	29,3	270	33	POM, 12 mm	TS	5.2.2
2158 – 2187	43,58	525	27	Pin, 0°	VS, R-Al	5.2.3
2084 – 2126	43,91	529	27	Pin, 5°	VS, R-Al	5.2.3
2188 – 2217	43,90	529	27	Pin, 10°	VS, R-Al	5.2.3
2127 – 2157	43,90	529	27	Pin, 20°	VS, R-Al	5.2.3

¹ 1253 – 1277, 1303 – 1307² 1278 – 1302, 1308 – 1312³ 1226 – 1252, 1313 – 1317⁴ Düse Typ Nr. 5⁵ 2019 – 2028, 2038 – 2045, 2054 – 2062, 2072 – 2079

Tabelle B.3: Eigenschaften der verwendeten Lightcrafts aus ausgewählten Flugexperimenten: Nr. des Flugexperimentes, Gesamtmasse m , Trägheitsmoment $J = J_{xx} = J_{yy}$, bezogen auf die Achsen x^* und y^* , Höhe des Schwerpunktes über der Reflektoröffnung sowie Konfiguration von Zündung und Strukturkomponenten. Die Berechnung von J und z_{CMS} wurde für manche Experimente nachträglich durchgeführt, wobei durch die Abschätzung des Gewichts der Einzelkomponenten keine Fertigungstoleranzen berücksichtigt werden konnten. Abkürzungen, vgl. Kap. 2.2.1: TS - Teilschutzkappe, 80 mm Durchmesser, VS - Vollschutzkappe, 100 mm Durchmesser, RF - Retroreflektierende Folie für Messungen mit Entfernungsmessgerät, R-Msg: Stabilisierungsring aus Messing (31 g), R-Al: Stabilisierungsring aus Aluminium (4 g).

Nr.	Ansicht	Lage	x_m^*	y_m^*	$z_m^{(ap)}$
-	-	-	mm	mm	mm
0	frontal	oben	0	-27	53
2	frontal	unten	0	-38	36
4	seit	oben	27	0	53
6	seit	unten	38	0	36

Tabelle B.4: Lage der Marker auf dem Lightcraft zur Trackinganalyse für Flug 1087 – 1317, 1362 – 1398. z_m^* hängt ab von der Lage des Schwerpunktes, $z_m^* = z_m^{(ap)} - z_{CMS}$.

Nr.	Ansicht	Lage	x_m^*	y_m^*	z_m^*
-	-	-	mm	mm	mm
0	frontal	oben	0	-31	15
1	frontal	rechts	20	-34	0
2	frontal	unten	0	-44	-10
3	frontal	links	-20	-34	0
4	seit	oben	31	0	15
5	seit	rechts	34	-20	0
6	seit	unten	40	0	-10
7	seit	links	34	20	0

Tabelle B.5: Lage der Marker auf dem Lightcraft zur Trackinganalyse für Flug 1499 – 1571.

Nr.	Ansicht	Lage	x_m^*	y_m^*	$z_m^{(ap)}$	\tilde{x}_m^*	\tilde{y}_m^*	$\tilde{z}_m^{(ap)}$
-	-	-	mm	mm	mm	mm	mm	mm
0	frontal	oben	0	-31	43	0	-27	12
1	frontal	rechts	20	-35	27	18	-31	2
2	frontal	unten	0	-47	12	0	-42	-6
3	frontal	links	-20	-35	27	-18	-31	2
4	seit	oben	-31	0	43	-27	0	12
5	seit	rechts	-35	20	27	-31	18	2
6	seit	unten	-47	0	12	-42	0	-6
7	seit	links	-35	-20	27	-31	-18	2

Tabelle B.6: Lage der Marker auf dem Lightcraft zur Trackinganalyse für Flug 1734 – 1856, 1897 – 2217. z_m^* hängt ab von der Lage des Schwerpunktes, $z_m^* = z_m^{(ap)} - z_{CMS}$. Die drei rechten, mit der Tilde gekennzeichneten Spalten, bezeichnen die entsprechenden Werte für das flache Lightcraft (Typ Nr. 5) in den Experimenten 1857 – 1896.

Anhang C

Angaben zur Kalibrierung

C.1 Energiekalibrierung

Experiment	c_E	Detektor	Anmerkung
a)			
Flug 115 – 638	$27,4 \pm 1,1$	D ₁ , D ₃	
Flug 639 – 652	$22,6 \pm 1,0$	D ₁ , D ₃	neuer Strahlteiler
Flug 653 – 1076 in [13]	$20,9 \pm 1,0$	D ₁ , D ₂	D ₁ , D ₂ neu kalibriert
Literaturwert	27,3		Fresnelsche Formeln [1]
b)			
Flug 1087 – 1480	630 ± 22	D ₂	
Flug 1481 – 1607	558 ± 25	D ₂	D ₂ neu kalibriert
Exp. in [82]	517 ± 33	D ₁	D ₁ neu kalibriert
Flug 1608 – 1665	625 ± 15	D ₂	Resonator dejustiert
Flug 1666 – 2217	711 ± 71	D ₁ , D ₂	Resonator rejustiert
Exp. mit Piezosensor	711 ± 71	D ₁ , D ₂	

Tabelle C.1: Umrechnungsfaktor c_E zur Bestimmung der Laserpulsenergie bei Messung a) des Rückreflexes vom KCl-Strahlteiler und b) am rückseitigen ZnSe-Fenster des Resonators. D₁: Pyrodetektor PE-50-BB, S/N 37296, D₂: Pyrodetektor PE-50-BB-V2, S/N 519050, D₃: Pyrodetektor PE-50-BB, S/N 82249, alle Ophir Electronics.

C.2 Bildkalibrierung

An zwei Beispielen wird im Folgenden erläutert, wie die Bildkalibrierung zu Beginn bzw. zum Abschluss der Flugexperimente angewendet wurde.

Bei den ersten Flugbahnanalysen wurden die Kalibriergitter so platziert, dass sie während der gesamten Bildsequenz sichtbar waren, vgl. Abb. C.1. Dadurch wurde

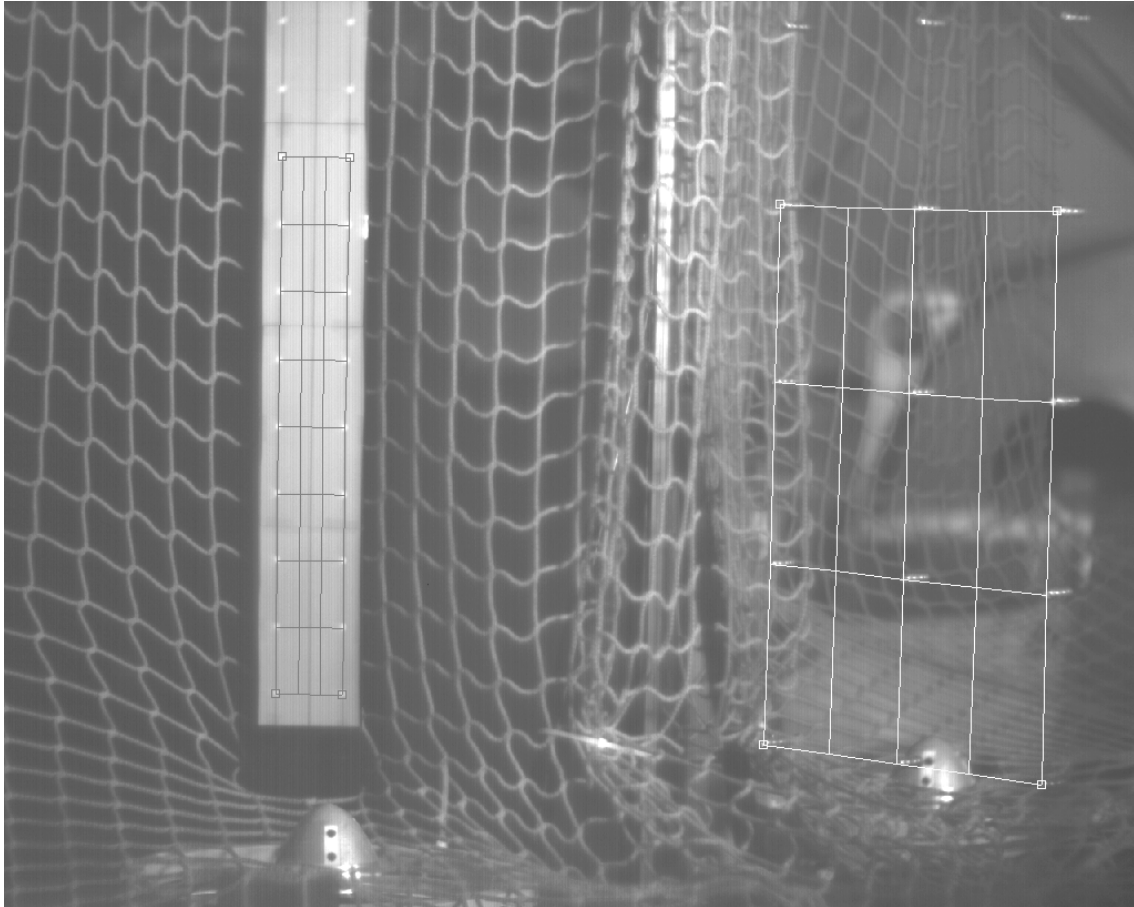


Abbildung C.1: Kalibrierung für die ersten Flugbahnanalysen mit einem Gitter hinter der Flugbahn ($g_p = 58$ mm) und einem Gitter, das auf dem seitlichen Spiegel angebracht wurde ($g_p = 150$ mm). An Hand der Gitterpunkte wurden in der Analyse-Software die entsprechenden Kalibriergitter für die einzelnen Bildebenen erzeugt.

eine einfache Nachkalibrierung bei leichten Modifikationen am experimentellen Aufbau gewährleistet. Wegen der unterschiedlichen Gegenstandstiefe von Flugbahn und Kalibriergitter wurden die Gitterpunktabstände g_p zunächst um die Faktoren

$$\frac{g_c}{g_c + g_g} \quad (\text{C.1})$$

für die Frontalansicht und

$$\frac{g_c + b_c}{g_c} \quad (\text{C.2})$$

für die Seitansicht in z-Richtung sowie

$$\frac{g_c + b_c}{\sqrt{2}g_c}, \quad (\text{C.3})$$

für die Seitansicht in y-Richtung skaliert, vgl. Abb. 2.7 b). Für das Gitter, das auf dem Seitenspiegel angebracht war, wurde zudem noch die perspektivische Verzerrung durch Bestimmung des Flucht winkels γ der horizontalen Gitternetzlinien in Abhängigkeit von der vertikalen Position auf dem Kalibriergitter bei der Auswertung mit berücksichtigt.

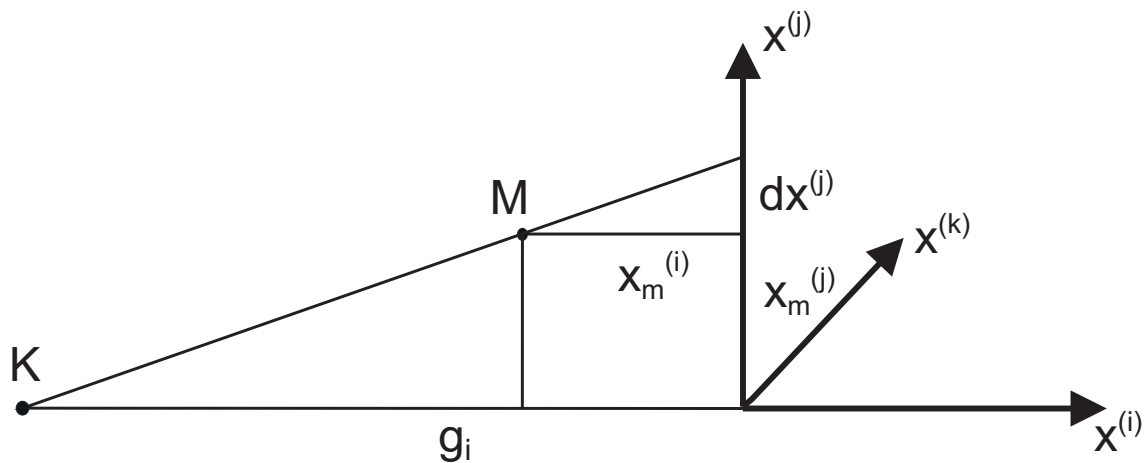


Abbildung C.2: Bildweitenkorrektur für einen Marker M außerhalb der Kalibrierebene.

Bei der anschließenden Bildweitenkorrektur für die einzelnen Trackingmarker wurde deren Abstand $|x_m^{(i)}|$ zur $x^{(j)}$ - $x^{(k)}$ -Ebene des Kalibrierbildes berücksichtigt, vgl. Abb. C.2. Ist die Kamera K längs der $x^{(i)}$ -Achse ausgerichtet und befindet sie sich im Abstand g_i von der $x^{(j)}$ - $x^{(k)}$ -Ebene, so erscheint das Bild des Markers M dort um $dx^{(j)}$ verschoben. Für die ähnlichen Dreiecke in dieser Skizze gilt

$$\frac{x_m^{(j)} + dx^{(j)}}{g_i} = \frac{x_m^{(j)}}{g_i + x_m^{(i)}} = \frac{dx^{(j)}}{x_m^{(i)}}. \quad (\text{C.4})$$

$x_m^{(i)}$ lässt sich nicht aus dem Kamerabild bestimmen, ist jedoch für die Startposition bekannt, weil hier die Achsen von körperfestem System und Laborsystem identisch

sind. Daher wird $dx^{(j)}$ zunächst für die Startposition berechnet und anschließend für den zeitlich nachfolgenden Datensatz als Eingangswert für die Bestimmung von $x_m^{(j)}$ mittels Näherung von $dx^{(j)}$ durch Iteration benutzt.

Für den in Abb. 2.7 b) gezeigten Aufbau ist $g_x = g_c + b_c + b_y \approx g_c + b_c = 3,50$ m, $g_y = g_c \approx 3,0$ m sowie $g_z = h_c \approx 0,60$ m, und man erhält für die Iteration nach Gl. C.4

$$x_m^{(n+1)} = x_m^\perp - y_m^{(n)} \frac{b_c - x_m^{(n)}}{g_c + y_m^{(n)}} - x_0^\perp, \quad (\text{C.5})$$

$$z_m^{(n+1)} = z_m^\perp - y_m^{(n)} \frac{h_c - z_m^{(n)}}{g_c + y_m^{(n)}} - z_0^\perp, \quad (\text{C.6})$$

wobei der Index n den Iterationsschritt bezeichnet und \mathbf{r}_0^\perp für den Ursprung des Laborsystems im Kamerabild (Frontalansicht) I^\perp steht. Entsprechendes gilt für die Seitansicht I^\angle . Wegen $|x_m^{(i)}| \ll g_i$ konvergiert $x_m^{(n)}$ schnell, so dass die Iteration nach max. 5 Schritten abgebrochen wurde. Die Gleichungen Gl. C.5 und C.6 gelten wegen $b_y \neq 0$ für die Flüge 1087 – 1404 nur näherungsweise, vgl. Tab. C.2.

Flug	g_c	g_g	b_c	b_y	h_c
Nr.	m	m	m	m	m
1087 – 1361	2,98	0,46	0,15	0,46	0,50
1362 – 1404	2,93	0,46	0,02	0,59	0,48
1499 – 1571	2,91	0,46	0,59	0	0,60

Tabelle C.2: Positionierung der Hochgeschwindigkeitskamera zur stereoskopischen Flugbahnanalyse, vgl. Abb. 2.7 b).

