

HINWEISE FÜR DIE ABFASSUNG DER 1. SEITE DER DIPLOMARBEIT

DIPLOMARBEIT

Aufbau und Tests eines spektroskopischen
Messsystems bei der Lasermaterialbearbeitung
Thema

Ausgeführt am Institut für

Fertigungstechnik u. Hochleistungslasertechnik
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von Ao. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Gerhard Liedl
(Name des Betreuers und gegebenenfalls auch des dabei verantwortlich mitwirkenden
Universitätsassistenten, z.B. Prof. Dr. N.N. und Dipl.-Ing. N.N. als verantwortlich
mitwirkenden Universitätsassistenten)

durch

ZHURAVLOV OLEG

Name

Erstschplatz 5/409, A 1100 Wien

Anschrift

Wien, am 8.1.2017

Datum

Oleg Zhuravlov

Unterschrift (Student)

TU

TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN

Ich habe zur Kenntnis genommen, dass ich zur Drucklegung meiner Arbeit unter der Bezeichnung

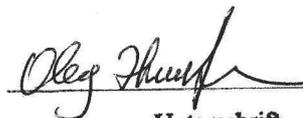
DIPLOMARBEIT

nur mit Bewilligung der Prüfungskommission berechtigt bin.

Ich erkläre weiters an Eides statt, dass ich meine Diplomarbeit nach den anerkannten Grundsätzen für wissenschaftliche Abhandlungen selbständig ausgeführt habe und alle verwendeten Hilfsmittel, insbesondere die zugrunde gelegte Literatur genannt habe.

Weiters erkläre ich, dass ich dieses Diplomarbeitsthema bisher weder im In- noch im Ausland (einer Beurteilerin/einem Beurteiler zur Begutachtung) in irgendeiner Form als Prüfungsarbeit vorgelegt habe und dass diese Arbeit mit der vom Begutachter beurteilten Arbeit übereinstimmt.

Wien, am 9. 1. 2017


Unterschrift

Kurzfassung

Ziel dieser Masterarbeit ist es, zeitdiskrete spektroskopische Aufnahmen eines laserinduzierten Plasmas während eines Laserschweißprozesses aufzunehmen und wichtige plasmaphysikalische Kenngrößen, wie zum Beispiel die Elektronentemperatur, auszuwerten, um daraus Aussagen über die Qualität der Schweißnaht machen zu können.

Zuerst wird generell über das Laserschweißen diskutiert- über grundlegende Unterschiede zwischen Wärmeleitungs- und Tiefenschweißen, entstehende Nahtformen, sowie energetische Betrachtungen des Laserschweißprozesses. Weiter werden die Wechselwirkungsmechanismen der Laserstrahlung mit der Materie, sowie die Plasmaausbildung bei CO₂- und Nd:YAG- Laserschweißprozessen erklärt.

Darüber hinaus bietet diese Arbeit einen Einblick in die Porenbildungsmechanismen bei Schweißprozessen. Es ist somit von äußerster Wichtigkeit, die Schutzgasatmosphäre (Gasstrom, Art des Schutzgases) richtig anzupassen, um die optimale Qualität einer Schweißnaht zu erreichen.

Weiter werden mathematische Beziehungen zu den wichtigsten plasmaphysikalischen Kenngrößen aufgestellt- der Elektronentemperatur, Ionendichte und Ionisationsgrad, Debye- Länge, Inverser Bremsstrahlung und Plasmafrequenz. Aufgrund des beträchtlichen Aufwandes jedoch wurde von diesen Größen nur die Elektronentemperatur für Schweißungen von Eisen (Baustahl), Aluminium und Titan ausgewertet. Anschließend wird die Qualität der durchgeführten Schweißungen diskutiert.

Abstract

The aim of this Master Thesis is to record time-discrete spectra of a laser induced plasma plume during a laser welding process to evaluate important plasmaphysical characteristics (like the electron temperature) and thus to make possible to predict the welding quality out of the electron temperature charts.

In the first part of this thesis, the laser welding process will be discussed in general-differences between heat conduction and deep welding, the developing shape forms as well as energetic observations of the laser welding process are the main points of this part. Further the interaction mechanisms between the laser radiation and matter, and also the plasma formation processes during welding with CO₂ and Nd:YAG-lasers will be discussed.

Furthermore this thesis offers an insight into the pore formation mechanisms during the laser welding process. It is of the utmost importance to optimally adjust the gas shielding (e.g. the flow rate, kind of shielding gas) for ensuring an acceptable quality of the weld.

Afterwards, mathematical relationships for the most important plasmaphysical characteristics, like the electron temperature of the plasma plume, the ion density, the ionisation degree, the Debye- Length, the Inverse Bremsstrahlung radiation coefficient and the plasma frequency will be presented. Due to a considerable effort of the calculation of these characteristics, only the electron temperature during welding of Steel, Aluminium and Titanium has been evaluated in this thesis. Finally, the results of the electron temperature will be discussed, whereby an attempt is being made to find out the quality of welds by interpreting the electron temperature charts.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	1
1.1 Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit.....	1
1.2 Aufbau dieser Arbeit.....	1
2. Grundlagen des Laserstrahlschweißprozesses.....	3
2.1 Wärmeleitungsschweißen.....	4
2.1.1 Physikalische Prozesse beim Wärmeleitungsschweißen.....	4
2.1.2 Technologie des Wärmeleitungsschweißen.....	7
2.2 Tiefschweißen.....	10
2.2.1 Physikalische Prozesse beim Tiefschweißen.....	10
2.1.3 Technologie des Tiefschweißen.....	13
2.3 Wechselwirkung gepulster Laserstrahlung mit Materie.....	16
2.4 Das Plasma beim Laserschweißen im cw-Modus.....	19
2.4.1 Plasmaausbildung bei kontinuierl. CO ₂ und Nd:YAG- Lasern.....	19
2.4.2 Plasmaausbildung bei Nd:YAG- Lasern.....	20
2.4.3 Das Gleichgewichtsplasma.....	21
2.5 Emission von Strahlung beim Laserschweißen.....	23
3. Porenbildung beim Laserschweißen.....	26
3.1 Gründe der Porenbildung.....	26
3.2 Porenbildungsmechanismen.....	27
3.2.1 Mechanische Porenbildung.....	27
3.2.2 Metallurgische Porenbildung.....	28

3.3 Gasreaktionen in der Schweißnaht.....	30
3.3.1 Stickstoff im Schweißgut.....	31
3.3.2 Sauerstoff im Schweißgut.....	34
3.3.3 Wasserstoff im Schweißgut.....	34
3.4 Einfluss der Viskosität der Schmelze.....	37
3.5 Einfluss d. Prozessgase und d. Streckenenergie auf die Porenbildung...39	
3.6 Auswirkung von Poren auf die mechanischen Eigenschaften.....	43
4. Grundlagen der Analyse des laserinduzierten Plasmas.....	45
4.1 Wichtige physikalische Größen des Plasmas.....	46
4.1.1 Die Elektronentemperatur.....	46
4.1.2 Die Ionendichte im Plasma.....	49
4.1.3 Die inverse Bremsstrahlung.....	53
4.1.4 Die Plasmafrequenz.....	57
4.1.5 Weitere Kenngrößen von Plasmen.....	58
4.2 Korrelationskarten.....	58
4.3 Weitere Analysemethoden der Schweißnähte.....	65
4.4 Analyse der Elektronentemperatur.....	66
5. Aufbau der Anlage.....	70
5.1 Die Linsengleichung.....	70
5.2 Der Kollimator.....	71
5.3 Kalibrierung des Spektrometers.....	74
6. Schweißversuche und spektrographische Aufnahmen.....	76
6.1 Der Savitzky- Golay Filter.....	78

6.2 Faltung bzw. Entfaltung von Spektren.....	78
6.3 Spektralbearbeitungen.....	79
6.4 Auswertung der Elektronentemperatur.....	80
6.4.1 Eisen.....	80
6.4.2 Aluminium.....	84
6.4.3 Titan.....	86
7. Zusammenfassung.....	90
8. Literaturverzeichnis.....	91
A. Anhang.....	97

1. Einleitung

1.1 Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit

Das Laserschweißen ist ein Verfahren, mit welchem hochqualitative, dünne Schweißnähte mit minimalem Verzug und minimalem Wärmeeintrag in das Schweißgut hergestellt werden können. Allerdings muss man, um eine hohe Qualität der Schweißnaht zu erreichen, auch die Laserparameter richtig anpassen. Mit der Beobachtung des laserinduzierten Plasmas können grundsätzlich Aussagen über die Qualität der Schweißnaht gemacht werden, da die Vorgänge in der Plasmafackel stark von den Vorgängen im Schmelzbad abhängen. Um das Plasma jedoch interpretieren zu können, müssen dessen Parameter ausgewertet werden. Einer der vielen plasmaphysikalischen Parameter ist die Elektronentemperatur. Diese spielt die größte Rolle bei der Interpretation des Plasmas beim Laserschweißen.

Ziel dieser Arbeit ist es, Schweißversuche an verschiedenen Materialien durchzuführen. Während des Schweißvorganges wird mit einem optischen System ein Spektrum aufgenommen und digital gespeichert. Danach wird aus dem Spektrum die jeweilige zeitliche Elektronentemperatur $T_e(t)$ für die im Plasma enthaltenen Atomarten(Spezies) berechnet.

1.2 Aufbau dieser Arbeit

Am Anfang dieser Arbeit werden die Grundzüge des Laserschweißprozesses, vom Wärmeleitungs- bis zum Tiefenschweißen wiederholt. Außerdem werden noch kurz die Wechselwirkungsmechanismen der Laserstrahlung mit der Materie, sowie die Grundlagen der Plasmaausbildung beim Laserschweißen erwähnt.

Im Kapitel 3 werden metallurgische Aspekte des Laserschweißens behandelt, und zwar insbesondere die Lösung von Gasen im Schmelzbad, sowie die Porenbildung.

Das Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Plasmaphysik. Hier werden dem Leser alle wichtigen plasmaphysikalischen Kenngrößen vorgestellt und mathematisch beschrieben. Weiters werden weiterführende Analysemethoden des

Laserplasmas(z.B.: die CMT- Technik, Regressionsanalysen, Fourier- Analysen) kurz angeschnitten.

Kapitel 5 zeigt den Aufbau und die Auslegung eines spektroskopischen Messsystems(Kollimator). Ebenfalls wird die Kalibrationsfunktion(Gerade) des Spektrometers in diesem Kapitel bestimmt, welche eine Zuweisung von bestimmten Pixeln des Lichtsensors zu den jeweiligen Wellenlängen ermöglicht.

Im sechsten und letzten Kapitel werden die aufgenommenen Spektren im Hinblick auf die Elektronentemperatur ausgewertet. Es werden kurz eine Methode zur Rauschunterdrückung der Spektren(Savitzky- Golay- Filterung), sowie die Dekonvolution zur Unterdrückung der Effekte der Übertragungsfunktion des Sensors auf das Spektrum vorgestellt.

2. Grundlagen des Laserschweißprozesses

Das Laserschweißen von Metallen ist in der Gruppe der Fertigungsverfahren dem Fügen durch Schweißen zugeordnet. Dabei ist das Schweißen von Metallen normgemäß definiert als der Vorgang, der Metall(e) unter Aufwand von Wärme und/oder Druck derart verbindet, dass sich ein kontinuierlicher innerer Aufbau des verbundenen Metalls bzw. der verbundenen Metalle ergibt[1].

Kennzeichnend für das Laserschweißen ist, dass der Energieträger ein kohärenter fokussierter Strahl monochromatischen Lichtes ist. Die Strahlung wird dabei mittels optischer Elemente, wie Linsen, auf das Werkstück fokussiert. Diese Strahlung kann vom Werkstück entweder transmittiert, reflektiert oder absorbiert werden[1].

Der Laserschweißprozess kann in zwei Untergruppen eingeteilt werden; das Wärmeleitungsschweißen und das Tiefschweißen. Beim Wärmeleitungsschweißen ist die Dicke des geschweißten Bleches nicht größer als 1mm. Die Intensitäten im Fokus betragen dabei rund 10^5W/cm^2 , was relativ gering ist. Im Werkstück wird die Wärme durch Wärmeleitung transportiert, was die geringe Einschweißtiefe und auch einen niedrigen Prozesswirkungsgrad zur Folge hat[1].

Beim Tiefschweißen betragen die Intensitäten von einigen 10^5 bis einigen 10^6W/cm^2 , was fast um den Faktor 10 höher ist, als beim Wärmeleitungsschweißen. Durch die höhere Intensität beginnt das Material örtlich zu verdampfen, es bildet sich eine tiefe, dolchähnliche Schweißnaht aus. In der Schweißnaht wird der Laserstrahl an den Wänden der Dampfkapillare oft reflektiert(eingekoppelt), was einen hohen Prozesswirkungsgrad zur Folge hat[1].

Im nächsten Kapitel werden die physikalischen Prozesse beim Wärmeleitungsschweißen sowie Tiefschweißen beschrieben. Weiters werden auch technologische Aspekte dieser beiden Laserschweißmethoden erläutert.

2.1 Wärmeleitungsschweißen

2.1.1 Physikalische Prozesse des Wärmeleitungsschweißen

Wie im obigen Kapitel bereits erwähnt wurde, werden mit Wärmeleitungsschweißen jene Laserschweißprozesse genannt, bei denen die Schweißtiefe $\delta < 1\text{mm}$ ist. Kleine Blechdicken werden meist im gepulsten Modus geschweißt. Der Schweißprozess kann in folgende Stadien eingeteilt werden[2]:

1. Absorption von Laserlicht, Energieübertragung auf die Atome, die in Schwingung geraten
2. Erhitzung des Metalls(zerstörungsfrei)
3. Aufschmelzen des Metalls
4. Zerstörung des Materials infolge Verdampfung
5. Abkühlung des Materials

Beim Auftreffen des Laserstrahles auf die Oberfläche wird nur ein Teil der Leistung absorbiert. Die Eindringtiefe der absorbierten Leistung kann exponentiell mit Hilfe des Gesetzes von Lambert- Beer beschrieben werden. Dieses lautet laut Formel 2-1 folgendermaßen[3]:

$$I(x) = I(x_0)e^{-K(x-x_0)}$$

Dabei ist $I(x_0)$ die Intensität der Laserstrahlung auf der Oberfläche des Werkstückes, $I(x)$ die Intensität x Millimeter unter der Oberfläche und K der werkstoffabhängige Absorptionskoeffizient.

Durch die absorbierte Strahlung findet eine Erhitzung des Metalls statt, wodurch die Wärme bei kleinen Schweißtiefen fast ausschließlich durch Wärmeleitung transportiert wird[2]. Eine wichtige Rolle spielt dabei die elektronische Wärmeleitfähigkeit, da die Wärme über Stöße von zwei Elektronen miteinander weitergegeben wird. Die Wärmeleitfähigkeit des Atomgitters spielt bei Metallen eine eher untergeordnete Rolle[2].

Die Wärmeleitfähigkeit eines Metalls kann mit folgendem Ausdruck 2-2 angeschrieben werden[4]:

$$\alpha = \frac{1}{3} c_{vQ} \langle \lambda \rangle \langle u \rangle$$

Wobei $\langle \lambda \rangle$ der mittlere freie Abstand zwischen den Elektronen und $\langle u \rangle$ die mittlere Geschwindigkeit der Wärmeleitung. Mit der Annahme, dass sich die Elektronen im Metallgitter wie einatomige Gase verhalten, erhält man den Ausdruck 2-3[4]:

$$c_{vQ} = \frac{3}{2} k n_0$$

Hierbei ist k die Boltzmann- Konstante und n_0 die Anzahl der freien Elektronen pro Volumeneinheit des Metalls ist.

Mit steigender Temperatur des Schweißgutes vermindert sich der Reflexionskoeffizient des Metalls, was eine Erhöhung des Absorptionskoeffizienten zur Folge hat. Dieses Verhalten wird für die Werkstoffe Eisen und Aluminium für jeweils zwei Wellenlängen ($\lambda=1,06\mu\text{m}$ und $\lambda=10,6\mu\text{m}$) anhand der nächsten Abbildung 2-1 gezeigt[2]:

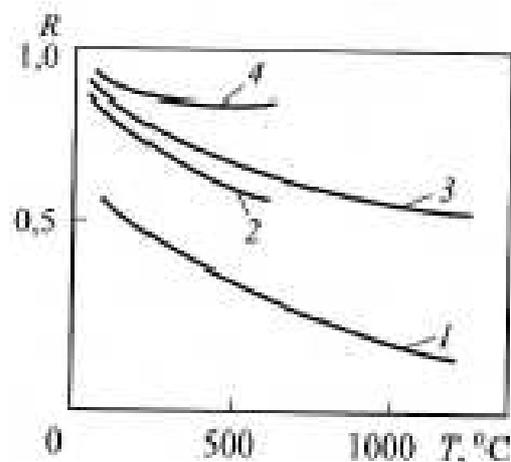


Abbildung 2-1: Änderung des Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Temperatur. 1: Eisen, $\lambda=1,06\mu\text{m}$, 2: Aluminium, $\lambda=1,06\mu\text{m}$, 3: Eisen, $\lambda=10,6\mu\text{m}$, 4: Aluminium, $\lambda=10,6\mu\text{m}$ [2].

Das nächste Stadium ist das Schmelzen des Metalls. Um den Schmelzvorgang einzuleiten, ist folgende kritische Intensität des Laserstrahles auf der Werkstückoberfläche notwendig (Formel 2-4)[2]:

$$E_1 = \frac{0,885 T_{\text{Schmelz}} \lambda}{\sqrt{\alpha \tau}}$$

Hierbei ist T_{Schmelz} die Schmelztemperatur des Metalls, λ die Wärmeleitzahl, α der Wärmeübergangskoeffizient und τ die Pulsdauer.

Die Schmelztiefe der Temperatur kann man ungefähr mit folgender Gleichung 2-5 angeben[2]:

$$h = 2\sqrt{\alpha\tau} \Rightarrow \tau = \frac{h^2}{4\alpha}$$

wobei a ein Parameter ist, der nach Ausdruck 2-5a sich folgendermaßen berechnet[2]:

$$a = \frac{\lambda_T}{c\lambda} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \right]$$

Nach dem Erreichen der Schmelztemperatur T_{Schmelz} auf der Oberfläche des Materials, wird ein Teil der Energie zur Verdampfung des Materials verwendet. Die Intensität, bei der dieser Prozess beginnt, berechnet sich laut Ausdruck 2-6 zu[2]:

$$E_2 = \frac{0,885T_{\text{Siede}}\lambda}{\sqrt{\alpha\tau}}$$

Der Punkt, wo die Aufwärmgeschwindigkeit des Materials gleich der Verdampfungsgeschwindigkeit ist, wird bei der Intensität E_3 erreicht. Diese berechnet sich laut Gleichung 2-7 zu[2]:

$$E_3 = \rho L_{\text{Siede}}\sqrt{\alpha\tau}$$

L_{Siede} ist in der obigen Gleichung 2-7 die Verdampfungsenthalpie.

Die oben definierten Größen werden in der nachfolgenden Tabelle 2-1 für die wichtigsten Metalle angegeben[2]:

Metall	λ [W/cmK]	α [cm ² /s]	T_{Schmelz} [°C]	τ [s]	E_1 [W/cm ²]	E_3 [W/cm ²]
Cu	3,89	1,12	1083	10^{-3}	$1,1 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^6$
				10^{-8}	$3,5 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^8$
Stahl	0,51	0,15	1535	10^{-3}	$3,5 \cdot 10^3$	$6,7 \cdot 10^5$
				10^{-8}	$1,8 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^8$
Ni	0,67	0,18	1453	10^{-3}	$6,5 \cdot 10^3$	$7,5 \cdot 10^5$
				10^{-8}	$2 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^8$
Ti	0,15	0,06	1800	10^{-3}	$3 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^5$
				10^{-8}	10^5	$1,1 \cdot 10^9$
W	1,69	0,65	3380	10^{-3}	$2 \cdot 10^4$	-
				10^{-8}	$6,2 \cdot 10^5$	-

Mo	1,41	0,55	2600	10^{-3} 10^{-8}	$1,3 \cdot 10^4$ $4,4 \cdot 10^5$	- -
Cr	0,7	0,22	1830	10^{-3} 10^{-8}	$7,7 \cdot 10^3$ $2,7 \cdot 10^5$	- -
Al	2,09	0,87	660	10^{-3} 10^{-8}	$4,2 \cdot 10^3$ $1,3 \cdot 10^5$	$8,6 \cdot 10^5$ $2,7 \cdot 10^8$

Tabelle 2-1: Zusammenfassung der kritischen Intensitäten E_1 und E_3 für wichtige Metalle[2]

Insgesamt ergeben sich drei Intensitätsbereiche beim Schweißen:

- Bereich 1: $E_1 \leq E_{\text{Schw}} \leq E_2$: Wärmeleitungsschweißen, minimale Verdampfung
- Bereich 2: $E_2 \leq E_{\text{Schw}} \leq E_3$: sehr tiefe Schweißbäder, Tiefschweißen
- Bereich 3: $E_{\text{Schw}} \geq E_3$: wird kaum angewendet

2.1.2 Technologie des Wärmeleitungsschweißen

Das Laserschweißen von dünnen Blechen kann entweder im gepulsten, oder auch im cw- Betrieb durchgeführt werden. Meist wird aber der gepulste Betrieb bevorzugt. Die Hauptparameter des Schweißprozesses sind die Pulsenergie, Pulsdauer, Fokusbereich des Strahles, der Fokusabstand von der Oberfläche des Werkstückes und die Schweißgeschwindigkeit. Diese Parameter werden in diesem Kapitel kurz diskutiert[2].

Pulsenergie: beeinflusst die Wärmemenge, die in das Werkstück einfließt. Wird in Joule angegeben. Die Wärmemenge, die nötig ist, eine Schweißung ohne Schmelzspritzen des geschmolzenen Metalls durchzuführen, berechnet sich überschlagsmäßig nach Formel 2-8[2]:

$$W = \frac{0,885 T_{\text{Schmelz}} \lambda \tau \pi r_F^2}{\sqrt{\alpha \tau}}$$

τ ist in der obigen Formel die Impulsdauer, und r_F der Fokusradius des Laserstrahls.

Pulsdauer: beschreibt die Zeit des Aufheizens des Materials. Dabei gibt es für jedes Material und jede Dicke ein optimales Impulsdauer- Intervall, bei dem die Bildung von Schmelzspritzern aus dem Schmelzbad minimal ist. Rechnungen laut [2] ergaben, dass die optimale Impulsdauern für Kupfer zwischen $10^{-4} < \tau < 5 \cdot 10^{-4}$ Sekunden, für Aluminium $5 \cdot 10^{-4} < \tau < 2 \cdot 10^{-3}$ Sekunden, und für Stahl $5 \cdot 10^{-3} < \tau < 8 \cdot 10^{-3}$ Sekunden betragen.

Fokusbereich: hat Einfluss auf die Energiedichte des Laserstrahles. Diese berechnet sich einfacherweise zu(Gleichung 2-9):

$$E = \frac{4W}{d^2\pi\tau}$$

Üblicherweise beträgt der Fokusbereich des Strahles zwischen 0,05 und 1mm.

