

# **Zeitaufgelöste Untersuchungen von Plasmaeffekten bei der Wirkung intensiver Laserstrahlung auf Metalle**



Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Dominic Heunoske  
aus Münsingen

Freiburg, Juli 2021

Aus dem Fraunhofer-Institut für Kurzzeitdynamik,  
Ernst-Mach-Institut Freiburg

Gedruckt mit der Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Berichtersteller:

1. Professor Dr. Oswald Willi
2. PD Dr. Jens Osterholz

Tag der mündlichen Prüfung:

21.03.2022

## Zusammenfassung

Am Fraunhofer EMI werden neuartige Anwendungen erforscht, bei denen kontinuierliche Laserstrahlung von bis zu 10 kW bei Strahldurchmessern im Bereich von wenigen Millimetern bis hin zu mehreren Zentimetern genutzt wird. Bei derartigen Prozessbedingungen wurden bislang nur wenige wissenschaftliche Untersuchungen der Laser-Materie-Wechselwirkung durchgeführt. In Voruntersuchungen am EMI konnte gezeigt werden, dass die intensive Laserstrahlung zur Bildung eines Plasmas führt, das die Energieeinkopplung in die Probe signifikant reduziert.

Ziel dieser Arbeit war es deshalb, die Plasmawolke experimentell zu charakterisieren und ein numerisches Modell zu entwickeln, das eine konsistente Beschreibung ermöglicht. Für den experimentellen Teil dieser Arbeit wurden drei verschiedene diagnostische Systeme ausgewählt und bei systematischen Testreihen eingesetzt. Es wurden Proben aus reinem Aluminium und Eisen mit verschiedenen Strahldurchmessern bei einer konstanten Laserleistung bestrahlt. Die Auswertung der experimentellen Daten einer Hochgeschwindigkeitskamera, orts aufgelöster Spektroskopie und Mach-Zehnder-Interferometer lieferte alle relevanten Plasmaparameter. Es wurden Plasmadynamik (Expansionsgeschwindigkeit von mehreren m/s), Elektronendichten ( $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) und Elektronentemperaturen (6000 – 8000 K) für alle Experimente bestimmt.

Für die Einordnung der experimentellen Ergebnisse wurden numerische Modelle entwickelt und Simulationsrechnungen durchgeführt. Ziel war die Simulation von Emissionsspektren, wie sie bei den Experimenten mit Aluminium aufgezeichnet wurden. Diese zeigen eine komplexe Struktur, die durch Elektronendichte- und Temperaturgradienten im Plasma verursacht wird und zu charakteristischen Selbstabsorptionslinien im spektralen Verlauf führt. Es ist gelungen, den spektralen Verlauf für verschiedene Abstände zur Probe sehr gut abzubilden. Die experimentell ermittelten Daten können somit konsistent im Modell reproduziert werden. Darüber hinaus ermöglicht das Modell auch eine Analyse der Energiebilanz und die Berechnung weiterer Größen, wie dem Ionisierungsgrad und der Abschwächung des Laserstrahls in der Plasmawolke. Auf Grundlage dieser Ergebnisse können in Zukunft die Prozessparameter für spezifische Laseranwendungen optimiert werden.



## Abstract

At Fraunhofer EMI, new types of applications are being investigated in which cw laser radiation of up to 10 kW with beam diameters in the millimeter to centimeter range is used. So far, only little research of laser matter interaction has been carried out under these process conditions.

Preliminary studies in this work showed that the intensive laser radiation produces a plasma cloud which reduces the energy transfer from the laser into the sample significantly. The aim of this work was a detailed experimental characterization of the plasma cloud and the development of a numerical model that enables a consistent description of the plasma. For the determination of plasma parameters, three different diagnostic systems were selected and used in systematic test series. Pure aluminum and iron samples were irradiated with different beam diameters at a constant laser power until perforation. The evaluation of the data from the high-speed camera, spatially resolved spectroscopy and the Mach-Zehnder-interferometer provide the relevant plasma parameters. The plasma dynamics (expansion velocities of several m/s), electron densities ( $10^{17}$  -  $10^{18}$  cm<sup>3</sup>) and electron temperatures (6000 – 8000 K) were determined for all experiments.

In order to validate the experimental results, numerical models were developed. The aim was the simulation of the complex emission spectra that were recorded in the experiments with aluminum samples. The specific shape of the spectra is caused by a gradient in electron density and temperature in the plasma, resulting in characteristic self-absorption lines. The numerical model was based on the experimentally determined plasma parameters. The model reproduced the shape of the spectra for different distances from the sample surface very well. Thus, the simulation confirms the experimentally determined values.

Based on these results, further plasma analysis was carried out. The degree of ionization in the plasma was calculated (~ 10 %). The attenuation of the laser beam caused by inverse Bremsstrahlung was estimated and the energy balance of the plasma expansion could be calculated. With these results, process parameters for specific laser applications can be optimized in the future.



# Inhalt

<b>1</b>	<b>Einleitung .....</b>	<b>9</b>
1.1	Motivation.....	9
1.2	Stand der Forschung.....	12
1.3	Zielsetzung und Aufbau der Arbeit .....	18
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen.....</b>	<b>21</b>
2.1	Wechselwirkung von Laserstrahlung und Metallen.....	21
2.2	Grundlagen der Plasmaphysik.....	24
2.2.1	Wichtige Kenngrößen eines Plasmas.....	25
2.3	Numerische Simulationen mit MULTI-fs.....	30
2.4	Emissionsspektroskopie.....	34
2.4.1	Totales thermodynamisches Gleichgewicht (TE) .....	35
2.4.2	Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) .....	36
2.4.3	Molekülemission.....	43
2.4.4	Strahlungstransport .....	47
2.5	Interferometrie .....	48
<b>3</b>	<b>Experimentelle Methoden und Versuche .....</b>	<b>51</b>
3.1	Strahlquelle .....	51
3.2	Bestimmung der mittleren Absorptivität.....	53
3.3	Methoden der Plasmadiagnostik.....	56
3.3.1	Analyse der Plasmadynamik.....	57
3.3.2	Ortsaufgelöste Emissionsspektroskopie .....	61
3.3.3	Interferometrie .....	68
3.4	Versuche zur Bestimmung der Plasmaparameter.....	77
<b>4</b>	<b>Ergebnisse der Plasmadiagnostik.....</b>	<b>83</b>
4.1	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen .....	83
4.2	Emissionsspektroskopie.....	88
4.2.1	Aluminiumproben.....	88
4.2.2	Eisenproben.....	97
4.3	Interferometrie .....	101
4.4	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse .....	113
<b>5</b>	<b>Numerische Analyse der experimentellen Ergebnisse.....</b>	<b>117</b>
5.1	Emissionsmodell .....	119

5.2	Simulation von Emissionsspektren.....	123
5.2.1	Anwendung auf das Aluminiumdoublet $3s^24s(^2S_{1/2}) \rightarrow 3s^23p(^2P_{1,3/2})$ 124	
5.2.2	Simulationsanpassung und Ermittlung des Temperaturverlaufs	128
5.3	Zusammenfassung der numerischen Validierung.....	133
<b>6</b>	<b>Diskussion .....</b>	<b>135</b>
6.1	Analyse des Ionisierungsprozesses .....	135
6.2	Absorption der Laserstrahlung im Plasma.....	137
6.3	Simulation in MULTI-fs.....	140
6.3.1	Voruntersuchungen .....	141
6.3.2	Simulationsmodell .....	143
6.3.3	Simulation in MULTI-fs.....	146
6.4	Analyse der Energiebilanz .....	148
6.4.1	Energiebilanz zu Beginn der Plasmaexpansion.....	149
6.4.2	Energiebilanz im turbulenten Zustand.....	156
6.5	Einfluss von Neutralteilchen auf die interferometrischen Messungen.....	160
6.6	Einfluss des Plasmas auf die Strahlpropagation .....	162
6.7	Genauigkeit der Ergebnisse .....	164
6.8	Wissenschaftlicher Mehrwert der Arbeit .....	167
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung.....</b>	<b>169</b>
<b>8</b>	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>173</b>
	<b>Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge .....</b>	<b>182</b>
	<b>Selbstständigkeitserklärung.....</b>	<b>183</b>
	<b>Danksagung.....</b>	<b>184</b>
	<b>Abkürzungen und Symbole.....</b>	<b>185</b>
	<b>Anhang .....</b>	<b>189</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Seit der Entwicklung des ersten Lasers im Jahr 1960 hat die Lasertechnologie enorme Fortschritte gemacht. Insbesondere bei den kontinuierlich emittierenden (engl. continuous wave – cw) Faserlasern hat sich in den letzten Jahren die Leistung, der kommerziell verfügbaren Lasersysteme vervielfacht. Durch ihren modularen Aufbau wurden bereits Lasersysteme mit einer cw-Ausgangsleistung von über 100 kW realisiert [1]. Laser mit Leistungen in der Größenordnung von einigen Kilowatt sind als Werkzeug für industrielle Anwendungen wie Schweißen, Schneiden oder Bohren bereits etabliert und die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse wurden bereits detailliert untersucht. Am Fraunhofer EMI werden jedoch auch neuartige Anwendungen erforscht, bei denen sich die Prozessparameter bzw. die betrachteten Probenmaterialien deutlich von den genannten Einsatzgebieten unterscheiden. Beispiele hierfür sind die Nachbearbeitung von ausgedehnten, im Lasersinterverfahren 3D-gedruckten metallischen Strukturen, die Entschärfung von Sprengkörpern und die Untersuchung geologischer Materialien.

Beim Metall-Lasersinterverfahren werden ausgedehnte Strukturen durch das Sintern eines pulverförmigen Ausgangsstoffes mittels intensiver Laserstrahlung hergestellt. Die Bauzeit hängt dabei insbesondere von der Schichtdicke der einzelnen Lagen ab. Hierbei gilt: je dicker die Bauschichtdicke ist, desto schneller der Fertigungsprozess. Eine hohe Fertigungsgeschwindigkeit geht allerdings auch mit einer erhöhten Oberflächenrauigkeit einher. Diese Rauigkeit beeinflusst zum einen die mechanischen Eigenschaften und grenzt zum anderen die Einsatzmöglichkeiten des Werkstücks ein. Deshalb wird an Verfahren geforscht, die eine schnelle und großflächige Glättung der Strukturen erlauben. Hierbei bietet sich insbesondere das Laserpolieren mit intensiver cw-Laserstrahlung an, um die Rauigkeit der Oberfläche zu reduzieren [2]. Beim Polieren mit cw-Laserstrahlung wird das Werkstück systematisch abgerastert und die Oberfläche lokal aufgeschmolzen.

Dieses Umschmelzen der äußeren Randschicht führt zur Reduzierung von Prozessdefekten wie Kerben, Rissen oder Löchern und erhöht somit auch die Festigkeit des Bauteils. Die Geschwindigkeit, mit der ein einzelnes

Werkstück bearbeitet werden kann, hängt im Wesentlichen von der zur Verfügung stehenden Laserleistung bzw. dem verwendeten Strahldurchmesser ab. Für Laser mit einer Leistung von mehreren Kilowatt kann auch bei Strahldurchmessern von mehreren Millimetern mit hohen Scaangeschwindigkeiten gearbeitet werden. Wird die Intensität jedoch zu groß, kommt es zu Verdampfungsprozessen an der Oberfläche. Diese Verdampfungsprozesse reduzieren den Wirkungsgrad des Prozesses und können zu Dampfeinschlüssen führen, die einen negativen Einfluss auf die mechanischen Eigenschaften des Bauteils haben [3].

Ein weiteres Beispiel für die Anwendung intensiver Laserstrahlung wurde im Rahmen der Sicherheitsforschung untersucht. In dem EU-Projekt *ENCOUNTER* wurden neue Möglichkeiten untersucht, um im Falle einer Bedrohung durch einen Sprengsatz im urbanen Gebiet die Gefährdung zu reduzieren. Im Hinblick auf diese Fragestellung wurde geprüft, ob sich intensive Laserstrahlung zur sicheren Entschärfung von Sprengsätzen eignet. Hierbei soll der Laser auf eine große Entfernung eingesetzt werden, um Sprengsätze sicher zu neutralisieren ohne dabei eine Detonation zu verursachen [4]. Der Vorteil dieser Methode liegt im großen Abstand zwischen Laser und Sprengsatz und der damit verbundenen erhöhten Sicherheit der Anwender. Aufgrund dieses Abstands zwischen Laser und Ziel können nur Strahldurchmesser im Zentimeterbereich realisiert werden. Bei den dafür verwendeten hohen Laserleistungen können auch bei diesen großen Strahldurchmessern Verdampfungsprozesse auftreten. Insbesondere bei dieser Anwendung ist eine detaillierte Kenntnis über den Energieübertrag besonders wichtig.

Als letztes Beispiel wird die Untersuchung von Impaktvorgängen von Meteoriten in geologischen Materialien mit Geschwindigkeiten von mehreren Kilometern pro Sekunde aufgeführt. Unter diesen Bedingungen wird das Gesteinsmaterial zunächst durch die auftretenden Stoßwellen komprimiert. Treffen die Stoßwellen auf freie Oberflächen, entsteht dort eine Dampf-/Plasmawolke, in der das verdampfte Material während der anschließenden Expansion zunächst kondensiert und dann wieder in den festen Zustand erstarrt. Derartige Prozesse haben in der frühen Geschichte der Erde zur Entstehung charakteristischer Mineralien und Gesteinsarten geführt. Impaktvorgänge in geologischen Materialien können zwar auch im Labor untersucht werden, derartige Experimente sind jedoch mit einem sehr großen Aufwand verbunden. Mit den neuartigen intensiven cw-Faserlasern können die Verdampfungsprozesse, wie sie beim Meteoriteneinschlag auftreten, simuliert werden. In Zusammenarbeit mit dem

Naturkundemuseum Berlin wurden Versuchsserien durchgeführt, bei denen geologische Materialien mit dem Laser schnell aufgeschmolzen und verdampft wurden. Diese Versuche helfen, die Verdampfungs- und Kondensationsprozesse sowie die dabei auftretenden chemischen Reaktionen zu verstehen, die ansonsten nur mit großem Aufwand untersucht werden könnten [5]. Für eine Analyse dieser Experimente ist eine detaillierte Kenntnis über die Temperatur und Dichteverhältnisse im verdampften Material während des Versuchs nötig.

Für die Erforschung und Weiterentwicklung dieser Anwendungen wird am Fraunhofer EML ein cw-Ytterbium-Faserlaser mit einer Leistung von 10 kW bei einer Wellenlänge von 1070 nm eingesetzt. Charakteristisch für die betrachteten Anwendungen ist ein Strahldurchmesser im Bereich von einigen Millimetern bis zu wenigen Zentimetern. In Abhängigkeit von der Laserintensität führt die Wechselwirkung des Laserstrahls mit der Probe zur Aufschmelzung bzw. Verdampfung des Probenmaterials bis hin zur Plasmabildung. Zur Verdeutlichung dieser Vorgänge sind in Abbildung 1 exemplarisch Aufnahmen der Oberfläche von Metallproben bei der Bestrahlung mit Laserintensitäten von  $0,3 \text{ kW/cm}^2$  bis zu  $120 \text{ kW/cm}^2$  dargestellt. Während bei einer Intensität von  $0,3 \text{ kW/cm}^2$  lediglich das Aufschmelzen der Oberfläche beobachtet wird, ist bei einer Intensität von  $120 \text{ kW/cm}^2$  eine deutliche Plasma-/Dampf Wolke vor der Probe zu sehen. Gleichzeitig führen die Verdampfungs- und Plasmabildungsprozesse zu einer Abnahme der mittleren Absorptivität. Das Diagramm in Abbildung 1 zeigt, dass die Absorptivität genau in dem Bereich besonders stark absinkt, in dem die Intensität der Laserstrahlung groß genug ist, um zu Verdampfungseffekten an der Oberfläche zu führen. Die Bildung eines Plasmas vor der Probe reduziert demnach den Energieübertrag vom Laser an die Probe signifikant. Quantitative Untersuchungen des Einflusses dieser Prozesse auf die Laser-Materie-Wechselwirkung liegen bisher für den hier relevanten Parameterbereich in der Literatur noch nicht vor.

Das Ziel dieser Arbeit ist es daher, die Dynamik der Dampf- und Plasmabildung sowie die Plasmaparameter und deren Einfluss auf den Energieübertrag auf die Probe quantitativ zu beschreiben. Die Ergebnisse sollen in ein Modell überführt werden, welches als Grundlage für die Prozesskontrolle in den oben genannten Anwendungen dienen kann. Dazu wird in dieser Arbeit das Plasma mittels verschiedener diagnostischer Methoden erstmals zeit- und orts aufgelöst experimentell untersucht.

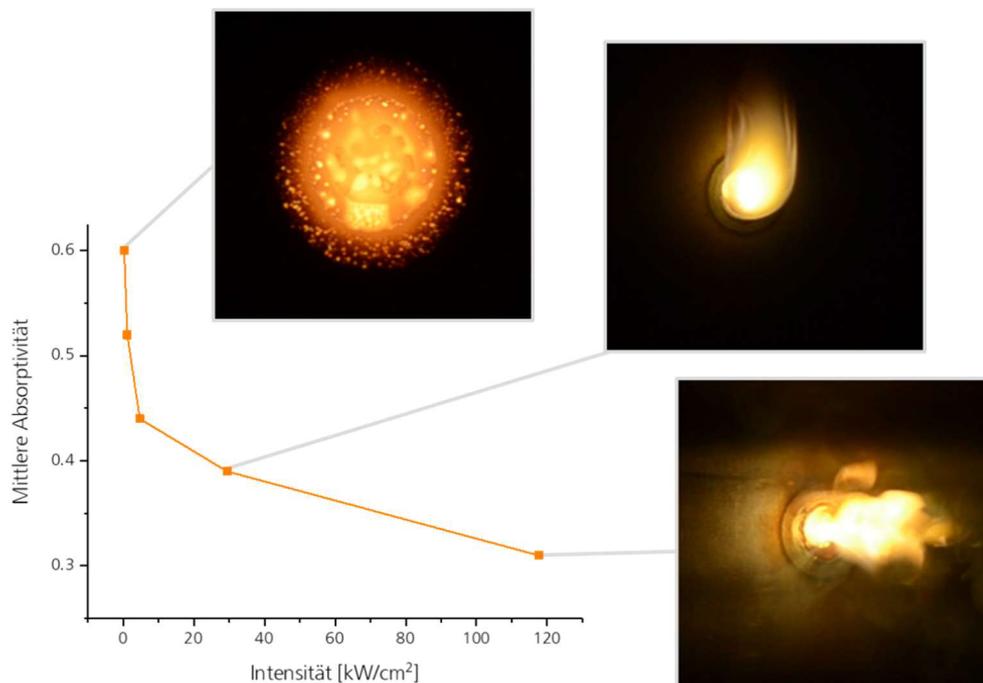


Abbildung 1: Mittlere Absorptivität von Eisenproben in Abhängigkeit der Laserintensität. Die Kameraaufnahmen zeigen die Oberfläche der Probe während der Laserbestrahlung bei der entsprechenden Intensität.

Die erzielten Ergebnisse liefern die Grundlage für eine numerische Validierung. Dazu werden die ermittelten Plasmaparameter als Grundlage für ein Plasmamodell verwendet. Anhand dieses Modells wird eine Simulation der gemessenen orts aufgelösten Emissionsspektren durchgeführt und mit den experimentellen Daten verglichen. Das Plasmamodell wird im Anschluss dazu verwendet, verschiedene Fragestellungen bezüglich des Einflusses auf den Energieübertrag zu bearbeiten.

## 1.2 Stand der Forschung

Im Rahmen dieser Arbeit wird im ersten Schritt eine umfassende experimentelle Analyse des lasergenerierten Plasmas durchgeführt. Wie bereits im vorigen Abschnitt erläutert, unterscheiden sich die betrachteten Laserleistungen und Strahldurchmesser von anderen Anwendungen, bei denen bereits Plasmauntersuchungen durchgeführt wurden. Allerdings wurden auf diesen Gebieten Methoden zur Plasmadiagnostik entwickelt, die für diese Arbeit teilweise übernommen bzw. weiterentwickelt wurden.

Deshalb werden im folgenden Abschnitt einige bisherige Ansätze vorgestellt, die auch Relevanz für die vorliegende Arbeit haben.

Bereits wenige Jahre nach Entwicklung des ersten Lasers wurden kontinuierlich emittierende CO<sub>2</sub>-Laser mit beträchtlichen Leistungen im Kilowattbereich entwickelt. Diese hohen Leistungen bei einer Wellenlänge von typischerweise 10,6 µm wurden vor allem für die Materialbearbeitung verwendet. Die Beobachtung eines lasergenerierten Plasmas ab einer Laserintensität von 10<sup>6</sup> W/cm<sup>2</sup> und dessen Einfluss auf die Qualität des Laserschweißprozesses wurde bereits 1983 von Beyer untersucht [6, 7]. Bei steigenden Intensitäten wurde beobachtet, dass der Einfluss des Plasmas immer größer wird und zeitweise sogar der Schweißprozess unterbrochen wird.

Bei hinreichend großen Leistungen und Strahldurchmessern im Submillimeterbereich bildet sich in der Schmelzzone eine Dampfkapillare, wie sie in Abbildung 2 dargestellt wird. In dieser Kapillare beeinflussen verschiedene Prozesse den Energieübertrag vom Laser an das Werkstück. Die Vielzahl der beteiligten Prozesse, deren unterschiedliche Zeitskalen sowie die verschiedenen involvierten Phasen und Phasenübergänge machen eine numerische Simulation extrem aufwendig. Es gibt bereits Vorschläge und Ansätze, die jedoch aufgrund der hohen Komplexität der auftretenden physikalischen Prozesse noch nicht alle Beobachtungen beschreiben können [8–11].

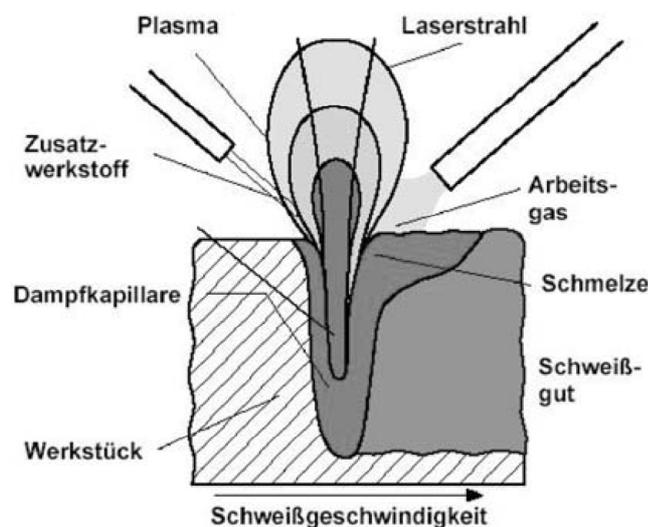


Abbildung 2: Schematische Abbildung des Funktionsprinzips beim Lasertiefenschweißen [12].

Für eine experimentelle Charakterisierung dieser Prozesse wurden diverse Verfahren entwickelt, um die maßgeblichen Plasmaparameter Elektronentemperatur und Elektronendichte im Plasma zu ermitteln. Anhand dieser wichtigen Plasmaparameter können viele weitere Kenngrößen ermittelt werden und daraus der Einfluss des Plasmas auf den Laserschweißprozess genauer abgeschätzt werden [13].

Eine sehr verbreitete Methode für die Plasmaanalyse ist die Emissionsspektroskopie [14, 15]. Bereits 1986 wurden von Rockstroh spektroskopische Aufnahmen an einem CO<sub>2</sub>-Laser mit Aluminiumproben in einer Argonatmosphäre durchgeführt. Das Argon dient hierbei als Schutzgas, um Korrosion und Verbrennung während des Schweißvorgangs zu verhindern. Die Temperatur wurde über das Verhältnis von Linien- zur Kontinuumstrahlung im Plasma ermittelt und so Elektronentemperaturen von über 17 000 K gemessen. Die abgeleiteten Parameter dienten als Grundlage zur Modellierung der Abschwächungseffekte [16]. Hoffman und Szymanski untersuchten zeitaufgelöst die Emission des Plasmas, das beim Schweißen von Stahl mit einem CO<sub>2</sub>-Laser erzeugt wurde. Anhand der Emission einer Argon-Spektrallinie wurde über die Stark-Verbreiterung die Elektronendichte auf  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  bestimmt. Palankco konnte an Aluminiumproben eine Temperatur von 7100 K und eine Elektronendichte von  $4,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  abschätzen [17].

Beim Schweißen spielt auch die Lage des Strahlfokus in Bezug auf die Materialoberfläche eine Rolle und wurde deshalb von Bruncko mittels spektroskopischer Methoden untersucht [18]. Für diese Problemstellung entwickelte auch Semak 1999 ein Modell zur Plasmaabsorption in der Dampfkapillare [19]. Kong prüfte die Möglichkeit, Spektroskopie als Mittel zur Echtzeit-Prozesskontrolle einzusetzen und konnte so den Einfluss von Zinkbeschichtungen untersuchen. Dabei wurde über einen Boltzmann-Plot eine Temperatur von 7300 K ermittelt.

Moderne Ytterbium-Faserlaser können eine cw-Leistung von mehr als 100 kW bei einer Wellenlänge von 1,07  $\mu\text{m}$  erreichen [1]. Uspenkiy führte mit einem 20 kW-Laser Spektroskopie an Stahlproben durch. Ein Boltzmann-Plot für mehrere Eisenemissionslinien lieferte Temperaturen von 3 000 K - 4 500 K. Über die Saha-Gleichung wurde eine Elektronendichte berechnet und daraus der Einfluss der inversen Bremsstrahlung abgeschätzt [20].

Beim Laserschweißen werden in der Regel Optiken verwendet, die einen sehr kleinen Strahldurchmesser von unter einem Millimeter erzielen. Auf diese Weise entstehen hohe Intensitäten von bis zu  $10^8 \text{ W/cm}^2$ . Wird der Laser jedoch auf größere Entfernungen eingesetzt, können nur noch Laserstrahldurchmesser im Zentimeterbereich erreicht werden. Mit den daraus resultierenden Intensitäten wird zwar keine starke Ionisation und Plasmabildung erreicht, es wird jedoch trotzdem Material verdampft, das spektroskopisch untersucht werden kann. Daigle konnte beim Einsatz von Ytterbium-Faserlasern im 1-kW-Bereich nachweisen, dass im Spektrum die Signaturen von Eisenoxid beobachtbar sind. Die aufgezeichneten Spektren wurden in Korrelation zu der Menge des abgetragenen Materials gesetzt [21]. In weiterführenden Untersuchungen wurde die Wirkung des Lasers auf eine Entfernung von 200 m getestet und spektroskopische Messungen durchgeführt, um in aufgezeichneten Spektren Signaturen des Probenmaterials nachzuweisen [22]. Khairallah hat für große Durchmesser von 3 cm – 4 cm ein Modell entwickelt, das in der Lage ist, den Aufschmelzprozess an einem 1 mm dicken Aluminiumblech zu simulieren [23].

Wesentlich höhere Laserintensitäten können mit gepulsten Lasern erreicht werden. Eine wichtige Anwendung ist beispielsweise der Einsatz von Nanosekundenlasern bei der Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS). Hierbei wird eine Laserintensität von bis zu  $10^{11} \text{ kW/cm}^2$  verwendet, um ein transientes Plasma mit einer Lebensdauer im Millisekundenbereich zu erzeugen. Das abgestrahlte Licht wird spektral untersucht, um eine chemische Probenanalyse durchzuführen. Viele Methoden zur Spektralanalyse wurden für diese Anwendung entwickelt. Für diverse Probenmaterialien werden hierbei unterschiedlichste Plasmaanalyseverfahren eingesetzt [24].

Bereits 1984 lieferte Bastiaans die theoretische Grundlage für eine Messung der Elektronentemperatur auf Basis des Verhältnisses von Linien- zu Kontinuumstrahlung für laserinduzierte Plasmen, bei denen Argon als Schutzgas verwendet wird [25]. 1999 Benutzte Liu dieses Prinzip, um die Elektronentemperatur an einem Plasma zu ermitteln, das mit einem Nd:YAG-Laser mit einer Pulslänge von 3 ns an Silikonproben erzeugt wurde. Liu erhielt Elektronentemperaturen im Bereich von 20 000 K bis 80 000 K, in Abhängigkeit der verwendeten Laserleistung [26]. Hussain verwendet dasselbe Verfahren und erhält in Abhängigkeit der Pulsenergien Temperaturen von 3 600 K – 5 500 K mit einem 120-mJ-Laser, bei 8 ns Pulslänge an Stahlproben [27].

Aguilera benutzte hingegen den Vergleich der Intensitäten verschiedener Eisenspektrallinien, um mittels eines Boltzmann-Plots die Elektronentemperatur in einem Bereich von 9 000 K bis 13 000 K zu bestimmen. Er verwendete eine Legierung aus Eisen und Nickel und einen Nanosekundenpuls laser mit einer Pulsenergie von 100 mJ bei 4 ns Pulslänge [28]. Bengoechea bestimmte mit demselben Aufbau die Elektronendichte mittels Stark-Verbreiterung an Eisenproben auf  $2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ . Die Ergebnisse wurden dazu verwendet, den Stark-Parameter einer weiteren Emissionslinie zu bestimmen [29].

Bei Verwendung von Proben aus Aluminium werden im Spektrum die charakteristischen Emissionsbanden von Aluminiummonoxid beobachtet. Die Analyse dieser Emissionsbanden ermöglicht ebenfalls eine Bestimmung der Elektronentemperatur. Derartige Spektren werden auch bei der Verbrennung in Feststofftriebwerken beobachtet und zur Temperaturanalyse verwendet [30–32]. Grundlegende Analysen der Bänderstrukturen ermöglichen die Ableitung von Elektronentemperaturen aus den Emissionsspektren [33]. Parigger entwickelte ein Simulationstool, das die Anpassung von simulierten Molekülspektren an gemessenen Daten ermöglicht [31, 34, 35]. 2014 konnte Bai mit Nd:YAG-Lasern somit für Aluminiumproben zeitaufgelöst einen Abfall der Temperatur von 13 000 K auf 8 000 K messen [36]. Auch die Umgebungsbedingungen haben einen Einfluss auf die Spektren. Lida führte Untersuchungen durch, bei denen der Einfluss des Umgebungsdrucks und die Verwendung verschiedener Prozessgase untersucht wurden [37].

Sabbaghzadeh verwendet hingegen einen Millisekunden Nd:YAG-Puls laser mit 400 W Durchschnittsleistung zum Schweißen von Stahl. Bei einer Pulsdauer von 5 ms und einer Spitzenpulsleistung von 2200 W wurde mittels eines Boltzmann-Plots eine Elektronentemperatur von 7608 K gemessen [38]. Beim Schweißen von Legierungen aus Aluminium und Magnesium mit gepulsten Nd:YAG-Lasern wurden von Kim neben den Molekularbanden starke Selbstabsorption an zwei Emissionslinien atomarer Aluminiumübergänge beobachtet [39].

Sakka entwickelte dafür 2002 ein Plasmamodell, das aufgrund der Plasmadynamik von einem hohen Dichte- und Temperaturgradienten im Plasma ausgeht. Auf diese Weise konnten Spektren mit Selbstabsorptionslinien simuliert werden [40]. Pakhal verwendete diese Annahmen, um ein Modell an die Versuche mit einem Nanosekundenlaser anzupassen und so

zeitaufgelöst Elektronendichte ( $10^{20} \text{ cm}^{-3} \rightarrow 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) und Elektronentemperatur ( $90\,000 \text{ K} \rightarrow 10\,000 \text{ K}$ ) in Abhängigkeit der Laserintensität zu bestimmen [41].

Neben der Spektroskopie ist vor allem die Interferometrie eine verbreitete Methode, um die Elektronendichte von lasergenerierten Plasmen zu ermitteln [42, 43]. Zhang verwendet ein Mach-Zehnder-Interferometer, um die Elektronendichte in einem laserinduzierten Plasma eines Nd:YAG-Nanosekunden-Laser zu ermitteln und misst ein Dichteprofil mit einer durchschnittlichen Elektronendichte von etwa  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [44]. Breitling ermittelte mit dieser Methode für Nanosekundenlaser für verschiedene Laserwellenlängen Elektronendichten von maximal  $4,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [45].

In Abbildung 3 sind die Intensitäten in Abhängigkeit der Laserleistung verschiedener Arbeiten, die in diesem Kapitel zusammengefasst wurden, aufgeführt [7, 13–20, 22, 23, 26–28, 36, 38, 39, 41, 45]. Sie sind farblich den entsprechenden Anwendungsgebieten zugeordnet. All diesen Arbeiten ist gemein, dass sie für sehr hohe Intensitäten und bei sehr kleinen Strahldurchmessern von deutlich unter einem Millimeter durchgeführt werden.

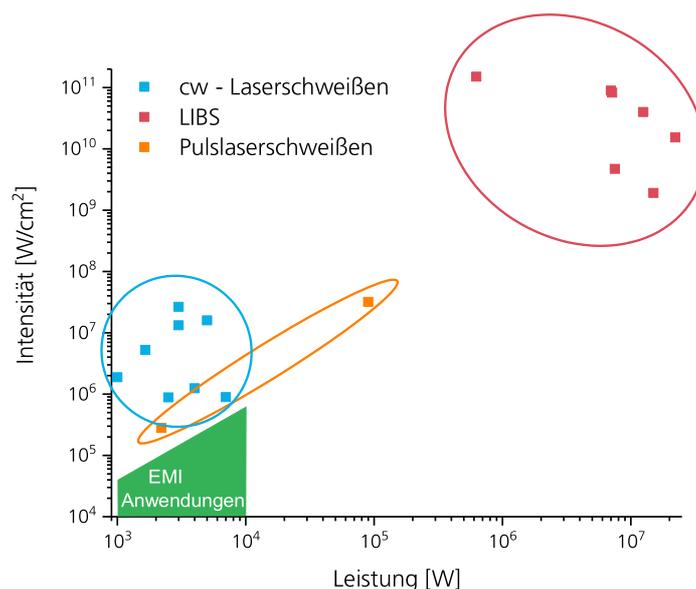


Abbildung 3: Einordnung der gesammelten Literatur in die jeweiligen Intensitäts- und Leistungsbereiche.

Bei keiner dieser Arbeiten wurde die Plasmabildung an Lasern im Bereich mehrerer Kilowatt und einem Strahldurchmesser von mehr als 2 Millimetern durchgeführt. Da die Intensität der Laserstrahlung jedoch einen immensen Einfluss auf die physikalischen Prozesse hat, die an der Plasmabildung beteiligt sind, können die Ergebnisse aus den anderen Anwendungsgebieten nicht übertragen werden.

### 1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Die intensitätsabhängige Bestimmung der mittleren Absorption (siehe Abbildung 1) zeigt deutlich, dass die Bildung des Plasmas ein wichtiger Effekt ist, der den Energieübertrag vom Laser an die Probe signifikant reduzieren kann. Bisherige Untersuchungen an lasergenerierten Plasmen wurden hauptsächlich mit gepulsten Lasern bei sehr hohen Intensitäten durchgeführt. Für cw-Laser wurden in der Vergangenheit zum Großteil Untersuchungen mit CO<sub>2</sub>-Lasern bei Strahldurchmessern im Submillimeterbereich durchgeführt. Detaillierte Untersuchungen an Plasmen, die beim Einsatz eines Faserlasers im Kilowattbereich mit Metallproben und Strahldurchmessern von über 1 mm durchgeführt wurden, sind nicht bekannt. Um den Einfluss des lasergenerierten Plasmas auf die Wirkung des Lasers beim Einsatz an Metallen besser abbilden zu können, ist eine detaillierte Kenntnis über die Kenngrößen des Plasmas nötig.

Das erste Ziel der Arbeit ist es deshalb, mittels verschiedener diagnostischer Verfahren die relevanten Kenngrößen des lasergenerierten Plasmas zu ermitteln. Diese sind in erster Linie Elektronentemperatur und -dichte. Aus diesen beiden Parametern können viele weitere Plasmaparameter abgeleitet und so der Einfluss des Plasmas besser beurteilt werden. Da es sich um einen transienten Prozess handelt, sind zusätzlich die örtliche Verteilung und deren zeitabhängige Veränderung relevant. Für eine detaillierte Beschreibung des lasergenerierten Plasmas sollen deshalb folgende Plasmaparameter ermittelt werden:

- Ausdehnung und Dynamik
- Materialabhängigkeit
- Elektronentemperatur
- Elektronendichte
- Räumliche Verteilung der Plasmaparameter

Um diese Kenngrößen experimentell zu ermitteln, wurden insgesamt drei unterschiedliche diagnostische Verfahren identifiziert und bei Experimenten mit verschiedenen Probenmaterialien und Strahldurchmessern eingesetzt. Die Verfahren im Einzelnen:

1. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Um die Ausdehnung und Dynamik der Dampf-/Plasmawolke zeitaufgelöst zu bestimmen, wird eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt.

2. Ortsaufgelöste Spektroskopie

Ein selbstentwickelter Aufbau dient dazu, ortsaufgelöst die Emissionsspektren aufzuzeichnen und daraus Werte für Elektronendichte und -temperatur zu bestimmen.

3. Interferometrie

Die räumliche Verteilung der Brechungsindizes und der damit zusammenhängenden Elektronendichte im Plasma wird mit Hilfe eines Mach-Zender-Interferometers bestimmt.

In dieser Arbeit werden in Kapitel 2 zuerst die theoretischen Grundlagen und Konzepte der Plasmaphysik erläutert. Im Anschluss folgen die physikalischen Grundlagen, die für die Auswertung der verschiedenen diagnostischen Verfahren nötig sind.

Die drei Verfahren sowie der verwendete Versuchsaufbau werden in Kapitel 3 jeweils im Detail vorgestellt. Im anschließenden Abschnitt wird die Durchführung einer systemischen Testreihe an Proben aus Aluminium und Eisen beschrieben. In Kapitel 4 werden die verschiedenen Methoden der Auswertung sowie die daraus ermittelten Ergebnisse vorgestellt.

Im anschließenden Kapitel 5 dienen die experimentellen Ergebnisse als Grundlage für die Ableitung eines Plasmamodells. Anhand der ermittelten Plasmamaparameter ist es nun möglich, die Strahlungstransportgleichung detailliert aufzustellen und zu lösen, um so ein simuliertes Emissionsspektrum zu erzeugen. Es zeigt sich, dass eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den Strahlungstransportrechnungen beobachtet wird. Eine Diskussion der Ergebnisse und die daraus ermöglichte Analyse relevanter Wechselwirkungsprozesse finden im anschließenden Kapitel 6 statt. Im letzten Kapitel 7 folgt eine

Zusammenfassung der Arbeit. Die zugrundeliegende Systematik dieser Arbeit ist in der folgenden Grafik zusammengefasst.

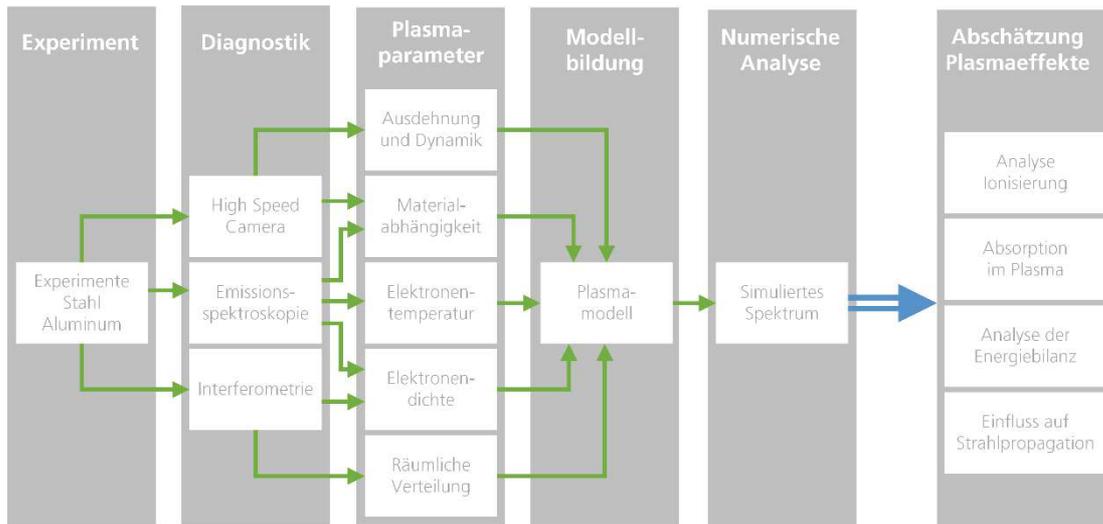


Abbildung 4: Systematische Darstellung der Methodik der Dissertation.

Die Arbeit wurde vom Autor eigenständig verfasst. Die im Rahmen der Arbeit vorgestellten Experimente wurden selbstständig ausgelegt, aufgebaut, ausgewertet und in den wissenschaftlichen Kontext eingeordnet. Die Durchführung der Experimente fand unter meiner Federführung am Fraunhofer EMI mit Unterstützung durch meinen Kollegen Sebastian Schäffer statt. Die in Abschnitt 3.2 beschriebenen Simulationen zur Bestimmung der mittleren Absorptivität wurden von Marcel Goesmann durchgeführt. Alle weiteren numerischen Analysen und Simulationen in den Kapiteln 4 bis 6 wurden unter Nutzung der aufgeführten Literatur selbstständig von mir aufgesetzt und durchgeführt. Die Förderung der Arbeiten erfolgte im Rahmen der Grundlagenfinanzierung des Fraunhofer EMI.

## 2 Theoretische Grundlagen

In dieser Arbeit spielen Mechanismen der Wechselwirkung von intensiver Laserstrahlung und Metallen eine zentrale Rolle. Deshalb werden in diesem Kapitel die grundlegenden physikalischen Effekte der Wechselwirkung vorgestellt. Eine besondere Rolle spielt hierbei insbesondere das lasergenerierte Plasma. Es werden grundlegende Begriffe und Modelle, die für die Auswertung der Experimente oder die numerische Validierung verwendet werden, eingeführt. Wichtige Aspekte sind die Absorption von Laserstrahlung in der Probe sowie die auftretenden thermodynamischen Prozesse einschließlich Verdampfung und Plasmabildung. Ein weiterer Schwerpunkt liegt auf den physikalischen Prozessen, die zur Emission von elektromagnetischer Strahlung führen. Die Strahlung besitzt im sichtbaren Spektralbereich charakteristische Merkmale, die für die Bestimmung von Plasmaparametern verwendet werden kann. Im letzten Teil werden die theoretischen Grundlagen der Interferometrie erläutert, die ebenfalls für die Analyse der Experimente benötigt werden.

### 2.1 Wechselwirkung von Laserstrahlung und Metallen

Bei geringen Laserleistungen kann das Verhalten elektromagnetischer Wellen an Grenzschichten durch die Fresnel'schen Formeln beschrieben werden [12]. Das Verhältnis der Feldstärken von einfallender  $E_i$  und reflektierter Strahlung  $E_r$  hängt von der Polarisation ab und es gilt für Strahlung, die senkrecht zu Einfallsebene polarisiert ist (s-Polarisation),

$$\left(\frac{E_r}{E_i}\right)_s = \frac{n_1 \cos\alpha - \frac{\mu_1}{\mu_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}}{n_1 \cos\alpha + \frac{\mu_1}{\mu_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (1)$$

Für Strahlung, die parallel polarisiert (p-Polarisation) ist, gilt

$$\left(\frac{E_r}{E_i}\right)_p = \frac{\frac{\mu_1}{\mu_2} n_2^2 \cos\alpha - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}}{\frac{\mu_1}{\mu_2} n_2^2 \cos\alpha + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}}. \quad (2)$$

Hierbei sind  $n_1$  und  $n_2$  die komplexen Brechungsindizes der beiden angrenzenden Medien mit der jeweiligen magnetischen Permeabilität  $\mu_{1,2}$  und dem Winkel der einfallenden Strahlung  $\alpha$ .

Die Fresnel'schen Formeln gelten nur für glatte Oberflächen. In der Realität spielt jedoch auch die Oberflächenbeschaffenheit eine wichtige Rolle für das Absorptionsverhalten. Für geringe Laserleistungen im Bereich von einem Watt und einem Strahldurchmesser von 3 mm wurden umfassende Untersuchungen zum Absorptionsverhalten von verschiedenen Stahlproben in Abhängigkeit der Oberflächenbeschaffenheit von Bergström [46] durchgeführt. Es wurden Werte zwischen 37 % und 86 % für die absorbierte Leistung ermittelt. Im Falle einer polierten Aluminiumoberfläche, die mit einer Laserwellenlänge von 1060 nm senkrecht bestrahlt wird, liegt der Anteil der reflektierten Laserstrahlung bei über 90 % [47].

Bei hohen Intensitäten muss darüber hinaus die Laserwirkung auf die Probe und insbesondere die Erwärmung der Probe an der Oberfläche berücksichtigt werden. Solange die Oberfläche nicht aufschmilzt, kann die Erwärmung durch die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Permeabilität  $\mu$  und des komplexen Brechungsindex  $n$  erfolgen. Für steigende Temperaturen nimmt der Anteil der reflektierten Strahlung ab und es wird mehr Strahlung absorbiert. In Abbildung 5 ist der Anteil der reflektierten Strahlung in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Metalle dargestellt.

Die Kurven wurden mithilfe des Drude-Modells berechnet [48]. In dieser Theorie werden die Elektronen im Metall als freies Elektronengas beschrieben, wobei die Elektronen unter dem Einfluss des elektrischen Feldes des Lasers oszillieren und durch Elektron-Phonon-Stöße Energie an das Gitter abgeben. Für steigende Temperaturen steigt diese Stoßrate an und es wird ein größerer Anteil der einfallenden Strahlung absorbiert [12].

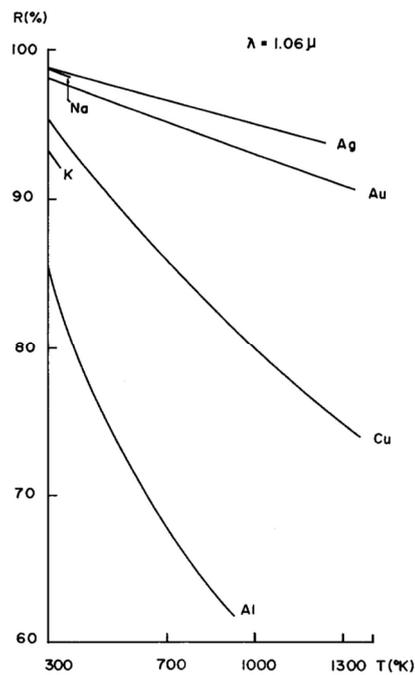


Abbildung 5: Prozentualer Anteil der reflektierten Strahlung, in Abhängigkeit der Proben­temperatur bei einer Bestrahlung mit einer Wellenlänge von 1060 nm [48].

Bei noch höheren Intensitäten kann es an der Oberfläche zu Phasenübergängen bis hin zu Plasmabildung kommen. Die zeitlichen Abläufe dieser Vorgänge sind schematisch in Abbildung 6 dargestellt. Zu Beginn der Bestrahlung wird ein Großteil der Laserstrahlung reflektiert. Der Anteil der Strahlung, der absorbiert wird, führt jedoch zu einer Erwärmung der Probenoberfläche. Diese Erwärmung bewirkt, dass der Absorptionskoeffizient ansteigt und mehr und mehr Strahlung absorbiert wird, bis es zu einem Aufschmelzen der Oberfläche kommt. Bei den Laserintensitäten, die im Rahmen dieser Arbeit betrachtet werden, findet dieser Prozess auf einer Zeitskala von wenigen Millisekunden statt.

Durch die weitere Erhitzung wird Material verdampft und es bildet sich eine Dampfschicht vor der Oberfläche. Dieser Metall­dampf absorbiert wiederum Laserleistung und heizt sich auf, bis es zur teilweisen Ionisierung des Dampfes kommt. Wie in Abbildung 6 (b) zu sehen ist, wird die Probe über die Wärmeleitung zwar noch weiter erhitzt, das Plasma beeinflusst den Energieübertrag vom Laser an die Probe jedoch erheblich [49].

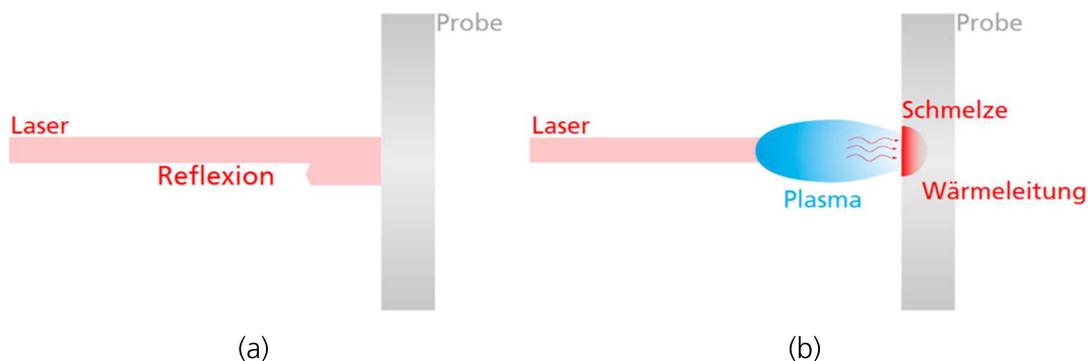


Abbildung 6: Schematische Darstellung der Laser-Proben-Wechselwirkungsprozesse zu Beginn der Bestrahlung (a) und eine Darstellung der Plasmaeffekte, zu denen es nach dem Aufschmelzen der Probenoberfläche durch den Laser kommt (b).

## 2.2 Grundlagen der Plasmaphysik

Erhitzt man Gas auf Temperaturen von über 1000 K, kommt es aufgrund der starken thermischen Anregung zur Ionisation im Gas und man spricht von einem Plasma [50]. In einem Plasma finden verschiedene Prozesse statt, bei denen elektromagnetische Strahlung emittiert und absorbiert wird. Diese Prozesse führen zum einen dazu, dass die Laserstrahlung im Plasma teilweise absorbiert und so der Energieübertrag an die Probe beeinflusst wird. Zum anderen können diese Prozesse aber auch für die Plasma-diagnostik verwendet werden. In diesem Abschnitt werden deshalb einige grundlegende Plasmakenngrößen eingeführt, die für die Diagnostik bzw. die anschließende numerische Simulation wichtig sind. Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen des Hydrocodes MULTI-fs vorgestellt, der für die Simulation der Absorption von Laserstrahlung im Plasma verwendet wurde.

Danach werden zwei gängige Plasmamodelle vorgestellt, welche die theoretische Grundlage für die Emissionsspektroskopie sowie die numerische Validierung bilden. Zum Schluss werden die entsprechenden Grundlagen für die interferometrische Untersuchung von Plasmen vorgestellt. Für die Zusammenstellung wurde im Wesentlichen die gängige Standardliteratur von Griem [51], Lochte-Holtgreven [52], Kunze [53], sowie die Vorlesungsskripte von Behringer [54] und von der Gathen [55] verwendet.

Verschiedene Disziplinen der Plasmadiagnostik verwenden bei der theoretischen Beschreibung wahlweise Frequenzen  $\nu$  oder Kreisfrequenzen  $\omega$ . Während in der Emissionsspektroskopie für die theoretische Beschreibung in der Regel mit Frequenzen gerechnet wird, ist in der Interferometrie die Kreisfrequenz üblich. Im folgenden Abschnitt werden deshalb beide Bezeichnungen verwendet. Für die Umrechnung gilt  $\omega = 2\pi \cdot \nu$ .

### 2.2.1 Wichtige Kenngrößen eines Plasmas

Plasmen kommen, vor allem im Bereich der Astrophysik, natürlich vor oder werden künstlich im Labor erzeugt. Die wichtigsten Kenngrößen sind für alle Plasmen die Elektronendichte und die Elektronentemperatur. Der Parameterbereich der verschiedenen Plasmen überspannt dabei einen Bereich vieler Größenordnungen, vom sehr dünnen und kalten interstellaren Gas bis hin zu sehr heißen und dichten Plasmen, wie sie beispielsweise in Fusionsreaktoren erzeugt werden. In Abbildung 7 ist ein Überblick typischer Parameterbereiche verschiedener Plasmen gegeben. Das Diagramm wurde von Goldston/Rutherford [56] übernommen.

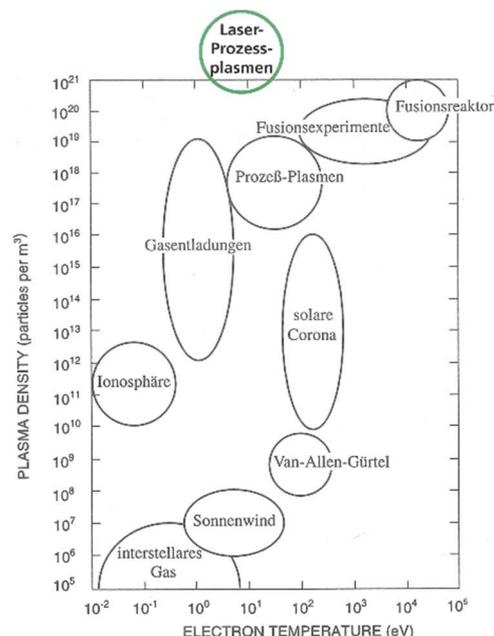


Abbildung 7: Typische Parameterbereiche für Elektronentemperaturen und Dichten von Plasmen in Natur und Labor [56].

Unter dem Stichpunkt Laser-Prozessplasmen wurde der Parameterbereich hinzugefügt, in dem die in Abschnitt 1.2 vorgestellten Arbeiten liegen. Man sieht, dass Plasmen, die mit Nanosekunden- oder cw-Lasern erzeugt werden, eine relativ hohe Elektronendichte bei moderaten Temperaturen aufweisen.

Ausgehend von diesen beiden Parametern können andere wichtige Kenngrößen berechnet werden, die ein Plasma charakterisieren und auch für die Auswertung der verschiedenen Messverfahren benötigt werden. Eine wichtige Plasmakenngröße, die aus Elektronentemperatur und Elektronendichte abgeleitet werden kann, ist die Debye-Länge. Ein positiv geladenes Ion zieht im Plasma negativ geladene Elektronen an. Dadurch wird das elektrische Feld des Ions abgeschirmt. Die Entfernung, in der das elektrische Feld dadurch auf einen Wert von  $1/e$  abfällt, ist die Debye-Länge. In dichten Plasmen kann die Beweglichkeit der deutlich schwereren Ionen vernachlässigt werden und es ergibt sich für die Debye-Länge  $\lambda_D$  [56]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} . \quad (3)$$

Mit der elektrischen Feldkonstanten  $\epsilon_0$ , der Boltzmannkonstante  $k_B$  und der Elementarladung  $e$  hängt die Debye-Länge nur von der Elektronendichte  $n_e$  und der Elektronentemperatur  $T_e$  ab.

Eine weitere wichtige Größe ist die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz  $\nu_{ei}$ . Sie ist insbesondere für die Energieübertragung zwischen Elektronen und Ionen im Plasma relevant. Für vollständig ionisierte Plasmen gilt nach Goldston [56]

$$\nu_{ei} = \sqrt{\frac{2}{\pi^3 m_e (k_B T_e)^3} \frac{n_i Z^2 e^4 \ln \Lambda}{12 \epsilon_0^2}} . \quad (4)$$

Mit der Ionisierungsstufe  $Z$ , der Elektronenmasse  $m_e$  und  $\ln \Lambda$  ist der Coulomb-Logarithmus. Hierbei gilt

$$\Lambda = 12\pi n_e \lambda_D^3 / Z . \quad (5)$$

Für die Berechnung im Falle einer unvollständigen Ionisation folgt diese Arbeit dem Ansatz aus dem Paper von Eidmann [57]. Im cgs-System gilt für die Elektronen-Ionenstoßfrequenz demnach

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{Z_m e^4 m_e n_e}{(m_e k_b T_e)^{3/2}} \ln \Lambda. \quad (6)$$

In dieser Formel ist  $Z_m$  der mittleren Ionisierungsgrad und für den Coulomb-Logarithmus  $\ln \Lambda$  gilt nach Eidmann

$$\Lambda = \left[ 1 + \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (7)$$

mit dem Maximum und Minimum des Stoßparameter  $b$ . Für die gilt

$$b_{max} = \frac{\left( \frac{k_b T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}}{\max(\omega_p, \omega_L)} \quad (8)$$

und

$$b_{min} = \max \left[ \frac{Z_m e^2}{k_b T_e}, \frac{\hbar}{(m_e k_b T_e)^{1/2}} \right]. \quad (9)$$

Hierbei ist  $\hbar$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $\omega_L$  die Laserfrequenz und  $\omega_p$  die Plasmafrequenz (siehe Formel (10)).