Im Zuge der Experimente stellte sich heraus, dass die einmalige Kalibrierung des experimentellen Aufbaus ausreichte. Daher wurde eine separate Kalibrierung durchgeführt, bei der die Kalibriergitter, zwei Plexiglasplatten mit $g_p = 2$ cm, direkt in der x-z- und y-z-Ebene des Laborsystems positioniert werden konnten. Dafür wurden sie in 90°-Anordnung auf einer größeren Plexiglasscheibe als Basis befestigt, die auf der Startvorrichtung mit dem Justierlaser zentriert wurde, vgl. Abb. C.3. Abb. C.4 zeigt den experimentellen Aufbau. Hier ist $g_x = g_s + g_m = 1,20$ m, $g_y = 0,91$ m und $g_z = 0,13$ m, und für die Iteration gemäß Gl. C.4 zur Bildweitenkorrektur der einzelnen Marker gilt näherungsweise:

$$x_m^{(n+1)} = x_m^\perp \cdot \frac{g_y + y_m^{(n)}}{g_y} - x_0^\perp, \quad (\text{C.7})$$

$$z_m^{(n+1)} = z_m^\perp + y_m^{(n)} \frac{z_m^\perp - g_z}{g_y} - z_0^\perp, \quad (\text{C.8})$$

wobei \mathbf{r}_0^\perp den Ursprung des Laborsystems im Kamerabild (Frontalansicht) I^\perp bezeichnet, Entsprechendes gilt für die Seitansicht I^\angle .

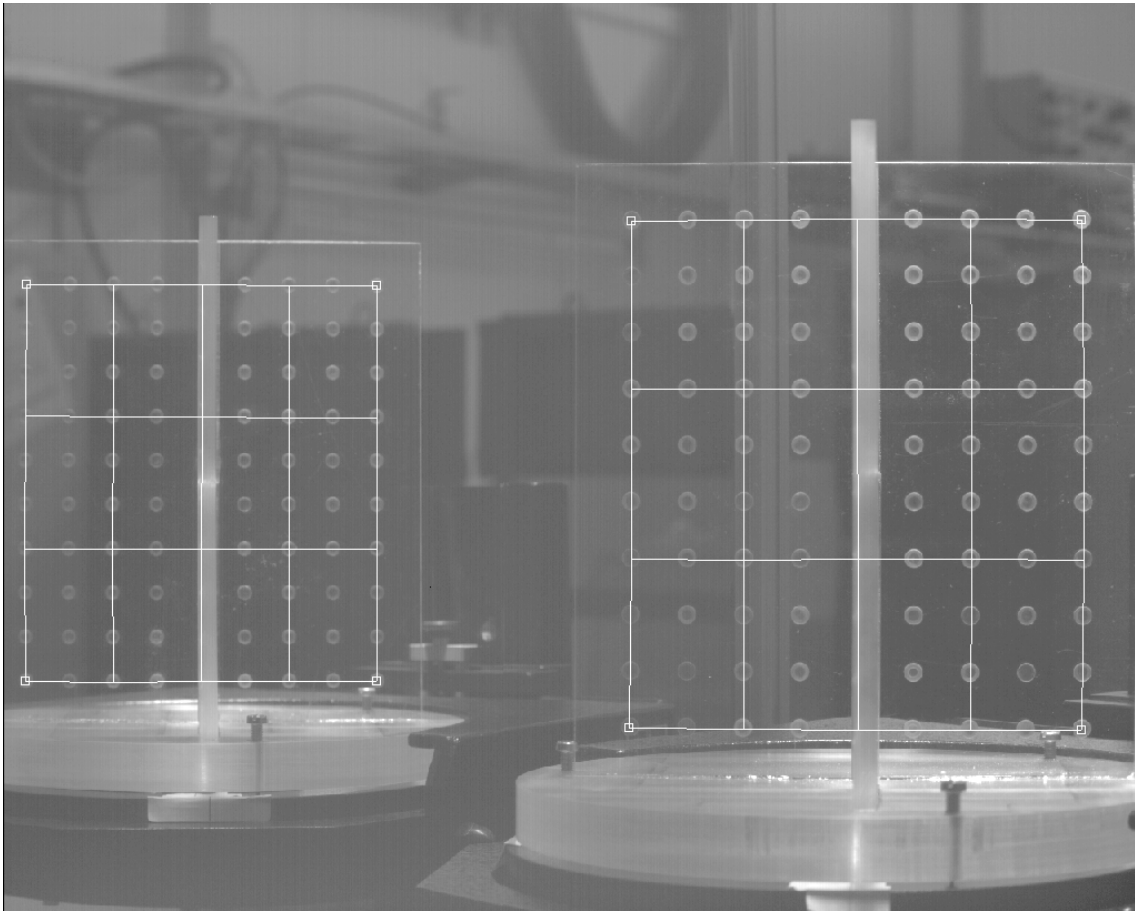


Abbildung C.3: Kalibriergitter für die Schwebexperimente.

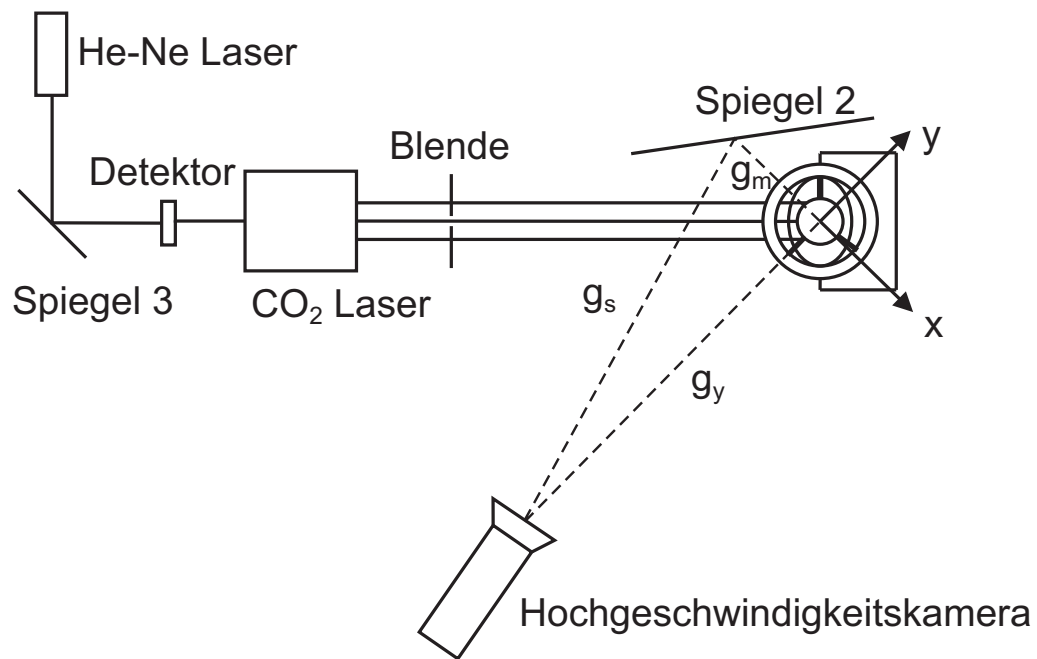


Abbildung C.4: Experimenteller Aufbau der Schwebexperimente, vgl. [14].

Flug	d_x^\perp	d_z^\perp	d_y^\angle	d_z^\angle	σ_x	σ_y	σ_z	σ_{ϑ_x}	σ_{ϑ_y}	δ^\perp	δ^\angle
Nr.	mm	mm	mm	mm	%	%	%	%	%	mm/pixel	mm/pixel
1087 – 1404	54	430	245	520	2,41	0,47	0,32	2,42	0,57	0,70	0,74
1499 – 1571	53	588	58	635	2,41	2,41	0,22	2,42	2,42	0,72	0,87
1734 – 2217	160	180	160	180	0,88	0,88	0,78	1,18	1,18	0,40	0,40

Tabelle C.3: Abmessungen der Kalibriergitter in Frontansicht und Seitansicht (Index \perp , bzw. \angle), projiziert in die Koordinatenebenen des Laborsystems mit Angabe der resultierenden systematischen Fehler σ_x , σ_y , σ_z , σ_{ϑ_x} und σ_{ϑ_y} für die Abstands- und Winkelmessung in der Bildebene sowie der theoretischen Bildauflösung δ , vgl. auch die Anmerkung zum Tracking in Kap. 2.2.4.

Nimmt man für die Abmessungen der Kalibriergitter eine Messungengenauigkeit von 1 mm an, so erhält für die Messungen von Position, Winkel und Geschwindigkeit die in Tab C.3 angegebenen systematischen Fehler. Sie wurden bei der Ermittlung von Kenngrößen wie z.B. c_m mit einberechnet, wenngleich in der Ermittlung von Anpassungsfunktionen nur der Fehler der abhängigen Größen berücksichtigt werden konnte.

Anhang D

Berechnungen

D.1 Trackinganalyse

Im Folgenden wird gezeigt, wie aus den Trajektorien der einzelnen Marker des Lightcrafts auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen die Schwerpunktsbewegung sowie die Eulerschen Winkel berechnet wurden.

Bezugssysteme. Ein Trackingmarker m habe im körperfesten System I^* des Lightcrafts die Koordinaten \mathbf{r}_m^* , wie z.B. in Tab. B.6 angegeben. Dabei liege der Ursprung des körperfesten Systems im Schwerpunkt des Lightcrafts. Der Mittelpunkt der Reflektoröffnung habe in I^* die Koordinaten $(0, 0, -z_{CMS})$. Zum Zeitpunkt $t < t_1$ fallen die x' - y' -Ebene des raumfesten Systems I' mit der x^* - y^* -Ebene von I^* zusammen, I' habe seinen Ursprung im geometrischen Zentrum des Strahlprofils. Hat das Lightcraft also vor dem Start einen Lateralversatz $\mathbf{r}_\Delta = (r_x, r_y)$ gegen den Ursprung des Laborsystems, so gilt für $t < t_1$

$$\mathbf{r}'_{m,0} = \begin{pmatrix} r_x \\ r_y \\ 0 \end{pmatrix} + \mathbf{r}_m^* \quad (\text{D.1})$$

Der Ursprung des Laborsystems I ist identisch mit dem von I' , allerdings ist hier die Achse $\hat{\mathbf{x}}$ parallel zur Achse $\hat{\mathbf{x}}^\perp$ des Kamerabildes in Frontalansicht I^\perp . Eine mögliche Verdrehung des Lightcrafts in der Startposition spiegelt sich im Winkel φ^\perp zwischen den Achsen $\hat{\mathbf{x}}$ und $\hat{\mathbf{x}}'$ wider und kann mittels

$$\varphi^\perp = \arcsin \frac{x_{o,0}^\perp \cdot K_{o,x}^\perp - x_{u,0}^\perp \cdot K_{u,x}^\perp}{y_{o,0}^* - y_{u,0}^*} \quad (\text{D.2})$$

bestimmt werden, wobei die Indices o, u den oberen bzw. unteren Marker bezeichnen. Dabei bezeichnet $K_{i,x}^\perp$ einen Korrekturterm, der berücksichtigt, dass die Trackingmarker nicht exakt in der Kalibrierebene des Bildes liegen, vgl. z.B. Gl. C.7. Mit Hilfe der zugehörigen Drehmatrix $\underline{M}_\varphi^\perp$

$$\underline{M}_\varphi^\perp = \begin{pmatrix} \cos \varphi^\perp & \sin \varphi^\perp & 0 \\ -\sin \varphi^\perp & \cos \varphi^\perp & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{D.3})$$

kann eine Umrechnung ins Laborsystem gemäß

$$\mathbf{r}_{m,0} = \underline{M}_\varphi^\perp \cdot \mathbf{r}'_{m,0} \quad (\text{D.4})$$

erfolgen. Entsprechendes gilt für die Seitansicht I^\angle mit

$$\varphi^\angle = \arcsin \frac{y_{u,0}^\angle \cdot K_{u,y}^\angle - y_{o,0}^\angle \cdot K_{o,y}^\angle}{x_{o,0}^* - x_{u,0}^*}, \quad (\text{D.5})$$

wobei hier zusätzlich berücksichtigt wird, dass bei unpräziser Justierung des Seitenspiegels der Winkel zwischen den Bildebenen der beiden Kamerabilder um den Winkel $\varphi^{(\delta)} = \varphi^\angle - \varphi^\perp$ von 90° abweicht. Daher gilt für die Transformation ins Laborsystem entsprechend

$$\mathbf{r}_{m,0} = \underline{M}_\varphi^{(\delta)} \cdot \mathbf{r}'_{m,0} \quad (\text{D.6})$$

Bildweitenkorrektur. Die Bildkalibrierung gilt nur für die Ebene, in der sich das Kalibriergitter befindet. Die einzelnen Marker befinden sich zumeist in einem anderen Abstand zur Kamera. Daher wird für jeden Marker eine Bildweitenkorrektur durchgeführt, die für jeden Zeitpunkt aktualisiert wird. Sie ist Kap. C.2 im Detail beschrieben.

Projektionen des Neigungswinkels ϑ . Zur Berechnung der Projektionen ϑ_x und ϑ_y des Neigungswinkels in x-z- bzw. y-z-Ebene des Laborsystems werden die Positionen \mathbf{r}_m der Marker zunächst mittels Gl. D.4, D.6 nach I' transformiert. Für die Projektionen von ϑ in diesem System, ϑ'_x und ϑ'_y gilt

$$\vartheta'_x = \arctan \frac{z'_r - z'_l}{x'_r - x'_l} = \arctan \frac{x'_u - x'_o}{z'_o - z'_u} \quad (\text{D.7})$$

sowie entsprechend

$$\vartheta'_y = \arctan \frac{z'_r - z'_l}{y'_r - y'_l} = \arctan \frac{y'_u - y'_o}{z'_o - z'_u}, \quad (\text{D.8})$$

wobei die Indices o und u für den oberen und unteren Marker auf der vertikalen Achse des Lightcrafts stehen und entsprechend auf der horizontalen Achse r und l für den rechten und linken Marker. Je nach Bildqualität kam es bei einzelnen Markern zu einer größeren Anzahl von Artefakten, die nicht zur Auswertung herangezogen werden konnten. In solchen Fällen wurde nicht das Mittel über alle Marker gebildet, da es sonst zu Inkonsistenzen geführt hätte. Stattdessen wurden dann, je nach Auftreten der Artefakte, ausschließlich die Marker auf der vertikalen oder horizontalen Achse des Lightcrafts verwendet. Im Lightcraft-bezogenen System liegt damit die Symmetrieachse des Lightcrafts in Richtung des Vektors $\mathbf{s}' = (-\tan \vartheta'_x, -\tan \vartheta'_y, 1)$. Für die Lage der Symmetrieachse im Laborsystem erhält man durch Rücktransformation

$$\mathbf{s} = M_\varphi^{(f)} \mathbf{s}' \quad (\text{D.9})$$

und damit für die Projektionen ϑ_x und ϑ_y

$$\vartheta_x = -\arctan \frac{s_x}{s_z}, \quad (\text{D.10})$$

$$\vartheta_y = -\arctan \frac{s_y}{s_z}. \quad (\text{D.11})$$

Schwerpunktsbewegung und Drehmatrix. Die Eulerschen Winkel der Matrix \underline{A} werden aus den Neigungswinkeln des Lightcrafts ϑ_x , ϑ_y in den Bildebenen wie folgt berechnet, vgl. Gl. 2.12, 2.13:

$$\vartheta = \arctan \sqrt{\tan^2 \vartheta_x + \tan^2 \vartheta_y}, \quad (\text{D.12})$$

$$\varphi = \begin{cases} \frac{3\pi}{2} + \arctan \frac{\tan \vartheta_y}{\tan \vartheta_x} & (\vartheta_x \neq 0) \\ 0 & (\vartheta_x = 0, \vartheta_y > 0) \\ \pi & (\vartheta_x = 0, \vartheta_y < 0) \end{cases}. \quad (\text{D.13})$$

Für die Position \mathbf{r}_m der Marker im Laborsystem gilt dann:

$$\mathbf{r}_m = \underline{A} \cdot (\mathbf{r}_{m,0} - \mathbf{r}_{CMS,0}) + \mathbf{r}_{CMS}. \quad (\text{D.14})$$

Die Komponenten r_i von \mathbf{r}_{CMS} lassen sich durch Mittelwertbildung über die entsprechenden Ergebnisse aus Gl. D.14 für die einzelnen Marker berechnen.