Schweißgeschwindigkeit: Beim gepulsten Betrieb besteht die Schweißnaht aus einer Aneinanderreihung von Punktschweißungen mit einer gewissen Überlappung(Überlappungskoeffizient k). Der Überlappungskoeffizient liegt üblicherweise zwischen 0,3 und 0,9. Für Vakuumschweißungen muss dieser jedoch minimal 0,5 betragen[2]. Die Schweißgeschwindigkeit lässt sich folgendermaßen ausdrücken(Ausdruck 2-10)[2]:

$$v_{Schweiß} = df(1 - k)$$

Mögliche Methoden zur Erhöhung der Schweißgeschwindigkeit sind also zum Beispiel die Erhöhung der Impulsfrequenz des Lasers, der Vergrößerung des Schmelzbaddurchmessers und der Verkleinerung des Überlappungskoeffizienten. Letzteres ist jedoch sehr ungünstig, da es bei $k < 0,3$ zu Undichtigkeiten und sonstigen Versagensarten der Schweißnaht kommen kann[2].

Alle oben beschriebenen Parameter stehen im Zusammenhang mit gewissen Qualitätskriterien einer Schweißnaht, wie zum Beispiel der Schweißtiefe und dem Durchmesser des Schmelzbades. Insbesondere die Laserleistung, die Einwirkzeit des Lasers auf das Material(und somit die Impulsdauer) und der Fokusradius sind am meisten beeinflussend. Ein Zusammenhang zwischen der Einschweißtiefe und der Laserenergie, sowie der Laserenergie und dem Schmelzbaddurchmesser sind in folgender Abbildung 2-2 gegeben[2]:

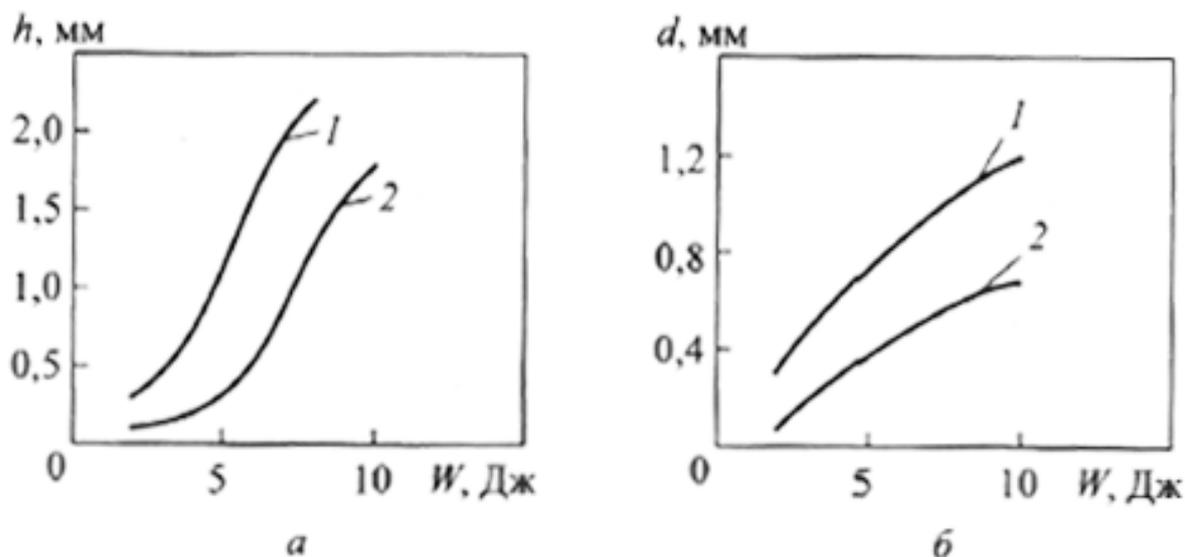


Abbildung 2-2: (a): Abhängigkeit der Einschweißtiefe von der Laserenergie für Kupfer(1) und Molybdän(2). (b): Durchmesser des Schmelzbades in Abhängigkeit von der Laserenergie[2]. Auf den X- Achsen ist die Laserleistung in Joule aufgetragen

Bemerkenswert ist, dass es bei der Steigung der Einschweißtiefe zwei Bereiche gibt: im ersten Bereich ($h < 0,5-0,6$ mm) steigt die Einschweißtiefe relativ schwach an (nur Wärmeleitung). Im zweiten Bereich (ab $h = 0,6$ mm) ist ein großer Anstieg zu sehen. Grundgeben für den großen Zuwachs der Einschweißtiefe ist die Verdampfung des Materials (siehe Tiefschweißen).

Die Abhängigkeit der Einschweißtiefe und der Schweißnahtbreite vom Fokusabstand ist in der nächsten Abbildung 2-3[2] anhand der Schweißung einer Stahlprobe:

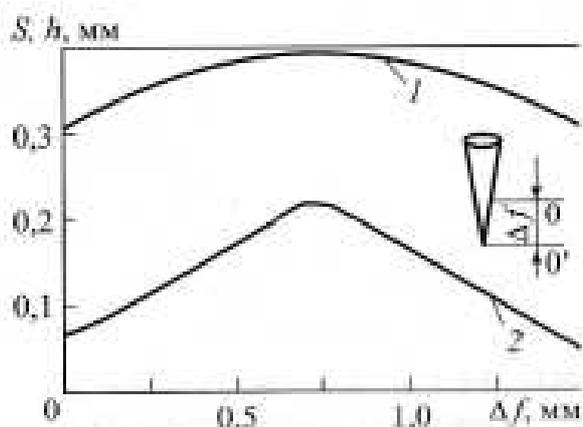


Abbildung 2-3: Abhängigkeit der Schweißnahtbreite(1) und Schweißnahttiefe(2) von der Fokusposition. Position 0 ist Materialoberfläche, Fokus bei $0'$. [2]

Liegt der Fokus unterhalb der Werkstückoberfläche, kann also mit einer Erhöhung der Schweißnahttiefe h gerechnet werden.

Die Änderung der Energiedichte durch die Veränderung der Fokusposition kann dabei durch Formel 2-11[2] über den neuen Strahlquerschnitt berechnet werden:

$$S'_1 = S_f \left(1 \pm \frac{2\Delta f}{F}\right)$$

2.2 Tiefschweißen

2.2.1 Physikalische Prozesse beim Tiefschweißen

Mit Tiefschweißen bezeichnet man einen Schweißprozess, bei dem die Tiefe der Schweißnaht sehr viel größer ist, als die Breite. Es kommt dabei aufgrund hoher Lichtintensität zur Ausbildung einer Dampfkapillare. Für den Tiefschweißprozess ist wesentlich mehr Energie notwendig, als für den Wärmeleitungsschweiß- Prozess, weshalb die physikalischen Prozesse sich auch von denen beim Wärmeleitungsschweißen grundlegend unterscheiden. Ein Anzeichen von Tiefschweißungen sind „dolchartige“, also sehr schmale und tiefe Schweißnähte, mit einem Schweißformfaktor von viel größer als 1. In manchen Fällen kann dieser Werte größer als 10 annehmen[2]. Der Schweißformfaktor berechnet sich laut Formel 2-12[2]:

$$\kappa = \frac{t}{b}$$

Und beschreibt das Verhältnis der Tiefe zur Breite der Schweißnaht, wobei t die Schweißtiefe ist.

Vereinfacht beschrieben entsteht die „dolchartige“ Form der Schweißnaht folgendermaßen: durch Beleuchtung mit äußerst intensiver Laserstrahlung wird die Materie aufgeheizt. Dabei geschieht das Aufheizen schneller, als die Wärme durch Wärmeleitung wieder abgeführt werden kann- es findet ein örtliches Verdampfen der Materie statt. Daraus resultiert ein kleines Loch auf der Oberfläche, welches mit der Einstrahldauer des Lasers tiefer wird, bis ein Kanal entsteht. Dieser Kanal(Dampfkapillare) wird durch den Dampfdruck des verdampfenden Metalls, sowie vom hydrostatischen Druck der Schmelze und deren Oberflächenspannung

offen gehalten. Innerhalb der Dampfkapillare(Keyhole) kommt es zur Absorption der Laserstrahlung entlang der gesamten Länge des Keyholes.

Solche „dolchartigen“ Schweißnähte entstehen, wenn die Energiedichte $E_{\text{Schweiß}}$ viel größer ist als die Energiedichte E_3 (siehe Kapitel 2.1.1). Dadurch kommt es zu einer explosionsartigen Verdampfung des Materials. Die kritische Energiedichte E_3' (Strich steht für Tiefschweißen) berechnet sich mit der Formel 2-13[2]:

$$E_3' = A^{-1} \rho L_{\text{Schmelz}} \sqrt{\frac{\alpha}{\tau}}$$

A ist dabei der Absorptionskoeffizient des Metalls, L_{Schmelz} die Schmelzenthalpie und τ die thermische Relaxationszeit[2], also die Zeit, die nötig ist, um den Werkstoff bei dauerhafter Bestrahlung mit der Intensität E_3' zum explosionsartigen Sieden zu bringen. Die Größenordnung der E_3' - Intensität muss meist größer als 10^6 W/cm^2 sein, um eine Tiefschweißung zu erzeugen.

Die Verdampfung des Materials kann an sich in zwei unterschiedliche Prozesse eingeteilt werden- die Oberflächen- und Volumensverdampfung.

Bei der Oberflächenverdampfung verdampft das Material von der Oberfläche des Werkstückes. Das Verdampfen in einem Volumen hingegen findet bevorzugt an den Fehlstellen der Flüssigkeit im Volumen statt. Dieser Phasenübergang flüssig zu gasförmig erfordert eine höhere Energie der Flüssigkeit, und somit einen Dampfdruck, der höher als der Umgebungsdruck ist.

Durch den Prozess der Volumensverdampfung entstehen Gasblasen in der Schmelze. Hat diese nicht genug Zeit auszugasen, kann es zur Porenbildung und Lösung von Gasen im Material kommen.

Beim Schweißen findet aus dem Schmelzbad meist auch ein Auswurf von Material und Gasen statt, was zu einer Druckwelle in der Schmelze führt[2]. Der Rückstoß der ausgeworfenen Dämpfe lässt die Schmelze „einsacken“, was zu einem Nahteinfall führt. Dieser Prozess ist in der nächsten Abbildung 2-4 verdeutlicht worden[2]:

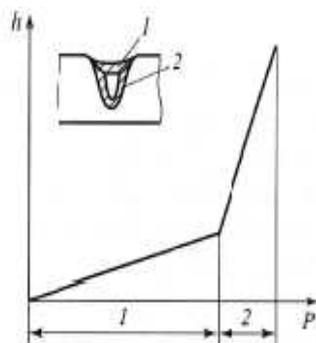


Abbildung 2-4: Nahteinfall der Schweißnaht abhängig vom Druck[2]

Während der 2. Phase der Nahteinfallbildung, laut Abbildung 2-4, kommt es zur Ausbildung der Dampfkapillare.

Gleichzeitig entsteht ein Plasma über der Materialoberfläche, welches aus Metaldampf und Teilen kondensierten Dampfes besteht. Dieses Plasma erreicht Temperaturen von 10000-20000K und setzt durch Absorption und Defokussierung der Laserstrahlung die Intensität des Laserstrahles an der Werkstückoberfläche herab[2]. Allerdings muss hier noch gesagt werden, dass die Absorption der Laserstrahlung durch das Plasma in einem starken Maße von der Wellenlänge des verwendeten Lasers abhängt. So ist zum Beispiel beim Schweißen mit einem CO₂-Laser($\lambda \sim 10,3\mu\text{m}$) die Plasmaabsorption viel stärker ausgeprägt, als beim Schweißen mit einem Nd:YAG- Laser($\lambda \sim 1,05\mu\text{m}$). Der plasmaphysikalische Zusammenhang der Absorption mit der Wellenlänge des Lasers wird in dieser Arbeit im Kapitel 4.1.3 „Inverse Bremsstrahlung“ gezeigt.

Die Durchlässigkeit der Plasmawolke für die Laserstrahlung nimmt exponentiell mit steigender Laserleistung ab, und hängt unter anderem vom verwendeten Schutzgas ab. Diese lautet laut Formel 2-14[2]:

$$\eta = e^{-l\beta}$$

l ist die Dicke der Plasmawolke, und β der Absorptionskoeffizient der Laserstrahlung durch die Plasmawolke. Dieses Verhalten kann für verschiedene Umgebungsgase angegeben werden, wie Grafik 2-5(ii) zeigt[2]. Der Absorptionskoeffizient wird hier jedoch mit der Variable η deklariert.

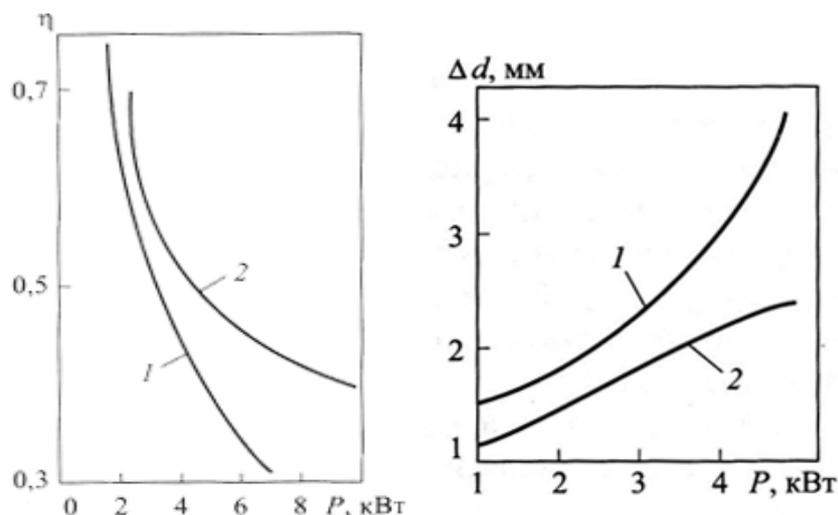


Abbildung 2-5: links: Durchlässigkeit des Plasma, abhängig von der Laserleistung(1=Luft, 2=Argon).
 Rechts: Vergrößerung des Fokussdurchmessers(Defokussierung) aufgrund des Plasmas(1=Argon, 2=Luft)[2]

Achsenbeschriftungen: Links: X: η , Y: P[kW]. Rechts: X: P[kW], Y: Δd [mm]

Es ist jedoch wieder hingewiesen, dass der Absorptionskoeffizient stark von der Wellenlänge des Lasers abhängt. An dieser Stelle wird jedoch wieder auf das Kapitel 4.1.3 dieser Arbeit verwiesen.

2.2.2 Technologie des Tiefschweißen

Mit dem Verfahren des Tiefschweißens sind Materialien von einem Millimeter bis ungefähr 40 mm Tiefe schweißbar. Allerdings können auch Bleche mit einer Dicke von kleiner als 1mm tiefengeschweißt werden. Auch hier sind die einflussgebenden Parameter die Laserleistung, Schweißgeschwindigkeit, der Fokusabstand F, sowie die Fokusposition relativ zur Oberfläche des Werkstückes. Weitere Parameter sind zum Beispiel die Art und Menge des Schutzgases, die den Wirkungsgrad des Tiefschweißprozesses bestimmen.

Leistung: bestimmt den Wärmeeintrag in den Werkstoff. Ein Leistungsvergleich von zwei Lasern ist nur dann sinnvoll, wenn deren Laserparameter wie Modenzusammensetzung, Polarisierung und Divergenzwinkel des Strahles gleich sind.

Schweißgeschwindigkeit $v_{Schweiß}$ hat Einfluss auf die Wärmeverteilung in der Schweißnaht. Eine Vergrößerung der Schweißgeschwindigkeit hat eine Verkleinerung der Wärmeeinflusszone zur Folge; die Isothermen liegen näher beieinander. Durch die Schweißgeschwindigkeit werden insbesondere die Geometrie und Struktur der Schweißnaht, als auch deren mechanische Eigenschaften bestimmt.

Fokussierung: wird so gewählt, dass der Fokusbereich des Lasers im optimalen Bereich ($0,5\text{mm} < 2r_L < 1\text{mm}$) liegt. Ist der Fokusbereich kleiner als $0,5\text{mm}$, steigt die Gefahr der Überhitzung der Schweißnaht sehr stark an, was vermehrt zu äußeren und inneren Defekten führt[2]. Das Ausmaß der Überhitzung hängt jedoch von der Blechdicke und von der Wärmeleitfähigkeit des geschweißten Materials ab. Bei Durchmessern größer als 1mm fällt die Effektivität des Tiefschweißprozesses aufgrund der kleiner werdenden Energiedichte ab.

Der optimale Fokusabstand der Linse ist mit $100\text{mm} \leq F \leq 250\text{mm}$ gesetzt. Einerseits muss die Linse vor Verschmutzungen und Spritzern aus der Schweißnaht geschützt werden. Andererseits treten bei zu großem Fokusabstand vermehrt Aberrationen und Abfall der Effektivität auf aufgrund von Defokussierung des Laserstrahles auf. Bei Laserstrahlung mit einer hohen Brillanz tritt dieser Effekt jedoch sehr wenig auf.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Streckenenergie. Sie stellt den Energieeintrag ins Material pro Längeneinheit dar und berechnet sich laut Formel 2-15[2]:

$$Q = \frac{P}{v_{Schweiß}}$$

Ebenfalls die Energiedichte ist beim Tiefschweißen bedeutend; diese wurde jedoch schon im Kapitel 2.1.2 dieser Arbeit definiert.

Im Weiteren wird der Einfluss der oben aufgezählten Parameter auf die Qualität der Schweißnaht, oder genauer auf der Form (Breite und Tiefe) diskutiert. Bild 2-6[2] zeigt die Abhängigkeit der Breite und Tiefe der Schweißnaht jeweils von der Laserleistung und der Vorschubgeschwindigkeit.

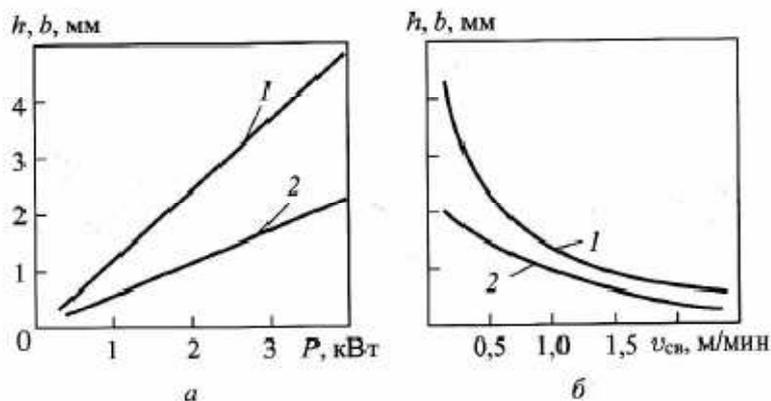


Abbildung 2-6: Abhängigkeit der Schweißtiefe- und Breite von der Leistung und der Schnittgeschwindigkeit[2]

Achsenbeschriftungen: links: x: P[kW], y: h,b[mm]. Rechts x: $v_{\text{Schweiß}}$ [m/min], y: h,b[mm]

Zu sehen ist, dass sowohl die Schweißtiefe, als auch die Breite der Schweißnaht mit der Laserleistung im linearen Zusammenhang stehen. Dieser Zusammenhang kann mit Hilfe folgender Gleichung 2-16[2] berechnet werden. Es ist jedoch zu beachten, dass der Zusammenhang der Gleichung 2-16 empirischer Natur ist, und dessen Genauigkeit aufgrund von Verschmutzungen, Poren oder sonstigen Einflüssen gestört werden kann.

$$h = \frac{P}{2\pi\lambda T_{\text{Siede}}} \ln \left(\frac{r_L + \frac{\alpha}{v_{\text{Schweiß}}}}{r_L} \right)$$

Hierbei ist h die Schweißtiefe, P die Laserleistung, $v_{\text{Schweiß}}$ die Schweißgeschwindigkeit und r_L der halbe Fokussdurchmesser des Laserstrahles. Alternativ kann auch Beziehung 2-17[2] angewendet werden, welche durch eine Regressionsanalyse der Experimente bestimmt wurde:

$$h = \beta \sqrt{P} v_{\text{Schweiß}}^{-\gamma}$$

Dabei sind β und γ Koeffizienten, die für jede einzelne Kombination von Material, Laser(Konfiguration, Polarisation,...) und Schutzgas neu bestimmt werden müssen.

Wie aus Zusammenhang 2-16 ersichtlich ist, ist die Schweißtiefe auch vom Fokussdurchmesser abhängig. Genauso wie auch beim Wärmeleitungsschweißen. Abbildung 2-7 zeigt die Veränderung der Schweißtiefe abhängig von der Fokusposition[2]:

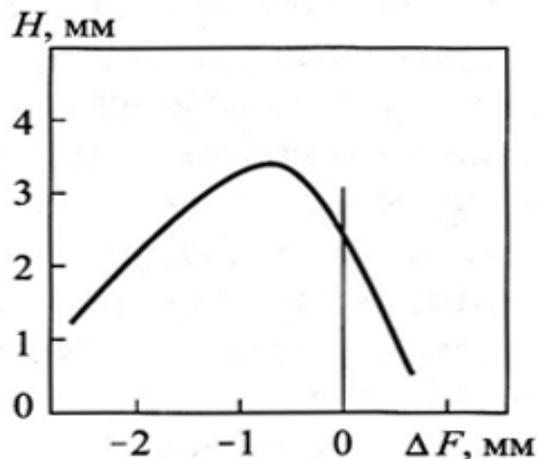


Abbildung 2-7: Veränderung der Schweißtiefe abhängig von der Fokusposition[2]

2.3 Wechselwirkung gepulster Laserstrahlung mit Materie

Abhängig von der Leistung(genauer gesagt der Energiedichte) des Laserstrahles können im Grunde zwei Wechselwirkungsmechanismen des Strahles mit der Materie eintreten- die Thermoelastische Anregung und die Ablation[5].

Eine Laserschweißung im cw- Modus weist meistens eine geringere Energiedichte als eine gepulste Laserschweißung auf, weshalb in diesem Fall die Thermoelastische Anregung als Wechselwirkungsmechanismus zwischen Laserstrahl und Materie figuriert.

Bei der Thermoelastischen Anregung entstehen durch die Erwärmung des Materials durch die Laserstrahlung mechanische Lateralspannungen im Schweißgut. Dieser Mechanismus tritt bei niedrigen Energiedichten($E_{\text{Schweiß}} < E_1$) auf und wird bei der zerstörungsfreien Untersuchung von Bauteilen(zum Beispiel durch Laserultraschall) verwendet[5]. Es entsteht dabei keine irreversible Veränderung im Material. Bei Anwendungen des Laserschweißens spielt dieser Mechanismus jedoch keine Rolle und wird deswegen nicht mehr weiter behandelt.