Unabhängig vom Ionisierungsgrad kann es aufgrund der Wechselwirkung der geladenen Teilchen im Plasma zur Entstehung von Plasmawellen kommen. Dabei handelt es sich um elektrostatische Wellen, bei denen die Elektronen kollektive Schwingungen um eine Gleichgewichtslage ausführen. Die Frequenz dieser Schwingungen wird als Plasmafrequenz  $\omega_p$  bezeichnet, und es gilt [56]

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}. \quad (10)$$

Für die Betrachtungen in dieser Arbeit ist insbesondere die Ausbreitung von elektromagnetischer Strahlung im Plasma von Bedeutung. Für die

Herleitung einer Wellengleichung im Plasma wird zunächst die Bewegungsgleichung für ein Elektron mit Geschwindigkeit  $\vec{v}$  im elektromagnetischem Feld  $\vec{E}$  aufgestellt

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - m_e \nu_{ei} \vec{v}. \quad (11)$$

Mit der bereits eingeführten Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz  $\nu_{ei}$ . Sie ist gegeben als der Kehrwert der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen und führt zu einer Dämpfung der Bewegung des Elektrons im Plasma. Da die Lorentz-Kraft erst bei sehr hohen Elektronengeschwindigkeiten relevant wird, kann sie bei den hier betrachteten Intensitäten für die Aufstellung der Bewegungsgleichung vernachlässigt werden. Weiterer Ausgangspunkt für die Aufstellung der Wellengleichung im Plasma sind die Maxwellgleichungen

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (12)$$

und

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (13)$$

Hier ist  $\vec{B}$  das Magnetfeld,  $\vec{j}$  die elektrische Stromdichte,  $\mu_0$  die magnetische und  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante. Durch Bildung der Rotation von Formel (12) ergibt sich

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} (\nabla \times \vec{B}). \quad (14)$$

Setzt man nun Formel (13) ein, so erhält man

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right). \quad (15)$$

Ziel dieses Kapitels ist die Beschreibung der Ausbreitung eines Laserstrahls mit der Kreisfrequenz  $\omega_L$  im Plasma. Zur Vereinfachung kann das transversale Strahlprofil vernachlässigt und die Rechnung für eine monochromatische ebene elektromagnetische Welle mit der Wellenzahl  $\vec{k}$

durchgeführt werden. Das elektrische bzw. magnetische Feld dieser Welle kann dargestellt werden als

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_L t)] \quad (16)$$

und

$$\vec{B}(t) = \vec{B}_0 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_L t)]. \quad (17)$$

Daraus ergibt sich die Wellengleichung

$$\nabla^2 \vec{E}_0 + \frac{\omega_L^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \frac{1}{1 + i \nu_{ei}/\omega} \right) \vec{E}_0 = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}_0). \quad (18)$$

Für eine transversale elektromagnetische Welle gilt  $\nabla \vec{E} = i\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$  und aus Formel (18) folgt die Dispersionsrelation [58]

$$k^2 = \frac{\omega_L^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2 (1 + i \nu_{ei}/\omega_L)} \right). \quad (19)$$

Im Imaginärteil der Dispersionsrelation führen die Elektronen-Ionen-Stöße mit der Frequenz  $\nu_{ei}$  zu einer Dämpfung der Laserstrahlung während der Propagation im Plasma. Dieser Prozess wird inverse Bremsstrahlung genannt und der entsprechende Absorptionskoeffizient kann aus der Dispersionsrelation abgeleitet werden. Über eine Taylorentwicklung nach  $\nu_{ei}/\omega_L$  kann der Imaginärteil separiert werden und man erhält den Absorptionskoeffizienten der inversen Bremsstrahlung  $\kappa_{ib}$  (falls gilt  $\frac{\nu_{ei}}{\omega_L} \ll 1$ ) [58]

$$\kappa_{ib} = 2 \operatorname{Im} k = \left( \frac{\nu_{ei}}{c} \right) \left( \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \right) \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \right). \quad (20)$$

Über Gleichung (10) ist der Zusammenhang zwischen Elektronendichte und Plasmafrequenz gegeben. Die Kritische Elektronendichte  $n_{kr}$  wird definiert als der Grenzfall, an dem die Plasmafrequenz der Frequenz der Laserstrahlung entspricht

$$n_{kr} = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega_L^2. \quad (21)$$

Die Bedeutung der kritischen Dichte für die Propagation eines Laserstrahls im Plasma wird deutlich, wenn man die Dispersionsrelation (Gleichung (19)) für ein stoßfreies Plasma betrachtet. Dabei wird ein stoßfreies Plasma definiert durch die Bedingung  $v_{ei}/\omega_L \ll 1$ , d. h. für den Grenzfall sehr kleiner Werte der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz im Verhältnis zur Laserfrequenz. Unter dieser Voraussetzung kann der Brechungsindex  $n$  im Plasma gemäß Gleichung 15 genähert werden als:

$$n = \frac{kc}{\omega_L} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{kr}}} . \quad (22)$$

In unterdichten Plasmen ist die Elektronendichte im Plasma kleiner als die kritische Dichte und die Laserstrahlung kann über kurze Wegstrecken im Plasma propagieren, ohne signifikant gedämpft zu werden. Übersteigt die Elektronendichte im Plasma jedoch die kritische Dichte, gilt  $\omega_L < \omega_p$ . In solch einem überdichten Plasma wird die Laserstrahlung exponentiell gedämpft und kann nicht mehr propagieren.

### 2.3 Numerische Simulationen mit MULTI-fs

In Kapitel 6.3 werden die experimentellen Ergebnisse und numerischen Analysen, die im Rahmen dieser Arbeit erzielt wurden, mit Simulationen verglichen, die mit dem Hydrocode MULTI-fs durchgeführt wurden. In diesem Abschnitt wird deshalb die Funktionsweise des Codes zusammengefasst. Grundlage hierfür bilden die entsprechenden Paper der Entwickler Ramis et al. [59] zu MULTI-fs, der Dokumentation des Vorgängers MULTI [60] und der Arbeitsbericht von Saemann [61].

Bei MULTI-fs handelt es sich um ein Tool, das entwickelt wurde, um die Laser-Plasma-Wechselwirkung zu simulieren. Der Code basiert auf dem Programm MULTI, das für eindimensionale Strahlungs-Hydrodynamik Simulationen (engl. radiation hydrodynamics) mit Nanosekundenlasern entwickelt wurde. Die Weiterentwicklung MULTI-fs wurde für die Simulation der Interaktion mit Femtosekundenlasern erweitert.

MULTI-fs löst die Hydrodynamik in eindimensionalen Geometrien zusammen mit der eingebrachten Laserleistung und dem Energietransport durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung. Es handelt sich um einen

Lagrange'schen Code, bei dem die Hydrodynamik implizit berechnet wird. Grundlage für die Beschreibung der Plasmadynamik ist das Einflüssigkeitsmodell (siehe [56]), wodurch keine Ladungstrennung auftritt. MULTI-fs ist in der Lage, unterschiedliche Temperaturen für Elektronen und Ionen zu berücksichtigen. Für Ionen und Elektronen werden deshalb getrennte Energiegleichungen gelöst.

Die Berechnung der Propagation der Laserstrahlung ist in MULTI-fs über ein explizites numerisches Verfahren zur Lösung der Maxwell-Gleichungen implementiert [59]. Dadurch ist es möglich, den Energietransport durch den Laser auch in steilen Dichte-Gradienten zu berechnen. Alternativ besteht die Möglichkeit, die Laserpropagation durch eine WKB-Näherung zu berechnen. Zusätzlich wird in der Diffusionsnäherung der Strahlungstransport für mehrere Photonengruppen in Abhängigkeit der jeweiligen Energie berechnet.

Auf Basis der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie integriert MULTI-fs die folgenden Gleichungen unter Berücksichtigung der gegebenen Randbedingungen [62]

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial(p_e + p_i + p_{vis})}{\partial m} = 0, \quad (24)$$

$$\frac{\partial e_e}{\partial t} + p_e \frac{\partial u}{\partial m} = -\frac{\partial S_e}{\partial m} - \sum_k \frac{\partial S_k}{\partial m} + \frac{\partial S_L}{\partial m} - \chi_{ei}(T_e - T_i), \quad (25)$$

$$\frac{\partial e_i}{\partial t} + (p_i + p_{vis}) \frac{\partial u}{\partial m} = \chi_{ei}(T_e - T_i), \quad (26)$$

$$\frac{\partial S_k}{\partial m} = q_k - c\kappa_{P,k}U_k, \quad (27)$$

$$cg_k^2 \frac{\partial U_k}{\partial m} = -\kappa_{R,k}S_k. \quad (28)$$

In diesen Formeln ist  $m$  die Lagrange-Massenkoordinate,  $v = 1/\rho$  das spezifische Volumen der Massendichte  $\rho$ ,  $u$  die Geschwindigkeit,  $e$  die spezifische innere Energie,  $p_\alpha$  der Druck (mit  $\alpha = e, i$  für Elektronen und Ionen) und  $p_{vis}$  der viskose Druck. Die geschlossene Lösung des Systems der Gleichungen (23) bis (28) erfordert die Kenntnis der Zustandsgleichungen des Plasmas. In MULTI-fs werden hierzu die SESAME-Tabellen

des Los Alamos National Laboratory [63] verwendet, in denen der Druck  $p_\alpha(e_\alpha, \rho)$  bzw. die Temperatur  $T_\alpha(e_\alpha, \rho)$  der Spezies  $\alpha$  gegeben sind als Funktion der spezifischen inneren Energie und der Dichte. Der Term  $\partial S_L / \partial m$  beschreibt die Laserenergie, die pro Masseneinheit absorbiert wird und  $S_e$  den Wärmestrom. Der Ausdruck  $\chi_{ei}(T_e - T_i)$  ist der Elektronen-Ionen Kopplungskoeffizient. Er beschreibt den Energieaustausch von Elektronen und Ionen und ist proportional zur Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz  $\nu_{ei}$ .  $S_k$  beschreibt den Strahlungsfluss der k-ten Photonengruppe und  $U_k$  ist die zugehörige Energiedichte. Bei den Größen  $\kappa_{R,k}$  und  $\kappa_{P,k}$  in den letzten beiden Gleichungen handelt es sich um die Rosseland- bzw. Planck- Opazität, wobei der Index k wieder die zugehörige Photonengruppe kennzeichnet. Für die Rechnungen in dieser Arbeit wurden die Opazitäten mit dem SNOP-Code berechnet [62]. Der spezifische Emissionskoeffizient ist  $q_k$  und  $g_k$  der Eddington-Faktor (Details siehe [60]).

### Wärmestrom

Für Plasmen mit geringen Temperaturgradienten gilt für den bereits oben aufgeführten Elektronen-Wärmestrom  $S_e$

$$S_e = -K \cdot \nabla T_e . \quad (29)$$

Dabei ist  $K$  die thermischen Leitfähigkeit, die ebenfalls temperaturabhängig ist ( $K \sim T_e^{5/2}$ ). Diese Diffusionsgleichung gilt jedoch nur, wenn die mittlere freie Weglänge der Elektronen kleiner als die Gradientenlänge  $L = T_e / |\nabla T_e|$  ist. Für Plasmen mit hohen Temperaturgradienten gilt die einfache Diffusionsgleichung nicht mehr, da sie den Wärmestrom durch die schnellen Elektronen überschätzt. Eine vollständige Beschreibung des Wärmestroms ist für hohe Gradienten sehr komplex. Eine gängiges Vorgehen ist in diesem Fall die Einführung eines empirischen Faktors  $f$ , um den Wärmestrom zu begrenzen und es gilt [64]

$$|S_e| \leq S_e^{max} = f n_e k_B T_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} . \quad (30)$$

In MULTI-fs wird dieser f-Faktor verwendet, um für Plasmen mit hohen Temperaturgradienten näherungsweise einen korrekten Wärmestrom berechnen zu können. Implementiert wird diese Begrenzung über eine modifizierte Wärmeleitfähigkeit  $K'$

$$K' = \frac{K \cdot S_e^{max}}{S_e^{max} + K|\nabla T_e|} . \quad (31)$$

Für kleine Gradienten gilt somit wieder Gleichung (22). Als Standardwert ist in MULTI-fs ein f-Faktor von 0,6 gesetzt, der jedoch frei wählbar ist. Dieser Standardwert bezieht sich auf ein Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht, bei dem die Elektronengeschwindigkeiten der Maxwellverteilung entsprechen (siehe Abschnitt 2.4.2).

### *Eingekoppelte Laserenergie*

Um die eingekoppelte Laserenergie in einer planaren Geometrie zu berechnen, ist der Code in der Lage, die Maxwell-Gleichungen zu lösen. Die Vorgehensweise entspricht dabei dem Schema im vorigen Abschnitt 2.2.1 und berücksichtigt somit insbesondere die inverse Bremsstrahlung als Absorptionsprozess. Dabei wird der Energieübertragung des Lasers an die Elektronen in Gleichung (25) durch den Term  $\partial S_L / \partial m$  beschrieben. Der Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen wird im Simulationsmodell durch den Term  $\chi_{ei}(T_e - T_i)$  in den Gleichungen (25) und (26) berücksichtigt. Für weiterführende Details wird hier auf das Paper von Ramis verwiesen [59].

Eine zentrale Größe für die Bestimmung der eingekoppelten Laserenergie ist die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz  $\nu_{ei}$ . MULTI-fs koppelt für die Berechnung der Elektronenstoßfrequenz zwei verschiedenen Modelle. Für klassische Plasmen kann die in Abschnitt 2.2.1 vorgestellte Formel (6) verwendet werden [65]. Für steigende Temperaturen gilt somit ein Abnahme der Stoßfrequenz gemäß  $\nu_{ei} \propto T^{-3/2}$ . Diese Formel gilt jedoch nicht mehr in metallischen Festkörpern, die mit MULTI-fs ebenfalls simuliert werden können. In Metallen ist die Elektronen-Phononen-Stoßfrequenz  $\nu_{ep}$ , die linear mit der Temperatur ansteigt, relevant für den Energieübertrag [66]:

$$\nu_{ep} = 4\pi^2 K_{wdm} \frac{e^2}{h\nu_F} \frac{k_b T_i}{h} . \quad (32)$$

Die Temperatur  $T_i$  beschreibt hierbei die thermischen Gitterschwingungen (Phononen),  $\nu_F$  die Fermigeschwindigkeit des entarteten Elektronengases und  $K_{wdm}$  ist ein empirischer Parameter. In MULTI-fs wird hierfür ein Wert von  $K_{wdm}=18.8$  verwendet, der in Experimenten an Aluminium mit einer Laserwellenlänge von 400 nm ermittelt wurde.

Um beide Fälle zu berücksichtigen, wird in MULTI-fs die Elektronenstoßfrequenz  $\nu_e$  aus dem harmonischen Mittel gebildet, gemäß

$$\nu_e = \frac{1}{1/\nu_{ei} + 1/\nu_{ep}}. \quad (33)$$

Somit wird sowohl der Anstieg im Festkörper bei geringen Temperaturen als auch der Abfall für das klassische Plasma bei steigenden Temperaturen abgebildet. Im Zwischenbereich der beiden Funktion kommt es allerdings zu nicht-physikalischem Verhalten. Mit Formel (33) erhält man Stoßfrequenzen, bei denen die mittlere freie Weglänge kleiner wird, als der Ion-Ion-Abstand  $R_0 = (4\pi n_e/3Z_i)^{-1/3}$ . Die maximale Stoßfrequenz wird deshalb bei  $\nu_e < \nu_e R_0$  begrenzt. Somit erhält man den in Abbildung 8 dargestellten Verlauf der Elektronenstoßfrequenz in Abhängigkeit der Temperatur [57].

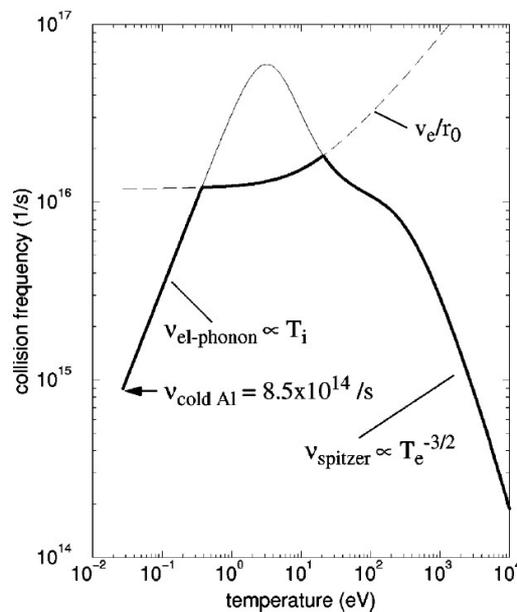


Abbildung 8: Schematischer Verlauf der berechneten Elektronenstoßfrequenz in Abhängigkeit der Temperatur in MULTI-fs [57].

## 2.4 Emissionsspektroskopie

In einem Plasma finden diverse Stoß- und Strahlungsprozesse statt. Diese führen zur Emission von elektromagnetischer Strahlung, die für eine Plasmaanalyse verwendet werden kann. Ausgehend von spezifischen

Kenngrößen können verschieden Plasmamodelle angenommen werden, die eine Auswertung der Spektren ermöglichen. Im folgenden Abschnitt werden deshalb zuerst zwei wichtige Plasmamodelle vorgestellt und im Anschluss die Grundlagen der Strahlungsemission in Plasmen erläutert.

### 2.4.1 Totales thermodynamisches Gleichgewicht (TE)

Für den Fall eines homogenen, zeitlich konstanten, unendlich ausgedehnten Plasmas kann ein totales thermodynamisches Gleichgewicht angenommen werden. In solch einem Plasma sind alle Wechselwirkungsprozesse mit ihrem Umkehrprozess im Gleichgewicht. Die wichtigsten dieser Prozesse sind:

- Emission und Absorption von Strahlung
- Photoionisation und Photorekombination
- Anregung und Abregung durch Elektronenstöße
- Anregung und Abregung durch Stöße von Atomen oder Ionen
- Elektronenstoßionisation und -rekombination

Die Berechnung der entsprechenden Raten dieser Prozesse sind beispielsweise im Standardwerk von Lochte-Holtgreven [52] aufgeführt. Die spektrale Strahldichte im Plasma entspricht im totalen thermodynamischen Gleichgewicht dem Strahlungsfeld  $B_\nu$  eines schwarzen Strahlers. Die Strahlungsverteilung ist demnach abhängig von der Temperatur im Plasma und wird durch die Planckfunktion beschrieben

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2 \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1 \right]} \quad (34)$$

Hier ist  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $k_b$  die Boltzmannkonstante. Da alle Prozesse mit den jeweiligen Umkehrprozessen im Gleichgewicht sind, haben auch alle Teilchen im Plasma dieselbe Temperatur  $T$  ( $T_e$  – Elektronen,  $T_i$  – Ionen und  $T_n$  – Neutralteilchen).

Ein lasergeniertes Plasma im Labor erfüllt jedoch nie die Bedingungen unendlich ausgedehnt, homogen und zeitlich konstant zu sein. Für solch

ein Plasma wird deshalb häufig das Modell eines lokalen thermischen Gleichgewichts verwendet.

### 2.4.2 Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE)

Für Laborplasmen, deren Temperaturgradient klein gegenüber der freien Weglänge im Plasma und deren zeitliche Änderungen groß gegenüber den mikroskopischen Prozessen ist, kann ein lokales thermisches Gleichgewicht (LTE) angenommen werden. Durch die endliche Ausdehnung des Plasmas kann Strahlung aus der Plasmawolke entweichen und die Strahlungsprozesse im Plasma sind nicht mehr im Gleichgewicht. Neben der kontinuierlichen Strahlung werden dann auch charakteristische schmalbandige Emissionslinien im Spektrum beobachtet. Diese Linien können für die Analyse des Plasmas verwendet werden. Es kann beispielsweise die Elektronentemperatur abgeleitet werden, die im Falle des LTE von der Temperatur der schwereren Ionen verschieden sein kann.

Für die Gültigkeit des LTE-Modells müssen die Prozesse im Plasma stoßdominiert sein und Strahlungsprozesse eine geringere Rolle spielen. Dazu ist in Abhängigkeit der Elektronentemperatur eine gewisse Elektronendichte nötig. Laut Mc Whirter [67] ist das Kriterium für ein LTE erfüllt, falls gilt

$$N_e [cm^{-3}] \geq 10^{12} \sqrt{T_e} (E_k - E_i)^3 . \quad (35)$$

mit der Elektronendichte  $N_e$ , Elektronentemperatur  $T_e$  in Kelvin, den Energieniveaus  $E$  der Zustände  $k$  und  $i$  in eV. In Abbildung 9 ist die berechnete minimale Elektronendichte in Abhängigkeit zur Elektronentemperatur aufgetragen, die für die Gültigkeit des LTE-Kriteriums gegeben sein muss. Die Berechnung wurde für eine Emissionslinie von Aluminium durchgeführt, die auch bei der späteren Auswertung verwendet wurde.

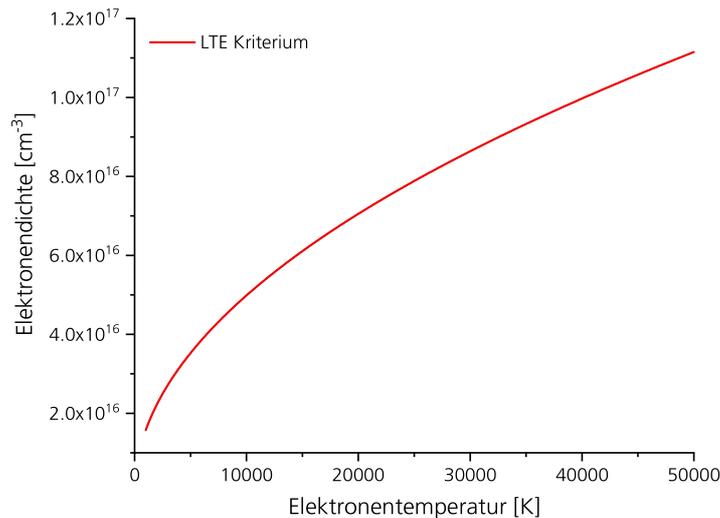


Abbildung 9: Minimale Elektronendichte die zur Erfüllung des LTE Kriteriums nötig ist, in Abhängigkeit der Elektronentemperatur.

In den Experimenten, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, wurde anhand der Messungen mittels Interferometrie und Spektroskopie gezeigt, dass die Elektronendichte das Kriterium um mehr als eine Größenordnung übersteigt. Das Lokale Thermische Gleichgewicht kann deshalb für alle folgenden Auswertungen als gültiges Plasmamodell verwendet werden. Auf die Vorstellung weiterer gängiger Plasmamodelle wird deshalb verzichtet und auf die oben aufgeführte Standardliteratur verwiesen.

Ausgehend von einem lokalen thermischen Gleichgewicht gelten für die Besetzung verschiedener atomarer Zustände im Plasma die folgenden Verteilungen: Für die Anzahl der Teilchen  $N$  in den beiden Zuständen  $k$  und  $i$  mit den entsprechenden Energieniveaus  $E_k$  und  $E_i$  gilt die Boltzmannverteilung

$$\frac{N_k}{N_i} = \frac{g_k}{g_i} \cdot e^{-\frac{E_k - E_i}{k_b \cdot T}} \quad (36)$$

mit den statistischen Gewichten  $g_{k,i}$ . Die Verteilung kann bei Normierung des Grundzustands  $E_0$  auf  $E_0 = 0$  J bezogen, für die Gesamtheit aller Teilchen  $N$ , auf die folgende Form gebracht werden

$$\frac{N_k}{N} = \frac{g_k}{U(T)} \cdot e^{-\frac{E_k}{k_b \cdot T}} . \quad (37)$$

Hierbei ist  $U$  die Zustandssumme, welche die Summe über alle möglichen Energiezustände  $E_l$  eines Elektrons in Abhängigkeit der Temperatur für das jeweilige Element beschreibt [51]

$$U(T) = \sum_l g_l \cdot e^{-\frac{E_l}{k_b \cdot T}} . \quad (38)$$

Für die Geschwindigkeit  $v$  von Teilchen mit der Masse  $m$  im Plasma gilt die Maxwellverteilung  $f(v)$

$$f(v) dv = \left( \frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2k_b T} v^2} \cdot 4\pi v^2 dv . \quad (39)$$

Für den Fall einfacher Ionisierung kann der Anteil der ionisierten Teilchen mit der Saha-Boltzmann-Gleichung folgendermaßen berechnet werden [55]:

$$\frac{n_e^2}{n_0} = \frac{2g_i}{Z(T)} \left( \frac{2\pi m k_b T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_i'}{k_b \cdot T}} \quad (40)$$

mit der Dichte nicht ionisierter Teilchen im Grundzustand  $n_0$  und dem statistischen Gewicht im gebundenen Zustand  $g_m$  und der Ionisierungsenergie  $E_i'$ .

#### *Emission von Licht in einem Plasma*

Ein gängiges Verfahren der Plasmadiagnostik ist die Emissions-spektroskopie. Das Plasma emittiert Licht, das verschiedene spektrale Merkmale zeigt, die für eine Analyse der Plasmaparameter verwendet werden können. Das abgestrahlte Licht wird durch den Emissionskoeffizienten  $\epsilon$  beschrieben [68].

$$\epsilon = \frac{dE}{dV dt d\Omega dv} . \quad (41)$$

Dieser gibt an, wieviel Energie  $E$  pro Volumen  $V$ , Zeit  $t$ , Raumwinkel  $\Omega$  und Frequenzintervall  $dv$  abgestrahlt wird. Es gibt verschiedene Prozesse, die

im Plasma zur Emission beitragen. Für die Auswertung der Spektren im Rahmen dieser Arbeit werden die folgenden Prozesse berücksichtigt:

- Linienstrahlung
- Kontinuierliche Strahlung
- Molekülemission

In Abbildung 10 ist ein Spektrum gezeichnet, das die drei Anteile schematisch darstellt. Die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse und theoretischen Grundlagen werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

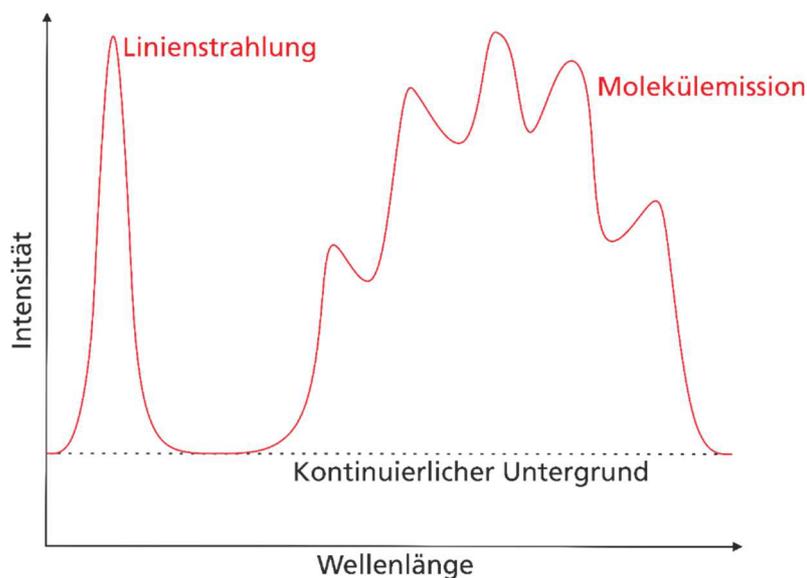


Abbildung 10: Schematische Darstellung eines typischen Emissionsspektrums, das sich aus kontinuierlicher Strahlung, Linienstrahlung und Molekülemission zusammensetzt.

### *Linienstrahlung*

Beim Übergang eines Elektrons aus einem angeregten diskreten in einen tieferliegenden Zustand wird ein Photon mit der Wellenlänge  $\lambda$  emittiert, wie es schematisch in Abbildung 11 dargestellt wird. Die Energie dieses Photons entspricht dem Abstand der beteiligten Energieniveaus  $E_{2,1}$

$$E_2 - E_1 = h\nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (42)$$

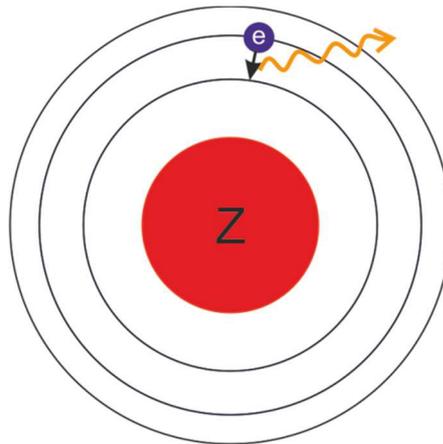


Abbildung 11: Schematische Darstellung der Emission eines Photons beim Übergang von einem angeregten in den Grundzustand.

Wobei  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $\nu$  die Frequenz des emittierten Lichts und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist. Sowohl Anregung als auch Abregung können durch das Strahlungsfeld erzeugt werden, in dem sich das Atom befindet. Man spricht dann von induzierter Emission und Absorption. Die Wahrscheinlichkeit für diese Prozesse wird durch die Einsteinkoeffizienten  $B_{12}$  für die induzierte Absorption und  $B_{21}$  für die induzierte Emission ausgedrückt. Für das Verhältnis der beiden Koeffizienten gilt

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21} , \quad (43)$$

mit den statistischen Gewichten  $g_{1,2}$  der beiden Zustände. Die Abregung aus einem angeregten Zustand kann auch spontan erfolgen. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess wird mit dem Einsteinkoeffizienten für spontane Emission  $A_{21}$  beschrieben. Für die Beziehung zwischen induzierter und spontaner Emission gilt [69]

$$A_{21} = 8\pi \frac{h\nu^3}{c^3} B_{21} . \quad (44)$$

Die Einsteinkoeffizienten sind für die spezifischen Übergänge der jeweiligen Atomspezies tabelliert und wurden für diese Arbeit der Atomic Spectra Database (ASD) des National Institute of Standards and Technology (NIST) entnommen [70].

Der Einsteinkoeffizient für spontane Emission hängt vom Erwartungswert der Lebensdauer eines angeregten Zustands ab und gibt somit über die Unschärferelation zwischen Energie und Zeit den spektralen Verlauf des Linienprofils bzw. die natürliche Linienbreite der Emissionslinie vor. Diese natürliche Linienbreite führt zu einem spektralen Verlauf der Linienfunktion  $L$ , die durch eine Lorentzfunktion beschrieben werden kann [69].

$$L(\nu) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\frac{w_n}{2}}{\left(\frac{w_n}{2}\right)^2 + (\nu - \nu_0)^2}. \quad (45)$$

Mit der Halbwertsbreite  $w_n$  gemäß der natürlichen Linienbreite.

#### *Linienverbreiterung*

Neben der natürlichen Linienbreite (gemäß Gleichung (45)) gibt es weitere physikalische Effekte, die zu einer Verbreiterung des Linienprofils führen. In dem Plasmaparameterbereich, der im Rahmen dieser Arbeit betrachtet wird, stellt der Stark-Effekt die Hauptursache für die Verbreiterung dar. Durch Stöße der angeregten Teilchen im Plasma wird die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustands herabgesetzt und so die Linie verbreitert. Außerdem führt die Anwesenheit elektrischer Felder im Plasma zu einer zusätzlichen Aufspaltung der Energieniveaus. Die beiden Mechanismen führen zum einen zur Verbreiterung der Linie und zum anderen zur Verschiebung der zentralen Wellenlänge  $\lambda$ . Für Verbreiterung  $\Delta\lambda_{width}$  und Verschiebung  $\Delta\lambda_{shift}$ , die in erster Linie von der Elektronendichte abhängen, gelten [71]

$$\Delta\lambda_{width}(n_e) = 2W \left(\frac{n_e}{10^{16}}\right) \left[ 1 + 1.75A \left(\frac{n_e}{10^{16}}\right)^{\frac{1}{4}} \cdot \left(1 - \frac{3}{4}N_D^{-1/3}\right) \right] \quad (46)$$

und

$$\Delta\lambda_{shift}(n_e) = D \left(\frac{n_e}{10^{16}}\right) \pm \left[ 2A \left(\frac{n_e}{10^{16}}\right) \cdot \left(1 - \frac{3}{4}N_D^{-1/3}\right) \cdot W \left(\frac{n_e}{10^{16}}\right) \right]. \quad (47)$$

Die Parameter  $W$  und  $D$  werden zur Berücksichtigung der Stöße im Plasma verwendet.  $A$  ist der Ionen-Korrektur-Parameter und  $N_D$  ist die Anzahl der Teilchen, die sich innerhalb der Debye-Länge befinden. Die nicht linearen

Korrekturen können allerdings für nicht allzu hohe Elektronendichten vernachlässigt werden und die obigen Gleichungen vereinfachen sich zu

$$\Delta\lambda_{width}(n_e) = w \cdot n_e \quad (48)$$

und

$$\Delta\lambda_{shift}(n_e) = d \cdot n_e, \quad (49)$$

mit den Stark-Parametern  $w$  und  $d$  für Verbreiterung und Verschiebung der Emissionslinie. Diese Parameter wurden für viele Elemente und spezifische Übergänge bei exakt bestimmten Elektronendichten ermittelt und unter anderem von Griem [51] und Konjevic [72] für verschiedenste Elemente tabelliert. Neben dem Stark-Effekt führt auch die thermische Bewegung zu einer Verbreiterung der Spektrallinie. Diese Dopplerverbreiterung wird aber nur bei Plasmen mit hoher Temperatur und geringer Dichte relevant und kann bei den hier betrachteten Plasmen vernachlässigt werden.

#### *Kontinuierliche Emission*

Neben der Strahlung aus diskreten atomaren Übergängen wird auch Strahlung emittiert, die über einen großen Wellenlängenbereich kontinuierlich verteilt ist (siehe Abbildung 10). Diese kontinuierliche Strahlung wird im Wesentlichen von den beiden folgenden Prozessen verursacht, die in Abbildung 12 schematisch dargestellt sind [52].

1. Rekombinations- oder Frei-Gebunden-Strahlung (fg)  
Ein freies Elektron im Plasma kann unter Aussendung eines Photons mit einem Ion rekombinieren. Der Emissionskoeffizient  $\epsilon_{fg}$  lässt sich mittels eines semiklassischen Modells bestimmen [25]

$$\epsilon_{fg} = \left( \frac{16\pi e^6}{3c^2(6\pi m_e^3 k_b)^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{n_e n_i}{T_e^{1/2}} \left[ \xi * \left( 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \right) \right]. \quad (50)$$

Der Bibermanfaktor  $\xi$  wurde für verschiedene Elemente und Temperaturen von Brussaard kalkuliert [73]. Für ein reines, einfach ionisiertes Plasma kann vereinfacht angenommen werden

$$\epsilon_{fg} = C_{fg} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \xi, \quad (51)$$

$$\text{mit } C_{fg} = 5,44 \cdot 10^{-51} \left[ W / \left( \frac{m^3 K^{\frac{1}{2}}}{sr} \right) Hz \right].$$

## 2. Brems- oder Frei-Frei-Strahlung (ff)

Wird ein freies Elektron an einem Ion gestreut, entsteht dabei Bremsstrahlung. Auch der Emissionskoeffizient  $\epsilon_{ff}$  für diese Art von Strahlung kann berechnet werden

$$\epsilon_{ff} = \left( \frac{16\pi e^6}{3c^2 (6\pi m_e^3 k)^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{n_e n_i}{T_e^{1/2}} \left[ G * \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \right]. \quad (52)$$

Der hier verwendete Korrekturfaktor G wird Gaunzfaktor genannt. Aufgrund des exponentiellen Terms ist der Anteil der Bremsstrahlung bei den Temperaturen im betrachteten lasergenerierten Plasma vernachlässigbar.

Für beide Prozesse gibt es Näherungsverfahren, mit denen die Werte für die Emissionskoeffizienten im relevanten Temperaturbereich in Abhängigkeit des untersuchten Elements berechnet wurden [73–77].

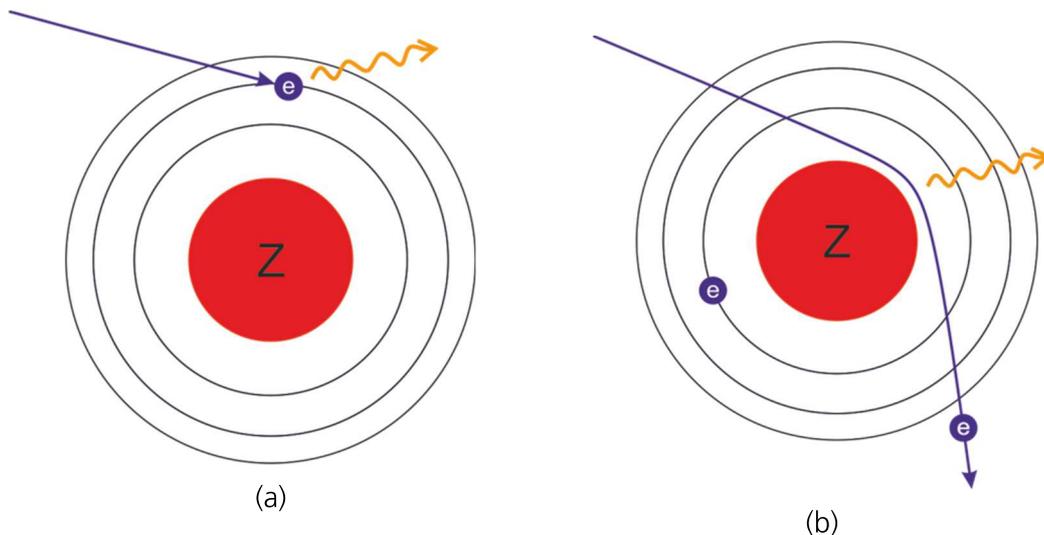


Abbildung 12: Schematische Darstellung der Prozesse bei der Rekombinations- (a) und Bremsstrahlung (b).

### 2.4.3 Molekülemission

Plasmen, die mit cw-Lasern erzeugt werden, haben typischerweise Temperaturen von unter 10 000 K. Bei diesen Temperaturen kommen im Plasma noch Moleküle vor, die erst bei noch höheren Temperaturen

dissoziieren. So bildet sich bei der Bestrahlung von Aluminiumproben Aluminiummonoxid (AlO). Dieses zweiatomige Molekül hat aufgrund seines komplexeren Aufbaus mehr Möglichkeiten Energie aufzunehmen und über Emission auch wieder abzugeben als ein einzelnes Atom. Die Gesamtenergie eines Moleküls setzt sich aus den drei Anteilen Rotation, Schwingung und Elektronenanregung zusammen.

$$E = E_{el} + E_{vib} + E_{rot} . \quad (53)$$

Diese Anteile erzeugen jeweils charakteristische Strukturen im Emissionsspektrum [78].

- **Rotationsspektren**  
Werden beim Übergang des Moleküls zwischen verschiedenen Rotationsniveaus bei gleichbleibendem Schwingungs- und Elektronenzustand erzeugt. Beim Übergang ändert sich nur die Quantenzahl  $J$  des Rotationszustandes. Der Schwingungszustand  $\nu$  bleibt erhalten. Die Emissionslinien liegen dabei typischerweise im Mikrowellen- und Infrarotbereich.
- **Rotationsschwingungsspektren**  
Werden erzeugt, wenn sich nicht nur Rotations-, sondern auch der Schwingungszustand beim Übergang ändert. Das Spektrum dieser Übergänge liegt im Infraroten und besteht aus einer großen Anzahl an Banden.
- **Elektronenspektren**  
Ändert sich beim Übergang zusätzlich noch der Elektronenzustand, entsteht Strahlung im sichtbaren Bereich. Aufgrund der vielen möglichen Zustände entsteht eine charakteristische Bänderstruktur im Spektrum, aus der Informationen über das Plasma gewonnen werden können.

Die Zustände, die ein einzelnes Elektron in einem Molekül annehmen kann hängen von den beteiligten einzelnen Atomen und der Bindungsart des Moleküls ab. Die Nomenklatur des Elektronenzustands bei Molekülen mit mehreren Elektronen wird analog aus der Atomphysik übertragen und es gilt

$$n^{2S+1}\Lambda^{+/-} . \quad (54)$$

Hierbei ist  $n$  die Hauptquantenzahl, die bei  $X = 0$  beginnt und dann in alphabetischer Reihenfolge mit  $A, B, C, \dots$  ansteigt.  $\Lambda$  entspricht der Drehimpulsprojektionsquantenzahl auf die Molekülachse. Analog zur Atomphysik ( $s, p, d, \dots$ ) werden in der Molekülphysik bei Molekülen mit mehreren Elektronen große griechische Buchstaben verwendet ( $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$ ). Wie in der Atomphysik ist  $S$  der Gesamtspin und die Exponenten  $+/-$  geben an, ob die Molekülfunktion symmetrisch oder antisymmetrisch gegenüber der Spiegelung an einer Achse durch die Kernverbindung ist [79].

Bei den Experimenten mit Aluminiumproben emittiert das Aluminiummonoxid im Plasma ein spezifisches Bänderspektrum beim Übergang vom angeregten Zustand  $B^2\Sigma^+$  in den Grundzustand  $X^2\Sigma^+$ . Das entsprechende Termschema von AlO ist in Abbildung 13 (a) zu sehen. Die zentrale Wellenlänge dieses elektronischen Überganges in der Grundschiwingung liegt bei 482,2 nm. In Abbildung 13 (b) ist ein simuliertes Emissionsspektrum der Bänderstruktur des  $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ -Übergangs bei einer Temperatur von 4000 K dargestellt. In der Abbildung ist deutlich zu sehen, wie das Spektrum zum einen in die Bänder der verschiedenen Schwingungszustände  $v = 0, \pm 1, \pm 2$  aufspaltet. Zum anderen spalten diese sich ihrerseits zusätzlich in eine untergeordnete Bänderstruktur aus verschiedenen Rotationsniveaus auf.

Für eine detaillierte Darstellung von Nomenklatur und der gültigen Auswahlregeln in der Molekülphysik sei auf das Standardwerk von Haken und Wolf [78] verwiesen.

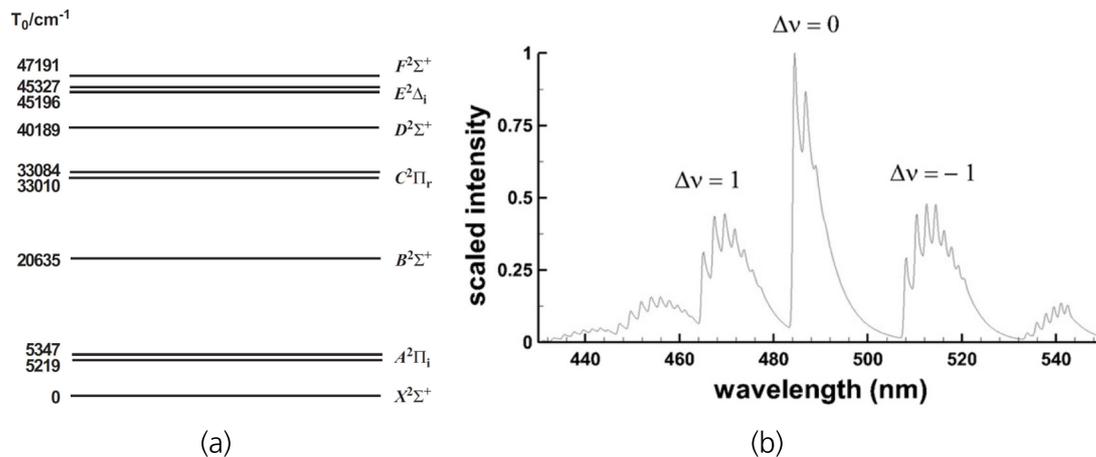


Abbildung 13: (a) Experimentell beobachtete elektronische Zustände von AlO [33] und ein simuliertes Emissionsspektrum des  $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$  Bänderspektrums (b) [35].

Bei der Auswertung der Experimente werden in Abschnitt 4.2.1.1 Molekülemissionsspektren simuliert, um die Temperatur im Plasma zu bestimmen. Für die Simulation der entsprechenden Spektren sind in der Literatur verschiedene Verfahren beschrieben. In dieser Arbeit wird ein Verfahren verwendet, das von Parigger und Woods entwickelt wurde [31, 34, 35]. Darin gliedert sich der Ablauf bei der Simulation der Molekülspektren kurzgefasst in folgende Schritte:

1. Festsetzen der akkuraten Linienposition anhand experimenteller Daten
2. Bestimmung der Hönl-London-Faktoren (sie geben die Linienstärken der verschiedenen Rotationsbanden an und können für zweiatomige Moleküle berechnet werden [79])
3. Berechnung der Frank-Condon-Faktoren (geben die Intensitäten der Übergänge aus verschiedenen Schwingungszuständen unterschiedlicher elektronischer Zustände an. Dazu wird das Produkt aus Schwingungs- und Elektronischer Wellenfunktion gebildet)
4. Berechnung der elektronischen Übergangsmomente über die R-Centroid-Näherung (Methode zur theoretischen Berechnung von Einsteinkoeffizienten [80])
5. Berechnung der Linienstärken aus dem Produkt von Hönl-London, Frank-Condon-Faktoren und elektronischem Übergangsmoment

## 2.4.4 Strahlungstransport

Lasergenerierte Plasmen sind für gewöhnlich endlich ausgedehnt und können einen Dichte- und Temperaturgradienten aufweisen. Da sowohl Emissions- als auch Absorptionsprozesse stark von Elektronendichte und Temperatur abhängen, beeinflussen diese Gradienten den spektralen Verlauf des gemessenen Spektrums. Dieser Sachverhalt wird in Kapitel 5 für eine numerische Analyse der Messergebnisse verwendet. Dafür wird ein Spektrum unter Berücksichtigung des Strahlungstransportes im Plasma simuliert und mit den Messdaten verglichen.

Grundlegende Voraussetzung für die Durchführung von Strahlungstransportrechnungen ist die Kenntnis der optischen Prozesse im Plasma. Diese werden durch die Emissivität  $\epsilon$  und den Absorptionskoeffizienten  $\kappa$  quantifiziert. Wie in Kapitel 2.4 dargestellt, kann die Emissivität anhand der von einem Plasmavolumen emittierten Energie definiert werden (siehe Gleichung (41)). Der Absorptionskoeffizient  $\kappa$  beschreibt dagegen eine Abnahme der spektralen Strahldichte  $dI$  entlang der Weglänge  $dx$  gemäß [81]

$$\frac{dI}{dx} = -\kappa \cdot I . \quad (55)$$

Für die Berechnung von Emissionsspektren kann eine Strahlungstransportgleichung aufgestellt werden, die Absorption und Emission eindimensional im Plasma beschreibt

$$\frac{dI(x)}{dx} = \epsilon(x) - \kappa(x)I(x) . \quad (56)$$

Für die Berechnung der detektierten Strahlung muss diese Gleichung über die gesamte Ausdehnung der Plasmawolke integriert werden.

In den Emissions- und Absorptionskoeffizienten gehen die jeweiligen Beiträge der beteiligten Prozesse ein. So setzt sich der Koeffizient für die gesamte Emission  $\epsilon_G$  aus den jeweiligen Beiträgen von Linienstrahlung  $\epsilon_L$ , Kontinuumstrahlung  $\epsilon_C$  und Molekülemission  $\epsilon_M$  zusammen

$$\epsilon_G = \epsilon_L + \epsilon_C + \epsilon_M . \quad (57)$$

Mit den entsprechenden Beiträgen für den Absorptionskoeffizienten

$$\kappa_G = \kappa_L + \kappa_C + \kappa_M . \quad (58)$$

## 2.5 Interferometrie

Interferometrische Methoden erlauben die Bestimmung der Phasenverschiebung einer elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch ein Plasma. Aus dieser Phasenverschiebung kann der Brechungsindex des Plasmas bestimmt werden. In der Praxis wird dazu ein Laserstrahl in einen Probenstrahl und einen Referenzstrahl aufgeteilt. Der Probenstrahl verläuft durch das Plasma und wird anschließend mit dem Referenzstrahl zur Interferenz gebracht. Aufgrund der optischen Dichte im Plasma kommt es zu einer Phasenverschiebung  $\Delta\Phi$ , die abhängig von der Weglänge  $l$  und dem Brechungsindex  $n$  im Plasma ist. In Wellenzahlen ergibt sich  $k_p = \frac{n\omega_L}{c}$  im Plasma bzw.  $k_0 = \frac{\omega_L}{c}$  im Vakuum und somit für die Phasenverschiebung

$$\Delta\Phi = \int (k_p - k_0) dl = \frac{\omega_L}{c} \int (n - 1) dl . \quad (59)$$

Zu der Phasenverschiebung der elektromagnetischen Strahlung im Plasma können verschiedene Faktoren beitragen. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, führen freie Elektronen zu einer Veränderung des Brechungsindex. Darüber hinaus können allerdings auch Neutralteilchen zur Phasenverschiebung beitragen. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 6.5 genauer betrachtet. Unter der Annahme, dass die Phasenverschiebung im Wesentlichen durch freie Elektronen im stoßfreien Plasma verursacht wird, ergibt sich für die Brechzahl  $n$  die bereits in Abschnitt 2.2 hergeleitete Formel

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} . \quad (60)$$

Setzt man die beiden Gleichungen (10) und (21) für die Plasmafrequenz  $\omega_p$  und die kritische Elektronendichte  $n_{kr}$  ein, so folgt

$$\Delta\Phi = \frac{\omega_L}{c} \int \left( \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{kr}}} - 1 \right) dl . \quad (61)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann man aus der interferometrischen Messung einer durch die Elektronen im Plasma verursachten Phasenverschiebung die Elektronendichte bestimmen. Um deutlich zu machen, dass in der Praxis neben dem Beitrag der Elektronen zur Phasenverschiebung auch noch andere mögliche Beiträge in die Analyse mit einbezogen werden müssen, werden die interferometrisch ermittelten Elektronendichten im Folgenden als äquivalente Elektronendichten  $n_{e,\ddot{a}q}$  bezeichnet.



### 3 Experimentelle Methoden und Versuche

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Arbeiten vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Dazu wird zuerst die Strahlquelle vorgestellt, mit der die Experimente durchgeführt wurden. Im Anschluss werden Versuche vorgestellt, die für die Bestimmung einer mittleren Absorptivität durchgeführt wurden. Wie bereits im ersten Kapitel beschrieben, konnte so der Einfluss des Plasmas auf den Energieübertrag bestimmt werden. Es zeigte sich, dass die Bildung eines Plasmas den Energieübertrag signifikant reduziert. Diese Ergebnisse bilden den Ausgangspunkt für das zentrale Ziel dieser Arbeit. Es besteht darin, alle relevanten Plasmaparameter bei der Laserbestrahlung von Metallproben in einem spezifischen Parameterbereich zu charakterisieren und die Plasmaparameter orts- und zeitaufgelöst experimentell zu ermitteln. Dazu werden im dritten Abschnitt dieses Kapitels die diagnostischen Methoden vorgestellt, die für die Bestimmung der verschiedenen Plasmaparameter verwendet wurden.

Im letzten Teil dieses Kapitels werden der Versuchsaufbau und die Durchführung einer systematischen Testreihe zur Bestimmung der Plasmaparameter vorgestellt.

#### 3.1 Strahlquelle

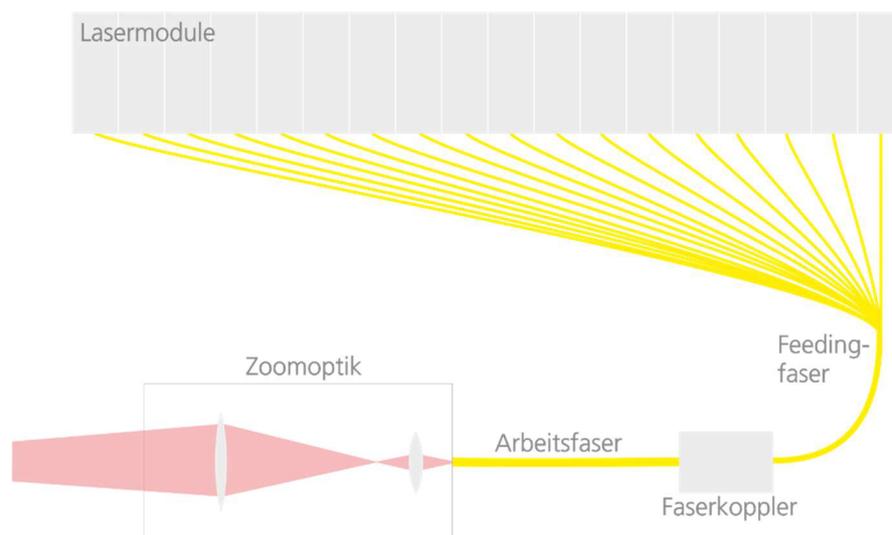


Abbildung 14: Schematische Darstellung der verwendeten Strahlquelle.

Für alle Experimente wurde ein Ytterbium-Faserlaser von *IPG* mit einer maximalen Leistung von 10 kW bei einer Wellenlänge von 1070 nm verwendet. In diesem Faserlaser werden optische Fasern als aktives Medium verwendet, die von Dioden gepumpt werden. Aufgrund der großen Länge der optischen Fasern kann so eine hohe Verstärkung erreicht werden. Über die Kopplung mehrerer Faserlaser in eine Feedingfaser kann die Leistung zusätzlich vervielfacht werden. Im Falle des verwendeten Lasers werden 18 Module mit jeweils 600 Watt gekoppelt. Der Kerndurchmesser der Feedingfaser beträgt 100  $\mu\text{m}$ . Für den Strahltransport zur Versuchskammer wird eine Arbeitsfaser mit einem Kerndurchmesser von 200  $\mu\text{m}$  eingesetzt, die über einen Faser-Faser-Koppler mit der Feedingfaser verbunden ist. Diese Arbeitsfaser wird in eine Zoomoptik eingekoppelt, die eine Variation des Strahldurchmessers auf der Probe erlaubt. Die Zoomoptik besteht aus einem Linsensystem, bei dem die effektive Brennweite durch eine motorisierte Verschiebung der Fokussierlinse verändert werden kann. Dies ermöglicht eine kontinuierliche Variation des Strahldurchmesser zwischen 2 mm und 40 mm auf der Probe (siehe Abbildung 14).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente bei Strahldurchmessern von 2 mm und 4 mm durchgeführt. Um die Zoomoptik exakt auf den entsprechenden Strahldurchmesser zu justieren, wurde das Strahlprofil mit einem *Beam-Monitor* der Firma *Primes* vermessen [82]. In diesem Gerät wird eine schnell rotierende Messspitze entlang von parallelen Bahnen linear durch den gesamten Strahl bewegt. Auf der Messspitze ist ein Spiegel angebracht, der einen Teil der Strahlung auf einen Detektor lenkt (siehe Abbildung 15 (a)). Hier wird das Signal digitalisiert und auf diese Weise das gesamte Strahlprofil abgerastert und vermessen. Der Strahlradius wird im Anschluss anhand des 86-%-Kriteriums bestimmt. Dieses definiert den Strahlradius  $d_{86}$  als den Radius derjenigen Kreisfläche, welche 86 % der gesamten Laserleistung einschließt. Für Gauß'sche Grundmode-Strahlen stimmt dieser Wert mit dem Radius überein, innerhalb dessen die Intensität auf das  $1/e^2$ -fache ihres Maximalwerts abfällt. Ein Beispiel für eine derartige Messung ist in Abbildung 15 (b) zu sehen.

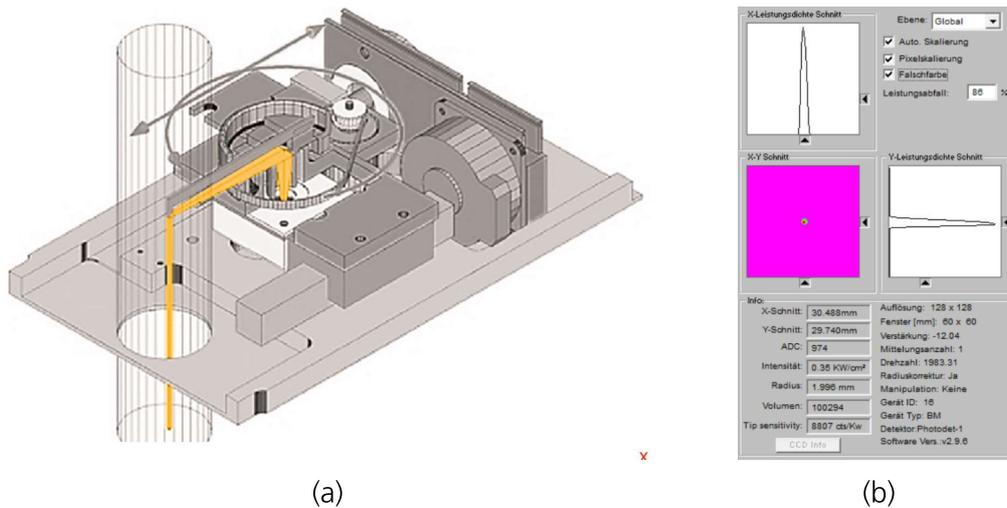


Abbildung 15: Schematische Zeichnung der Funktionsweise des Beam-Monitors [82] (a) und ein Beispiel für die Messung des Strahlradius (b).

### 3.2 Bestimmung der mittleren Absorptivität

Um den Einfluss des Plasmas auf den Energieübertrag abschätzen zu können, wurde eine Methode zur Bestimmung der mittleren Absorptivität entwickelt. Das Verfahren wurde bereits in Referenz [83] veröffentlicht und basiert auf der Bestimmung des Zeitpunktes  $t_{schme}$ , an dem der Schmelzpunkt von Eisenproben an der Rückseite erreicht wird. Im Experiment wird dieser Zeitpunkt mit Hilfe einer Infrarot (IR)-Kamera gemessen. Die Bestimmung der mittleren Absorptivität wird über eine FEM-Simulation desselben Setups durchgeführt. Dafür wird die Wärmeausbreitung in der Probe simuliert und über eine Variation der mittleren Absorption der Zeitpunkt des Aufschmelzens an das Experiment angepasst.

Eine schematische Zeichnung des zugrunde liegenden Versuchsaufbaus ist in Abbildung 16 dargestellt. Eine Wärmebildkamera wurde hinter der Probe aufgestellt, um die Erwärmung der bestrahlten Proben zu messen. Aus diesen Aufnahmen wurde ein zeitlicher Temperaturverlauf im Zentrum der Rückseite bestimmt. Wichtig für die Interpretation der Daten der IR-Kamera ist, dass das gemessene Signal nicht nur von der Temperatur, sondern auch von der Emissivität der Probe abhängt. Dieser Effekt lässt sich besonders deutlich zum Zeitpunkt  $t_{schmelz}$  beobachten, an dem das Material an der Rückseite der Probe aufschmilzt (siehe Abbildung 17).

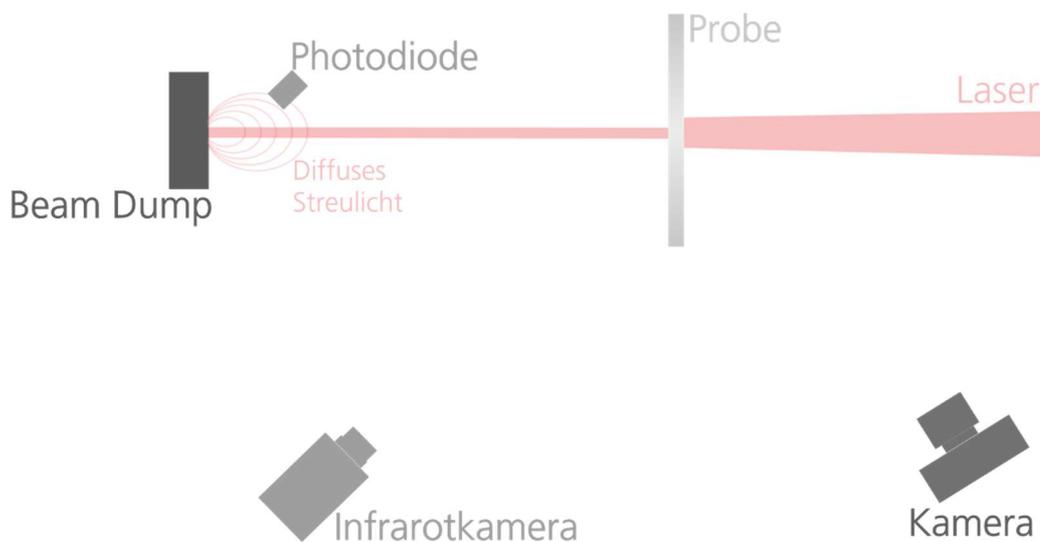


Abbildung 16: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus, der für die Ermittlung der mittleren Absorption verwendet wurde.