Mit Hilfe von Gl. D.14 lassen sich die Bewegung des Mittelpunkts der Reflektoröffnung rekonstruieren sowie orthogonaler und paralleler Versatz bestimmen, vgl. Gl. 2.17.

D.2 Flug mit Reibung

Für die schnelle Bewegung größerer Körper in einem Fluid gilt unter Einfluss des Schwerfeldes der Erde [1]:

$$m \cdot \ddot{z} = -m \cdot g - k \cdot \dot{z}^2, \quad (\text{D.15})$$

wobei k durch die Newton'sche Reibung gegeben ist durch

$$k = \frac{c_w \cdot \varrho \cdot A}{2} \quad (\text{D.16})$$

mit c_w als Widerstands-Beiwert und A als Projektion der Fläche in Flugrichtung. Für das Lightcraft der Standard-Geometrie (Typ 0) wird wegen $D/2 \approx h$ eine Halbkugelschale mit $c_w = 0,34$ [135] angenommen. Unter Normalbedingungen ist $\varrho_{Luft} = 1,293 \text{ kg/m}^{-3}$ [136].

Gleichung D.15 wird durch folgende Funktion gelöst (Berechnung in Mathematica):

$$y(t) = C_2 + \frac{m}{k} \cdot \ln \left[\cos \left[\sqrt{\frac{g \cdot k}{m}} (t - m \cdot C_1) \right] \right]. \quad (\text{D.17})$$

Im Fall eines Flugkörpers, der nach einer Beschleunigungsphase zum Zeitpunkt $t = 0$ in den ballistischen Freiflug mit den Anfangswerten z_0 und v_0 übergeht, erhält man für den Zeitpunkt $t_{Peak} = m \cdot C_1$ die Gipfelhöhe $z_{Peak} = C_2$. Für die Integrationskonstanten C_1 und C_2 erhält man mit den gegebenen Anfangswerten

$$C_1 = \frac{\arctan \left[v_0 \sqrt{\frac{k}{g \cdot m}} \right]}{\sqrt{g \cdot k \cdot m}}, \quad (\text{D.18})$$

$$C_2 = z_0 - \frac{m}{k} \cdot \ln \left[\cos \left[\sqrt{\frac{g \cdot k}{m}} (t - m \cdot C_1) \right] \right]. \quad (\text{D.19})$$

D.3 Rekonstruktion des Impulsübertragsvektors

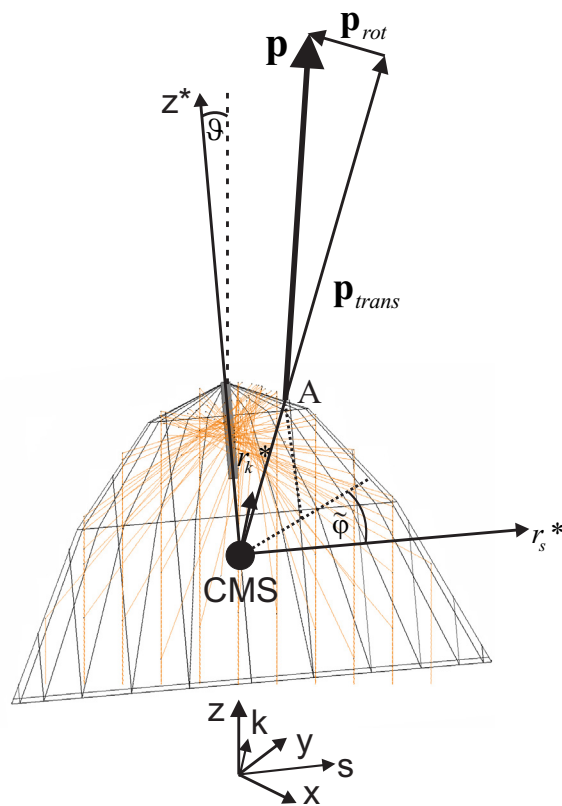


Abbildung D.1: Resultierender Vektor des Impulsübertrages bei Verkippung des Lightcrafts um den Winkel ϑ gegen den Laserstrahl, vgl. auch die Berechnung der Komponenten in Kap. 4.2.1.

Der resultierende Impulsübertrag kann aus den Komponenten von \mathbf{c}_m und \mathbf{c}_L rekonstruiert werden. Der Angriffspunkt A, vgl. Abb. D.1, lässt sich mittels Schnitt der Geraden g durch den Schwerpunkt der Lightcrafts in Richtung des Impulsüber-

tragsvektors der Translation \mathbf{p}_{trans}

$$g : \mathbf{r}^* = \varrho \frac{\mathbf{c}_m^*}{\|\mathbf{c}_m^*\|} = \frac{\varrho}{\|\mathbf{c}_m\|} \begin{pmatrix} c_{m,s} \cos \vartheta + c_{m,z} \sin \vartheta \\ c_{m,k} \\ c_{m,z} \cos \vartheta - c_{m,s} \sin \vartheta \end{pmatrix} \quad (\text{D.20})$$

mit der Düsenwand

$$(r_s^*)^2 + (r_k^*)^2 = 4R(L - z^* - z_{CMS}) \quad (\text{D.21})$$

als Lösung der resultierenden quadratischen Gleichung in ϱ bestimmen gemäß [122]:

$$\varrho_{1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (\text{D.22})$$

mit

$$a = \frac{(c_{m,s} \cos \vartheta + c_{m,z} \sin \vartheta)^2 + c_{m,k}^2}{c_{m,s}^2 + c_{m,k}^2 + c_{m,z}^2}, \quad (\text{D.23})$$

$$b = \frac{4R(c_{m,z} \cos \vartheta - c_{m,s} \sin \vartheta)}{\sqrt{c_{m,s}^2 + c_{m,k}^2 + c_{m,z}^2}}, \quad (\text{D.24})$$

$$c = 4R(z_{CMS} - L). \quad (\text{D.25})$$

Für den vektoriellen Impulsübertrag \mathbf{p} gilt dann mit Gl. 1.6 und 1.7

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{trans} + \mathbf{p}_{rot} \quad (\text{D.26})$$

mit

$$\mathbf{p}_{trans} = E_L \begin{pmatrix} c_{m,s} \\ c_{m,k} \\ c_{m,z} \end{pmatrix} \quad (\text{D.27})$$

und

$$\mathbf{p}_{rot} = \frac{E_L \sqrt{c_{m,s}^2 + c_{m,k}^2 + c_{m,z}^2}}{\varrho} \left[\frac{c_{L,s}}{c_{m,s}^2 + c_{m,z}^2} \begin{pmatrix} -c_{m,z} \\ 0 \\ c_{m,s} \end{pmatrix} + \frac{c_{L,k}}{c_{m,k}^2 + c_{m,z}^2} \begin{pmatrix} 0 \\ -c_{m,z} \\ c_{m,k} \end{pmatrix} \right]. \quad (\text{D.28})$$

Die Projektionen des Impulsübertragsvektors \mathbf{p} in die s-z-, bzw. k-z-Ebene bilden mit der z-Achse den Winkel

$$\vartheta_s = -\arctan \frac{p_s}{p_z} \text{ bzw.} \quad (\text{D.29})$$

$$\vartheta_k = -\arctan \frac{p_k}{p_z}, \quad (\text{D.30})$$

während der Winkel ϑ_p von \mathbf{p} gegen die z-Achse durch

$$\vartheta_p = -\arctan \sqrt{\tan^2 \vartheta_s + \tan^2 \vartheta_k} \quad (\text{D.31})$$

gegeben ist. Für den gesamten Impulsübertrag lässt sich ein äquivalenter Impuls-koppelkoeffizient definieren gemäß

$$c_{m,eq} = \frac{\|\mathbf{p}\|}{E_L}. \quad (\text{D.32})$$

D.4 Lösung der gekoppelten Bewegungsgleichungen

Gl. 5.3 kann durch Substitution mit $a = b_i^{(m)} \cdot \bar{P}_L/m$, $b = b_{\vartheta,i}^{(m)} \cdot \bar{P}_L/m$, $c = b_i^{(L)} \cdot \bar{P}_L/J$ und $d = b_{\vartheta,i}^{(L)} \cdot \bar{P}_L/J$ in

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i \\ \vartheta_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \ddot{r}_i \\ \ddot{\vartheta}_i \end{pmatrix} \quad (\text{D.33})$$

überführt werden. Der Exponentialansatz

$$\begin{pmatrix} r(t) \\ \vartheta(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{r} \\ \hat{\vartheta} \end{pmatrix} \exp(\lambda t) \quad (\text{D.34})$$

mit $\lambda = \kappa + i\omega$, $\kappa, \omega \in \mathbb{R}$ führt auf die charakteristische Gleichung in λ [122]¹

$$\begin{vmatrix} a - \lambda^2 & b \\ c & d - \lambda^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (\text{D.35})$$

deren Lösung nach Substitution mit $\lambda^2 = \mu = x + i \cdot y$ ($x, y \in \mathbb{R}$) gegeben ist durch

$$\mu_{1,2} = \frac{a + d \pm \sqrt{(a - d)^2 + 4bc}}{2}. \quad (\text{D.36})$$

Für $(a - d)^2 + 4bc < 0$ ist $\mu_{1,2} \in \mathbb{C}$, und man erhält bei Resubstitution durch λ aus dem Gleichungssystem für Imaginär- und Realteil von λ

$$\kappa_{1,2} = \kappa_{\pm} = \pm \sqrt{\frac{x + \sqrt{x^2 + y^2}}{2}} \quad (\text{D.37})$$

und

$$\omega_{1,2} = \omega_{\pm} = \pm \frac{y}{\sqrt{2(x + \sqrt{x^2 + y^2})}} \quad (\text{D.38})$$

mit

$$x = \frac{a + d}{2} \quad (\text{D.39})$$

und

$$y = \frac{1}{2} \sqrt{-(a - d)^2 - 4bc}. \quad (\text{D.40})$$

Die allgemeine Lösung von Gl. D.33 lautet dann:

$$\begin{aligned} r(t) &= r_1 \cdot \exp(\lambda t) + r_2 \cdot \exp(-\lambda t) + r_3 \cdot \exp(\lambda^* t) + r_4 \cdot \exp(-\lambda^* t) \\ \vartheta(t) &= \alpha r_1 \cdot \exp(\lambda t) + \alpha r_2 \cdot \exp(-\lambda t) + \alpha^* r_3 \cdot \exp(\lambda^* t) + \alpha^* r_4 \cdot \exp(-\lambda^* t) \end{aligned} \quad (\text{D.41})$$

wobei $\lambda = \lambda_1 = \kappa_1 + i\omega_1$ ist und α durch Einsetzen der partikulären Lösungen in Gl. D.33 bestimmt werden kann zu

$$\alpha = \frac{\lambda^2 - a}{b}, \quad (\text{D.42})$$

¹a.a.O., S. 394 ff., vgl. auch [101], S. 223 ff.

vgl. dazu auch [137]² und [122]³. Zur physikalischen Interpretation wird der Realteil dieser Lösung für die Anfangsbedingungen $r(0) = r_0$, $\vartheta(0) = \vartheta_0$, $\dot{r}(0) = \dot{\vartheta}(0) = 0$ bestimmt. Das führt auf die Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned} r(t) &= \hat{r} (\exp(\kappa t) \cos(\omega t + \varphi) + \exp(-\kappa t) \cos(-\omega t + \varphi)) \\ \vartheta(t) &= \varrho \hat{r} (\exp(\kappa t) \cos(\omega t + \varphi + \Delta\varphi) + \exp(-\kappa t) \cos(-\omega t + \varphi + \Delta\varphi)) \end{aligned} \quad (\text{D.43})$$

wobei $\kappa = \kappa_1 > 0$, $\omega = \omega_1 > 0$ ist. Aus der Lösung für α folgt

$$\varrho = \frac{\sqrt{a \cdot d - b \cdot c}}{b} \quad (\text{D.44})$$

und

$$\Delta\varphi = \arctan \frac{\sqrt{-(a-d)^2 - 4b \cdot c}}{a+d}, \quad (\text{D.45})$$

während die Anfangsbedingungen

$$\varphi = \arctan \left(\cot \Delta\varphi - \frac{\vartheta_0}{r_0 \cdot \varrho \cdot \sin \Delta\varphi} \right) \quad (\text{D.46})$$

und

$$\hat{r} = \frac{r_0}{2 \cos \varphi} \quad (\text{D.47})$$

liefern. Aus Gl. D.43 ist ersichtlich, dass der jeweils zweite Summand in den Bewegungsgleichungen für $t > \kappa^{-1}$ vernachlässigt werden kann. Dies führt auf die in Gl. 5.4 angegebene Näherung für die Lösung der Bewegungsgleichungen.

Die Diskriminante δ , vgl. Gl. 5.5, erhält man nach Resubstitution der Koeffizienten in $(a-d)^2 + 4bc < 0$, vgl. Gl. D.36, und Kürzen durch \bar{P}_L .

Ist $\mu \in \mathbb{R}$, $\mu < 0$, kann eine Lösung existieren, deren Werte beschränkt sind und die einer oszillierenden Bewegung des Lightcrafts um die Strahlmitte entspricht („*Beam-Riding*“). Dieser Fall wurde nicht näher untersucht.

²a.a.O., S. 331 ff.