Bei der Ablation wird hingegen ein gezielter, makroskopischer Abtrag, also eine irreversible Veränderung im Material durchgeführt. Der Wirkmechanismus der

Ablation ist sehr stark von der Dauer der Laserpulse abhängig, aber auch von der verwendeten Wellenlänge[6]. Es gibt hierbei zwei unterschiedliche Fälle:

Kurze Laserpulse(μs bis ns - Bereich): in diesem Fall dominieren Wärmeleitung, Schmelzprozesse, Verdampfung und Plasmaentstehung. Die Energie der Laserstrahlung wird von der Oberfläche absorbiert, wodurch sich am geschweißten Werkstück ein Temperaturfeld ausbreitet. Dieser Prozess wird im Bild 2-8[6] illustriert:

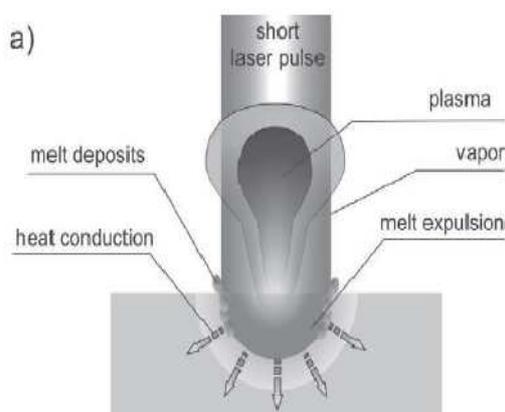


Bild 2-8: Ablationsprozess bei kurzen Laserpulsen[6]

Mit folgender Gleichung 2-18 kann eine Beziehung zwischen der Energie eines Laserpulses und der abgetragenen Materialmasse hergestellt werden[6]:

$$m = N \frac{E_{Puls}}{c_p(T_{Siede} - T_0) + \Delta H_{Schmelz} + \Delta H_{Siede}}$$

In dieser Gleichung ist T_0 die Ausgangstemperatur vor der Wechselwirkung, c_p die spezifische Wärmekapazität des Materials und $\Delta H_{Schmelz/Siede}$ jeweils die Schmelz- bzw. Siedenthalpie des Materials. N ist die Anzahl der Laserpulse. Diese Gleichung ist jedoch nur für eine 100%ige Energieabsorption gültig.

Im Bereich wo die Temperatur am höchsten ist, geht das Material in den Plasmazustand(ionisiertes Gas) über. Die Messung der spektralen Zusammensetzung dieses Plasmas ist Kern dieser Arbeit und wird in den nächsten Kapiteln behandelt.

Ultrakurze Laserpulse(ps bis fs - Bereich): weisen viel höhere Intensitäten auf, als kurze Pulse. Durch die extrem hohe Intensität kommt es zur nichtlinearen Multiphotonen- Absorption, das heißt, dass die Elektronen des Materials die Energie

vieler Photonen absorbieren. Eine Folgerung daraus ist, dass die Elektronen sehr schnell an Energie gewinnen, haben aber zu wenig Zeit, die Energie(Temperatur) an das Kristallgitter zu übergeben. Deswegen wird bei ultrakurzen Pulsen zwischen der Elektronentemperatur T_e und Kristallgittertemperatur T_i unterschieden. Dies wird im nächsten Bild 2-9 verdeutlicht[6]:

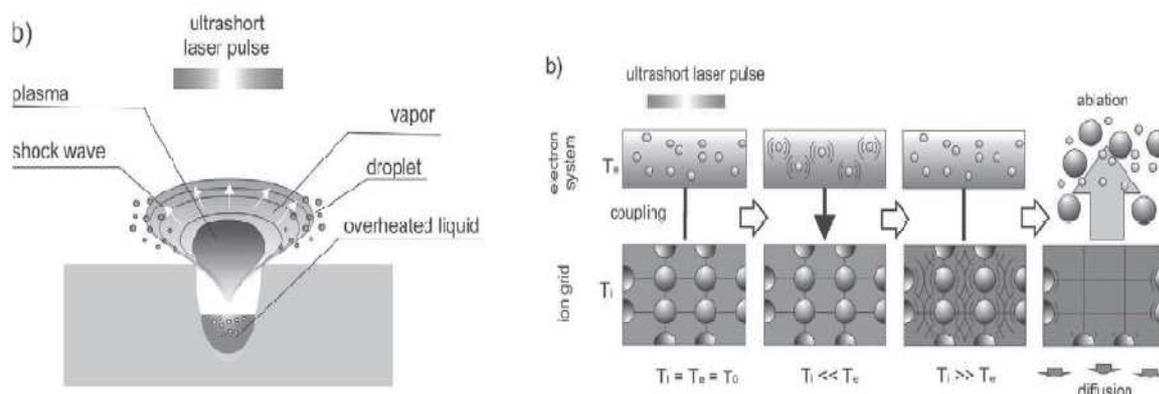


Bild 2-9: links: Ablation bei ultrakurzen Pulsen. Rechts: Zweitemperaturenmodell[6].

Bild 2-10 zeigt noch einmal den Unterschied zwischen der Kristallgitter- und der Elektronentemperatur des Materials bei einem eingehenden Laserpuls[7]:

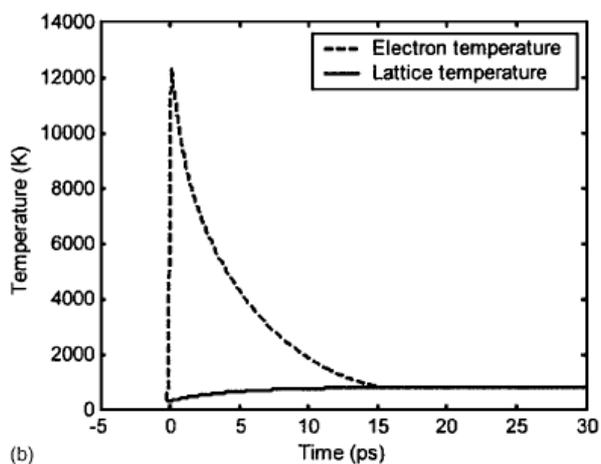


Bild 2-10: Elektronen- und Kristallgittertemperatur. Eingehender Puls: Dauer 140fs, Wellenlänge 1054nm, Energiedichte: 0,2J/cm²[7]

Die durch den Laserstrahl nach N Laserpulsen abgetragene Masse berechnet sich laut Formel 2-19 zu[6]:

$$m = N_Q A \alpha^{-1} \ln\left(\frac{F_a}{F_{th}}\right)$$

Hierbei ist α die optische Eindringtiefe, A die Querschnittsfläche des Laserstrahles im Fokus ($=r_L^2\pi$), F_a die Energiedichte des Lasers und F_{th} die Abtragschwelle des Materials (Fluenzschwelle). Für die Berechnung von weiteren Kenngrößen, wie zum Beispiel der Abtragsschwelle oder Mehrpulsschwelle wird an dieser Stelle auf weiterführende Literatur ([8]) verwiesen.

2.4 Das Plasma beim Laserschweißen im cw-Modus

2.4.1 Plasmaausbildung bei kontinuierlichen CO₂ und Nd:YAG-Lasern

Die Wellenlänge der Laserstrahlung hat einen erheblichen Einfluss auf die Ausbildung des Plasmas. Einerseits verhält sich der Absorptionskoeffizient α des Plasmas (siehe Formel 2-14) proportional zum Quadrat der Wellenlänge [9]. Andererseits ist der Schwellwert der Plasmaausbildung proportional zu $1/\sqrt{\lambda}$ [10]. Je größer nun die Wellenlänge λ der Laserstrahlung ist, desto niedriger ist der Schwellwert zur Plasmaausbildung (Plasma bildet sich bei kleineren Leistungsdichten) und desto größer die Absorption der Plasmawolke α . Insbesondere bei CO₂-Lasern mit einer Wellenlänge im IR-Bereich ist dies oft problematisch. Schon ab ca. 10^7 W/cm^2 ist schon eine deutliche Plasmaausbildung feststellbar [11]. Die Leistungsdichten und Zeitdauer der Impulse und die daraus folgenden Arten der Metaldampf- und Plasmaentwicklung werden in Abbildung 2-11 [12] gezeigt:

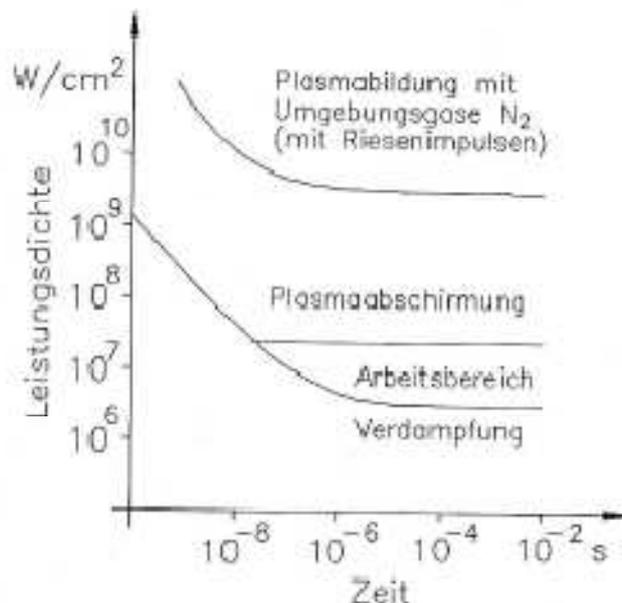


Abbildung 2-11: Prozessdiagramm für das Laserimpulsschweißen mit CO₂- Laser für Al, Fokussdurchmesser 100µm[12]

Beim kontinuierlichen Schweißen mit dem CO₂- Laser kann die Plasmaausbildung in zwei Bereiche unterteilt werden. Bei Leistungsdichten kleiner als 10⁷W/cm² bildet sich auf der Oberfläche des Werkstückes ein transparentes Plasma[12]. Bei höheren Leistungsdichten löst sich das Plasma von der Oberfläche des Werkstückes mit einer Geschwindigkeit von bis zu 100m/s ab und dehnt sich bis zum Bearbeitungskopf des Lasers hin aus. Es findet eine optische Abschirmung der Laserstrahlung statt. Durch die Abschirmung verringert sich die Metaldampfbildung, die Plasmawolke verdünnt sich und wird wieder transparent, worauf der Prozess wieder von neuem beginnt[12].

2.4.2 Plasmaausbildung bei Nd:YAG- Lasern

Laut [13] besteht das Plasma beim Laserschweißen hauptsächlich aus neutralen Atomen, welche nach Beendigung des Laserpulses wieder kondensieren[13]. Im Plasma wird die Laserstrahlung gestreut. Dies geschieht im oberen Teil der Metaldampfwolke. Es können Metaldampftemperaturen von bis zu 7000K erreicht werden, wobei die Teilchendichte bis zu 10¹⁵ Teilchen/cm³ betragen kann[12].

Es wurden Schweißversuche an Aluminium mit Leistungen von 0,7 bis $1,7 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ durchgeführt. Die Elektronentemperatur betrug dabei jeweils zwischen 3400 und 4500°C, wobei bei diesen Temperaturen nur 0,3% der Atome ionisiert waren[14]. Aufgrund der geringen Ionisationsraten weist das Plasma eine sehr geringe Photonenabsorption auf.

2.4.3 Das Gleichgewichtsplasma

Das Plasma kann generell in zwei unterschiedliche Arten eingeteilt werden- das Gleichgewichts- und das Nichtgleichgewichtsplasma.

Ist der Druck des Plasmas nicht zu hoch(einige hunderte Pascal), finden nur wenige Stöße zwischen den freien Elektronen und den Atomen statt. Eine Folge davon ist, dass die kinetische Energie der Elektronen, trotz ihrer kleineren Masse, weit höher ist als die der Atome, da die kinetische Energie mit dem Quadrat der Geschwindigkeit ansteigt, und es sehr wenige Stöße zum Energieausgleich stattfinden. Solche Plasmen werden Nichtgleichgewichtsplasmen genannt. Deren Temperatur beträgt zwischen 40 und 60°C, maximal jedoch 250°C[15].

Wird der Druck im Plasma größer, so häufen sich die elastischen Stöße zwischen den Elektronen und den Atomen oder Ionen, was zu einem Ausgleich der kinetischen Energien der Atome und der Elektronen führt. Die Elektronen beim Schweißprozess im Plasma haben bei höheren Drücken Temperaturen von 4000 bis 6000K[15].

In einem infinitesimal kleinen Bereich des Plasmas kann lokales thermisches Gleichgewicht(LTG) angenommen werden, wodurch die Elektronendichte, Ionendichte, Atomdichte und Temperatur des Plasmas durch die Saha- Gleichung verknüpft werden können. Dieses Verhalten beschreibt Gleichung 2-20[15]:

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = \frac{2g_i}{g_0} \frac{(2\pi m_e kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

Hierbei ist n_e die Elektronendichte, n_i die Dichte der Ionen im Plasma, n_0 die Atombdichte (m/V), g_i und g_0 Gewichtungsfaktoren, m_e die Masse eines Elektrons, k die Boltzmann-Konstante, E_i die Ionisierungsenergie, h das Plancksche Wirkungsquantum und T die Elektronentemperatur.

Die Gewichtungsfaktoren und Ionisierungsenergien können für alle Elemente aus einer Datenbank im Internet entnommen werden [15a].

Berücksichtigt man die Quasineutralität des Plasmas, so gilt $n_e = n_i$. Mit der Anwendung der Zustandsgleichung, die für Ionendichten unter 1% gültig ist [15], kann die Saha-Gleichung folgendermaßen umgeschrieben werden (Gleichungen 2-21a und 2-21b [15]):

$$p = n_0 kT$$

$$\Rightarrow n_e n_i = n_i^2 = \frac{2g_i}{g_0} \frac{p}{kT} \frac{(2\pi m_e kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

Damit gilt für die Ionendichte im Plasma der Temperatur T , des Druckes p und der Ionisierungsenergie E_i die Gleichung 2-22 [15]:

$$n_i = \sqrt{\frac{2g_i}{g_0}} \sqrt{p} \frac{(2\pi m_e)^{\frac{3}{4}}}{h^{\frac{3}{2}}} (kT)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{E_i}{2kT}}$$

Für den Ionisierungsgrad n_i/n_0 gilt somit Gleichung 2-23 [15]:

$$\frac{n_i}{n_0} = \sqrt{\frac{2g_i}{g_0}} \frac{1}{\sqrt{p}} \frac{(2\pi m_e)^{\frac{3}{4}}}{h^{\frac{3}{2}}} (kT)^{\frac{5}{4}} e^{-\frac{E_i}{2kT}}$$

Zu beachten ist, dass die obigen Gleichungen 2-21b bis 2-23 **nur für kleine Ionisierungsgrade** gelten ($n_i/n_0 < 1\%$). Für den Gebrauch beim Laserschweißen sind diese Gleichungen meistens aber vollkommen ausreichend. Die nächste Abbildung 2-12 zeigt den Verlauf des Ionisierungsgrades abhängig von der Temperatur und des Atmosphärendruckes für den Wasserstoff [15]:

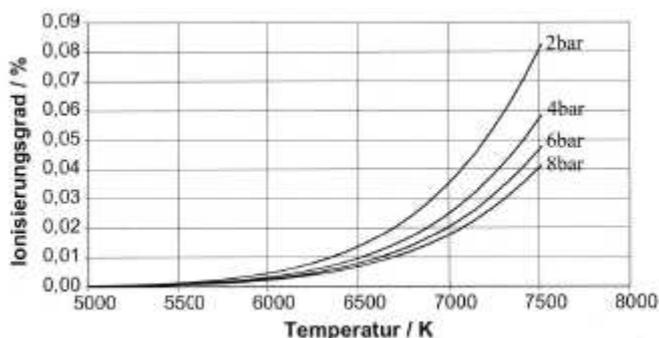


Abbildung 2-12: Ionisierungsgrad als Funktion der Temperatur, gerechnet für die Ionisierungsenergie des Wasserstoffes[15]

Andere wichtige Kenngrößen des Plasmas, wie die Berechnung der Elektronentemperatur, werden in späteren Kapiteln dieser Arbeit behandelt.

2.5 Emission von Strahlung beim Laserschweißen

Durch die Messung der Intensität und der spektralen Verteilung des beim Laserschweißprozess entstehenden Plasmas, können dessen Elektronen- und Ionentemperatur sowie Dichtefluktuationen bestimmt(berechnet) werden[16].

Die spektrale Verteilung des Streulichtspektrums ist abhängig von der Wellenlänge des Lasers λ_o , der Elektron- Debye- Länge λ_e sowie des Streuwinkels Θ . Das Streulichtspektrum wird mit einem Parameter α charakterisiert, welcher nach folgender Formel 2-24 berechnet werden kann[16]:

$$\alpha = \frac{\lambda_o}{4\pi\lambda_e \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)}$$

Mit der Debye Länge wird das Abschirmverhalten eines Plasmas beschrieben, sie entspricht der charakteristischen Länge, auf welcher das Potential einer Ladung durch die Abschirmung des Plasmas auf den 1/e- ten Teil abfällt. e ist die Eulersche Zahl[17]. Die Debye- Länge kann mit Formel 2-25[17] berechnet werden:

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_{eff}}{n_e e^2}}, \quad \text{wobei} \quad T_{eff}^{-1} = T_i^{-1} + T_e^{-1}$$

ϵ_0 ist dabei die elektrische Feldkonstante, k die Boltzmannkonstante, T_{eff} die Effektivtemperatur des Plasmas (T_i : Ionentemperatur, T_e : Elektronentemperatur, siehe Zweitemperaturenmodell, Kapitel 2.3), n_e die Elektronendichte (siehe Kapitel 2.4) und e die elementare Ladung eines Elektrons [17].

Für die gesamte Debye-Länge λ_d gilt im LTG-Fall Gleichung 2-26 [17]:

$$\lambda_d^{-2} = \lambda_e^{-2} + \lambda_i^{-2}$$

Wobei $\lambda_{e,i}$ die charakteristische Abschirmlänge der Elektronen/Ionen im Plasma ist. Laut Tabelle 2-2 kann die Debye-Länge jeweils für Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsplasma folgendermaßen berechnet werden [17]:

Gleichgewichtsplasma

geringe Dichte, $T_e \gg T_i$

$$\Rightarrow \lambda_d \approx \lambda_i = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_i}{n_e e^2}}$$

Nichtgleichgewichtsplasma (Laser)

große Dichte, $T_e \approx T_i$

$$\Rightarrow \lambda_d \approx \lambda_e = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}$$

Tabelle 2-2: Debye-Längen bei Plasmen hoher und niedriger Dichte. Laserplasmen sind Nichtgleichgewichtsplasmen [17]

Wie in Gleichung 2-24 gezeigt wurde, kann mit dem Parameter α das Streulichtspektrum des Plasmas charakterisiert werden. Es gibt dabei zwei Fälle [16]:

- **Fall 1:** $\alpha \ll 1$: das Streulichtspektrum weist eine Gaußverteilung auf, die spektrale Linienbreite entspricht der Elektronentemperatur, die Intensität eines Peaks entspricht der Elektronendichte.
- **Fall 2:** $\alpha \gg 1$: „kollektive Effekte“: das Streulicht wird nicht mehr durch einzelne Elektronen erzeugt, sondern durch Fluktuationen der Elektronendichte. Die Linienbreite bei diesem Fall ist aufgrund der höheren thermischen Bewegung der Ionen kleiner als bei Fall 1 ($\alpha \ll 1$). Fall des Spektrums eines laserinduzierten Plasmas.

Zum Abschluss dieses Kapitels werden noch ein typisches Streulichtspektrum des laserinduzierten Plasmas gezeigt (Bild 2-13) [18]:

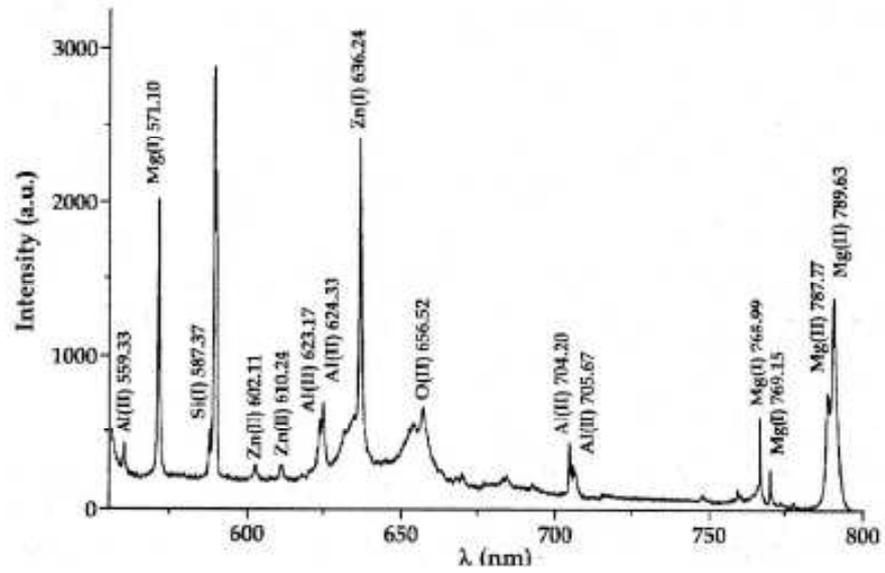


Bild 2-13: Beispiel von optischen Emissionen durch Laserplasma. Laserparameter(CO₂- Laser):
 P=2,5kW, v=120mm/s, Fokusslage: +2mm, Schutzgas: 40l/min[18].

3. Porenbildung beim Laserschweißen

3.1 Gründe der Porenbildung

Das beim Schweißprozess geschmolzene Metall tendiert verstärkt zur Gasaufnahme. So werden Gase zum Beispiel aus der Atmosphäre oder aus der Oxidschicht(zum Beispiel beim Aluminium) des Materials aufgenommen. Im flüssigen Metall sind Gase teilweise löslich und bilden Blasen im Schmelzbad, die größtenteils entweichen. Beim Abkühlen kann es jedoch passieren, dass Gasblasen in der erstarrten Schmelze eingeschlossen werden. Solche Hohlräume werden Poren genannt. Eine Schweißnaht mit vielen Poren hat eine geringere mechanische Festigkeit, Dichtheit und Korrosionsbeständigkeit als eine Schweißnaht ohne Poren[19].

Die wichtigsten Faktoren, die einen großen Einfluss auf die Porenbildung in der Schweißnaht haben, sind die Schmelzbadtemperatur, die Abkühlgeschwindigkeit, der Gasgehalt der Schmelze sowie der Grad der Verunreinigung der geschweißten Oberfläche. Bild 3-1 zeigt den Unterschied einer einwandfreien Schweißraupe und einer porösen[19]:

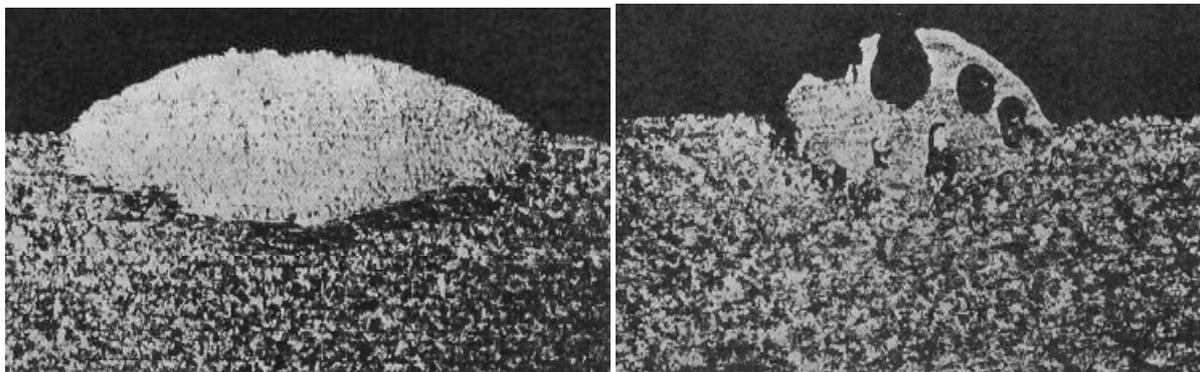


Bild 3-1: Querschnitt durch eine porenfreie(links) und eine poröse Schweißraupe(rechts)[19]

Die wichtigsten Gründe für Porenbildung beim Schweißen sind laut [19]:

1. Überhitzung des Schmelzbades
2. Zu große Abkühlgeschwindigkeit des Schmelzbades
3. Gasgehalt des Schmelzbades(insbesondere H_2 , O_2 , N_2 , CO_2 , CO)
4. Verunreinigungen des Materials

3.2 Porenbildungsmechanismen

Die Porenbildung in der Schweißnaht kann in zwei unterschiedliche Mechanismen unterteilt werden- die mechanische und die metallurgische Porenbildung[20].