Der Emissionskoeffizient von Eisen fällt beim Erreichen des Schmelzpunktes bei 1536 °C stark ab [74]. Daher wird bei Erreichen des Schmelzpunktes eine Abnahme des Kamerasignals beobachtet. Die verwendete IR-Kamera kann die Messung nicht über den gesamten Temperaturbereich bis zum Erreichen des Schmelzpunktes erfassen. Deshalb wurden die experimentellen Daten in zwei Schritten gemessen. Die rote Kurve in Abbildung 17 entspricht einer Messung über einen Messbereich von 150 °C bis 650 °C, während die blaue Kurve mit einem Messbereich von 300 °C bis 2100 °C aufgenommen wurde, wobei die Laserparameter bei beiden Versuchen identisch waren.

Für die Simulation des Temperaturverlaufs wurde ein FEM-Modell der Eisenprobe aufgesetzt und die Wärmeausbreitung im Material bis zum Zeitpunkt des Aufschmelzens simuliert. Der Laser wurde als Wärmequelle mit konstanter Leistung definiert. Dafür wurde die entsprechende Laserleistung verwendet und über einen konstanten Faktor (mittlere Absorptivität) herabgesetzt. Über die Anpassung dieser mittleren Absorptivität konnte so der Zeitpunkt bis zum Erreichen der Schmelztemperatur in der Simulation an die Messwerte angeglichen werden.

Beim Vergleich der gemessenen und simulierten Kurven in Abbildung 17 sieht man deutliche Abweichungen im Temperaturverlauf. Die Ursache liegt im temperaturabhängigen Emissionskoeffizienten von Eisen. Dieser steigt beispielsweise für Gusseisen bei einem Temperaturanstieg von

200 °C auf 600 °C von einem Wert von 0,64 auf 0,78 [84]. Für die Berechnung der gemessenen Temperatur lässt die Software der IR-Kamera jedoch nur einen festen Wert der Emissivität zu. Dieser Wert wurde für die Darstellung in Abbildung 17 so gewählt, dass die gemessene Temperatur beim Erreichen des Schmelzpunktes, der Schmelztemperatur der Probe entspricht. Die konstante Emissivität führt dazu, dass die gemessenen Temperaturen geringer ausfallen und erklärt die beobachteten Abweichungen. Für die Bestimmung der Absorptivität ist dies jedoch nicht relevant, weil hierfür keine absoluten Temperaturmessungen, sondern nur eine Bestimmung des Zeitpunktes  $t_{schmelz}$  notwendig ist.

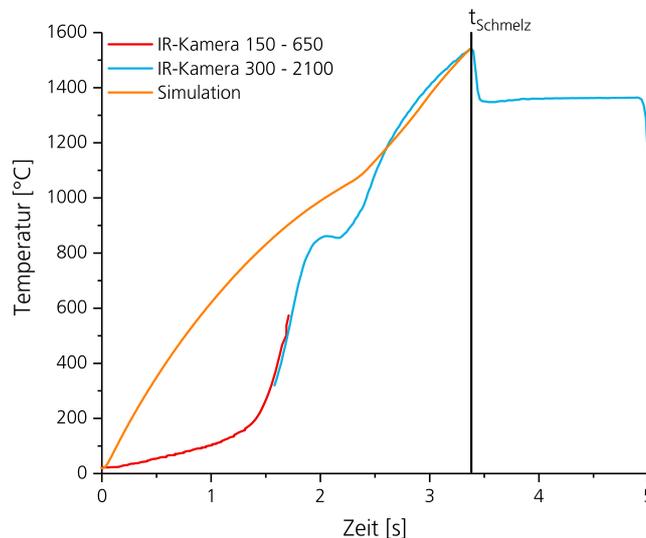


Abbildung 17: Exemplarischer Signalverlauf von Wärmebildaufnahmen im Zentrum einer Eisenprobe bei der Bestrahlung mit 5 kW, mit dem vermeintlichen Abfall der Temperatur beim Erreichen des Schmelzpunktes und dem entsprechenden simulierten Temperaturverlauf.

Es wurden zwei Testreihen bei unterschiedlichen Laserleistungen von 2 kW und 5 kW durchgeführt. Dabei wurden jeweils fünf Versuche durchgeführt, bei denen der Strahldurchmesser zwischen 2 mm und 40 mm variiert wurde. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abbildung 18 aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die mittlere Absorptivität der Proben für steigende Intensitäten von über 6 kW/cm<sup>2</sup> deutlich abfällt.

Bei den geringen Intensitäten in Abbildung 18 ist die Leistung hoch genug, um die Proben aufzuschmelzen und so eine Perforation zu erzielen. Es

finden jedoch keine sichtbaren Verdampfungsprozesse an der Oberfläche statt. Für steigende Intensitäten konnte dagegen beobachtet werden, wie sich eine Plasmawolke vor der Probe bildet (siehe Abbildung 1). Es zeigte sich, dass die Absorptivität aufgrund der Plasmabildung in dem untersuchten Intensitätsbereich um bis zu 30 % abfällt. Für noch höhere Intensitäten ist die Abnahme der Absorptivität weniger stark ausgeprägt. Eine ausführlichere Darstellung dieser Ergebnisse wurden bereits publiziert [83].

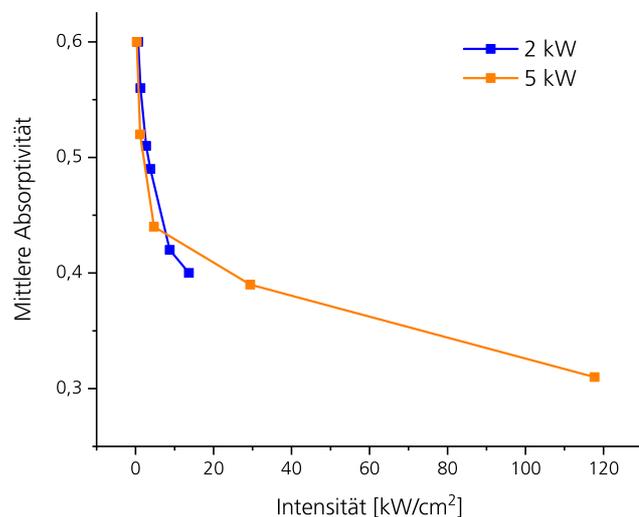


Abbildung 18: Ermittelte mittlere Absorptivität in Abhängigkeit der Intensität für zwei Testreihen mit 2 kW und 5 kW.

### 3.3 Methoden der Plasmadiagnostik

Das wesentliche Ziel dieser Arbeit besteht in einer Bestimmung der relevanten Plasmaparameter während der Bestrahlung von Metallproben mit intensiver Laserstrahlung. Für eine genaue Charakterisierung des Plasmas sollten folgende Plasmaparameter ermittelt werden:

- Ausdehnung und Dynamik
- Materialabhängigkeit
- Elektronentemperatur
- Elektronendichte
- Räumliche Verteilung der Plasmaparameter

Um alle Größen zu erfassen, wurden insgesamt drei verschiedene Methoden zur Plasmadiagnostik verwendet. In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Methoden getrennt voneinander vorgestellt. Nach einer Vorstellung des verwendeten Systems wird bei jeder Methode auch die Auswertung der aufgezeichneten Daten exemplarisch durchgeführt.

### 3.3.1 Analyse der Plasmadynamik

#### System

Um die Dynamik des expandierenden Plasmas detailliert zu erfassen, wurde ein zeitaufgelöstes bildgebendes Verfahren benötigt. Bei hohen Laserintensitäten kommt es innerhalb weniger Millisekunden zur Bildung und Expansion des Plasmas. Für die Messungen wurde deshalb eine Hochgeschwindigkeitskamera verwendet.

Sie erlaubt durch ihre hohe räumliche und zeitliche Auflösung eine detaillierte quantifizierte Bestimmung der Plasmadynamik. Für die Versuche wurde eine *Phantom-V1610*-Hochgeschwindigkeitskamera verwendet (siehe Abbildung 19). Die Kamera bietet zum einen eine sehr hohe Auflösung von 1024 x 768 Pixeln bei einer Framerate von 10 000 Bildern pro Sekunde. Zum anderen sorgt der interne Speicher mit einer Größe von 96 GB dafür, dass trotz der hohen Datenmengen Aufnahmen über mehrere Sekunden aufgezeichnet werden können.

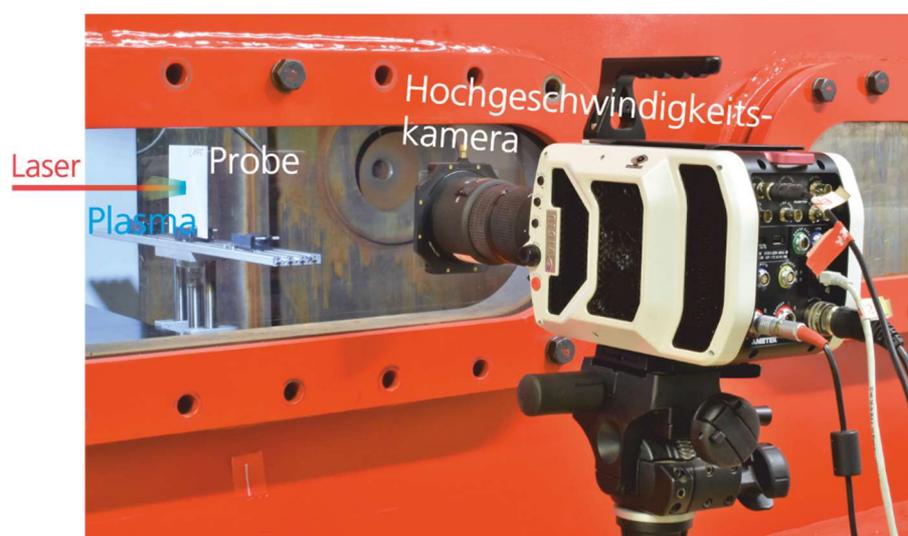


Abbildung 19: Foto der Hochgeschwindigkeitskamera am Versuchsaufbau mit schematisch dargestelltem Laserstrahl und Plasmawolke.

In Abbildung 20 ist exemplarisch ein Einzelbild der Hochgeschwindigkeitsaufnahme dargestellt. Das Bild wurde bei einem Versuch mit einer Laserleistung von 8 kW und einem Strahldurchmesser von 4 mm an einer Eisenprobe aufgezeichnet. Die Momentaufnahme zeigt die expandierende Plasmawolke 41 ms nach Bestrahlungsbeginn. Zum Schutz der Kamera wurde ein KG5-Filter verwendet, der die Wellenlänge des Lasers von 1070 nm unterdrückt. Somit wird der Kamerachip nicht durch das intensive Laserlicht zerstört. Der eigentliche Laserstrahl ist deshalb nicht in den Aufnahmen zu sehen und wurde in der Abbildung durch einen roten Pfeil dargestellt. Es wird zudem deutlich, dass die Kamera in der Lage ist, eine sehr detaillierte Aufnahme der Plasmawolke festzuhalten. Die Belichtungszeit wurde mit vier Mikrosekunden so gewählt, dass das vom Plasma emittierte Licht die Aufnahme gerade überbelichtet. Auf diese Weise wurde ein möglichst hoher Kontrast zwischen Plasma und Umgebung erzielt. Dieser hohe Kontrast wird für die im folgenden Abschnitt beschriebene Auswertung benötigt. In der Beispielaufnahme ist weiterhin zu sehen, dass diese kurze Belichtungszeit für die Bestimmung der Dynamik ausreichend ist und in den Aufnahmen keine Bewegungsunschärfe zu erkennen ist.

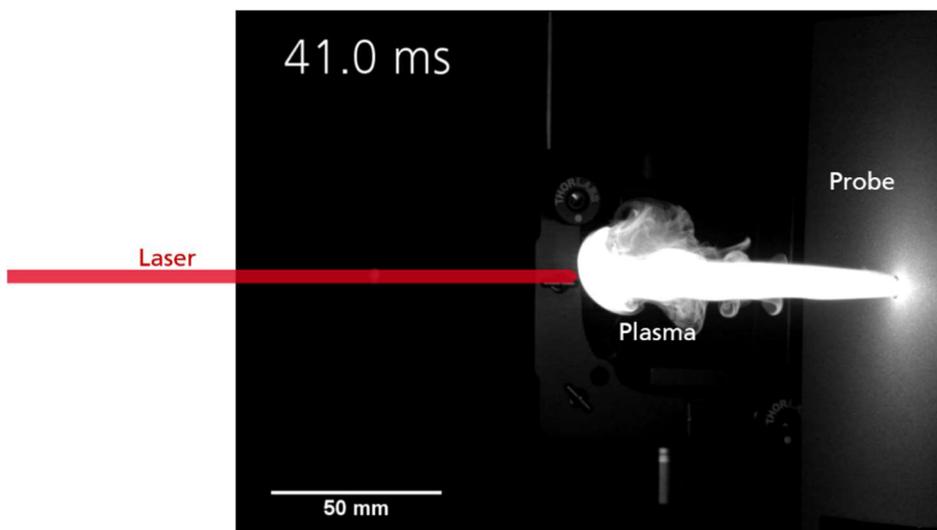


Abbildung 20: Exemplarisches Beispielbild der Hochgeschwindigkeitskamera 41 ms nach Bestrahlungsbeginn, bei einer Laserleistung von 8 kW und einem Strahldurchmesser von 4 mm an einer Eisenprobe.

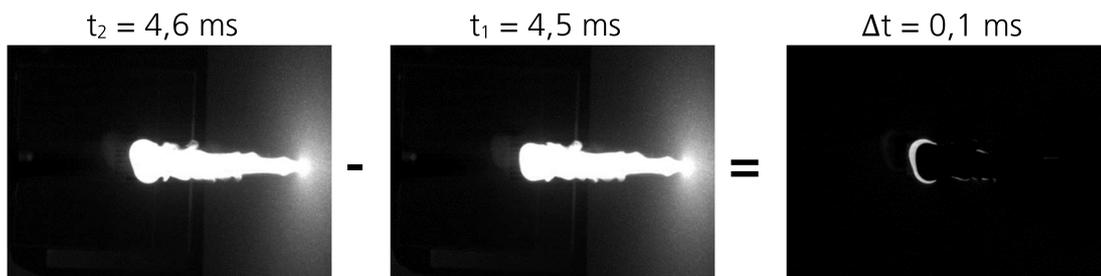


Abbildung 21: Exemplarische Subtraktion zweier aufeinanderfolgender Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitskamera zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit.

### *Auswertung*

Ziel der Aufnahmen ist eine quantifizierte Bestimmung der Plasmadynamik. Dazu muss zuerst die genaue Lage der Plasmafront bestimmt werden, um die Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang der Laserachse bestimmen zu können. Außerdem müssen die ermittelten Abstände skaliert werden, um aus den Kameraaufnahmen eine tatsächliche Ausbreitungsgeschwindigkeit zu bestimmen.

Um die Lage der Plasmafront zu bestimmen, wurde ein Makro für das Bildbearbeitungsprogramm *ImageJ* programmiert. Dieses Makro zieht die Einzelbilder des gesamten Hochgeschwindigkeitsvideos vom Folgebild ab, um die Bewegung der Plasmafront zu extrahieren. Dieses Verfahren ist in Abbildung 21 exemplarisch dargestellt. Die beiden aufeinanderfolgenden Aufnahmen zu den Zeitpunkten  $t_2 = 4,6$  ms und  $t_1 = 4,5$  ms (nach Bestrahlungsbeginn) werden voneinander subtrahiert. Im Resultat kann man nun deutlich sehen, wie weit sich die Plasmawolke zwischen den beiden Aufnahmen ausgebreitet hat.

Im nächsten Schritt wurde auf den Differenzbildern, wie in Abbildung 22 (a) dargestellt, eine Region Of Interest (ROI) entlang der Laserachse definiert und der Schwerpunkt der Helligkeitsverteilung in horizontaler Richtung bestimmt. Dieser Schwerpunkt entspricht dann dem Zentrum der Plasmafront. Ausgeführt auf alle Differenzbilder ergibt sich somit ein Verlauf für die Ausbreitung der Plasmafront.

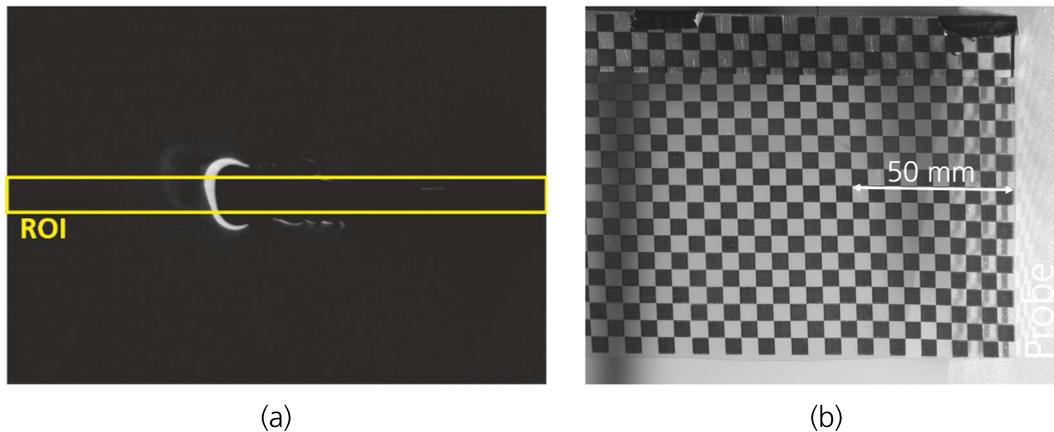


Abbildung 22: Definition einer Region Of Interest (ROI), innerhalb derer der horizontale Schwerpunkt ermittelt wurde, um die Ausbreitung der Plasmawolke zu bestimmen (a). Die Aufnahme eines Maßstabs, der verwendet wurde, um die Abstände auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu skalieren (b).

Um aus diesem Verlauf die tatsächliche Ausdehnung der Plasmawolke bzw. eine Expansionsgeschwindigkeit zu bestimmen, muss die Aufnahme noch skaliert werden. Dafür wurde ein Maßstab mit geometrischem Muster, wie in Abbildung 22 (b) dargestellt, vor der Probe aufgebaut und eine Einzelaufnahme vor jedem Experiment aufgezeichnet. Mit Hilfe dieser Skalierungsaufnahme konnten dann die Kameraaufnahmen in reale Koordinaten umgerechnet werden. In Abbildung 23 ist exemplarisch die Auswertung eines Versuchs abgebildet, bei dem eine Aluminiumprobe mit einem Strahldurchmesser von 2 mm bei einer Laserleistung von 8 kW bestrahlt wurde.

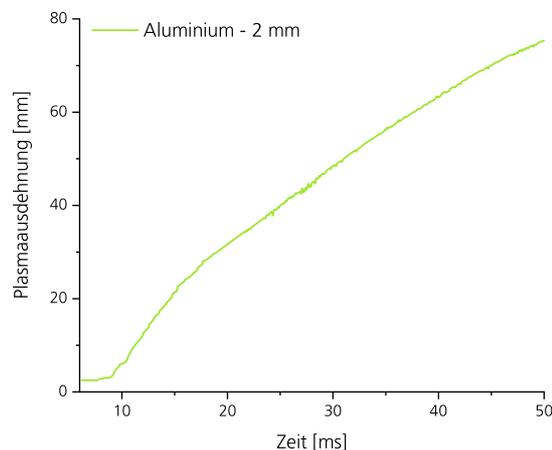


Abbildung 23: Beispiel für die Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen.

### 3.3.2 Ortsaufgelöste Emissionsspektroskopie

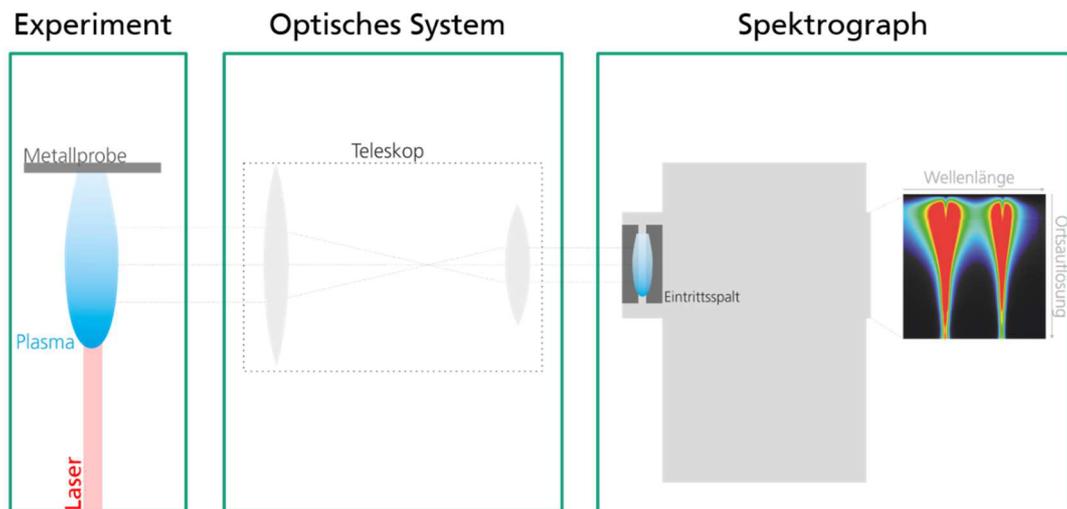


Abbildung 24: Schematische Zeichnung zur Erläuterung des Funktionsprinzips des Systems für die Aufzeichnung ortsaufgelöster Emissionsspektren.

Bei der lasergenerierten Plasmaexpansion handelt es sich um einen transienten Prozess. Dementsprechend ist davon auszugehen, dass die zu ermittelnden Plasmamaparameter nicht homogen im Plasma verteilt sind. Um dieser Fragestellung nachzugehen, wurde das in Abbildung 24 schematisch skizzierte System entwickelt, das eine Aufzeichnung von ortsaufgelösten Spektren ermöglicht.

Dafür wurde ein Teleskop konstruiert, das die expandierende Plasmawolke auf den Eintrittsspalt des Spektrographen abbildet. Es wurde ein einfacher Teleskopaufbau aus zwei Linsen verwendet, um eine Plasmawolke mit einer Länge von über 60 mm auf die Größe des Kamerachips (12 mm) herunter zu skalieren. Die Vergrößerung  $V$  eines Teleskops wird durch das Verhältnis der Brennweiten von Objektiv  $f_{obj}$  und der zweiten Okularlinse  $f_{ok}$  gegeben [50].

$$V = \frac{f_{obj}}{f_{ok}}. \quad (62)$$

Um die gewünschte Verkleinerung um den Faktor fünf zu erreichen, muss das Verhältnis der Brennweiten ebenfalls diesem Faktor entsprechen.

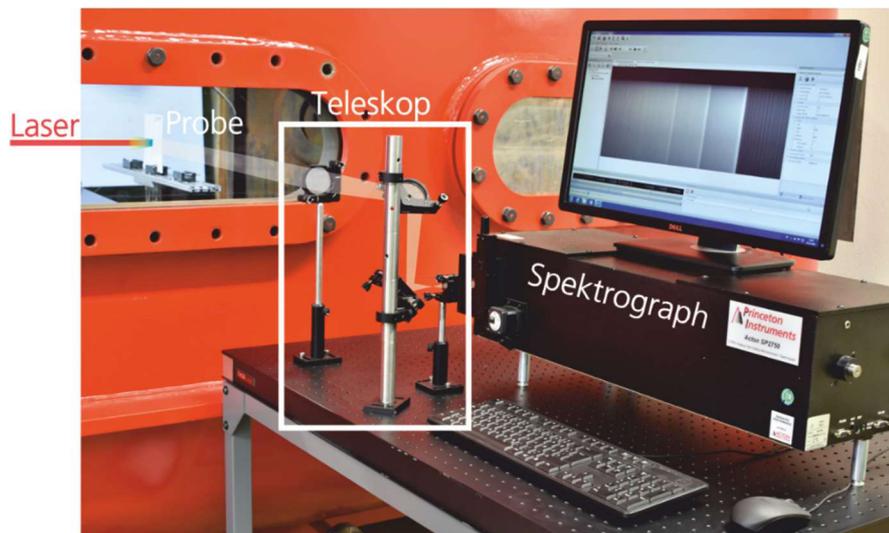


Abbildung 25: Foto des Versuchsaufbaus, der für die ortsaufgelöste Spektroskopie verwendet wurde.

Durch die vom Versuchsaufbau vorgegebenen Abstände zwischen Probe und Spektrographen wurde für die Brennweite des Objektivs 500 mm und für die Okularlinse 100 mm gewählt. Da die Ausbreitung der Plasmawolke im Experiment in horizontaler Richtung erfolgt, der Eingangsspalt des Spektrographen jedoch in vertikaler Richtung verläuft, wurden in den Teleskopaufbau noch zwei Spiegel eingesetzt, um die Abbildung um 90° zu drehen. Ein Bild des verwendeten Versuchsaufbaus ist in Abbildung 25 zu sehen. Auf diese Weise wird ein Spektrum erzeugt, das in der Horizontalen spektral aufgespalten wird und in der Vertikalen ortsaufgelöst ist.

In Abbildung 26 ist exemplarisch ein Spektrum zu sehen, das den ortsaufgelösten Verlauf eines Spektrums zeigt. Es wird deutlich, wie sich der spektrale Verlauf zweier Emissionslinien, die von einem Aluminiumdoublet stammen, mit zunehmendem Abstand zur Probenoberfläche verändert.

Diese Aufnahme macht deutlich, weshalb eine ortsaufgelöste Betrachtung der Spektren notwendig ist. Nahe an der Probe wird eine große Breite der Spektrallinien des Aluminiumdoublets beobachtet. Im Zentrum der jeweiligen Spektrallinie ist sehr starke Selbstabsorption zu sehen. Für größere Abstände zur Probe nimmt die Linienbreite ab. Auch die Selbstabsorption wird immer geringer und für große Abstände von über 50 mm ist sie nicht mehr zu beobachten. Eine detaillierte Diskussion und numerische Simulation dieses Effekts folgen in den Kapiteln 4.2 und 5.

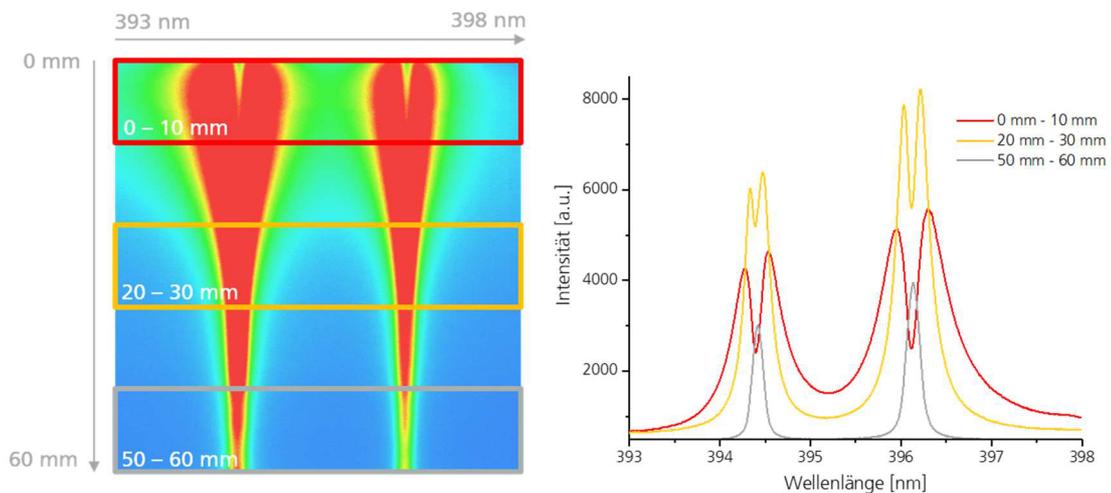


Abbildung 26: Exemplarische Aufnahme des ortsaufgelösten Emissionsspektrums eines Aluminiumdoublets und die daraus extrahierten Spektren für verschiedene Abstände zur Probe.

### Charakterisierung des Spektrographen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein *Acton-SP2750*-Spektrograph von *Princeton Instruments* mit einer Brennweite von 750 mm verwendet. Dabei handelt es sich um einen Czerny-Turner-Spektrographen, wie er in Abbildung 27 schematisch dargestellt ist. Das Zwischenbild des Plasmas im Eintrittsspalt des Spektrographen wird über zwei toroidale Spiegel in eine Bildebene am Ausgang des Spektrographen abgebildet. Dazwischen befindet sich als dispersives Element ein Beugungsgitter. Durch diese Anordnung entsteht ein räumlich aufgelöstes Spektrum in der Bildebene des Spektrographen.

Das spektrale Auflösungsvermögen  $R$  eines Spektrographen ist definiert als der minimale Wellenlängenabstand  $\Delta\lambda$  zweier monochromatischer Wellen, die gerade noch getrennt dargestellt werden können [69].

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (63)$$

Als getrennt gelten Linien, wenn zwischen den Maxima zweier Linien ein deutliches Minimum erkennbar ist. Das Auflösungsvermögen eines Gitterspektrographen hängt im Wesentlichen von den drei physikalischen Parametern Dispersion des Gitters, Brennweite der Hohlspiegel und Breite des Eintrittsspalts ab. Diese Kennwerte haben die folgenden Effekte.

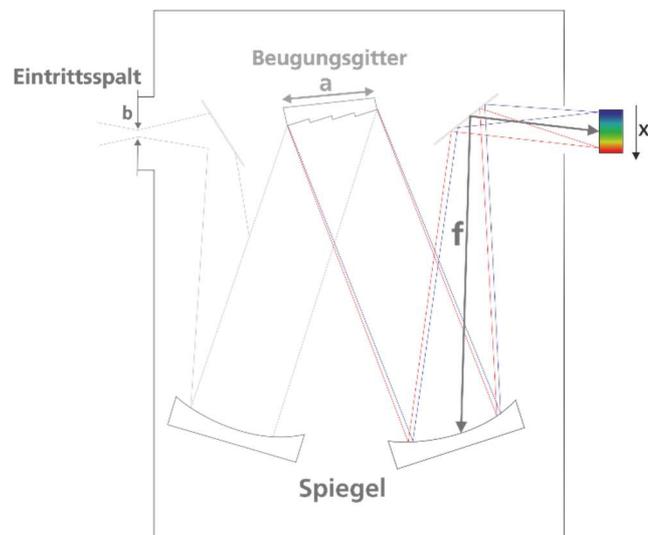


Abbildung 27: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips eines Czerny-Turner-Spektrographen.

### 1) Dispersion des Gitters

Die Winkeldispersion  $d\theta/d\lambda$  gibt an, wie stark zwei unterschiedliche Wellenlängen durch das Gitter aufgespalten werden. Der Winkel  $\Delta\theta$  zwischen zwei parallelen Lichtbündeln mit dem Wellenlängenunterschied  $\Delta\lambda$  beträgt in der ersten Ordnung

$$\Delta\theta = \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda . \quad (64)$$

Bei Gitterspektrographen hängt das Auflösungsvermögen von der Anzahl der beleuchteten Gitterfurchen  $N_G$  ab. Für eine gegebene Gittergröße  $g$  ist demnach relevant, wie viele Gitterfurchen pro Millimeter (g/mm) ein optisches Gitter hat. Für den verwendeten Spektrographen stehen drei Gitter mit 50 g/mm, 1200 g/mm und 2400 g/mm zur Verfügung. In Abbildung 28 ist zu sehen, wie sich das Auflösungsvermögen in Abhängigkeit des verwendeten Gitters ändert. Es handelt sich hierbei um Emissionslinien eines schmalbandigen Linienstrahlers, der für die Wellenlängenkalibrierung verwendet wurde. Man sieht, dass eine größere Gitterkonstante zu einer deutlich kleineren Linienbreite der einzelnen Spektrallinie führt. Die höhere Auflösung geht allerdings mit einem reduzierten Wellenlängenbereich einher, der aufgezeichnet werden kann.

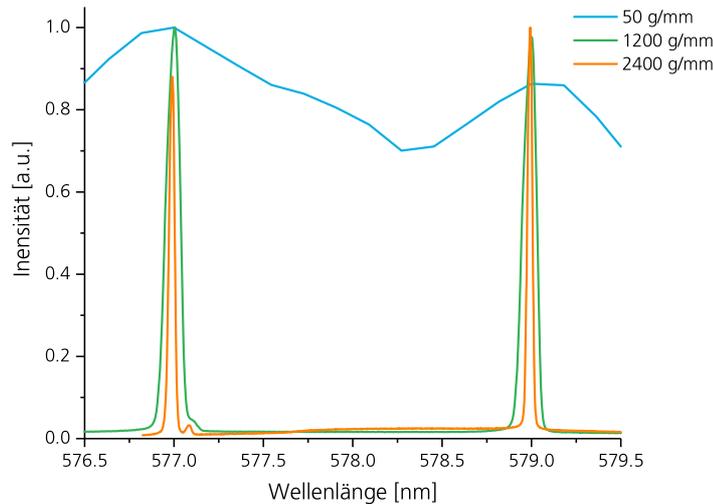


Abbildung 28: Normierte Aufnahme zweier Spektrallinien eines Linienstrahlers, aufgezeichnet mit unterschiedlichen Beugungsgittern.

### 2) Brennweite der toroidalen Spiegel

Die Winkeldispersion wird durch das Beugungsgitter vorgegeben. Ob zwei Linien unterschiedlicher Wellenlängen noch getrennt abgebildet werden, hängt somit vom Abstand zwischen Hohlspiegel und Abbildungsebene des Spektrographen ab. Dieser entspricht der Brennweite  $f$  der Spiegel. Somit ergibt sich gemäß Formel (64) für den Abstand  $\Delta x$ , in dem zwei Linien abgebildet werden

$$\Delta x = f \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda. \quad (65)$$

Je größer die Brennweite, desto größer die örtliche Trennung der beiden benachbarten Linien. Auch in diesem Fall geht eine höhere Auflösung mit einem kleineren Wellenlängenbereich einher, der aufgezeichnet werden kann.

### 3) Breite des Eingangsspalts

Der dritte Faktor, der das Auflösungsvermögen eines Spektrographen bestimmt, ist die Breite des Eingangsspalts. Im realen Experiment kann sie nicht beliebig klein gewählt werden, da die aufgezeichnete Intensität am Ausgang des Spektrographen von der Breite des Eingangsspalts abhängt.

Für einen unendlichen schmalen Spalt geht die Intensität des eingekoppelten Lichts gegen Null. Der Eingangsspalt am Spektrographen muss so weit geöffnet werden, dass genügend Licht in den Spektrographen gelangt, um die Aufnahme ausreichend zu belichten. In Voruntersuchungen wurde die minimale Spaltbreite ermittelt, bei der noch ausreichend Helligkeit in den Spektrographen eingekoppelt wird. Diese wurde anschließend für alle Versuche konstant auf 100  $\mu\text{m}$  festgelegt.

Berücksichtigt man all diese Faktoren, so ergibt sich für das Auflösungsvermögen eines Spektrographen in Abhängigkeit von Spaltbreite, Brennweite und Beugungsgitter [69]

$$\Delta\lambda = \left( b + \frac{f\lambda}{a} \right) \frac{d\lambda}{dx}. \quad (66)$$

In der folgenden Abbildung 29 ist das Auflösungsvermögen dieses Setups für die verschiedenen Gitter in Abhängigkeit der verwendeten Spaltbreite aufgetragen.

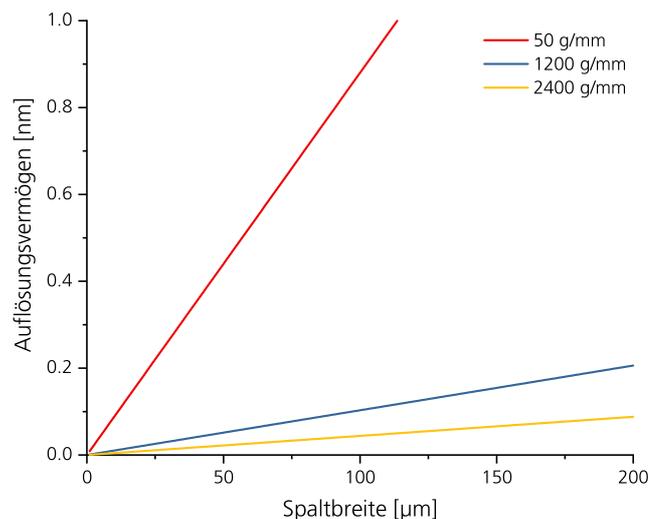


Abbildung 29: Berechnetes Auflösungsvermögen des Spektrographen in Abhängigkeit der Eingangsspaltbreite für verschiedene Beugungsgitter.

Als Detektor wurde die sCMOS-Kamera *SRU-ED* von *Optronis* [85] mit einem hohen Dynamikbereich von 16 bit verwendet. Sie ermöglicht eine hohe Zeitauflösung von bis zu 150 Bildern pro Sekunde bei einer Auflösung von 1400 x 1050 Pixeln. Selbst beim feinsten Gittern mit 2400 g/mm ist die

Dispersion des Spektrographen pro Pixel mit 4,3 pm/Pixel über zehnmal kleiner als das theoretische Auflösungsvermögen  $\Delta\lambda = 0,04$  nm. Für die Ortsauflösung wurde über einen Bereich gemittelt, der jeweils zehn Millimeter der Plasmasäule entspricht (siehe Abbildung 26). Auf diese Weise konnte jedes aufgezeichnete Spektrum für sechs verschiedene Abstände zur Probenoberfläche ausgewertet werden.

#### *Kalibration und Auswertung der aufgezeichneten Daten*

Für die Wellenlängenkalibration wurde vor den Experimenten das Spektrum eines Hg-Linienstrahlers von *LOT Oriol* aufgezeichnet. Dieser Linienstrahler emittiert mehrere sehr schmale ( $\Delta\lambda \leq 0,001$  nm) Linien im sichtbaren Bereich. Die entsprechenden Emissionslinien und eine Messung dieser Linien sind in Abbildung 30 dargestellt.

Diese Kalibration wurde mit allen zur Verfügung stehenden Gittern durchgeführt. Mit dem 50-g/mm-Gitter kann ein großer Wellenlängenbereich aufgezeichnet werden (Abbildung 30 (b)). Da die Lage von insgesamt fünf Spektrallinien bekannt ist, kann nun eine Ausgleichsgerade gefittet werden, die eine Zuordnung zwischen Wellenlänge und horizontaler Position auf dem Detektor ermöglicht. Für die beiden feineren Gitter wurde entsprechend die Doppellinie des Linienstrahlers bei 577 nm und 579 nm verwendet. Für diese Bestimmung der Ausgleichsgeraden wurden Abstand und Position dieser beiden Linien in der Aufnahme gemessen.

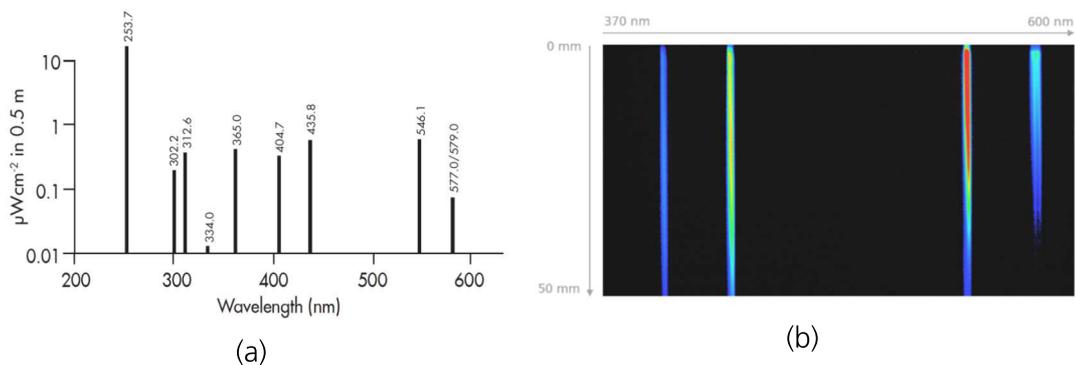


Abbildung 30: Emissionslinien des Hg-Linienstrahlers, der zur Wellenlängenkalibration verwendet wurde [86] (a), und ein zweidimensionales aufgezeichnetes Spektrum des Linienstrahlers (b).

Für die Kalibration der Längenskala in vertikaler Richtung wurde eine Aufnahme der geometrischen Skala aus Abbildung 22 aufgezeichnet.

Anhand des gemessenen Hell-Dunkel-Verlaufs kann daraus der Abstand zur Probenoberfläche bestimmt werden.

Für eine Auswertung der aufgezeichneten Spektren müssen die Rohdaten der Kamera entsprechend weiterverarbeitet werden. Dazu wurden verschiedene Programme verwendet. Im Folgenden die einzelnen Schritte bis zur Auswertung:

- Export der Rohdaten mittels der *pco.camware* als ASCII
- Import in *OptoAnalyse*
  - Entfernung des Untergrunds
  - Wellenlängenzuordnung
  - Geometrische Skalierung
  - Export der Ortsaufgelösten Spektren
- Auswertung der Spektren in *Origin*

Die Rohdaten werden aus der Steuersoftware der Kamera (*pco.camware*) als ASCII exportiert. Für die eigentliche Weiterverarbeitung wurde die Analysesoftware *OptoAnalyse* von *Optronis* verwendet. Im ersten Schritt wurde der Untergrund der Aufnahme entfernt. Dazu wurde die erste Aufnahme, die vor Beginn der Laserbestrahlung aufgezeichnet wurde, von allen aufgezeichneten zweidimensionalen Spektren abgezogen. Nach der Wellenlängenskalierung wurden die Spektren für die verschiedenen Abstände zur Probenoberfläche gemittelt und für die Auswertung in *Origin* exportiert.

### 3.3.3 Interferometrie

#### *System*

Bei der dritten diagnostischen Methode handelt es sich um einen interferometrischen Aufbau. Die Interferometrie ist ein verbreitetes Werkzeug der Plasmadiagnostik. Es ermöglicht die Bestimmung der Phasenverschiebung eines Probenstrahls im Plasma und damit zusammenhängender physikalischer Größen wie beispielsweise der Elektronendichte. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut, wie es schematisch in Abbildung 31 dargestellt ist. Ein grüner Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm wurde über zwei Linsen auf einen Durchmesser von annähernd 2" aufgeweitet. Im anschließenden Strahlteiler wird der Strahl in einen Proben- und einen Referenzstrahl geteilt.

Während der Probenstrahl durch das Plasma verläuft, wird der Referenzstrahl über zwei Umlenkspiegel an der Wechselwirkungszone vorbeigeführt. An einem zweiten Strahlteilerwürfel werden die beiden Strahlen wieder überlagert und über eine Linse auf den Kamerachip abgebildet. Durch eine geometrische Verkippung der beiden Teilstrahlen entsteht in der Bildebene ein Interferenzmuster aus parallelen Interferenzstreifen, wie es in Tabelle 1 schematisch dargestellt ist [87].

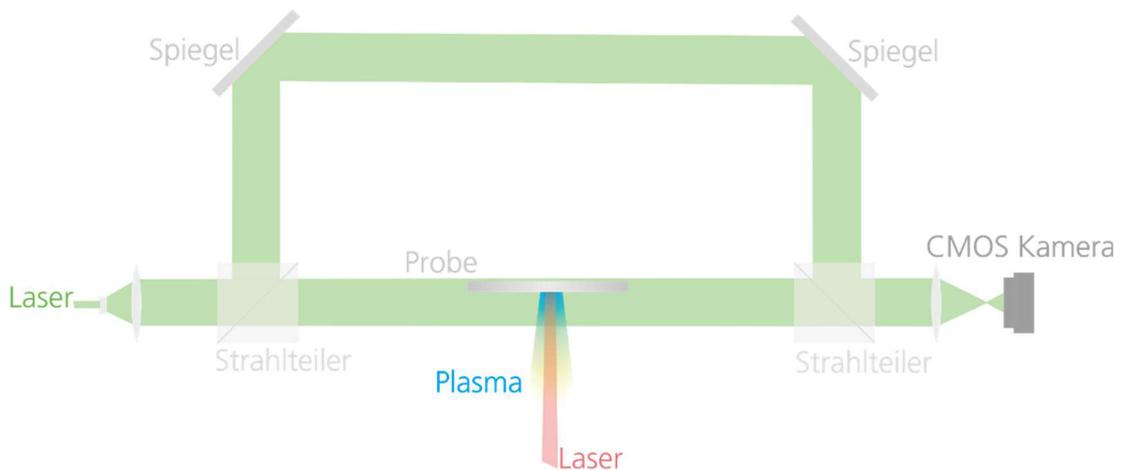
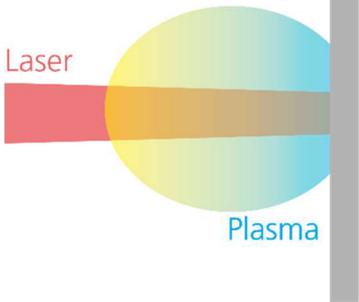


Abbildung 31: Schematische Zeichnung des Versuchsaufbaus mit einem Mach-Zehnder-Interferometer.

In Tabelle 1 wird auch der Einfluss des Plasmas auf das Interferenzmuster schematisch dargestellt. Ein Teil des Probenstrahls erfährt, aufgrund der veränderten optischen Dichte im Plasma, eine Phasenverschiebung. Diese Phasenverschiebung führt zu einer räumlichen Verlagerung der Position der Interferenzminima und -maxima und damit zur Krümmung der Interferenzstreifen.

Tabelle 1: Schematische Zeichnung von Experiment und dem daraus resultierenden Interferenzmuster vor und während der Bestrahlung.

	Experiment	Interferogramm
<b>Vor der Bestrahlung</b>		
<b>Während der Bestrahlung</b>		

Um Störungen durch das Licht des Wirklasers (Wellenlänge 1070 nm) beziehungsweise durch das vom Plasma emittierte Licht zu minimieren, wurde ein schmalbandiger Bandpassfilter mit Transmissionsmaximum nahe der Wellenlänge des Messlasers vor dem Detektor platziert. Ein Bild des verwendeten Mach-Zehnder-Interferometers ist in Abbildung 32 zu sehen. Für die Versuche wurde die CMOS-Kamera CP80 von *Optronis* als Detektor am Interferometer angebracht. Diese Kamera ermöglicht Aufnahmen mit einer Auflösung von 1920 x 1080 Pixel bei einer Framerate von 500 Bildern pro Sekunde. Diese hohe Bildrate wurde genutzt, um während der Bestrahlung alle 2 Millisekunden ein Interferogramm aufzuzeichnen.

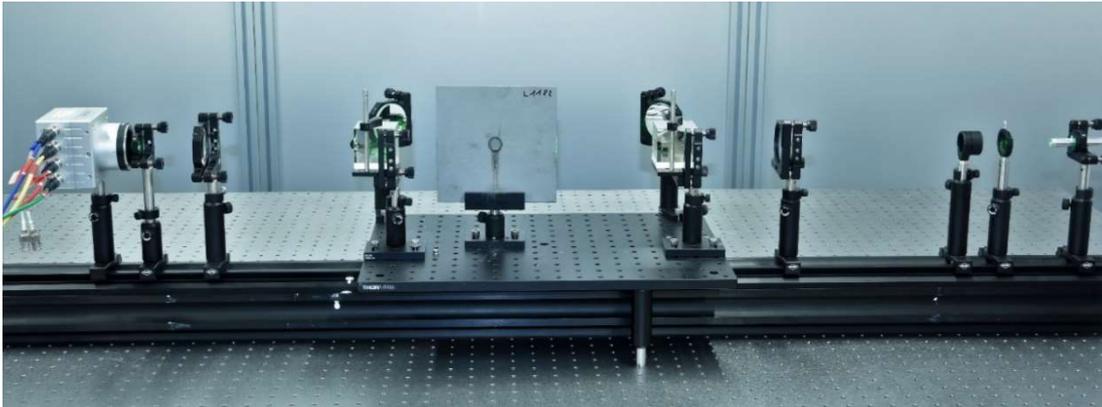


Abbildung 32: Foto des Mach-Zehnder-Interferometers, das zur Bestimmung der Elektronendichteverteilung im Plasma verwendet wurde.

### Auswertung

Um aus den aufgezeichneten Interferogrammen eine lokale Phasenverschiebung des Messlasers und daraus andere physikalische Größen wie die Elektronendichte ableiten zu können, sind spezielle Algorithmen nötig. Die Grundlage für diese Arbeiten wurden bereits 1982 von Takeda veröffentlicht [88, 89]. Für die Auswertung der Interferogramme in dieser Arbeit wurde das an der TU Graz entwickelte Programm *IDEA* (Interferometric Data Evaluation Algorithms) verwendet [90]. *IDEA* ermöglicht es zum einen aus den aufgezeichneten Interferogrammen eine Phasenverschiebung zu bestimmen. Zum anderen kann in einem weiteren Schritt die radiale Verteilung der Brechungsindizes im Plasma bestimmt werden. Dies ist nur möglich, wenn angenommen werden kann, dass diese rotationssymmetrisch im Plasma verteilt sind. Für die Bestimmung des radialen Profils wird eine Abeltransformation durchgeführt.

Die Bestimmung der lokalen Phasenverschiebung aus dem Interferogramm basiert auf der Durchführung einer zweidimensionalen Fast-Fourier-Transformation (2D-FFT) [91]. Zur Erläuterung des Verfahrens geht man von einem Interferenzmuster aus, das sich folgendermaßen beschreiben lässt [92]

$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[2\pi f_0 x + \Phi(x, y)], \quad (67)$$

mit der gesuchten Phasenverschiebung  $\Phi(x, y)$ , den Funktionen  $a(x, y)$  und  $b(x, y)$ , welche die ungleichmäßige Ausleuchtung des Detektors berücksichtigen. Die räumliche Änderung der Funktionen ist jedoch sehr gering im Vergleich zur Trägerfrequenz  $f_0$ , welche sich im Abstand zweier

Maxima im Interferogramm widerspiegelt. Mit  $e^{i\Phi} = \cos \Phi + i \sin \Phi$  ergibt sich

$$g(x,y) = a(x,y) + \frac{1}{2}b(x,y)e^{i\Phi(x,y)}e^{2i\pi f_0 x} + \frac{1}{2}b(x,y)e^{-i\Phi(x,y)}e^{-2i\pi f_0 x}. \quad (68)$$

Mit  $c(x,y) = \frac{1}{2}b(x,y)e^{i\Phi(x,y)}$  erhält man somit

$$g(x,y) = a(x,y) + c(x,y)e^{2i\pi f_0 x} + c(x,y)^*e^{-2i\pi f_0 x}. \quad (69)$$

Mit dem komplex konjugierten Anteil  $c(x,y)^*$ . Im nächsten Schritt wird die Gleichung in  $x$  Richtung fouriertransformiert und man erhält

$$G(f,y) = A(f,y) + C(f - f_0,y) + C^*(f + f_0,y). \quad (70)$$

Die Großbuchstaben bezeichnen hierbei das Fourierspektrum und  $f$  ist die Raumfrequenz in  $x$  Richtung. Im Vergleich zur Raumfrequenz sind die Änderung in  $a(x,y)$ ,  $b(x,y)$  und  $\Phi(x,y)$  sehr langsam. Dadurch wird das Fourierspektrum in Gleichung (70) von der Trägerfrequenz  $f_0$  getrennt.

Dieser Schritt ist in Abbildung 33 (a) zu sehen. Es handelt sich um eine Momentaufnahme des Interferogramms, das bei der Bestrahlung einer Aluminiumprobe 8 ms nach Bestrahlungsbeginn aufgezeichnet wurde. Daneben ist ein Ausschnitt des daraus abgeleiteten Fourierspektrums dargestellt.

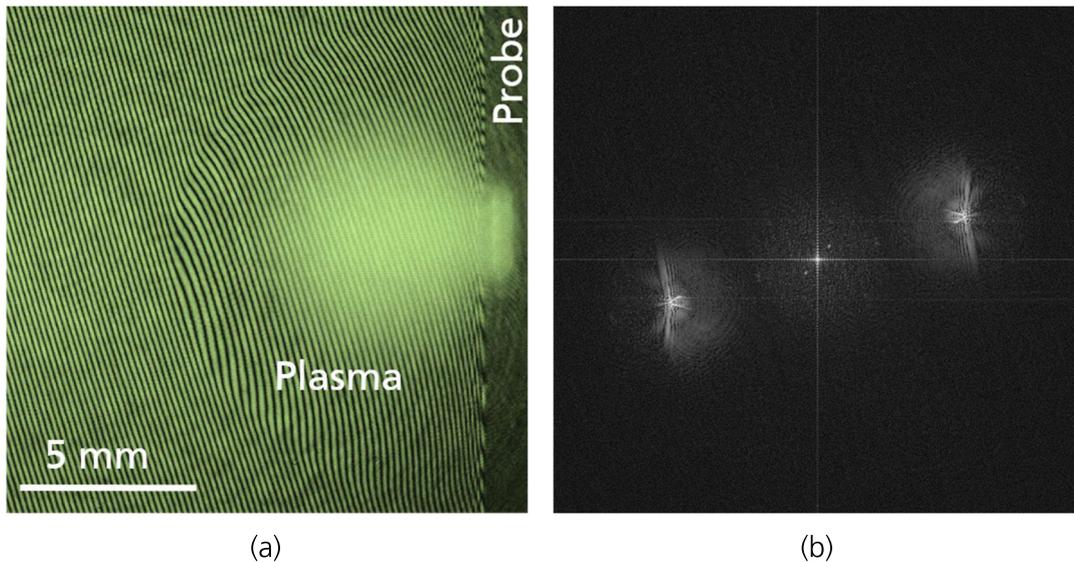


Abbildung 33: Beispielbild eines Interferogramms, das bei einem Versuch mit Aluminiumprobe 8 ms nach Bestrahlungsbeginn aufgezeichnet wurde (a) und ein Ausschnitt des daraus ermittelten 2D-FFT-Spektrums (b).

Durch eine Verschiebung von  $C$  oder  $C^*$  um die Trägerfrequenz  $f_0$  zum Ursprung kann somit die Hintergrundvariation  $a(x, y)$  aus dem Spektrum herausgefiltert werden. Da es sich um ein symmetrisches Spektrum handelt, ist es egal, ob dieser Schritt mit  $C$  oder  $C^*$  durchgeführt wird. Über eine Rücktransformation kann daraus die Phaseninformation folgendermaßen ermittelt werden [92]:

$$C(f, y) \xrightarrow{FFT^{-1}} c(x, y) \quad (71)$$

$$\log[c(x, y)] = i\Phi(x, y) + \log\left[\frac{1}{2}b(x, y)\right]. \quad (72)$$

Auf diese Weise wird die Phaseninformation im Imaginärteil komplett von der Störung in  $b(x, y)$  getrennt. Das rücktransformierte Bild ist in der folgenden Abbildung 34 zu sehen. Im Vergleich zu Abbildung 33 wird deutlich, dass die Helligkeitsunterschiede, die durch eine ungleichmäßige Ausleuchtung entstehen, herausgefiltert wurden.

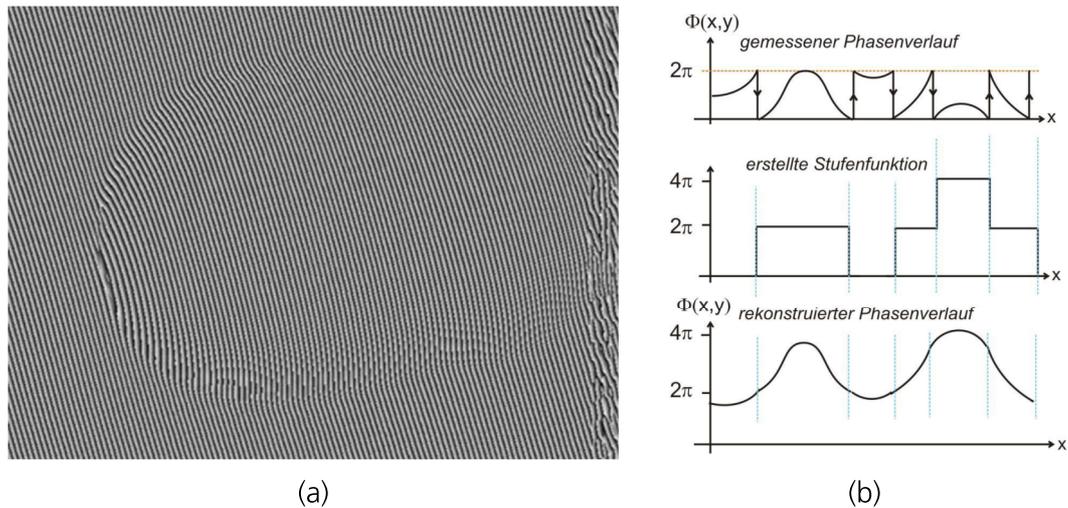


Abbildung 34: Ergebnis der gefilterten Rücktransformation (a) und eine schematische Darstellung der Rekonstruktion eines tatsächlichen Phasenverlaufs über die Bildung einer Stufenfunktion (b) [92].

Die so ermittelte Phase ist um einen Faktor von  $2\pi$  unbestimmt. Der Algorithmus von *IDEA* gibt nur Werte im Bereich von 0 bis  $2\pi$  aus. Um die endgültige Phasenverteilung zu erhalten, muss die unetige Phasenverteilung zu einer stetigen Funktion zusammengesetzt werden. Dazu wird vom Programm ein Scan von einem beliebigen Startpunkt aus spiralförmig durchgeführt. Das Vorzeichen der Phasensprünge wird dabei aufgezeichnet und eine entsprechende Stufenfunktion gebildet. Mit Hilfe dieser Stufenfunktion kann das Programm die tatsächliche Phasenverteilung rekonstruieren.

Dieses Vorgehen ist schematisch in Abbildung 34 (b) dargestellt. Um den Einfluss des Plasmas zu bestimmen, muss im letzten Schritt das so erhaltene Phasenbild von einer Untergrundaufnahme abgezogen werden. Diese wurde vor Beginn des Experiments aufgezeichnet. Dabei werden alle beschriebenen Schritte zur Bestimmung der Phasenverteilung ebenfalls mit dem Interferogramm der Untergrundaufnahme durchgeführt. Im Anschluss werden die beiden Phasenverteilungen von Experiment und Untergrund voneinander abgezogen. Ein Beispiel für das Ergebnis dieser Auswertung ist in der folgenden Abbildung 35 zu sehen.