³a.a.O., S. 394

Anhang E

Daten aus Modellierungen

E.1 Modellparameter zum Raytracing

Düse	d_{zyl}	Strahlmodell	Δ	r_k	N_{las}	η_{zyl}	Kap.
Typ	mm	Typ	mm	mm			Nr.
0	2	I	1	0,33	5025	0,9994	3.1
0	2	II b	1	0,33	5025	0,9998	3.1
0	2 - 20	III b	1	0,33 - 0,48	9409	0,9416 - 0,9940	3.1
0	8	III a	1	0,35	7673	0,9911	3.4.3
0	10	III a	1	0,38	7673	0,9864	3.4.3
0	12	III a	1	0,42	7673	0,9785	3.4.3
1	2	III a	0,35	0,123	4264	0,9574	3.4.3
1 ¹	2	III a	0,225	0,091	4581	0,9911	3.4.3
2	2	III a	0,225	0,130	4581	0,8984	3.4.3
2 ²	2	III a	0,11	0,119	4787	0,9668	3.4.3
3	2	III a	0,225	0,111	4581	0,4525	3.4.3
4	2	III a	0,11	0,142	4787	0,7498	3.4.3
0	2	II a	1	$\approx 0,001 - 0,06$	5025	$\approx 0,1 - 1$	4.2.2
0	2	II a	1	0,26 - 0,87	5025	0,1035 - 0,9998	5.2.1
0	8	II a	1	0,11 - 0,45	5025	$\approx 0,5610 - 0,9895$	5.2.1
0	10	II a	1	0,09 - 0,10	5025	$\approx 0,8569 - 0,9835$	5.2.1
0	12	II a	1	0,05 - 0,10	5025	$\approx 0,9114 - 0,9787$	5.2.1
0	2	IV	1	0,15	7213	$\approx 0,1 - 1$	4.2.3, 5.2.1

Tabelle E.1: Parameter der verwendeten Strahlmodelle zur Berechnung der Energiedichte auf Zündstiften und Treibstoffzylindern mit Durchmesser d_{zyl} in parabolischen Düsen: Gitterabstand Δ zwischen den einzelnen Strahlen, Anzahl N_{las} der Strahlen, Kernel-Parameter r_k , Anteil η_{zyl} der auf dem Zylindermantel einstrahlenden Energie an der Gesamtenergie; ¹abgeblendeter Strahl (20 mm), ²abgeblendeter Strahl (10 mm).

E.2 Impulskomponenten

Parameter der Anpassungsfunktionen

E_L	C_z	σ_ϑ	$\sigma_{r,s}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
J	N/MW	°	mm	mm	-
63	247 ± 3	$1,74 \pm 0,03$	$42,5 \pm 0,7$	$34,8 \pm 0,5$	0,81
86	298 ± 3	$1,91 \pm 0,03$	$41,5 \pm 0,5$	$35,0 \pm 0,4$	0,88
100	318 ± 3	$1,99 \pm 0,03$	$41,2 \pm 0,5$	$35,1 \pm 0,4$	0,90
110	330 ± 3	$2,04 \pm 0,03$	$41,1 \pm 0,4$	$35,2 \pm 0,3$	0,91
137	353 ± 2	$2,13 \pm 0,03$	$40,9 \pm 0,4$	$35,3 \pm 0,3$	0,92
157	365 ± 2	$2,19 \pm 0,03$	$40,8 \pm 0,3$	$35,4 \pm 0,3$	0,93
Mod.	-	σ_ϑ	$\sigma_{r,s}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
II a	-	$3,39 \pm 0,01$	$39,8 \pm 0,1$	-	0,96
IV	-	$3,20 \pm 0,04$	$45,4 \pm 0,3$	$39,8 \pm 0,3$	0,94

Tabelle E.2: Parameter der Anpassungsfunktion aus Gl. 4.30 für $c_{m,z}$ bei verschiedenen Laserpulsenergien E_L nach Impulsmodell B mit Strahlmodell IV. In den letzten Zeilen sind zum Vergleich die entsprechenden Parameter aus Impulsmodell A gemäß Gl. 4.25 bzw. 4.27 mit Strahlmodell IIa bzw. IV angegeben.

E_L	C_s	ϑ_c	σ_ϑ	$r_{c,s}$	$\sigma_{r,s}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
J	N/MW	°	°	mm	mm	mm	-
63	$245,7 \pm 1,0$	$0,76 \pm 0,01$	$1,69 \pm 0,02$	$-20,4 \pm 0,2$	$32,6 \pm 0,3$	$30,9 \pm 0,3$	0,96
86	$253,0 \pm 1,0$	$0,78 \pm 0,01$	$1,77 \pm 0,02$	$-21,9 \pm 0,2$	$32,4 \pm 0,3$	$33,3 \pm 0,3$	0,96
100	$278,3 \pm 1,0$	$0,72 \pm 0,01$	$1,87 \pm 0,02$	$-20,5 \pm 0,2$	$34,2 \pm 0,3$	$33,2 \pm 0,3$	0,96
110	$286,9 \pm 1,0$	$0,71 \pm 0,01$	$1,91 \pm 0,02$	$-20,4 \pm 0,2$	$34,8 \pm 0,3$	$33,5 \pm 0,3$	0,96
137	$286,7 \pm 1,1$	$0,72 \pm 0,01$	$1,95 \pm 0,02$	$-21,2 \pm 0,2$	$34,9 \pm 0,3$	$34,5 \pm 0,3$	0,96
157	$294,7 \pm 1,1$	$0,71 \pm 0,01$	$2,00 \pm 0,02$	$-21,0 \pm 0,2$	$35,7 \pm 0,3$	$34,9 \pm 0,3$	0,96
Mod.	$c_s[-]$	ϑ_c	σ_ϑ	$r_{c,s}$	$\sigma_{r,s}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
II a	$0,86 \pm 0,02$	$0,70 \pm 0,02$	$2,66 \pm 0,02$	$-18,7 \pm 0,5$	$40,4 \pm 0,4$	-	0,94
IV	$0,826 \pm 0,003$	$0,70 \pm 0,01$	$2,30 \pm 0,03$	$-21,5 \pm 0,2$	$40,2 \pm 0,3$	$38,9 \pm 0,4$	0,96

Tabelle E.3: Parameter der Anpassungsfunktion aus Gl. 4.31 für $c_{m,s}$ bei verschiedenen Laserpulsenergien E_L , nach Impulsmodell B ($c_s = 1$) mit Strahlmodell IV. In der letzten Zeile sind zum Vergleich die entsprechenden Parameter aus Impulsmodell A gemäß Gl. 4.26 bzw. 4.28 mit Strahlmodell IIa bzw. IV angegeben. Aufgrund der schwachen Konvergenz der Approximation musste C_s bzw. c_s separat von den übrigen Parametern angenähert werden.

E_L	$C_{L,s}$	ϑ_c	σ_ϑ	$r_{c,s}$	$\sigma_{r,s}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
J	N/MW	°	°	mm	mm	mm	-
63	$268,3 \pm 1,0$	$0,68 \pm 0,01$	$1,76 \pm 0,02$	$-18,2 \pm 0,2$	$34,5 \pm 0,3$	$30,5 \pm 0,3$	0,96
86	$269,5 \pm 1,0$	$0,73 \pm 0,01$	$1,82 \pm 0,02$	$-20,4 \pm 0,2$	$33,7 \pm 0,3$	$32,5 \pm 0,3$	0,96
100	$263,0 \pm 1,0$	$0,77 \pm 0,01$	$1,83 \pm 0,02$	$-21,9 \pm 0,2$	$33,0 \pm 0,3$	$33,8 \pm 0,3$	0,96
110	$286,9 \pm 1,0$	$0,70 \pm 0,01$	$1,91 \pm 0,02$	$-20,3 \pm 0,2$	$34,9 \pm 0,3$	$33,5 \pm 0,3$	0,96
137	$295,1 \pm 1,1$	$0,70 \pm 0,01$	$1,97 \pm 0,02$	$-20,5 \pm 0,2$	$35,6 \pm 0,3$	$34,3 \pm 0,3$	0,96
157	$303,5 \pm 1,1$	$0,68 \pm 0,01$	$2,02 \pm 0,02$	$-20,3 \pm 0,2$	$36,4 \pm 0,3$	$34,7 \pm 0,3$	0,96
Mod.	$c_{L,s}[-]$	ϑ_c	σ_ϑ	$r_{c,s}$	$\sigma_{r,s}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
II a	$0,86 \pm 0,02$	$0,70 \pm 0,02$	$2,67 \pm 0,02$	$-18,7 \pm 0,5$	$40,4 \pm 0,4$	-	0,94
IV	$0,826 \pm 0,003$	$0,70 \pm 0,01$	$2,31 \pm 0,03$	$-21,5 \pm 0,2$	$40,2 \pm 0,3$	$38,9 \pm 0,4$	0,96

Tabelle E.4: Parameter der Anpassungsfunktion aus Gl. 4.32 für $c_{L,s}$ bei verschiedenen Laserpulsenergien E_L nach Impulsmodell B ($c_s = 1$) mit Strahlmodell IV. In der letzten Zeile sind zum Vergleich die entsprechenden Parameter aus Impulsmodell A gemäß Gl. 4.26, bzw. 4.28 mit Strahlmodell IIa bzw. IV angegeben. Aufgrund der schwachen Konvergenz der Approximation musste $C_{L,s}$ bzw. $c_{L,s}$ separat von den übrigen Parametern angenähert werden.

E_L	C_k	ϑ_c	σ_ϑ	$\sigma_{r,s}$	$r_{c,k}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
J	N/MW	°	°	mm	mm	mm	-
63	$188,2 \pm 3,8$	$0,62 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,01$	$27,5 \pm 0,3$	$-23,1 \pm 0,3$	$26,3 \pm 0,5$	0,95
86	$191,7 \pm 2,1$	$0,56 \pm 0,01$	$0,55 \pm 0,01$	$29,1 \pm 0,3$	$-24,3 \pm 0,3$	$27,0 \pm 0,5$	0,95
100	$195,4 \pm 1,9$	$0,53 \pm 0,01$	$0,61 \pm 0,02$	$29,8 \pm 0,3$	$-24,9 \pm 0,3$	$27,3 \pm 0,5$	0,95
110	$197,6 \pm 1,9$	$0,51 \pm 0,02$	$0,64 \pm 0,02$	$30,3 \pm 0,3$	$-25,3 \pm 0,3$	$27,4 \pm 0,5$	0,95
137	$202,0 \pm 2,0$	$0,48 \pm 0,02$	$0,71 \pm 0,02$	$31,2 \pm 0,4$	$-26,1 \pm 0,3$	$27,7 \pm 0,5$	0,95
157	$204,5 \pm 2,1$	$0,46 \pm 0,02$	$0,74 \pm 0,02$	$31,7 \pm 0,4$	$-26,6 \pm 0,3$	$27,9 \pm 0,5$	0,95
	$c_k[-]$	ϑ_c	σ_ϑ	$\sigma_{r,s}$	$r_{c,k}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
-	$0,57 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,04$	$0,95 \pm 0,02$	$35,6 \pm 0,5$	$-29,8 \pm 0,3$	$29,5 \pm 0,6$	0,94

Tabelle E.5: Parameter der Anpassungsfunktion aus Gl. 4.33 bzw. 4.34 für die Impulsübertragskoeffizienten $c_{m,k}$ und $c_{L,k}$ bei verschiedenen Laserpulsenergien E_L nach Impulsmodell B ($c_k = 1$) mit Strahlmodell IV. In der letzten Zeile sind zum Vergleich die entsprechenden Parameter aus Impulsmodell A gemäß Gl. 4.29 angegeben.

Anhang F

Experimentelle Daten

Die nachfolgenden Tabellen bilden eine Auflistung der experimentellen Daten zu den im Text gezeigten Abbildungen. Die Fehlerangaben beziehen sich auf den statistischen Fehler σ_{stat} der Einzelmessung, z.B. bei einer Datenapproximation bzw. Mittelwertbildung über mehrere Messungen zu einem Datenpunkt. Soweit systematische Fehler σ_{sys} spezifiziert wurden, sind diese im angegebenen Fehler mit enthalten [122]:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{sys}^2}. \quad (\text{F.1})$$

Bei der Anpassung von Messdaten an analytische Funktionen mit der Analysesoftware Origin wurden die Messdaten entsprechend ihres Fehlers gewichtet, soweit nicht anders angegeben. Der Fehler der unabhängigen Variablen war hingegen nur bei linearen Modellen möglich. Zur Beurteilung der Qualität der Approximation wird in dieser Arbeit der korrigierte Korrelationskoeffizient \bar{R}^2 angegeben [138], der im Gegensatz zum sonst üblichen Korrelationskoeffizienten R^2 die Anzahl f der Freiheitsgrade des Modells in Bezug auf die Anzahl N der Datenpunkte berücksichtigt. Zwischen beiden Koeffizienten besteht der Zusammenhang

$$\bar{R}^2 = R^2 + (1 - R^2) \frac{f}{N}. \quad (\text{F.2})$$

F.1 Laserpulsparameter

U_{PFN1}	E_L	$\tau_{FWHM}^{(s)}$	$\tau_{FWHM}^{(t)}$	τ_{90}	$E^{(s)}/E_L$	$P_{max}^{(s)}/P_{max}^{(t)}$
kV	J	μs	μs	μs		
20	31 ± 2	$0,29 \pm 0,01$	$7,16 \pm 0,38$	7,85	$12,1 \pm 3,7$	$1,88 \pm 0,03$
22,5	43 ± 2	$0,29 \pm 0,01$	$8,09 \pm 0,16$	8,43	$7,7 \pm 1,3$	$1,70 \pm 0,07$
25	53 ± 4	$0,28 \pm 0,02$	$8,65 \pm 0,05$	8,90	$6,1 \pm 0,5$	$1,65 \pm 0,05$
27,5	65 ± 6	$0,28 \pm 0,04$	$8,85 \pm 0,15$	9,22	$5,9 \pm 0,6$	$1,56 \pm 0,03$
30	87 ± 5	$0,29 \pm 0,04$	$9,18 \pm 0,06$	9,39	$5,2 \pm 0,7$	$1,48 \pm 0,04$
32,5	92 ± 7	$0,30 \pm 0,04$	$9,34 \pm 0,07$	9,67	$5,1 \pm 0,6$	$1,37 \pm 0,05$
35	113 ± 7	$0,32 \pm 0,04$	$9,57 \pm 0,10$	9,81	$4,7 \pm 0,5$	$1,31 \pm 0,03$
37,5	135 ± 11	$0,38 \pm 0,05$	$9,77 \pm 0,06$	9,99	$3,8 \pm 0,4$	$1,21 \pm 0,04$
40	149 ± 14	$0,37 \pm 0,09$	$9,95 \pm 0,04$	10,13	$3,7 \pm 0,4$	$1,16 \pm 0,02$

Tabelle F.1: Kenngrößen zur Beschreibung des Laserpulses am CO₂-Hochenergielaser: Halbwertsbreiten τ_{FWHM} von Nadelpuls (s) und Pulsrücken (t) sowie Zeit bis zur Deposition von $9/10 E_L$ mit charakteristischen Verhältnissen von Energie und Laserleistung, vgl. auch [83]

F.2 Impulsübertrag für verschiedene Düsengeometrien

Düse	E_{low}	E_{up}	a_0	a_1	a_2	\bar{R}^2
Typ	J	J	N/MW	N/(MW·J)	N/(MW·J ²)	-
0	43 ± 5	208 ± 14	19 ± 26	3,16 ± 0,46	-0,0078 ± 0,0018	0,96
1	2,8 ± 0,3	21 ± 2	127 ± 21	28 ± 5	-1,05 ± 0,19	0,79
2	1,0 ± 0,1	9,6 ± 1,0	206 ± 22	33 ± 9	-3,1 ± 0,8	0,56
3	6,6 ± 0,7	9,3 ± 1,0	170 ± 1100	-54 ± 280	6 ± 18	0,66
5	53 ± 6	184 ± 21	113 ± 22	0,91 ± 0,43	-0,0015 ± 0,0019	0,89
6	33 ± 4	171 ± 20	670 ± 21	-1,2 ± 0,5	0,002 ± 0,002	0,91
7	32 ± 4	177 ± 21	737 ± 42	-1,9 ± 0,9	0,005 ± 0,004	0,74
8	35 ± 4	180 ± 21	294 ± 4	-1,05 ± 0,07	0,0018 ± 0,0003	0,997
9	35 ± 4	181 ± 21	338 ± 8	-0,31 ± 0,16	-0,0015 ± 0,0007	0,98
10	33 ± 4	176 ± 21	679 ± 14	-1,3 ± 0,3	0,002 ± 0,001	0,97

Tabelle F.2: Parameter der quadratischen Anpassungsfunktion $c_m(E) = a_0 + a_1 \cdot E + a_2 \cdot E^2$ für die Experimente zum coaxialen Impulskoppelkoeffizienten für verschiedene Düsengeometrien aus Kap. 3.3 für die untersuchten Bereiche der Laserpulsenergien von E_{low} bis E_{up} . Düse Nr. 0: Flugexperiment von 3-Punkt-Auflage, Nr. 1183 – 1225.