3.2.1 Mechanische Porenbildung

Die mechanische Porenbildung tritt nur dann auf, wenn im Nahtbereich enge Spalten vorhanden sind, zwischen denen sich Luft befindet. Dies ist zum Beispiel bei Kehl- und Überlappnähten oft der Fall. Im Spalt befindet sich Luft, welche durch die Wärme des Schweißvorganges ausgedehnt wird. Beim Herannahen des Laserfokus erreicht die Ausdehnung der Luft ein Maximum. Durch das Fortschreiten der Schweißnaht kann die Luft am Ende schlecht entweichen. Durch den Überdruck bildet sich in der Schmelze ein Hohlraum, der von der sich ausdehnenden Luft gefüllt wird[21].

Ein Merkmal der mechanischen Porenbildung ist, dass es nach dem Erstarren der Schmelze eine Verbindung zwischen der Pore und dem Spalt gibt.

Bild 3-2 erläutert den Mechanismus der mechanischen Porenbildung[21].

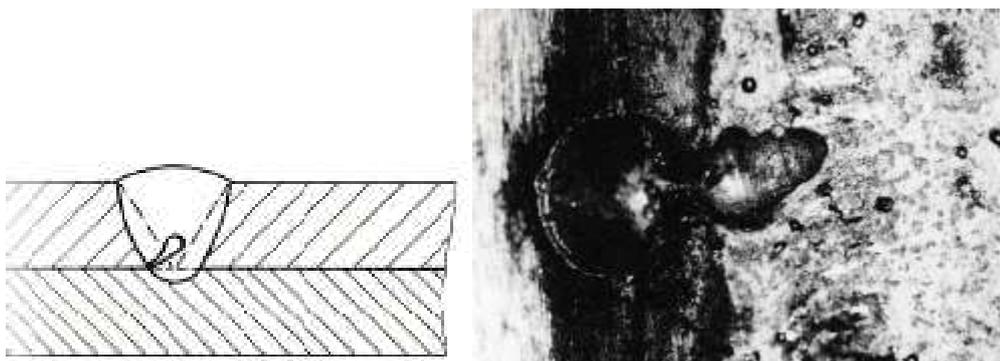


Bild 3-2: mechanische Porenbildung. Pore hat Kontakt zum Luftspalt[21].

Die mechanische Porenbildung tritt insbesondere beim Überschweißen von oberflächenbeschichteten Metallen auf, wie zum Beispiel verzinkte Stahlbleche, die im Automobilbau häufig verwendet werden(Karosserie).

3.2.2 Metallurgische Porenbildung

Die wichtigste Voraussetzung für die metallurgische Porenbildung ist, dass porenbildende Gase im flüssigen Metall löslich sind. Beim Erstarren der Schmelze werden diese Gase in Form von Blasen ausgeschieden. Schaffen es nicht alle Blasen bevor der Erstarrung zur Oberfläche, bleiben sie im Schweißgut eingeschlossen → Poren. Die Gasinhalte der Poren sind meistens Stickstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Kohlenmonoxid, Kohlendioxid(selten), Methan(selten) und Argon(selten). Tabelle 3-1 gibt Aufschluss über den Porenhalt für Stahl und Aluminium[22]:

Werkstoff	Porenhalt						
	N ₂	H ₂	O ₂	CO	CO ₂	CH ₄	Ar
Aluminium		x	x				
Stahl	x	x	x	x		x	x

Tabelle 3-1: Gasinhalte von Poren für Stahl und Aluminium(nachgezeichnet)[22]

Es ist jedoch zu sagen, dass großmolekulare Gase, wie CO₂, CH₄ und das schwere Argon nur sehr gering in Schmelzen löslich sind, und daher nur selten in Poren auftreten[22].

Damit sich in der Schmelze eine Gasblase befinden kann, muss der Innendruck p_i dieser Blase größer sein, als der Außendruck p_a , welcher dem hydrostatischen Druck entspricht. Ebenfalls muss auch die Oberflächenspannung γ überwunden werden. Der Innendruck einer Gasblase im geschmolzenen Schweißgut lässt sich mit Formel 3-1 berechnen[20]:

$$p_i = \frac{p_a + 2\gamma}{r}$$

Wobei r der Gasblasenradius ist. Eigentlich müsste also am Beginn der Gasblasenbildung, wo der Radius $r=0$ ist, der Innendruck laut Formel 3-1 unendlich groß sein. Somit ist keine homogene Gasblasenbildung in der Schmelze möglich. Jedoch hat die Schmelze auch eine gewisse Oberflächenspannung, und kann somit nicht in enge Spalten(wie zum Beispiel in der Erstarrungsfront) eindringen. Bei der Abkühlung der Schmelze scheidet sich in diesen Hohlräumen molekulares Gas ab,

wodurch die Blase aus dem Hohlraum wächst und sich ablöst. Um dies deutlicher zu machen, wird Bild 3-3 gezeigt[20]:

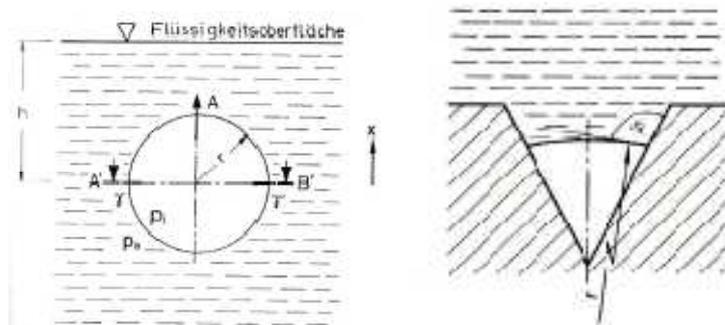


Bild 3-3: links: Gasblase in Schmelze. Rechts: Blasenbildung an rauher Grenzfläche flüssig/fest, z.B. an der Erstarrungsfront[20]

Auch der Benetzungswinkel Θ hat eine wichtige Bedeutung. Ist Θ groß, so haftet die Gasblase an der Erstarrungsfront gut und löst sich nur schwer ab. Höhere Sauerstoffgehalte der Schmelze verringern zum Beispiel den Benetzungswinkel, wodurch sich die Blase besser löst. Gleichzeitig wird durch den Sauerstoff die Viskosität der Schmelze herabgesetzt, was ein schnelles Aufsteigen erleichtert.

Die Entgasung einer Schweißnaht hängt auch von der Kristallisationsgeschwindigkeit ab. Ist diese gering, und der Auftrieb der Blasen groß, steigen alle Blasen auf und es entstehen keine Poren. Ist die Kristallisationsgeschwindigkeit jedoch groß und der Auftrieb klein, so entstehen kugelförmige Gaseinschlüsse. Einen Sonderfall stellen Schlauchporen da- hier ist die Kristallisationsgeschwindigkeit und die Wachstumsgeschwindigkeit der Gasblase gleich.

Bild 3-4 zeigt den Einfluss der Kristallisationsgeschwindigkeit auf die Porenbildung. Weiters wird die Illustration von mehreren Schlauchporen gezeigt[20]:

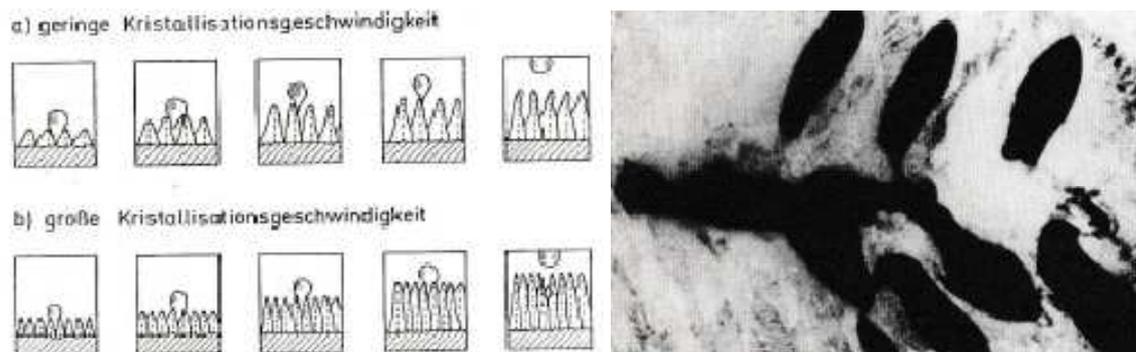


Bild 3-4: li: Einfluss der Kristallisationsgeschwindigkeit auf die Porenbildung. Re: Schlauchporen[20]

Auf die Kristallisationsgeschwindigkeit des Schweißgutes hat vor allem das Vorwärmen Einfluss. Auch die Schweißgeschwindigkeit hat Einfluss darauf, wie lange die Schmelze flüssig bleibt. Hohe Schweißgeschwindigkeiten verringert das Ausgasen, wodurch eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, Poren im Schweißgut anzutreffen, besteht[20].

3.3 Gasreaktionen in der Schweißnaht

Gasreaktionen in einer Schmelze können nur mit denjenigen Metallen ablaufen, die im flüssigen Zustand in der Schmelze gelöst sind(atomar). Mit herabsinkender Temperatur sinkt auch die Löslichkeit der Metalle in der Schmelze. Meistens kommen hierfür Gase wie Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff in Frage. Es lauten folgende Reaktionen 3-2 a-c ab[20]:



{Gase in geschwungenen Klammern}= gasförmig

[atome in eckigen Klammern]= im Metall gelöst

Die Aufnahme dieser drei Gase beim Schweißen wird in diesem Kapitel näher diskutiert.

3.3.1 Stickstoff im Schweißgut

Die Löslichkeit des Stickstoffes im Eisen ist vom Aggregatzustand und der Temperatur abhängig. Bei 1536°C beginnt die Erstarrung des Eisens. Laut [23] ist bei dieser Temperatur ein großer Sprung in der Löslichkeit des Stickstoffes von 0,043% bei 1537°C und 0,012% bei 1535°C zu verzeichnen. Ebenfalls an den Phasenübergängen von $\delta \rightarrow \gamma$ und von $\gamma \rightarrow \alpha$ sind Sprünge in der Löslichkeit vorhanden. Den Stickstoffgehalt von reinem Eisen, abhängig von der Temperatur, zeigt Bild 3-5[23]:

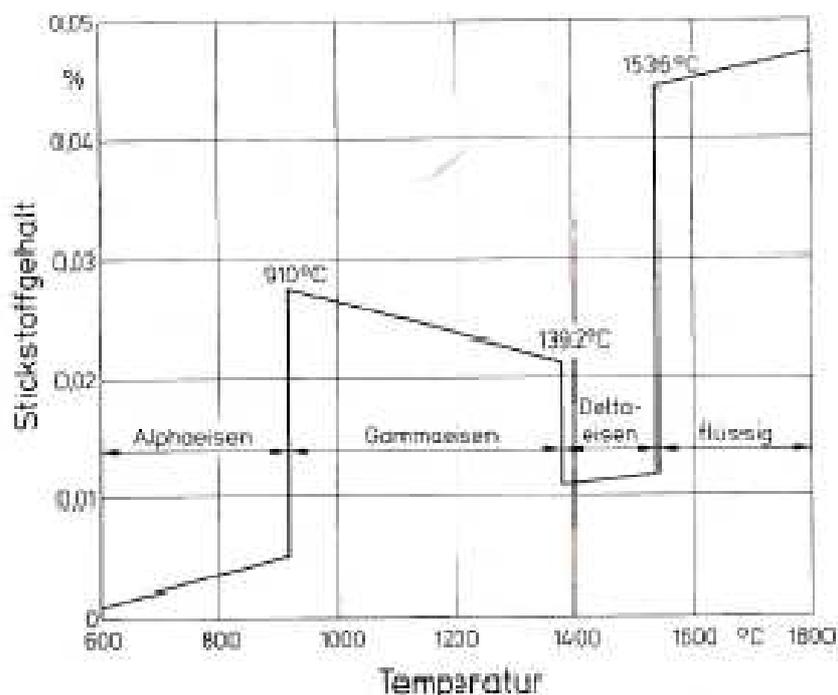


Bild 3-5: Stickstoffgehalt im Reineisen abhängig von dessen Temperatur[23]

Bei Raumtemperatur sind nur noch mehr 0,00002% des Stickstoffes löslich. Diese sind in Form von Nitriden gebunden (Fe_4N , Fe_2N)[23].

Die Stickstoffaufnahme ins Schweißgut läuft nach Reaktion 3a ab (siehe übernächste Seite). Für die Dissoziation des Stickstoffmoleküls sind jedoch aufgrund der Dreifachbindung zwischen den Atomen sehr hohe Energien notwendig. Somit kann Reaktion 3a in die linke Richtung nur bei Temperaturen über 2300°C[24]. Tabelle 3-2 zeigt die Dissoziationsenergien für unterschiedliche Gase[24]:

Gas	Dissoziationsenergie [eV]
CO ₂	4,3
H ₂	4,5
O ₂	5,1
N ₂	9,8

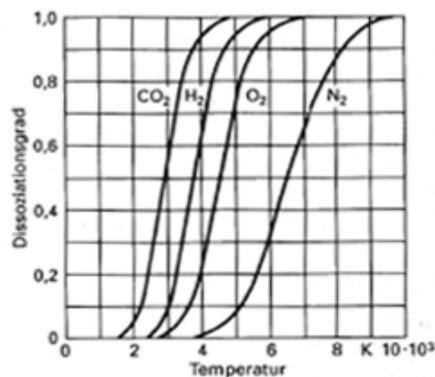


Tabelle 3-2: Dissoziationsenergien für unterschiedliche Gase[24]

Bild 3-6: Dissoziation verschiedener Gase abhängig von der Temperatur[20]

Bild 3-6 zeigt den Dissoziationsgrad unterschiedlicher Gase in Abhängigkeit von der Temperatur[20]. Dabei ist zu bemerken, dass der Stickstoff erst ab rund 6000K merklich dissoziiert. Beim Laserschweißen werden solche Temperaturen aber oft erreicht, so muss der Stickstoff als Grund für die Porenbildung im Material beachtet werden.

Weiters wurde in [25] festgestellt, dass der Stickstoffgehalt des Schweißgutes durch die Anwesenheit von Sauerstoff im Lichtbogen(Laserplasma) höher wird. Dieses Verhalten wird in Abbildung 3-7 gezeigt[26]:

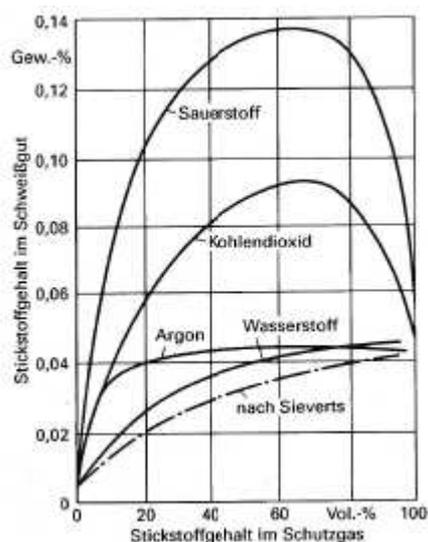
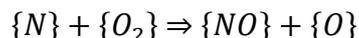
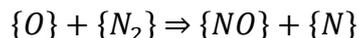


Abbildung 3-7: Stickstoffanteil in der Schmelze abhängig von Schutzgasen[26]

Grundgebend hierfür ist die Bildung von Stickoxid aus dem Sauerstoff, wodurch der Energiebedarf zur Stickstoffaufnahme um die Hälfte sinkt. Die Reaktion läuft dabei folgendermaßen laut Reaktion 3-3 a-c ab[25]:



Die Aufnahme des Stickstoffes geschieht über Reaktion 3-3c, über Reaktion 3-3a und b erfolgt die Stickoxidbildung. Werden nun bei der spektroskopischen Messung hohe Intensitäten des Stickstoffes (NI) und des Sauerstoffes(OI, OII) gemessen, so könnte es mit großer Wahrscheinlichkeit auf die Bildung von Stickoxiden in den kälteren Bereichen des Plasmas hindeuten, was die Schweißnaht durch die Aufnahme von Stickstoff und Sauerstoff gefährden würde.

Der Einfluss des Stickstoffgehaltes im Plasma wird in Abbildung 3-8 gezeigt[27]:

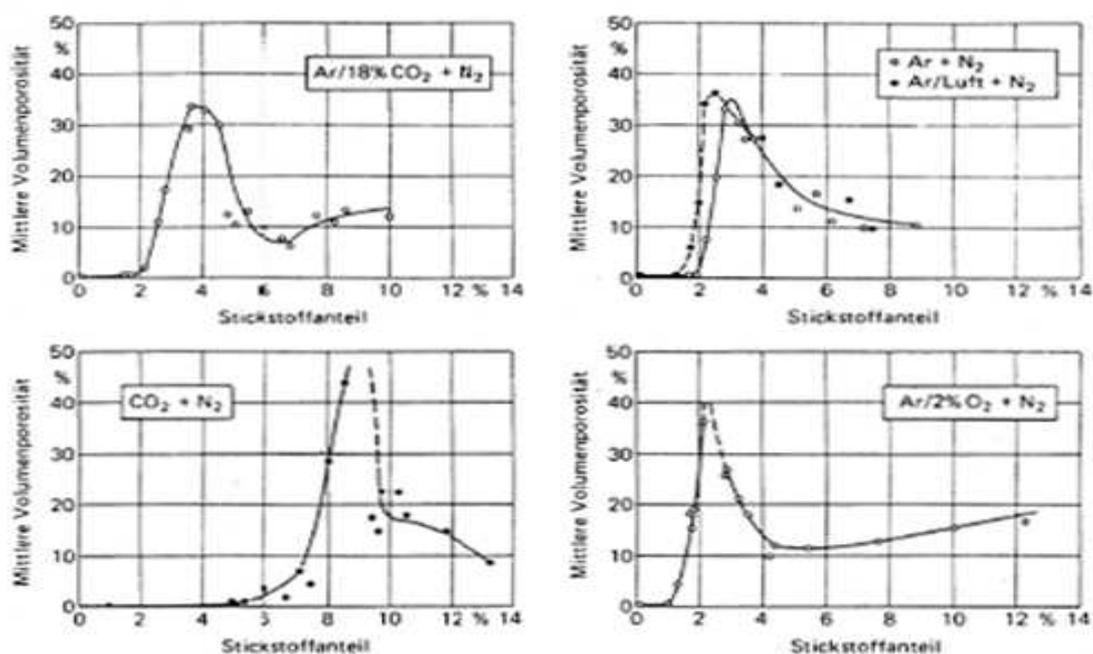


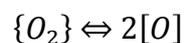
Bild 3-8: Porenbildung bei un- und niedriglegierten Stählen durch Stickstoff[27]

Diese Abbildung gilt für un- und niedriglegierte Stähle. In [27] wurde festgestellt, dass schon wenige Prozent Stickstoff im Lichtbogenbereich schon ausreichen, um Poren zu bilden. Wie im Bild 3-8 zu sehen ist, beginnt bei Argon und Argon- Sauerstoff- Gemischen die Porenbildung schon ab zirka 1% Stickstoffanteil. Bei 2-3% erreicht die Porosität ihr Maximum und fällt dann wieder ab. Der Abfall ist damit zu erklären, dass bereits ein Teil des Gases das Schweißgut unter Hinterlassen von äußerlich sichtbaren Poren verlassen hat.

3.3.2 Sauerstoff im Schweißgut

Sauerstoff ist in den meisten Metallen nur sehr gering löslich, in Stahl findet sich Sauerstoff insbesondere in Form von Oxiden, wie zum Beispiel FeO. Bei Schmelztemperatur beträgt die maximale Löslichkeit von Sauerstoff in der Schmelze 0,25%, bei Raumtemperatur nur noch mehr 0,003%[23]. Der sich über der Löslichkeitsgrenze befindliche Sauerstoff scheidet sich in Form von Oxiden wie FeO, Fe₂O₃, Fe₃O₄ ab. Bei Vorhandensein von Legierungselementen, die eine höhere Affinität zu Sauerstoff als Eisen aufweisen, treten deren Oxide häufiger auf, wie zum Beispiel SiO₂, MnO, Al₂O₃, TiO₂[28].

Die Reaktionsgleichung der Sauerstoffaufnahme ist in Reaktion 3-4 zu sehen[20]:



Der Sauerstoff wird dabei aus der Luft oder der Oxidhaut von Metallen entnommen

Da Sauerstoff, wie in Bild 3-6 dieser Arbeit gezeigt wurde, bei niedrigeren Temperaturen als der Stickstoff dissoziiert, beträgt der Dissoziationsgrad bei Temperaturen von rund 4200K schon 50%, was eine Aufnahme des Sauerstoffes ins Schweißgut erleichtern sollte. Temperaturen dieser Höhe werden beim Laserschweißen problemlos erreicht[20].

Grundsätzlich kommt der Sauerstoff in Metallen in zwei Bindungsformen vor- dem freien Sauerstoff und dem (in Form von Oxiden) gebundenen Sauerstoff. Es ist dabei anzumerken, dass der Anteil des gebundenen Sauerstoffes viel höher ist, als der des freien.

Als weiterführende Literatur kann [29] verwendet werden.