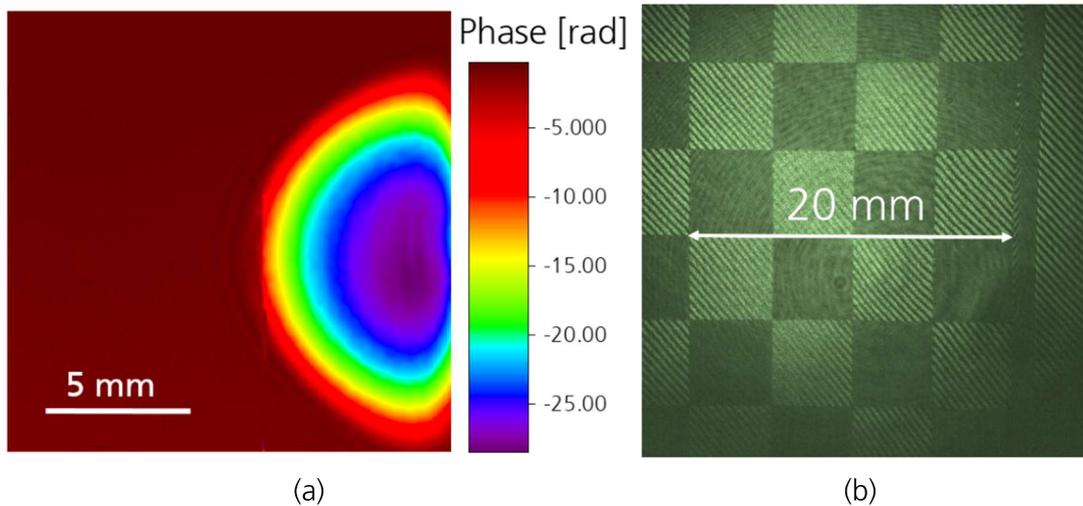


Abbildung 35: Ermittelte Phasenverteilung, die mittels IDEA aus einem Interferogramm bestimmt wurde (a) und eine Aufnahme des geometrischen Maßstabs, der für die Bestimmung der Elektronendichte verwendet wurde (b).

Das dabei genierte Phasendiagramm zeigt die integrale Phasenverschiebung entlang der optischen Weglänge des Messlasers durch das Plasma. Um daraus eine Elektronendichte abzuleiten, muss die tatsächliche Ausdehnung des Plasmas bekannt sein. Dazu wurde derselbe Maßstab wie in Abschnitt 4.1 verwendet. So kann die Ausdehnung der Plasmawolke bestimmt und daraus mit Formel (61) eine gemittelte optische Weglänge bestimmt werden.

Durch den hohen Gradienten der optischen Dichte an der Plasmafront kann es zu Fehlern bei der Rekonstruktion der Phasensprünge kommen. Diese Fehler verursachen Artefakte, die zu Streifen im Phasenverteilungsdiagramm führen. Ein Beispiel für solche Artefakte finden sich in Tabelle 9. Dieser Effekt muss bei der Auswertung berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 4.3).

#### *Bestimmung des radialen Brechungsindexverlaufs mittels Abel-Inversion*

Unter der Annahme, dass der Brechungsindex radialsymmetrisch zur Laserachse verteilt ist, besteht die Möglichkeit aus den Phasenverteilungsdiagrammen auch die radiale Verteilung der Brechungsindizes zu bestimmen.

Allgemein wird die Beziehung der integralen Daten  $h(y)$  und der radialen Verteilung  $f(r)$  durch eine Abel-Transformation gegeben:

$$h(y) = 2 \int_y^R f(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr. \quad (73)$$

In diesem Fall entspricht  $h(y)$  der integralen Phasenverschiebung und die radialsymmetrische Verteilung wird gesucht. Die analytische Lösung dieses Problems ist die Abel-Inversion [90].

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_y^R \frac{dh(y)}{dy} \cdot \frac{dy}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr. \quad (74)$$

*IDEA* verwendet eine f-Interpolation für diesen Schritt, diese wird im Detail im entsprechenden Manual [90] beschrieben. Im Programm selbst wird zuerst ein vertikaler Schnitt aus der Phasenverteilung extrahiert. Um die Abelinversion durchführen zu können, wird der Schnitt anschließend symmetrisiert, so dass die Verteilung der Phasenverschiebung symmetrisch zur Laserachse ist. Die anschließende Abel-Rekonstruktion liefert dann die entsprechende radialsymmetrische Verteilung der Ableitung der Phasenverschiebung entlang der Wegstrecke. Die einzelnen Schritte dieser Vorgehensweise sind exemplarisch in der folgenden Abbildung 36 dargestellt.

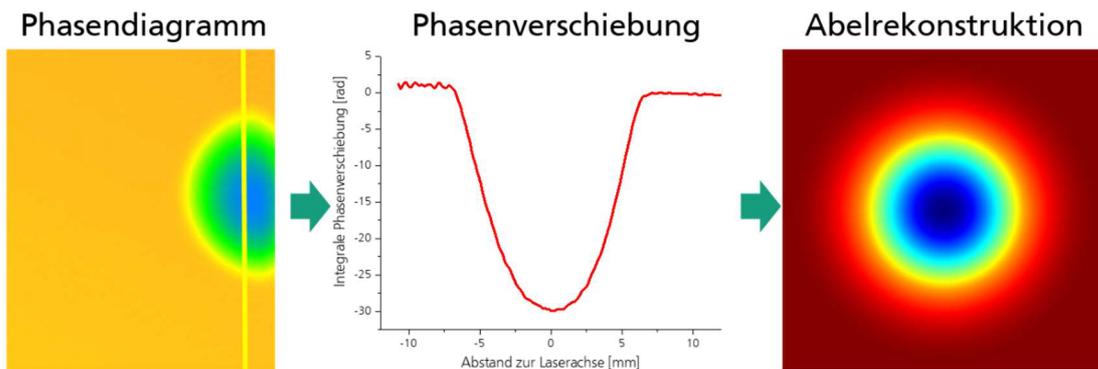


Abbildung 36: Exemplarisches Phasendiagramm mit einem Längsschnitt im Abstand von 2,5 mm zur Probe und die daraus rekonstruierte radiale Verteilung der Phasenverschiebung aus einer Abel-Rekonstruktion.

### 3.4 Versuche zur Bestimmung der Plasmaparameter

Das zentrale Ziel dieser Arbeit ist es, mittels verschiedener diagnostischer Verfahren die relevanten Kenngrößen des lasergenierten Plasmas zu ermitteln. Für die genaue Einrichtung und Charakterisierung der Diagnostiken sowie für die Überprüfung der vorgestellten Verfahren zur Datenauswertung wurden umfangreiche Vorversuche durchgeführt. In diesem Abschnitt wird zuerst der verwendete Versuchsaufbau vorgestellt. Im Anschluss werden die experimentellen Parameter einer repräsentativen Testreihe vorgestellt, die in den weiteren Kapiteln dieser Arbeit im Detail ausgewertet wird.

#### *Versuchsaufbau*

Abbildung 37 zeigt die Anordnung der Diagnostik für die Untersuchung der Plasmaeigenschaften. Die optische Faser des Lasers wurde in eine Zoomoptik eingekoppelt. Diese Zoomoptik erlaubt eine Variation des Strahldurchmessers auf der Probe. Sie wurde in einem Abstand von 5 m zur Zoomoptik aufgebaut. Das Interferometer wurde senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Wirklasers aufgebaut. Der Probenstrahl des Interferometers verläuft entlang der Probenoberfläche durch die Wechselwirkungszone, um den Einfluss des Plasmas messen zu können.

Durch das Interferometer ist eine Beobachtung des Plasmas mit der Hochgeschwindigkeitskamera unter einem Winkel von  $90^\circ$  zur Strahlachse nicht möglich. Die Kamera wurde daher in einem Abstand von 1,5 m zur Probe unter einem Winkel von  $70^\circ$  zur Strahlachse positioniert. Das in Abschnitt 3.3.2 vorgestellte Teleskop wurde unter einem Winkel von  $80^\circ$  aufgebaut und so justiert, dass die Plasmawolke scharf auf den Eingangsspalt des Spektrographen abgebildet wurde. Hinter der Probe wurde eine Strahlfalle aufgebaut, die den Laserstrahl nach der Perforation der Probe absorbiert.

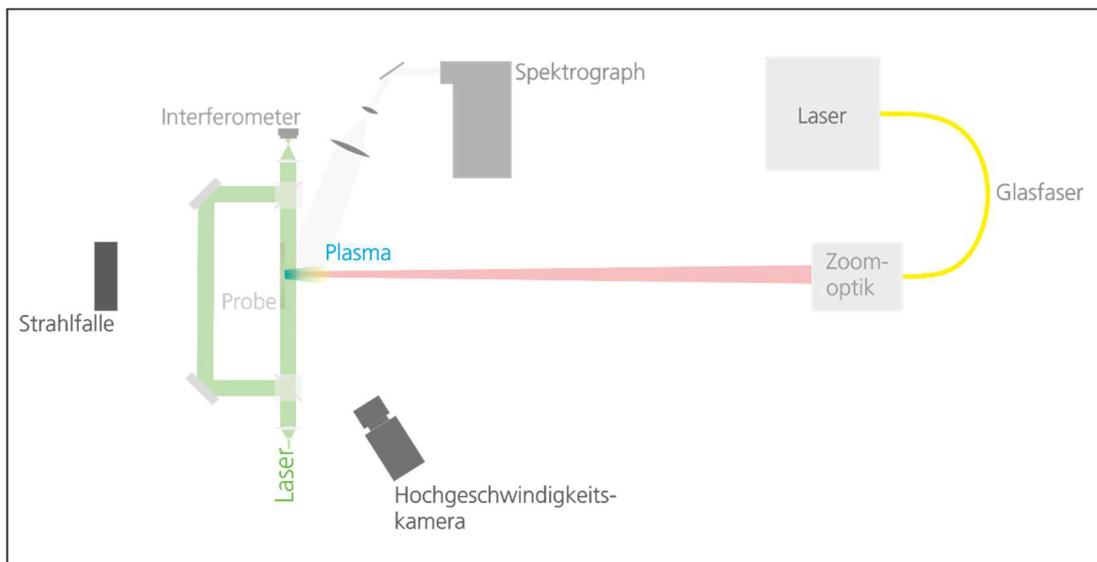


Abbildung 37: Schematische Zeichnung des Versuchsaufbaus.

### Versuchsparameter

Mit diesem Versuchsaufbau konnten die Plasmaparameter erfolgreich orts- und zeitaufgelöst ermittelt werden. Da jeweils drei verschiedene diagnostische Methoden zeitaufgelöst zum Einsatz kamen, sind die anfallenden Datenmengen für jede Versuchskonfiguration sehr groß. Um dennoch mit vertretbarem Aufwand grundlegende Tendenzen der Plasmadynamik in Abhängigkeit der Laserparameter sowie vom Probenmaterial zu erhalten, wurde eine Versuchsmatrix festgelegt, die in Abbildung 38 schematisch dargestellt ist.

Die Auswahl der Probenmaterialien orientiert sich an den in Kapitel 1.1 dargestellten Anwendungen, bei denen in erster Linie die Laserwirkung auf Metalle relevant ist. Gleichzeitig ist es für die Auswertung der spektroskopischen Messungen von zentraler Bedeutung, möglichst reine Materialien zu verwenden, um eine eindeutige Identifizierung von Emissionslinien zu ermöglichen. Aus diesem Grund wurde für die Experimente zum einen halbhartes Aluminium mit einer Reinheit von über 99 % verwendet [93]. Zum anderen wurde reines Eisen als Probenmaterial genutzt. Die Proben wurden aus *Armco-Reineisen* gefertigt und hatten eine Reinheit von über 99,8 % [94].

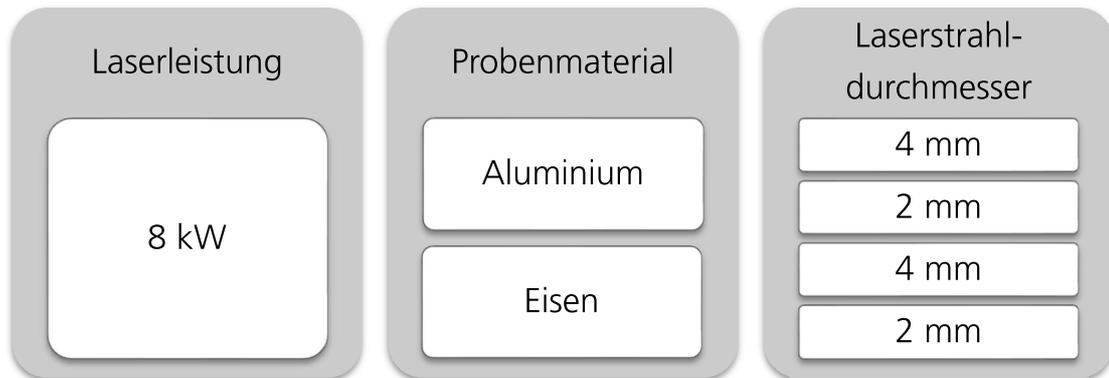


Abbildung 38: Zusammenfassung der verschiedenen Versuchskonfigurationen.

Die Kantenlänge der Probe wurde mit 150 mm so gewählt, dass die Größe des Laserstrahldurchmessers im Vergleich vernachlässigt werden kann. Für alle Versuche wurde eine Probendicke von 2 mm verwendet.

Die Oberflächen der Proben wurden mit einem Sandstrahler vorbehandelt. So konnte sichergestellt werden, dass alle Proben dieselbe Oberflächenbeschaffenheit aufweisen. Die Oberflächenbehandlung hat den weiteren Vorteil, dass die spekulare Reflektion zu Beginn der Bestrahlung reduziert wird. Bei senkrechtem Aufbau wird das spekulär reflektierte Licht direkt zurück in den Laser geleitet und kann Schäden verursachen. Eine raue Oberfläche reduziert diesen Effekt maßgeblich.

Neben dem Probenmaterial wurde auch die Intensität der Laserstrahlung variiert. Dazu wurde die Laserleistung auf einen konstanten Wert von 8 kW festgelegt und der Strahldurchmesser zwischen 2 mm und 4 mm variiert. Die Werte wurden so gewählt, dass auch beim größeren Strahldurchmesser die Intensität groß genug war, um zur Bildung eines messbaren Plasmas zu führen. Bei größeren Strahldurchmessern wurde an den Aluminiumproben keine Plasmawolke mehr erzeugt, deren Selbstemission mit der Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet werden konnte.

Insgesamt wurden acht Experimente mit den vier beschriebenen Konfigurationen durchgeführt. Jedes Experiment wurde zweimal durchgeführt, um die statistische Genauigkeit der Versuchsdurchführung bewerten zu können. Darüber hinaus wurde bei den Versuchen mit identischen Laserparametern der Wellenlängenbereich des Spektrographen verändert, um unterschiedliche spektrale Features für die Auswertung verwenden zu können. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, kann mit den hochauflösenden

Beugungsgittern nur ein schmaler Wellenlängenbereich aufgezeichnet werden. Für die Auswertung der Spektren wurden verschiedene Emissionslinien verwendet, deshalb wurde zwischen den Aufnahmen die zentrale Wellenlänge der Aufnahmen verändert, um verschiedenen Aspekte in den Spektren zu untersuchen.

Alle Proben wurden bestrahlt, bis es zur Perforation der Probe kam und es wurde die Perforationszeit über eine Photodiode bestimmt. Diese Photodiode wurde, wie in Abbildung 16 dargestellt, so aufgebaut, dass sie das Streulicht des Lasers an der Strahlfalle detektiert, sobald die Probe perforiert wird. Ein Foto der jeweiligen Konfiguration nach der Bestrahlung ist in Tabelle 2 dargestellt. In Tabelle 3 sind die Parameter aller Experimente aufgelistet. Neben den Laserparametern sind auch die Werte von Aufnahmezeiten, Belichtungszeiten für Spektroskopie und Interferometrie sowie die Perforationsdauer aufgeführt.

Tabelle 2: Fotos der Proben nach der Bestrahlung für die beiden Testmaterialien Aluminium und Eisen mit den verwendeten Strahldurchmesser 2 mm und 4 mm.

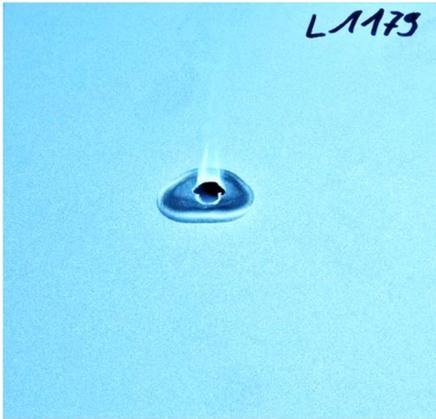
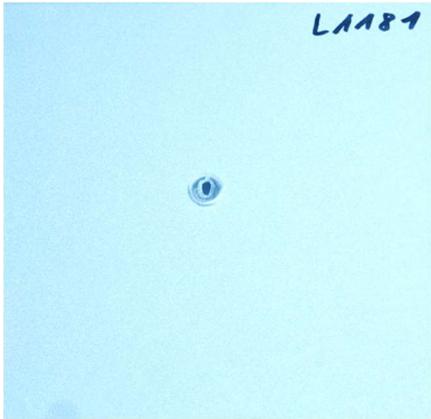
	4 mm Strahldurchmesser	2 mm Strahldurchmesser
Aluminium		
Eisen		

Tabelle 3: Versuchsmatrix.

Versuchskonfiguration			High-Speed Kamera				Spektroskopie			Interferometrie		
Nr.	Leistung	Strahl durchmesser	Material	Perf. Zeit	Frame-rate	Expos. Time	Zentr. Wellenlänge	Gitter	Frame-rate	Expos. Time	Frame-rate	Expos. Time
	kW	mm		s	kf/s	µs	nm	g/mm	f/s	ms	f/s	µs
<b>1178</b>	8	4	Alu	5,802	1	4	487,5	1200	50	6	500	10
<b>1179</b>	8	4	Alu	5,830	10	4	395	1200	100	6	500	10
<b>1180</b>	8	2	Alu	0,42	10	4	487,5	1200	100	2	500	10
<b>1181</b>	8	2	Alu	0,42	10	4	395	1200	100	2	500	10
<b>1182</b>	8	4	Eisen	1,23	10	4	538,5	1200	100	5	500	10
<b>1183</b>	8	4	Eisen	1,25	10	4	527,5	2400	100	3	500	10
<b>1184</b>	8	2	Eisen	0,016	10	4	538,3	1200	100	3	500	10
<b>1185</b>	8	2	Eisen	0,014	10	4	527,5	2400	100	1	500	10



## 4 Ergebnisse der Plasmadiagnostik

In diesem Kapitel werden die Resultate der repräsentativen Testreihe zur Charakterisierung des lasergenierten Plasmas vorgestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die folgenden Abschnitte nach den ermittelten Plasmakenngrößen gegliedert. Zuerst werden die Messungen der Plasmadynamik mittels Hochgeschwindigkeitskamera vorgestellt. Im Anschluss werden die Ergebnisse zur Messung von Elektronendichte und Temperatur anhand der orts aufgelösten Emissionsspektren für Eisen und Aluminium erläutert. Zuletzt folgen die Resultate für die Bestimmung der in Abschnitt 2.5 eingeführten äquivalenten Elektronendichte anhand der interferometrischen Messungen. Am Ende dieses Kapitels erfolgt eine Zusammenfassung und Einordnung der Ergebnisse.

### 4.1 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Der phänomenologische Ablauf während der Bestrahlung ist für alle Konfigurationen ähnlich. In Abbildung 39 sind exemplarisch drei Momentaufnahmen einer Aluminiumprobe zu sehen, die mit einem Strahldurchmesser von 2 mm bestrahlt wurde. Zu Beginn der Bestrahlung dauert es einige Millisekunden, bis die Oberfläche der Probe aufschmilzt. Im weiteren Verlauf der Bestrahlung verdampft das Material und es bildet sich aus der Schmelze eine Wolke vor der Probe, die deutlich sichtbar Strahlung emittiert. Nach etwa 10 ms beginnt die Wolke mit zunehmender Geschwindigkeit senkrecht zur Probenoberfläche zu expandieren. Es folgt eine Phase, in der die Wolke sich gleichförmig ausbreitet.

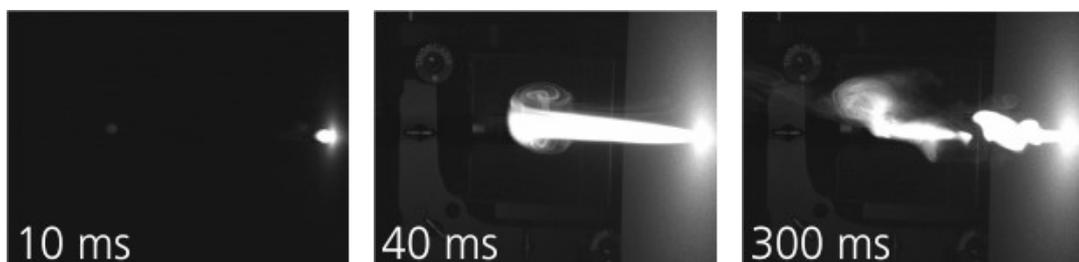
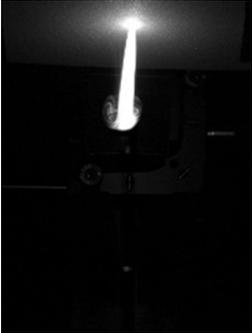
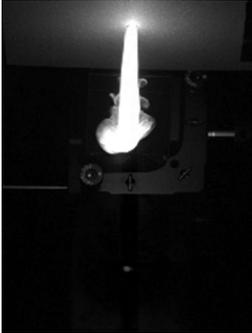


Abbildung 39: Phasen der Plasmaexpansion bei der Bestrahlung einer Aluminiumprobe mit einem Strahldurchmesser von 2 mm.

Tabelle 4: Einzelbilder der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen für alle Versuchskonfigurationen, zu verschiedenen Zeitpunkten nach Bestrahlungsbeginn.

Durchmesser	5 ms	40 ms	100 ms
Aluminium	4 mm		
	2 mm		
Eisen	4 mm		
	2 mm		

Nach 50 ms hat die Wolke ihre maximale Ausdehnung erreicht, die Dynamik in der Wolke wird zunehmend turbulent und es lösen sich auch Teile der Wolke ab. Bis zum Ende der Bestrahlung verbleibt die Wolke in diesem turbulenten Zustand. Für die weitere Auswertung wird der gesamte Bestrahlungsvorgang deshalb in die drei folgenden Phasen eingeteilt:

- 1) Aufschmelzen und Plasmabildung
- 2) Gleichmäßige Plasmaexpansion
- 3) Erreichen des turbulenten Zustands

Exemplarische Einzelaufnahmen aller Versuchskonfigurationen sind in Tabelle 4 dargestellt. Mit allen Hochgeschwindigkeitsvideos wurde die in Abschnitt 3.3.1 beschriebene Auswertung durchgeführt, um die Ausdehnung der Plasmawolke zeitaufgelöst quantitativ zu bestimmen. Die Ergebnisse der Auswertung sind in Abbildung 40 dargestellt. Es wird deutlich, dass die Geschwindigkeit der Expansion vom Probenmaterial und dem Laserstrahldurchmesser abhängt. Bei den betrachteten Versuchen laufen die Prozesse bei den Eisenproben deutlich schneller ab als im Fall der Aluminiumproben. Für kleinere Strahldurchmesser ergibt sich eine schnellere Plasmabildung als für größere. In Tabelle 4 ist deutlich zu sehen, wie sich bei der Eisenprobe, die mit einem Strahldurchmesser von 2 mm bestrahlt wurde, bereits nach 5 ms eine Plasmawolke mit einer Länge von über 50 mm gebildet hat. Schon zu diesem frühen Zeitpunkt befindet sich die Plasmawolke in einem turbulenten Zustand.

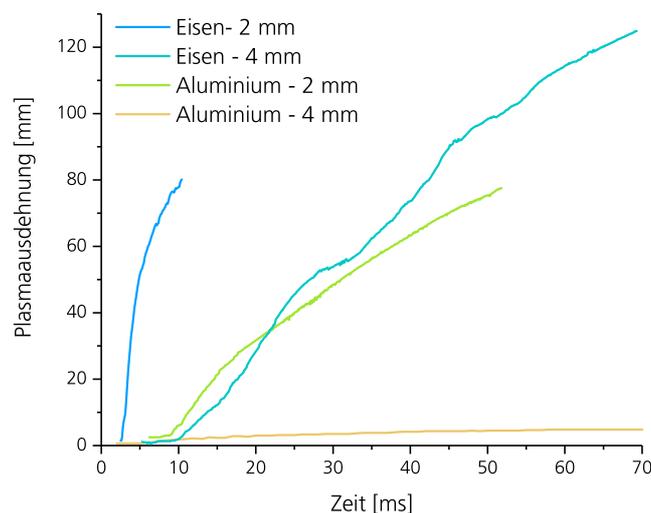


Abbildung 40: Ergebnis der zeitaufgelösten Bestimmung der Plasmaausdehnung für Aluminium- und Eisenproben bei einem Strahldurchmesser von 2 mm und 4 mm.

Im Vergleich dazu hat sich bei der Bestrahlung mit dem doppelten Durchmesser nach 5 ms erst ein sehr kleines Plasma gebildet, das sich noch nicht in der Phase der gleichmäßigen Expansion befindet. Diese Ausdehnung setzt erst etwa 10 ms nach Bestrahlungsbeginn ein und dauert dann etwa 60 ms an, bis das Plasma in die turbulente Phase eintritt. Dabei erreicht es eine maximale Ausdehnung von knapp 130 mm.

Ein sehr ähnliches Verhalten kann bei der Aluminiumprobe beobachtet werden, die mit dem kleineren Strahlradius von 2 mm bestrahlt wurde. Obwohl der Durchmesser halbiert und damit die Intensität vervierfacht wurde, dauert es im Fall von Aluminium ebenfalls etwa 5 ms, bis sich ein Plasma gebildet hat. Die Plasmawolke dehnt sich im Anschluss knapp 50 ms lang gleichmäßig aus, bis sie in die turbulente Phase übergeht. Verdoppelt sich der Strahldurchmesser auf 4 mm, reicht die Laserintensität kaum mehr aus, um ein Plasma zu erzeugen. Es dauert 40 ms, bis sich eine Wolke mit einer Ausdehnung von nur 2 mm gebildet hat. Die Ausdehnung der Wolke nimmt nur langsam zu und erreicht erst nach über zwei Sekunden ihre maximale Ausdehnung von 7 mm.

Es wird deutlich, wie sehr Plasmabildung und Ausdehnung von Probenmaterial und Strahldurchmesser abhängen. Die Ursache für den Unterschied zwischen Eisen und Aluminium liegt in den unterschiedlichen thermischen Kenngrößen der beiden Metalle (siehe Tabelle 5).

Während die Siedetemperatur für beide Materialien in einem ähnlichen Temperaturbereich liegt, ist die Wärmeleitfähigkeit von Aluminium mit 207 W/m K knapp viermal so groß wie die von Eisen. Das führt dazu, dass die vom Aluminium absorbierte Laserleistung schneller im Probenmaterial verteilt wird und somit nicht für die Plasmabildung zur Verfügung steht. Weiterhin ist auch die Verdampfungswärme von Aluminium mit 11723 kJ/kg fast doppelt so hoch wie die von Eisen. Es muss also doppelt so viel Energie aufgewendet werden, um dieselbe Menge an Material zu verdampfen. Dadurch wird insgesamt also wesentlich mehr Zeit benötigt, um das expandierende Plasma zu generieren. Eine detaillierte Betrachtung der Energiebilanz dieser Vorgänge erfolgt in Abschnitt 6.4.1.

Tabelle 5: Thermische Kenngrößen der verwendeten Metallproben.

	<b>Eisen</b>	<b>Aluminium</b>
<b>Schmelztemperatur [K]</b>	1803 [95]	931,15 [95]
<b>Schmelzwärme [kJ/kg]</b>	272,14 [95]	355,88 [95]
<b>Siedetemperatur [K]</b>	2773,15 [95]	2543,15 [95]
<b>Verdampfungswärme [kJ/kg]</b>	6363,94 [95]	11723,04 [95]
<b>Ionisierungsenergie [eV]</b>	7,90 [96]	5,99 [96]
<b>Atomare Masse [u]</b>	55,84 [97]	26,98 [97]
<b>Spezifische Wärmekapazität [kJ/kg K] bei 500 °C</b>	0,678 [95]	1,089 [95]
<b>Wärmeleitfähigkeit [W/m K] bei 100 °C</b>	56,99 [95]	207,01 [95]

Aus der Auswertung der Einzelbilder ist die Abmessung der Plasmawolke während des gesamten Bestrahlungsvorgangs bekannt. Daraus lässt sich auch die Expansionsgeschwindigkeit der Plasmafront bestimmen. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in Abbildung 41 dargestellt. Bei allen Experimenten erhöht sich die Expansionsgeschwindigkeit, nachdem das Plasma gebildet ist deutlich, bis sie einen relativ konstanten Wert annimmt. Eine Ausnahme bildet die Eisenprobe, die mit einem Strahldurchmesser von 2 mm bestrahlt wurde. Hier beginnt die Expansion der Plasmawolke nahezu instantan mit einer Geschwindigkeit von knapp 25 m/s. Nach 5 ms geht das Plasma bereits in der turbulenten Phase über und die Expansionsgeschwindigkeit nimmt rapide ab.

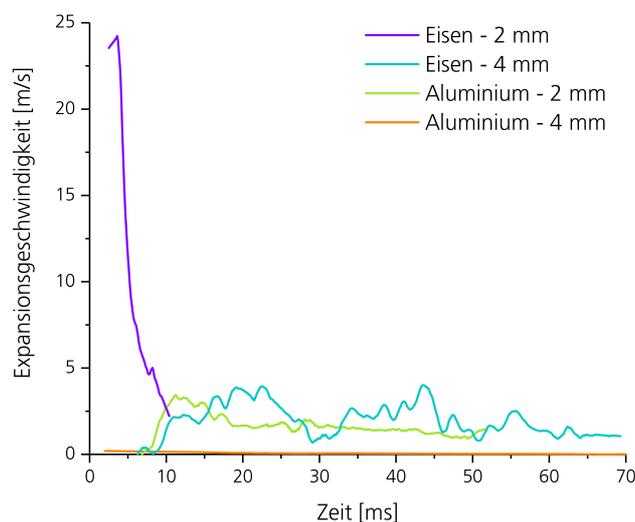


Abbildung 41: Abgeleitete Expansionsgeschwindigkeit der Plasmawolke für Aluminium- und Eisenproben bei einem Strahldurchmesser von 2 mm und 4 mm.

## 4.2 Emissionsspektroskopie

In diesem Abschnitt werden die Methoden der Auswertung und die Ergebnisse der spektroskopischen Messungen vorgestellt. Die Emissionsspektroskopie ermöglicht es, die beiden essentiellen Plasmaparameter Elektronentemperatur und Elektronendichte zu bestimmen. In Abhängigkeit des Probenmaterials und des betrachteten Wellenlängenbereichs bieten sich bei der Emissionsspektroskopie verschiedene Verfahren an, um die gesuchten Plasmaparameter zu bestimmen. Die theoretischen Grundlagen zur Strahlungsemission in Plasmen wurden bereits in Kapitel 2 dargestellt.

Im Folgenden werden in Abhängigkeit des Probenmaterials und des betrachteten Wellenlängenbereichs die jeweils verwendete Methode und die daraus ermittelten Ergebnisse vorgestellt. Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, haben die Laserparameter und das Probenmaterial großen Einfluss auf die Bildung und Expansion der Plasmawolke. In diesem Kapitel wird exemplarisch jeweils die Auswertung des Spektrums zu einem Zeitpunkt vorgestellt. Es wurde jeweils der Zeitpunkt ausgewählt, an dem sich die Plasmawolke am Ende der Phase der gleichmäßigen Expansion befand und beinahe die maximale Ausdehnung erreicht hatte. Die Zeitpunkte der Auswertung nach Bestrahlungsbeginn sind in der folgenden Tabelle aufgeführt.

Tabelle 6: Zeitpunkt der spektroskopischen Auswertung nach Bestrahlungsbeginn für die vier verschiedenen Versuchskonfigurationen.

	<b>Zeitpunkt der Auswertung</b>	
	Aluminium	Eisen
<b>Strahldurchmesser 2 mm</b>	40 ms	10 ms
<b>Strahldurchmesser 4 mm</b>	100 ms	40 ms

### 4.2.1 Aluminiumproben

Für Aluminium als Probenmaterial bieten sich verschiedene Wellenlängenbereiche für die Bestimmung von Plasmaparametern an. Aus der Literatur ist eine charakteristische Doppellinie im Bereich um 395 nm bekannt. Sie wurde bereits in Voruntersuchungen beobachtet und eignet sich sehr gut für die Plasmaanalyse. Zudem entsteht bei der Wechselwirkung von Laser

und Aluminium neben dem reinen verdampften Material auch Aluminiummonoxid. Dieses zweiatomige Molekül emittiert charakteristische Molekülemissionsbanden im sichtbaren Spektralbereich. Im entsprechenden Abschnitt wird erläutert, wie aus den Molekülspektren eine Elektronentemperatur bestimmt werden konnte.

#### 4.2.1.1 Atomare Emissionsspektroskopie am Aluminiumdoublet

Beim Übergang aus dem angeregten Zustand  $3s^24s(^2S_{1/2})$  in die aufgespaltenen Grundzustände  $3s^23p(^2P_{3/2})$  und  $3s^23p(^2P_{1/2})$  werden zwei Emissionslinien bei 394,4 nm und 396,1 nm emittiert. Das Beugungsgitter mit 1200 g/mm ermöglicht eine detaillierte Auflösung der Emissionslinien. Auch der aufgezeichnete Wellenlängenbereich ist mit diesem Gitter groß genug, um beide Spektrallinien gleichzeitig zu erfassen.

##### *Experiment mit Strahldurchmesser 2 mm*

Eine Momentaufnahme 40 ms nach Bestrahlungsbeginn ist in Abbildung 42 dargestellt. Darunter sieht man die Emissionsspektren für drei verschiedene Abstände zur Probe. Dabei wurde das jeweilige Spektrum über eine räumliche Ausdehnung von 10 mm gemittelt.

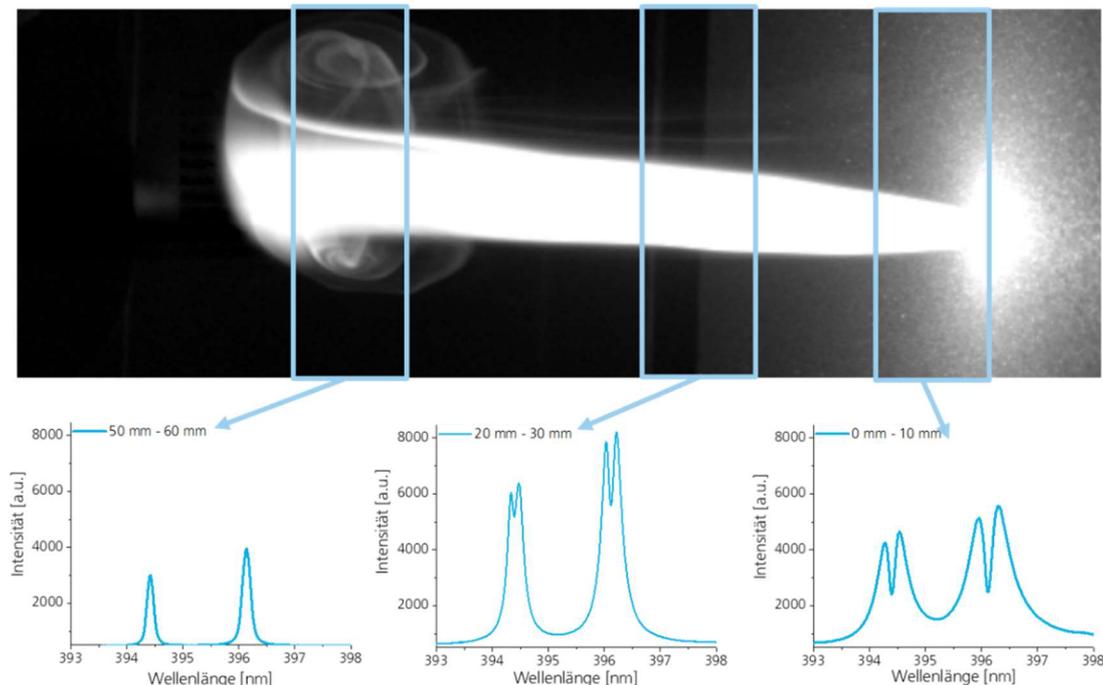


Abbildung 42: Momentaufnahme der Hochgeschwindigkeitskamera 41 ms nach Bestrahlungsbeginn und die Emissionsspektren für verschiedene Abstände zur Probe.

Diese Darstellung illustriert deutlich, weshalb die Spektren orts aufgelöst aufgezeichnet wurden. Für den Bereich nahe an der Probe zwischen 0 mm und 10 mm sind im Spektrum die beiden Emissionslinien des Aluminiumdoublets zu sehen. Im Zentrum der Emissionslinien ist zusätzlich deutliche Selbstabsorption zu beobachten. Diese Selbstabsorption wird durch einen Temperatur- und Elektronendichtegradient in radialer Richtung verursacht. Im Zentrum ist das Plasma deutlicher heißer und dichter als in den äußeren Schichten. Aufgrund des Stark-Effekts weisen die Emissionslinien in diesem Bereich eine höhere Linienbreite auf. Das emittierte Licht wird von den deutlich kühleren Atomen in den äußeren Randschichten des Plasmas dann teilweise wieder absorbiert [98].

Für eine eindeutige Bestimmung von Plasmaparametern müssen daher Strahlungstransportprozesse im Plasma mitberücksichtigt werden. Auf diese Weise können auch Informationen über die räumliche Verteilung der Plasmaparameter in radialer Richtung gewonnen werden. Die entsprechende Modellierung wird in Kapitel 5 durchgeführt.

Betrachtet man den spektralen Verlauf für einen größeren Abstand von 20 mm – 30 mm zur Probe, fällt der Effekt der Selbstabsorption deutlich geringer aus. Dies lässt darauf schließen, dass der Gradient in Dichte und Temperatur im Laufe der Expansion abnimmt. Diese Vermutung wird bei der Betrachtung des Emissionsspektrums für große Abstände zur Probe (50 mm – 60 mm) bestätigt. Für diese großen Abstände sind keine Selbstabsorptionseffekte mehr im Spektrum zu sehen und es wird insgesamt deutlich weniger Licht emittiert.

Da für die Spektren im Bereich 30 mm – 60 mm keine Selbstabsorption zu beobachten ist, kann die Elektronendichte im Plasma anhand der Linienbreite über den in Abschnitt 2.4.2 vorgestellten Starkeffekt bestimmt werden.

Der Starkeffekt führt zu einer Linienverbreiterung, die in erster Näherung linear mit der Elektronendichte anwächst. Der spektrale Verlauf wird durch eine Lorentz-Verteilung  $L$  mit der Linienbreite  $w_L$  beschrieben. Im gemessenen Spektrum wird jede Emissionslinie aufgrund der endlichen Auflösung des Spektrographen zusätzlich verbreitert. Die Verbreiterung durch den Spektrographen wird durch eine gaußverteilte Instrumentenfunktion  $G$  mit der Breite  $w_G$  beschrieben. Das im Experiment gemessene Linienprofil ergibt sich dann durch Faltung von Gauß- und Lorentz-Verteilung als Voigtprofil  $V(\lambda)$

$$V(\lambda) = (G * L)(\lambda) \quad (75)$$

$$V(\lambda) = y_0 + A \cdot \frac{2 \ln 2 w_L}{\pi^{\frac{3}{2}} w_G^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\sqrt{\ln 2} \frac{w_L}{w_G}\right)^2 + \left(\sqrt{4 \ln 2} \frac{\lambda - \lambda_0}{w_g} - t\right)^2} dt, \quad (76)$$

mit dem Untergrund  $y_0$  und einem Skalierungsfaktor  $A$ . Die Breite der Gaußfunktion ist aus Messungen mit dem Linienstrahler bekannt und beträgt  $w_G = 0,035 \text{ nm}$  (siehe Abschnitt 3.3.2). Über eine Anpassung des Voigtprofils an die einzelnen Emissionslinien (siehe Abbildung 43) kann somit die Verbreiterung der Linie aufgrund des Stark-Effekts extrahiert werden. Aus dieser Breite kann im Anschluss über Formel (48) die mittlere Elektronendichte im Plasma bestimmt werden. Die Anpassung wurde für beide Emissionslinien getrennt durchgeführt und aus dem Mittelwert der beiden Linienbreiten wurden die Elektronendichten in Abbildung 44 berechnet. Da beide Linien aus einem Doublet stammen, ist der Stark-Parameter für beide Linien identisch.

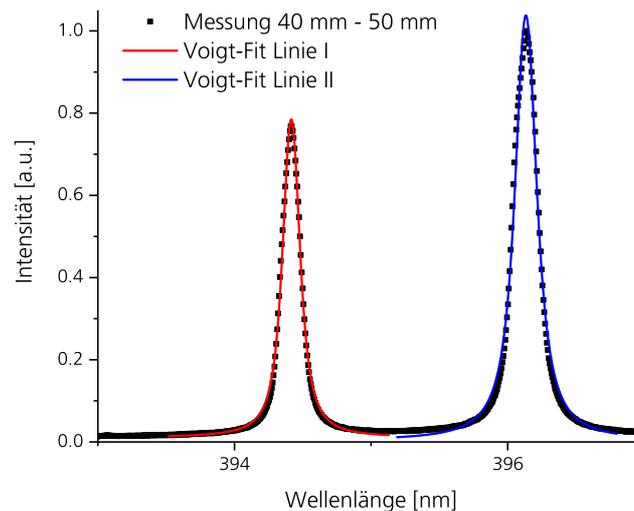


Abbildung 43: Spektrum einer Aluminiumdoppellinie und der Fit einer Voigt-Funktion an die beiden Linien des Aluminiumdoublets zur Bestimmung der Elektronendichte.

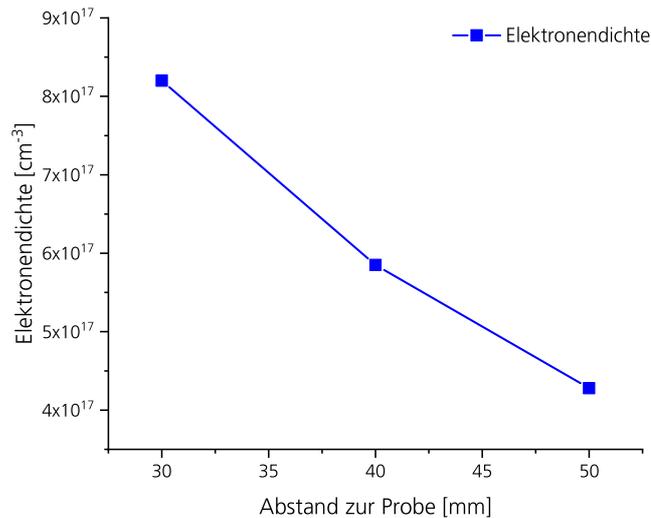


Abbildung 44: Ergebnis für die Bestimmung der Elektronendichte aus den Linienbreiten über den Stark-Effekt für große Abstände zur Probe.

#### *Experiment mit Strahldurchmesser 4 mm*

Bei dem Experiment mit größerem Strahldurchmesser wird nur eine kleine Plasmawolke generiert. Sie erreicht 100 ms nach Bestrahlungsbeginn eine Ausdehnung von 5,2 mm. Eine Momentaufnahme der Hochgeschwindigkeitskamera zu diesem Zeitpunkt ist in Abbildung 45 dargestellt. Für die Auswertung konnte nur ein Spektrum verwendet werden, das über die gesamte Plasmaausdehnung gemittelt wurde. Der Voigt-Fit wurde auch hier an beiden Emissionslinien durchgeführt und daraus eine Elektronendichte von  $4,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  bestimmt. Allerdings ist in der Abbildung auch zu sehen, dass die gemessenen Emissionslinien gegenüber der Fitfunktion an der Spitze leicht abgeflacht sind. Dieses Phänomen deutet auf einen Temperatur- und Dichtegradienten in der Plasmawolke hin, wie er bereits im vorigen Abschnitt beschrieben wurde. Diese Art der Verformung an der Linienspitze konnte auch in den numerischen Simulation in Kapitel 5 nachgebildet werden. Das Ergebnis wird deshalb nur für eine Abschätzung der Elektronendichte verwendet.

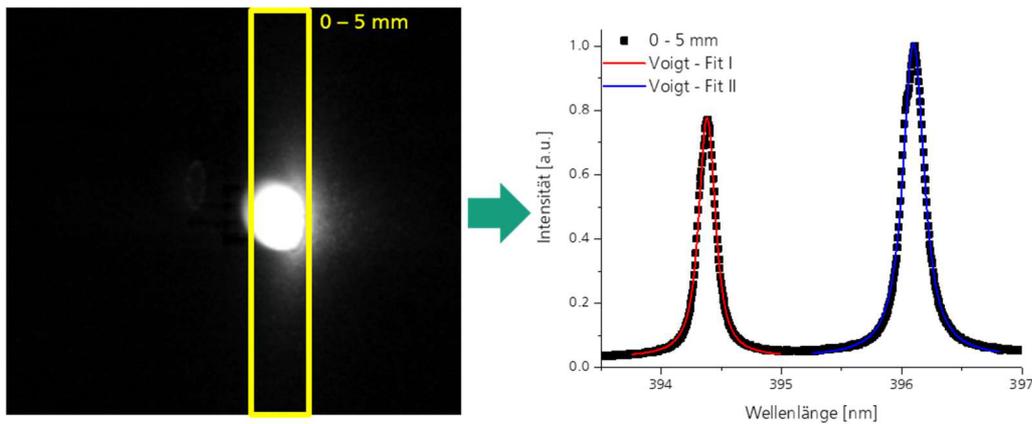


Abbildung 45: Momentaufnahme des Plasmas 100 ms nach Bestrahlungsbeginn, bei einem Strahldurchmesser von 4 mm und das entsprechende Emissionsspektrum mit Voigt-Fit der beiden Emissionslinien.

#### 4.2.1.2 Molekülspektroskopie

Für die Bestimmung der Elektronentemperatur im Plasma wurde das Emissionsspektrum von Aluminiummonoxid-Molekülbanden verwendet. In Voruntersuchungen wurde im sichtbaren Wellenlängenbereich ein Übersichtsspektrum aufgezeichnet. Wie in Abbildung 46 (a) zu sehen, wurde dabei das Rotationsschwingungsspektrum des  $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ -Übergangs von Aluminiummonoxid aufgezeichnet. Es ist deutlich zu sehen, wie das Spektrum in die Banden der unterschiedlichen Schwingungszustände  $\nu = 0, \pm 1, \pm 2$  aufspaltet. Für die ortsaufgelöste Bestimmung der Elektronentemperatur wurde eine hochaufgelöste Detailaufnahme des Bereichs um 485 nm aufgezeichnet (siehe Abbildung 46 (b)). In dieser hochaufgelösten Darstellung werden weitere Strukturen im Spektrum sichtbar, die den unterschiedlichen Rotationsniveaus des Moleküls zuzuordnen sind.

Für die Auswertung wurden die Spektren wieder Schrittweise über einen Abstand von 10 mm, von der Probe ausgehend, gemittelt. Für die ortsaufgelöste Temperaturbestimmung wurde ein Simulationstool von Parigger et al. verwendet [35]. Dieses *Boltzmann Equilibrium Spectrum Programm* (ESP) erlaubt es, das Emissionsspektrum zweiatomiger Moleküle im thermischen Gleichgewicht zu generieren.

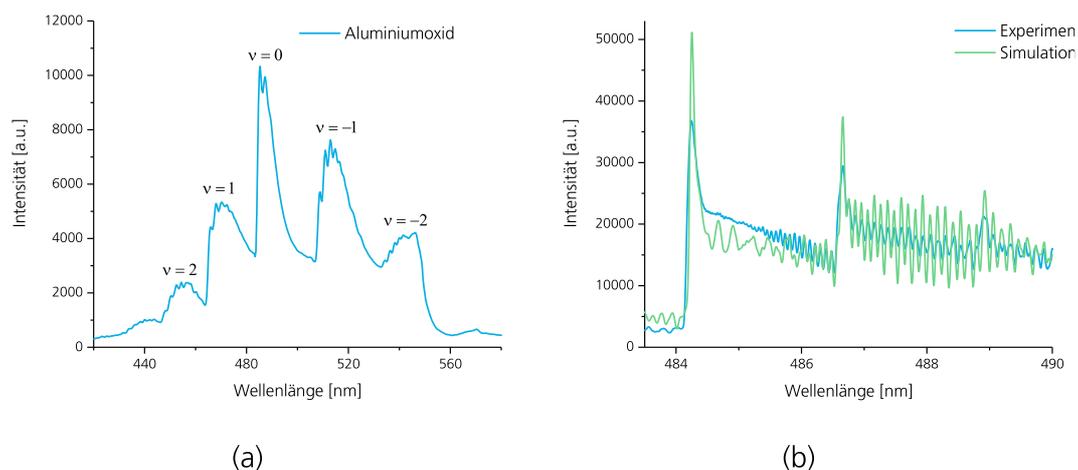


Abbildung 46: Übersichtsemissionsspektrum einer Aluminiumprobe mit gut sichtbarer Schwingungsbänderstruktur (a) und der Vergleich eines hochaufgelösten Detailspektrums mit einem simulierten Spektrum (b).

Dazu werden die Linienstärken der spezifischen Übergänge in der Bänderstruktur verwendet, die in einer entsprechenden Datenbank tabelliert sind [99]. Im nächsten Schritt passt das »Nelder Mead Temperature«-Programm (NMT) das simulierte Spektrum an experimentell gemessene Spektren an [100, 101]. Dazu wird die Temperatur im ESP variiert und über die Summe der kleinsten Quadrate an die gemessenen Spektren angepasst. Durch diesen Fit kann somit die Temperatur des Plasmas bestimmt werden.

In Abbildung 46 (b) ist das Ergebnis einer solchen Anpassung zu sehen. Es handelt sich hierbei um das hochaufgelöste Spektrum, das bei der Bestrahlung einer Aluminiumprobe mit einem Strahldurchmesser von 2 mm aufgezeichnet wurde. Es wurde 41 ms nach Bestrahlungsbeginn aufgezeichnet und über den Bereich von 0 mm – 10 mm zur Probenoberfläche gemittelt. Man sieht deutlich, dass es sehr gut gelingt, den charakteristischen Verlauf der Bänderstruktur abzubilden. Die endliche Auflösung des Spektrographen wird vom Nutzer vorgegeben und bei der Simulation berücksichtigt.

Um zu verdeutlichen, wie sich eine Änderung der Temperatur im spektralen Verlauf auswirkt, wurden simulierte Spektren für verschiedene Temperaturen erstellt. In Abbildung 47 ist dargestellt, wie sich die Struktur der Emissionsbanden verändert, wenn die Temperatur variiert wird. Es wurden

drei Spektren im erwarteten Temperaturbereich bei 3000 K, 5000 K und 7000 K simuliert. Im Spektrum sind zwei prominente Peaks zu sehen, die in der Abbildung 47 mit 1 und 2 gekennzeichnet sind. Die Spektren wurden jeweils auf das Maximum von Peak 1 normiert. Die beiden Emissionslinien entstehen beim Übergang zwischen unterschiedlichen Rotationszuständen desselben Schwingungsgrundzustands. Beide Linien gehören zum P-Ast, neben der Vibrationsquantenzahl ( $\Delta v = -1$ ) nimmt also auch die Quantenzahl des Gesamtdrehimpuls ab ( $\Delta J = -1$ ). In diesem Fall gilt für Peak 1  $J = 148,5 \rightarrow 147,5$  und für Peak 2  $J = 151,1 \rightarrow 150,5$ . Am Verhältnis der relativen Intensität der beiden Peaks wird deutlich, wie sich eine Änderung der Temperatur auf die relativen Linienintensitäten auswirkt.

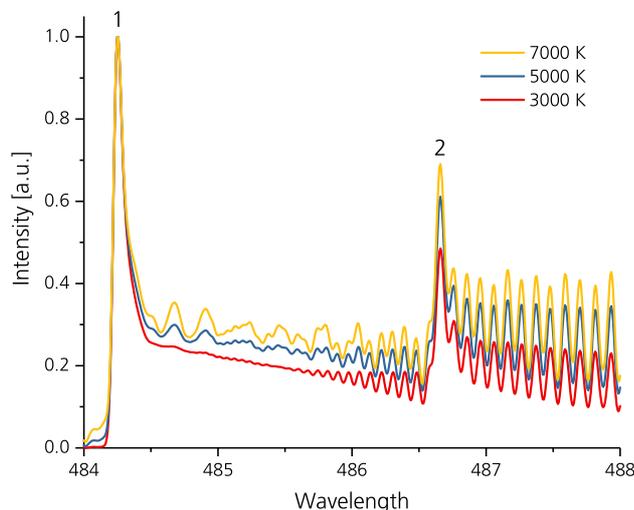


Abbildung 47: Simulationen von Molekülemissionsspektren bei verschiedenen Temperaturen.

Dieser Effekt kann auch in den gemessenen Spektren beobachtet werden. Um die Temperatur ortsaufgelöst als Funktion des Abstandes von der Oberfläche der Probe zu ermitteln, wurden die Spektren über einen Bereich von jeweils 10 mm entlang der optischen Achse des Lasers gemittelt. Die räumliche Ausdehnung der Plasmawolke betrug ca. 60 mm. Somit wurden insgesamt sechs Spektren ausgewertet. In Abbildung 48 sind drei Spektren dargestellt, die ebenfalls auf das Maximum von Peak 1 normiert wurden. Es ist deutlich zu sehen, wie sich die relativen Linienintensitäten und damit die Elektronentemperaturen für steigende Abstände zur Probe ändern.

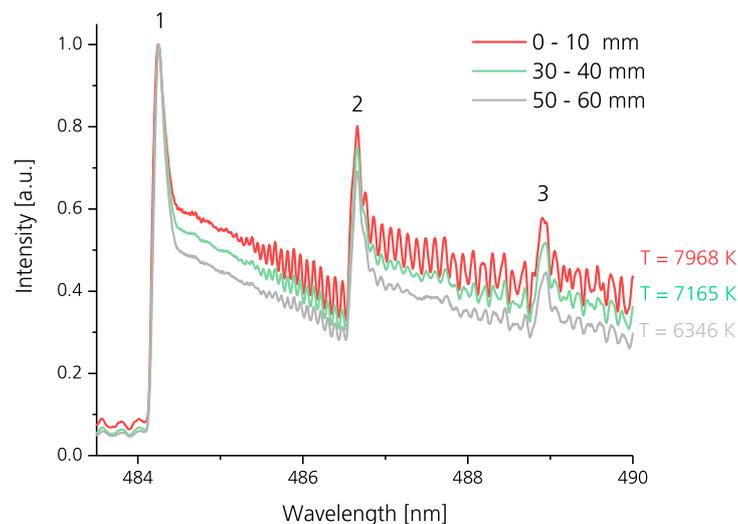


Abbildung 48: Veränderung des spektralen Verlaufs für verschiedene Abstände zur Probe und die daraus ermittelte Elektronentemperatur. Die Spektren stammen von einem Versuch mit einer Probe, die mit einem Strahldurchmesser von 2 mm bestrahlt wurde.

Die Ergebnisse aller Auswertungen mit dem oben beschriebenen Programm NMT sind in Abbildung 49 (a) dargestellt. Für einen Strahldurchmesser von 2 mm konnte eine Temperatur von 7968 K an der Probenoberfläche ermittelt werden. Für steigende Abstände steigt die Temperatur kurz leicht an, fällt dann bis zum Ende des aufgezeichneten Bereichs bei 60 mm auf 6346 K ab. Dies stützt die Vermutung, dass der heißeste und dichteste Bereich der Plasmawolke an der Probenoberfläche liegt. Hier wird das Material aufgrund der Wechselwirkung mit der Laserstrahlung verdampft und kühlt dann bei der Expansion mit zunehmendem Abstand von der Probe allmählich ab.

Für die Konfiguration mit einem Strahldurchmesser von 4 mm wird nur eine kleine Plasmawolke erzeugt. Für die Auswertung wurden die Spektren über einen Bereich von 5 mm gemittelt. Für das erste Spektrum im Bereich 0 mm – 5 mm ergibt die Auswertung eine Elektronentemperatur von 6898 K und liegt damit unterhalb der Temperatur, die bei diesem Abstand zur Probe mit geringerem Strahldurchmesser bestimmt wurde. Die Intensität des gemessenen Spektrums im Bereich 5 mm – 10 mm ist sehr gering und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis deutlich schlechter als nahe an der Probe. Die Auswertung wurde dennoch durchgeführt und ergab einen Wert von 2777 K. Die Aussagekraft dieses Ergebnisses dürfte aufgrund des

schwachen Messsignals jedoch eher gering ausfallen. Die Ergebnisse für den Versuch mit 4 mm Strahldurchmesser sind in Abbildung 49 (b) dargestellt.

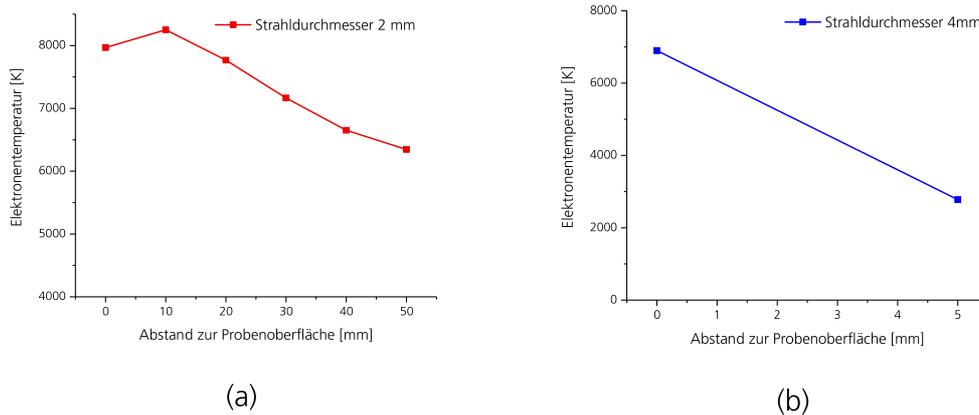


Abbildung 49: Ermittelte Elektronentemperaturverläufe in Abhängigkeit des Abstands zur Probenoberfläche für einen Laserstrahldurchmesser von 2 mm (a) und 4 mm (b).

## 4.2.2 Eisenproben

Das Emissionsspektrum der Eisenproben besteht aus einer großen Anzahl an Emissionslinien im sichtbaren Spektralbereich. Aus Voruntersuchungen ist bekannt, dass insbesondere im Wellenlängenbereich von 500 nm bis 550 nm sehr viele schmalbandige Emissionslinien im Spektrum zu sehen sind. Für die Experimente wurde deshalb ein hochauflösendes Gitter mit einer Gitterkonstante von 1200 g/mm bei einer zentralen Wellenlänge von 527,5 nm verwendet. Ein Spektrum, das bei einem Versuch mit 4 mm Strahldurchmesser 40 ms nach Bestrahlungsbeginn aufgezeichnet wurde, ist in Abbildung 50 dargestellt. Bereits in diesem schmalen Frequenzbereich können insgesamt über 20 Emissionslinien beobachtet werden.