Flug	E_L	c_m	c_m^*	Δv	z_{max}	ΔE_{kin}
Nr.	J	N/MW	N/MW	m/s	mm	mJ
1140 – 1144	70 ± 5	256 ± 21	261 ± 8	$0,568 \pm 0,016$	$16,6 \pm 1,0$	$5,1 \pm 0,4$
1176 – 1180	90 ± 6	276 ± 22	278 ± 8	$0,780 \pm 0,024$	$31,7 \pm 1,9$	$9,7 \pm 0,8$
1145 – 1149	111 ± 8	302 ± 21	308 ± 6	$1,058 \pm 0,008$	$58,5 \pm 0,8$	$17,8 \pm 0,4$
1172 – 1174	131 ± 9	309 ± 21	339 ± 19	$1,279 \pm 0,010$	$85,2 \pm 1,0$	$26,0 \pm 0,6$
1151 – 1155 ¹	154 ± 11	310 ± 35	339 ± 28	$1,498 \pm 0,099$	120 ± 15	$35,7 \pm 6,8$
1166 – 1170	172 ± 12	338 ± 33	334 ± 28	$1,831 \pm 0,093$	175 ± 16	$53,3 \pm 7,7$
1156 – 1160	194 ± 14	345 ± 29	367 ± 14	$2,112 \pm 0,070$	232 ± 13	$70,8 \pm 6,6$
1161 – 1165	211 ± 15	362 ± 50	389 ± 11	$2,40 \pm 0,21$	305 ± 38	92 ± 22

Tabelle F.3: Flugexperiment mit zylindrischer Startvorrichtung: Messdaten und Ergebnisse zu den Einzelpulsexperimenten mit dem Lightcraft in der Standard-Geometrie Nr. 0 aus Abb. 3.11: Laserpulsenergie E_L , Impulskoppelkoeffizient c_m , Geschwindigkeits-Inkrement Δv , Flughöhe z_{max} und kinetische Energie des Flugkörpers ΔE_{kin} direkt nach dem Laserpuls. c_m^* bezieht sich auf die 1D-Messungen mit dem Laser-Entfernungsmessgerät, die übrigen Daten auf die stereoskopische 3D-Analyse der Flugbahn, ¹Nr. 1152: n.d.

Flug	E_L	c_m	c_m^*	Δv	z_{max}	ΔE_{kin}
Nr.	J	N/MW	N/MW	m/s	mm	mJ
1901 – 1904	43 ± 5	158 ± 30	n.d.	$0,176 \pm 0,019$	$1,6 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,2$
1897 – 1900	56 ± 7	160 ± 20	n.d.	$0,235 \pm 0,007$	$3,0 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$
1198 – 1201	72 ± 5	190 ± 32	180 ± 24	$0,431 \pm 0,046$	$10,0 \pm 2,4$	$3,0 \pm 0,9$
1206 – 1210	91 ± 6	262 ± 25	278 ± 10	$0,748 \pm 0,036$	$30,3 \pm 3,1$	$8,9 \pm 1,2$
1192 – 1196	113 ± 8	274 ± 21	279 ± 9	$0,971 \pm 0,025$	$49,0 \pm 2,4$	$15,0 \pm 1,1$
1211 – 1215	133 ± 9	309 ± 22	306 ± 5	$1,296 \pm 0,009$	$88,1 \pm 1,0$	$26,7 \pm 0,5$
1187 – 1191	155 ± 11	310 ± 22	312 ± 13	$1,514 \pm 0,016$	$120,3 \pm 2,4$	$36,4 \pm 1,1$
1216 – 1220	174 ± 12	336 ± 26	330 ± 9	$1,849 \pm 0,055$	179 ± 11	$54,3 \pm 4,5$
1183 – 1185	197 ± 13	333 ± 23	333 ± 6	$2,066 \pm 0,012$	$222,7 \pm 3,9$	$67,7 \pm 1,0$
1221 – 1225	208 ± 14	348 ± 26	354 ± 10	$2,279 \pm 0,064$	279 ± 21	$82,5 \pm 6,5$

Tabelle F.4: Flugexperiment mit 3-Punkt-Auflage: Messdaten und Ergebnisse zu den Einzelpulsexperimenten mit dem Lightcraft in der Standard-Geometrie Nr. 0 aus Abb. 3.11: Laserpulsenergie E_L , Impulskoppelkoeffizient c_m , Geschwindigkeits-Inkrement Δv , Flughöhe z_{max} und kinetische Energie ΔE_{kin} des Flugkörpers direkt nach dem Laserpuls. c_m^* bezieht sich auf die 1D-Messungen mit dem Laser-Entfernungsmessgerät, die übrigen Daten auf die stereoskopische 3D-Analyse der Flugbahn.

Experiment	E_L	p	c_m	t_I
Nr.	J	mNs	N/MW	μs
494 – 498	33 ± 4	$12,2 \pm 0,4$	370 ± 43	585 ± 16
520 – 524	46 ± 5	$16,3 \pm 0,9$	359 ± 43	554 ± 8
525 – 529	61 ± 7	$22,8 \pm 0,6$	371 ± 44	552 ± 4
550 – 554	78 ± 9	$27,7 \pm 0,9$	356 ± 42	560 ± 13
555 – 559	94 ± 11	$34,2 \pm 0,8$	362 ± 42	542 ± 5
580 – 584	112 ± 13	$40,5 \pm 0,9$	362 ± 42	542 ± 6
585 – 589	130 ± 15	$46,4 \pm 1,3$	356 ± 42	535 ± 8

Tabelle F.5: Messung des Impulsübertrages für Düse 0 mit Piezosensor, vgl. Abb. 3.11: Laserpulsenergie E_L , Impuls p , Impulskoppelkoeffizient c_m und Dauer t_I der Kompression des Sensors. Masse der Düse $m_{LC} = 260,71$ g.

Flug	E_L	c_m	Δv	z_{max}	ΔE_{kin}
Nr.	J	N/MW	m/s	mm	mJ
1875 – 1878	53 ± 6	152 ± 18	$0,243 \pm 0,004$	$3,5 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$
1893 – 1896	71 ± 8	182 ± 22	$0,387 \pm 0,011$	$8,0 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,2$
1870 – 1874 ¹	83 ± 10	173 ± 21	$0,435 \pm 0,014$	$11,0 \pm 0,6$	$3,1 \pm 0,3$
1889 – 1892	106 ± 12	204 ± 26	$0,653 \pm 0,027$	$22,6 \pm 1,9$	$7,1 \pm 0,8$
1857 – 1860	118 ± 14	194 ± 23	$0,695 \pm 0,010$	$28,3 \pm 0,7$	$8,0 \pm 0,3$
1885 – 1888	139 ± 16	201 ± 31	$0,845 \pm 0,064$	$40,8 \pm 4,2$	$11,9 \pm 2,6$
1862 – 1864 ²	154 ± 18	217 ± 31	$1,008 \pm 0,057$	$58,9 \pm 7,4$	$16,9 \pm 2,2$
1881 – 1884	173 ± 20	223 ± 28	$1,164 \pm 0,044$	$79,1 \pm 5,9$	$22,5 \pm 2,4$
1865 – 1868	184 ± 21	235 ± 30	$1,311 \pm 0,054$	$100,1 \pm 7,3$	$28,5 \pm 3,3$

Tabelle F.6: Messdaten und Ergebnisse zu den Einzelpulsexperimenten mit dem flachen Lightcraft vom Typ 5 aus Abb. 3.16: Laserpulsenergie E_L , Impulskoppelkoeffizient c_m , Geschwindigkeits-Inkrement Δv , Flughöhe z_{max} und kinetische Energie ΔE_{kin} des Flugkörpers direkt nach dem Laserpuls, ¹Nr. 1872: n.d., ²mit Daten von Nr. 1880.

Experiment	E_L	p	c_m	t_I
Nr.	J	mNs	N/MW	μs
499 – 502 ¹	33 ± 4	$21,0 \pm 0,7$	634 ± 76	601 ± 16
510 – 514	46 ± 5	$27,8 \pm 1,0$	603 ± 73	594 ± 21
530 – 534	61 ± 7	$37,9 \pm 1,3$	625 ± 74	577 ± 13
545 – 549	75 ± 9	$43,9 \pm 0,9$	583 ± 69	575 ± 7
560 – 564	93 ± 11	$53,5 \pm 1,8$	574 ± 70	565 ± 11
575 – 579	112 ± 13	$63,8 \pm 1,4$	572 ± 67	554 ± 10
590 – 595 ²	128 ± 15	$69,8 \pm 1,5$	548 ± 64	545 ± 7
606 – 610	146 ± 17	$77,1 \pm 2,2$	528 ± 62	544 ± 6
621 – 625	159 ± 19	$84,8 \pm 3,6$	535 ± 63	538 ± 11
646 – 650	171 ± 20	$90,6 \pm 3,2$	532 ± 65	539 ± 9

Tabelle F.7: Messung des Impulsübertrages für Düse 6 mit Piezosensor, vgl. Abb. 3.16: Laserpulsenergie E_L , Impuls p , Impulskoppelkoeffizient c_m und Dauer t_I der Kompression des Sensors. Masse der Düse $m_{LC} = 220,07$ g, ¹mit Daten von Nr. 509, ²Nr. 593: n.d.

Experiment	E_L	p	c_m	t_I
Nr.	J	mNs	N/MW	μs
691 – 695	32 ± 4	$21,4 \pm 1,4$	663 ± 85	720 ± 2
686 – 690	44 ± 5	$30,1 \pm 1,2$	677 ± 83	711 ± 9
681 – 685	58 ± 7	$38,5 \pm 1,4$	663 ± 79	677 ± 13
676 – 680	75 ± 9	$45,2 \pm 1,7$	607 ± 78	666 ± 8
671 – 675	92 ± 11	$57,4 \pm 2,7$	625 ± 78	659 ± 13
666 – 670	107 ± 13	$59,3 \pm 1,7$	553 ± 66	663 ± 9
661 – 665	124 ± 15	$71,5 \pm 4,1$	575 ± 70	658 ± 15
656 – 660	143 ± 17	$83,2 \pm 2,3$	583 ± 69	658 ± 3
626 – 630	160 ± 19	$92,6 \pm 3,4$	579 ± 68	658 ± 5
651 – 655	177 ± 21	$95,3 \pm 3,9$	538 ± 66	650 ± 5

Tabelle F.8: Messung des Impulsübertrages für Düse 7 mit Piezosensor, vgl. Abb. 3.16: Laserpulsenergie E_L , Impuls p , Impulskoppelkoeffizient c_m und Dauer t_I der Kompression des Sensors. Masse der Düse $m_{LC} = 304,16$ g.

Experiment	E_L	p	c_m	t_I
Nr.	J	mNs	N/MW	μs
484 – 488	35 ± 4	$9,03 \pm 0,24$	260 ± 31	592 ± 6
479 – 483	49 ± 6	$12,08 \pm 0,23$	249 ± 29	590 ± 57
464 – 468	64 ± 7	$14,87 \pm 0,31$	232 ± 27	551 ± 28
459 – 463	79 ± 9	$17,38 \pm 0,43$	220 ± 26	532 ± 28
444 – 448	95 ± 11	$20,16 \pm 0,46$	212 ± 26	592 ± 48
434 – 438	114 ± 13	$22,55 \pm 0,49$	198 ± 23	506 ± 4
400 – 404	130 ± 15	$24,64 \pm 0,65$	190 ± 23	487 ± 8
411 – 415	145 ± 17	$25,78 \pm 0,54$	178 ± 21	553 ± 39
416 – 420	162 ± 19	$27,61 \pm 0,65$	170 ± 20	570 ± 7
430 – 433	180 ± 21	$29,44 \pm 0,62$	163 ± 19	531 ± 57

Tabelle F.9: Messung des Impulsübertrages für Düse 8 mit Piezosensor, vgl. Abb. 3.14: Laserpulsenergie E_L , Impuls p , Impulskoppelkoeffizient c_m und Dauer t_I der Kompression des Sensors. Masse der Düse $m_{LC} = 152,70$ g.

Experiment	E_L	p	c_m	t_I
Nr.	J	mNs	N/MW	μs
489 – 493	35 ± 4	$10,99 \pm 0,29$	318 ± 37	542 ± 12
474 – 478	48 ± 6	$15,46 \pm 0,30$	322 ± 38	558 ± 5
469 – 473	64 ± 7	$20,19 \pm 0,43$	318 ± 37	537 ± 19
454 – 458	79 ± 9	$24,27 \pm 0,57$	307 ± 36	532 ± 22
449 – 453	94 ± 11	$27,91 \pm 0,75$	296 ± 35	512 ± 9
439 – 443	112 ± 14	$31,79 \pm 0,92$	284 ± 35	514 ± 12
396 – 399 ¹	129 ± 15	$34,88 \pm 0,88$	271 ± 32	485 ± 13
406 – 410	143 ± 17	$36,88 \pm 0,80$	258 ± 30	503 ± 13
421 – 425	165 ± 20	$40,35 \pm 0,90$	245 ± 29	502 ± 9
426 – 429	181 ± 21	$42,54 \pm 0,88$	235 ± 28	503 ± 12

Tabelle F.10: Messung des Impulsübertrages für Düse 9 mit Piezosensor, vgl. Abb. 3.14: Laserpulsenergie E_L , Impuls p , Impulskoppelkoeffizient c_m und Dauer t_I der Kompression des Sensors. Masse der Düse $m_{LC} = 145,70$ g, ¹mit Daten von Nr. 405.

Experiment	E_L	p	c_m	t_I
Nr.	J	mNs	N/MW	μs
504 – 508	33 ± 4	$20,6 \pm 0,8$	631 ± 75	588 ± 16
515 – 519	46 ± 5	$29,4 \pm 0,7$	644 ± 76	577 ± 14
535 – 539	60 ± 7	$36,2 \pm 1,3$	601 ± 70	549 ± 11
540 – 544	75 ± 9	$44,5 \pm 1,2$	594 ± 70	557 ± 14
565 – 569	93 ± 11	$53,1 \pm 1,3$	574 ± 68	546 ± 4
570 – 574	110 ± 13	$61,4 \pm 1,5$	560 ± 66	537 ± 9
596 – 600	127 ± 15	$69,1 \pm 1,6$	545 ± 64	524 ± 9
601 – 605	141 ± 17	$75,4 \pm 2,4$	534 ± 63	516 ± 5
631 – 635	158 ± 19	$82,8 \pm 2,5$	525 ± 62	502 ± 9
636 – 640	176 ± 21	$88,8 \pm 2,0$	506 ± 60	500 ± 9

Tabelle F.11: Messung des Impulsübertrages für Düse 10 mit Piezosensor, vgl. Abb. 3.16: Laserpulsenergie E_L , Impuls p , Impulskoppelkoeffizient c_m und Dauer t_I der Kompression des Sensors. Masse der Düse $m_{LC} = 191,62$ g.