3.3.3 Wasserstoff im Schweißgut

Wasserstoff ist ein sehr leichtes Gas, welches eine Atommasse von nur 1,008u aufweist. Aufgrund der geringen Größe des Atoms hat Wasserstoff ein gutes Diffusions- und Effusionsvermögen. Nach dem Erstarren der Schmelze entweicht die größte Menge des im Metall gelösten Wasserstoffes. Ähnlich wie beim Stickstoff ist auch die Löslichkeit des Wasserstoffes stark abhängig von der Temperatur und dem

Aggregatzustand des Metalls. Bild 3-9 zeigt die Löslichkeit des Wasserstoffes im Eisen(links) und Aluminium(rechts) abhängig von der Werkstücktemperatur[30]:

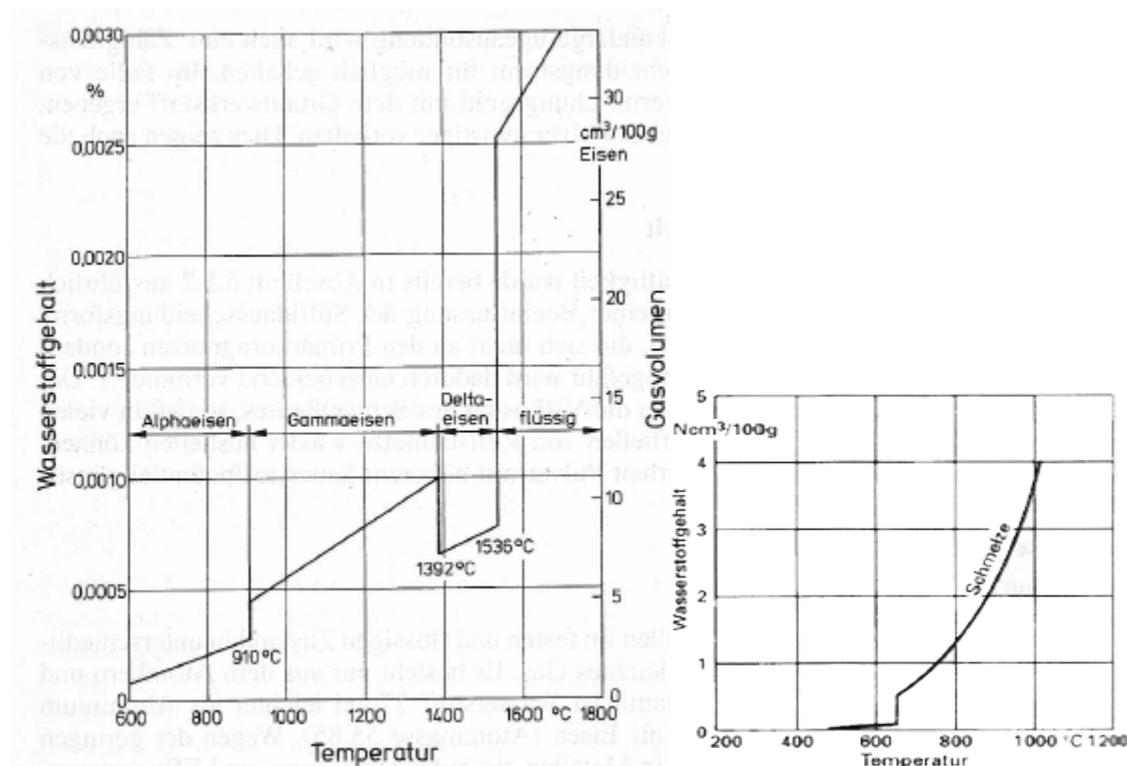
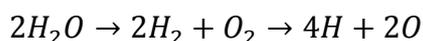


Bild 3-9: Löslichkeit des Wasserstoffes im Eisen(links) und Aluminium(rechts)[30]

Aus den obigen Bildern ist zu erkennen, dass die Löslichkeit im flüssigen Aggregatzustand sehr steil ansteigt. Bei Aluminium hingegen ist die Löslichkeit aufgrund des niedrigeren Schmelzpunktes(~660°C) niedriger als beim Eisen. Bei 660°C sind rund 0,5cm³/100g Wasserstoff löslich, und wenige Grad unter dem Schmelzpunkt nur noch mehr 0,05cm³/100g. Bei Raumtemperatur ist fast kein Wasserstoff in Aluminium mehr löslich, was sich in verstärkter Porenbildung mit residualem Wasserstoff äußern kann[30].

Die Quelle des Wasserstoffes beim Schweißvorgang ist die Feuchtigkeit, zum Beispiel die Oberflächenfeuchtigkeit, Oxidhäute der Metalle, Beläge wie Fett, Öl, Farbe. Auch die atmosphärische Feuchtigkeit kann bei unzureichender Schutzgaszuführung die Wasserstoffkonzentration in der Schweißnaht erhöhen.

In heißen Bereichen des Schmelzbades oder des Plasmas findet folgende Reaktion 3-5 statt:



Dieser Prozess der Dissoziation findet aufgrund der niedrigen Dissoziationsenergien (siehe Tabelle 3-2) bei Temperaturen von rund 2500K statt, welche im Plasma leicht erreicht werden. Der atomare Sauerstoff bzw. Wasserstoff können dann vom Schweißgut aufgenommen werden. Dabei folgt die Wasserstoffaufnahme wie auch beim Stickstoff dem Sieverts- Quadratwurzelgesetz, welches in Formel 3-6 niedergeschrieben ist[31]:

$$C_H = K\sqrt{p_{H_2}}$$

Hierbei ist p_{H_2} der Wasserstoffpartialdruck in der Schweißatmosphäre (Lichtbogen, Plasma,...), K eine Gleichgewichtskonstante und C_H die Wasserstoffkonzentration. Da der Wasserstoffpartialdruck oft unbekannt ist, wird oft mit einem Zusammenhang zwischen Wasserstoffaufnahme und dem Sauerstoffpotential gearbeitet. Dies wird in Gleichung 3-7 gezeigt[32]:

$$\frac{[\%H]^2 * [\%O]}{p_{\{H_2O\}}} = K$$

Je weniger also Prozent Sauerstoff vorhanden sind, desto höher wird der Wasserdampfpartialdruck, desto mehr Wasserstoff wird auch vom Material aufgenommen. Dieses Verhalten wird im nächsten Diagramm 3-10 gezeigt[33]:

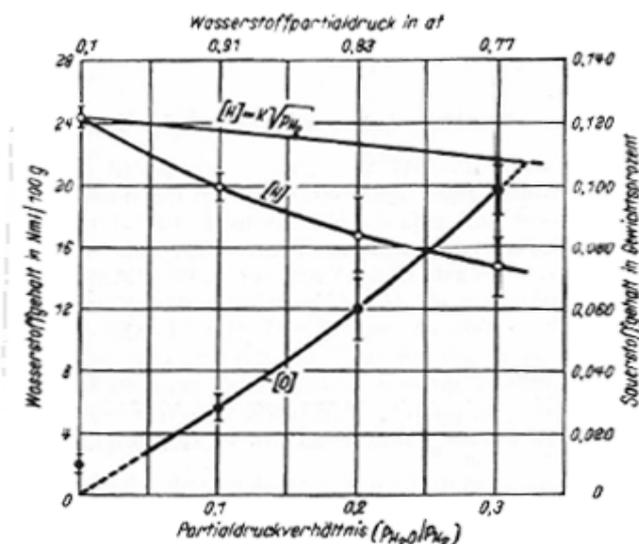


Bild 3-10: Wasserstoff- und Sauerstoffgehalte im Gleichgewicht beim flüssigen Eisen, 1610°C[33]

Wie im oberen Diagramm auch zu sehen ist, wird mit steigendem Sauerstoffpartialdruck der Fehler zwischen dem experimentell bestimmten Wasserstoffgehalt in der Schmelze und der Annäherung durch Sieverts immer

größer. Weiters ist auch zu sehen, dass mit steigendem Sauerstoffpartialdruck der Wasserstoffpartialdruck und somit die Konzentration des Wasserstoffes im Schweißgut sinkt.

Zu sagen ist noch, dass Bild 3-10 nur für den Gleichgewichtszustand gültig ist, lässt sich beim Schweißen trotzdem verwenden[33].

Bei der Messung des Wasserstoffgehaltes im Schweißgut wird zwischen dem residualen und dem diffusiblen Wasserstoff unterschieden:

Diffusibler Wasserstoff: ist atomarer, im Schweißgut gelöster Wasserstoff. Aufgrund des kleinen Atomradius ist dieser in der Lage, durch das Werkstück zu diffundieren. Bei der Messung des diffusiblen Wasserstoffes beruhen alle Messmethoden darauf, dass die Schweißprobe möglichst schnell, ohne dass der diffundierende Wasserstoff aus dieser entweicht, in ein Absperrmedium zu bringen. Häufig ist dies eine Eprovette mit Quecksilber, das Wasserstoff in diesem keine Löslichkeit aufweist. Nach 72 Stunden wird der diffundierte Wasserstoff in der Eprovette unter Berücksichtigung des Luftdruckes und der Temperatur gemessen[20].

Residualer Wasserstoff: ist rekombinierter Wasserstoff, ein Molekül. Oft „verfängt“ sich ein Wasserstoffatom in Hohlräumen, Poren und rekombiniert dort mit einem anderen Wasserstoffatom. Da das H_2 - Molekül größer ist, als das H- Atom, ist es nicht mehr in der Lage, durch das Werkstück zu diffundieren, und wird bleibt somit in der Pore „gefangen“. Solche Poren werden auch „Fallen“(engl. „traps“) genannt.

Die Messung des residualen Wasserstoffes erfolgt an einem Probenstück, welches der diffusible Wasserstoff schon gänzlich verlassen hat. Bei höheren Temperaturen wird das Probenstück unter Vakuum ausgelagert oder sogar geschmolzen, wonach der entweichende Wasserstoff aufgefangen und gemessen wird[20].

3.4 Einfluss der Viskosität der Schmelze

Poren treten verstärkt bei Metallen mit zähen Schmelzen auf(zum Beispiel bei nichtrostenden Stählen). In zähen Schmelzen kann die Dampfkapillare oft nicht vollständig ausgefüllt werden, was zur Bildung von Hohlräumen führt. Ebenfalls wird der Aufstieg der Poren in zähen Schmelzen erschwert, wodurch die Naht nicht

vollständig ausgasen kann. Abbildung 3-11 zeigt den Viskositätsverlauf für verschiedene Metalle abhängig von der Temperatur[34]:

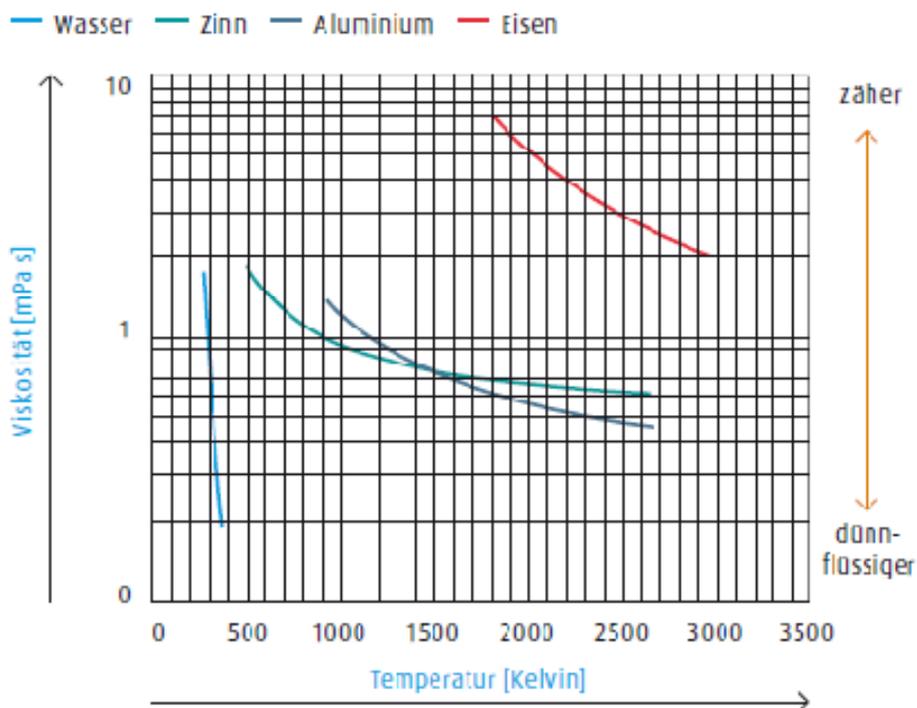


Bild 3-11: Temperaturabhängigkeit der Viskosität von Schmelzen im Vergleich zu Wasser[34]

Im Folgenden wird die Porosität bei zähen und dünnflüssigen Schmelzen näher erläutert.

Poren in zähen Schmelzen (z.B.: nichtrostende Stähle):

Die Schweißnahtgeometrie ist bei Metallen mit zähen Schmelzen oft dolchartig, siehe auch Kapitel 2. Eine typische Schweißnaht wird in Bild 3-12 gezeigt[34]:

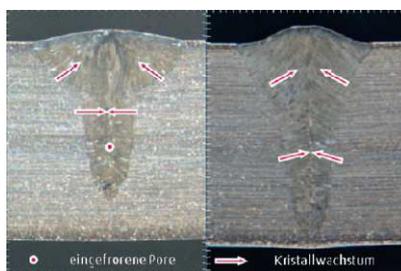


Bild 3-12: Schliff einer lasergeschweißten Schweißnaht eines nichtrostenden Stahles mit links: inertem Schutzgas, rechts: aktiven Schutzgas[34]

Wie im Bild 3-12, links, zusehen ist, sammeln sich oft Poren im unteren schmalen Bereich der Schweißnaht(Wurzel) an. Grundgebend hierfür ist die große

Abkühlgeschwindigkeit in diesem Bereich und die Tatsache, dass durch die Nähe der beiden Kristallisationsfronten der Schmelzfluss gebremst wird. Die Kristalle wachsen senkrecht auf die Mitte der Schweißnaht zu und schieben die Poren mit sich, was dazu führt, dass diese zwischen den beiden Kristallisationsfronten eingebettet bleiben. Im oberen Bereich finden sich hingegen fast keine Poren, da sie von den Kristallisationsfronten zur Oberfläche des Schmelzbades gedrückt werden[34].

Eine geschickte Lösung dieses Problems ist die Verwendung von aktiven Prozessgasen, wie zum Beispiel H_2 oder CO_2 . Zu bemerken ist, dass trotz des Sauerstoffes beim Kohlendioxid trotzdem keine starke Oxidation der Schweißnaht auftritt[35].

Poren in dünnflüssigen Schmelzen(z.B.: Aluminium): Beim Laserschweißen von Aluminium tritt das entgegengesetzte Problem auf: die Schmelze des Aluminiums und seiner Legierungen ist sehr dünnflüssig, und somit turbulent, was vermehrt zu Spritzern führt. Die Lösung hierbei ist wiederum das Arbeiten mit aktiven Prozessgasen, wie CO_2 . Durch den O_2 - Anteil wird die Oberfläche der Schmelze oxidiert, was zur Ausbildung einer feinen Oxidhaut führt. Diese Oxidhaut stabilisiert die Schmelze, verringert die Anzahl der Spritzer und erhöht die Viskosität.

3.5 Einfluss der Prozessgase und der Streckenenergie auf die Porenbildung

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Laserparameter auf die Porenbildung diskutiert. Die zwei wichtigsten Punkte, die zu beachten sind, ist die Wahl des richtigen Prozessgases und der ins Werkstück eingebrachten Streckenenergie.

Einfluss der Prozessgase: Als Arbeitsgas wird zur Verringerung der Plasmaausbildung oft Helium verwendet[36]. Aufgrund der geringen Masse des Helium- Atoms ist die Rekombinationsrate im Plasma hoch, somit auch die Ionendichte gering. Dies hat eine geringere Absorption der Laserleistung durch das Plasma und somit eine bessere Strahleinkopplung ins Werkstück zur Folge. Im Allgemeinen ist ein Volumenstrom von rund 30l/min völlig ausreichend, um die

Plasmaabschirmung zu verhindern. Daraus senkt sich dann auch die Anzahl der Poren und Spritzer, da diese oft Folgen eines instabilen Schweißprozesses(zum Beispiel stark fluktuierendes Plasma) sind[36].

Die Fluktuationen des Plasmas wirken sich folgendermaßen auf die Nahtqualität aus: beim Auftreffen des Laserstrahles auf die Materie entsteht eine Plasmawolke, die zunächst für die Strahlung fast völlig durchlässig ist- die Strahleinkopplung ist zunächst sehr gut. Mit steigender durch das Plasma absorbierter Leistung des Lasers erhöht sich die Ionendichte im Plasma, was sich hingegen durch eine Erhöhung des Absorptionskoeffizienten äußert- die Laserstrahlung wird vor dem Werkstück absorbiert oder reflektiert. Dadurch sinkt die Temperatur in der Schweißnaht, wodurch aufgrund der Viskosität der Schmelze die Dampfkapillare nicht ganz zufließen kann. Die Hohlräume, die übrig bleiben, sind Poren. Nach einiger Zeit sinkt die Ionendichte im Plasma wieder, und der Prozess beginnt von Anfang an.

Bis 5kW Laserleistung hat das Arbeitsgas wenig Einfluss auf die Nahtqualität; diese ist sogar auch bei Arbeitsgasen wie N_2 , Ar und CO_2 gegeben. Bei hohen Laserleistungen jedoch steigt mit zunehmendem Gehalt der oben genannten Gase auch die Porenfläche. Dies ist in der Abbildung 3-13 zu sehen[36]:

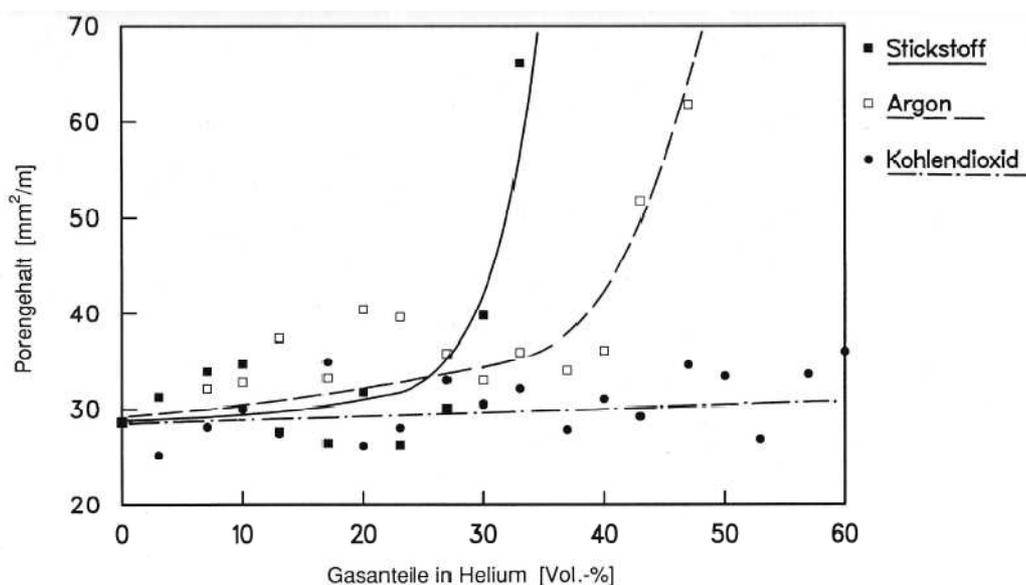


Bild 3-13: Einfluss der Zusammensetzung des Arbeitsgases auf die Porosität, $P_L=8,7kW$ [36]

Die Entstehungsursache für die extreme Porosität bei Stickstoff als Arbeitsgas ist die starke Plasmabildung oberhalb des Werkstückes. Hier findet folgender Effekt statt:

durch den hohen Stickstoffanteil im Plasma(auch durch die Spektralanalyse erkennbar) verringert sich dessen thermische Leitfähigkeit, was eine Verringerung der Ionisationsenergie der Atome des Gasgemisches im Plasma zur Folge hat. Dies wiederum führt zum Ablösen des Plasmas von der Werkstückoberfläche. Dadurch wird die Absorption der Laserstrahlung durch das Plasma verstärkt, der Tiefschweißeffekt wird unterbrochen. Die Dampfkapillare wird wieder verschlossen, Metaldampf bleibt eingeschlossen, es bilden sich Poren(ähnlich wie bei Fluktuationen des Plasmas)[36].

Durch Verwendung von CO₂ als Arbeitgas wird die Porosität nur gering erhöht, da der Sauerstoff zu einer Absenkung der Viskosität der Schmelze führt. Ein Nachteil kann jedoch starke Spritzerbildung sein[36].

Das Schutzgas Argon hat generell eine Steigung der Porosität zur Folge. Der Grund dafür sind fluktuierende, großvolumige Plasmen. Der genaue Prozess wird in Bild 3-14 illustriert und erklärt[36]:

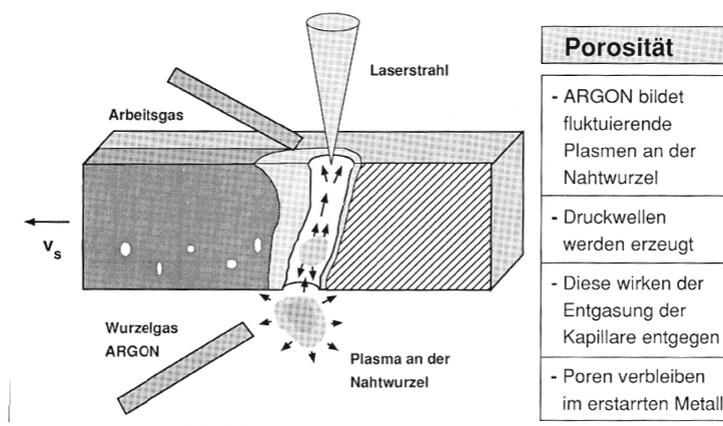


Bild 3-14: Einfluss des Schutzgases Argon auf die Porosität[36]

Als Schutzgas haben Helium und Stickstoff keinen großen Einfluss auf die Porosität.

Einfluss der Streckenenergie:

Laut Gleichung 2-15 ist die Streckenenergie folgendermaßen definiert:

$$Q = \frac{P_{Schweiß}}{v}$$

Der Einfluss der Streckenenergie auf die Anzahl und Größe der Poren bei verschiedenen Laserleistungen ist in den Abbildungen A-1 und A-2 dargestellt(siehe

Anhang)[36]. Aus diesen Abbildungen können folgende Schlüsse bezüglich der Auswirkung der Streckenenergie auf die Porosität gezogen werden:

- Bei höherer Leistung und konstanter Streckenenergie(→größere Schweißgeschwindigkeit) entstehen mehr Poren.
- Bei Erhöhung der Streckenenergie bei konstanter Leistung(→kleinere Schweißgeschwindigkeit) erhöht sich zunächst die Anzahl großer Poren. Bei weiterer Steigung sinkt die Anzahl der Poren und steigt wieder bei noch weiterer Steigung der Streckenenergie wieder an. Dieses Verhalten wird in Abbildung 3-15 verdeutlicht[36]:

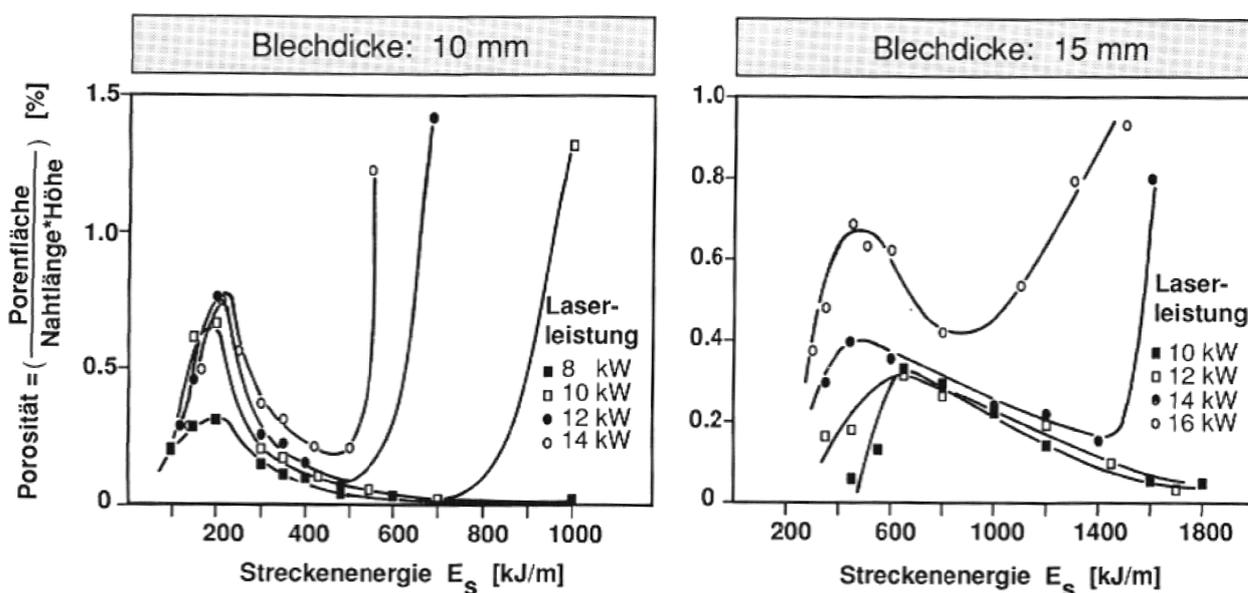


Bild 3-15: Einfluss der Streckenenergie auf die Porenbildung[36]

In beiden Diagrammen sind zwei Maxima zu finden. Diese lassen sich folgendermaßen erklären: das erste Maximum korrespondiert mit dem Übergang von der Einschweißung zur Durchschweißung. Mit zunehmender Einschweißtiefe wächst die Porengröße, da das Gas schlechter aus der Schweißnaht entweichen kann. Nach dem Durchschweißen können die Gase jedoch auch von der Rückseite des Bleches entweichen- die Porosität fällt rapide ab. Das zweite Maxima findet sich bei sehr großen Streckenenergien- beim Energieüberschuss entsteht ein stark fluktuierendes Plasma, welches durch dessen Druckschwankungen die Entgasung der Schweißnaht bewirkt(siehe im Teil „Auswirkung der Prozessgase auf die Porosität“ und Bild 3-14)[36].