Für die Bestimmung der Elektronentemperatur wurde ein Boltzmann-Plot durchgeführt. Der physikalische Hintergrund ist hierbei, dass die Besetzung angeregter Zustände der Boltzmann-Verteilung folgt und somit temperaturabhängig ist (siehe Abschnitt 2.4.2). Beim entgegengesetzten Prozess, dem Übergang vom angeregten in einen tieferliegenden Zustand, wird ein Photon emittiert. Die Frequenz des dabei abgestrahlten Lichts entspricht dem energetischen Abstand der beiden Zustände.

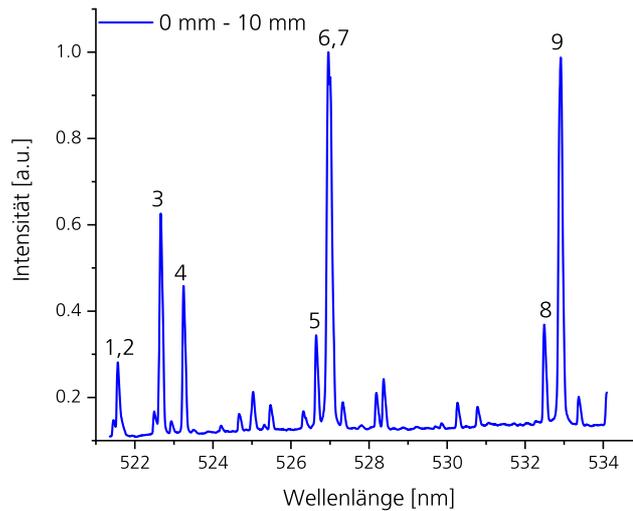


Abbildung 50: Exemplarisches Spektrum, das in einem Abstand von 10 mm zur Probenoberfläche einer Eisenprobe aufgezeichnet wurde.

Die Intensität einer Spektrallinie hängt mit der Besetzungsdichte im angeregten Zustand zusammen. Nimmt nun diese Besetzungsdichte für höher angeregte Zustände zu, so steigt auch die Intensität der entsprechenden Spektrallinie. Wobei für die Intensität  $I_{mn}$  einer Spektrallinie gemäß der Boltzmann-Verteilung gilt [20]

$$I_{mn}(T) = \frac{hc g_m A_{mn} N}{\lambda_{mn} U(T)} e^{-E_m/kT}, \quad (77)$$

mit dem statistischen Gewicht  $g_m$  des angeregten Zustands  $m$ , der in den Grundzustand  $n$  übergeht. Beim Übergang aus diesem angeregten Zustand mit der Energie  $E_m$  wird Licht mit der Wellenlänge  $\lambda_{mn}$  emittiert. Die Gesamtheit aller Teilchen ist  $N$ , die Zustandssumme  $U(T)$  ist abhängig von der Elektronentemperatur  $T$ , und  $A_{mn}$  entspricht der Übergangswahrscheinlichkeit. Die Formel kann auf folgende Form gebracht werden:

$$\ln\left(\frac{I_{mn}\lambda_{mn}}{A_{mn}g_m}\right) = -\frac{E_m}{kT} + \ln\left(\frac{Nhc}{U(T)}\right). \quad (78)$$

Aus dieser Beziehung kann ein Boltzmann-Diagramm erstellt werden. Dazu wird der Term auf der linken Seite von Gleichung (78) für verschiedene Spektrallinien gegen die Energie des entsprechenden angeregten Zustands

aufgetragen. Aus der Steigung eines linearen Fits im Diagramm lässt sich die Elektronentemperatur des Plasmas bestimmen. In Abbildung 51 ist exemplarisch ein solcher Boltzmann-Plot dargestellt. Hierfür müssen zuerst die Spektrallinien aus Abbildung 50 identifiziert und eindeutig einem atomaren Übergang zugeordnet werden. Dafür wurden die Emissionsspektren mit der Atomic Spectra Database (ASD) des National Institute of Standards and Technology (NIST) abgeglichen [70]. Die entsprechenden Werte für die verwendeten Spektrallinien finden sich in Tabelle 7.

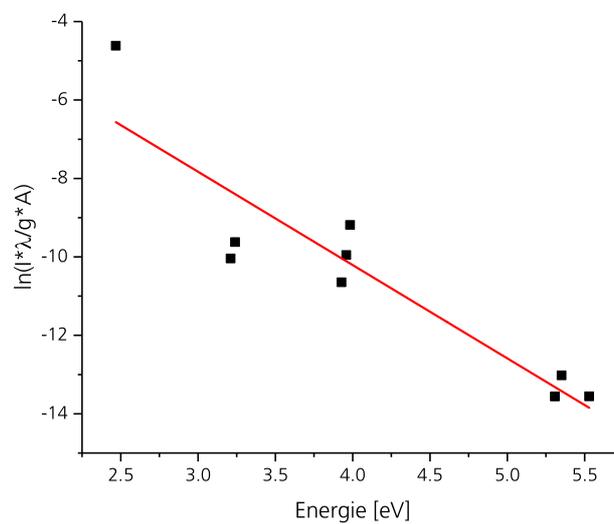


Abbildung 51: Linearer Boltzmann-Plot der relativen Linienintensitäten zur Ermittlung der Elektronentemperatur für die Eisenprobe, die mit 4 mm Strahldurchmesser bestrahlt wurde.

Für die Bestimmung der Elektronentemperatur wurden für beide Versuchskonfigurationen mit 2 mm und 4 mm Strahldurchmesser das gesamte Spektrum orts aufgelöst ausgewertet. Wie im vorigen Abschnitt wurden die Spektren über eine Länge von 10 mm gemittelt und so ein Bereich von insgesamt 60 mm ausgewertet.

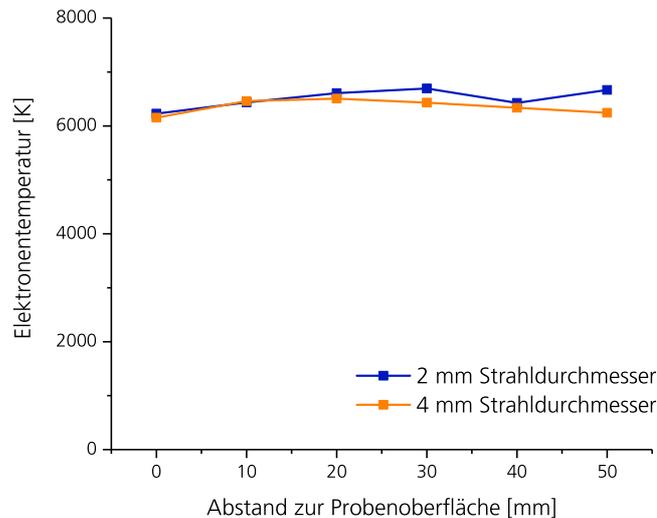


Abbildung 52: Elektronentemperatur in Abhängigkeit des Abstandes zur Probenoberfläche für verschiedene Laserstrahldurchmesser.

Die relativen Intensitäten wurden für jeweils sechs Spektren bestimmt und der entsprechende Boltzmann-Plot erstellt. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abbildung 52 dargestellt.

Man sieht, dass für beide Strahldurchmesser eine Elektronentemperatur von etwa 6500 K ermittelt wurde. Ein Temperaturgradient entlang der Ausbreitungsrichtung, wie er bei den Experimenten mit Aluminiumproben gemessen wurde, kann nicht beobachtet werden. Allerdings ist die Ausdehnung der Plasmawolke im Fall der Eisenproben deutlich größer als der Bereich, der spektroskopisch ausgewertet werden konnte.

Eine Bestimmung der Elektronendichte über eine Messung der Linienbreite einzelner Spektrallinien ist für die Eisenproben nicht möglich. Wie man deutlich in Abbildung 50 sieht, sind die einzelnen Linien sehr schmalbandig. Die Linienverbreiterung aufgrund des Stark-Effekts liegt in derselben Größenordnung wie das Auflösungsvermögen des Spektrographen. Eine spektroskopische Bestimmung der Elektronendichte ist somit nicht möglich.

Tabelle 7: Parameter der Emissionslinien, die eindeutig identifiziert und für die Auswertung verwendet wurden [70].

<b>Energie [eV]</b>	<b>Wellenlänge [nm]</b>	<b>Intensität</b>	<b>Unteres Niveau</b>	<b>Oberes Niveau</b>
2,469	520,46	0,147	$3d^6 4s^2$	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$
3,984	521,63	0,281	$3d^7(^4F)4s$	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$
3,928	522,70	0,626	$3d^7(^4F)4s$	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$
5,308	523,29	0,458	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$	$3d^6(^5D)4s(^6D)5s$
5,352	526,65	0,344	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$	$3d^6(^5D)4s(^6D)5s$
3,211	526,95	1,000	$3d^7(^4F)4s$	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$
3,959	527,04	0,942	$3d^7(^4F)4s$	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$
5,530	532,42	0,369	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$	$3d^6(^5D)4s(^6D)5s$
3,240	532,80	0,989	$3d^7(^4F)4s$	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o)$

### 4.3 Interferometrie

Die interferometrischen Untersuchungen ermöglichen eine experimentelle Bestimmung des Brechungsindex in der lasergenerierten Plasmawolke. Somit beinhalten die Interferogramme Informationen über die räumliche Ausdehnung und die Expansion des Plasmas. Wie in Abschnitt 2.2.1 dargestellt, hängt der Brechungsindex unter anderem von der Elektronendichte im Plasma ab. Darüber hinaus hat auch die Anwesenheit von Ionen und neutralen Teilchen im Plasma einen Einfluss auf die optische Dichte der Plasmawolke. Eine detaillierte Analyse dieses Einflusses erfolgt in Kapitel 6. Für eine erste Abschätzung der Elektronendichte wird zunächst davon ausgegangen, dass der Einfluss von Neutralteilchen und Ionen auf die Phasenverschiebung vernachlässigbar ist. Wie in Abschnitt 2.5 eingeführt, wird deshalb die aus den interferometrischen Messungen ermittelte Elektronendichte als äquivalente Elektronendichte  $n_{e,\ddot{a}q}$  bezeichnet. Auf diese Weise soll deutlich gemacht werden, dass der Einfluss anderer Teilchen zunächst vernachlässigt wurde. In einem weiteren Schritt wird dann die interferometrisch ermittelte äquivalente Elektronendichte mit den spektroskopischen Messungen verglichen.

Im folgenden Abschnitt werden die aufgezeichneten Interferogramme und die daraus abgeleiteten Ergebnisse vorgestellt. Zuerst wird dargestellt, wie

sich die Plasmabildung und Expansion auf die aufgezeichneten Interferogramme auswirkt. Im Anschluss wird erläutert, wie aus den Interferogrammen die Phasenverschiebung ermittelt wurde, die durch das lasergenerierte Plasma verursacht wird. Aus diesen Phasenverschiebungsdiagrammen wird eine mittlere äquivalente Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten der Expansion bestimmt. Mit Hilfe einer Abel-Rekonstruktion kann im letzten Schritt auch die radiale Verteilung der Elektronendichte in der Plasmawolke ermittelt werden.

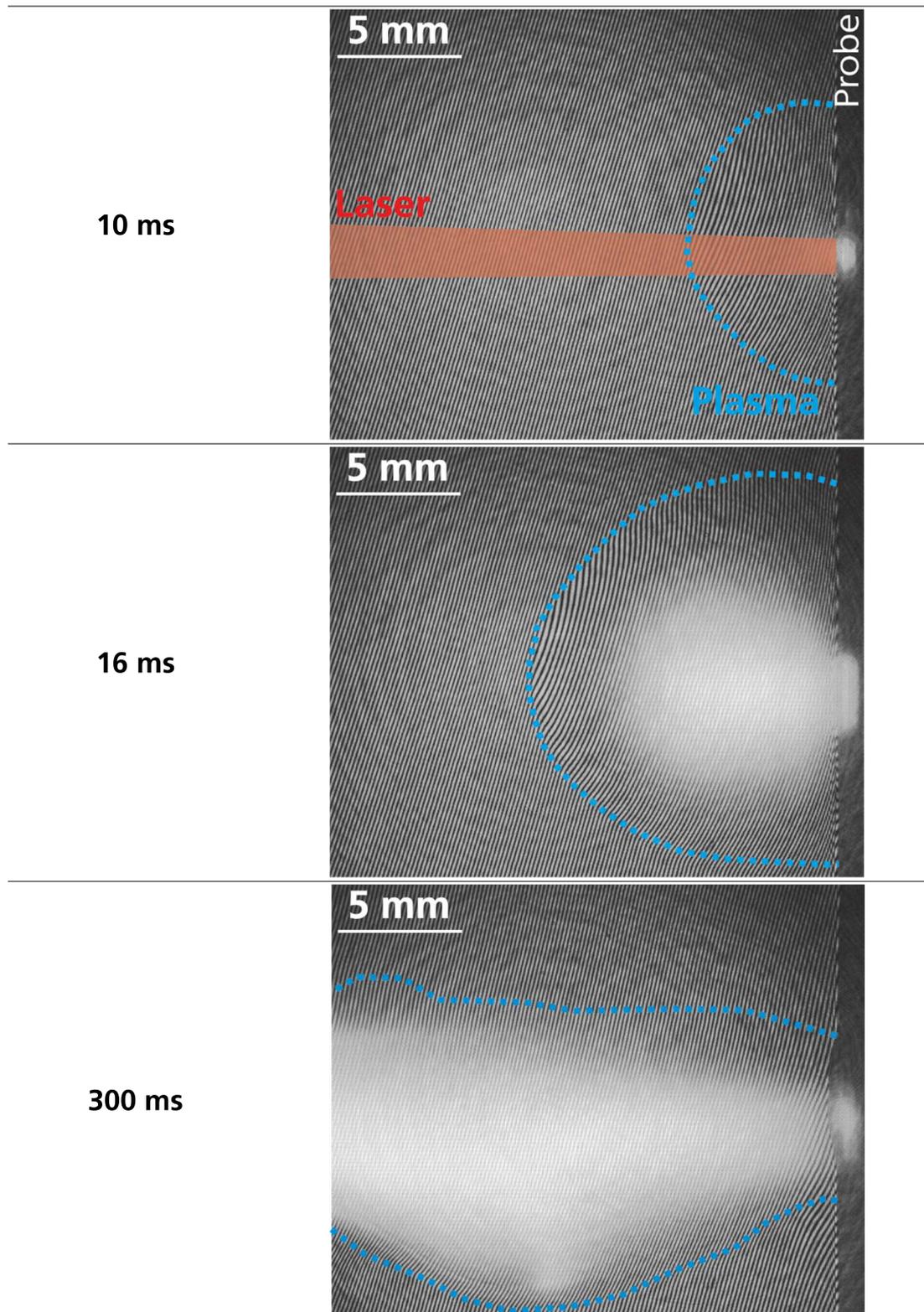
#### *Zeitliche Entwicklung der Interferogramme*

In diesem Abschnitt werden exemplarisch Einzelaufnahmen des Interferometers aufgeführt. Zur Veranschaulichung sind im ersten Interferogramm in Tabelle 8 die geometrische Anordnung des Wirklasers, der Probe, des Plasmas sowie ein Interferogramm dargestellt. Die Aufnahmen wurden mit einer Wiederholrate von 500 fps bei einer Auflösung von 1920 x 1080 Pixel aufgezeichnet. Der Laser trifft von links auf die Probe und erzeugt dabei ein Plasma, das sich entgegen der Richtung des Laserstrahls ausbreitet. Dieses Plasma verursacht eine Phasenverschiebung, die im Interferenzmuster als Krümmung der Interferenzlinien zu beobachten ist. Vor der Kamera wurde ein Filter eingesetzt, der lediglich einen schmalbandigen Bereich um die grüne Wellenlänge des Messlasers ( $\lambda_{ML} = 532 \text{ nm}$ ) transmittiert. So wird sowohl die Streustrahlung des Wirklasers als auch das vom Plasma im sichtbaren Bereich emittierte Licht stark abgeschwächt. Die Emission des Plasmas ist dennoch so intensiv, dass die Ausdehnung der Plasmawolke in den Aufnahmen gut zu erkennen ist.

Für eine deutlichere Darstellung wurde der Bereich, in dem das Plasma zu einer Verkrümmung der Linien führt, mit einer blau gestrichelten Linie markiert. Aufgezeichnet wurden die Interferogramme bei der Bestrahlung einer Eisenprobe mit einem Strahldurchmesser von 4 mm und einer Laserleistung von 8 kW.

In der ersten Aufnahme 10 ms nach Bestrahlungsbeginn hat sich bereits ein Plasma gebildet. Die gleichmäßige Expansion der Plasmawolke hat jedoch noch nicht eingesetzt. Im Interferogramm ist allerdings bereits zu sehen, dass es zu einer leichten Änderung des Interferenzmusters und somit zu einer Phasenverschiebung kommt.

Tabelle 8: Interferogramme für verschiedene Zeitpunkte der Plasmaexpansion an einer Eisenprobe mit einem Strahldurchmesser von 4 mm bei 8 kW.



In der nächsten Aufnahme, 16 ms nach Bestrahlungsbeginn, setzt die Expansionsphase des Plasmas ein. Die Linienverkrümmung ist nun, vor allem an den Rändern der Wolke, deutlich sichtbar. Auch das Eigenleuchten des Plasmas wird in dieser Aufnahme sichtbar. Der Beitrag des Plasmaleuchtens beeinflusst die Auswertung der Interferogramme jedoch nicht, da dieser wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, herausgefiltert wird.

Im letzten Bild der Serie ist das Interferogramm 300 ms nach Bestrahlungsbeginn zu sehen. Das Plasma hat zu diesem Zeitpunkt eine Ausdehnung von 73,7 mm in laterale Richtung. Der Bereich, der von der interferometrischen Messung erfasst wird, beträgt etwas über 32 mm. Dieser Bereich wird vom Durchmesser der optischen Komponenten im Interferometer vorgegeben. Somit kann die Auswertung nur für den Bereich nahe an der Probe durchgeführt werden. In radialer Richtung wird jedoch die gesamte Wolke erfasst.

#### *Bestimmung der Phasenverschiebung aus den Interferogrammen*

Im nächsten Schritt wurden die einzelnen Interferogramme ausgewertet und die entsprechenden Phasendiagramme erstellt. Hierfür wurde die Auswertungssoftware IDEA verwendet [90]. In Abschnitt 3.3.3 wurden die entsprechenden Schritte bereits vorgestellt, die bei der Auswertung durchgeführt werden.

In Abbildung 53 ist ein Ausschnitt des Interferogramms dargestellt, das an einer Aluminiumprobe 40 ms nach Bestrahlungsbeginn aufgezeichnet wurde. Die Probe wurde mit einem Durchmesser von 4 mm bestrahlt. Daneben ist das Phasendiagramm zu sehen, das aus dieser Aufnahme generiert wurde. Man sieht, dass das Plasma eine negative Phasenverschiebung von bis zu 27 rad verursacht. Im Zentrum der Wolke ist die Phasenverschiebung am größten und zum Rand der Plasmawolke sinkt sie auf Null ab. Dies liegt zum einen an der Geometrie der Plasmawolke. Die Wegstrecke des Messlasers durch das Plasma ist im Zentrum am längsten, somit ist auch die resultierende Phasenverschiebung am größten. Zum anderen zeigen sowohl spektroskopische Messungen als auch die weiter unten durchgeführte Abel-Inversion, dass im Plasma ein Dichtegradient vorliegt. Die Elektronendichte ist im Zentrum der Wolke am höchsten und nimmt mit zunehmendem Abstand in radialer Richtung ab. Dies führt zu einer maximalen Phasenverschiebung nahe an der Laserachse.

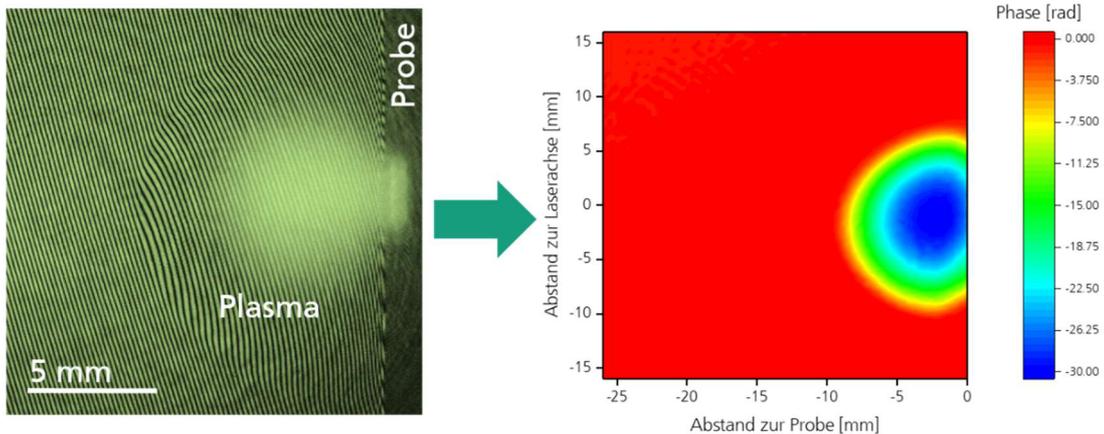
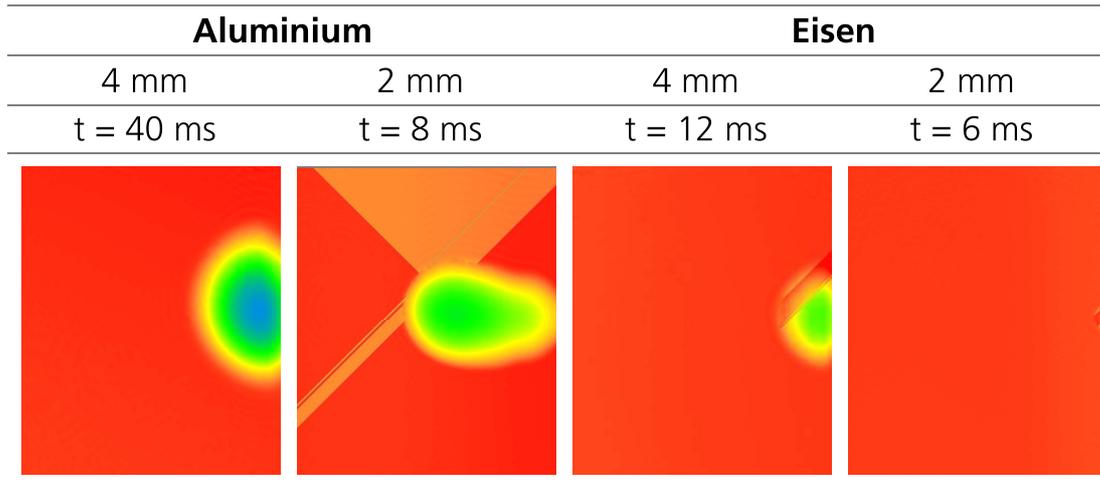


Abbildung 53: Exemplarisches Interferenzbild, das bei der Bestrahlung einer Aluminiumprobe 40 ms nach Bestrahlungsbeginn aufgezeichnet wurde und das daraus abgeleitete Phasendiagramm.

Die beiden Effekte werden jedoch durch die Abel-Rekonstruktion separiert. So ist es möglich die radiale Verteilung der äquivalenten Elektronendichte aus den Interferogrammen zu bestimmen. Dieser Schritt wird am Ende dieses Kapitels genauer beschrieben.

In Tabelle 9 sind die resultierenden Phasendiagramme aller Versuchskonfigurationen zu Beginn der Plasmaausbreitung zu sehen. Auffällig sind die diagonalen Streifen in den Diagrammen. Hierbei handelt es sich um Artefakte der Auswertung. Besonders am Rand der Plasmawolke ist der Gradient der Phasenverschiebung am größten. Im Interferogramm entspricht das einer besonders starken Verschiebung der Interferenzlinien. In diesen Bereichen kann es vorkommen, dass die Rekonstruktion des Phasenverlaufs nicht vollständig gelingt. Diese Artefakte müssen bei der folgenden Bestimmung der Phasenverschiebung berücksichtigt und ausgeglichen werden. Für die späteren Phasen der Expansion ist die Plasmawolke deutlich größer als der aufgezeichnete Bereich. Die Front, an der der Gradient am größten ist, befindet sich dann außerhalb des Bildfeldes. In Tabelle 10 und Tabelle 11 sind die entsprechenden Phasendiagramme dargestellt. In diesen Diagrammen sind keine derartigen Artefakte mehr zu beobachten. Für die folgenden Auswertungen wurden deshalb die entsprechenden Phasendiagramme zum späteren Zeitpunkt der Expansion verwendet.

Tabelle 9: Exemplarische Darstellung der ermittelten Phasendiagramme zu Beginn der Plasmaausbreitung.



#### Bestimmung der mittleren äquivalenten Elektronendichte

Vernachlässigt man die bereits erwähnten Einflüsse von Neutralteilchen und Atomen (siehe Abschnitt 6.5), so hängt die optische Dichte eines Plasmas von der lokalen Elektronendichte ab. Der Probenstrahl des Interferometers erfährt deshalb eine integrale Phasenverschiebung  $\Delta\Phi$  im Vergleich zum Referenzarm. Für den Zusammenhang zwischen Phasenverschiebung und Elektronendichte im Plasma gilt (Herleitung siehe Abschnitt 2.5)

$$\Delta\Phi = \frac{\omega_L}{c} \int_0^{l_p} \left( \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{kr}}} - 1 \right) dl, \quad (79)$$

mit der Laserfrequenz  $\omega_L$ , Lichtgeschwindigkeit  $c$ , der Elektronendichte  $n_e$ , der Ausdehnung der Plasmawolke  $l_p$  und der kritischen Elektronendichte  $n_{kr}$ , für die Wellenlänge des Messlasers von 532 nm. Mit der Definition einer mittleren äquivalenten Elektronendichte  $\langle n_{e,\ddot{a}q} \rangle$  gilt

$$\left( \sqrt{1 - \frac{\langle n_{e,\ddot{a}q} \rangle}{n_{kr}}} - 1 \right) l_p = \int_0^{l_p} \left( \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{kr}}} - 1 \right) dl. \quad (80)$$

Damit kann Gleichung (79) auf folgende Form gebracht werden:

$$\langle n_{e,\ddot{a}q} \rangle = \left( 1 - \left( \frac{\Delta\Phi \cdot c}{\omega_L l_p} + 1 \right)^2 \right) n_{kr} . \quad (81)$$

Über eine Messung der integralen Phasenverschiebung  $\Delta\Phi$  und der Plasmaausdehnung  $l_p$  lässt sich somit die mittlere äquivalente Elektronendichte  $\langle n_{e,\ddot{a}q} \rangle$  bestimmen.

Für die experimentelle Bestimmung der Abmessung der Plasmawolke  $l_p$  wurde auch mit dem Interferometer eine Kalibrationsaufnahme mit einem geometrischen Maßstab durchgeführt. Ein zentraler Ausschnitt dieser Aufnahme ist in Abbildung 54 (a) dargestellt. Es wurde derselbe Maßstab verwendet wie bei der Kalibration des Spektrographen und der Hochgeschwindigkeitskamera. In Abbildung 54 (b) ist ein Phasendiagramm mit zugeordneter Plasmaausdehnung dargestellt. Es wurde bei der Bestrahlung einer Aluminiumprobe 40 ms nach Bestrahlungsbeginn mit einem Strahldurchmesser von 4 mm aufgezeichnet. Im gezeigten Beispiel hat die Plasmawolke ihre größte radiale Ausdehnung von  $l_p = 11,86$  mm in einem Abstand von 2,5 mm von der Oberfläche.

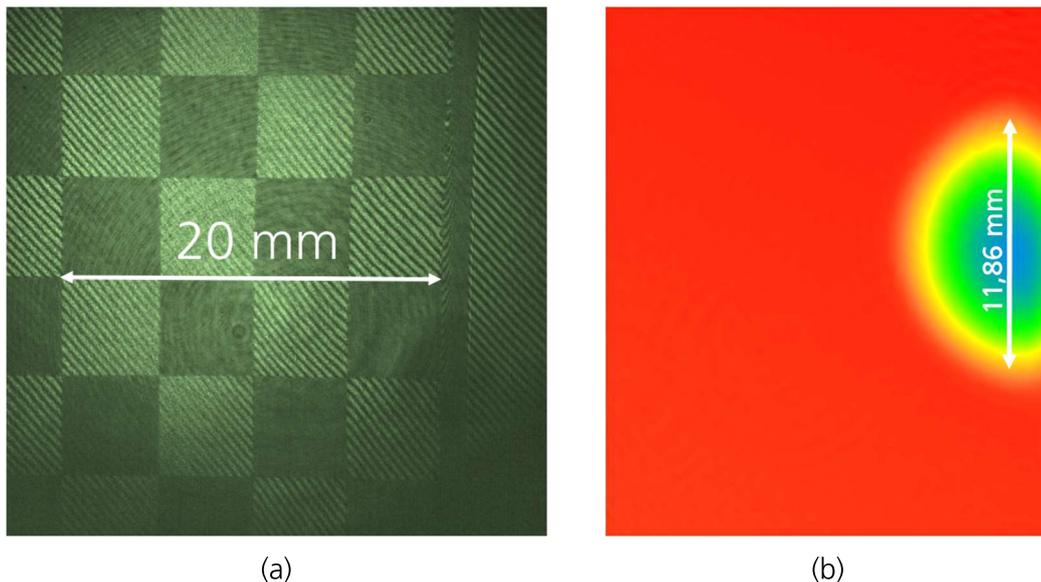


Abbildung 54: Ausschnitt des Interferenzmusters mit geometrischer Skala (a), um die Ausdehnung der Plasmawolke im Phasendiagramm bestimmen zu können (b).

Die Bestimmung der mittleren äquivalenten Elektronendichte gemäß Formel (81) wurde für verschiedene Abstände zur Probenoberfläche vorgenommen. Es wurden, wie bei der Auswertung der Spektrogramme, Schnitte senkrecht zur Laserachse durch das Plasma gelegt (siehe Abbildung 55). Die Schnitte wurden bei entsprechend ausgedehnter Plasmawolke im Abstand von 5 mm, 10 mm und 15 mm zur Probenoberfläche durchgeführt. Entlang dieser Schnittlinien wurde der integrale Phasenverlauf extrahiert. Aus den so erhaltenen Diagrammen für den Verlauf der integralen Phasenverschiebung in Bezug auf die Laserachse wurden sowohl die maximale Phasenverschiebung als auch die Ausdehnung der Plasmawolke bestimmt. Die entsprechenden Resultate wurden in Formel (81) eingesetzt und so eine gemittelte äquivalente Elektronendichte für verschiedene Abstände im Plasma bestimmt. Das entsprechende Vorgehen ist exemplarisch in Abbildung 55 für eine Eisenprobe 200 ms nach Bestrahlungsbeginn mit einem Spotdurchmesser von 4 mm gezeigt.

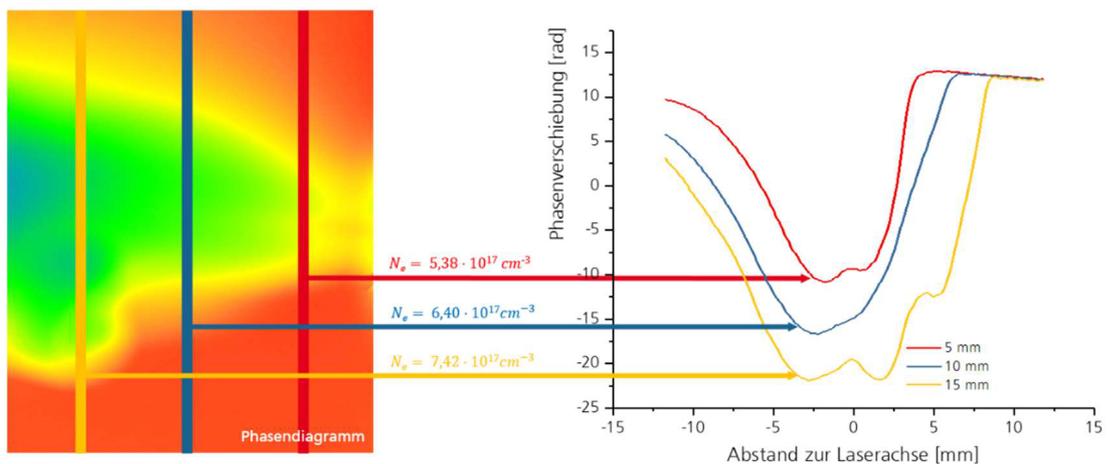


Abbildung 55: Exemplarisches Vorgehen bei der Bestimmung der Elektronendichte aus dem Phasendiagramm. Es werden horizontale Schnitte aus dem Diagramm extrahiert und aus der maximalen Phasenverschiebung und Ausdehnung der Plasmawolke bestimmt.

Tabelle 10: Phasendiagramme und die ermittelten mittleren äquivalenten Elektronendichten im Zentrum, für beide Strahldurchmesser an Aluminiumproben.

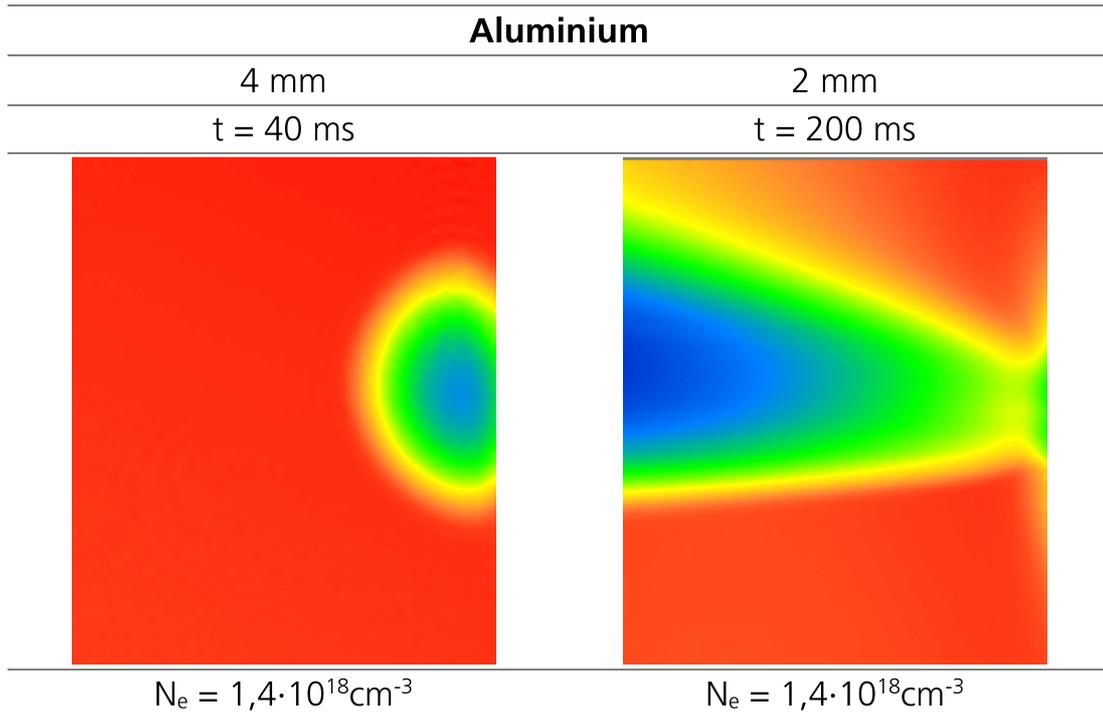
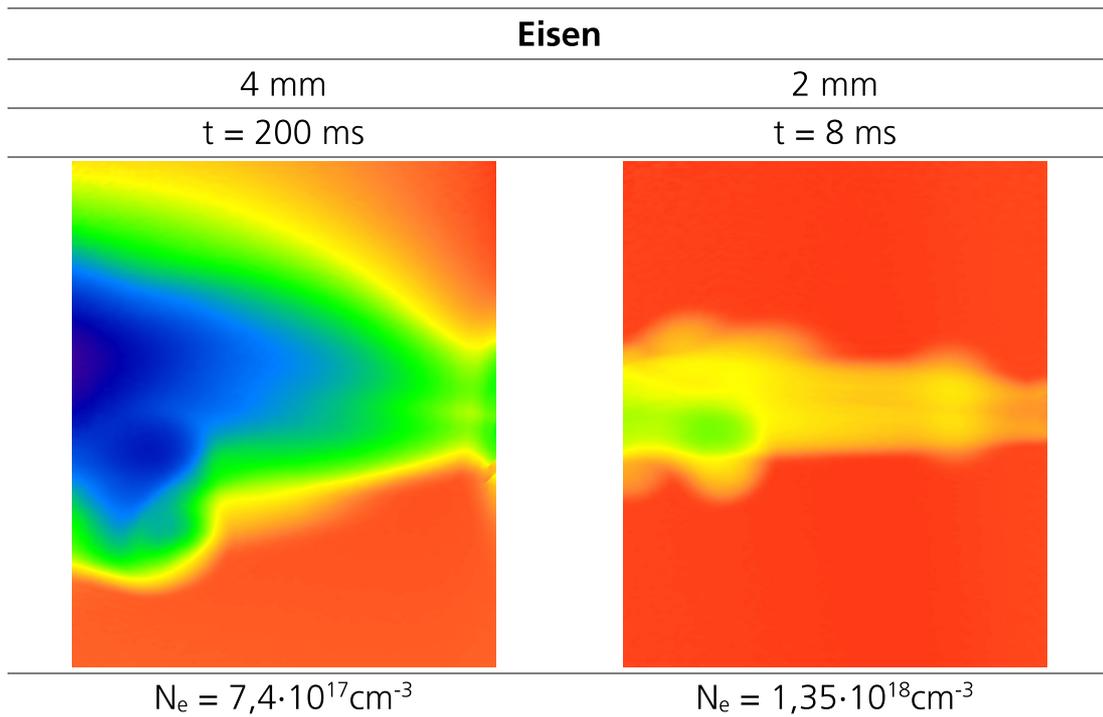


Tabelle 11: Phasendiagramme und die ermittelten mittleren äquivalenten Elektronendichten, für beide Strahldurchmesser an Eisenproben.



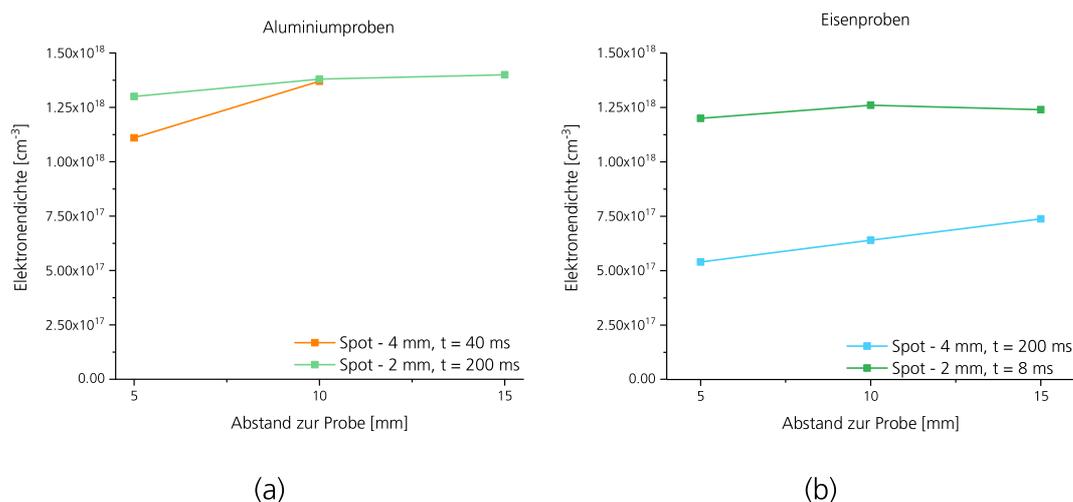


Abbildung 56: Ergebnisse für die mittlere äquivalente Elektronendichte im Abstand zur Probenoberfläche für verschiedene Strahldurchmesser an Aluminium- (a) und Eisenproben (b).

Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in Abbildung 56 für alle vier Konfigurationen dargestellt. In allen Diagrammen kann ein leichter Anstieg der Elektronendichte mit steigendem Abstand zur Oberfläche beobachtet werden. Alle Werte für die Elektronendichte liegen in einem Bereich von knapp über  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Die einzige Ausnahme bildet die Messung mit kleinem Strahldurchmesser an der Eisenprobe. Hier liefert die Auswertung einen Wert von etwas über  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Dies liegt vermutlich an den intensiven Turbulenzen innerhalb der Plasmawolke. Dies wird deutlich, wenn man die Phasendiagramme der verschiedenen Konfigurationen betrachtet (Tabelle 10 und Tabelle 11).

Diese intensiven Turbulenzen waren bereits in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu sehen (siehe Tabelle 4). Sie konnten bei dieser Konfiguration schon 3 ms nach Bestrahlungsbeginn beobachtet werden. Diese intensiven Turbulenzen und die damit verbundenen Dichteschwankungen, die auch im Phasendiagramm zu sehen sind, beeinflussen das Ergebnis der Auswertung.

Die Ergebnisse liegen insgesamt etwas über den Werten aus den spektroskopischen Messungen an Aluminium. Dies liegt vermutlich an den unterschiedlichen ausgewerteten Bereichen innerhalb der Plasmawolke. In der bisherigen Ausführung basieren die spektroskopischen Auswertungen auf der Messung der Starkverbreiterung und konnten nur für den Teil der

Plasmawolke mit größeren Entfernungen von der Probenoberfläche durchgeführt werden. Ein Abfall der Elektronendichte für die Bereiche der Wolke, die weiter von der Probe entfernt sind, scheint jedoch plausibel.

### *Bestimmung der radialen Verteilung der äquivalenten Elektronendichte mittels Abel-Inversion*

Die oben beschriebene Methode liefert nur eine mittlere äquivalente Elektronendichte, die anhand der maximalen Phasenverschiebung und der Ausdehnung der Plasmawolke bestimmt wurde. Das Auswerteprogramm IDEA bietet auch die Möglichkeit eine radialsymmetrische Verteilung aus den Messdaten abzuleiten. Dafür wird eine Abel-Rekonstruktion durchgeführt, wie sie in Abschnitt 3.3.3 vorgestellt wurde. Die einzelnen Schritte der entsprechenden Vorgehensweise sind exemplarisch in Abbildung 57 für eine Aluminiumprobe 40 ms nach Bestrahlungsbeginn bei einem Strahldurchmesser von 4 mm dargestellt.

Im ersten Schritt muss dafür wieder ein horizontaler Schnitt aus dem Phasendiagramm extrahiert werden. In diesem Fall wurde ein Abstand von 2,5 mm vor der Probe gewählt. Daraus folgt das resultierende Diagramm für die integrale Phasenverschiebung in Abhängigkeit des Abstands zur Laserachse. Für die Durchführung der Abel-Rekonstruktion wird dieses Diagramm mit IDEA zunächst symmetrisiert. Dazu werden eventuelle Gewichtungen in positive oder negative Richtung, vom Mittelpunkt der Laserachse ausgehend, ausgeglichen und Verschiebungen korrigiert. Aus dieser symmetrischen Verteilung der integralen Phasenverschiebung wurde dann über eine f-Interpolation die radialsymmetrische Gewichtungs-funktion für die Elektronendichte ermittelt.

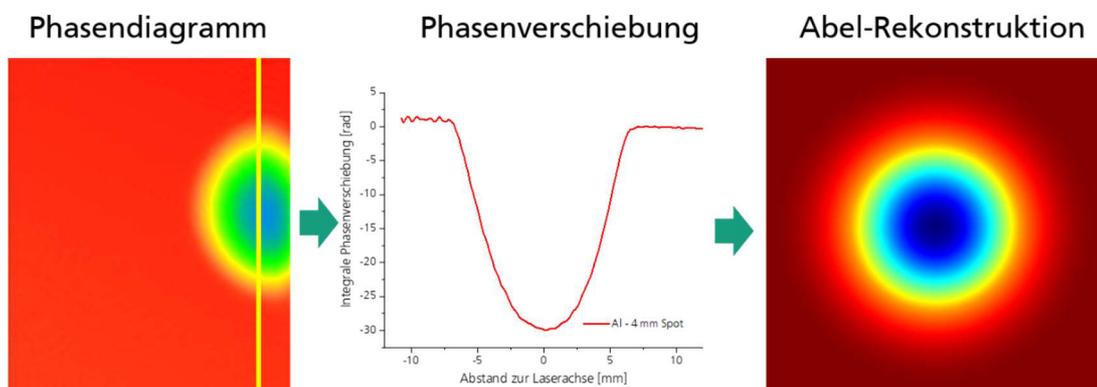


Abbildung 57: Exemplarisches Phasendiagramm mit einem Längsschnitt im Abstand von 2,5 mm zur Probe und die rekonstruierte Dichteverteilung aus einer Abel-Rekonstruktion.

Für die Probe aus Aluminium, die mit einem Strahldurchmesser von 2 mm bestrahlt wurde, sieht man in Abbildung 58 die Verteilung aus der Abel-Rekonstruktion für verschiedene Abstände zur Probe.

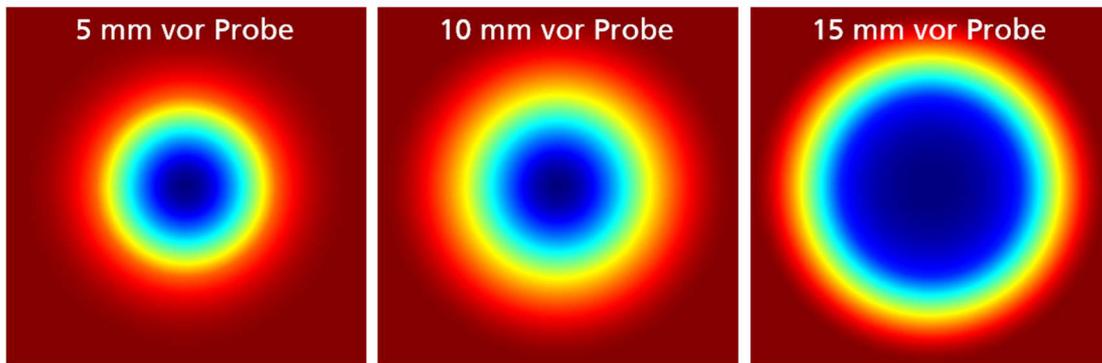


Abbildung 58: Abel-Rekonstruktionen für verschiedene Abstände zu einer Aluminiumprobe, die mit einem Strahldurchmesser von 2 mm bestrahlt wurde 200 ms nach Bestrahlungsbeginn.

Um aus dieser radialsymmetrischen Gewichtungsfunktion die Elektronendichteverteilung zu bestimmen, muss zuerst ein Querschnitt aus der Abel-Rekonstruktion extrahiert werden. In Abbildung 59 (a) ist ein Beispiel zu sehen, das aus der dritten Aufnahme in Abbildung 58 gewonnen wurde. Die extrahierte Kurve gibt an, wie stark die Phasenverschiebung am entsprechenden Ort im Plasma, bezogen auf eine Propagationslänge von einem Meter ist. Für den Zusammenhang gilt die in Kapitel 2 hergeleitete Formel (61) für die Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Elektronendichte.

Sie kann umgestellt werden und so gilt für die Bestimmung der Elektronendichte  $n_e$

$$n_e(x) = \left( 1 - \left( \frac{d\Phi(x)}{dx} \cdot \frac{c}{\omega_L} + 1 \right)^2 \right) n_{kr}. \quad (82)$$

Mit der Phasenverschiebung pro Propagationsstrecke  $\frac{d\Phi}{dx}$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , der Laserfrequenz  $\omega_L$  und der kritischen Elektronendichte  $n_{kr}$ . Für die Bestimmung der Elektronendichteverteilung in Abhängigkeit zum Abstand zur Laserachse wurde eine Gaußfunktion an die Messdaten angepasst. Die gefitteten Werte für die Standardabweichung und Normie-

rungsparameter gingen dann in die Berechnung der Elektronendichteverteilung ein. Ein Beispiel für eine so ermittelte Elektronendichteverteilung sieht man in Abbildung 59 (b).

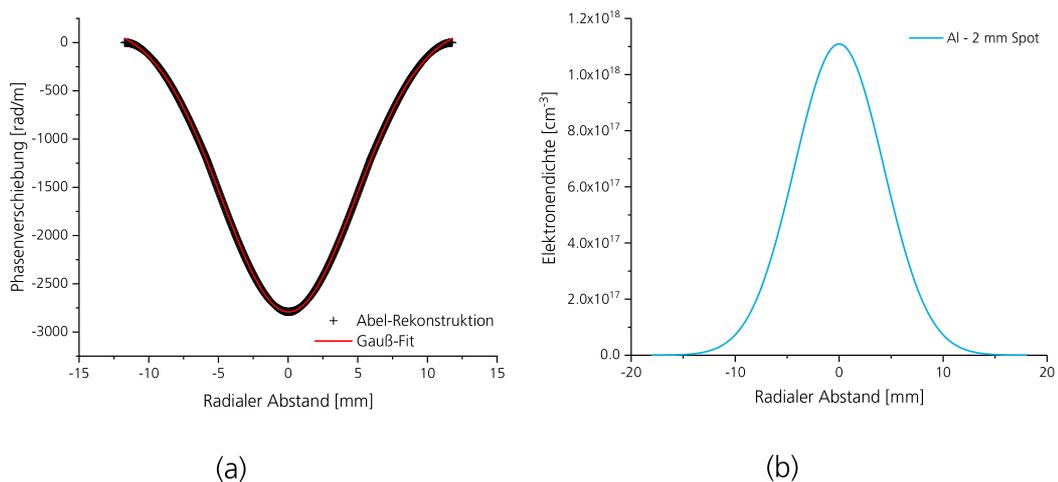


Abbildung 59: Querschnitt aus der Abel-Rekonstruktion eines Versuchs mit Aluminium und einem Strahldurchmesser von 2 mm mit angepasstem Gauß-Fit (a) und die daraus ermittelte Verteilung der Elektronendichte im Plasma (b).

#### 4.4 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden noch einmal Aufbau und Durchführung der Versuche erläutert und die Ergebnisse der jeweiligen Methode zusammengefasst.

Alle Experimente wurden mit einer Laserleistung von 8 kW durchgeführt. Als Proben wurden 2 mm dicke Bleche aus reinem Eisen und reinem Aluminium verwendet. Um eine einheitliche Oberfläche zu gewährleisten, wurden die Oberflächen aller Proben mit einem Sandstrahler vorbehandelt. Die Experimente wurden jeweils bei zwei unterschiedlichen Strahldurchmessern von 2 mm und 4 mm durchgeführt und damit die Laserintensität variiert. Alle Proben wurden bis zur Perforation bestrahlt und dabei drei verschiedenen Systeme zur Plasmadiagnostik eingesetzt um alle relevanten Plasmaparameter zu bestimmen.

Eine Hochgeschwindigkeitskamera wurde verwendet, um die Plasmadynamik mit einer Zeitauflösung von bis zu 10 000 Bildern pro Sekunde zu erfassen. Aus der Auswertung der Einzelbilder wurde die zeitliche Expansion der Plasmawolke bestimmt. Dafür wurde die Ausdehnung der Plasmawolke in horizontaler Richtung zeitaufgelöst gemessen. Aus diesen Ergebnissen wurde im Anschluss die Expansionsgeschwindigkeit abgeleitet. Hierbei zeigte sich, dass die Dynamik der Wolke deutlich vom Probenmaterial und der Laserintensität abhängen. Zum einen kam es bei vierfacher Intensität zu einer wesentlich schnelleren Expansion. Zum anderen konnte festgestellt werden, dass die Plasmaexpansion bei den Eisenproben wesentlich schneller vonstattengeht als bei Aluminium. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in den unterschiedlichen thermischen Materialeigenschaften der Proben. Die Verdampfungswärme und insbesondere die Wärmeleitfähigkeit sind für Aluminium mindestens doppelt so groß wie für Eisen. Demnach wird mehr Energie ins Material abgeleitet und steht somit nicht für die Verdampfung des Probenmaterials zur Verfügung.

Es wurde festgestellt, dass es an der Eisenprobe bei großem Strahldurchmesser zu einer ähnlichen Plasmaexpansion kommt wie bei der Aluminiumprobe bei kleinem Strahldurchmesser. Für die Aluminiumprobe reicht die Laserintensität bei großem Strahldurchmesser von 4 mm nicht mehr aus, um eine schnell expandierende Plasmawolke zu erzeugen. Nach einer Bestrahlungszeit von 2 s wurde eine Plasmawolke mit einer Ausdehnung von nur 7 mm erzeugt.

Des Weiteren wurde ein System entwickelt, das orts- und zeitaufgelöste Emissionsspektroskopie ermöglicht. Es wurden damit 100 Spektren pro Sekunde aufgezeichnet. In den Aufnahmen wurde über einen Bereich von 10 mm gemittelt und so konnten pro Aufnahme insgesamt sechs Spektren im Bereich von 0 mm – 60 mm von der Probenoberfläche extrahiert und ausgewertet werden. Mit hochauflösenden Gittern wurde eine spektrale Auflösung von  $\Delta\lambda = 0,07$  nm erreicht. Der Spektrograph wurde in verschiedenen Einstellungen verwendet, um je nach Probenmaterial verschiedene Wellenlängenbereiche aufzuzeichnen. Für Aluminiumproben wurde zum einen ein Aluminiumdoublet bei 395 nm hochaufgelöst aufgezeichnet. Es wurde dabei eine starke Selbstabsorption nahe an der Probenoberfläche beobachtet. Die Ursache hierfür liegt in einem Dichte- und Temperaturgradienten im Plasma. Im dichteren Zentrum der Wolke wird Strahlung emittiert, die von den kühleren äußeren Schichten wieder absorbiert wird. Diese Besonderheit im Spektrum wird im folgenden Kapitel

für die Auswertung der Messungen auf der Basis eines Strahlungstransportmodells verwendet. Für die Bestimmung der Elektronendichte konnten Spektren verwendet werden, die in größerem Abstand zur Probe aufgezeichnet wurden. Im optisch dünnen Bereich des Plasmas konnte über die Linienverbreiterung aufgrund des Stark-Effekts eine Elektronendichte bestimmt werden, die von  $8,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  in einem Abstand von 30 mm auf  $4,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  in einem Abstand von 50 mm zur Probenoberfläche abfällt.

Für die orts aufgelöste Bestimmung der Temperatur wurde ein Spektrum im Spektralbereich um 485 nm aufgezeichnet. Hier wurde ein detailliertes Bänderspektrum des  $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$  Übergangs aufgezeichnet. Anhand der Anpassung simulierter Spektren an die Messungen konnte eine Elektronentemperatur gemessen werden, die von über 8000 K nahe an der Probe auf etwa 6000 K am Ende der Plasmawolke abfällt.

Für die Bestimmung einer Elektronentemperatur bei der Bestrahlung der Eisenproben wurde der Bereich um 528 nm aufgezeichnet. In diesem Bereich wurden insgesamt neun Spektrallinien von Eisen identifiziert. Über einen Vergleich der relativen Intensitäten wurden mittels eines Boltzmann-Plots Elektronentemperaturen von über 6000 K gemessen. Diese Temperaturen waren für beide Strahldurchmesser ähnlich hoch und auch unabhängig vom Abstand zur Probe. Allerdings war die Ausdehnung der Plasmawolke zum betrachteten Zeitpunkt deutlich größer als der aufgezeichnete Bereich. Ein Abfallen der Temperatur kann demnach außerhalb des ausgewerteten Bereichs stattfinden. Für die Bestimmung der Elektronendichte anhand der Starkverbreiterung reicht das Auflösungsvermögen des Spektrographen nicht aus.

Für eine detaillierte Bestimmung der äquivalenten Elektronendichte und der entsprechenden Verteilung im Plasma wurde ein Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut. Es konnten Interferogramme mit einer Framerate von 500 Hz aufgezeichnet werden, die auf einem Bereich von 20 mm x 30 mm ausgewertet werden konnten. In den Interferogrammen kann direkt beobachtet werden, wie es zur Krümmung der Interferenzlinien während der Plasmaexpansion kommt. Mit Hilfe der Auswertungssoftware IDEA wurden Phasendiagramme zu verschiedenen Zeitpunkten nach Bestrahlungsbeginn generiert. Aus der Kalibrierung mit einem Maßstab konnte die Ausdehnung der Plasmawolke bestimmt werden und so eine mittlere äquivalente Elektronendichte ermittelt werden. Eine leichte Beeinflussung

der Ergebnisse aufgrund von Neutralteilchen kann allerdings nicht ausgeschlossen werden (für eine detaillierte Diskussion siehe Kapitel 6).

Für verschiedene Abstände zur Probe wurden vertikale Schnitte durch das Phasendiagramm gelegt und die entsprechenden Verteilungen extrahiert. Über eine anschließende Abel-Rekonstruktion konnte die räumliche Verteilung der Elektronendichte in laterale und vertikale Richtung bestimmt werden. Ein Überblick über die gesamte Versuchsmatrix und die Ergebnisse der verschiedenen Plasmadiagnostiken ist in der folgenden Abbildung 60 zusammengefasst.

Laserleistung	Probenmaterial	Laserstrahldurchmesser	High speed video Max. Expansionsgeschwindigkeit	Ortsaufgelöste Spektroskopie Max. Elektronentemperatur	Interferometrie Mittlere Elektronendichte
8 kW	Aluminium	4 mm	0,2 m/s	6898 K	$1,4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
		2 mm	3,5 m/s	8251 K	$1,4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
	Eisen	4 mm	2,0 m/s	6506 K	$0,7 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
		2 mm	25 m/s	6697 K	$1,2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$

Abbildung 60: Überblick der Versuchskonfigurationen und der jeweiligen Ergebnisse aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, Emissionsspektroskopie und Interferometrie.

## 5 Numerische Analyse der experimentellen Ergebnisse

Aus der Analyse der experimentellen Daten in Kapitel 4 konnten bereits wichtige Kenngrößen des lasergenerierten Plasmas bestimmt werden. So wurde in den Kapiteln 4.2.1.2 und 4.2.2 dargestellt, wie durch die Auswertung der molekularen Spektren von AlO beziehungsweise der atomaren Emissionslinien von Eisen eine Plasmatemperatur bestimmt werden kann. Bei der Auswertung wurden radiale Gradienten der Parameter im Plasma nicht berücksichtigt.

Allerdings lassen die spektroskopischen Untersuchungen an der Aluminium-Doppellinie um 395 nm in Kapitel 4.2.1.1 den Schluss zu, dass eine Berücksichtigung der radialen Gradienten von Elektronendichte und Temperatur notwendig ist. In Abbildung 61 ist eine Originalaufnahme des Emissionsspektrums zu sehen, das 40 ms nach Bestrahlungsbeginn mit einem Strahldurchmesser von 2 mm aufgezeichnet wurde. In den Emissionsspektren sieht man deutlich, wie sich der spektrale Verlauf mit steigendem Abstand zur Probe ändert. Nahe an der Probe wird das Spektrum der beiden Emissionslinien durch sehr intensive Selbstabsorption im Zentrum der Linien geprägt. Die Ursache für die Selbstabsorption ist ein Dichte- und Temperaturgradient im Plasma. Im dichten und heißen Inneren der Plasmawolke wird Strahlung generiert, die in den kühleren Randschichten wiederum absorbiert wird.