F.3 Verwendung laserablativer Treibstoffe

Probe	d_{zyl}	E_L	Δm	Δm	Φ_{th}	\bar{R}^2	\bar{R}^2	\bar{R}^2
Nr.	mm	J	mg	mg	J/cm ²			
			Wägung	Profil	$d_a \propto \Phi$	$d_a \propto \Phi$	$d_a \propto \ln \Phi$	$d_a^2 \propto \ln \Phi$
1	12	56	58	57,1	0,76 ± 0,03	0,80	0,60	0,39
2	12	88	89	3,6	1,31 ± 0,14	0,83	0,68	0,48
3	12	120	118	122,6	0,47 ± 0,01	0,95	0,80	0,58
4	12	143	138	146,1	0,24 ± 0,01	0,77	0,58	0,34
5	12	40	44	49,1	0,99 ± 0,02	0,97	0,80	0,60
6	12	34	38	33,7	1,15 ± 0,05	0,80	0,55	0,32
7	10	34	36	26,1	-0,82 ± 0,04	0,78	0,72	0,56
8	10	40	43	42,0	1,65 ± 0,07	0,96	0,79	0,55
9	10	55	57	55,5	0,77 ± 0,05	0,80	0,59	0,36
10	10	87	86	101,1	0,45 ± 0,01	0,93	0,74	0,50
11	10	114	122	105,0	0,47 ± 0,04	0,78	0,59	0,36
12	10	145	124	132,1	0,31 ± 0,01	0,94	0,74	0,53
13	8	32	32	39,8	2,09 ± 0,28	0,87	0,69	0,46
14	8	40	39	38,0	2,31 ± 0,59	0,76	0,58	0,34
15	8	55	54	59,2	0,53 ± 0,02	0,92	0,71	0,50
16	8	88	75	70,3	12,0 ± 27,14	0,80	0,63	0,40
17	8	118	81	50,0	-0,08 ± 0,003	0,50	0,55	0,40
18	8	140	83	60,5	-0,05 ± 0,002	0,43	0,53	0,35

Tabelle F.12: Ablationsexperiment mit POM-C-Zylindern (Material von GMGmbH) im Standard-Lightcraft; Profilometrische Analysen von S. Karg und Dr. J. Sinko an der Nagoya University im Vergleich mit Wägung, vgl. Gl. 3.7 und mit Intensitätsverteilungen aus Strahlmodell III b.

Düse	d_{zyl}	E_{low}	E_{up}	a_0	a_1	a_2	\bar{R}^2
Typ	mm	J	J	N/MW	N/(MW·J)	N/(MW·J ²)	-
0	8	44 ± 3	192 ± 13	412 ± 121	3,9 ± 2,4	-0,020 ± 0,010	0,48
0	10	44 ± 3	194 ± 13	232 ± 204	7,9 ± 4,2	-0,033 ± 0,018	0,23
0	12	44 ± 3	196 ± 14	132 ± 181	9,3 ± 4,0	-0,037 ± 0,017	0,46
1	2	2,0 ± 0,2	21 ± 2	625 ± 44	-30 ± 7	0,60 ± 0,26	0,93
2	2	1,0 ± 0,1	9,3 ± 1,0	305 ± 73	34 ± 36	-4,4 ± 3,5	0,19
3	2	2,1 ± 0,2	9,0 ± 1,1	-188 ± 81	38 ± 10	n.d.	0,81
4	2	1,0 ± 0,1	2,4 ± 0,3	158 ± 44	182 ± 58	-47 ± 17	0,87

Tabelle F.13: Parameter der quadratischen Anpassungsfunktion $c_m(E_L) = a_0 + a_1 \cdot E_L + a_2 \cdot E_L^2$ für die Experimente zum axialen Impulskoppelkoeffizienten für verschiedene Düsengeometrien mit POM als laser-ablativem Treibstoff, vgl. Kap. 3.4.3, für die untersuchten Energiebereiche von E_{low} bis E_{up} .

Flug	E_L	$\bar{\Phi}$	c_m	Δv	Δm	I_{sp}	ΔE_{kin}
Nr.	J	J/cm ²	N/MW	m/s	mg	s	mJ
1303 – 1307	44 ± 3	14,1 ± 1,0	495 ± 65	0,658 ± 0,054	7 ± 5	321 ± 206	7 ± 2
1253 – 1257 ¹	55 ± 4	17,6 ± 1,3	583 ± 70	0,972 ± 0,070	8 ± 5	437 ± 290	16 ± 3
1258 – 1262	72 ± 5	22,9 ± 1,6	622 ± 46	1,363 ± 0,029	7 ± 5	726 ± 498	30 ± 2
1263 – 1267	111 ± 8	35,2 ± 2,5	618 ± 62	2,093 ± 0,110	9 ± 5	810 ± 414	72 ± 11
1268 – 1272 ²	155 ± 10	48,9 ± 3,2	503 ± 52	2,375 ± 0,132	8 ± 5	1083 ± 681	93 ± 14
1273 – 1277 ³	192 ± 13	60,4 ± 4,1	472 ± 61	2,765 ± 0,207	7 ± 5	1411 ± 966	126 ± 26

Tabelle F.14: Messdaten und Ergebnisse zu den Einzelpulsexperimenten mit Lightcraft vom Typ 0 bei ringförmiger Ablation vom POM-Zylinder, 8 mm Durchmesser, vgl. Abb. 3.22: Laserpulsenergie E_L , mittlere Energiedichte $\bar{\Phi}$, Impulskoppelkoeffizient c_m , Geschwindigkeits-Inkrement Δv , Treibstoffverbrauch Δm pro Puls, spezifischer Impuls I_{sp} und kinetische Energie ΔE_{kin} des Flugkörpers direkt nach dem Laserpuls. Masse $m_{LC} = 32,81 \pm 0,15 \text{ g}$. ¹Nr. 1255: n.d., ²Nr. 1269: n.d., ³Nr. 1275: n.d., Material von BEN Kunststoffe, vgl. Tab. B.2.

Flug	E_L	$\bar{\Phi}$	c_m	Δv	Δm	I_{sp}	ΔE_{kin}
Nr.	J	J/cm ²	N/MW	m/s	mg	s	mJ
1308 – 1312 ¹	44 ± 3	10,4 ± 0,7	430 ± 50	0,561 ± 0,040	8 ± 5	263 ± 164	5 ± 1
1298 – 1302 ²	54 ± 4	12,7 ± 0,9	652 ± 58	1,062 ± 0,038	13 ± 6	307 ± 141	19 ± 2
1293 – 1297	71 ± 5	16,6 ± 1,2	725 ± 67	1,550 ± 0,072	11 ± 5	513 ± 241	40 ± 5
1288 – 1292	111 ± 8	25,8 ± 1,9	693 ± 51	2,315 ± 0,041	11 ± 5	725 ± 315	89 ± 4
1283 – 1287	155 ± 11	35,9 ± 2,5	605 ± 50	2,813 ± 0,057	13 ± 5	771 ± 300	132 ± 7
1278 – 1282	194 ± 13	44,8 ± 3,0	554 ± 60	3,222 ± 0,201	11 ± 5	1101 ± 560	174 ± 30

Tabelle F.15: Messdaten und Ergebnisse zu den Einzelpulsexperimenten mit Lightcraft vom Typ 0 bei ringförmiger Ablation vom POM-Zylinder, 10 mm Durchmesser, vgl. Abb. 3.22: Laserpulsenergie E_L , mittlere Energiedichte $\bar{\Phi}$, Impulskoppelkoeffizient c_m , Geschwindigkeits-Inkrement Δv , Treibstoffverbrauch Δm pro Puls, spezifischer Impuls I_{sp} und kinetische Energie ΔE_{kin} des Flugkörpers direkt nach dem Laserpuls. Masse $m_{LC} = 33,44 \pm 0,18 \text{ g}$. ¹Nr. 1309: n.d., ²Nr. 1301: n.d., Material von BEN Kunststoffe, vgl. Tab. B.2.

Flug	E_L	$\bar{\Phi}$	c_m	Δv	Δm	I_{sp}	ΔE_{kin}
Nr.	J	J/cm ²	N/MW	m/s	mg	s	mJ
1313 – 1317	44 ± 3	8,0 ± 0,5	414 ± 37	0,532 ± 0,020	8 ± 5	233 ± 129	5 ± 1
1248 – 1250	55 ± 4	9,9 ± 0,7	641 ± 50	1,035 ± 0,033	11 ± 4	302 ± 117	18 ± 2
1241 – 1246	73 ± 5	13,1 ± 0,9	724 ± 93	1,542 ± 0,125	18 ± 10	344 ± 197	41 ± 9
1236 – 1240	112 ± 8	20,0 ± 1,4	701 ± 53	2,315 ± 0,056	14 ± 5	608 ± 238	91 ± 6
1226 – 1230	154 ± 11	27,4 ± 2,0	634 ± 50	2,867 ± 0,078	14 ± 7	856 ± 433	141 ± 11
1231 – 1235	196 ± 14	34,8 ± 2,5	563 ± 50	3,230 ± 0,105	13 ± 5	898 ± 354	178 ± 16

Tabelle F.16: Messdaten und Ergebnisse zu den Einzelpulsexperimenten mit Lightcraft vom Typ 0 bei ringförmiger Ablation vom POM-Zylinder, 12 mm Durchmesser, vgl. Abb. 3.22: Laserpulsenergie E_L , mittlere Energiedichte $\bar{\Phi}$, Impulskoppelkoeffizient c_m , Geschwindigkeits-Inkrement Δv , Treibstoffverbrauch Δm pro Puls, spezifischer Impuls I_{sp} und kinetische Energie ΔE_{kin} des Flugkörpers direkt nach dem Laserpuls. Masse $m_{LC} = 34,19 \pm 0,20 \text{ g}$, Material von BEN Kunststoffe, vgl. Tab. B.2.

E_L	K	K	K
J	$d_{zyl} = 8 \text{ mm}$	$d_{zyl} = 10 \text{ mm}$	$d_{zyl} = 12 \text{ mm}$
44 ± 3	$3,13 \pm 0,73$	$2,72 \pm 0,61$	$2,62 \pm 0,55$
55 ± 4	$3,66 \pm 0,63$	$4,09 \pm 0,62$	$4,02 \pm 0,59$
72 ± 5	$3,28 \pm 0,60$	$3,82 \pm 0,73$	$3,81 \pm 0,80$
112 ± 8	$2,25 \pm 0,28$	$2,53 \pm 0,27$	$2,56 \pm 0,27$
155 ± 10	$1,62 \pm 0,20$	$1,95 \pm 0,21$	$2,05 \pm 0,22$
195 ± 13	$1,42 \pm 0,21$	$1,67 \pm 0,21$	$1,69 \pm 0,19$

Tabelle F.17: Standard-Geometrie, Typ Nr. 0: Verstärkungsfaktor K für den Impulskoppelkoeffizienten c_m bei ringförmiger Ablation vom Treibstoffzylinder aus POM in Abhängigkeit vom Zylinderdurchmesser d_{zyl} im Vergleich zum laser-induzierten Luftdurchbruch in Abhängigkeit von Laserpulsenergie E_L .

E_L	K	E_L	K	E_L	K
J		J		J	
Düse 1		Düse 2		Düse 3	
$2,8 \pm 0,3$	$3,78 \pm 0,87$	$0,97 \pm 0,12$	$1,17 \pm 0,37$	$7,49 \pm 0,91$	$3,01 \pm 0,76$
$4,6 \pm 0,6$	$2,05 \pm 0,36$	$1,34 \pm 0,25$	$1,30 \pm 0,23$	$9,15 \pm 1,12$	$1,48 \pm 0,25$
$8,4 \pm 1,0$	$1,32 \pm 0,23$	$2,04 \pm 0,28$	$1,45 \pm 0,25$		
$10,6 \pm 1,3$	$1,20 \pm 0,18$	$3,82 \pm 0,48$	$1,41 \pm 0,22$		
$12,7 \pm 1,5$	$1,27 \pm 0,21$	$5,68 \pm 0,69$	$1,16 \pm 0,16$		
$17,6 \pm 2,2$	$1,01 \pm 0,16$	$7,79 \pm 0,96$	$0,97 \pm 0,21$		
$21,1 \pm 2,5$	$1,04 \pm 0,17$	$9,45 \pm 1,17$	$1,11 \pm 0,24$		

Tabelle F.18: Verstärkungsfaktor K für den Impulskoppelkoeffizienten c_m für die miniaturisierten Düsen vom Typ Nr. 1 – 3 in Abhängigkeit von Laserpulsenergie E_L bei ringförmiger Ablation vom Treibstoffzylinder aus POM, 2 mm Durchmesser, im Vergleich zum laser-induzierten Luftdurchbruch.

Nr.	E_L	Φ	c_m	Δm	I_{sp}	η_{jet}	t_I
	J	J/cm ²	N/MW	mg	s	%	μs
134 – 138	24 ± 3	12,2 ± 1,4	310 ± 39	5 ± 3	142 ± 88	22 ± 14	418 ± 11
211 – 214	37 ± 4	16,9 ± 2,0	313 ± 49	8 ± 3	150 ± 63	23 ± 10	394 ± 15
149 – 153	48 ± 6	25,0 ± 2,9	339 ± 45	11 ± 3	156 ± 49	26 ± 9	417 ± 3
234 – 238	66 ± 8	30,8 ± 3,6	341 ± 42	14 ± 3	167 ± 42	28 ± 8	377 ± 14
118 – 123	80 ± 9	40,2 ± 4,7	379 ± 46	17 ± 3	185 ± 41	34 ± 9	403 ± 5
253 – 257	97 ± 11	49,4 ± 5,8	371 ± 44	20 ± 4	186 ± 38	34 ± 8	371 ± 3
164 – 168	112 ± 13	59,7 ± 7,2	370 ± 70	22 ± 4	189 ± 39	34 ± 10	377 ± 4
194 – 198	141 ± 16	74,2 ± 8,8	370 ± 51	26 ± 4	208 ± 36	38 ± 8	381 ± 7
103 – 107	142 ± 17	67,2 ± 8,2	365 ± 96	25 ± 6	208 ± 59	37 ± 14	380 ± 11
179 – 183	166 ± 20	88,9 ± 10,6	321 ± 47	26 ± 4	212 ± 36	33 ± 8	378 ± 4

Tabelle F.19: Laser-induzierte Ablation mit fokussierten Pulsen (Fläche $A = 1,99 \pm 0,12 \text{ cm}^2$) an flachen Proben aus POM-H in Abhängigkeit von Laserpulsenergie E_L bzw. Energiedichte Φ : Impulskoppelkoeffizient c_m , Massenabtrag Δm , spezifischer Impuls I_{sp} , Jeteffizienz η_{jet} und Dauer t_I der Kompression des Sensors, Material von Ensinger, vgl. Tab. B.2.