Die optimale Streckenenergie beträgt ungefähr das 1,3-fache der zum Durchschweißen nötigen Streckenenergie[36].

3.6 Auswirkungen von Poren auf die mechanischen Eigenschaften

Poren rundlicher Form haben viel geringere Auswirkungen auf die mechanischen Eigenschaften von Schweißnähten, weshalb sie weniger gefährlich sind als Risse oder innere Kerben. Nichts desto trotz entsteht bei Poren durch Anlegen einer Belastung auf die Schweißnaht am Porenrand eine Spannungsspitze. Diese wird in Abbildung 3-16 gezeigt[37]:

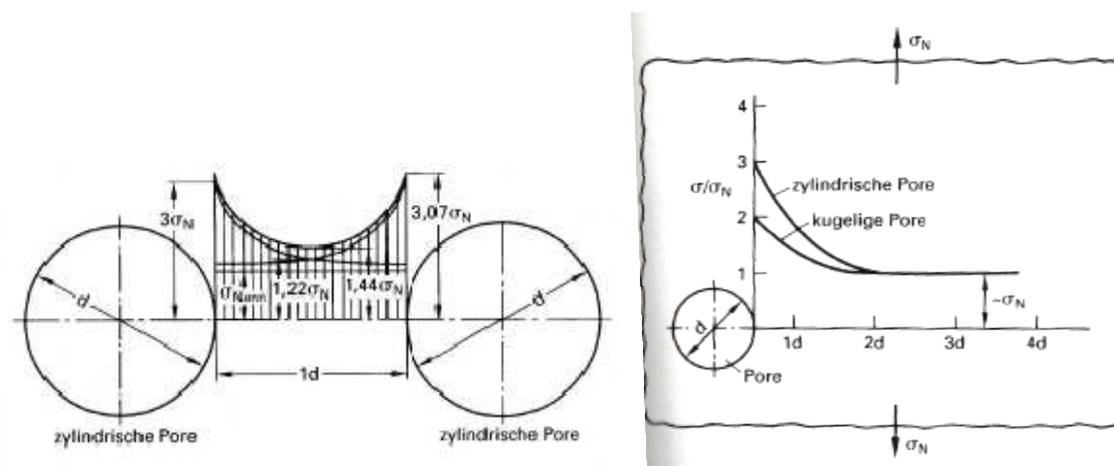


Bild 3-16: links: Spannungsspitze bei zylindrischen Poren. Rechts: Einfluss des Abstandes zwischen den Poren auf Spannungsspitze[37]

Wie auch im obigen Bild zu sehen ist, ist die Höhe der Spannungsspitze vom Abstand zwischen den Poren und der Porenform abhängig. Ist der Abstand zwischen zwei benachbarten Poren größer als zwei Porendurchmesser, so tritt keine Spannungsspitze mehr auf[37].

Laut [37] hat eine Porenfläche von bis zu 6% keinerlei Auswirkungen auf die statische Zugfestigkeit und Dehnung des Schweißgutes.

Auf die Problematik der Poren im Zusammenhang mit der Sprödbbruchfestigkeit wird in dieser Arbeit nicht mehr näher hingegangen. Weiterführende Literatur kann in [38-40] verwendet werden.

4. Grundlagen der Analyse des laserinduzierten Plasmas

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Eigenschaften des laserinduzierten Plasmas definiert und beschrieben. Die Kenntnis dieser hier beschriebenen Größen ist einflussgebend für die richtige Interpretation des emittierten Spektrums. Im Folgenden werden solche Größen wie Elektronentemperatur, elektrische und thermische Leitfähigkeit, Ionendichten, Inverse Bremsstrahlung, Plasmafrequenz sowie andere wichtige Größen beschrieben. Ebenfalls wird das Prinzip der Korrelationskarten (CMT, correlation mapping technique) beschrieben, welches entscheidend für das Verstehen des Zusammenwirkens zweier Elemente im Plasma und in der Schweißnaht ist. Es werden hier auch andere wichtige Verfahren, mit welchen über die Qualität lasergeschweißter Schweißnähte bestimmt werden kann, vorgestellt.

Grundlage der in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren und Größen ist das Emissionsspektrum der Plasmawolke. In [Abbildung 4-1](#) wird ein Beispiel eines solchen Spektrums gezeigt[41]:

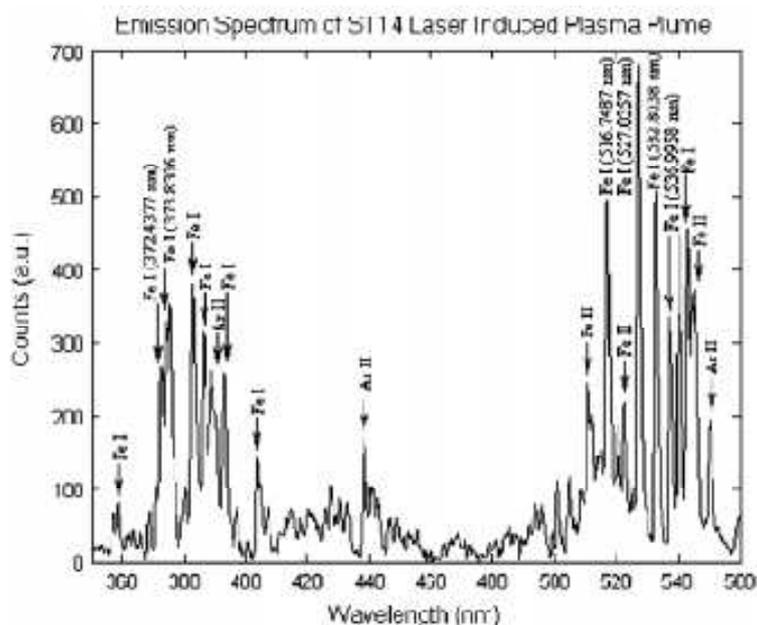


Bild 4-1: Abbildung eines Emissionsspektrums einer laserinduzierten Plasmawolke[41]

4.1 Wichtige physikalische Größen des Plasmas

4.1.1 Die Elektronentemperatur

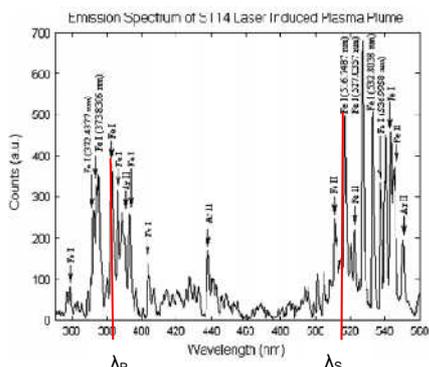
Der Terminus „Elektronentemperatur“ wurde schon im Kapitel 2.3 dieser Arbeit angeschnitten. Hier wird auf die Berechnung dieser Größe hingegangen.

Da Elektronen immer eine bestimmte kinetische Energie haben, weisen sie auch physikalisch eine Temperatur auf, die Elektronentemperatur. Diese hat in Wirklichkeit jedoch wenig mit der tatsächlichen Wärme zu tun, da Elektronen eine viel geringere Masse als Atomionen haben und somit wenig zur Wärme beitragen.

Formal ist im thermodynamischen Gleichgewicht bei einer Maxwell- Boltzmann- Verteilung ein Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Geschwindigkeit von Teilchen nach Formel 4-1 gegeben[42]:

$$E_{kin} = \frac{3}{2} k_B T_e = \frac{mv^2}{2}$$

Um die Elektronentemperatur aus dem Intensitätsverhältnis des emittierten Spektrums zu bestimmen, wird anders vorgegangen. Dabei wird die laserinduzierte Plasmawolke als optisch dünn und im Lokalen Thermodynamischen Gleichgewicht(LTG) angenommen. Es wird ebenfalls angenommen, dass die Energie der Partikel in dieser Plasmawolke dabei eine Maxwell- Verteilung annimmt, also dass die Kollisionsprozesse über die Strahlungsprozesse überwiegen[43]. Somit kann die Methode des „Boltzmann- Plots“ verwendet werden. Dabei wird von der Messung der Intensitäten von zwei Emissionslinien eines Elementes im Emissionsspektrum ausgegangen.



Übergänge:

$p \rightarrow p'$: λ_p

$s \rightarrow s'$: λ_s

Die Intensität $I_{pp'}$ bei einer Plasmaemission entspricht der Anzahl der Elektronen, die den Übergang $p \rightarrow p'$ zu einem bestimmten Zeitpunkt durchführen. Die Energie des Überganges hängt von der emittierten Wellenlänge λ_p ab. In einer Gleichung 4-2 kann die Intensität $I_{pp'}$ folgendermaßen angeschrieben werden[43]:

$$I_{pp'} = n_p A_{pp'} \hbar \omega_{pp'} = n_p A_{pp'} \hbar \frac{2\pi c}{\lambda_p}$$

Genau das selbe kann auch für den Übergang $s \rightarrow s'$ angeschrieben werden. In der obigen Formel ist n_p der Besetzungszustand des oberen Energieniveaus, $A_{pp'}$ die Wahrscheinlichkeit des Überganges von p nach p' und $\hbar \omega_{pp'}$ die Energie des Überganges. Da wir bei der Berechnung der Elektronentemperatur angenommen haben, dass sich die Energie der Teilchen im Plasma an die Maxwell- Boltzmann-Verteilung hält, kann für den Besetzungszustand n_p folgendes geschrieben werden(Gleichung 4-3)[41]:

$$n_p = \frac{n}{Z(T_e)} g_p \exp\left(-\frac{E_p}{k_B T_e}\right)$$

Dabei ist n die totale Dichte der Teilchen, $Z(T_e)$ die Partitionsfunktion für die Elektronentemperatur, g_p ein Degenerationsfaktor, E_p die Energie des Überganges $p \rightarrow p'$ und k_B (im Folgenden einfach k) die Boltzmann- Konstante. Mit Hilfe der Gleichungen 4-2 und 4-3 kann nun die Elektronentemperatur anhand des Intensitätsverhältnisses von zwei Emissionslinien bei den Wellenlängen λ_p und λ_s bestimmt werden. Dies wird in Gleichung 4-4 gezeigt[41]:

$$\frac{I_{ss'}}{I_{pp'}} = \frac{g_s \omega_{ss'} A_{ss'}}{g_p \omega_{pp'} A_{pp'}} \exp\left(-\frac{E_s - E_p}{k T_e}\right)$$

Da die Intensitäten der Übergänge von der Anzahl der vom Spektrometer gezählten Photonen abhängt, wird Gleichung 4-5 eingeführt[41]:

$$\frac{I_{ss'}}{I_{pp'}} = \frac{n_{ss'} \hbar \omega_{ss'}}{n_{pp'} \hbar \omega_{pp'}}$$

Nach Einsetzen der Gleichung 4-5 in Gleichung 4-4 und Auflösen nach der Elektronentemperatur erhält man Gleichung 4-6[41]:

$$T_e = \frac{E_p - E_s}{k \ln \left(\frac{n_{SS'} A_{PP'} g_p}{n_{PP'} A_{SS'} g_s} \right)}$$

Wobei $n_{SS',PP'}$ die vom Spektrometer gezählten Photonen bei der Wellenlänge $\lambda_{S,P}$ sind und $g_{S,P}$ ein Degenerationsfaktor¹ für den Übergang $p \rightarrow p'$ bzw. $s \rightarrow s'$ ist.

Zu beachten ist, dass man nicht Linien vom selben Zustand wählen darf, es muss also das Kriterium in Gleichung 4-7 erfüllt werden[41]:

$$|E_p - E_s| > kT_e$$

Nun wird zur Veranschaulichung die Fe-I(nichtionisiertes Eisenatom) Elektronentemperatur mittels zwei Paaren von Wellenlängen für das in Abbildung 4-1 gezeigte Emissionsspektrum berechnet. Tabelle 4-1 zeigt die Ausgangsdaten unserer Rechnung:

	$\lambda_1=516,7487\text{nm}$	$\lambda_2=373,8306\text{nm}$	$\lambda_3=532,8038\text{nm}$	$\lambda_4=372,4377\text{nm}$
n_{ij} [1]	510	360	520	280
A_{ij} [s^{-1}]	$2,72 \cdot 10^6$	$3,44 \cdot 10^7$	$1,15 \cdot 10^6$	$1,04 \cdot 10^7$
g_i [1]	7	13	7	7
E_i [eV]	3,883	6,5827	3,241	5,6066

Tabelle 4-1: Ausgangsdaten für Berechnung der Elektronentemperatur

In der obigen Tabelle werden dabei in der ersten Zeile die Anzahl der Counts angegeben, in der zweiten die Übergangswahrscheinlichkeit vom oberen ins untere Energieniveau bei einer Wellenlänge λ in s^{-1} , in der dritten die Degenerationsfaktoren für das obere Energieniveau und zuletzt das Energiepotential des oberen Niveaus in eV.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten, Potentiale des obersten Energieniveaus und die Degenerationsfaktoren wurden von der Webseite des NIST(National Institute of Standards and Technology, Webseiten- Link: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html) bestimmt. Man erhält folgendes Ergebnis(Gleichungen 4-8 a +b):

$$T_{e,12} = 8938,8821K$$

Kriterium 4-7 ist erfüllt!

¹ Degenerationsfaktor(engl. Degeneracy factor), oder Entartungsfaktor. Gibt an, wie viele Zustände eines Atoms mit der gleichen Energie existieren[44].

$$T_{e,34} = 9730,8929K$$

Kriterium 4-7 ist erfüllt!

Die Elektronentemperatur allein ist jedoch noch kein Maß für die Qualität einer Schweißnaht. Diese gibt nur die Bewegungsenergie der Elektronen für die Zustände p und s der ausgewählten Atomsorte. Nichts desto trotz können mit Hilfe der Elektronentemperatur Schlüsse über die Schweißtiefe und die Aktivität der Elemente beim Schweißprozess gemacht werden. Darauf wird im Kapitel 4.3 hingegangen. Generell gilt aus Gleichung 4-6: je größer die Energiedifferenz $E_p - E_s$ ist, also je größer die Energie des Überganges von einem Orbital in ein anderes ist, desto größer ist die Elektronentemperatur.

4.1.2 Die Ionendichte im Plasma

Aus der Elektronentemperatur kann man den Wärmeeintrag ins Material ableiten, und aus der Ionendichte die Ausmaße der Verdampfung des Schweißguts und dessen Ionisation. Deswegen ist auch die Ionendichte eine Schlüsselgröße in der Plasmaphysik. Die Ionendichte wird durch die Elektronendichte n_e und die Atomdichte n , jeweils in cm^{-3} , gegeben[45]. Bei Atmosphärendruck ($n \sim 2,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) beträgt die Ionendichte in einem „durchschnittlichen“ Laserplasma normalerweise $10^{15} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die Ionisierungsgrad beträgt rund 0,5%, kann jedoch bei erhöhten Leistungen auch sprunghaft ansteigen[46]. Ebenfalls in der Dampfkapillare kann dieser deutlich größer als die durchschnittlichen 0,5% werden, da dieser dort durch den Mechanismus der inversen Bremsstrahlung erhöht wird[45].

Mit der Annahme des Lokalen Thermischen Gleichgewichts, der Boltzmann-Verteilung der Teilchenenergie, sowie von gering ionisiertem Plasma (<1%), kann der Ionisierungsgrad mit der Saha- Gleichung (siehe Gleichung 2-23) berechnet werden:

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = \frac{g_i g_e}{g_0} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{1,5}}{h^3} \exp\left(\frac{-E_i}{k T_e}\right) = \frac{n_e^2}{n_0}$$

Dabei ist n_e die Dichte der Elektronen, n_i die Dichte der ionisierten Atome und n_0 die Dichte der neutralen Atome einer Spezies. Es ist zu beachten, dass g_i der Degenerationsfaktor des Ions (nach dem Übergang $I \rightarrow II$), g_0 der Degenerationsfaktor des neutralen Atoms (vor dem Übergang $I \rightarrow II$) und g_e der Degenerationsfaktor des

Elektrons ist ($g_e=2$, da zwei Spinzustände möglich sind: $s=\pm 0,5$) [45]. Bei größeren Ionisationsgraden sollte die Gleichung 2-23 jedoch nicht angewandt werden, da die Annahme der Quasineutralität, also dass es genauso viele Ionen wie freie Elektronen gibt, nicht mehr stimmt. Zum Beispiel gibt es in einem Gas, in dem alle Atome zweifach ionisiert sind, zweimal so viele Elektronen als Ionen. Deshalb wird die Elektronendichte für die Spezies X folgendermaßen modifiziert (Gleichung 4-9):

$$n_e^X = \sum_{Z=1}^{Z_{max}} Z n_Z^X$$

Wobei Z der Ionisationsgrad der Atomspezies X und n_Z die Dichte der Z-fach ionisierten Atome ist.

Man kann die Elektronendichte auch über die Verbreiterung von Spektrallinien berechnen. Es ist bekannt, dass ein elektrisches Feld im Plasma zu einer spektralen Aufspaltung und somit zu einer Frequenzverschiebung und Verbreiterung von Spektrallinien führt [47]. Es gibt folgende wichtige Linienverbreiterungsmechanismen:

- Natürliche Verbreiterung
- **Doppler- Temperaturverbreiterung**
- **Stark- Verbreiterung (Druckverbreiterung)**

Alle fett gedruckten Verbreiterungsmechanismen treten bei Laserschweißprozessen verstärkt auf und müssen deshalb beachtet werden. Die Doppler- Verbreiterung kann mit folgender Gleichung 4-10 berechnet werden [47]:

$$\Delta\lambda_D = 7,16 * 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T_e}{M}} \quad (nm)$$

Wobei λ die Wellenlänge ist, für die die Verbreiterung zu berechnen ist, T_e die Elektronentemperatur und M die Atommasse für die Spezies der Wellenlänge λ .

Die Gesamtelektronendichte N_e kann mit guter Genauigkeit auch für hochionisierte Plasmen aus der Stark- Verbreiterung bestimmt werden. Dazu dient Gleichung 4-11 [46]:

$$N_e \approx \frac{\Delta\lambda_{1/2}^S}{2\omega} * 10^{22} \quad (m^{-3})$$

In der obigen Gleichung sind $\Delta\lambda_{1/2}^S$ die volle Linienbreite bei halber Intensität, auch Halbwertsbreite genannt (engl. *FWHM, full width at half-maximum*), und ω ein Elektronenkollisionsparameter. Zu beachten ist, dass die Halbwertsbreite in Angström einzusetzen ist (1 Angström, $1\text{\AA}=0,1\text{nm}$ [48]). Die Halbwertsbreite wird mit dem Verfahren des „Line Shapings“ angewendet. Dieses Verfahren wurde jedoch in der Arbeit zur Bestimmung der Ionendichte nicht verwendet und wird in [49-51] näher beschrieben.

Abschließend zeigt Abbildung 4-2 die Elektronendichte und den Ionisierungsgrad für die Niveaus $2p^63p$ und $2p^63s$ der Mg-II Spezies für ein Plasma in Abhängigkeit von der Laserleistung[46]:

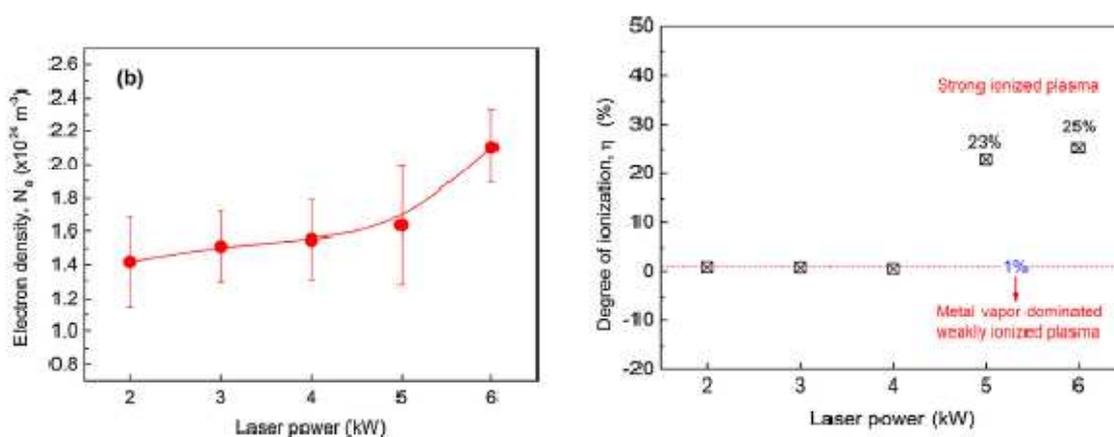


Bild 4-2: Elektronendichte(links) und Ionisationsgrad(rechts) abhängig von der Laserleistung[46]

Die Formel für die Berechnung des Ionisationsgrades aus Bild 4-2 lautet mit Gleichung 4-12:

$$\eta_i = \frac{n_{2p^63p}}{n_{2p^63s} + n_{2p^63p}}$$

Es ist zu sehen, dass der Ionisationsgrad zwischen 4 und 5kW Laserleistung deutlich ansteigt. Bei Ionisationsgraden von 25% ist die Saha- Gleichung nicht mehr anwendbar, es muss die Methode der Berechnung des Ionisationsgrades über die Stark- Verbreiterung gewählt werden.