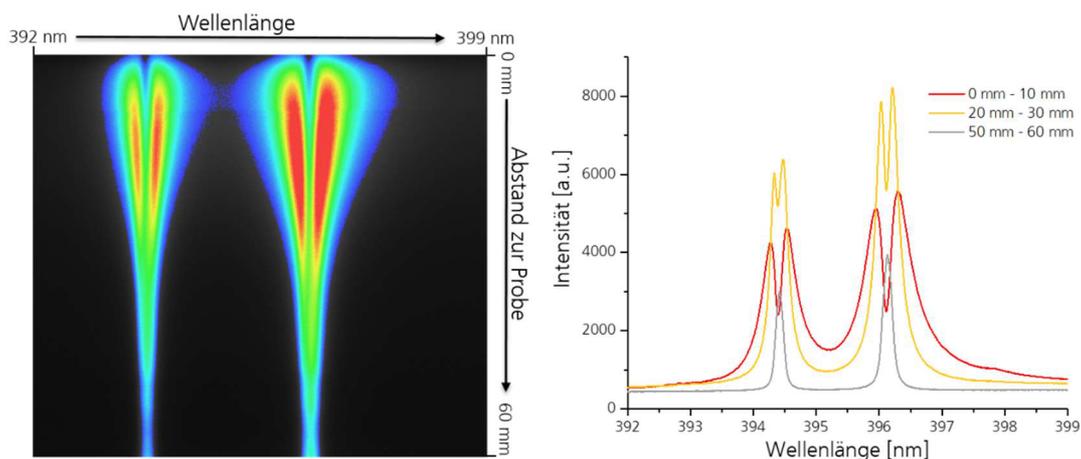


Abbildung 61: Ortsaufgelöstes Spektrum der Aluminiumdoppellinie und die entsprechenden Emissionsspektren für verschiedene Abstände zur Probenoberfläche.

Betrachtet man das Emissionsspektrum für größere Abstände zur Probenoberfläche, so sieht man, dass die Selbstabsorption deutlich geringer ist. Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass der Gradient im Plasma mit steigendem Abstand zur Probenoberfläche abnimmt. Für große Abstände zur Probe besteht das Spektrum nur noch aus zwei schmalen Emissionslinien.

Ziel dieses Kapitels ist es, dieses komplexe Verhalten numerisch abzubilden. Dafür werden die Ergebnisse der verschiedenen Plasmadiagnostiken zusammengeführt und für die Simulation von Emissionsspektren verwendet. Für verschiedene Abstände zur Probe werden diese simulierten Spektren mit den Messungen verglichen. Das Ziel ist dabei, eine möglichst gute Übereinstimmung zu erreichen und so die experimentellen Ergebnisse in Übereinstimmung mit den numerischen Berechnungen zu beschreiben.

Es wird ein Modell entwickelt, welches die räumliche Änderung der Plasmaparameter auch in radialer Richtung berücksichtigt. Somit ist man in der Lage, die beobachteten Verläufe der Aluminium-Doppellinien abzubilden.

Als Grundlage dienen die Arbeiten von Sakka und Pakhal [40, 41], die für die spektroskopische Untersuchung von Aluminiumplasmen entwickelt wurden, die mit Nanosekundenlasern erzeugt wurden. Darüber hinaus wurde ein ähnliches Modell für die Analyse von transienten Plasmen, die beim Einschlag von Mikrometeoriten auf Satellitenstrukturen entstehen, verwendet [102, 103]. Die Grundlagen des Modells werden in Kapitel 5.1 beschrieben. Unter der Annahme einer räumlichen Verteilung von Elektronendichte und Temperatur ermöglicht das Modell die Berechnung des spektralen Verlaufs von Emissionslinien für spezifische Übergänge. Auf dieser Grundlage können mit Strahlungstransportrechnungen synthetische Spektren berechnet und über eine Parametervariation an die gemessenen Daten angepasst werden. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 5.2.2 vorgestellt. Darüber hinaus liefert diese systematische Anpassung der Simulationsparameter zusätzliche Informationen über den radialen Temperaturverlauf im Plasma. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels folgt eine Zusammenfassung dieser Arbeiten.

## 5.1 Emissionsmodell

Ausgangspunkt für die Beschreibung der radialen Verteilung von Elektronendichte und -temperatur ist ein eindimensionales Modell von Sakka und Pakhal, das in den Referenzen [40, 41] beschrieben wird. Es wird davon ausgegangen, dass die Elektronendichte radialsymmetrisch um die Laserachse verteilt ist. Für den Verlauf der Elektronendichte  $n_e(x)$  entlang einer Sichtachse durch das Plasma wird in diesem Modell eine Gaußkurve angenommen

$$n_e(x) = N_{e0} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_e}\right)^2\right), \quad (83)$$

mit der maximalen Elektronendichte  $N_{e0}$  im Zentrum und der entsprechenden Standardabweichung  $\sigma_e$ . Wie in Kapitel 4.3 dargestellt, zeigt die Auswertung der interferometrischen Messungen, dass diese Annahme insbesondere nahe an der Oberfläche in guter Näherung erfüllt ist.

Für die Berechnung von synthetischen Spektren müssen insbesondere die Besetzungsdichten für den Grundzustand  $n_1$  und den angeregten Zustand  $n_2$  einer spezifische Emissionslinie bekannt sein. Das Modell von Sakka und Pakhal geht von der Annahme aus, dass auch diese Größen gaußverteilt sind. Es gelten

$$n_1(x) = N_{10} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_1}\right)^2\right) \quad (84)$$

und

$$n_2(x) = N_{20} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_2}\right)^2\right), \quad (85)$$

mit der maximalen Besetzungsdichte  $N_{10}$  und  $N_{20}$  im Zentrum und der Standardabweichung der Verteilungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$ . Für den angeregten Zustand wird angenommen, dass die räumliche Verteilung äquivalent zur Elektronendichte ist und demnach gilt  $\sigma_e = \sigma_2$ . Das Verhältnis dieser Besetzungsdichten wird durch die Temperatur  $T(x)$  über die Boltzmann-Verteilung gegeben

$$\frac{n_2(x)}{n_1(x)} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_b T(x)}\right). \quad (86)$$

Über diese Gleichung kann aus dem Verhältnis der Standardabweichungen von angeregtem und Grundzustand der radiale Temperaturverlauf im Plasma bestimmt werden. Mit den Gleichungen (84) und (85) folgt für die Temperatur im Plasma

$$T(x) = - \frac{h\nu}{k_b \ln \left( \frac{g_1 \cdot N_{20} \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{x}{\sigma_2} \right)^2 \right)}{g_2 \cdot N_{10} \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{x}{\sigma_1} \right)^2 \right)} \right)}. \quad (87)$$

Nahe an der Probenoberfläche werden die Spektren durch starke Selbstabsorption geprägt. Die Ursache hierfür sind Gradienten in Dichte und Temperatur im Plasma. Strahlung, die das Plasma im Inneren der Wolke emittiert, wird in den weniger dichten und kälteren Randschichten wieder absorbiert. Bei der Simulation solcher Spektren müssen deshalb auch die Strahlungsprozesse im Plasma berücksichtigt werden. Dafür wird eine eindimensionale Strahlungstransportgleichung senkrecht zur Laserachse aufgestellt

$$\frac{dI(x)}{dx} = \epsilon(x) - \kappa(x)I(x). \quad (88)$$

Sie beschreibt die orts- und frequenzabhängige Intensität anhand der Koeffizienten für Emission  $\epsilon$  und Absorption  $\kappa$ . Diese Strahlungstransportgleichung muss über die gesamte Breite des Plasmas entlang der Sichtachse berechnet werden, um ein Spektrum zu simulieren.

Dazu wurde die Abmessung des Plasmas aus den Ergebnissen der Hochgeschwindigkeitskamera verwendet. Für die Berechnung eines Spektrums mit MATLAB wurde die Plasmaausdehnung in diskrete Schritte ( $-x_n, \dots, x_n$ ) unterteilt, an denen die Strahlungstransportgleichung gelöst wird (siehe Abbildung 62). Es ergibt sich für das Spektrum am Rande des Plasmas

$$I(x_n) = \sum_{k=-n}^{k=n} \Delta I(x_k), \quad (89)$$

mit den einzelnen Summanden

$$\Delta I(x_k) = [\epsilon(x_k) - \kappa(x_k) \cdot I(x_{k-1})] \cdot \Delta x. \quad (90)$$

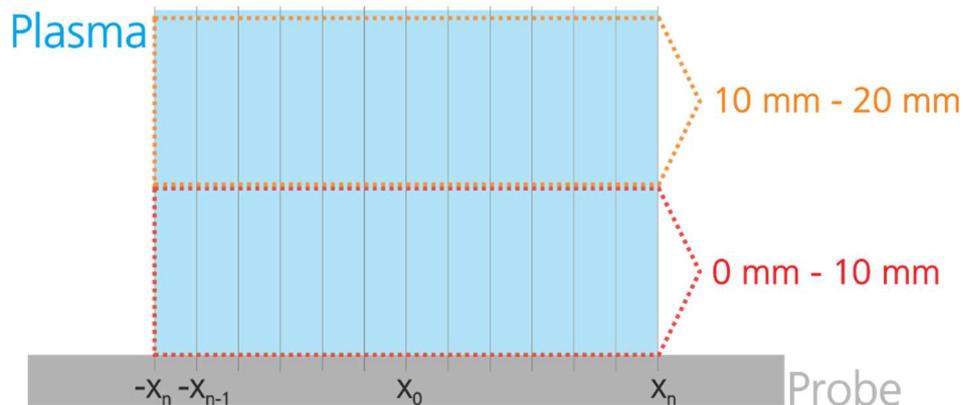


Abbildung 62: Schematische Darstellung der Diskretisierung zur Lösung der Strahlungstransportgleichung.

Dafür wird als Randbedingung die Emission des Plasmas in positiver  $x$ -Richtung am linken Rand der Wolke  $I(-x_n) = 0$  angenommen [102].

Für die Simulation der Spektren werden im nächsten Schritt Emissions- und Absorptionskoeffizienten berechnet. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, setzen diese sich jeweils aus Anteilen von Linien- und Kontinuumsstrahlung zusammen. Für die Emissions- und Absorptionskoeffizienten der Linienstrahlung gilt in Abhängigkeit von Ort  $x$  und Frequenz  $\nu$  [40]

$$\epsilon_l(x, \nu) = A_{21}n_2(x)h\nu P(x, \nu) \quad (91)$$

und

$$\kappa_l(x, \nu) = \frac{[B_{12}n_1(x) - B_{21}n_2(x)]h\nu P(x, \nu)}{c}, \quad (92)$$

mit den Einsteinkoeffizienten  $A_{21}$ ,  $B_{12}$  und  $B_{21}$  für spontane und stimulierte Emission und Absorption aus dem angeregten Zustand 2 in den Grundzustand 1. Dabei sind die Koeffizienten der stimulierten Emission und Absorption über die Entartung  $g_1$  und  $g_2$  der entsprechenden Zustände folgendermaßen verknüpft:

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21} \quad (93)$$

$P(x, \nu)$  ist das Linienprofil, das die spektrale Verteilung eines gegebenen atomaren Übergangs durch ein Lorentz-Profil beschreibt

$$P(x, \nu) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\frac{\Delta\nu(x)}{2}}{\left[\frac{\Delta\nu(x)}{2}\right]^2 + [\nu - \nu_0 + \Delta\nu_d]^2}, \quad (94)$$

mit der natürlichen Linienbreite  $\Delta\nu$  und Verschiebung  $\Delta\nu_d$ . Die tatsächliche Breite und Verschiebung werden jedoch durch den Stark-Effekt bestimmt (siehe Abschnitt 2.4.2). Es gilt für die Linienbreite in erster Näherung

$$\Delta\nu_{width}(n_e) = w \cdot n_e \quad (95)$$

und für die Verschiebung

$$\Delta\nu_{shift}(n_e) = d \cdot n_e, \quad (96)$$

mit den entsprechenden Parametern  $w$  und  $d$  für Verbreiterung und Verschiebung auf Grund des Stark-Effekts. Beide hängen linear von der Elektronendichte  $n_e$  ab und sind somit auch ortsabhängig.

Neben den Beiträgen aus diskreten atomaren Übergängen müssen für die Simulation auch die Beiträge zur kontinuierlichen Emission und Absorption berücksichtigt werden. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, trägt im relevanten Temperaturbereich im Wesentlichen die Frei-Gebunden-Strahlung zur kontinuierlichen Strahlung bei. Die Bremsstrahlung liefert erst bei höheren Temperaturen signifikante Beiträge. Für den Emissionskoeffizienten der kontinuierlichen Strahlung  $\epsilon_k$  gilt somit [25]

$$\epsilon_k(\nu) \approx \epsilon_{fg}(\nu) = C_{fg} n_e^2 T_e^{-\frac{1}{2}} \xi, \quad (97)$$

mit  $C_{fg} = 5,44 \cdot 10^{-51} \left[ W / \left( \frac{m^3 K^{\frac{1}{2}}}{sr} \right) Hz \right]$ .

Der Bibermanfaktor  $\xi$  wurde für verschiedene Elemente und Temperaturen von Brussaard kalkuliert [73]. Diese Vereinfachung gilt nur für ein chemisch reines, einfach ionisiertes Plasma.

Der kontinuierlichen Absorptionskoeffizient  $\kappa_k$  lässt sich aus dem Emissionskoeffizienten bestimmen. Für Plasmen im LTE gilt gemäß dem Kirchhoff'schen Gesetz mit der Schwarzkörperstrahlung  $I_S(\nu, T)$

$$\kappa_k(\nu, T) = \frac{\epsilon_k(\nu, T)}{I_s(\nu, T)}. \quad (98)$$

## 5.2 Simulation von Emissionsspektren

Für die Berechnung der Spektren wird ein repräsentatives Plasmamodell benötigt. Dieses Modell wird aus den experimentellen Ergebnissen abgeleitet. Die Plasmawolke wird dafür durch einen Zylinder genähert, dessen Abmessungen sich aus den Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen bestimmt. Für einen Strahldurchmesser von 2 mm hat die Plasmawolke 40 ms nach Bestrahlungsbeginn eine laterale Ausdehnung von 65 mm und einen Durchmesser von maximal 20 mm. Diese Werte nehmen im Verlauf der Bestrahlung nicht weiter zu und werden deshalb als geometrische Abmessung für das Plasmamodell verwendet.

Für die Simulation der Emissionsspektren wird außerdem die Verteilung der Elektronendichte in radialer Richtung benötigt. Dazu wurden die Ergebnisse aus der Abel-Rekonstruktion in Kapitel 4.3 verwendet. Für das Modell wurde dafür eine Gaußverteilung an die Ergebnisse angepasst. In Abbildung 63 ist exemplarisch das Ergebnis aus der Rekonstruktion und die daran angepasste Gauß-Funktion für einen Abstand von 15 mm zur Probenoberfläche dargestellt. Die Ergebnisse der interferometrischen Messungen stehen nur für die Bereiche nahe an der Probe zur Verfügung. Für Bereiche mit größerer Entfernung zur Oberfläche wurde die Elektronendichte, aus der Anpassung an die Stark-verbreiterten Emissionslinien als Maximum der Verteilung verwendet (siehe Abschnitt 4.2.1.1).

In das Modell gehen des Weiteren die Elektronentemperaturen ein, die über die Anpassung der Molekülspektren ermittelt wurden (siehe Abschnitt 4.2.1.2). Für den radialen Temperaturverlauf im Plasma konnten keine experimentellen Werte bestimmt werden. In der Simulation geht man von einer Temperaturverteilung gemäß Formel (87) aus. Die Breite dieser Verteilung wird variiert, um die simulierten Spektren an die Messungen anzupassen. Auf diese Weise kann auch der radiale Temperaturverlauf im Plasma aus der Anpassung der Simulation bestimmt werden. Eine detaillierte Beschreibung dieses Vorgehens erfolgt in Abschnitt 5.2.2.

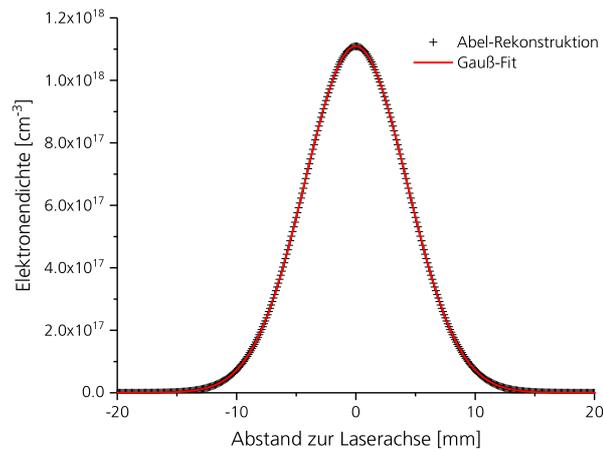


Abbildung 63: Elektronendichte aus der Abel-Rekonstruktion von interferometrischen Daten und die daran gefittete Gauß-Funktion.

Für eine Übereinstimmung von Simulation und Experiment muss auch die endliche Auflösung des Spektrographen berücksichtigt werden. Dazu wird das simulierte Spektrum  $I(\mu)$  mit der Instrumentenfunktion  $G(\nu)$  gefaltet

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\mu)g(\nu - \mu)d\mu. \quad (99)$$

Bei der Instrumentenfunktion handelt es sich um die Gaußfunktion aus Abschnitt 4.2.1.1 mit einer Halbwertsbreite von  $\Delta\lambda = 0,083$  nm.

### 5.2.1 Anwendung auf das Aluminiumdoublet $3s^24s(^2S_{1/2}) \rightarrow 3s^23p(^2P_{1,3/2})$

Das Modell soll verwendet werden, um die Doppellinie bei 394,4 nm und 396,1 nm zu simulieren. Die Emission stammt von einem Doublet, das beim Übergang eines angeregten Zustands in zwei Grundzustände mit Feinstruktur  $^2P_{1/2}$  und  $^2P_{3/2}$  Strahlung emittiert. Die Übergänge werden im Folgenden mit den Indizes  $a$  und  $b$  abgekürzt. Die Besetzungsdichte des Grundzustands  $n_1(x)$  teilt sich demnach in zwei Anteile

$$n_{1a}(x) = N_{1a} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_{1a}}\right)^2\right) \quad (100)$$

und

$$n_{1b}(x) = N_{1b} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_{1b}}\right)^2\right). \quad (101)$$

Der Energieunterschied der beiden Zustände ist mit  $\Delta E_{ab} = 1,3 \cdot 10^{-2}$  eV im Vergleich zur thermischen Energie vernachlässigbar. Das Verhältnis der maximalen Besetzungsdichte im Zentrum des Plasmas wird deshalb durch die Entartung der Zustände  $g_a$  und  $g_b$  gegeben und es gilt

$$\frac{N_{1a}}{N_{1b}} = \frac{g_a}{g_b}. \quad (102)$$

Für die Standardabweichung der Verteilung gilt

$$\sigma_1 = \sigma_{1a} = \sigma_{1b}. \quad (103)$$

Die Aufteilung in zwei Spektrallinien muss auch bei der Berechnung von Emissions- und Absorptionskoeffizienten berücksichtigt werden. Für die Strahlungstransportgleichung ergibt sich somit letztendlich

$$\begin{aligned} \frac{dI(x, \nu)}{dx} = & (\epsilon_{1a}(x, \nu) + \epsilon_{1b}(x, \nu) + \epsilon_k(x, \nu)) \\ & - (\kappa_{1a}(x, \nu) + \kappa_{1b}(x, \nu) + \kappa_k(x, \nu))I(x, \nu). \end{aligned} \quad (104)$$

Für die Simulation der Emissionsspektren wurde diese Gleichung gemäß den oben beschriebenen Randbedingungen aufgestellt und über den Ausdehnungsbereich der Plasmawolke nach Formel (89) aufsummiert.

#### *Berechnung eines Emissionsspektrums*

In den vorherigen Abschnitten wurden alle Grundlagen erläutert, die für die Berechnung der Emissionsspektren verwendet wurden. Die Simulation wurde mit Matlab durchgeführt. Exemplarisch wird im folgenden Abschnitt die Berechnung des Spektrums im Bereich nahe an der Probe (über den Abstand 0 mm – 10 mm gemittelt) zusammengefasst. Sie gliedert sich in die folgenden Schritte.

1. Definition von Plasmaausdehnung und der örtlichen Auflösung
2. Festlegung des betrachteten Frequenzbereichs und der spektralen Auflösung
3. Definition der Verteilungsfunktionen von Elektronendichten und Besetzungszuständen

4. Berechnung der Linienformfunktionen der Emissionslinien, mit Breite und Verschiebung unter Berücksichtigung des Stark-Effekts
5. Berechnung der Emissions- und Absorptionskoeffizienten für Linien- und kontinuierliche Strahlung
6. Aufsummierung der Strahlungstransportgleichung entlang der Sichtachse des Spektrographens unter Berücksichtigung der Randbedingungen
7. Faltung mit dem Instrumentenprofil
8. Parametervariation für die Anpassung an Messdaten

Unter Verwendung der Ergebnisse aus den Messungen mit Hochgeschwindigkeitskamera, Spektroskopie und Interferometrie können Spektren generiert werden, die sehr gut mit den aufgezeichneten Spektren übereinstimmen. Dabei müssen noch zwei weitere Modellparameter durch einen Fitprozess bestimmt werden, wie im folgenden Abschnitt 5.2.2 dargestellt. In Abbildung 64 ist ein simuliertes Spektrum im Vergleich zur Messung zu sehen. Linienbreite und Form sowie die Selbstabsorption im Zentrum der Linien werden vom numerischen Modell in sehr guter Übereinstimmung reproduziert. Eine Übersicht aller Parameter, die in diese Modellierung eingegangen sind, ist in Tabelle 12 aufgeführt.

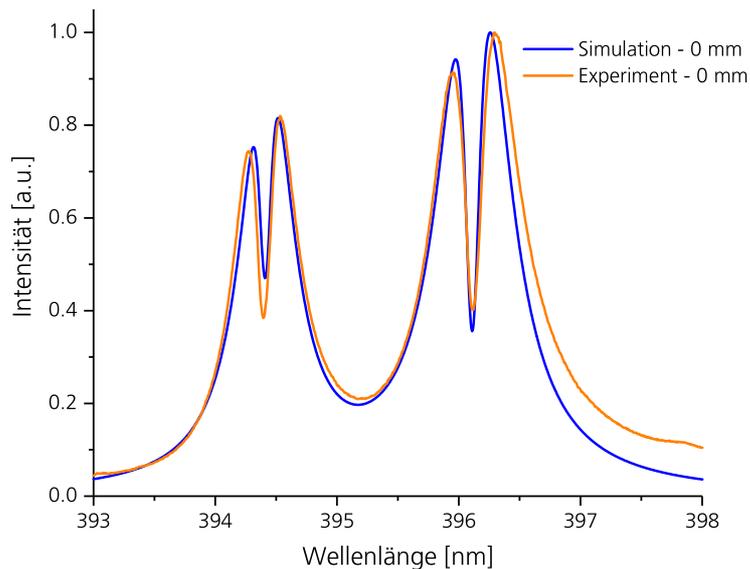


Abbildung 64: Vergleich von simulierten und experimentell aufgezeichneten Emissionsspektren an der Probenoberfläche.

Tabelle 12: Übersicht der Parameter, welche für die Simulation des Emissionsspektrums der Aluminiumdoppellinie im Bereich 0 mm - 10 mm verwendet wurden.

Parameter	Bedeutung	Wert	Einheit	Quelle
$T$	Temperatur	7968	$K$	Gemessen
$N_{e0}$	Maximale Elektronendichte	$1,3 \cdot 10^{18}$	$cm^{-3}$	Gemessen
$N_{1a}$	Maximale Besetzung unterer Zustand 394,4 nm $^2P_{3/2}$	$0,9 \cdot 10^{15}$	$cm^{-3}$	Angepasst
$N_{1b}$	Maximale Besetzung unterer Zustand 396,1 nm $^2P_{1/2}$	$0,45 \cdot 10^{15}$	$cm^{-3}$	Berechnet
$N_2$	Maximale Besetzung oberer Zustand $^2S_{1/2}$	$9,8 \cdot 10^{12}$	$cm^{-3}$	Berechnet
$\sigma_e$	Standardabweichung der Elektronenverteilung	$4,28 \cdot 10^{-3}$	$m$	Gemessen
$\sigma_1$	Standardabweichung des unteren Zustands	$1,25 \cdot 10^{-3}$	$m$	Angepasst
$\sigma_2$	Standardabweichung des oberen Zustands	$4,28 \cdot 10^{-3}$	$m$	Gemessen
$g_a$	Entartungsgrad $^2P_{3/2}$	4		[104]
$g_b$	Entartungsgrad $^2P_{1/2}$	2		[104]
$g_2$	Entartungsgrad oberer Zustand $^2S_{1/2}$	2		[104]
$A_{21a}$	Einsteinkoeffizient spontane Emission 394,4 nm $^2P_{3/2}$	$9,8 \cdot 10^7$	$s^{-1}$	[104]
$A_{21b}$	Einsteinkoeffizient spontane Emission 396,1 nm $^2P_{1/2}$	$4,93 \cdot 10^7$	$s^{-1}$	[104]
$\nu_{0a}$	Frequenz Emissionslinie 394,4 nm $^2P_{3/2}$	$7,581 \cdot 10^{14}$	$s^{-1}$	[104]
$\nu_{0b}$	Frequenz Emissionslinie 396,1 nm $^2P_{1/2}$	$7,548 \cdot 10^{14}$	$s^{-1}$	[104]
$w$	Parameter Stark-Verbreiterung	$1,6 \cdot 10^{-34}$	$m/m^{-3}$	[72]
$d$	Parameter Stark-Verbreiterung	$0,4 \cdot 10^{-34}$	$m/m^{-3}$	Reduzierter Tabellenwert [72]
$x$	Bereich der Plasmaausdehnung	$2 \cdot 10^{-3}$	$m$	Messung

## 5.2.2 Simulationsanpassung und Ermittlung des Temperaturverlaufs

Aus den Ergebnissen der Experimente und öffentlich zugänglichen Datenbanken können fast alle Parameter ermittelt werden, die in die Simulation eingehen. Für die Berechnung der Emissions- und Absorptionskoeffizienten werden einige spezifische Werte des jeweiligen Übergangs benötigt. Dazu gehören die exakte Frequenz des Übergangs, Entartungsgrad und die Einsteinkoeffizienten. Diese wurden aus der Atomic Spectra Database (ASD) des National Instituts for Standards and Technology (NIST) entnommen [104]. Eine zusammenfassende Aufführung aller Parameter, die in die Simulation des ersten Spektrums eingingen, findet sich in Tabelle 12.

Lediglich die Besetzungsdichte eines Grundzustands  $N_{1a}$  und die Standardabweichung der Verteilungsfunktion für den Zustand  $\sigma_1$  konnten nicht experimentell ermittelt werden. Diese beiden Größen wurden deshalb variiert, um die Simulation an die gemessenen Spektren anzupassen. Dazu wurde das Prinzip der Summe der kleinsten Quadrate verwendet. Mittels eines eigens entwickelten Matlab Codes wurde die Differenz zwischen Simulation und Experiment an allen gemessenen Datenpunkten erfasst. Die Summe über alle Quadrate der Differenzen dient als Maß für die Güte der Simulation. Über eine systematische Variation der beiden unbekannt Parameter wurde so die Simulation an die gemessenen Spektren angepasst.

Diese Anpassung wurde für alle sechs Spektren durchgeführt, die jeweils über eine Entfernung von 10 mm gemittelt waren. Für jedes Spektrum wurden dafür die experimentell bestimmten Werte für Elektronendichte und Temperatur als Grundlage für die Anpassung verwendet. Im Anschluss wurden die beiden Parameter  $N_{1a}$  und  $\sigma_1$  variiert, um eine möglichst gute Übereinstimmung zu erreichen. In Tabelle 13 sind die entsprechenden gemessenen und berechneten Spektren für die verschiedenen Abstände zur Probe zu sehen. Darin zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Experimenten und den numerischen Berechnungen. Die Ergebnisse der entsprechenden Parameteranpassung sind in Tabelle 14 zusammengefasst.

Tabelle 13: Vergleich von Messung und Simulation für alle Abstände zur Probenoberfläche.

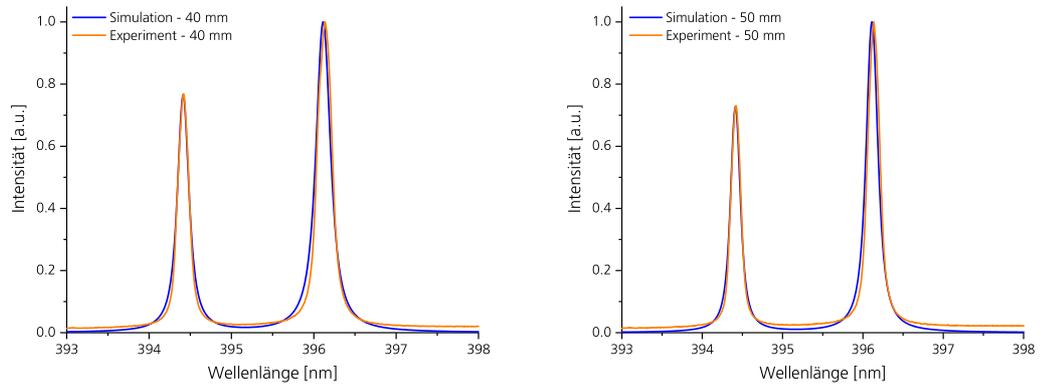
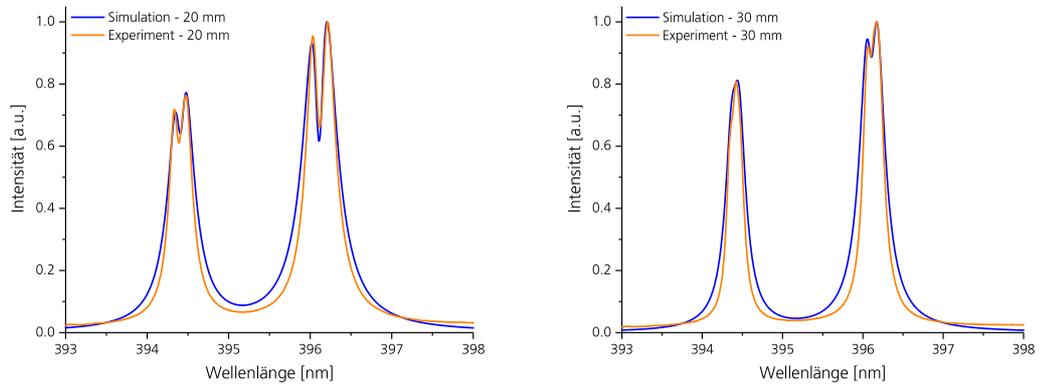
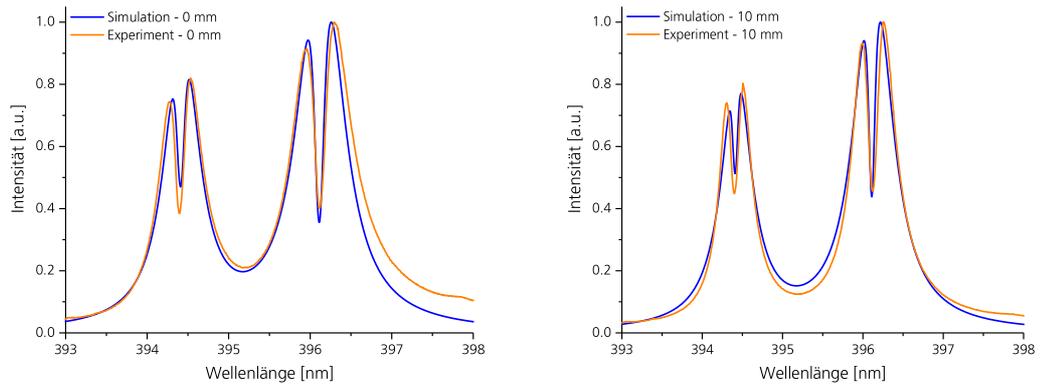


Tabelle 14: Zusammenfassung der Plasmaparameter für die Simulation der Emissionsspektren. Die Werte für die Elektronendichte stammen aus Interferometrie und Spektroskopie, die Temperatur aus der Anpassung der Molekülspektren. Die Verhältnisse  $\sigma_1/\sigma_2$  und  $N_a/N_e$  wurden durch den Fit der berechneten an die gemessenen Spektren bestimmt.

<b>Distanz [mm]</b>	<b><math>N_e</math> [<math>\text{cm}^{-3}</math>]</b>	<b><math>T_e</math> [K]</b>	<b><math>\sigma_1/\sigma_2</math></b>	<b><math>N_a/N_e</math></b>
0	$1,30 \cdot 10^{18}$	7968	2.3	328
10	$1,38 \cdot 10^{18}$	8251	1.9	510
20	$0,80 \cdot 10^{18}$	7768	1.9	400
30	$0,61 \cdot 10^{18}$	7165	1.4	310
40	$0,43 \cdot 10^{18}$	6651	1	290
50	$0,35 \cdot 10^{18}$	6346	1	335

Der Parameter für die Verteilung der Atome im angeregten Zustand  $\sigma_2$  wurde dem der Elektronen gleichgesetzt  $\sigma_2 = \sigma_e$ . Dieser Wert ist aus den interferometrischen Messungen bekannt. Der Parameter für die Verteilung des Grundzustands  $\sigma_1$  wurde in der Simulation angepasst. Die Werte für das Verhältnis der entsprechenden Besetzungsdichten ist jedoch über Temperatur durch die Boltzmann-Verteilung vorgegeben. Somit kann aus dem Verhältnis der beiden Parameter  $\sigma_1/\sigma_2$  der radiale Temperaturverlauf gemäß Formel (87) bestimmt werden.

Die Anpassung der simulierten Spektren an die Messung liefert demnach zusätzliche Informationen über Temperaturgradienten im Plasma. In Abbildung 65 sind drei radiale Temperaturverläufe dargestellt, die aus der Anpassung der Simulation generiert wurden. Die Kurven sind für steigende Abstände zur Probenoberfläche dargestellt. Es zeigt sich, dass der radiale Gradient der Temperaturverteilung mit steigendem Abstand zur Probe deutlich abnimmt. Führt man eine Interpolation der Temperaturverläufe für alle sechs Abstände durch, erhält man die in Abbildung 66 dargestellte Temperaturverteilung innerhalb der Plasmasäule.

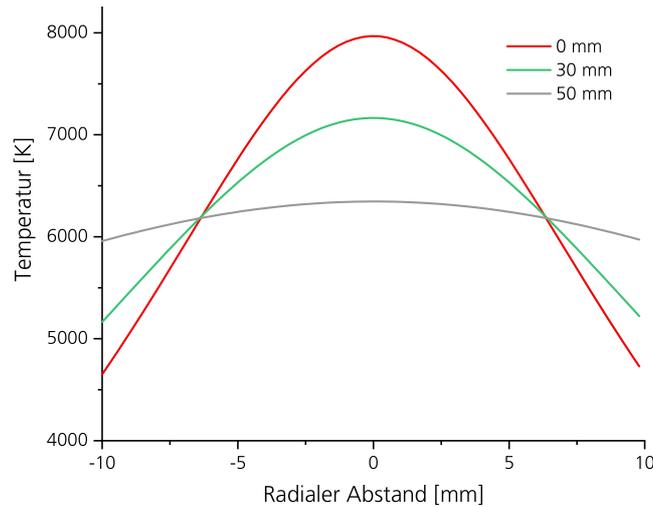


Abbildung 65: Radialer Temperaturverlauf im Plasma für steigende Abstände zur Probenoberfläche.

#### *Anpassung des Parameters für die Stark-Verschiebung*

Der Stark-Effekt führt zu einer Verbreiterung und Verschiebung der Emissionslinien. Der Einfluss dieses Effekts hängt neben der Temperatur vor allem von der Elektronendichte ab. In erster Näherung kann jedoch eine lineare Abhängigkeit von der Elektronendichte angenommen werden. Im Zentrum des Plasmas ist die Elektronendichte wesentlich höher als an den Rändern. Deshalb wirkt sich der Stark-Effekt auch unterschiedlich auf den Strahlungstransport in den verschiedenen Bereichen aus. Im Zentrum des Plasmas führt das zu einer Verschiebung der verbreiterten Einhüllenden der gemessenen Emissionslinien.

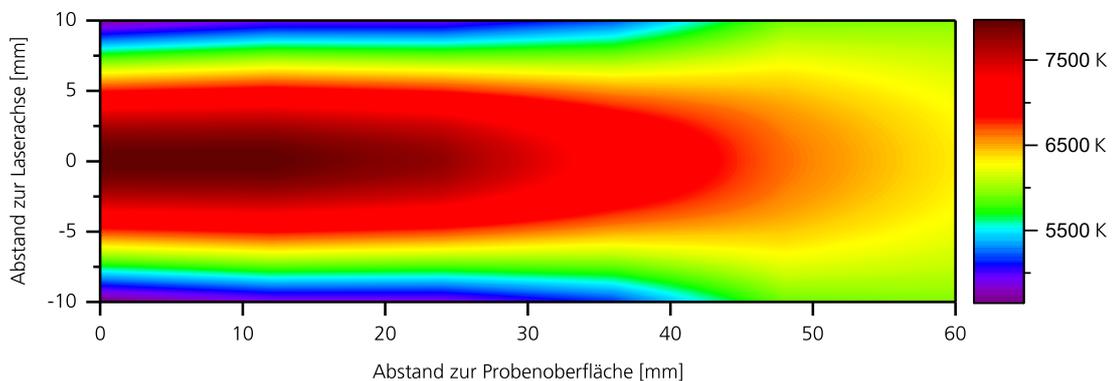


Abbildung 66: Interpolierte Elektronentemperaturverteilung innerhalb des Plasma-modells.

Die Selbstabsorption findet in den äußeren Schichten des Plasmas statt. Dort ist die Elektronendichte wesentlich geringer und wird somit weniger durch den Stark-Effekt beeinflusst. Deshalb liegt das Zentrum der Selbstabsorptionslinien näher an der ursprünglichen Wellenlänge des Übergangs. Der Stark-Effekt führt somit zu einer Asymmetrie der Selbstabsorptionslinien, im Vergleich zur Einhüllenden.

Bei der Simulation der Emissionsspektren wird der Stark-Effekt über die Stark-Parameter  $w$  und  $d$  berücksichtigt ( $w$ -Verbreiterung und  $d$ -Verschiebung). Diese Parameter werden im Allgemeinen experimentell unter definierten stabilen Bedingungen hochaufgelöst bestimmt und in entsprechenden Sammelwerken veröffentlicht [51, 72]. Die Ergebnisse lassen sich in gewissem Maße auf andere Parameterbereiche extrapolieren. Für die vorliegenden Bedingungen im Experiment liegen jedoch keine passenden Stark-Parameter in der Literatur vor. Die Messungen, die den Bedingungen am nächsten kommen, wurden von Salakhov bei Elektronendichten und Temperaturen durchgeführt, die um bis zu eine Größenordnung abweichen. Zusätzlich wird die Genauigkeit der angegebenen Werte mit höchstens 50 % angegeben [105, 106].

Bei der Anpassung der simulierten Spektren zeigte sich, dass sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit der Messung erzielen lässt, wenn der Tabellenwert der Stark-Verschiebung reduziert wurde. In der folgenden Abbildung ist ein experimentell aufgezeichnetes Spektrum sowie die entsprechende Simulation zu sehen. Eine Simulation wurde mit dem Tabellenwert für die Stark-Verschiebung durchgeführt. In Abbildung 67 ist zu sehen, dass die Verwendung des tabellierten Stark-Parameters zu einer Asymmetrie im Spektrum führt, die deutlich größer ist als es im experimentell gemessenen der Fall ist.

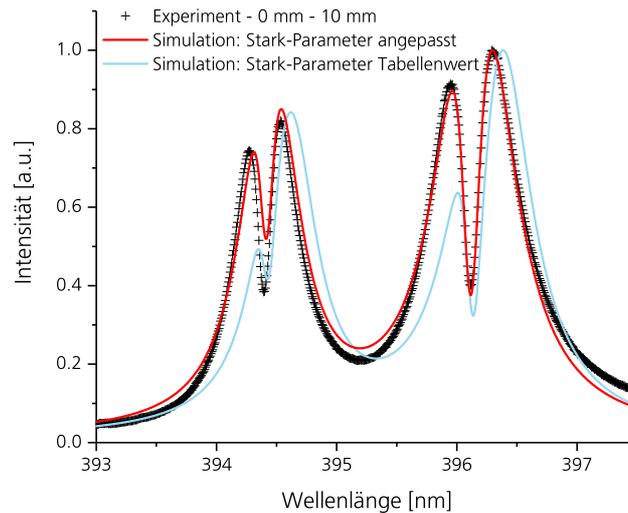


Abbildung 67: Vergleich zwischen experimentell aufgezeichnetem und simulierten Spektren. Die Simulationen zeigen den Unterschied im spektralen Verlauf für den Tabellenwert und den angepassten Stark-Parameter.

Deshalb wurde für alle Simulationen der Wert für die Stark-Verschiebung so angepasst, dass eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren erzielt werden konnte. Dieser Schritt kann als gerechtfertigt angesehen werden, da die Bedingungen im Experiment und die Bedingungen, bei denen der Tabellenwert ermittelt wurde, stark voneinander abweichen. Hinzu kommt die große Ungenauigkeit des Tabellenwerts. Die Literaturwerte der Stark-Parameter und die für den Fit der Spektren verwendeten Werte sind in Tabelle 15 zusammengefasst.

Tabelle 15: Zusammenfassung der in der Simulation verwendeten Werte für den Stark-Effekt und die entsprechenden Literaturwerte.

Stark-Parameter	Literatur [m/m <sup>3</sup> ] [72]	Verwendeter Wert [m/m <sup>3</sup> ]
Verbreiterung $w$	$1,6 \cdot 10^{-34}$	$1,6 \cdot 10^{-34}$
Verschiebung $d$	$0,8 \cdot 10^{-34}$	$0,4 \cdot 10^{-34}$

### 5.3 Zusammenfassung der numerischen Validierung

Detailliert aufgezeichnete Emissionsspektren eines Aluminiumdoublets zeigten nahe an der Probe deutliche Selbstabsorptionslinien. Dieser charakteristische spektrale Verlauf deutet auf einen Elektronendichte- und

Temperaturgradienten im Plasma hin. Die numerische Simulation des entsprechenden Emissionsspektrums wurde dazu verwendet, die experimentellen Ergebnisse numerisch zu validieren.

Dazu wurde exemplarisch ein Plasmamodell anhand der Ergebnisse der Hochgeschwindigkeitskamera erstellt. Im nächsten Schritt wurden die spektroskopisch gemessene Temperatur sowie die interferometrisch bestimmte Elektronendichte und deren radiale Verteilung dazu verwendet, die Emission- und Absorptionskoeffizienten im Plasma zu bestimmen. Im Anschluss wurde eine eindimensionale Strahlungstransportgleichung aufgestellt und in diskreten Teilschritten gemäß den vorliegenden Randbedingungen gelöst. In Tabelle 13 sind alle simulierten Spektren den entsprechenden Messungen gegenübergestellt. Man sieht deutlich, dass es gelungen ist, alle Spektren über die Anpassung zweier unbestimmter Parameter sehr gut nachzubilden. Über die Anpassung der örtlichen Verteilungsfunktion des angeregten Zustands konnte zusätzlich der Temperaturgradient im Plasma ermittelt werden. Dieser Temperaturverlauf entspricht den Erwartungen eines abnehmenden Gradienten im Plasma, mit steigendem Abstand zur Probe. Somit wurde das Ziel erreicht, eine numerische Validierung der experimentellen Ergebnisse durchzuführen.

## 6 Diskussion

### 6.1 Analyse des Ionisierungsprozesses

In Abschnitt 2.1 wurden die zeitlichen Abläufe der thermischen Erhitzung des Probenmaterials durch die intensive Laserstrahlung qualitativ beschrieben. Der Energieeintrag ist dabei hoch genug, um Material zu verdampfen und zu ionisieren. In diesem Abschnitt werden Betrachtungen zum Ionisationsprozess vorgestellt und mit Hilfe der erzielten Messergebnisse Berechnungen zum Ionisierungsgrad im verdampften Material durchgeführt. Da in Abhängigkeit der Laserintensität verschiedene Prozesse zur Ionisation beitragen können, werden hier zunächst die unterschiedlichen Ionisationsprozesse voneinander abgegrenzt.

Bei sehr hohen Intensitäten, wie sie beispielsweise mit Ultrakurzpulslasern erreicht werden, kommt es im Wesentlichen zur Multiphotonen- und Tunnelionisation. Welcher Effekt hierbei dominiert, hängt von den Laserparametern ab und kann durch den Keldysh-Parameter  $\gamma$  beschrieben werden [107, 108].

$$\gamma = \frac{\omega}{F} \sqrt{2E_0} \text{ (in atomaren Einheiten).} \quad (105)$$

Hierbei ist  $\omega$  die Frequenz des Lasers,  $F$  die entsprechende Feldstärke und  $E_0$  die Ionisierungsenergie. Bei sehr hohen Feldstärken mit  $\gamma \ll 1$  dominiert die Tunnelionisation. Dabei entsteht durch die Überlagerung des Coulombpotentials des Atoms mit dem elektrischen Feld des Lasers eine Potenzialbarriere. Gebundene Elektronen können mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch die Barriere tunneln und es kommt zur Ionisation [107, 109].

Bei kleineren Feldstärken mit  $\gamma > 1$  dominiert die Multiphotonenionisation. Hierbei können zwei oder mehr Photonen gleichzeitig absorbiert werden und es kommt zu einer Ionisierung des Atoms [12, 81, 108]. Wird dabei mehr Energie aufgenommen als die Ionisierungsenergie beträgt, wird diese Energie in Bewegungsenergie des freien Elektrons und des Ions umgewandelt.

Bei den hier betrachteten Versuchen mit cw-Laserleistungen im Kilowattbereich und Strahldurchmessern von mehreren Millimetern ist die Intensität

jedoch nicht hoch genug für diese Effekte. Unter diesen Bedingungen erfolgt die Ionisierung über eine thermische Aufheizung. Das Probenmaterial wird durch die absorbierte Laserleistung erst aufgeschmolzen und dann teilweise verdampft. Durch die kontinuierliche Energiezufuhr wird das Gas weiterhin aufgeheizt und teilweise ionisiert (siehe Abschnitt 6.2). Dabei spielt die Stoßionisation eine dominante Rolle.

Anhand der erzielten Messergebnisse aus Kapitel 4 für die Elektronendichte und Temperatur kann auch der Ionisationsgrad des Plasmas bestimmt werden. Für ein Gas im thermischen Gleichgewicht kann das Verhältnis der Teilchendichten der verschiedenen Ionisierungszuständen über die Saha-Boltzmann-Gleichung berechnet werden [58]:

$$\frac{n_e n_{z+1}}{n_z} = 2 \frac{U_{z+1}}{U_z} \cdot \frac{(2\pi m_e k_b T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{E_{z+1}}{k_b T_e}\right), \quad (106)$$

mit der Elektronendichte  $n_e$ , Temperatur  $T_e$ , den Besetzungsdichten  $n$  im Ionisierungsgrad  $Z$ , der Ionisierungsenergie  $E_{z+1}$  und den entsprechenden Zustandssummen  $U$ . Diese können aus den Datenbanken des *NIST* entnommen werden [70]. Legt man für Aluminium die Ergebnisse aus den Messungen mit einer Elektronendichte von  $1,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und eine Elektronentemperatur von 8000 K zugrunde, so ergibt sich für den Anteil der einfach ionisierten Teilchen ein Wert von über 10 %.

Die Besetzungsdichte in noch höher ionisierten Zuständen kann mit dem Plasmacode *FLYCHK* berechnet werden, der vom *NIST* zur Verfügung gestellt wird. Der Code löst Ratengleichungen, um die Besetzungsdichten verschiedener Zustände unter Berücksichtigung von atomaren Stoß- und Strahlungsprozessen zu berechnen [110]. Als Beispiel zeigt Abbildung 68 das Ergebnis einer *FLYCHK*-Rechnung. Man sieht die Verteilung der Ionisationsstufen für ein Aluminiumplasma unter Annahmen derselben Werte von Elektronendichte und Temperatur. Der Anteil noch höher ionisierter Teilchen im Plasma liegt demnach weit unter einem Prozent.

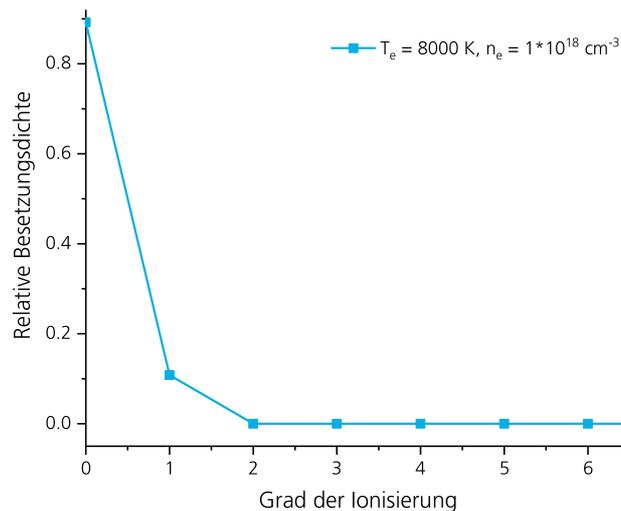


Abbildung 68: Relative Besetzungsdichten für verschiedene Ionisationsstufen, berechnet mit FLYCHK für ein LTE-Aluminiumplasma bei einer Temperatur von 8000 K und einer Elektronendichte von  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

## 6.2 Absorption der Laserstrahlung im Plasma

In Abschnitt 3.4 wurde die mittlere Absorptivität von Eisenproben in Abhängigkeit der Laserintensität bestimmt. Hierbei wurde festgestellt, dass die mittlere Absorptivität in dem Intensitätsbereich, in dem die Plasma-bildung einsetzt, um fast 50 % reduziert wird. In diesem Abschnitt wird dargestellt, welche Effekte zu dieser Abnahme führen und es werden Berechnungen zur Absorption der Laserstrahlung im Plasma durchgeführt.

In Abhängigkeit der Laser- und Plasmaparameter können eine Vielzahl an verschiedenen Prozessen dazu führen, dass Laserstrahlung von einer Gas-/Plasmawolke absorbiert wird. Wie im vorigen Abschnitt 6.1 dargestellt, sind Prozesse wie Multiphotonen-Ionisation und Tunnelionisation, die im Bereich der Ultrakurzpulslaser eine wichtige Rolle spielen, im betrachteten Parameterbereich nicht relevant [111, 112]. Bei den vorliegenden Bedingungen ist jedoch zu erwarten, dass die inverse Bremsstrahlung für die Absorption der Laserstrahlung im Plasma signifikante Beiträge liefert. Im folgenden Abschnitt wird deshalb dieser Prozess weiter analysiert sowie eine Abschätzung der Abschwächung des Laserstrahls aufgrund der Absorption im Plasma vorgenommen.

Bei der inversen Bremsstrahlung wird Laserstrahlung vom Plasma absorbiert und in thermische Energie umgewandelt. Hierbei handelt es sich um den Umkehrprozess der in Abschnitt 2.4 vorgestellten Frei-Frei-Strahlung. Dabei werden die Photonen der Laserstrahlung von freien Elektronen unter dem Einfluss von Stoßprozessen mit Ionen im Plasma absorbiert.

Über vereinfachte Modelle lässt sich auch der Absorptionskoeffizient der inversen Bremsstrahlung  $\kappa_{IB}$  berechnen [58, 113]

$$\kappa_{IB} = \left(\frac{\nu_{ei}}{c}\right) \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}\right)^{-1/2}, \quad (107)$$

mit der Kreisfrequenz der Laserstrahlung  $\omega_L = 2\pi c/\lambda$ , der Plasmafrequenz  $\omega_p$  und der Elektronen-Ionenstoßfrequenz  $\nu_{ei}$ . Diese Größen wurden bereits im Theorieteil in Abschnitt 2.2 hergeleitet (Siehe Formel (4)-(11)).

Im Folgenden wird exemplarisch die Absorption des Lasers bei der Propagation im Plasma berechnet. Dafür wird von einer Plasmawolke ausgegangen, die sich bei der Bestrahlung einer Aluminiumprobe 40 ms nach Bestrahlungsbeginn mit einem Strahldurchmesser von 2 mm gebildet hat (analog zum Plasmamodell in Kapitel 5). Da der Absorptionskoeffizient von Elektronentemperatur und Elektronendichte abhängt, müssen diese Werte für die Berechnung der Absorption bekannt sein. Für die Rechnung wurde der Verlauf von Elektronendichte und Temperatur mit steigendem Abstand zur Probenoberfläche aus den experimentellen Daten zugrunde gelegt (siehe auch Tabelle 14). Für die Berechnung des Absorptionskoeffizienten wurde der Temperatur- und Dichteverlauf mit einer Gaußfunktion gefittet. Das Ergebnis dieser Anpassung ist in Abbildung 69 zu sehen.

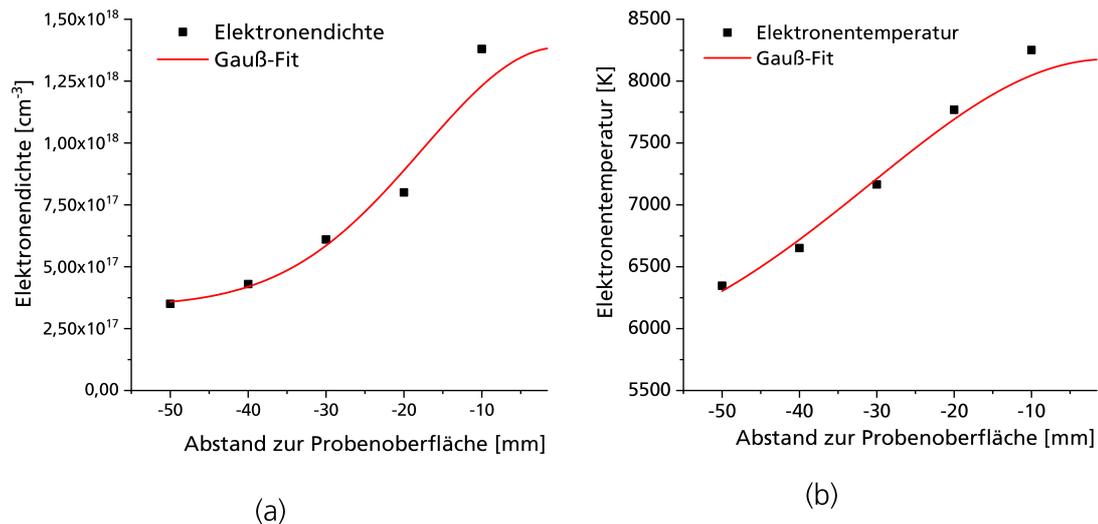


Abbildung 69: Gauß-Fit des Verlaufs von Elektronendichte (a) und Elektronentemperatur (b), die als Grundlage für die Berechnung der Absorption aufgrund der inversen Bremsstrahlung dienen.

Somit kann der Absorptionskoeffizient der inversen Bremsstrahlung orts aufgelöst bestimmt werden. Für die Abschwächung der Intensität  $I$  pro Propagationsintervall  $dx$  im Plasma gilt

$$\frac{dI}{dx} = -\kappa_{ib} \cdot I. \quad (108)$$

Gemäß Formel (108) kann somit die Abschwächung der ursprünglichen Laserintensität bei der Propagation im Plasma berechnet werden.

Das Ergebnis der entsprechenden Berechnung ist in Abbildung 70 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die ursprüngliche Intensität während der Propagation im Plasma deutlich reduziert wird. Die Intensität der Strahlung an der Probenoberfläche beträgt 87,2 % der ursprünglichen Intensität. Ein signifikanter Anteil der Laserstrahlung wird demnach durch die inverse Bremsstrahlung absorbiert und sorgt somit auch für eine weitere Erhitzung des Plasmas.

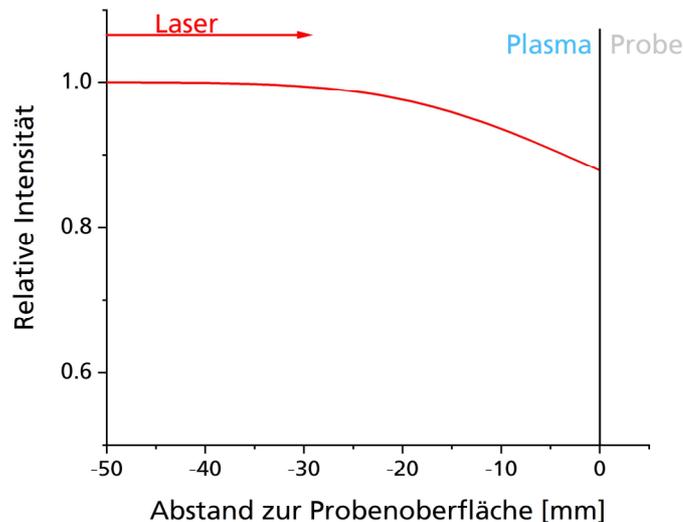


Abbildung 70: Abschwächung der Laserstrahlung bei der Propagation durch die Plasmawolke aufgrund der inversen Bremsstrahlung.

Zur Einordnung dieses Ergebnisses kann dieser Wert mit Messungen der mittleren Absorptivität verglichen werden. In Abschnitt 3.2 wurde die mittlere Absorptivität von Eisenproben bei einer Laserleistung von 5 kW bestimmt. Es wurde festgestellt, dass bei Laserintensitäten, die hoch genug sind, um zu Verdampfungsprozessen zu führen, die mittlere Absorptivität um bis zu 50 % reduziert wurde. Ein direkter Vergleich der beiden Ergebnisse ist aufgrund der verschiedenen Laserparameter und Probenmaterialien nicht möglich. Jedoch zeigen beide Methoden, dass die Plasmabildung zu einer deutlichen Reduzierung des Energieübertrags vom Laser an die Probe führt. Für eine vertiefte Untersuchung werden die Absorptionsprozesse in Kapitel 6.4 im Kontext einer Energiebilanz weiter analysiert.