Nr.	E_L	Φ	c_m	Δm	I_{sp}	η_{jet}	t_I
	J	J/cm ²	N/MW	mg	s	%	μs
139 – 143	23 ± 3	11,8 ± 1,4	337 ± 53	5 ± 3	159 ± 103	26 ± 17	408 ± 9
222 – 226	37 ± 4	17,6 ± 2,1	345 ± 43	8 ± 3	164 ± 65	28 ± 12	392 ± 11
154 – 158	48 ± 6	23,3 ± 2,7	358 ± 44	10 ± 3	171 ± 57	30 ± 11	408 ± 6
228 – 232	67 ± 8	32,2 ± 3,8	358 ± 44	13 ± 3	186 ± 53	33 ± 10	376 ± 4
124 – 128	77 ± 10	38,1 ± 5,4	375 ± 54	16 ± 3	187 ± 42	34 ± 9	395 ± 7
259 – 263	98 ± 11	46,4 ± 5,5	354 ± 42	20 ± 4	175 ± 38	30 ± 8	347 ± 4
169 – 173	106 ± 12	57,9 ± 6,9	384 ± 48	21 ± 3	194 ± 30	37 ± 7	379 ± 5
108 – 112	138 ± 17	69,3 ± 8,5	382 ± 50	26 ± 4	207 ± 39	39 ± 9	371 ± 3
199 – 204 ¹	141 ± 17	75,8 ± 9,1	371 ± 49	27 ± 4	201 ± 31	37 ± 8	379 ± 5
184 – 188	164 ± 19	91,5 ± 10,9	308 ± 53	24 ± 4	211 ± 37	32 ± 8	375 ± 3

Tabelle F.20: Laser-induzierte Ablation mit fokussierten Pulsen (Fläche $A = 1,99 \pm 0,12 \text{ cm}^2$) an flachen Proben aus POM-C in Abhängigkeit von Laserpulsenergie E_L bzw. Energiedichte Φ : Impulskoppelkoeffizient c_m , Massenabtrag Δm , spezifischer Impuls I_{sp} , Jeteffizienz η_{jet} und Dauer t_I der Kompression des Sensors; ¹Nr. 201: n.d., Material von Ensinger, vgl. Tab. B.2.

Nr.	E_L	Φ	c_m	Δm	I_{sp}	η_{jet}	t_I
	J	J/cm ²	N/MW	mg	s	%	μs
144 – 148	23 ± 3	12,2 ± 1,4	261 ± 38	6 ± 3	114 ± 67	15 ± 9	420 ± 5
216 – 220	37 ± 4	17,7 ± 2,1	284 ± 38	9 ± 4	130 ± 67	18 ± 10	398 ± 16
159 – 163	50 ± 6	24,6 ± 3,0	310 ± 39	10 ± 4	170 ± 75	26 ± 12	421 ± 7
240 – 244	66 ± 8	30,2 ± 3,5	307 ± 37	12 ± 3	171 ± 54	26 ± 9	395 ± 9
129 – 133	81 ± 9	40,8 ± 4,8	322 ± 39	15 ± 3	179 ± 44	28 ± 8	408 ± 7
246 – 251 ¹	96 ± 11	43,6 ± 5,2	321 ± 39	16 ± 4	195 ± 49	31 ± 9	394 ± 7
174 – 178	107 ± 13	54,8 ± 6,9	311 ± 45	18 ± 4	191 ± 46	29 ± 8	397 ± 5
113 – 117	136 ± 16	63,7 ± 7,6	303 ± 55	20 ± 3	208 ± 44	31 ± 9	403 ± 3
205 – 209	140 ± 17	70,6 ± 8,5	272 ± 80	18 ± 4	211 ± 65	28 ± 12	394 ± 6
189 – 193	161 ± 20	90,7 ± 11,7	263 ± 44	20 ± 4	212 ± 45	27 ± 7	391 ± 11

Tabelle F.21: Laser-induzierte Ablation mit fokussierten Pulsen (Fläche $A = 2,03 \pm 0,13 \text{ cm}^2$) an flachen Proben aus POM-C mit rußfreiem, leitfähigem Additiv in Abhängigkeit von Laserpulsenergie E_L bzw. Energiedichte Φ : Impulskoppelkoeffizient c_m , Massenabtrag Δm , spezifischer Impuls I_{sp} , Jeteffizienz η_{jet} und Dauer t_I der Kompression des Sensors; ¹Nr. 247: n.d., Material von Ensinger, vgl. Tab. B.2.

F.4 Reproduzierbarkeit des Impulsübertrages

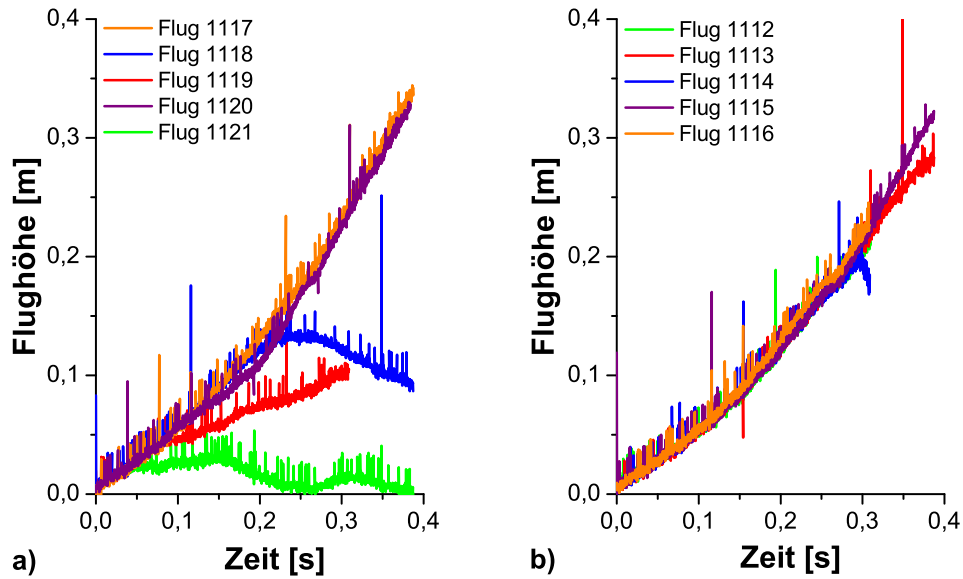


Abbildung F.1: Weg-Zeit-Diagramme aus Messdaten des Laserentfernungsmessgerätes für den Flug eines Lightcrafts bei einem Laserburst von 10 Pulsen mit $E_L = 99 \pm 10$ J und $f_{rep} = 25,8 \pm 0,3$ Hz bzw. einer mittleren Laserleistung $\bar{P}_L = 2,6 \pm 0,2$ kW: a) ohne Zündstift, Masse $m_{LC} = 45,6$ g, b) mit Zündstift, Masse $m_{LC} = 49,3$ g.

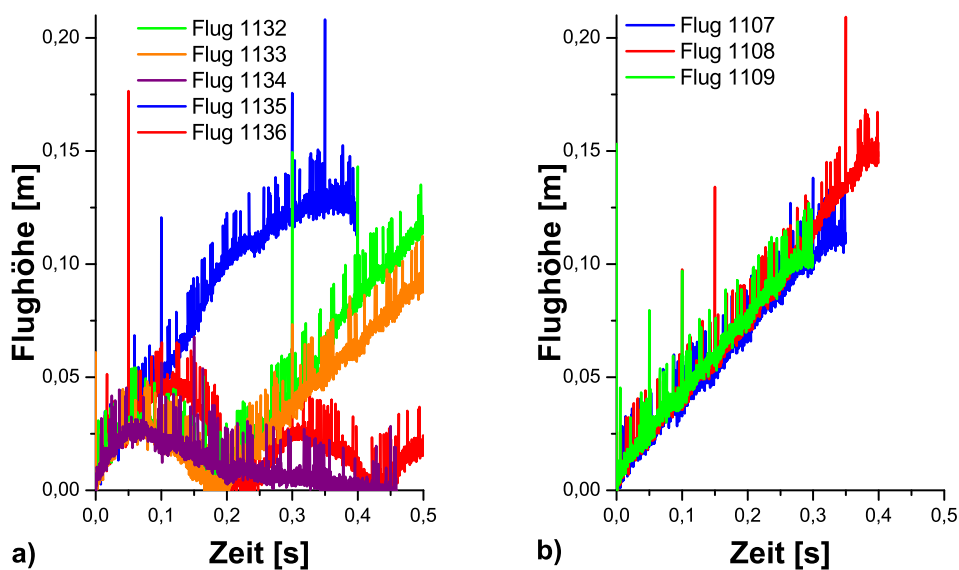


Abbildung F.2: Weg-Zeit-Diagramme aus Messdaten des Laserentfernungsmessgerätes für den Flug eines Lightcrafts bei einem Laserburst von 10 Pulsen mit $E_L = 99 \pm 10$ J und $f_{rep} = 20 \pm 4 \cdot 10^{-5}$ Hz bzw. einer mittleren Laserleistung $\bar{P}_L = 2,0 \pm 0,2$ kW: a) ohne Zündstift, Masse $m_{LC} = 45,6$ g, b) mit Zündstift, Masse $m_{LC} = 49,3$ g; hier reduzierte Anzahl der Flüge wegen Störungen der Echtzeitsteuerung des Lasers.

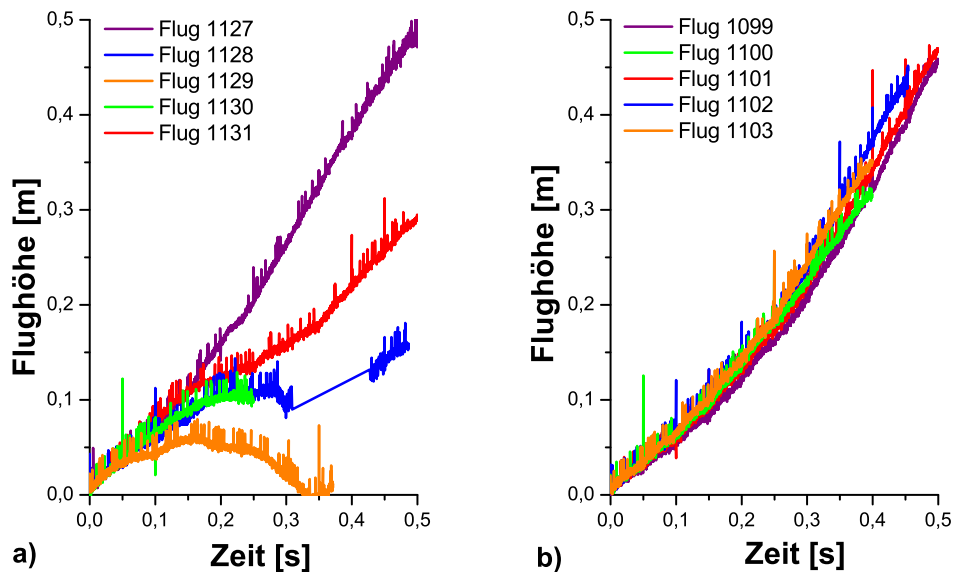


Abbildung F.3: Weg-Zeit-Diagramme aus Messdaten des Laserentfernungsmessgerätes für den Flug eines Lightcrafts bei einem Laserburst von 10 Pulsen mit $E_L = 113 \pm 11$ J und $f_{rep} = 20 \pm 4 \cdot 10^{-5}$ Hz bzw. einer mittleren Laserleistung $\bar{P}_L = 2,3 \pm 0,2$ kW: a) ohne Zündstift, Masse $m_{LC} = 45,6$ g, b) mit Zündstift, Masse $m_{LC} = 49,3$ g. Die durchgezogene Linie bei Flug 1128 steht für fehlende Messdaten in diesem Zeitabschnitt.

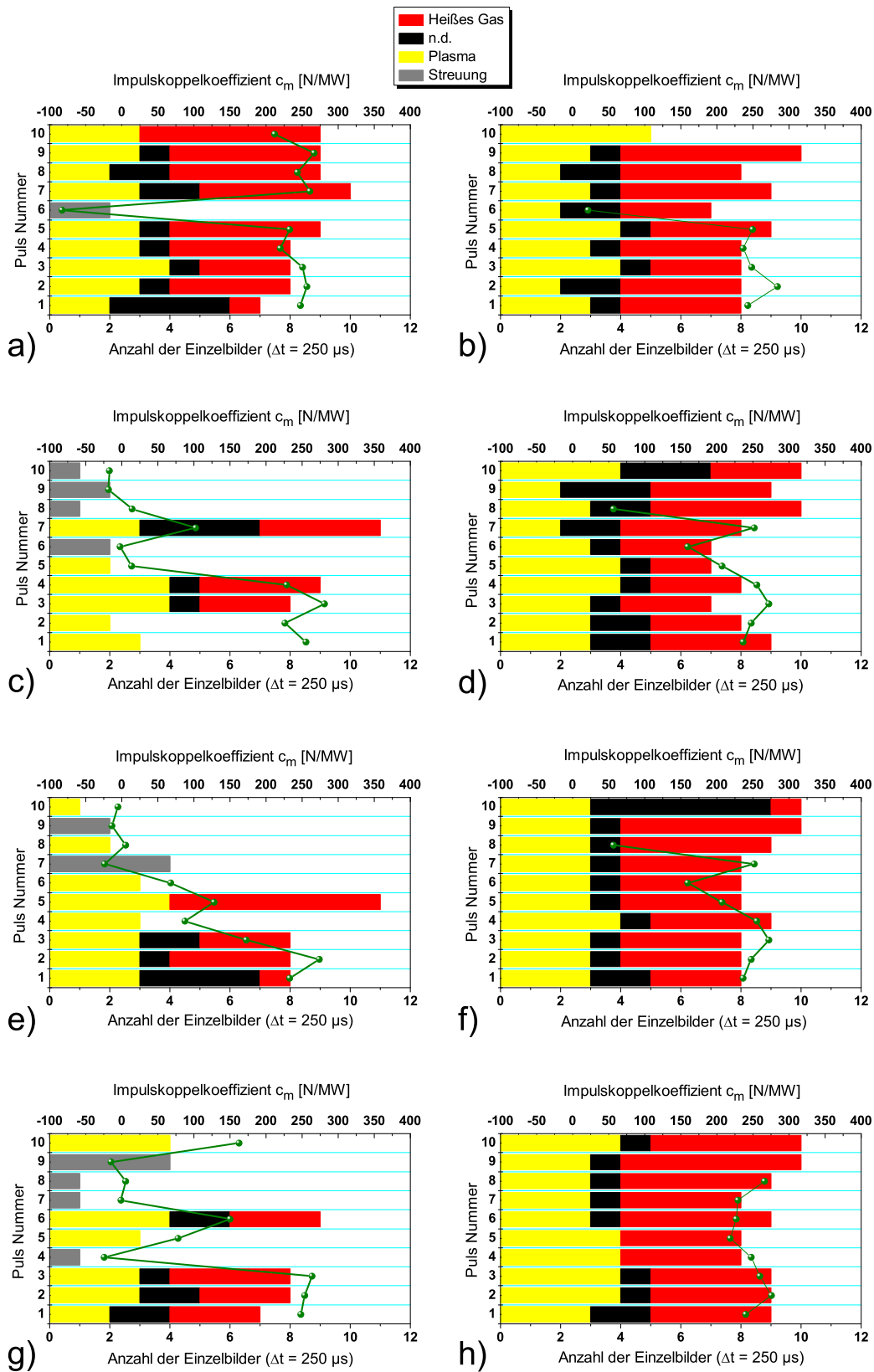


Abbildung F.4: Prozessanalyse und Bestimmung von c_m von zehn aufeinander folgenden Pulsen von Flügen ohne Zündstift (a) Nr. 1324, c) Nr. 1326, e) Nr. 1327, g) Nr. 1328) und mit Zündstift (b) Nr. 1318, d) Nr. 1320, f) Nr. 1322, h) Nr. 1323).