Die Elektronendichte hat einen sehr großen Einfluss auf die Absorptions- und Streuungseigenschaften eines Plasmas[45]. Bei schwach ionisierten Plasmen kann der Brechungsindex durch Gleichung 4-13 angenähert werden[45]:

$$n = \sqrt{1 - n_e n_c}$$

n_c ist die kritische Elektronendichte. Wenn $n_e < n_c$ ist, ist der Brechungsindex reell und das Plasma kann die Laserstrahlung durchlassen. Ist jedoch $n_e \geq n_c$, ist der Eintritt des Laserlichtes in das Plasma verwehrt, da der Brechungsindex komplex wird. Die kritische Elektronendichte berechnet sich zu (Formel 4-14[45]):

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2} \approx 3,14 * 10^{-10} \omega^2 \quad (cm^{-3})$$

Wobei m_e die Masse eines Elektrons, ϵ_0 die Permittivitätskonstante des Vakuums, e die Elementarladung des Elektrons und ω die Kreisfrequenz des Laserlichtes (in $rad\ s^{-1}$).

Zur Veranschaulichung wird für den Zustand bei Bild 4-1 die Elektronendichte für Eisen (Fe I \rightarrow II und Übergang bei $\lambda_3 = 532,8038\text{nm}$) berechnet. Am Günstigsten geht es mit der Gleichung 4-15 nach [46]:

$$\frac{\eta^2}{1 - \eta^2} = \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{1,5} \frac{(kT_e)^{2,5}}{p} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) = C^* \Rightarrow \eta = \sqrt{\frac{C^*}{1 + C^*}}$$

Laut den Berechnungen in Kapitel 4.1.1 beträgt die Elektronentemperatur im Zustand des Bildes 4-1 rund 8940K. Aus der NIST-Datenbank (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/ionEnergy.html>) können folgende Daten entnommen werden (Tabelle 4-2):

	Übergang Fe-I \rightarrow II					Übergang $\lambda_3 = 532,8038\text{nm}$				
	<i>g</i>	<i>Konf.</i>	<i>Term</i>	<i>J</i>	ΔE [eV]	<i>g</i>	<i>Konf.</i>	<i>Term</i>	<i>J</i>	ΔE [eV]
ob. N	10	3d ⁶ 4s	⁶ D	9/2	7,902468	7	3d ⁶ 4s4p	z ⁵ D ^o	3	2,326367
un. N	9	3d ⁶ 4s ²	⁵ D	4		9	3d ⁷ 4s	a ⁵ F	4	

Tabelle 4-2: Daten zur Berechnung der Ionendichte aus Bild 4-1 (Quelle: NIST-Datenbank)

Nach einiger Rechnung erhält man folgende Ionendichten (mit Annahme der idealen Gasgleichung für Berechnung des n_0), Gleichungen 4-16a+b:

$$\eta_1 = \frac{n_{FeII}}{n_{FeII} + n_{FeI}} \approx 30,7\%$$

$$\eta_{\lambda_3} = \frac{n_{Fe^m}}{n_{Fe^m} + n_{Fe}} \approx 93,26\%$$

Es ist jedoch zu sagen, dass bei der rechten Gleichung 4-22b eigentlich keine Ionendichte beschreibt, sondern nur das Verhältnis der angeregten(metastabilen) Eisenatome zu der Gesamtanzahl der Eisenatome. Würde man noch den Übergang $Fell \rightarrow III$ (zweifache Ionisation des Eisenatoms) beachten, kommt man mit den folgenden Gleichungen 4-17a-c auf Ionisationsgrad:

$$\frac{n_e n_2}{n_0} = \frac{(n_1 + 2n_2)n_2}{n_0} = \frac{g_2}{g_0} \frac{2(2\pi m_e k T_e)^{1,5}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_2 - E_0}{k T_e}\right) = D^*$$

$$n_2 = -\frac{n_1}{4} + \sqrt{\frac{n_1^2}{16} + \frac{p}{T_e k_B} D^*}$$

$$\eta_2 = \frac{n_2}{n_2 + n_1 + n_0}, \quad \eta_{ges} = \frac{n_2 + n_1}{n_2 + n_1 + n_0}$$

Ähnlich können auch die Ionisationsgrade höherer Ionisationsstufen berücksichtigt werden.

4.1.3 Die Inverse Bremsstrahlung

Bei kleinen Laserleistungen ist das Plasma für das Laserlicht aufgrund des kleinen Ionisationsgrades beinahe völlig transparent. Steigt die Leistung der Lasers jedoch an, wird auch der Ionisationsgrad des Plasmas größer, was zu einer Verringerung der effektiven Laserleistung (die Leistung, die bis zum Werkstück ankommt) führt. Dies wird mit Hilfe der Abbildung 4-3 veranschaulicht [46]. Im Intervall von 2kW bis 4kW Laserleistung wächst die Schweißtiefe linear mit einer Rate von rund 2,2mm/kW. Ab 4 kW kann keine lineare Abhängigkeit der Schweißtiefe von der Laserleistung (siehe Gleichung 2-16) mehr festgestellt werden.

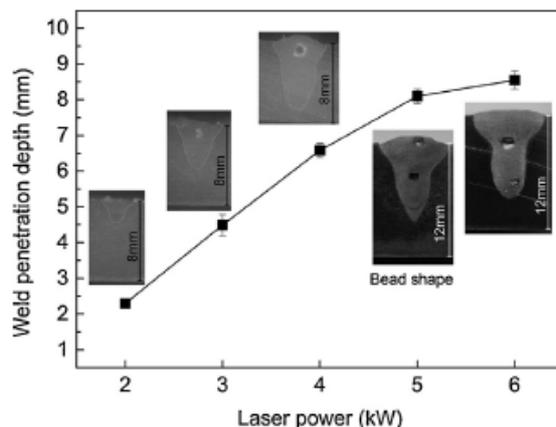


Bild 4-3: Schweißtiefe als Funktion der Laserleistung[46]

Der Ionisationsgrad steigt bei rund 4kW von 1% auf rund 25% sprunghaft an, es herrscht ein stark ionisiertes Plasma vor. Dies hat einen großen Einfluss auf die Transparenz des Plasmas, da durch dieses sehr viel Laserleistung absorbiert wird[46].

Der Mechanismus der Absorption von Laserleistung durch das Plasma wird auch „inverse Bremsstrahlung“ oder „lineare Absorption“ genannt. Dabei kollidiert ein Photon mit einem Atom oder Elektron und wird absorbiert. Die Energie des Photons geht an das Plasma über, was einen Anstieg der Elektronendichte, Elektronentemperatur und des Ionisationsgrades zur Folge hat[52].

Charakterisiert wird das Ausmaß der Plasmaabsorption durch den inversen Bremsstrahlungskoeffizienten β . Mit Gleichung 4-18 berechnet sich dieser zu[46]:

$$\beta = \frac{Z^2 e^6 N_i N_e \ln \Lambda}{3 \omega^2 c \epsilon_0^3 (2\pi m_e k T_e)^{1,5} \sqrt{1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2}}$$

Wobei Z das Verhältnis der Gesamtelektronen- zur Gesamtionendichte ($N_e = Z N_i$), c die Lichtgeschwindigkeit, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ die Kreisfrequenz der Laserstrahlung abhängig von der Wellenlänge, ω_{pe} die Plasmafrequenz, ϵ_0 die Permittivität des Vakuums und $\ln \Lambda$ der Coulomb- Logarithmus ist. Die Gesamtionen- und Elektronendichte berechnet sich mit Gleichung 4-19a+b zu(j sind alle vorhandenen Elemente im Plasma):

$$N_e \approx \frac{\Delta \lambda_{1/2}^S}{2\omega} * 10^{22} \quad (m^{-3}) \quad N_i = \sum_j n_{i,ges}^j = \sum_j n_0^j \eta_{ges}^j$$

Für die Plasmafrequenz gilt Gleichung 4-20[52]:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}}$$

Und für den Coulomb- Logarithmus die Gleichungen 4-21a+b[52]:

$$\ln \Lambda = 4\pi N_e \lambda_D^3 \qquad \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{N_e e^2}}$$

(Debye- Länge)

In der nächsten Abbildung 4-4 ist der Verlauf des inversen Bremsstrahlungskoeffizienten β in Abhängigkeit von der Laserleistung beim Schweißen von Aluminium dargestellt[46]. Weiters wird auch durch Ausmessung des Weges des Lichtstrahles durch das Plasma die effektive Laserleistung in Abhängigkeit von der tatsächlichen Laserleistung dargestellt[46].

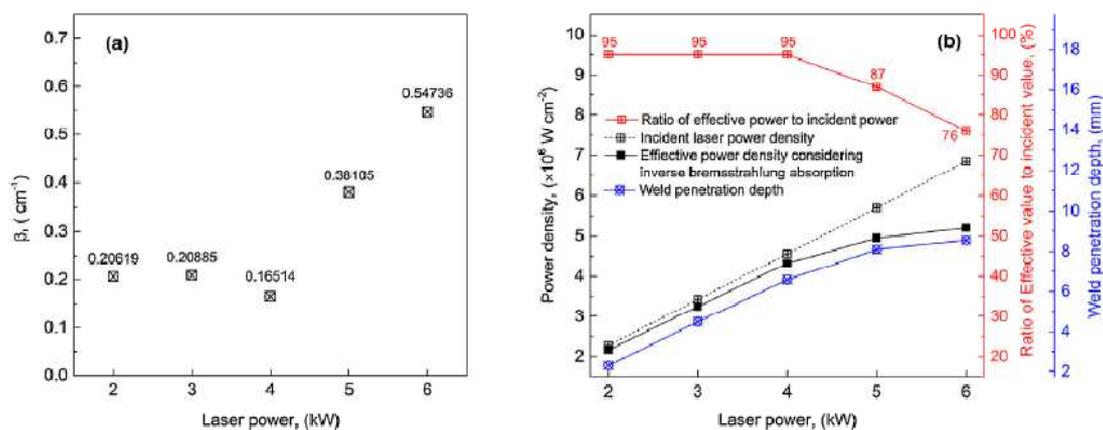


Bild 4-4: links: inverser Bremsstrahlungskoeffizient abhängig von der Laserleistung. Rechts: effektive Laserleistung in Abhängigkeit von der tatsächlichen Laserleistung beim Schweißen von Aluminium[46]

Es ist leicht zu sehen, dass nach einer Leistung von 4kW ein starker Anstieg des Bremsstrahlungskoeffizienten folgt. Gleichzeitig verringert sich die effektive Laserleistung um 10-20%. Bei obigen Messungen wurde ein CO₂- Laser verwendet.

Andere Quellen jedoch, wie zum Beispiel [53] besagen, dass der inverse Bremsstrahlungskoeffizient bis zu einer Laserleistung von 10kW gering bleibt, was einen linearen Zusammenhang der Schweißtiefe mit der Laserleistung zur Folge hat.

Die Abschirmung der Laserleistung hängt von der Länge des Weges der Laserstrahlung H durch das Plasma ab. Für die Ausgangsstreckenenergie und die

tatsächlich eingebrachte Streckenenergie besteht mit Gleichung 4-22 folgender Zusammenhang[54]:

$$Q \approx Q_0 \exp(-\beta H)$$

Der Zusammenhang zwischen der Elektronentemperatur und des inversen Bremsstrahlungskoeffizienten wird auch in der folgenden Abbildung 4-5 für ein Eisen-Argon- Plasma mit unterschiedlichen Partialdrücken und einem Gesamtdruck von 1bar gezeigt[55]:

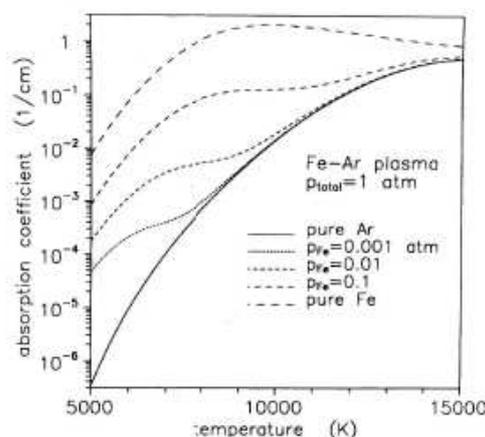


Bild 4-5: Absorptionskoeffizient für 10,6 μ m- Laserstrahlung(CO₂- Laser) bei einem Fe- Ar- Plasma für unterschiedliche Partialdrücke[55]

Die kritische Intensität, bei der ein lawinenartiger Anstieg der Anzahl der Elektronen im Laserplasma stattfindet, berechnet sich mit Formel 4-23 zu[45]:

$$I > \frac{6 * 10^{37} m_e \nu E_i T_e^{1,5}}{n_e M}$$

Wobei I in W/m², E_i in Joule angegeben wird. Die Kollisionsfrequenz ν berechnet sich mit den folgenden Formeln 4-24a+b[56]:

$$\nu = n \sigma v [s^{-1}] \quad \sigma \sim 4,25 * 10^{-19} * \sqrt{(13,6/E_e)} [m^2]$$

Wobei $v = \sqrt{2E_e/m_e}$ die Elektronengeschwindigkeit, σ der Querschnitt der elastischen Elektron- Atom- Kollisionen und E_e die Energie des Elektrons in eV ist. Die Elektronenenergie kann aus der Elektronentemperatur durch Gleichung 4-25

$$\bar{E}_e = \frac{3}{2} k T_e$$

bestimmt werden kann.

Als Beispiel wird nun der inverse Bremsstrahlungskoeffizient für das Plasma mit dem Spektrum aus Bild 4-1 berechnet. Im vorherigen Kapitel wurden schon die Elektronentemperatur und der Ionisationsgrad für den Übergang FeI→II berechnet. Mit der Annahme, dass das laserinduzierte Plasma vollständig aus Eisenatomen besteht sowie der Gültigkeit der Quasineutralität gilt:

$$N_e = n_e, N_i = n_i, n_e = n_i \Rightarrow Z = 1$$

Die Elektronentemperatur beträgt zum Zeitpunkt der Aufnahme von Spektrum 4-1 im Plasma rund 8940K, der Ionisationsgrad beträgt ~30,7%. Somit beträgt die Elektronen- bzw. Ionendichte im Plasma $n_e=n_i \sim 2,4872 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Folgende Ergebnisse wurden errechnet:

$$\begin{array}{lll} \omega_{pe} = 2,813499 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} & \omega = 1,7715 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1} & N_i = 2,4872 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \\ \lambda_d = 1,308335 \cdot 10^{-8} \text{ m} & \ln \Lambda \approx 7 & \alpha \approx 6,29 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \end{array}$$

Es wurde dabei von der Bearbeitung mit einem Nd:YAG- Laser ausgegangen ($\lambda=1,064\mu\text{m}$).

4.1.4 Die Plasmafrequenz

Die Plasmafrequenz ist eine weitere, essentielle plasmaphysikalische Eigenschaft eines Plasmas. Diese bestimmt in einem großen Maß dessen Absorptionseigenschaften. Wie in Gleichung 4-20 gezeigt wurde, berechnet sich die Plasmafrequenz zu:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}}$$

Es ist jedoch anzumerken, dass jede Atomspezies im Plasma ihre eigene Plasmafrequenz hat[57].

Die Plasmafrequenz hat auch interessante Folgen auf die Absorptionseigenschaften eines laserinduzierten Plasmas. Berechnet man den Grenzwert für den inversen Bremsstrahlungskoeffizient mit der Formel 4-26, erhält man:

$$\lim_{\omega_{pe} \rightarrow \omega} \beta = \infty$$

Sprich, wenn die Kreisfrequenz der Laserstrahlung gleich der Plasmafrequenz ist, ist eine Transmission von Laserlicht durch das Plasma nicht mehr möglich. Dabei berechnet sich die Elektronendichte, bei der dieser Fall eintritt, mit Formel 4-27 zu:

$$\frac{\omega_{pe}}{\omega} > 1 \Rightarrow N_{e,krit} = \frac{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e}{\lambda^2 e^2} = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2}$$

Dieser Ausdruck ist gleich der kritischen Elektronendichte aus Gleichung 4-14.

4.1.5 Weitere Kenngrößen von Plasmen

Es gibt noch weitere plasmaphysikalische Kenngrößen, die in dieser Diplomarbeit jedoch wegen fehlenden Bezugs nur erwähnt, aber nicht weiter beschrieben werden. Dazu gehören zum Beispiel die Kollisionsfrequenz der Elektronen, die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas, die Fermi- Energie, das chemische Potential des idealen Elektronengases, die Wärmekapazität- und Leitfähigkeit des idealen Elektronengases. Als Literatur zu diesen Kenngrößen ist [58-61] zu nennen.

4.2 Korrelationskarten

In letzter Zeit wird die Bestimmung der Qualität der Schweißnähte(sogar Real- Time) immer wichtiger. Eine neuartige(im Jahr 2005) Methode, die Qualität schon während des Schweißvorganges zu bestimmen, ist die CMT- Methode(engl. *Correlation Mapping Technique*). Mit der CMT- Methode können Korrelationen bzw. Antikorrelationen im Spektrum zwischen zwei Wellenlängen von verschiedenen

Atomspezies identifiziert werden, was seinerseits Informationen über dynamische Vorgänge im Plasma liefert[62].

Das Prinzip der Kovarianz- Abbildungstechnik beruht auf der Annahme, dass das untersuchte Spektrum als eine Sampling- Funktion für das vom Detektor kommende Signal betrachtet werden kann. Unter der Annahme, dass $x_k(\lambda_i)$ das Intensitätssignal des k- ten Spektrums bei der Wellenlänge λ_i ist, kann laut Gleichung 4-28 man eine Kovarianzmatrix mit folgenden Elementen anschreiben[62]:

$$C_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k(\lambda_i) x_k(\lambda_j) - \left(\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k(\lambda_i) \right) \left(\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k(\lambda_j) \right)$$

Dabei ist $x_{i,j}(\lambda_{i,j})$ die Intensität der Wellenlänge i bzw. j und N die Anzahl der Spektren, die in Betracht gezogen werden. Bringt man diese Kovarianzmatrix auf die normalisierte Form(nur 1er in Hauptdiagonale, $n_{ii}=1$, da alle Elemente vollständig mit sich selbst korreliert sind), erhält man folgende Elemente(Gleichung 4-29)[62]:

$$n_{ij} = \frac{C_{ij}}{\sqrt{C_{ii}C_{jj}}} \quad -1 \leq n_{ij} \leq 1$$

Beträgt der Eintrag einer Matrix $n_{ij}=-1$, so sind die Wellenlängen λ_i und λ_j vollständig antikorreliert, bei $n_{ij}=1$ sind die Wellenlängen vollständig korreliert und bei $n_{ij}=0$ sind die Wellenlängen unkorreliert. Diese Informationen kann man folgendermaßen deuten:

- Fall 1: $n_{ij}>0$: die Spezies der zugehörigen Wellenlängen λ_i und λ_j sind miteinander korreliert, werden im Plasma also durch einen ähnlichen Mechanismus gebildet. Man kann sich merken: wird die Intensität der Spektrallinie λ_i größer(kleiner), so wird auch die Intensität der Spektrallinie λ_j größer(kleiner). Gleiches kann man auch über die Anzahl der Atome im Plasma sagen.
- Fall 2: $n_{ij}=0$: entweder ist eine Atomsorte der zugehörigen Wellenlängen λ_i und λ_j im Plasma nicht vorhanden, oder die Intensität dieser Wellenlängen sind zeitlich konstant.
- Fall 3: $n_{ij}<0$: die Spezies der zugehörigen Wellenlängen λ_i und λ_j sind miteinander antikorreliert. Es wird das entgegengesetzte Verhalten wie bei Fall 1 beobachtet: wird die Intensität der Spektrallinie λ_i größer(kleiner), so wird die

Intensität der Spektrallinie λ_j kleiner(größer). Dieses Verhalten lässt sich auch auf die Anteile der Spezies im Plasma übertragen, da die gemessene Intensität proportional zum Anteil der Spezies ist.

Es ist anzumerken, dass die Anzahl N der Spektren für ein vertrauenswürdigen Ergebnis nicht von der Intensität der Spektrallinien im Spektrum abhängig ist. Dies ist einer der Vorteile, dass selbst schwache Signale mit ausreichender Genauigkeit verarbeitet werden können[62].

Eine Korrelationskarte, die beim Schweißen eines Aluminiumbleches(AA6082) aufgenommen wurde, ist in Abbildung A-3 im Anhang dargestellt[62]. Damit man jedoch die (Anti)Korrelationen zwischen den einzelnen Effekten besser erkennen kann, wird nicht die Korrelationskarte für den ganzen Bereich dargestellt, sondern nur für einen Teilbereich. Im Bild 4-6 ist die Korrelationskarte(links) und Antikorrelationskarte(rechts) für die Al-O- Korrelation dargestellt[62].

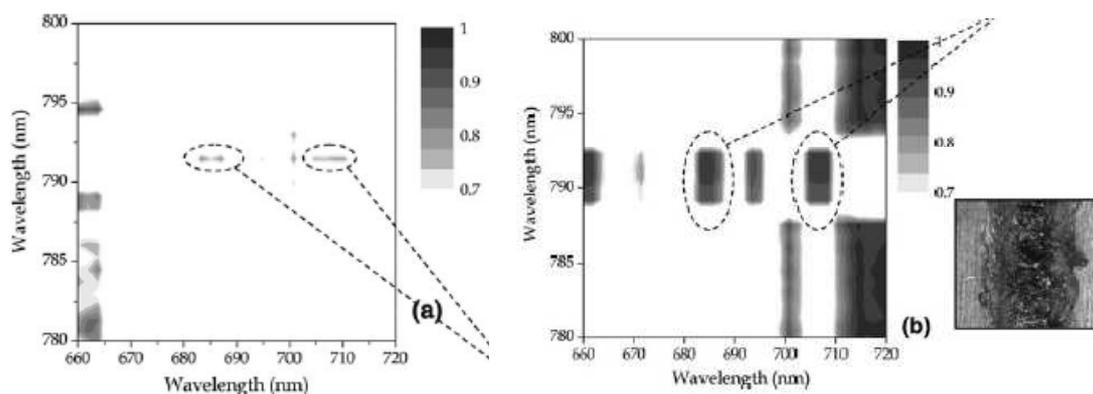


Bild 4-6: Al-O- Korrelationskarte einer optimalen Schweißnaht(links) und Korrelationskarte einer defekten Schweißnaht durch O_2 - Einfluss (rechts)[62]

Die Prozessparameter der Schweißnähte, für die die Korrelationskarten aus Bild 4-6 erstellt wurden, werden in Tabelle 4-3 aufgelistet[62]:

	optimale Schweißnaht	defekte Schweißnaht
Laserleistung	2,5kW	2,5kW
Schweißgeschwindigkeit	30mm/s	30mm/s
Schutzgasstrom	60l/min	20l/min

Tabelle 4-3: Prozessparameter der Schweißnähte aus Bild 4-9[62]

Es ist ersichtlich, dass bei der defekten Schweißnaht der Schutzgasstrom von 20l/min nicht ausreicht, die Schweißstelle von der Atmosphäre abzuschirmen, was zu einer Korrelation von Sauerstoff und Aluminium führt. Als Folge davon war eine sehr dicke Oxidschicht auf der Oberfläche der Schweißnaht zu finden[62]. Ebenfalls ist die Sprödigkeit und die Porosität dieser Schweißnaht höchstwahrscheinlich aufgrund der Wirkung des Sauerstoffes sehr groß. Hingegen treten bei der optimalen Schweißnaht nur sehr wenige Korrelationen von Aluminium mit Sauerstoff auf, was auf eine gute Abschirmung der Atmosphäre durch das Schutzgas deutet.