### 6.3 Simulation in MULTI-fs

MULTI-fs wurde speziell für die Simulation der Wechselwirkung von Femtosekunden-Laserpulsen mit Plasmen entwickelt. Bei den Laserparametern und Zeitskalen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, ist eine Simulation des gesamten Bestrahlungsvorgangs mit MULTI-fs nicht in vollem Umfang möglich (ausführliche Darstellung siehe Abschnitt 6.4.2). Auf Basis durchgeführter Voruntersuchungen ist es allerdings gelungen,

die Vorgänge im Plasma für einen kurzen Zeitraum während der Bestrahlung abzubilden. Auf diese Weise konnten Energieübertrag und Wärmeleitung im Plasma berechnet und mit den Ergebnissen aus den Abschnitten 6.2 und 6.4. verglichen werden.

Im folgenden Abschnitt werden zuerst einige Voruntersuchungen und Anpassungen vorgestellt, die für die Verwendung von MULTI-fs im relevanten Parameterbereich notwendig waren. Auf Basis dieser Betrachtung werden daraufhin das verwendete Simulationsmodell und im Anschluss die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen vorgestellt.

In MULTI-fs werden alle Berechnungen im CGS-Einheitensystem durchgeführt. Für die bessere Vergleichbarkeit mit den experimentellen Ergebnissen werden in diesem Kapitel jedoch alle Eingangsgrößen und Simulationsergebnisse in SI-Einheiten dargestellt.

### 6.3.1 Voruntersuchungen

Im ersten Schritt wurde die generelle Eignung von MULTI-fs im gegebenen Parameterbereich geprüft. Es zeigte sich, dass insbesondere eine Simulation der hydrodynamischen Expansion im untersuchten Parameterbereich über die gesamte Dauer der Lasereinwirkung nicht zielführend ist. Eine wichtige Einschränkung von MULTI-fs besteht darin, dass es nicht in der Lage ist, die Festigkeit des metallischen Targets abzubilden, so dass unabhängig von der eingekoppelten Laserenergie eine Expansion des Simulationsvolumens auftritt. Während dieser Prozess im Femtosekundenbereich vernachlässigbar ist, führt er bei den Zeitskalen, die im Rahmen dieser Arbeit relevant sind, zu deutlichen Artefakten. Bereits bei Simulationsdauern von wenigen Mikrosekunden erreichen die einzelnen Zellen Expansionsgeschwindigkeiten von bis zu  $10^5$  cm/s und die Ausdehnung der ursprünglichen Probengeometrie verdoppelt sich. Diese Beobachtungen wurden auch dann gemacht, wenn die eingestrahlte Laserintensität in der Simulation auf null gesetzt wurde. Aufgrund dieser Einschränkungen wurden für die weiteren Analysen statische Simulationsrechnungen durchgeführt, bei denen die hydrodynamische Expansion für jede Zelle deaktiviert wurde.

Da die Hydrodynamik nicht berücksichtigt wurde, konnten Verdampfungs- und Expansionsprozesse nicht realistisch abgebildet werden. Die Rechnungen ermöglichen jedoch eine Analyse der Strahlpropagation und des Energietransfers im Plasma für ein kurzes Zeitintervall.

In weiteren Voruntersuchungen wurden entsprechende Simulationen mit einfachen planaren Geometrien durchgeführt. Das Modell bestand aus einer homogenen Plasmaschicht und einer kalten Probenschicht, die sich an den Parametern im Experiment orientierten. Eine schematische Skizze des verwendeten Modells ist in Abbildung 71 dargestellt.

In MULIT-fs sind verschiedene Modelle und Methoden implementiert, die für die Simulation verwendet werden können. Dies betrifft insbesondere die Wahl des Solvers für die eingebrachte Laserenergie (Maxwell- oder WKB-Solver). Für die Absorption der Laserstrahlung an Metallen wird bei geringen Temperaturen die Elektronenstoßfrequenz über die Elektron-Phonon-Wechselwirkung berechnet. MULTI-fs verwendet für die Berechnung einen empirischen Parameter, der aus der Anpassung von Simulationen an experimentelle Daten generiert wurde (siehe Abschnitt 2.3). Da dieser Parameter bei abweichenden Wellenlängen und Intensitäten ermittelt wurde, ist davon auszugehen, dass die von MULTI-fs berechnete Absorption an der Metallprobe im betrachteten Fall nicht akkurat ist. Deshalb wird die folgende Auswertung der Simulationsergebnisse auf den Bereich im Plasma beschränkt. Für die Propagation der Laserstrahlung im Plasma konnte kein signifikanter Einfluss der verschiedenen Berechnungsmethoden auf die absorbierte Leistung und die Temperatur der Zellen beobachtet werden.

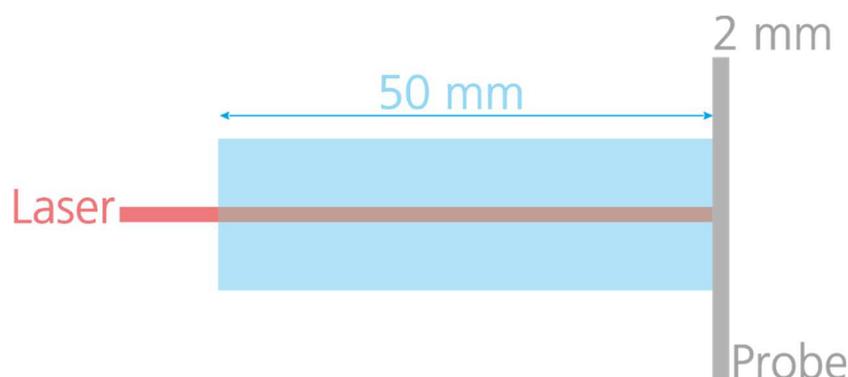


Abbildung 71: Schematische Skizze des Simulationsmodells, das für die Voruntersuchungen verwendet wurde.

Neben den oben geschilderten Optionen wurde auch der Einfluss des in Abschnitt 2.3 vorgestellten f-Faktors untersucht. Eine Parameterstudie lieferte für Werte von  $f = 0,6 - 1,0$  minimale Abweichungen im Übergangsbereich zur Probe. Für den Bereich im Plasma wurden jedoch identische Ergebnisse erzielt. Des Weiteren wurde eine Studie zur notwendigen minimalen Schichtdicke durchgeführt. Es zeigte sich, dass eine Schichtdicke im Millimeterbereich hoch genug aufgelöst ist und keine Effekte vernachlässigt werden.

Für die Berechnung der absorbierten Laserleistung greift MULTI-fs auf vorab generierte Tabellen für die mittlere Ionisation zu. Diese Tabellen wurden ursprünglich für Betrachtungen an Femtosekundenlasern und damit für wesentlich höhere Temperaturen berechnet. Die zugrundeliegenden Tabellen in MULTI-fs wurden für einen Temperaturbereich von  $10^5 - 10^{10}$  K berechnet. Um die Gegebenheiten bei cw-Lasern besser abbilden zu können, wurden deshalb mit Hilfe des SNOP-Codes [57] neue Ionisierungstabellen im Bereich  $10^0 - 10^5$  K berechnet und implementiert.

### 6.3.2 Simulationsmodell

Wie im vorigen Abschnitt dargestellt, konnte die Hydrodynamik bei den gegebenen Laserparametern nicht abgebildet werden. Die durchgeführte Simulation beschränkt sich daher darauf, die Propagation des Lasers und den Energietransfer für einen kurzen Zeitraum unter statischen Bedingungen zu analysieren. Hierzu wurde eine eindimensionale planare Geometrie verwendet, bei der das Plasma durch eine Anzahl von 100 Zellen und die Probe durch 10 Zellen abgebildet wurden.

Die räumliche Ausdehnung und die initialen Plasmamaparameter wurden aus den experimentellen Ergebnissen abgeleitet. Wie in Abschnitt 6.2 wurden die Startparameter aus den Bedingungen bei der Bestrahlung einer Aluminiumprobe 40 ms nach Bestrahlungsbeginn mit einer Laserleistung von 8 kW und einem Strahldurchmesser von 2 mm abgebildet. Das Plasma hat zu diesem Zeitpunkt eine Ausdehnung von 50 mm vor der Probe erreicht. Entsprechend beträgt die Länge der einzelnen Zellen in der Plasmaschicht 0,5 mm. Die dahinterliegende Probe mit einer Dicke von 2 mm wurde über eine homogene Schicht bestehend aus 10 Zellen abgebildet. Die Anordnung der Zellen ist schematisch in Abbildung 72 dargestellt.

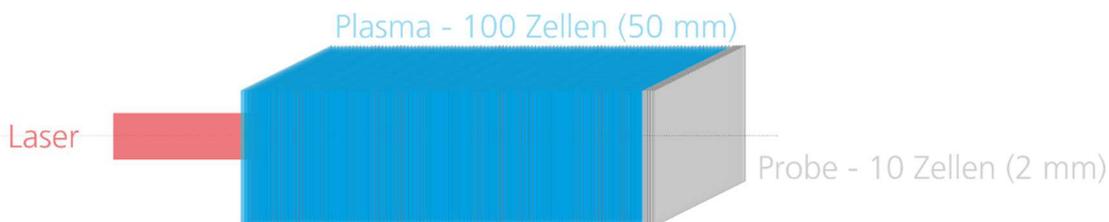


Abbildung 72: Schematische Darstellung des verwendeten Modells für die Simulationen in MULTI-fs.

Um jeder Zelle einen individuellen Startwert für die Elektronentemperatur zuordnen zu können, wurde die Verteilung der experimentellen Ergebnisse durch einen Gauß-Fit genähert. Die entsprechende Verteilung von Elektronentemperatur und Elektronendichte ist in Abbildung 73 dargestellt. Da es sich um ein eindimensionales Modell mit planarer Geometrie handelt, können laterale Gradienten nicht berücksichtigt werden, deshalb wurden die entsprechenden experimentellen Werte auf der optischen Achse verwendet. Bereits in Abschnitt 2.4.2 konnte gezeigt werden, dass im Plasma das LTE-Kriterium erfüllt wird. Somit wurde der Startwert von Elektronen- und Iontemperatur gleichgesetzt.

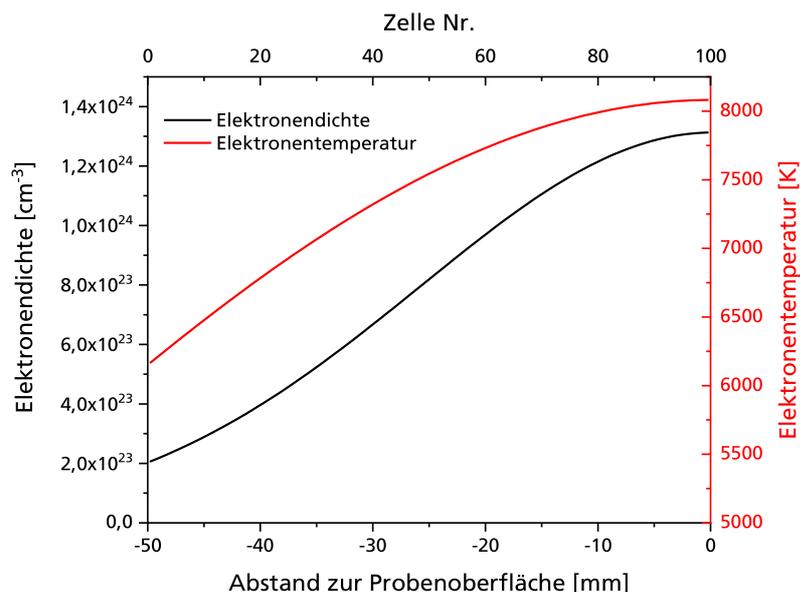


Abbildung 73: Verteilung von Elektronendichte und Temperatur aus einem Gauß-Fit der experimentellen Ergebnisse als Basis für die Eingangsgrößen im Simulationsmodell.

Eine weitere Eingangsgröße in MULTI-fs ist die Massendichte der einzelnen Zellen. Sie wurde aus der Verteilung von Elektronendichte und Temperatur bestimmt. Für die Massendichte  $\rho$  im Plasma gilt

$$\rho = \frac{n_{tot} \cdot M}{N_A} . \quad (109)$$

Hierbei ist  $M$  die molare Masse (27 g/mol für Aluminium) und  $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  die Avogadrokonstante. Im Falle eines partiell einfach ionisierten Plasmas gilt für die Gesamtteilchendichte  $n_{tot}$

$$n_{tot} = n_0 + n_1 . \quad (110)$$

In dieser Formel ist  $n_1$  die Dichte der angeregten Teilchen. Da höhere Ionisationsstufen vernachlässigt werden können, gilt  $n_1 = n_e$ . Die Teilchendichte im Grundzustand  $n_0$  wurde gemäß der Saha-Boltzmann-Gleichung (siehe Formel (106)) aus den Verteilungen von Elektronendichte und Temperatur berechnet.

Somit konnte jeder Zelle ein Startwert für die Massendichte zugeordnet werden. Das Ergebnis dieser Berechnung in Abhängigkeit des Abstands zur Probenoberfläche ist in Abbildung 74 dargestellt.

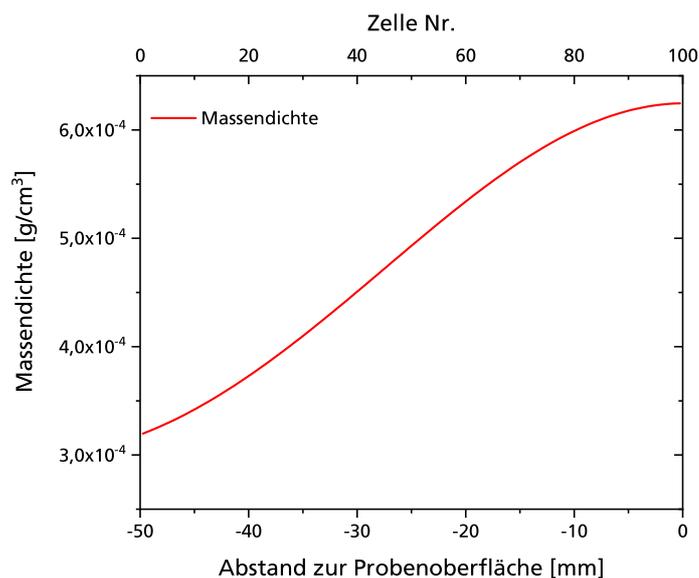


Abbildung 74: Berechnete Verteilung der Massendichte, als Eingangsparameter im Simulationsmodell.

### 6.3.3 Simulation in MULTI-fs

In MULTI-fs wurde die Bestrahlung des vorgestellten Modells für eine Zeitdauer von  $4 \mu\text{s}$  simuliert. Für die Intensität der eingestrahlteten Laserleistung wurde ein Wert von  $2,5 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$  verwendet. Dieser Wert ergibt sich aus Verhältnis der gesamten eingestrahlteten Leistung von  $8 \text{ kW}$  und der Querschnittsfläche der Laserstrahlung bei einem Strahlradius von  $2 \text{ mm}$ .

In Abbildung 75 sind die simulierten Elektronentemperaturen im Abstand von einer Mikrosekunde zu sehen. Der Laser kommt dabei von links, propagiert durch die Plasmaschicht und trifft dann auf die Probe. Die Verteilung der Elektronentemperaturen entspricht dabei im Wesentlichen dem Verlauf zum Startzeitpunkt. Innerhalb der simulierten Zeitdauer von  $4 \mu\text{s}$  kann nur eine sehr geringe Aufheizung des Plasmas aufgrund der absorbierten Laserstrahlung beobachtet werden. Allerdings ist zu sehen, dass es aufgrund von Wärmeleitungs- und Strahlungseffekten zu einer Abkühlung an den Randbereichen der Plasmaschicht kommt. Dies betrifft sowohl die ersten Plasmaschichten als auch den Übergangsbereich zur kälteren Aluminiumprobe. In der Detailansicht des Übergangsbereichs in Abbildung 75 (b) ist zu erkennen, dass es zu einer leichten Erwärmung des Plasmas im zeitlichen Verlauf der Bestrahlung kommt. Zusätzlich kann der Einfluss des Wärmeaustauschs zwischen Plasma und Probe und somit eine Abkühlung des Plasmas nahe an der Probe beobachtet werden.

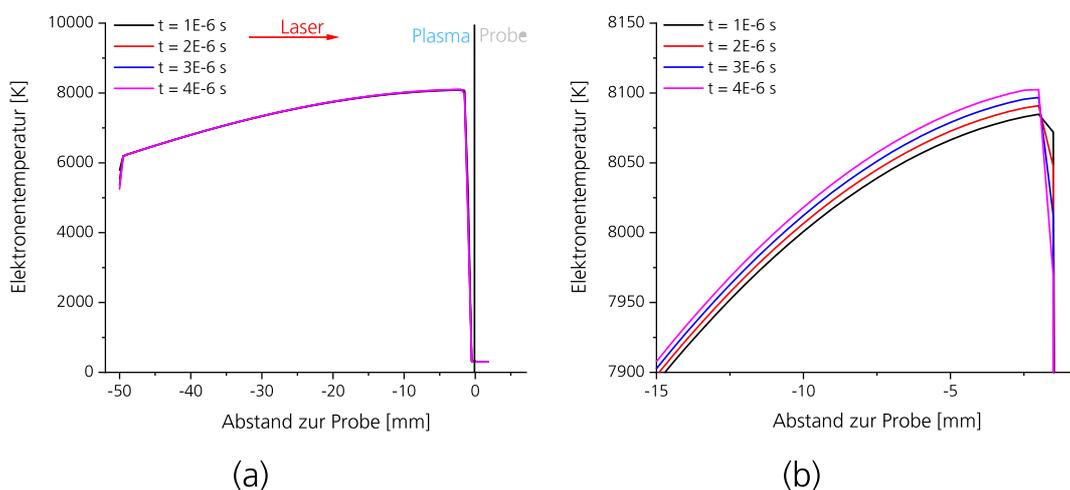


Abbildung 75: Gesamtüberblick der berechneten Temperaturverläufe für verschiedene Zeitpunkte (a), und die entsprechende Detailansicht des Übergangsbereichs zur Probe (b).

Ein zentrales Ziel dieser Arbeit ist ein besseres Verständnis für den Einfluss des Plasmas auf den Energieübertrag vom Laser an die Probe. Spezielles Augenmerk wurde deshalb auf die Leistung gelegt, die vom Plasma absorbiert wird. In Abbildung 76 ist das Ergebnis der Simulation für die vom Plasma absorbierte Laserleistung dargestellt. Es wird deutlich, dass ein signifikanter Anteil der Laserstrahlung vom Plasma absorbiert wird. Die absorbierte Leistung pro Zellenvolumen steigt dabei mit zunehmender Elektronendichte bei kleiner werdenden Abständen zur Probenoberfläche hin deutlich an. Dieser Effekt wird im zeitlichen Verlauf noch verstärkt. Durch die Aufheizung des Plasmas steigen mit der Zeit auch der Ionisationsgrad sowie die Elektronendichte und damit die absorbierte Leistung.

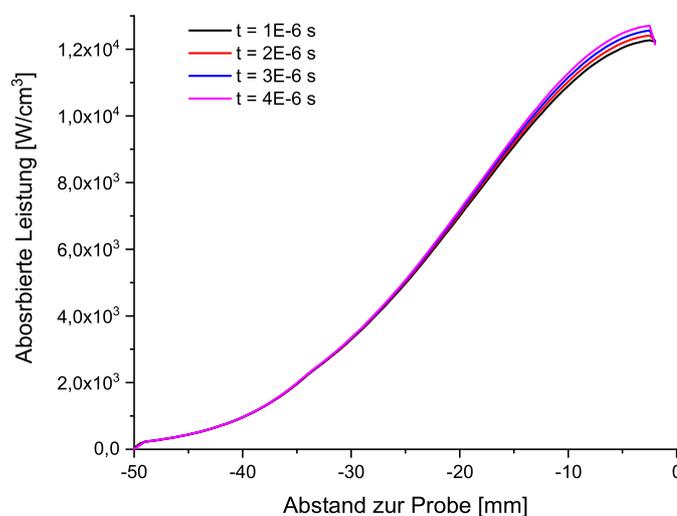


Abbildung 76: Absorbierte Laserleistung pro Zellenvolumen für verschiedene Zeitpunkte der Simulation.

Von MULTI-fs wird standardmäßig die eingekoppelte Laserenergie pro Volumen der einzelnen Zellen berechnet. Um die Ergebnisse dieser Simulation mit der Berechnung der absorbierten Energie in Abschnitt 6.2 vergleichen zu können, wurde die absorbierte Leistung über die Propagationsstrecke aufintegriert. Über eine Normierung auf die eingestrahlte Laserintensität kann daraus der Verlauf der relativen Laserintensität während der Propagation im Plasma berechnet und mit den Ergebnissen aus Abschnitt 6.2 verglichen werden. In Abbildung 77 ist dieser Vergleich dargestellt. Man sieht deutlich, dass die Simulation in MULTI-fs sehr gut mit

den Berechnungen zur Absorption durch inverse Bremsstrahlung in Abschnitt 6.2 übereinstimmt. Dies bestätigt zum einen die Ergebnisse der Berechnungen und zeigt zum anderen, dass es möglich ist MULTI-fs auch für weitergehende Analysen zu verwenden. Somit konnte es als nützliches Tool für zukünftige Abschätzungen zum Skalierungsverhalten oder in Bezug auf weiterführende Anwendungen am Fraunhofer EMI etabliert werden.

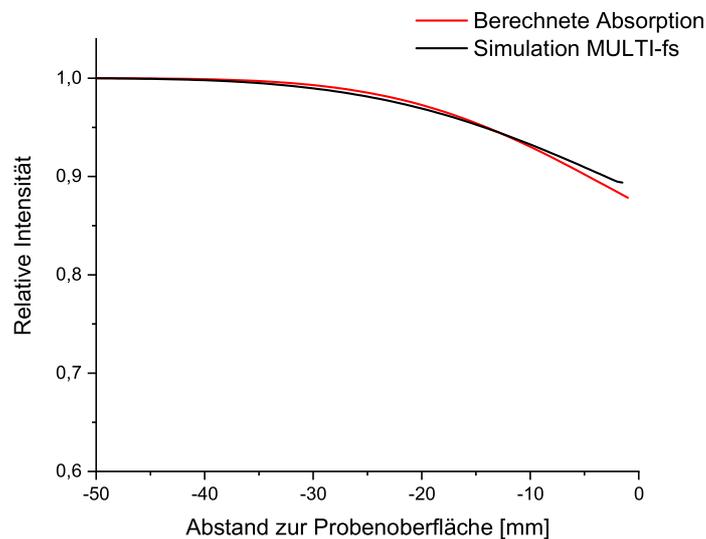


Abbildung 77: Vergleich der relativen Intensitäten der Laserstrahlung während der Propagation aus der Simulation mittels MULTI-fs im Vergleich zu den Berechnungen der inversen Bremsstrahlung.

## 6.4 Analyse der Energiebilanz

In diesem Kapitel wird die Energiebilanz bei der Bestrahlung von Aluminiumproben analysiert. Da es sich um einen transienten Prozess handelt, wird die Analyse exemplarisch zu zwei charakteristischen Zeitpunkten nach Bestrahlungsbeginn durchgeführt.

Im ersten Abschnitt wird die Energiebilanz zu Beginn der Plasmaexpansion analysiert. Diese Phase ist, wie in Abschnitt 4.1 dargestellt, durch eine Expansion der Plasmawolke mit einer konstanten Geschwindigkeit charakterisiert. Für die Beschreibung der Energiebilanz wurde ein eindimensionales Modell entwickelt, das auf Rechnungen zur Beschreibung von Verdampfungsvorgängen in der Materialbearbeitung entwickelt wurde

[12, 49]. Dieses Modell wurde bereits für die Analyse der Plasmadynamik bei größeren Strahldurchmessern angepasst und die entsprechenden Ergebnisse wurden von Osterholz und Heunoske veröffentlicht [49]. Aufgrund der detaillierten experimentellen Ergebnisse, die im Rahmen dieser Arbeit erzielt wurden, war eine Erweiterung und Verfeinerung des ursprünglichen Modells möglich.

Wie ebenfalls in Abschnitt 4.1 dargestellt, kommt es nach der gleichmäßigen Plasmaexpansion zu einer Phase, in der die Ausdehnung des Plasmas nicht weiter ansteigt. In diesem Zustand stellt sich demnach ein quasistationäres Gleichgewicht der beteiligten Verdampfungs- und Expansionsprozesse sowie der Laser-Plasma-Wechselwirkung ein. Auch für diesen Zustand wird im zweiten Abschnitt dieses Kapitels die Energiebilanz analysiert.

#### 6.4.1 Energiebilanz zu Beginn der Plasmaexpansion

##### *Eindimensionales Expansionsmodell*

Ziel dieses Abschnitts ist die Analyse der Energiebilanz zu Beginn der Plasmaexpansion. Hierfür wird eine Energieerhaltungsgleichung aufgestellt und insbesondere der Anteil der eingekoppelten Laserstrahlung berechnet, der für die Bildung des expandierenden Plasmas benötigt wird.

Dazu wird von einer Dampf-/Plasmawolke ausgegangen, die in Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen mit einer Geschwindigkeit  $v$  senkrecht zur Probenoberfläche expandiert. Die laterale Expansion wird vernachlässigt und man erhält einen expandierenden Plasmazylinder mit der Stirnfläche  $A$  (siehe Abbildung 78). Für die Gesamtenergiebilanz gilt dann

$$E_{\text{Laser}} = E_{\text{Probe}} + E_{\text{Plasma}} + E_{\text{refl}}. \quad (111)$$

Hier ist  $E_{\text{Laser}}$  die Energie der Laserstrahlung und  $E_{\text{Probe}}$  ist der Anteil der Laserstrahlung, der an die Probe weitergeleitet wird.  $E_{\text{Plasma}}$  ist die Energie im Plasma und  $E_{\text{refl}}$  ist der Teil der Laserstrahlung, der reflektiert wird. Für die Beiträge der Energie im Plasma gilt wiederum

$$E_{\text{Plasma}} = E_{\text{mech}} + E_{\text{kin}} + E_{\text{therm}}. \quad (112)$$



Abbildung 78: Schematische Zeichnung zu Beginn der Plasmaexpansion.

Bei den einzelnen Beiträgen auf der rechten Seite von Gleichung (112) handelt es sich um die Energie  $E_{therm}$ , welche für die Bildung des Plasmas benötigt wird, die kinetische Energie der expandierenden Wolke  $E_{kin}$  und die mechanische Energie  $E_{mech}$ , die bei der Expansion gegen den Umgebungsdruck verrichtet wird. Exemplarische Rechnungen zeigen, dass die Beiträge zur mechanischen und kinetischen Energie im Vergleich zur thermischen Energie bei unter einem Promille liegen und somit vernachlässigt werden können [114].

Die Energie  $E_{therm}$  wiederum kann dargestellt werden als eine Summe von drei Beiträgen:

$$E_{therm} = E_{verdampf} + \Delta E_{dampf} + E_{ion} \quad (113)$$

mit der Energie  $E_{verdampf}$ , die zur Aufheizung des Materials bis zur Verdampfung aufgewendet werden muss, der Energie  $\Delta E_{dampf}$  für die weitere Aufheizung des Dampfs von der Siedetemperatur bis zur finalen Temperatur und der Ionisierungsenergie  $E_{ion}$  für die partielle Ionisierung. Die Verdampfungsenergie  $E_{verdampf}$  beinhaltet wiederum alle energetischen Beiträge, die für die entsprechenden Temperaturerhöhungen und Phasenumwandlungen benötigt werden

$$E_{verdampf} = \Delta E_{schmelz} + E_{schmelz} + \Delta E_{siede} + E_{dampf} . \quad (114)$$

Die Beiträge im Einzelnen:

- Die thermische Energie  $\Delta E_{schme}$ , um das feste Material mit der Masse  $m$  von der Raumtemperatur  $T_{raum}$  bis zum Schmelzpunkt  $T_{schmelz}$  zu erhitzen und die spezifische Wärmekapazität im festen Zustand  $c_{fest}$

$$\Delta E_{schmelz} = m \cdot c_{fest} \cdot (T_{schmelz} - T_{raum}) \quad (115)$$

- Die Energie  $E_{schmelz}$ , die benötigt wird, um das Material aufzuschmelzen, mit der Schmelzwärme  $\Delta q_{schme}$

$$E_{schmelz} = m \cdot \Delta q_{schmelz} \cdot \quad (116)$$

- Die Energie  $\Delta E_{siede}$ , um das flüssige Material von der Schmelztemperatur auf die Siedetemperatur  $T_{siede}$  zu erhitzen, mit der spezifischen Wärmekapazität im flüssigen Zustand  $c_{flüssig}$

$$\Delta E_{siede} = m \cdot c_{flüssig} \cdot (T_{siede} - T_{schmelz}) \cdot \quad (117)$$

- Die Energie  $E_{dampf}$  für die Verdampfung des geschmolzenen Materials, mit der Schmelzwärme  $\Delta q_{dampf}$

$$E_{dampf} = m \cdot \Delta q_{dampf} \cdot \quad (118)$$

Mit etwa 82 % wird bei diesem Prozess der größte Teil der Energie für die Verdampfung des bereits aufgeschmolzenen Materials benötigt. Für die folgenden Berechnungen werden alle Beiträge von der Erhitzung des festen Materials ausgehend von der Raumtemperatur bis zur Verdampfung unter  $\Delta q_V$  zusammengefasst und es gilt für die Verdampfungsenergie

$$\Delta E_{verdampf} = m \cdot \Delta q_V \cdot \quad (119)$$

Für die Berechnung der thermischen Energie im Dampf  $\Delta E_{dampf}$  wird angenommen, dass es sich um ein ideales Gas handelt und es gilt

$$\Delta E_{dampf} = m \cdot \frac{3R}{2M} \cdot (T - T_{siede}), \quad (120)$$

mit der allgemeinen Gaskonstante  $R$ , Temperatur  $T$  und der molaren Masse  $M$ . Für die Ionisierungsenergie gilt

$$E_{ion} = m \cdot Z_m \cdot E_1, \quad (121)$$

mit dem Anteil der ionisierten Teilchen  $Z_m$  und der Ionisierungsenergie  $E_1$ . Die Berechnungen mit FLYCHK in Abschnitt 6.1 haben gezeigt, dass der Anteil mehrfach ionisierter Teilchen im Plasma bei unter einem Promille liegt und somit vernachlässigt werden kann. Der Ionisierungsgrad entspricht somit dem Verhältnis der Teilchendichte einfach ionisierter Ionen  $n_1$  und der Teilchendichte im Grundzustand  $n_0$  gemäß

$$Z_m = \frac{n_1}{n_0 + n_1}. \quad (122)$$

Wie in Abschnitt 6.1 dargestellt, ist dieses Verhältnis temperaturabhängig und kann über die Saha-Boltzmann-Gleichung berechnet werden [58]

$$\frac{n_e n_1}{n_0} = 2 \frac{U_1}{U_0} \cdot \frac{(2\pi m_e k_b T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{k_b T_e}\right). \quad (123)$$

Mit den entsprechenden Zustandssummen  $U_{1,0}$  und der Ionisierungsenergie  $E_1$ .

Gemäß der Massenerhaltung gilt für die Masse des verdampfenden Materials  $\dot{m}$  während der Bestrahlung

$$\dot{m} = A \cdot v \cdot \rho. \quad (124)$$

Für die Dichte  $\rho$  gilt

$$\rho = \frac{n_{tot} \cdot M}{N_a}. \quad (125)$$

Mit der molaren Masse  $M$ , der Avogadro-Konstanten  $N_a = 6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$  und der Gesamtteilchendichte  $n_{tot} = n_0 + n_1$ .

Damit kann ausgehend von Formeln (119)-(121) und (124) die Leistung  $P_{PB}$  berechnet werden, die benötigt wird, um das expandierende Plasma zu bilden

$$P_{PB} = A \cdot v \cdot \rho \left( \frac{3}{2M} R(T - T_{siede}) + \Delta q_v + Z_{av} \cdot E_1 \right). \quad (126)$$

#### *Anwendung des Modells auf die Bestrahlung von Aluminiumproben*

In diesem Abschnitt wird das oben hergeleitete Expansionsmodell exemplarisch für die Bestrahlung einer Aluminiumprobe mit einem Strahldurchmesser von 2 mm betrachtet. Für diese Berechnung werden mehrere Plasmaparameter benötigt. Darunter sind die Querschnittsfläche der Plasmasäule  $A$ , die Expansionsgeschwindigkeit  $v$ , die Elektronendichte  $n_e$  und die Temperatur  $T$ , die aus den experimentellen Beobachtungen ermittelt werden können.

Für die Bestimmung der Querschnittsfläche wurde die Hochgeschwindigkeitsaufnahme 10 ms nach Bestrahlungsbeginn ausgewertet. Die entsprechende Momentaufnahme ist in Abbildung 79 zu sehen. Zu diesem Zeitpunkt weist die Plasmawolke eine elliptische Form auf. Die Berechnung der benötigten Leistung für die Plasmabildung wird deshalb für einen Durchmesserbereich vom Minimum an der Probenoberfläche mit 3,5 mm bis zum Maximum des Durchmessers im Zentrum der Wolke (7,7 mm) durchgeführt.

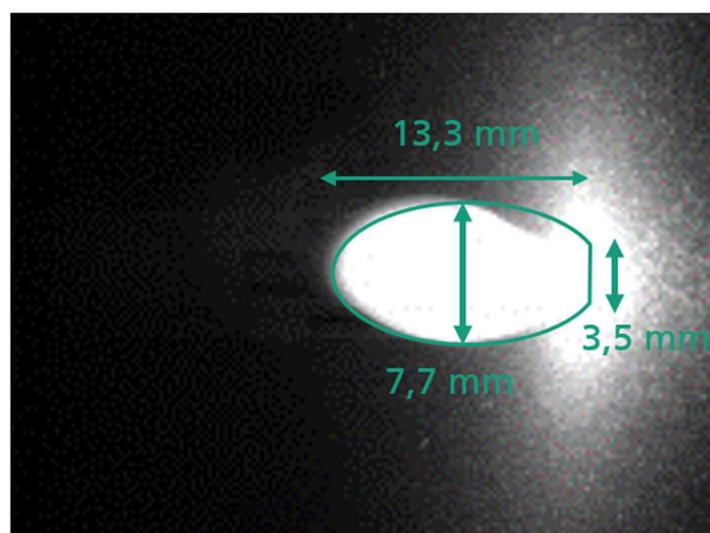


Abbildung 79: Bestimmung der Plasmaausdehnung 10 ms nach Bestrahlungsbeginn.

Elektronendichte und Temperatur wurden aus den Emissionsspektren bestimmt, die ebenfalls 10 ms nach Bestrahlungsbeginn aufgezeichnet wurden (siehe Abbildung 80). Die Emission des Plasmas ist in diesem frühen Stadium der Expansion deutlich geringer als zu späteren Zeitpunkten. Um ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erzielen, wurden die Spektren über den gesamten Ausdehnungsbereich (13,3 mm) gemittelt.

Analog zu der Auswertung in Abschnitt 4.2.1.1 wurde die Elektronendichte aus der Linienverbreiterung der Emissionslinien aufgrund des Stark-Effekts bestimmt. Dazu wurden die Linienbreiten der beiden Emissionslinien des Aluminiumdoublets mit einem Voigt-Fit bestimmt. Über eine Mittelung der beiden Linienbreiten konnte eine Elektronendichte von  $6,99 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  bestimmt werden. Die Temperatur wurde aus den aufgezeichneten Spektren der AlO-Molekülbanden bestimmt. Wie in Abschnitt 4.2.1.2 dargestellt, werden dazu simulierte Emissionsspektren über eine Variation der Temperatur an die gemessenen Spektren angepasst.

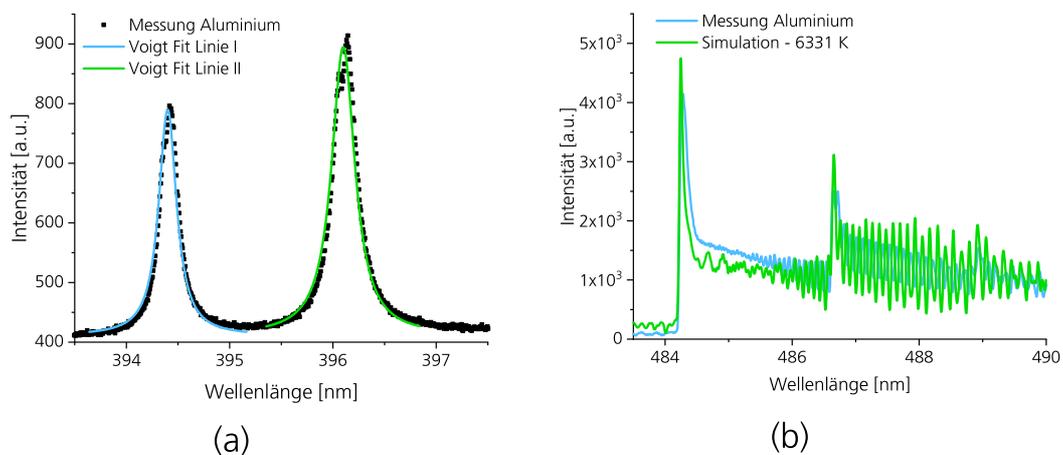


Abbildung 80: Fit der Emissionslinien des Aluminiumdoublets für die Bestimmung der Elektronendichte (a) und die Simulation der Aluminiummolekülbanden zur Bestimmung der Temperatur.

Mit diesem Verfahren konnte für den Zeitpunkt 10 ms nach Bestrahlungsbeginn eine gemittelte Temperatur von 6331 K bestimmt werden (siehe Abbildung 80). Mit diesen Plasmaparametern lässt sich gemäß Formel (126) die Leistung berechnen, die benötigt wird, um eine entsprechend expandierende Plasmawolke zu erzeugen. In Abbildung 81 ist das Resultat dieser Rechnung für den ermittelten Durchmesserbereich der Plasmawolke dargestellt.

Die benötigten materialspezifischen thermodynamischen Kennwerte sind in Tabelle 16 zusammengefasst. In Abhängigkeit des Durchmessers der Plasmawolke wird eine Leistung zwischen 1100 W und 5300 W benötigt, um ein entsprechend expandierendes Plasma zu erzeugen. Somit wird ein signifikanter Anteil der Laserstrahlung für die Plasmabildung benötigt.

Berechnet man den mittleren Durchmesser der Plasmawolke aus dem Minimum an der Oberfläche und dem Maximum in der Mitte der Wolke, erhält man einen Mittelwert von 5,6 mm. Für diesen mittleren Durchmesser beträgt die Leistung, die für die Plasmabildung benötigt wird, 2693 W und entspricht somit mehr als 30 % der Laserleistung. Dieses Ergebnis stützt zum einen die Ergebnisse aus Abschnitt 3.2. Für den Intensitätsbereich, in dem es zur Plasmabildung kommt, wurde ein deutlicher Abfall der effektiven Absorptivität, d. h. des Anteils der Laserenergie bestimmt, der als thermische Energie an die Probe übertragen wird. Die durchgeführten Berechnungen zeigen, dass der Anteil der Laserleistung, der für die Plasmabildung benötigt wird, hierbei einen signifikanten Beitrag liefert.

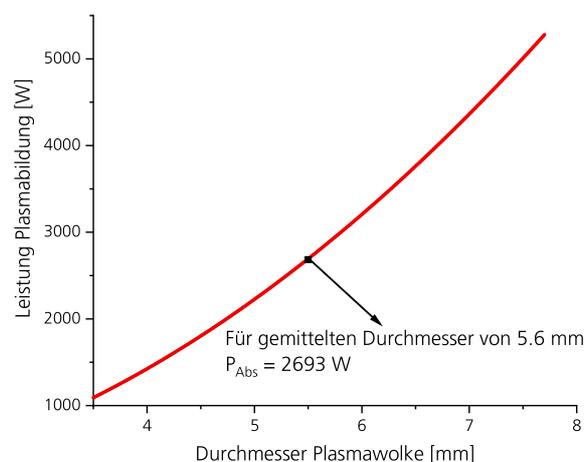


Abbildung 81: Berechnung der Laserleistung, die für die Bildung des expandierenden Plasmas benötigt wird, in Abhängigkeit des Durchmessers der Plasmawolke.

Dieser Beitrag wird mit dem expandierenden Plasma abtransportiert und steht somit nicht mehr für die thermische Aufheizung der Probe zur Verfügung.

Zum anderen ist dieser Wert auch konsistent mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit, da aus den ermittelten Plasmametern eine plausible Energiebilanz für den Gesamtprozess aufgestellt werden konnte.

Tabelle 16: Verwendete thermodynamischen Kennwerte Aluminium.

	<b>Aluminium</b>	<b>Quelle</b>
<b>Schmelztemperatur</b>	931,15 K	[95]
<b>Schmelzwärme</b>	355,88 kJ/kg	[95]
<b>Siedetemperatur</b>	2543,15 K	[95]
<b>Verdampfungswärme</b>	11723,04 kJ/kg	[95]
<b>Ionisierungsenergie</b>	5,99 eV	[97]
<b>Molare Masse</b>	26,98 g/mol	[97]
<b>Spezifische Wärmekapazität bei 500 °C</b>	1,089 kJ/kg	[95]
<b>Spezifische Wärmekapazität flüssig</b>	1,18 kJ/kg K	[115]

## 6.4.2 Energiebilanz im turbulenten Zustand

Nach der Phase der gleichmäßigen Expansion nimmt die Ausdehnung der Plasmawolke nicht weiter zu. Somit ist es mit den verwendeten experimentellen Untersuchungsmethoden nicht mehr möglich, den Materialfluss in der Plasmawolke wie in Gleichung (124) zu bestimmen und bei der Energiebilanz zu berücksichtigen. Daher wird im Folgenden ein alternativer Ansatz für die Energiebilanz entwickelt, der auf den experimentellen Beobachtungen im turbulenten Zustand basiert. Dieser Ansatz beruht im Wesentlichen auf der Annahme eines Gleichgewichtes zwischen der im Plasma absorbierten Laserenergie und der vom Plasma emittierten Strahlung. Die Rechnungen werden wiederum exemplarisch für eine Aluminiumprobe durchgeführt. Dafür wird die Emission des Plasmas durch einen grauen Körper genähert und ein mittlerer Emissionskoeffizient bestimmt.

Da die Ausdehnung der Wolke im turbulenten Endzustand nicht weiter zunimmt, kann angenommen werden, dass sich für die Prozesse der Plasmabildung und Expansion sowie die Absorption und Transmission von Strahlung ein quasistationäres Gleichgewicht einstellt. Dies ist beispielsweise für Aluminiumproben bei einem Strahldurchmesser von 2 mm zu einem Zeitpunkt von 50 ms nach Bestrahlungsbeginn der Fall (siehe Abschnitt 4.1). Für die Betrachtung der Energiebilanz können dann zeitlich konstante Beiträge angenommen werden.

Für die entsprechenden Leistungen gilt somit

$$P_{\text{Laser}} = P_{\text{Abs}} + P_{\text{Trans}} \quad , \quad (127)$$

mit der Leistung des Lasers  $P_{\text{Laser}}$ , der vom Plasma absorbierten Leistung  $P_{\text{Abs}}$  und dem Anteil, der an die Probe transmittiert wird  $P_{\text{Trans}}$ . Bei der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Plasma und der Probenoberfläche treten weitere Effekte auf, darunter die Reflektion von Strahlung an der Probenoberfläche sowie die Aufheizung der Probe durch Wärmeleitung und Strahlungsemission des Plasmas. Diese Prozesse sind in Abbildung 82 schematisch dargestellt.

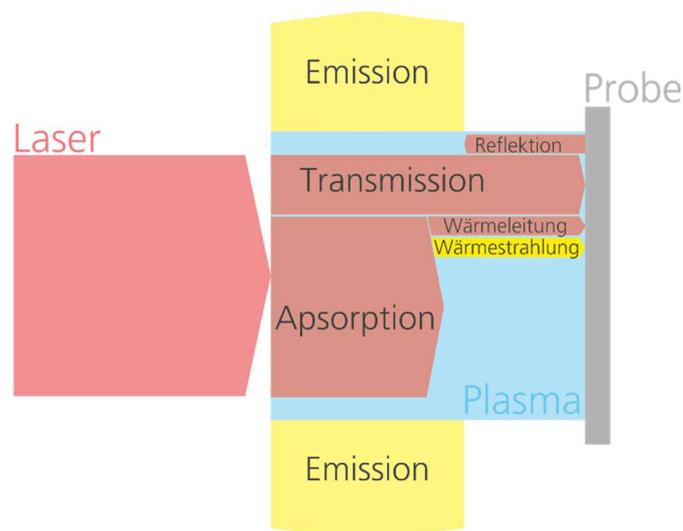


Abbildung 82: Schematische Skizze der relevanten Prozesse zur Betrachtung der Energiebilanz.

Bei den experimentellen Untersuchungen wurde im Verlauf der Bestrahlung im turbulenten Zustand keine Erhöhung der Plasmatemperatur gemessen. Deshalb kann angenommen werden, dass die absorbierte Leistung vom Plasma in Form von Strahlung wieder emittiert wird. Somit gilt für die Leistung, die vom Plasma emittiert wird

$$P_{\text{Abs}} = P_{\text{Emi}} \quad . \quad (128)$$

Für die weitere Analyse der Energiebilanz soll im Folgenden das Gleichgewicht gemäß Gleichung (128) zugrunde gelegt und die Leistung der emittierten Strahlung betrachtet werden. Wie in Abschnitt 2.4 dargestellt, führt eine Vielzahl von Prozessen im Plasma zur Emission von Strahlung.

Die Leistung der emittierten Strahlung kann für einige Prozesse quantitativ berechnet werden, beispielsweise für die Emission von Linienstrahlung beim Übergang aus diskreten Zuständen (siehe Kapitel 5).

Allerdings gibt es auch viele Prozesse, deren Emission nicht über den gesamten Spektralbereich berechnet werden kann. Darunter die Beiträge zur kontinuierlichen Strahlung durch die Rekombinationsstrahlung. Im Folgenden wird die spektral gemittelte Leistung der emittierten Strahlung deshalb durch einen grauen Körper genähert und ein mittlerer Emissionskoeffizient  $\epsilon_m$  bestimmt. Dafür wird im Folgenden die emittierte Leistung eines grauen Strahlers in Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten berechnet.

Für die emittierte Leistung eines grauen Strahlers gilt das Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$P_{\text{Emi}} = \epsilon_m \cdot \sigma_B \cdot A \cdot T^4 , \quad (129)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstanten  $\sigma_B = 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ , der emittierenden Plasmaoberfläche  $A$  und der Temperatur  $T$ . Als Fläche wurde die Mantelfläche eines Zylinders verwendet. Die Abmessungen wurden aus der Hochgeschwindigkeitsaufnahme 50 ms nach Bestrahlungsbeginn bestimmt. Der mittlere Radius beträgt zu diesem Zeitpunkt 7 mm bei einer Plasmaausdehnung von 65 mm. Für die Temperatur wurden die Werte aus der Auswertung der Molekülspektren verwendet. Die Werte für verschiedene Abstände zur Probenoberfläche wurden auf einen Wert von 7358 K gemittelt. Die daraus berechnete emittierte Leistung in Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten ist in Abbildung 83 dargestellt.

In Abschnitt 6.2 wurde der Absorptionskoeffizient der inversen Bremsstrahlung bestimmt. Die damit durchgeführte Propagationsrechnung ergab, dass 12,8 % der ursprünglichen Laserintensität vom Plasma absorbiert werden. Bei einer ursprünglichen Laserleistung von 8 kW werden somit 1,02 kW vom Plasma absorbiert und wieder emittiert. Berechnet man den Emissionskoeffizienten für diese Leistung, erhält man einen mittleren Emissionskoeffizienten von  $\epsilon_m = 2,12 \cdot 10^{-3}$ .

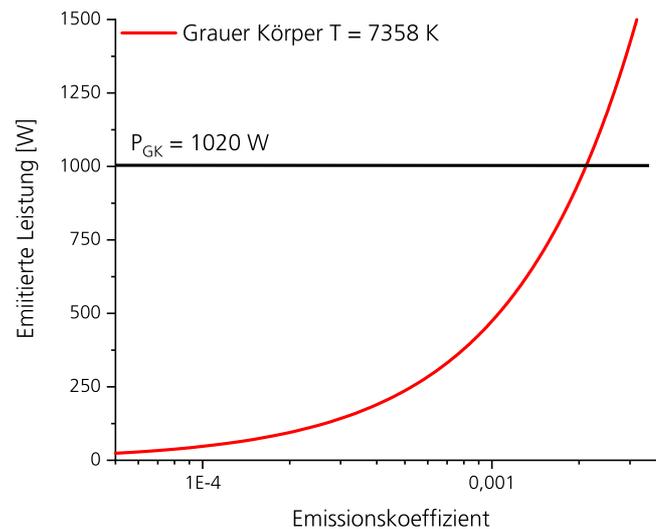


Abbildung 83: Emittierte Leistung eines grauen Körpers in Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten.

Auch diese Berechnungen sind konsistent mit den Beobachtungen aus Abschnitt 3.2, wonach der Anteil der Laserenergie, die als thermische Energie an die Probe abgegeben wird, durch die Plasmabildung reduziert wird.

#### *Abschließende Bemerkungen zur Simulation des Bestrahlungsprozesses*

Bei der Bestrahlung von Metallen mit intensiver cw-Laserstrahlung muss eine Vielzahl an Prozessen berücksichtigt werden, die teilweise auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen, darunter die Energieeinkopplung der Laserstrahlung in die Probe, die Wärmeleitprozesse in den Aggregatzuständen fest, flüssig und gas-/plasmaförmig. Des Weiteren die Phasenübergänge, Wärmetransport und Strömungseigenschaften im flüssigen und gasförmigen Materialzustand und die Wechselwirkung der Laserstrahlung mit den unterschiedlichen Phasen der Materie.

Wie in Abschnitt 1.2 dargestellt, gibt es für die cw-Laser-Materie-Wechselwirkung Arbeiten, die sich mit der Simulation von Plasmaeffekten befassen. Bei den bislang veröffentlichten Arbeiten liegt der Schwerpunkt jedoch hauptsächlich auf Anwendungen im Bereich der Materialbearbeitung. Da die auftretenden Effekte jedoch sehr stark von den vorherrschenden Laserparametern abhängen, können die Modelle nicht ohne Weiteres übertragen werden. Derzeit stehen somit keine ausgereiften

Simulationscodes zur Verfügung, die alle Prozesse unter den Bedingungen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, beschreiben können. Die Entwicklung entsprechender Modelle ist allerdings auch am Fraunhofer EMI Gegenstand aktueller Forschung [83, 116].

Auch für Plasmen, die mit Ultrakurzpulslasern erzeugt werden, stehen etablierte Plasmacodes zur Verfügung. Allerdings können auch diese Tools nicht uneingeschränkt im gegebenen Parameterbereich genutzt werden. Dies liegt im Wesentlichen an den unterschiedlichen Zeitskalen und Prozessen, die berücksichtigt werden müssen. Wie in Abschnitten 6.1 und 6.3 gezeigt wurde, können mit Codes wie MULTI-fs oder FLYCHK jedoch bestimmte Teilaspekte erfolgreich abgebildet werden.

## 6.5 Einfluss von Neutralteilchen auf die interferometrischen Messungen

Bei der Auswertung der Interferogramme wird angenommen, dass die gemessene Phasenverschiebung durch die freien Elektronen im Plasma verursacht wird. Allerdings sind neben den Elektronen auch noch weitere atomare Teilchen und Moleküle im Plasma vorhanden, die einen Einfluss auf den gemessenen Brechungsindex haben. Die Einflüsse der verschiedenen Spezies addieren sich im Allgemeinen und somit gilt für den totalen Brechungsindex [67].

$$(n - 1) = \sum_l (n_l - 1) = \sum_l K_l n_l. \quad (130)$$

Hierbei ist  $K_l$  der Beitrag zum Brechungsindex, der von der Spezies  $l$  verursacht wird und  $n_l$  die entsprechende Teilchendichte. Im betrachteten Fall des Aluminiumplasmas würde somit gelten:

$$(n - 1) = K_e n_e + K_{AII} n_{AII} + K_{AII^*} n_{AII^*} + K_{AIO} n_{AIO} + K_{AIII} n_{AIII} + K_{AIII^*} n_{AIII^*} + \dots, \quad (131)$$

mit den Beiträgen der Elektronen  $e$ , der Aluminiumteilchen im Grundzustand  $AII$  und im angeregten Zustand  $AII^*$  sowie der Aluminiumoxidmoleküle  $AIO$  und den Beiträgen der einfach ionisierten Teilchen  $AIII$ . Wie in Abschnitt 6.1 dargestellt, können die Anteile noch höher ionisierter Teilchen vernachlässigt werden. In Gleichung (60) wurde hergeleitet, dass

eine höhere Elektronendichte zu einer Verringerung des Brechungsindex führt. Die restlichen Beiträge sind hingegen positiv und führen zu einer Erhöhung des Brechungsindex.

Für eine exakte Bestimmung der verschiedenen Einflüsse müssten jedoch die entsprechenden Koeffizienten  $K$  der verschiedenen Spezies sowie deren Konzentration bekannt sein. Diese Koeffizienten wurden zwar für verschiedenste Elemente gemessen oder kalkuliert, stehen für das untersuchte Aluminiumplasma jedoch nicht zur Verfügung [117, 118]. Ebenso ist eine experimentelle Bestimmung der Konzentrationen der einzelnen Spezies mit dem hier verwendeten Versuchsaufbau nicht durchführbar.

Aus Gleichung (131) kann jedoch gefolgert werden, dass die ermittelten Werte für die Elektronendichte aus den Interferometerdaten vermutlich unter der tatsächlichen Elektronendichte im Plasma liegen, wenn der Einfluss schwerer Teilchen nicht berücksichtigt wird. Die Ergebnisse aus den spektroskopischen Messungen liefern jedoch Elektronendichten, die unwesentlich kleiner sind als die Ergebnisse aus den interferometrischen Messungen. Für das Aluminiumplasma wurde in einem Abstand von 30 mm zur Probenoberfläche, bei einer Laserleistung von 8 kW und einem Strahldurchmesser von 2 mm, aus den Spektren eine Elektronendichte von  $8,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ermittelt. Die Ergebnisse aus der interferometrischen Messung liegen in einem etwas kleineren Abstand von 15 mm zur Probenoberfläche bei  $1,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Das Ergebnis aus der interferometrischen Messung liegt somit leicht über dem Ergebnis aus der Spektroskopie. Allerdings liegt die Genauigkeit des spektroskopischen Ergebnisses aufgrund der Ungenauigkeit der Literaturwerte für die Starkverbreiterung, welche in die Auswertung eingehen, bei 50 % (siehe Abschnitt 6.7). Die Ergebnisse beider Methoden liegen somit zumindest im selben Größenordnungsbereich.

Um den Einfluss der schwereren Teilchen auf die Bestimmung der Elektronendichte zu quantifizieren, könnte die Messung in zukünftigen Arbeiten mit einem Zwei-Wellenlängen-Interferometer durchgeführt werden. Durch den Einsatz von zwei Messlasern mit unterschiedlicher Wellenlänge kann der Einfluss schwerer Teilchen extrahiert werden [67, 119, 120].

Von Schittenhelm wurden mit einem entsprechenden Aufbau bereits Messungen an Plasmen durchgeführt, die mit gepulsten Lasern an Aluminiumproben erzeugt wurden [121]. Der Vergleich zwischen einfachem und Zwei-Wellenlängen-Interferometer ergab dabei, dass der Einfluss der

schweren Teilchen lediglich in der Größenordnung des entsprechenden Messfehlers lag.

Exemplarische Rechnungen, die für Argonplasmen bei einer Temperatur von 11605 K durchgeführt wurden, ergeben, dass der Einfluss am Brechungsindex, der nicht von Elektronen verursacht wurde, bei etwa 2 % liegt [67]. Beide Arbeiten wurden bei Elektronendichten durchgeführt, die innerhalb einer Größenordnung mit den Bedingungen übereinstimmen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Somit kann abschließend festgehalten werden, dass der Einfluss der schweren Teilchen auf die Ermittlung der Elektronendichte aus den aufgezeichneten Interferogrammen vermutlich einen geringen Einfluss hat.

## 6.6 Einfluss des Plasmas auf die Strahlpropagation

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, führen die freien Elektronen im Plasma zu einer Reduzierung des Brechungsindex. Dieser Effekt wurde in Abschnitt 4.3 für die Bestimmung der Elektronendichte mittels eines interferometrischen Aufbaus verwendet. Durch das Plasma entsteht somit vor der Probe ein Gebiet, in dem der Brechungsindex einen Gradienten aufweist. Dieser Gradient ist radialsymmetrisch zur Laserachse und hat für den Wirklaser einen Effekt, der vergleichbar mit einer Zerstreuungslinse ist. In der Literatur wird dieser Effekt als »Ionization induced defocusing« bezeichnet und begrenzt, insbesondere bei Experimenten mit Ultrakurz-pulslasern, die maximale Fokussierbarkeit [122–124].

Bei Experimenten mit Femtosekundenlasern hängt die maximale Ionisierungsstufe mit der eingestrahnten Intensität zusammen. Nach einer einfachen geometrischen Abschätzung von Wong wird dieser Prozess relevant, falls gilt [125].

$$\frac{n_e}{n_{cr}} > \frac{\lambda}{\pi z_R}. \quad (132)$$

Hierbei sind  $n_e$  die Elektronen- und  $n_{cr}$  die kritische Dichte,  $\lambda$  die Wellenlänge des Lasers und  $z_R$  die Rayleighlänge. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob dieser Effekt auch für die durchgeführten Experimente relevant ist.

Wie in Abbildung 84 dargestellt, wird von einem kollimierten Laserstrahl ausgegangen, der in einem zylindersymmetrischen Plasma mit radialem Dichtegradient propagiert (siehe Plasmamodell Kapitel 5).

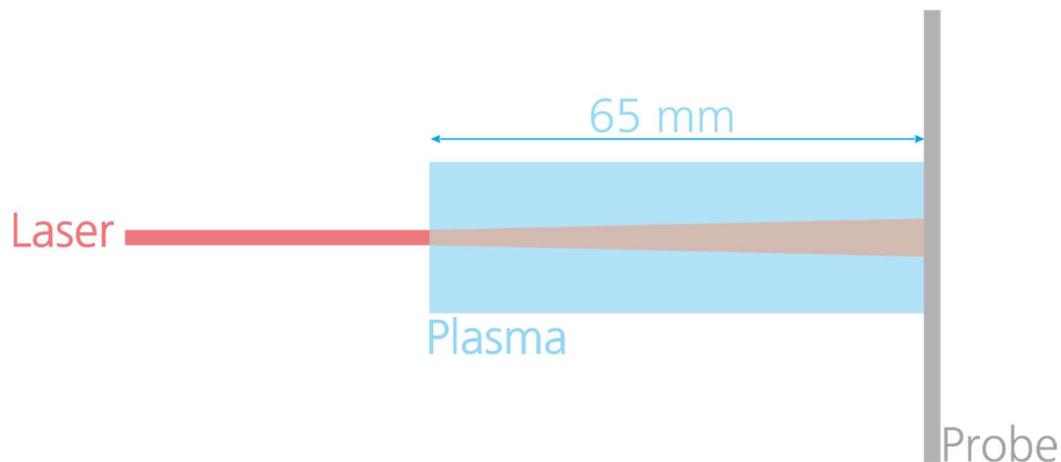


Abbildung 84: Schematische Darstellung der Aufweitung des Laserstrahls bei der Propagation im Plasma.