F.5 Impulskomponenten und Lage im Raum

Exp.	η_{rep}	σ_{ϑ}	$\sigma_{r,s}$	$\sigma_{r,k}$	\bar{R}^2
Nr.	-	°	mm	mm	-
A	$0,93 \pm 0,04$	$48,0 \pm 10,5$	$25,5 \pm 0,9$	$32,2 \pm 2,5$	0,69
B	$0,75 \pm 0,05$	∞	$32,2 \pm 6,1$	$18,4 \pm 4,1$	0,14
C	$0,77 \pm 0,04$	$35,3 \pm 9,4$	$38,0 \pm 3,5$	$28,0 \pm 2,1$	0,79
D	$0,75 \pm 0,04$	$21,1 \pm 3,9$	$30,8 \pm 9,7$	∞	0,14
E	$0,73 \pm 0,03$	∞	$57,7 \pm 5,1$	$47,1 \pm 7,7$	0,21
F	$0,59 \pm 0,04$	$8,4 \pm 1,1$	∞	$12,7 \pm 3,7$	0,17

Tabelle F.22: Parameter der Anpassungsfunktion aus Gl. 4.30 für $c_{m,z}$ für verschiedene Freiflugexperimente ohne Berücksichtigung des Fehlers der Messdaten.

Exp.	$\tilde{C}_{L,k}$	$\vartheta_c^{(L,k)}$	$\sigma_{\vartheta}^{(L,k)}$	$\sigma_{r,s}^{(L,k)}$	$r_{c,k}^{(L,k)}$	$\sigma_{r,k}^{(L,k)}$	\bar{R}^2
Nr.	N·m/MW	°	°	mm	mm	mm	-
A	10 ± 10^4	$2,8 \pm 2,1$	$10,0 \pm 4,3$	37 ± 22	1 ± 10^3	26 ± 63	0,42
B	$4,0 \pm 7,7$	$0,27 \pm 0,08$	$0,16 \pm 0,08$	$1,4 \pm 1,4$	$1,7 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,2$	-0,03
C	2 ± 506	$2,9 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,7$	∞	$9 \pm 2 \cdot 10^3$	66 ± 10^3	0,23
D	$2,0 \pm 0,6^*$	0	9 ± 20	∞	$9,1 \pm 1,4$	$1,0 \pm 0,6$	0,06
E	16 ± 52	0	$0,3 \pm 0,5$	∞	$7,6 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,3$	0,02
F	$132 \pm 5 \cdot 10^4$	0	∞	∞	$-3,06 \pm 0,01$	∞	-0,04

Tabelle F.23: Parameter der Anpassungsfunktion von $c_{L,k}$ aus Gl. 4.34 für verschiedene Freiflugexperimente. Für die Amplitude $\tilde{C}_{L,k}$ der Anpassungsfunktion gilt $\tilde{C}_{L,k} = \eta_{rep} \cdot R_p \cos \alpha \tan \gamma \cdot C_k$, vgl. Gl. 4.34. Bei der Approximation wurde, wie in allen Tabellen dieses Abschnitts, der Messfehler der Daten berücksichtigt. Approximationsparameter x , deren Wert stark fehlerbehaftet ist ($\sigma_x > 2|x|$), sind kursiv gedruckt. Der mit * indizierte Wert konvergierte nur schwach und wurde daher separat von den übrigen Parametern approximiert.

Exp.	$b_0^{(m,t)}$	$b_{\theta,x}^{(m,t)}$	$b_x^{(m,t)}$	$b_{\theta,y}^{(m,t)}$	$b_y^{(m,t)}$	$\sigma_{\theta,x}^{(m,t)}$	$\sigma_x^{(m,t)}$	$\sigma_{\theta,y}^{(m,t)}$	$\sigma_y^{(m,t)}$	\bar{R}^2
Nr.	N/MW	N/(MW $^\circ$)	N/(MW \cdot mm)	N/(MW $^\circ$)	N/(MW \cdot mm)	$^\circ$	mm	$^\circ$	mm	-
$c_{m,x}$										
A	0	-2,286 \pm 0,091	-0,404 \pm 0,039	-0,304 \pm 0,047	-0,056 \pm 0,024	∞	34 \pm 7	11 \pm 2	55 \pm 35	0,69
B	0	-1,603 \pm 0,096	-0,145 \pm 0,056	-0,112 \pm 0,068	0,050 \pm 0,042	∞	∞	∞	∞	0,43
C	0	-2,061 \pm 0,191	-0,168 \pm 0,047	0,046 \pm 0,068	0,282 \pm 0,067	∞	40 \pm 17	22 \pm 26	17 \pm 4	0,70
D	0	-1,484 \pm 0,184	-0,203 \pm 0,118	-0,263 \pm 0,160	-0,159 \pm 0,099	∞	∞	∞	∞	0,58
E	0	-2,431 \pm 0,163	-0,524 \pm 0,072	0,787 \pm 0,117	-0,193 \pm 0,067	26 \pm 12	59 \pm 23	29 \pm 39	69 \pm 93	0,47
F	0	-0,988 \pm 0,165	-0,204 \pm 0,566	0,064 \pm 0,082	0,078 \pm 0,083	∞	∞	11 \pm 8	13 \pm 14	0,19
G ₀	0	-3,100 \pm 0,434	0,220 \pm 0,048	0,042 \pm 0,074	-0,200 \pm 0,203	20 \pm 21	29 \pm 19	∞	31 \pm 18	0,67
G ₅	-0,501 \pm 0,129	-2,297 \pm 0,154	0,195 \pm 0,020	0,094 \pm 0,097	0,133 \pm 0,124	27 \pm 9	∞	∞	15 \pm 6	0,66
G ₁₀	-1,350 \pm 0,244	-3,803 \pm 0,420	0,377 \pm 0,052	0,041 \pm 0,066	0,059 \pm 0,183	8 \pm 1	15 \pm 3	56 \pm 200	5 \pm 1	0,51
G ₂₀	-0,210 \pm 0,154	-2,089 \pm 0,175	0,174 \pm 0,022	-0,051 \pm 0,057	-0,001 \pm 0,141	9 \pm 1	∞	∞	7 \pm 2	0,49
$c_{m,y}$										
A	0	0,271 \pm 0,053	-0,017 \pm 0,041	-2,183 \pm 0,086	-0,484 \pm 0,040	∞	26 \pm 5	28 \pm 9	33 \pm 9	0,69
B	0	-0,031 \pm 0,139	0,130 \pm 0,136	-1,432 \pm 0,140	-0,021 \pm 0,102	∞	8 \pm 5	∞	12 \pm 4	0,42
C	0	-0,318 \pm 0,065	-0,032 \pm 0,040	-2,152 \pm 0,111	-0,262 \pm 0,043	15 \pm 8	37 \pm 13	∞	45 \pm 13	0,87
D	0	0,109 \pm 0,112	-0,196 \pm 0,083	-1,984 \pm 0,170	-0,194 \pm 0,066	∞	∞	∞	∞	0,71
E	0	0,003 \pm 0,122	-0,196 \pm 0,063	-2,881 \pm 0,236	-0,730 \pm 0,107	20 \pm 10	28 \pm 9	43 \pm 86	48 \pm 26	0,38
F	0	-0,054 \pm 0,102	-0,101 \pm 0,055	-0,623 \pm 0,107	0,060 \pm 0,093	∞	∞	∞	7 \pm 3	0,18
G ₀	0	-0,150 \pm 0,185	0,254 \pm 0,047	-2,675 \pm 0,143	-0,136 \pm 0,259	23 \pm 17	∞	44 \pm 58	19 \pm 5	0,89
G ₅	0	0,166 \pm 0,090	0,223 \pm 0,020	-2,491 \pm 0,142	0,003 \pm 0,145	23 \pm 8	∞	76 \pm 230	14 \pm 6	0,79
G ₁₀	0	-0,362 \pm 0,167	0,358 \pm 0,055	-3,258 \pm 0,253	-0,251 \pm 0,246	7 \pm 1	16 \pm 3	∞	16 \pm 3	0,68
G ₂₀	0	0,178 \pm 0,058	0,203 \pm 0,029	-2,476 \pm 0,224	0,188 \pm 0,238	12 \pm 2	46 \pm 32	42 \pm 39	6 \pm 1	0,66

Tabelle F.24: Parameter der Anpassungsfunktion Gl. 4.36 für $c_{m,x}$ und $c_{m,y}$ aus verschiedenen Freiflugexperimenten. Approximationsparameter x , deren Wert stark fehlerbehaftet ist ($\sigma_x > 2|x|$), sind kursiv gedruckt. Der Index bei Experiment G bezeichnet den Winkel $|\alpha_S|$ zwischen der Symmetrieachse des Lightcrats und dem Zündstift.

Exp.	$b_0^{(L,i)}$	$b_{\vartheta,x}^{(L,i)}$	$b_x^{(L,i)}$	$b_{\vartheta,y}^{(L,i)}$	$b_y^{(L,i)}$	$\sigma_{\vartheta,x}^{(L,i)}$	$\sigma_x^{(L,i)}$	$\sigma_{\vartheta,y}^{(L,i)}$	$\sigma_y^{(L,i)}$	\bar{R}^2
Nr.	mNm/MW	mNm/(MW $^\circ$)	mNm/(MW \cdot mm)	mNm/(MW $^\circ$)	mNm/(MW \cdot mm)	$^\circ$	mm	$^\circ$	mm	-
<i>c_{L,x}</i>										
A	0	-69,2 \pm 3,8	32,4 \pm 2,5	0,2 \pm 2,2	-2,7 \pm 1,4	∞	19 \pm 5	24 \pm 18	30 \pm 14	0,53
B	0	-20,5 \pm 6,3	19,1 \pm 4,8	1,3 \pm 6,3	2,5 \pm 3,5	∞	21 \pm 15	3 \pm 2	∞	0,21
C	0	-23,5 \pm 3,9	7,6 \pm 1,8	-0,3 \pm 3,3	-0,9 \pm 1,7	∞	∞	57 \pm 640	∞	0,42
D	0	-44,4 \pm 12,9	-0,3 \pm 8,1	12,9 \pm 12,2	30,6 \pm 10,2	∞	∞	5 \pm 4	9 \pm 10	0,27
E	0	-15,7 \pm 2,2	-0,9 \pm 1,0	-3,1 \pm 2,0	-2,1 \pm 1,0	∞	52 \pm 48	∞	∞	0,17
F	0	-58,4 \pm 16,2	-16,1 \pm 6,5	20,6 \pm 10,7	-2,6 \pm 6,5	∞	7 \pm 3	3 \pm 1	∞	0,16
G ₀	0	-56,6 \pm 11,1	11,9 \pm 2,5	14,5 \pm 5,0	17,6 \pm 10,5	18 \pm 21	∞	∞	12 \pm 6	0,32
G ₅	-16,5 \pm 9,3	-49,2 \pm 7,2	13,5 \pm 1,7	19,1 \pm 5,5	24,8 \pm 8,7	14 \pm 4	∞	∞	6 \pm 3	0,32
G ₁₀	-101,7 \pm 12,2	-42,9 \pm 6,2	16,5 \pm 1,8	15,4 \pm 5,0	11,9 \pm 8,4	15 \pm 6	∞	9 \pm 3	5 \pm 2	0,34
G ₂₀	-115,9 \pm 12,5	-31,8 \pm 4,8	17,0 \pm 1,8	-4,3 \pm 3,0	38,1 \pm 9,8	11 \pm 2	∞	26 \pm 31	6 \pm 3	0,35
<i>c_{L,y}</i>										
A	0	-2,2 \pm 2,0	1,8 \pm 3,3	-65,5 \pm 3,3	22,4 \pm 1,6	∞	32 \pm 11	51 \pm 76	51 \pm 45	0,56
B	0	-18,9 \pm 6,8	-16,8 \pm 5,5	-15,1 \pm 4,4	14,9 \pm 4,0	12 \pm 27	12 \pm 10	∞	∞	0,09
C	0	6,0 \pm 6,8	3,7 \pm 2,2	-12,7 \pm 5,7	8,8 \pm 3,6	8 \pm 7	∞	17 \pm 15	42 \pm 25	0,34
D	0	-9,9 \pm 8,1	-0,7 \pm 6,1	-21,4 \pm 12,3	9,9 \pm 5,5	∞	∞	6 \pm 5	∞	0,15
E	0	1,9 \pm 2,3	0,2 \pm 0,8	-21,9 \pm 3,6	0,1 \pm 1,1	8 \pm 3	∞	40 \pm 116	∞	0,13
F	0	-5,1 \pm 6,6	-1,0 \pm 2,9	-15,8 \pm 5,7	10,5 \pm 7,1	8 \pm 11	∞	∞	5 \pm 3	0,08
G ₀	0	-35,6 \pm 13,5	39,9 \pm 5,0	-63,4 \pm 11,1	61,7 \pm 25,5	∞	∞	7 \pm 2	8 \pm 4	0,47
G ₅	0	-8,3 \pm 6,4	13,8 \pm 1,7	-33,7 \pm 8,8	71,2 \pm 12,8	∞	∞	6 \pm 2	7 \pm 4	0,28
G ₁₀	0	-1,4 \pm 7,5	31,6 \pm 6,5	-40,0 \pm 8,4	29,0 \pm 15,4	5 \pm 1	11 \pm 3	∞	13 \pm 5	0,35
G ₂₀	0	-9,9 \pm 6,1	43,3 \pm 15,0	-42,5 \pm 19,0	155,6 \pm 59,7	11 \pm 4	6 \pm 2	9 \pm 5	2 \pm 1	0,29

Tabelle F.25: Parameter der Anpassungsfunktion Gl. 4.36 für $c_{L,x}$ und $c_{L,y}$ aus verschiedenen Freiflugexperimenten. Approximationsparameter x , deren Wert stark fehlerbehaftet ist ($\sigma_x > 2|x|$), sind kursiv gedruckt. Der Index bei Experiment G bezeichnet den Winkel $|\alpha_S|$ zwischen der Symmetrieachse des Lightcrafts und dem Zündstift.

Lebenslauf

Stefan Scharring, geboren am 15. März 1971 in Pinneberg
verheiratet, ein Kind

Ausbildung

1990	Abitur, Johannes-Brahms-Gymnasium Pinneberg
1990/91	Theologisches Vorstudium mit Graecum und Hebraicum, Geistliches Rüstzentrum Krelingen
1991/92	Freiwilliges Soziales Jahr, Lebenshilfe Magdeburg
1992 – 2000	Studium der Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg Stipendium der Studienstiftung des Deutschen Volkes Diplomarbeit über Spektroskopie mit Polymerschichten

Berufliche Tätigkeiten

1998 – 2001	<i>Fraunhofer Institut für Physikalische Messtechnik, Freiburg</i> Entwicklung evaneszentfeldspektroskopischer Anwendungen zum Nachweis organischer Verbindungen in der Umweltanalytik
2001 – 2006	<i>Deutscher Wetterdienst Freiburg, Medizin-Meteorologie</i> Koordination der Laboranalysen zu lufthygienischen Projekten Entwicklungsarbeiten zum Online-Monitoring inhalativer Bioaerosole und sonstiger Staubkomponenten (BMBF-Verbundprojekt)
seit 2006	<i>DLR Stuttgart, Institut für Technische Physik</i> Experimentalstudie zum luftatmenden Laserantrieb Leitung des Labors CO ₂ -Hochenergielaser
2009	Erstplatzierung mit Projektskizze zum laserablativen Mikroantrieb beim DLR-internen <i>Wettbewerb der Visionen</i>
2009/2010	Internationale Kooperation mit Dr. John Sinko, Universität Nagoya, zu Skalierungseigenschaften und Standardisierung bei Laserantrieben
2011	Mitwirkung bei der Ausrichtung der Konferenz ISBEP 7 in Ludwigsburg und der Herausgabe des Konferenzbandes