Für die Berechnung des Ablenkwinkels kann eine analytische Formel von Eckert verwendet werden [126]. Sie liefert den Winkel der Ablenkung  $\Delta\theta$  in Abhängigkeit der Änderung des Brechungsindex  $n$  senkrecht zur Ausbreitungsrichtung  $\delta n/dy$  und der Propagationsstrecke  $\Delta x$

$$\Delta\theta = \frac{1}{n} \frac{\delta n}{\delta y} \Delta x. \quad (133)$$

Die Änderung des Brechungsindex in radialer Richtung wurde aus den Ergebnissen der Abel-Rekonstruktion in Abschnitt 4.3 entnommen.

Über Formel (81) wurde der Brechungsindex im Zentrum aus der maximalen Phasenverschiebung berechnet. Ausgehend vom Brechungsindex in Luft bei Standardbedingungen ( $n = 1,0003$ ) ergibt sich anhand der Verteilung aus der Abel-Rekonstruktion die in Abbildung 85 dargestellte Verteilung. Man sieht deutlich, dass die vom Plasma verursachte Änderung im Brechungsindex relativ gering ist. Entsprechend ergibt sich aus Formel (133) auf einer Propagationsstrecke von 65 mm lediglich eine Aufweitung von  $2,9 \mu\text{m}$ . Somit liegt die Aufweitung des Laserstrahls weit unter einem Prozent des Durchmessers. Bei der hier verwendeten Strahlgeometrie mit hoher Rayleigh-Länge und dem vorliegenden Elektronendichtegradienten kann der Effekt der Aufweitung somit vernachlässigt werden.

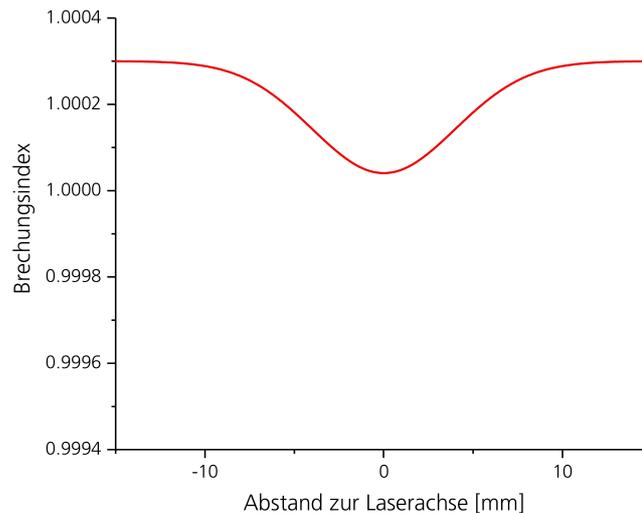


Abbildung 85: Berechneter Verlauf der optischen Dichte in Abhängigkeit des Abstands zur Laserachse.

## 6.7 Genauigkeit der Ergebnisse

In diesem Abschnitt soll die Genauigkeit der ermittelten Messwerte diskutiert werden. In den folgenden Abschnitten wird dazu exemplarisch eine explizite Fehlerrechnung für die jeweils ermittelten Maximalwerte von Elektronentemperatur und Dichte durchgeführt.

### *Spektroskopie – Elektronendichte*

In Abschnitt 4.2.1.1 wurde die Elektronendichte aus den aufgezeichneten Emissionsspektren bestimmt. Dafür wurden die Breiten der beiden Emissionslinien  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  des Aluminiumdoublets aus einem Fit der Emissionslinien bestimmt und gemittelt  $\bar{\sigma}$ . Zusammen mit dem von Konjevic [72] tabellierten Wert  $w$  für die Starkverbreiterung konnte die Elektronendichte  $n_e$  folgendermaßen bestimmt werden.

$$n_e = \frac{\bar{\sigma}}{w}. \quad (134)$$

Für die beiden Größen, die in die Bestimmung der Elektronendichte eingehen, kann ein Fehler angegeben werden. Somit kann der Fehler auf den ermittelten Wert für die Elektronendichte berechnet werden. Die

Fehlerrechnung wird im Folgenden für den Versuch mit einem Strahldurchmesser von 2 mm bei einem Abstand von 30 mm bis 40 mm zur Probenoberfläche durchgeführt.

Die Breite der beiden Emissionslinien wurde über einen Voigtfit bestimmt und gemittelt  $\bar{\sigma} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}$  (siehe 4.2.1.1). Für den Fehler des Mittelwerts  $\Delta\bar{\sigma}$  gilt gemäß der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung [127].

$$\Delta\bar{\sigma} = \left| \frac{\partial\bar{\sigma}}{\partial\sigma_1} \right| \Delta\sigma_1 + \left| \frac{\partial\bar{\sigma}}{\partial\sigma_2} \right| \Delta\sigma_2. \quad (135)$$

Somit ergibt sich im exemplarischen Beispiel ein Wert für die mittlere Linienbreite von  $\bar{\sigma} = 2,06 \pm 0,02 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ . Der Fehler des Fits liegt demnach bei etwa 1 %. Wesentlich größer wird der Fehler des verwendeten Tabellenwerts für den Starkparameter angegeben. Dieser wurde mit einer Unsicherheit von bis zu 50 % bestimmt. Aus beiden Fehlern ergibt sich für den Fehler der ermittelten Elektronendichte  $\Delta n_e$ .

$$\Delta n_e = \left| \frac{\partial n_e}{\partial \bar{\sigma}} \right| \Delta \bar{\sigma} + \left| \frac{\partial n_e}{\partial w} \right| \Delta w. \quad (136)$$

Somit erhält man für die ermittelte Elektronendichte im Abstand von 30 mm zur Probe einen Wert von  $n_e = 6,1 \pm 3,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Hierbei kann jedoch nicht berücksichtigt werden, dass der verwendete Tabellenwert für den Verbreiterungsparameter bei einer abweichenden Elektronendichte ermittelt wurde (Für eine detaillierte Diskussion siehe Abschnitt 5.2.2).

#### *Spektroskopie – Elektronentemperatur Aluminiumproben*

Die Elektronentemperatur bei der Bestrahlung der Aluminiumproben wurde aus der Anpassung eines simulierten Molekülspektrums an die aufgezeichneten Daten bestimmt. Dafür wurde ein Simulationstool von Parriger et al. verwendet [35]. Die Genauigkeit des »Boltzmann Equilibrium Spectrum Programm (ESP)« wurde von den Autoren nicht quantifiziert und ist demnach nicht bekannt. Allerdings gibt das Tool die Standardabweichung des jeweiligen Fits an. Für alle durchgeführten Simulationen lag dieser Wert zwischen 15 % und 20 %. Exemplarisch berechnet, erhält man aus der entsprechenden Unsicherheit für die ermittelte Temperatur des Aluminiumplasmas an der Probenoberfläche bei einem Strahldurchmesser von 2 mm eine Elektronentemperatur von  $T_e = 7968 \pm 1331 \text{ K}$ .

#### *Spektroskopie – Elektronentemperatur Eisenproben*

Im Falle der Eisenproben wurde die Elektronentemperatur aus dem linearen Fit eines Boltzmann-Plots erstellt. Hierbei werden die relativen Intensitäten der identifizierten Spektrallinien gegen die entsprechende Anregungsenergie aufgetragen und die Temperatur aus der Steigung eines linearen Fits errechnet (siehe Abschnitt 4.2.2). Der Fehler bei der Temperaturbestimmung setzt sich aus mehreren Fehlern zusammen: zum einen den Fehlern bei der Bestimmung der relativen Intensität aus den aufgezeichneten Spektren, zum anderen den Fehlern der eingehenden linien-spezifischen Größen (Energielevel, Übergangswahrscheinlichkeit und Zustandssumme; siehe Gleichung (133)). Der Fehler bei der Bestimmung der relativen Intensitäten aus dem Spektrum kann mit etwa 2 % Ablesegenauigkeit abgeschätzt werden. Die linien-spezifischen Größen wurden aus der »Atomic Spectra Database« des NIST entnommen. Für diese Größen ist der Fehler mit unter 10 % angegeben [70].

Exemplarisch wird im Folgenden der Fehler bei der Temperaturbestimmung aus der Genauigkeit des resultierenden linearen Fits abgeleitet. Für die Bestrahlung einer Eisenprobe mit einem Strahldurchmesser von 2 mm lag der Fehler für die Bestimmung der Steigung bei 15,7 %. Aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ergibt sich somit nach Formel (133) für die Elektronentemperatur ein Wert von  $T_e = 6228 \pm 981\text{K}$ .

Allerdings gibt es noch weitere Einflüsse auf die Genauigkeit der Ergebnisse, die nicht quantifiziert werden können. So wurde beispielsweise für die spektroskopische Auswertung angenommen, dass ein »lokales thermisches Gleichgewicht« im Plasma vorliegt. Diese Annahme wurde durch die Überprüfung des entsprechenden Kriteriums im Zentrum des Plasmas deutlich erfüllt (siehe Abschnitt 2.4.2 und 6.1). Allerdings nehmen Elektronendichte und Temperatur zum Rand des Plasmas ab und das LTE-Kriterium nach Mc Whirter kann an den Rändern nicht mehr zwangsläufig als erfüllt angesehen werden.

Ferner gehen alle Modelle zur Auswertung der Emissionsspektren von monoatomaren Plasmen aus. Da die verwendeten Proben zu einem geringen Anteil aus anderen Elementen bestehen, können entsprechende Einflüsse ebenfalls nicht ausgeschlossen werden. Auch der Nachweis von Aluminiummonoxid-Molekülbanden im Spektrum weist auf Oxidationsprozesse hin, die in der entsprechenden Theorie nicht berücksichtigt werden. Der Sauerstoff wird dabei aus der Umgebungsluft bezogen. Dieser

hat ebenfalls einen Einfluss auf die Emissionsspektren, der nicht quantifiziert werden kann.

Zusätzlich bilden sich beim Bestrahlungsprozess Stoffe wie Rauch oder Schmelztröpfchen, die beim Expansionsprozess des Plasmas mitgerissen werden oder während der Expansion wieder kondensieren. Diese Effekte werden teilweise in der Literatur diskutiert [128], können aber bei der Auswertung nicht berücksichtigt werden.

Eine weitere Rolle spielt die Genauigkeit der verwendeten linienspezifischen Größen, die für die Auswertung verwendet wurden. Hierfür wurden vor allem die Datenbanken des NIST verwendet [129]. Diese weisen jedoch teilweise erhebliche Ungenauigkeiten auf oder wurden für deutlich abweichende Parameterbereiche ermittelt (siehe Abschnitt 5.2.2).

#### *Interferometrie – Elektronendichte*

In Kapitel 4.3 wurde aus den aufgezeichneten Interferogrammen eine mittlere äquivalente Elektronendichte abgeleitet. In die entsprechende Fehlerrechnung gehen die Fehler bei der Bestimmung von Plasmaausdehnung und ermittelter Phasenverschiebung ein. Der Fehler dieser beiden Größen kann mit wenigen Prozent abgeschätzt werden. Bei dieser Rechnung wurde ein möglicher systematischer Fehler aufgrund des Einflusses von Neutralteilchen nicht berücksichtigt. Wie die Ausführungen in Kapitel 6.5 zeigen, wird jedoch davon ausgegangen, dass deren Einfluss auf den Brechungsindex gegenüber den Elektronen in guter Näherung vernachlässigt werden kann.

## **6.8 Wissenschaftlicher Mehrwert der Arbeit**

Das wissenschaftliche Delta dieser Arbeit gliedert sich in mehrere Bereiche. Zum einen wurden detaillierte Untersuchungen an Plasmen, die mit kontinuierlichen Laserleistungen im Bereich mehrerer Kilowatt erzeugt werden, bislang nur für Anwendungen in der Materialbearbeitung durchgeführt. Dort werden in der Regel Strahldurchmesser deutlich unter 1 mm verwendet. Wie in den Voruntersuchungen gezeigt wurde, spielt die Intensität der Strahlung auch bei konstanter Laserleistung eine maßgebliche Rolle im Hinblick auf die Plasmabildung. In dieser Arbeit wurde erstmals explizit der Parameterbereich untersucht, in dem es überhaupt erst

zur Plasmabildung kommt und die Dynamik systematisch für verschiedene Materialien und Intensitätswerte erfasst.

Zum anderen ist die verwendete Plasmadiagnostik einzigartig. Bisherige Veröffentlichungen im Bereich der Materialbearbeitung beschränken sich in der Regel auf die Verwendung von maximal zwei diagnostischen Methoden. Nur die simultane Messung mit Hochgeschwindigkeitskamera, Spektroskopie und Interferometer liefert jedoch alle relevanten Plasma-parameter für eine genaue Charakterisierung des Plasmas. Die verschiedenen diagnostischen Methoden ergänzen sich nicht nur, sondern erlauben teilweise auch eine gegenseitige Verifikation. Hervorzuheben sind hierbei insbesondere die Ergebnisse aus der zeit- und orts aufgelösten Spektroskopie. In Abschnitt 4.2 konnte der Mehrwert dieses aufwendigen Messinstrumenten demonstriert werden. Auch die numerische Validierung der experimentellen Daten in Kapitel 5 bestätigt die Funktionsfähigkeit des Messsystems, bestehend aus den drei verschiedenen Plasmadiagnostiken. Ein Einsatz dieses Systems für andere Leistungsbereiche, in denen laser-generierte Plasmen untersucht werden, wäre somit möglich. Es könnten damit auch Untersuchungen im Bereich der Lasermaterialbearbeitung oder mit gepulsten Lasern durchgeführt werden.

Die Analysen in dieser Arbeit zeigen auch, dass im Hinblick auf die Simulation der Laser-Materie-Wechselwirkung in dem hier betrachteten Parameterbereich noch viele offene Fragestellungen zu lösen sind. Herausforderungen bestehen beispielsweise darin, physikalische Prozesse, die auf unterschiedlichen Zeit- und Längenskalen stattfinden, innerhalb eines gemeinsamen Simulationsmodells beschreiben zu müssen. Die Entwicklung geeigneter mathematischer Methoden und die Implementierung entsprechender Ansätze sind gerade Gegenstand der Forschung am Fraunhofer EMI. Die in dieser Arbeit entwickelten Methoden sollen zur Validierung der Simulationsansätze dienen und leisten damit auch einen wichtigen Beitrag zur numerischen Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse.

## 7 Zusammenfassung

Bisher wurde cw-Laserstrahlung im Leistungsbereich mehrerer Kilowatt vor allem für industrielle Anwendungen wie Schweißen, Schneiden oder Bohren genutzt. Die verwendeten Strahldurchmesser liegen für diese Anwendungen typischerweise im Submillimeterbereich. Am Fraunhofer EMI werden neuartige Anwendungen erforscht, bei denen cw-Laserstrahlung von bis zu 10 kW bei Strahldurchmessern im Bereich von wenigen Millimetern bis hin zu mehreren Zentimetern genutzt wird. Beispiele hierfür sind die Nachbearbeitung von ausgedehnten, im Lasersinterverfahren 3D-gedruckten metallischen Strukturen, die Entschärfung von Sprengkörpern und die Untersuchung geologischer Materialien. All diesen Anwendungen ist gemein, dass die intensive Laserstrahlung zur Bildung einer Dampf-/Plasmawolke vor der Probe führt.

In Voruntersuchungen konnte bei konstanter Laserleistung der Beginn der Plasmabildung bei steigender Intensität beobachtet werden. Die Analyse der Experimente zeigte, dass die Bildung des Plasmas zu einer Abnahme der Energieeinkopplung in die Probe führt. In der Literatur wurden bereits ähnliche Beobachtungen im Zusammenhang mit der Materialbearbeitung mit cw-Lasern beschrieben. Da die beobachteten Plasmaeffekte jedoch stark von der Intensität und vom Strahldurchmesser abhängen, können die Ergebnisse nicht übertragen werden.

Ziel dieser Arbeit war es deshalb, die Plasmawolke experimentell zu charakterisieren und ein numerisches Modell zu entwickeln, das eine konsistente Beschreibung der Plasmaparameter ermöglicht. Für den experimentellen Teil dieser Arbeiten wurden insgesamt drei verschiedene diagnostische Systeme ausgewählt und bei einer systematischen Testreihe eingesetzt. Es wurden Proben aus reinem Aluminium und Eisen mit verschiedenen Strahldurchmessern bei einer konstanten Laserleistung bis zur Perforation bestrahlt. Um einen Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit auszuschließen, wurden alle Proben vor den Experimenten vorbehandelt.

Die Auswertung der Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera ermöglichte eine quantitative Messung der Plasmaexpansion. Aus der Auswertung der Einzelbilder konnte die Ausdehnung der Plasmawolke zeitaufgelöst bestimmt werden. Hierbei zeigte sich, dass es bei den Eisenproben wesentlich schneller zur Bildung eines Plasmas kommt als bei

den Experimenten mit Aluminium. Die Expansion der Plasmawolke erreicht bei Eisenproben auch eine wesentlich höhere Geschwindigkeit. Dieser Effekt wird auf die unterschiedlichen thermischen Eigenschaften der Materialien zurückgeführt. In einer späteren Phase geht die Plasmawolke für beide Materialien in einen Zustand über, bei dem sich die räumlichen Abmessungen der Wolke nicht mehr ändern und der durch eine turbulente Strömung des verdampften Materials gekennzeichnet ist.

Die Messung von orts aufgelösten Emissionsspektren lieferte weitere Informationen über das lasergenerierte Plasma. Im Detailspektrum eines Aluminiumdoublets konnte nahe an der Probe starke Selbstabsorption beobachtet werden. Dieser Effekt lässt auf einen Elektronendichte- und Temperaturgradienten im Plasma in radiale Richtung schließen. Für größere Abstände zur Probe nimmt die Selbstabsorption deutlich ab und ist bei hinreichend großen Entfernungen nicht mehr sichtbar. In diesem Bereich konnte die Elektronendichte direkt aus der Starkverbreiterung der Spektrallinien bestimmt werden. Die Ergebnisse lagen in der Größenordnung von  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Weitere Messungen, die im Spektralbereich um 480 nm durchgeführt wurden, zeigten das charakteristische Bänderspektrum von Aluminiummonoxid-Molekülen. Die Anpassung von simulierten Spektren an die Messungen lieferte eine Elektronentemperatur von knapp 8000 K, die mit steigendem Abstand zur Probe abnimmt.

Bei den Versuchen mit Eisenproben wurden detaillierte Spektren im Bereich um 530 nm aufgezeichnet. Das Spektrum zeigt in diesem Bereich eine große Anzahl an schmalbandigen Emissionslinien. Ein Großteil dieser Linien konnte einem konkreten elektronischen Übergang zugeordnet werden. Mit der Boltzmann-Plot-Methode gelang es aus den relativen Linienintensitäten eine Elektronentemperatur zu bestimmen. Die Ergebnisse lagen etwas oberhalb von 6000 K und waren konstant über die Ausdehnung des aufgezeichneten Bereichs.

Für die Bestimmung der Elektronendichte wurde ein Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut und bei den Experimenten eingesetzt. Das Interferometer wird mit einem zusätzlichen Messlaser betrieben und erzeugt ein Interferenzmuster, welches durch das Plasma beeinflusst wird. Die aufgezeichneten Interferenzbilder wurden mit Hilfe der Auswertungssoftware IDEA ausgewertet, um die integrale Phasenverschiebung, die das Plasma verursacht, zu ermitteln. Aus diesem Wert wurde für verschiedene Zeitpunkte der Plasmaausbreitung eine mittlere äquivalente Elektronen-

dichte abgeleitet. Für alle Proben ergaben sich im Stadium der gleichmäßigen Expansion Werte im Bereich von  $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Über eine Abel-Rekonstruktion konnten aus den Verteilungsfunktionen der Phasenverschiebung auch die räumliche Verteilung der Elektronendichte in radialer Richtung bestimmt werden.

Um die Konsistenz der experimentellen Ergebnisse zu überprüfen, wurde eine Validierung anhand eines erweiterten numerischen Modells durchgeführt. Ziel war die Simulation von Emissionsspektren, wie sie bei den Experimenten mit Aluminiumproben aufgezeichnet wurden. Diese zeigen eine komplexe Struktur, die durch Elektronendichte- und Temperaturgradienten im Plasma verursacht wird und zu charakteristischen Selbstabsorptionslinien im spektralen Verlauf führt. In das Modell gingen alle Ergebnisse von Hochgeschwindigkeitskamera, Spektroskopie und Interferometrie ein. Für die Simulation der Emissionsspektren wurde eine eindimensionale Strahlungstransportgleichung aufgestellt und diese als Funktion des Abstands von der Probenoberfläche entlang der Sichtlinie des Spektrometers integriert. Auf diese Weise konnten synthetische Emissionsspektren orts aufgelöst berechnet werden, die eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren zeigen. Über die systematische Anpassung eines freien Parameters in der Simulation konnten außerdem zusätzliche Informationen über die radiale Temperaturverteilung im Plasma gewonnen werden.

Auf der Grundlage dieser Ergebnisse konnte eine weiterführende Analyse des Plasmas und dessen Einfluss auf den Bestrahlungsprozess durchgeführt werden. So wurde mit Hilfe der Saha-Boltzmann-Gleichung ein Ionisierungsgrad von über 10 % aus den gemessenen Plasmaparametern berechnet.

Die ermittelten Plasmaparameter erlauben auch Untersuchungen zum Einfluss des Plasmas auf die Energieübertragung an die Probe. Hierzu wurde der Absorptionskoeffizient der inversen Bremsstrahlung und dessen Einfluss auf den Energietransport zur Probe untersucht. Diese Rechnungen haben bestätigt, dass ein signifikanter Anteil der Laserenergie in der Plasmawolke absorbiert wird und entsprechen damit experimentellen Beobachtungen. Simulationen, die mit dem Plasmacode MULTI-fs durchgeführt wurden, lieferten vergleichbare Werte für die Absorption der Laserstrahlung im Plasma und sind somit konsistent mit diesen Ergebnissen

Eine weitere Bestätigung der Plausibilität der Messergebnisse konnte aufgrund der Analyse der Energiebilanz des Bestrahlungsprozesses durchgeführt werden. Dazu wurde ein eindimensionales Modell für den Beginn der Plasmaexpansion aufgestellt. Die Berechnungen ergaben, dass ein signifikanter Anteil der Energie der Laserstrahlung für die Bildung des Plasmas benötigt wird. Eine Reduzierung des Energieübertrags vom Laser an die Probe durch die Plasmabildung konnte somit erklärt und die Ergebnisse der experimentellen Messungen bestätigt werden.

Neben der Absorption der Laserstrahlung ist auch eine Beeinflussung der Propagation aufgrund von radialen Gradienten des Brechungsindex des Plasmas möglich. Die entsprechenden Analysen haben jedoch gezeigt, dass dieser Effekt in dem hier betrachteten Parameterbereich vernachlässigbar ist.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass das Ziel, eine genaue Charakterisierung des Plasmas durchzuführen, erreicht wurde. Die grundlegenden Plasmaparameter konnten experimentell bestimmt und anhand von numerischen Modellen konsistent beschrieben werden. In Kombination mit Strahlungstransportrechnungen konnte insbesondere der Verlauf der gemessenen Spektrallinien eines Aluminiumdoublets einschließlich des Linienprofils mit Selbstabsorption mit großer Genauigkeit reproduziert werden. Darüber hinaus ist es mit Hilfe des entwickelten Modells gelungen, weitere Plasmaparameter zu bestimmen und verschiedene Aspekte der Laser-Plasma-Wechselwirkung abschätzen zu können.

Neben einem detaillierten Verständnis der Laser-Materie-Wechselwirkung liefern die erzielten Ergebnisse auch einen wichtigen Beitrag zum Prozessverständnis der Anwendungen, die am Fraunhofer EMI erforscht werden. Sie ermöglichen es den Einfluss des lasergenerierten Plasmas auf den Energieübertrag in Abhängigkeit von Probenmaterial und Laserparametern abschätzen und bei der Bestimmung der optimalen Prozessparameter berücksichtigen zu können.

## 8 Literaturverzeichnis

1. Y. Kawahito, H. Wang, S. Katayama, D. Sumimori, *Ultra High Power (100 kW) Fiber Laser Welding of Steel*, *Optic Letters* **43**, 4667 (2018)
2. A. Temmler, E. Willenborg, K. Wissenbach, *Laser Polishing*, Proc. SPIE 8243, *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XVII* (2012)
3. K. Hoschke, H. Aurich, S. Schäffer, *Anwendungspotential und Materialnachbearbeitung Lasersinteranlagentechnologie: E14/18* (Fraunhofer EMI, 2018)
4. *ENCOUNTER FP7 Project*, <http://encounter-fp7.eu/performed-work-and-main-results.html>
5. C. Hamann, S. Bläsing, L. Hecht, S. Schäffer, A. Deutsch, J. Osterholz, B. Lexow, *The Reaction of Carbonates in Contact with Laser-Generated, Superheated Silicate Melts*, *Meteorit Planet Sci* **53**, 1644 (2018)
6. E. Beyer, *Einfluss des laserinduzierten Plasmas beim Schweißen mit CO<sub>2</sub> - Lasern* (1984)
7. E. Beyer, L. Bakowsky, P. Loosen, R. Poprawe, G. Herziger, *Development and Optical Absorption Properties of a Laser Induced Plasma during CO<sub>2</sub> -Laser Processing*, 75
8. A. Otto, M. Schmidt, *Towards a Universal Numerical Simulation Model for Laser Material Processing*, *Physics Procedia* **5**, 35 (2010)
9. M. Nießen, *Numerische Modellierung freier Randwertaufgaben und Anwendung auf das Laserschneiden* (Shaker, Aachen, 2006)
10. L.-E. Lindgren, *Numerical Modelling of Welding*, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* **195**, 6710 (2006)
11. W. Piekarska, D. Goszczyńska-Króliszewska, T. Domański, A. Bokota, *Analytical and Numerical Model of Laser Welding Phenomena with the Initial Preheating*, *Procedia Engineering* **177**, 149 (2017)
12. R. Poprawe, *Lasertechnik für die Fertigung* (Springer, Berlin, 2005)
13. F. Kong, J. Ma, B. Carlson, R. Kovacevic, *Real-Time Monitoring of Laser Welding of Galvanized High Strength Steel in Lap Joint Configuration*, *Optics & Laser Technology* **44**, 2186 (2012)
14. J. Hoffman, Z. Szymaski, *Time-Dependent Spectroscopy of Plasma Plume under Laser Welding Conditions*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **37**, 1792 (2004)

15. S.H. Lee, J. Mazumder, *Characteristics of Energy Transfer in Disc and Fibre Laser*, Science and Technology of Welding and Joining **19**, 202 (2014)
16. T.J. Rockstroh, J. Mazumder, *Spectroscopic Studies of Plasma During CW Laser Materials Interaction*, Journal of Applied Physics **61**, 917 (1987)
17. S. Palanco, M. Klassen, J. Skupin, K. Hansen, E. Schubert, G. Sepold, J.J. Laserna, *Spectroscopic Diagnostics on CW-Laser Welding Plasmas of Aluminum Alloys*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **56**, 651 (2001)
18. J. Bruncko, F. Uherek, M. Michalka, *Monitoring of Laser Welding Process by Optical Emission Spectroscopy*, 57
19. V.V. Semak, R.J. Steele, P.W. Fuerschbach, B.K. Damkroger, *Role of Beam Absorption in Plasma during Laser Welding*, Journal of Physics D: Applied Physics **33**, 1179 (2000)
20. S.A. Uspenskiy, P.Y. Shcheglov, V.N. Petrovskiy, A.V. Gumenyuk, M. Rethmeier, *Spectral Diagnostics of a Vapor-Plasma Plume Produced During Welding with a High-Power Ytterbium Fiber Laser*, Optics and Spectroscopy **115**, 140 (2013)
21. J.-F. Daigle, D. Pudo, F. Théberge, J. Fortin, *Spectroscopic Monitoring of FeO Fluorescence for Laser Treatment of Steel Surfaces in Air*, Journal of Laser Applications **27**, 32005 (2015)
22. J.-F. Daigle, D. Pudo, F. Théberge, *Standoff High Energy Laser Induced Oxidation Spectroscopy (HELIOS)*, Journal of Applied Physics **122**, 173102 (2017)
23. S.A. Khairallah, A. Anderson, A.M. Rubenchik, J. Florando, S. Wu, H. Lowdermilk, *Simulation of the Main Physical Processes in Remote Laser Penetration with Large Laser Spot Size*, AIP Advances **5**, 47120 (2015)
24. D.W. Hahn, N. Omenetto, *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS)*, Applied spectroscopy **64**, 335 (2010)
25. G.J. Bastiaans, R.A. Mangold, *The Calculation of Electron Density and Temperature in Ar Spectroscopic Plasmas from Continuum and Line Spectra*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **40**, 885 (1985)
26. H.C. Liu, X.L. Mao, J.H. Yoo, R.E. Russo, *Early Phase Laser Induced Plasma Diagnostics and Mass Removal During Single-Pulse Laser Ablation of Silicon*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **54**, 1607 (1999)

27. T. Hussain, M.A. Gondal, M. Shamraiz, *Determination of Plasma Temperature and Electron Density of Iron in Iron Slag Samples using Laser Induced Breakdown Spectroscopy*, IOP Conference Series: Materials Science and Engineering **146**, 12017 (2016)
28. J.A. Aguilera, C. Aragón, *Characterization of a Laser-Induced Plasma by Spatially Resolved Spectroscopy of Neutral Atom and Ion Emissions*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **59**, 1861 (2004)
29. J. Bengoechea, J.A. Aguilera, C. Aragón, *Application of Laser-Induced Plasma Spectroscopy to the Measurement of Stark Broadening Parameters*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **61**, 69 (2006)
30. D.M. Surmick, C.G. Parigger, et al., *Analysis of Emission Spectra of Aluminum Monoxide in a Propellant Flame*, International Review of Atomic and Molecular Physics, 137 (2012)
31. C.G. Parigger, A.C. Woods, D.M. Surmick, A.B. Donaldson, J.L. Height, *Aluminum Flame Temperature Measurements in Solid Propellant Combustion*, Applied spectroscopy **68**, 362 (2014)
32. J.M. Peuker, P. Lynch, H. Krier, N. Glumac, *On AIO Emission Spectroscopy as a Diagnostic in Energetic Materials Testing*, Propellants, Explosives, Pyrotechnics **38**, 577 (2013)
33. O. Launila, L.-E. Berg, *Spectroscopy of AIO: Combined Analysis of the  $A2\Pi_i \rightarrow X2\Sigma^+$  and  $B2\Sigma^+ \rightarrow X2\Sigma^+$  Transitions*, Journal of Molecular Spectroscopy **265**, 10 (2011)
34. C.G. Parigger, J.O. Hornkohl, *Computation of AIO  $B2\Sigma^+ \rightarrow X2\Sigma^+$  Emission Spectra*, Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy **81**, 404 (2011)
35. C.G. Parigger, A.C. Woods, D.M. Surmick, G. Gautam, M.J. Witte, J.O. Hornkohl, *Computation of Diatomic Molecular Spectra for Selected Transitions of Aluminum Monoxide, Cyanide, Diatomic Carbon, and Titanium Monoxide*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **107**, 132 (2015)
36. X. Bai, V. Motto-Ros, W. Lei, L. Zheng, J. Yu, *Experimental Determination of the Temperature Range of AIO Molecular Emission in Laser-Induced Aluminum Plasma in Air*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **99**, 193 (2014)
37. Y. Lida, *Effects of Atmosphere on Laser Vaporization and Excitation Processes of Solid Samples*, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **45**, 1353 (1990)

38. J. Sabbaghzadeh, S. Dadras, M.J. Torkamany, *Comparison of Pulsed Nd : YAG Laser Welding Qualitative Features with Plasma Plume Thermal Characteristics*, Journal of Physics D: Applied Physics **40**, 1047 (2007)
39. J.D. Kim, J.S. Oh, M.H. Lee, Y.S. Kim, *Spectroscopic Analysis of Plasma Induced in Laser Welding of Aluminum Alloys*, Materials Science Forum (Volumes 449-452), 429 (2004)
40. T. Sakka, T. Nakajima, Y.H. Ogata, *Spatial Population Distribution of Laser Ablation Species Determined by Self-Reversed Emission Line Profile*, Journal of Applied Physics **92**, 2296 (2002)
41. H.R. Pakhal, R.P. Lucht, N.M. Laurendeau, *Spectral Measurements of Incipient Plasma Temperature and Electron Number Density During Laser Ablation of Aluminum in Air*, Applied Physics B **90**, 15 (2008)
42. H. Sobral, M. Villagrán-Muniz, R. Navarro-González, A.C. Raga, *Temporal Evolution of the Shock Wave and Hot Core Air in Laser Induced Plasma*, Applied Physics Letters **77**, 3158 (2000)
43. W.X. Ding, D.L. Brower, B.H. Deng, T. Yates, *Electron Density Measurement by Differential Interferometry*, Review of Scientific Instruments **77**, 10F105 (2006)
44. H. Zhang, J. Lu, Z. Shen, X. Ni, *Investigation of 1.06  $\mu\text{m}$  Laser Induced Plasma in Air using Optical Interferometry*, Optics Communications **282**, 1720 (2009)
45. D. Breitling, H. Schittenhelm, P. Berger, F. Dausinger, H. Hügel, *Shadowgraphic and Interferometric Investigations on Nd:YAG Laser-Induced Vapor/Plasma Plumes for different Processing Wavelengths*, Applied Physics A: Materials Science & Processing **69**, S505-S508 (1999)
46. D. Bergström, *The Absorption of Laser Light by Rough Metal Surfaces* (2008)
47. J.E. Hatch, *Aluminum: Properties and Physical Metallurgy* (American Society for Metals, Metals Park, Ohio, 2010)
48. K. Ujihara, *Reflectivity of Metals at High Temperatures*, Journal of Applied Physics **43**, 2376 (1972)
49. J. Osterholz, D. Heunoske, J. Horak, B. Lexow, M. Lück, S. Schäffer, M. Wickert, *Experimental Characterization of Energy Transfer from Large-Diameter Kilowatt Continuous-Wave Laser Beams to Metal Samples*, Journal of Laser Applications **29**, 12011 (2017)
50. C. Gerthsen, D. Meschede, *Physik* (Springer, Berlin, 2004)
51. H. Griem, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill Book Company, 1964)

52. W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics* (AIP Press, New York, NY, 1995)
53. H.-J. Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy* (Springer-Verlag, s.l., 2009)
54. K. Behringer, *Einführung in die Plasmaspektroskopie*. Skript zur Vorlesung (Universität Augsburg, 2000)
55. V. Schulz- von der Gathen, *Plasmadiagnostik*. Skript zur Vorlesung (Universität Bochum, 2010)
56. R.J. Goldston, P.H. Rutherford, T. Striker, *Plasmaphysik: Eine Einführung: Eine Einführung* (Vieweg, Braunschweig, 1998)
57. K. Eidmann, J. Meyer-Ter-Vehn, T. Schlegel, S. Hüller, *Hydrodynamic Simulation of Subpicosecond Laser Interaction with Solid-Density Matter*, Physical review. E, Statistical physics, plasmas, fluids, and related interdisciplinary topics **62**, 1202 (2000)
58. S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 2002)
59. R. Ramis, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, S. Hüller, *MULTI-fs – A Computer Code for Laser–Plasma Interaction in the Femtosecond Regime*, Computer Physics Communications **183**, 637 (2012)
60. R. Ramis, R. Schmalz, J. Meyer-ter-Vehn, *MULTI — A Computer Code for One-Dimensional Multigroup Radiation Hydrodynamics*, Computer Physics Communications **49**, 475 (1988)
61. A. Saemann, *Erzeugung eines heißen Plasmas bei Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150 fs langen Laserpulsen*. MPQ-Bericht 242 (Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 1999)
62. K. Eidmann, *Radiation Transport and Atomic Physics Modeling in High-Energy-Density Laser-Produced Plasmas*, Laser and Particle Beams **12**, 223 (1994)
63. *SESAME 83: report on the Los Alamos Equation-of-State Library* (1983)
64. W. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Chapman and Hall/CRC, Boulder, 2018)
65. L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases: Second Revised Edition: Second Revised Edition* (Dover Publications, Newburyport, 2013)
66. S. Atzeni, J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford University Press, Oxford, 2009)
67. R. Huddlestone (ed), *Plasma Diagnostic Techniques* (Acad. Press, New York, 1965)
68. W.G. Schrenk, *Analytical Atomic Spectroscopy* (Plenum P, New York, 1975)

69. W. Demtröder, *Laserspektroskopie* (Springer, Berlin, 1993)
70. National Institute of Standards and Technology, *Atomic Spectra Database*, <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (2018)
71. G. Bekefi (ed), *Principles of Laser Plasmas* (Wiley, New York, 1976)
72. N. Konjević, W.L. Wiese, *Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms*, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **19**, 1307 (1990)
73. P.J. Brussaard, H.C. van de Hulst, *Approximation Formulas for Nonrelativistic Bremsstrahlung and Average Gaunt Factors for a Maxwellian Electron Gas*, *Reviews of Modern Physics* **34**, 507 (1962)
74. A. Burgess, M.J. Seaton, *A General Formula for the Calculation of Atomic Photo-Ionization Cross Sections*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **120**, 121 (1960)
75. W.J. Karzas, R. Latter, *Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **6**, 167 (1962)
76. P. Yeates, *Biberman 'Free-Bound' Continuum Correction Factor Approximation for Line-to-Continuum Temperature Diagnostic of Aluminium Laser Plasma*, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **44**, 75002 (2011)
77. J.C. F. Cabannes, in *Reactions Under Plasma Conditions* (1971), p. 367
78. H. Haken, H.C. Wolf, *Molekülphysik und Quantenchemie* (Springer, Berlin, 2006)
79. J.O. Hornkohl, C.G. Parigger, L. Nemes, *Diatomic Hönl-London Factor Computer Program*, *Applied optics* **44**, 3686 (2005)
80. F.R. Gilmore, R.R. Laher, P.J. Espy, *Franck-Condon Factors,  $r$  - Centroids, Electronic Transition Moments, and Einstein Coefficients for Many Nitrogen and Oxygen Band Systems*, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **21**, 1005 (1992)
81. J. Osterholz, *Generation of Dense Plasmas and Strong Currents with Intense Ultra-Short Laser Pulses*. Habilitationsschrift (HHU Düsseldorf, 2009)
82. Primes, *Datenblatt Primes Beam Monitor*, <https://www.primes.de/de/produkte/strahlverteilung/rohstrahlvermessung/beammonitor-bmplus.html>
83. J. Horak, D. Heunoske, M. Lück, J. Osterholz, M. Wickert, *Numerical Modeling and Characterization of the Laser-Matter Interaction during High-Power Continuous Wave Laser Perforation of Thin Metal Plates*, *Journal of Laser Applications* **27**, S28003 (2015)

84. W.M. Haynes, D.R. Lide (eds), *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (CRC Press, Boca Raton, 2015)
85. OPTRONIS, *Streak readout unit SRU-ED: Datasheet*, <https://optronis.com/wp-content/uploads/2017/03/SRU-ED.pdf>
86. LOT Oriel *Linienstrahler zur Wellenlängenkalibration*, [http://pas.ce.wsu.edu/CE415/PenRay\\_lamp\\_spectra.pdf](http://pas.ce.wsu.edu/CE415/PenRay_lamp_spectra.pdf)
87. M. Francon, *Optical Interferometry* (Academic Press, 1966)
88. M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi, *Fourier-Transform Method of Fringe-Pattern Analysis for Computer-Based Topography and Interferometry*, *Journal of the Optical Society of America* **72**, 156 (1982)
89. S. Tolansky, *An introduction to interferometry* (Longman, London, 1973)
90. M. Hipp, P. Reiterer, *User Manual for IDEA 1.7: Software for Interferometrical Data Evaluation*, [http://www.optics.tugraz.at/idea/Manual\\_IDEA17.pdf](http://www.optics.tugraz.at/idea/Manual_IDEA17.pdf) (2003)
91. M. Peck, *Interferometry Mathematics, Algorithms and Data* (2010)
92. S. Weber, *Optische Charakterisierung von Hochintensitätslaser-Plasma-Wechselwirkungen an Festkörpertargets*. Diplomarbeit (Universität Jena, 2009)
93. Goodfellow GmbH, *Aluminium Halbhart 99 % Datenblatt*, [https://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd\\_token=LvjTmhszHPzqib8rT42Yk7oFB38qAa&n=JSZ0OkzMsvahWnyCemtyBlbSO1q3wX](https://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=LvjTmhszHPzqib8rT42Yk7oFB38qAa&n=JSZ0OkzMsvahWnyCemtyBlbSO1q3wX)
94. Goodfellow GmbH, *ARMCO Reineisen: Datenblatt*, [http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4J.php?ewd\\_token=Kr9ABwHEcDbaGwhcqiLjVHXyFqjba&n=5REdeH7JvOWuTYa8cefGNt2Rr81DlG](http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4J.php?ewd_token=Kr9ABwHEcDbaGwhcqiLjVHXyFqjba&n=5REdeH7JvOWuTYa8cefGNt2Rr81DlG)
95. K. Raznjevic, *Handbook of Thermodynamic Tables & Charts* (Mc Graw-Hill Book Company, 1976)
96. D. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 84th Edition* (CRC Press, 2003)
97. National Institute for Standards and Technology, *PSE*, <https://www.nist.gov/pml/periodic-table-elements> (2019)
98. D. Karabourniotis, E. Drakakis, J.J.A.M. van der Mullen, *Source Function Approximations and Their Impact on the Shape of Self-Reversed Atomic Lines*, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **108**, 319 (2007)
99. J.O. Hornkohl, C.G. Parigger, *Boltzmann Equilibrium Spectral Programm (BESP)*, <http://view.utsi.edu/besp> (2019)

100. J.A. Nelder, R. Mead, *A Simplex Method for Function Minimization*, The Computer Journal **7**, 308 (1965)
101. W.H. Press, *Numerical Recipes in Fortran 77 and Fortran 90* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997)
102. D. Heunoske, *Zeitaufgelöste Emissionsspektroskopie an Impaktplasmen*. Diplomarbeit (Universität Freiburg, 2012)
103. D. Heunoske, M. Schimmerohn, J. Osterholz, F. Schäfer, *Time-Resolved Emission Spectroscopy of Impact Plasma*, Procedia Engineering **58**, 624 (2013)
104. A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, *NIST Atomic Spectra Database*, <https://physics.nist.gov/asd>
105. I. Fishman, M. Salakhov, E. Sarandaev, P. Semin, *Aluminum Lines Reduced to a Thin Layer in an Optically Dense Plasma*, Optics and Spectroscopy, 435 (1981)
106. M. Salakhov, E. Sarandaev, I. Fishman, *The Use of Computers in the Investigation of Optically Thick Inhomogeneous Plasmas by their Emission and Absorption Spectra*, Computer Enhanced Spectroscopy **1**, 213 (1983)
107. A. Villaeys, Y.F. S. Lin, *Advances in Multi-Photon Processes and Spectroscopy* (2004)
108. L. V. Keldysh, *Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **20**, 1307 (1965)
109. A. M. Perelomov, V. S. Popov, M.V. Terentev, *Ionization of Atoms in an Alternating Electric Field*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **1966**, 924
110. H.-K. Chung, M.H. Chen, W. L. Morgan, Y. Ralachenko, R. W. Lee, *FLYCHK: Generalized Population Kinetics and Spectral Model for Rapid Spectroscopic Analysis for all Elements* (2005)
111. M.H. Key, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, J. Plasma Phys. **45**, 135 (1991)
112. G. Tani, L. Orazi, A. Fortunato, G. Cuccolini, *Laser Ablation of Metals: A 3D Process Simulation for Industrial Applications*, Journal of Physics D: Applied Physics **130**, 323 (2008)
113. A.D. Krumbein, Y. Shima, H. Yatom, *Inverse Bremsstrahlung Energy Absorption in Laser-Irradiated Plasmas*, Journal of Applied Physics **49**, 6167 (1978)
114. D. Heunoske, S. Schäffer, M. Lück, B. Lexow, J. Osterholz, *Szenariobasierte Untersuchung dynamischer Aspekte bei der*

- Laserwirkung: Abschlussbericht, Bericht E 08/16* (Fraunhofer EMI, 2016)
115. *Engineering Tool Box: Metals as Liquids*,  
[https://www.engineeringtoolbox.com/liquid-metal-boiling-points-specific-heat-d\\_1893.html](https://www.engineeringtoolbox.com/liquid-metal-boiling-points-specific-heat-d_1893.html) (2014)
116. *EMI Jahresbericht 2017/2018* (Freiburg, 2018)
117. A. Anders, *A Formulary for Plasma Physics* (Akademie-Verl., Berlin, 1990)
118. R.A. Alpher, D.R. White, *Optical Refractivity of High-Temperature Gases*, *Rev. Mod. Phys.* **2**, 162 (1959)
119. C. Polhemus, *Two-Wavelength Interferometry*, *Applied optics* **12**, 2071 (1973)
120. B.V. Weber, S.F. Fulghum, *A High Sensitivity Two-Color Interferometer for Pulsed Power Plasmas*, *Review of Scientific Instruments* **68**, 1227 (1997)
121. H. Schittenhelm, *Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen*. Dissertation (Universität Stuttgart, 2000)
122. R. Jung, *Laser-Plasma Interaction with Ultra-Short Laser Pulses*. Dissertation (Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2007)
123. P. Monot, T. Auguste, L.A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus, *Focusing Limits of a Terawatt Laser in an Underdense Plasma*, *Journal of the Optical Society of America B* **9**, 1579 (1992)
124. E. Fill, *Focusing Limits of Ultrashort Laser Pulses: Analytical Theory*, *Journal of the Optical Society of America B* **11**, 2241 (1994)
125. L.J. Wong, F.X. Kärtner, *Direct Acceleration of an Electron in Infinite Vacuum by a Pulsed Radially-Polarized Laser Beam*, *Opt. Express* **18**, 25035 (2010)
126. E. Eckert (ed), *Measurements in Heat Transfer* (Hemisphere Publ, Washington, 1976)
127. W. Kamke, *Der Umgang mit experimentellen Daten, insbesondere Fehleranalyse, im physikalischen Anfänger-Praktikum* (Shaker, Aachen, 2014)
128. P.Y. Shcheglov, A.V. Gumenyuk, I.B. Gornushkin, M. Rethmeier, V.N. Petrovskiy, *Vapor-Plasma Plume Investigation During High-Power Fiber Laser Welding*, *Laser Phys.* **23**, 16001 (2013)
129. National Institute for Standards and Technology, *Atomic Spectra Database: Onlinequelle*,  
[https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html) (2018)

## Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

### *Publikationen*

**D. Heunoske**, M. Schimmerohn, J. Osterholz, F. Schäfer, Time-Resolved Emission Spectroscopy of Impact Plasma, *Procedia Engineering* 58, 624, 2013. Eigener Beitrag zur Veröffentlichung 90 %. Alle vorgestellten Experimente, Auswertungen und numerischen Analysen wurden selbstständig durchgeführt.

J. Horak, **D. Heunoske**, M. Lück, J. Osterholz, M. Wickert, Numerical Modeling and Characterization of the Laser–Matter Interaction during High-Power Continuous Wave Laser Perforation of Thin Metal Plates, *Journal of Laser Applications* 27, 28003, 2015. Eigener Beitrag zur Veröffentlichungen 35 %. Durchführung und Auswertung der vorgestellten Experimente. Die zugehörigen Simulationen wurden vom Hauptautor erstellt.

J. Osterholz, **D. Heunoske**, J. Horak, B. Lexow, M. Lück, S. Schäffer, M. Wickert, Experimental Characterization of Energy Transfer from Large Diameter Kilowatt Continuous-Wave Laser Beams to Metal Samples, *Journal of Laser Applications* 29, 12011, 2017. Eigener Beitrag zur Publikation 65 %. Durchführung und Auswertung der experimentellen Arbeiten sowie die Anwendung und Mitentwicklung von Simulationsmethoden.

### *Konferenzbeiträge*

- 2015 – DPG Frühjahrstagung, Bochum, Vergleich zeitaufgelöster Emissionsspektroskopie an transienten Plasmen bei Laserpuls und Hochgeschwindigkeitsimpakt.
- 2016 – High Power Laser Ablation Conference (HPLA), Santa Fe, Characterization of the dynamics of plasma produced by projectile impact and laser impact using time resolved emission spectroscopy.
- 2017 – DPG Frühjahrstagung, Bremen, Untersuchungen zur Energieeinkopplung und Plasmadynamik bei laserbestrahlten Metallproben.
- 2018 – Smart Laser Processing Conference, Yokohama, Experimental characterization of the interaction dynamics of cw-laser radiation with metal samples in the  $10^5$  W/cm<sup>2</sup> regime.
- 2019 – DPG Frühjahrstagung, München, Untersuchung von Plasmaeffekten bei der Wechselwirkung intensiver cw-Laserstrahlung mit Metallen.

## Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere an Eides Statt, dass die Dissertation von mir selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe unter Beachtung der »Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf« erstellt worden ist.

Weiterhin erkläre ich, dass ich die Dissertation keiner anderen Fakultät bereits vorgelegt habe und keinerlei vorherige erfolglose Promotionsversuche vorliegen. Darüber hinaus ist mir bekannt, dass jedweder Betrugsversuch zum Nichtbestehen oder zur Aberkennung der Prüfungsleistung führen kann.

Freiburg den 15.07.2021

(Dominic Heunoske)

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen beteiligten Personen danken, die mich bei der Anfertigung dieser Dissertation unterstützt haben.

Der größte Dank geht an den Betreuer der Arbeit am Fraunhofer EMI Jens Osterholz. Ohne seine Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Von der grundlegenden Konzeption der Arbeit, bis zur Fertigstellung war er eine große Hilfe. Seine fundierten Kenntnisse auf allen Themengebieten die in dieser Arbeit berührt werden und die vielen Diskussionen brachten mich stets voran. Nicht zuletzt wurde über Jens der Kontakt zu Professor Willi an der Universität Düsseldorf hergestellt.

Herrn Willi möchte insbesondere dafür danken, die Betreuung dieser externen Arbeit übernommen zu haben. Bei unseren regelmäßigen Treffen bekam ich jedes Mal wertvolle Hinweise, wie die Arbeit weiterentwickelt werden kann.

Weiterhin geht mein Dank an alle Mitglieder der Gruppe Lasertechnologie für die Unterstützung der Arbeit. Ein besonderer Dank geht an Marcel Goesmann für die Hilfe bei grundlegenden Fragen mathematischer Natur und den numerischen Teilen dieser Arbeit. Ein weiterer besonderer Dank geht an meinen Kollegen Sebastian Schäffer für seine Mithilfe an den Experimenten. Mit dir haben sich die vielen Stunden im Labor selten wie Arbeit angefühlt.

Außerdem möchte ich meiner gesamten Familie für die Unterstützung auf meinem gesamten Weg bis hierhin danken. Ihr wart immer eine wertvolle Stütze.

Der letzte Dank geht an meine Freundin Jennifer Strobel. Vielen Dank für deine stetige positive Bekräftigung und auch die manchmal notwendige Ablenkung. Nicht zuletzt dafür, nicht zu oft aber oft genug nachzufragen, wann die Arbeit endlich fertig ist.

# Abkürzungen und Symbole

## Abkürzungen

Local Thermal Equilibrium (LTE)  
Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS)  
Continuous Wave (cw)  
Totales Thermodynamisches Gleichgewicht (TE)  
Aluminiummonoxid (AlO)  
Region of Interest (ROI)  
Two Dimensional Fast Fourier Transformation (2D-FFT)  
Infrarot (IR)  
Interferometric Data Evaluation Algorithms (IDEA)  
Nelder Mead Temperature (NMT)  
Boltzmann Equilibrium Spectrum Programm (ESP)

## Variablen

<b>Zeichen</b>	<b>Einheit</b>	<b>Bedeutung</b>
$a$	mm	Gitterbreite
$A_I$	-	Ionenkorrekturfaktor
$A_{21}$	$s^{-1}$	Einsteinkoeffizient spontane Emission
$b$	$\mu\text{m}$	Breite Eingangsspalt
$b_{max/min}$	m	Maximaler und minimaler Stoßparameter
$\vec{B}$	$\text{A m}^{-1}$	Magnetische Feldstärke
$B$	$\text{W Hz}^{-1} \text{m}^{-2}$	Spektrale Strahldichte
$B_{12}$	$s^{-1}$	Einsteinkoeffizient stimulierte Absorption
$B_{21}$	$s^{-1}$	Einsteinkoeffizient stimulierte Emission
$c_{f,fl}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Spezifische Wärmekapazität
$d$	$\text{nm m}^{-3}$	Stark-Parameter-Verschiebung
$\vec{E}$	$\text{V m}^{-1}$	Elektrische Feldstärke
$E$	J, eV	Energie
$F$	$\text{V m}^{-1}$	Elektrische Feldstärke

$f$	mm	Brennweite
$f(v)$	$s\ m^{-1}$	Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung
$g$	-	Statistisches Gewicht
$G$	--	Gaunt-Faktor
$i$		Ionisationsgrad
$I$	$W\ m^{-2}$ , a.u.	Intensität
$j$	$A\ m^{-2}$	Elektrische Stromdichte
$K$	$W\ m^{-1}\ K^{-1}$	Thermische Leitfähigkeit
$\vec{k}$	$m^{-1}$	Wellenzahl
$l_p$	mm	Ausdehnung Plasmawolke
$L$	-	Linienprofil
$M$	$Kg\ mol^{-1}$	Molare Masse
$m$	kg	Masse
$n$	-	Optische Dichte
$N$	$cm^{-3}$	Besetzungsdichte
$n_e$	$cm^{-3}$	Elektronendichte
$n_i$	$cm^{-3}$	Ionendichte
$n_{kr}$	$cm^{-3}$	Kritische Elektronendichte
$q_{s,d,v}$	$kJ\ kg^{-1}$	Spezifische Wärme
$q$	C	Ladung
$p$	bar	Druck
$t$	s	Zeit
$T$	K	Temperatur
$T_e$	K	Elektronentemperatur
$S_L$	W	Deponierte Laserleistung
$S_e$	W	Wärmestrom
$U$		Zustandssumme
$u$	$cm\ s^{-1}$	Geschwindigkeit
$v$	$m\ s^{-1}$	Geschwindigkeit
$V$	$cm^3$	Volumen
$V_T$	-	Vergrößerung
$w$	$nm\ m^{-3}$	Stark-Parameter-Verbreiterung

$w_G$	nm	Linienbreite Gauß-Verteilung
$w_L$	nm	Linienbreite Lorentz-Verteilung
$W$	-	Stoßparameter
$x$	m	Länge
$y_0$	a.u.	Intensität Untergrund
$Z$	-	Ionisierungsgrad

*Griechische Symbole*

<b>Zeichen</b>	<b>Einheit</b>	<b>Bedeutung</b>
$\alpha$	°	Winkel
$\gamma$		Keldysh-Parameter
$\epsilon$	$\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$	Emissionskoeffizient
$\Theta$	°	Winkel
$\kappa$	$\text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$	Absorptionskoeffizient
$\lambda$	nm	Wellenlänge
$\lambda_D$	nm	Debye-Länge
$\theta$	°	Ablenkungswinkel
$\Lambda$	-	Coulomb-Logarithmus
$\Phi$	rad	Phasenverschiebung
$\mu$	$\text{V s A}^{-1} \text{m}^{-1}$	Magnetische Permeabilität
$\rho$	$\text{kg m}^{-3}$	Dichte
$\nu$	1/s	Frequenz
$\nu_e$	1/s	Elektronen-Stoßfrequenz
$\nu_{ei}$	1/s	Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz
$\nu_{ep}$	1/s	Elektronen-Photonen-Stoßfrequenz
$\xi$	-	Bibermann-Faktor
$\sigma$	$\text{S m}^{-1}$	Elektrische Leitfähigkeit
$\tau$	s	Stoßzeit
$\omega$	$\text{s}^{-1}$	Kreisfrequenz
$\omega_L$	$\text{s}^{-1}$	Laserfrequenz
$\omega_P$	$\text{s}^{-1}$	Plasmafrequenz

$\chi_{ei}$		Elektronen-Ionen-Kopplungskoeffizient
$\Omega$	sr	Raumwinkel

*Konstanten*

<b>Zeichen</b>	<b>Wert</b>	<b>Bedeutung</b>
$e$	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Elementarladung
$h$	$6,26 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$	Plank'sches Wirkungsquant
$\hbar$	$6,582 \cdot 10^{-16} \text{ eV}$	Plank'sches Wirkungsquant
$k_B$	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	Boltzmann-Konstante
$c$	$2,99 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$	Lichtgeschwindigkeit
$m_e$	$5,49 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	Elektronenmasse
$N_a$	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	Avogadrokonstante
$R$	$8,3 \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Universelle Gaskonstante
$\epsilon_0$	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ A s V}^{-1} \text{ m}^{-1}$	Elektrische Feldkonstante
$\mu_0$	$1,25 \cdot 10^{-6} \text{ N A}^{-2}$	Elektrische Feldkonstante
$\sigma_B$	$5,6 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$	Stefan-Boltzmann-Konstante

# Anhang

## MATLAB-code zur numerischen Analyse

```
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100
```



```

6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100
101
102
103
104
105
106
107
108
109
110
111
112
113
114
115
116
117
118
119
120
121
122
123
124
125
126
127
128
129
130
131
132
133
134
135
136
137
138
139
140
141
142
143
144
145
146
147
148
149
150
151
152
153
154
155
156
157
158
159
160
161
162
163
164
165
166
167
168
169
170
171
172
173
174
175
176
177
178
179
180
181
182
183
184
185
186
187
188
189
190
191
192
193
194
195
196
197
198
199
200

```



6	...
8	...
9	...
10	...
11	...
12	...
13	...
14	...
15	...
16	...
17	...
18	...
19	...
20	...
21	...
22	...
23	...
24	...
25	...
26	...
27	...
28	...
29	...
30	...
31	...
32	...
33	...
34	...
35	...
36	...
37	...
38	...
39	...
40	...
41	...
42	...
43	...
44	...
45	...
46	...
47	...
48	...
49	...
50	...
51	...
52	...
53	...
54	...
55	...
56	...
57	...
58	...
59	...
60	...
61	...
62	...
63	...
64	...
65	...
66	...
67	...
68	...
69	...
70	...
71	...
72	...
73	...
74	...
75	...
76	...
77	...
78	...
79	...
80	...
81	...
82	...
83	...
84	...
85	...
86	...
87	...
88	...
89	...
90	...
91	...
92	...
93	...
94	...
95	...
96	...
97	...
98	...
99	...
100	...