Generell kann gesagt werden, dass bei fehlerhaften Schweißungen die Korrelation zwischen Al(I, II, III) und O(I, II) auf der Karte sehr „großflächig“ ist. Bei einer Schweißung mit optimalen Prozessparametern ist die Korrelationskoeffizient zwischen Al(I, II, III) und O(I, II) auf der Karte hingegen sehr selten. Jedoch sind die Gebiete der Antikorrelation sehr groß, was in Abbildung 4-7 gezeigt wird[62]:

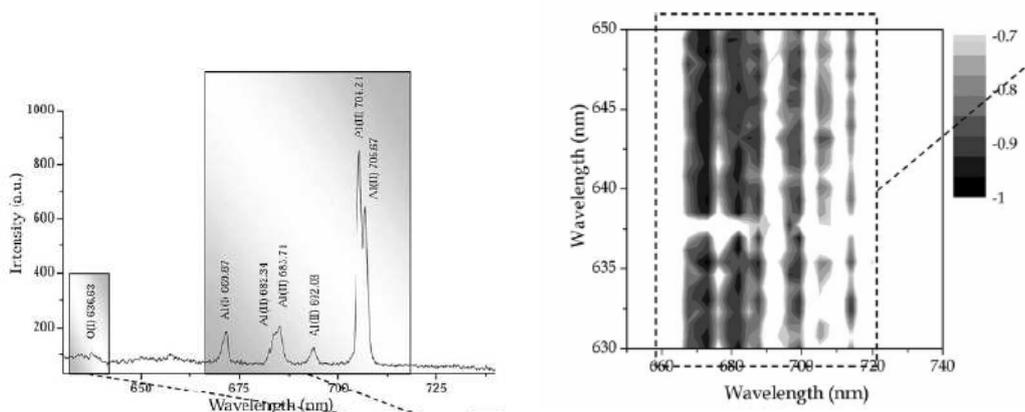


Bild 4-7: verwendete Bereiche der Wellenlängen für die Korrelationsanalyse(links) und Antikorrelationskarte für Al-O bei einer optimalen Schweißnaht(rechts)[62]

Eine mögliche Erklärung für die vielen Antikorrelationen ist die Bildung von komplexen Aluminiumoxiden, welche im Plasma dissoziieren. Die Antikorrelation wird zur Korrelation, wenn die Gasrate gesenkt wird und die Oxide nicht mehr ins Plasma dissoziieren[62].

Es ist anzumerken, dass je großflächiger die Gebiete der Korrelation($n_{ij}>0$) zwischen zwei Elementen sind, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass diese Elemente miteinander eine chemische Reaktion eingehen.

Mit Hilfe von Al-Mg Korrelationskarten können auch thermische Analysen der Schweißnaht durchgeführt werden. Bild A-4 im Anhang zeigt die Korrelations- und

Antikorrelationskarten für verschiedene Streckenenergien[62]. Es ist zu sehen, dass bei kleinen Streckenenergien(67J/mm) Aluminium mit Magnesium der Wellenlänge $\lambda=770\text{nm}$ (eingeringelt) antikorreliert. Grund hierfür ist die Tatsache, dass bei kleinen Streckenenergien wenig Magnesium(und auch Aluminium) verdampft, was zu einer Antikorrelation führt. Steigt die Streckenenergie an, kann man für die Magnesium-Wellenlänge $\lambda=770\text{nm}$ (eingeringelt) größere Korrelationen sehen, da nun neben dem Aluminium auch Magnesium ins Plasma verdampft.

Übergang vom Tiefen- zum Wärmeleitungsschweißen: Mit der Anwendung der CMT kann auch der Übergang vom Tiefen- um Wärmeleitungsschweißen erkennbar gemacht werden[63]. Beim Schweißen von einer 3mm dicken Platte von AA5083 mit einer Laserleistung von 2,5kW(CO₂- Laser), einer Vorschubgeschwindigkeit von 120mm/s und einer Fokusposition von $z_f=+2\text{mm}$ wurden laut Tabelle 4-4 durch Veränderung der Gasrate(Helium) unter Verwendung des FFD- Ansatzes² folgende Antwortvariablen gemessen[63]:

Q[l/min]	PD[mm]	BW[mm]	MA[mm ²]	AR
100	1,5	1,3	1,76	1,15
40	1,44	1,62	1,84	0,88

Tabelle 4-4: Werte der Antwortvariablen der 2⁴ FFD. PD= Schweißtiefe, BW= Badbreite, MA= geschmolzene Fläche, AR=Aspektverhältnis[63]

Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, dass bei einer Gasrate von 40l/min Wärmeleitungsschweißen vorherrscht($AR < 1$). Mit einem Ansteigen des Gasflusses wird das laserinduzierte Plasma kleiner, wodurch die Absorption der Laserstrahlung durch dieses deutlich abfällt: die Schweißtiefe steigt leicht an, und das Schmelzbad wird stark schmaler, der Schweißmodus ändert sich zum Tiefschweißen[63].

In der Korrelationskarte ist der Übergang des Schweißmodus folgendermaßen sichtbar: beim Wärmeleitungsschweißen gibt es eine starke Korrelation zwischen Aluminium und Magnesium sowie zwischen Aluminium und Zink, da die Ligandelemente(Mg, Zn, Si,...) aufgrund des offenen Schmelzbades immer gut ins

² FFD- Ansatz(engl. *Full Factorial Design*): ist ein Ansatz, der die Parameter in Prozess- und Antwortvariablen einteilt, um Variationen der Schweißparameter zu systematisieren und somit die Anzahl der Schweißversuche zu minimieren. Prozessvariablen sind Variablen, die durch den Nutzer des Lasers eingestellt werden können, z.B. Leistung, Geschwindigkeit,... Antwortvariablen sind metallurgische Kenngrößen(Schweißtiefe, Badbreite,...), die sich aus der Kombination der Prozessvariablen beim Schweißprozess ergeben. Schreibweise: FFD x^y . X= Prozessvariablen, y= Antwortvariablen.

Plasma diffundieren können. Beim Tiefenschweißen hingegen bricht die Dampfkapillare in periodischen Abständen infolge des inversen Bremsstrahlungseffekts (Absorption durch das Plasma) zusammen, wodurch die Ligandelemente nicht ins Plasma aufsteigen können → Antikorrelation [63]. Die Korrelationskarten sind für die Prozessvariablen $Q=40\text{l/min}$ und $Q=100\text{l/min}$ in Bild A-5 im Anhang dargestellt [63].

Zwischen den Werten von $Q=40\text{l/min}$ und $Q=100\text{l/min}$ unterschreiten die Korrelationskoeffizienten das Konfidenzniveau, was zu Instabilitäten im Schmelzbad und zu einer starken Verschlechterung der Qualität der Schweißnaht zur Folge hat. Dieser Effekt wird im an diesen Satz folgenden Absatz dieses Kapitels erklärt.

Zeitliche Veränderung der Prozessparameter und der Einfluss auf die Qualität der Schweißnaht: hier wird der zeitliche Verlauf der Korrelationskoeffizienten für bestimmte ausgewählte Wellenlängen untersucht, um so mögliche Instabilitäten des Schmelzbades zu erkennen und die Qualität der Schweißnaht zu bestimmen.

In [64] wurde wieder ein AA5083 Blech mit einem CO_2 - Laser geschweißt. Dabei wurden die Korrelationskoeffizienten für Al-O, Al-Mg und Mg-O bei den Wellenlängen $\lambda_{\text{Al(II)}}=559,33\text{nm}$, $\lambda_{\text{Mg(II)}}=789,63\text{nm}$ und $\lambda_{\text{O(II)}}=656,63\text{nm}$ als Funktion von der Zeit (Schweißfortschritt) aufgezeichnet. Bild 4-8 zeigt den Verlauf der Korrelationskoeffizienten für Al-O und Al-Mg Korrelationen bei verschiedenen Streckenenergien ($16,6\text{J/mm}$, $31,25\text{J/mm}$ und $41,6\text{J/mm}$) [64]. Das Konfidenzniveau wurde dabei auf 95% aufgenommen, pro Korrelationskoeffizient wurden $N=20$ Spektren verarbeitet.

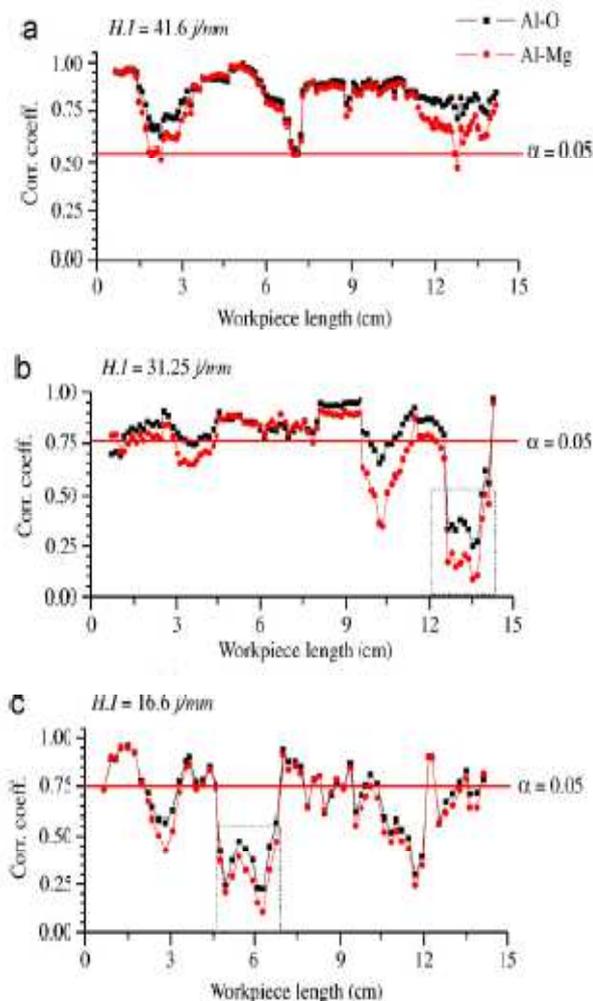


Bild 4-8: Korrelationskoeffizient von Al-O(schwarz) und Al-Mg(rot) als Funktion von der Zeit für verschiedene Streckenenergien. (a): $Q=41,6\text{J/mm}$, $P=2\text{kW}$, $v=120\text{mm/s}$, (b): $Q=31,25\text{J/mm}$, $P=2,5\text{kW}$, $v=80\text{mm/s}$, (c): $Q=16,6\text{J/mm}$, $P=2,5\text{kW}$, $v=60\text{mm/s}$. α = Konfidenzniveau[64]

Man kann sehen, dass bei geringen Streckenenergien(Bild 4-8 c, $16,6\text{J/mm}$) die Korrelationskoeffizienten sehr oft unter das Konfidenzniveau fallen. Folglich wird das Plasma nicht gleichermaßen mit Aluminium und Magnesium angereichert, was zu Instabilitäten im Schmelzbad und somit zu lokalen Defekten wie Kratern oder Spritzern führt. Mit steigender Streckenenergie verhält sich der Korrelationskoeffizient für Al-Mg und Al-O jedoch weniger volatil und fällt fast nicht mehr unter das Konfidenzniveau. Das Plasma ist kontinuierlich mit Magnesium und Aluminium angereichert(aufgrund der erhöhten Verdampfungsrate), was zu einem stabilen Schmelzbad und weniger lokalen Defekten führt. Wenn also $|n_{ij}| > |n_{konf}(\alpha)|$ gilt, ist das Schmelzbad ruhig und es treten wenig Defekte auf. Anderenfalls ist an derjenigen Stelle, wo diese Bedingung nicht zutrifft, mit einem lokalen Defekt zu rechnen.

Als weiterführende Literatur für die CMT kann auf [64] und [65] verwiesen werden.

4.3 Weitere Analysemethoden der Schweißnähte

In diesem Kapitel werden kurz weitere Analysemethoden für Schweißnähte vorgestellt. Weiters wird auch auf weiterführende Literatur verwiesen.

Als eine sich etablierte Methode kann die RSM- Analyse genannt werden. Die RSM- Analyse(engl. *Response Surface Methodology*) ist ein statistischer Ansatz, mit dem es ermöglicht wird, graphische Regressionsmodelle durch Beziehungen zwischen den Prozessvariablen(Laserleistung, Vorschubgeschwindigkeit, Fokusposition,...), und den metallurgischen(Schweißtiefe, Wärmeeinflusszone, Schweißnahtbreite) oder mechanischen(Zugfestigkeit, Streckgrenze,...) Antwortvariablen aufzustellen. Dabei werden nach dem FFD- System Schweißversuche durchgeführt und alle Prozess- bzw. Antwortvariablen gespeichert[66]. Die Daten werden anschließend einer Varianzanalyse(ANOVA- Methode) und einer Regressionsanalyse nach dem Stepwise- Algorithmus unterzogen, indem nicht signifikante Variablen schrittweise eliminiert werden[67]. Weiterführende Literatur: [67] und [68].

Weiters ist hier auch die Technik der inversen Filterung zu nennen. Ein guter Schweißprozess zeichnet sich durch reguläre Fluktuationen des Laserplasmas aus. Störungen, hervorgerufen durch Verunreinigungen, Defekte an der Schweißkante oder die spontane Veränderung der Laserparameter, lassen den Schweißprozess instabil werden. Dies führt zur Entstehung von Schweißdefekten, wie rauer Oberfläche, Löchern, Kratern, (großen) Höhlungen oder Poren und auch einer starken und unregelmäßigen Fluktuation des akustischen und optischen Spektrums des Plasmas. Diese Plasmafluktuationen lassen sich auf Fluktuationen im Schmelzbad rückführen. Generell ist zu sagen, dass Fluktuationen des Plasmas mit der Änderung der Verdampfungsrate und den Oszillationen der Dampfkapillarenform korrespondieren[69].

Die Filterung der Fluktuationen des emittierten Spektrums wird mit der Inversen- Filter- Technik gemacht. Weitere Literatur zu diesem Thema findet sich in [69].

Zum Schluss wird noch die FFT des aus der Plasmawolke emittierten Signals kurz vorgestellt. Die alleinige Analyse der Intensität der emittierten Strahlung des

laserinduzierten Plasmas ist oft kein sehr verlässlicher Indikator, da diese von Faktoren wie dem Aufbau und dem verwendeten Equipment(anderer Kollimator, Linsen, andere Abstände, Laserarten oder geometrische Verhältnisse) stark abhängig sein kann. Ein möglicher Ausweg kann die Analyse des Frequenzinhaltes des Intensitätssignales sein. Dies wird am Häufigsten, wegen der schnellen Rechenzeit, mit der FFT(engl. *Fast Fourier Transformation*) gemacht. Nehmen wir an, es sei ein Intensitätssignal, in Form eines Vektors $(I_0, I_1, I_2, \dots, I_{2n-1})$ der Dimension(Anzahl der Datenpunkte) $2n$, gegeben. Der Algorithmus für die FFT-Transformation lautet nun laut Gleichung 4-29[70]:

$$f_m = \sum_{k=0}^{2n-1} I_k e^{-\left(\frac{\pi j}{n} m k\right)} = \sum_{k=0}^{n-1} I_k' e^{-\left(\frac{2\pi j}{n} m k\right)} + e^{-\left(\frac{\pi j}{n} m\right)} \sum_{k=0}^{n-1} I_k'' e^{-\left(\frac{2\pi j}{n} m k\right)}$$

Hierbei sind I_k' alle Einträge mit geraden Indizes k , und I_k'' alle Einträge mit ungeraden Indizes k . Weitere Literatur zur FFT- Analyse von laserinduzierten Emissionsspektren findet sich in [69] und [70].

4.4 Analysen der Elektronentemperatur

Durch die Analyse des Signals der Elektronentemperatur kann, bei bekannter Vorschubgeschwindigkeit, die Größe und auch die Position der Schweißfehler definiert werden[71]. Ein optimaler Schweißprozess macht sich im Elektronentemperatursignal folgendermaßen bemerkbar:

- Stabiler Mittelwert der Elektronentemperatur
- kleine Oszillationen des Elektronentemperatursignals
- möglichst kleine Standardabweichung der Elektronentemperatur

Das folgende Bild 4-9 zeigt ein Beispiel für das Signal der Elektronentemperatur einer optimalen Schweißnaht[71]:

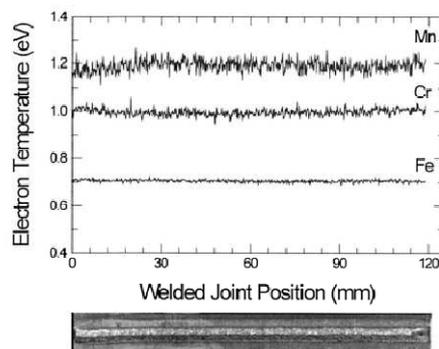


Bild 4-9: Verlauf der Elektronentemperatur für die Spezies Fe(I), Cr(I) und Mn(I) beim optimalen Schweißprozess. Schweißparameter: $P=1400W$, $v=10\text{mm/s}$, $Q=30\text{l/min(Argon)}$ [71]

Die Standardverteilung der Elektronentemperatur ist stark mit der Qualität der Schweißnaht korreliert. Durch die Minimierung der Standardabweichung der Elektronentemperatur kann also das Maximum der Schweißqualität erreicht werden. Dies kann zum Finden von optimalen Prozessparametern für den jeweiligen Fall genutzt werden. Bild A-8 im Anhang zeigt die Elektronentemperatur(Mittelwert), sowie deren Standardabweichung, für die Spezies Fe(I), Mn(I) und Cr(I) bei verschiedenen Laserparametern[71]. Es kann leicht gesehen werden, dass die kleinste Standardabweichung und somit die optimalste Schweißnaht bei folgenden Prozessparametern liegt: $P=1400W$, $Q=30\text{l/min}$, $z_f=1\text{mm}$ innerhalb des Werkstückes. Weiters sieht man, dass der Mittelwert der Elektronentemperatur nicht so stark von den Prozessparametern abhängt, wie die Standardabweichung[71].

Bild 4-10 zeigt nun den Verlauf der Elektronentemperatur bei verschiedenen Schweißfehler[71]:

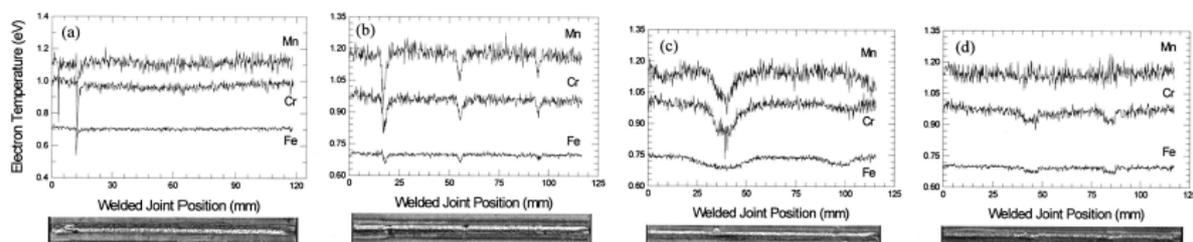


Bild 4-10: Verlauf der Elektronentemperatur bei: a): Kraterentstehung, b): Schweißnahtunterbrechungen, c): Ausbeulungen der Schweißnaht, d): Gasausfällen[71]

Erklärungen zum Elektronentemperaturverlauf bei Schweißfehlern in Bild 4-26[71]:

- a. *Kraterentstehung*: durch eine zu starke Intensität der einfallenden Laserstrahlung entstehen Instabilitäten des Schmelzbades, was zu einer

Erhöhung des Volumens des Schmelzbades führt. Das führt dazu, dass sich Gasblasen in der Schmelze oft verfangen können, und somit zu Porosität und Spritzern. Es ist ein starker, kurzer Abfall der Elektronentemperaturen aller Atomspezies zu sehen.

- b. *Schweißnahtunterbrechungen*: Durch das Kollabieren des Plasmakernes ist ein plötzlicher Abfall der Elektronentemperaturen sichtbar.
- c. *Ausbeulungen der Schweißnaht*: Durch die Defokussierung der Laserstrahlung an der Oberfläche des Werkstücks wird weniger thermische Energie an das Werkstück übertragen, was zu einem breiten Abfall der Elektronentemperatur führt.
- d. *Gasausfälle*: Abfall des Mittelwerts der Elektronentemperaturen.

Bemerkenswert ist, dass die Fe(I)- Elektronentemperatur kleiner als die Mn(I) bzw. Cr(I)- Elektronentemperatur ist. Dies deutet darauf hin, dass das Fe(I)- Signal aus den kühlen Außenbereichen der Plasmawolke kommt, wobei Mn(I) und Cr(I)- Signal aus dem heißen Kern des Plasmas kommt.

Bestimmung der Schweißtiefe: Die Elektronentemperatur ist auch ein gutes Mittel, um die Schweißtiefe einer Schweißnaht zu bestimmen. Bild 4-11 zeigt die Abhängigkeit der Schweißtiefe von der Elektronentemperatur der Fe(I)- Spezies beim Schweißen eines nichtrostenden Stahles(AISI304)[72]:

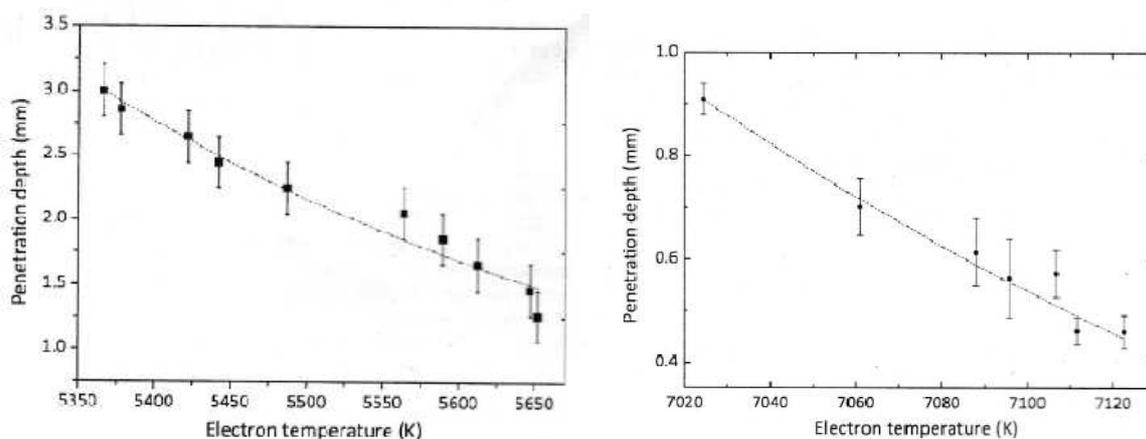


Bild 4-11: Fe(I)- Elektronentemperatur als Funktion der Schweißtiefe für CO₂- Schweißung mit $v=50\text{mm/s}$ (links) und LASAG Nd:YAG- Schweißprozess(rechts)[72]

Auch hier ist, wie im Kapitel 4.3, der Abfall der Elektronentemperatur mit steigender Schmelztiefe zu sehen. Grundgebend hierfür ist, dass der heiße Plasmakern bei tiefen Schweißungen in der Dampfkapillare liegt, wodurch von diesem weniger Licht empfangen werden kann.

Um mit dem Laser die richtige Elektronentemperatur automatisch anzusteuern, kann laut [73] ein PI- Regler verwendet werden. Die diskrete Formulierung dieses Reglers wird in Gleichung 4-30 gegeben[73]:

$$P(t_k) = P(t_{k-1}) + K_P \left[\left(1 + \frac{\Delta t}{T_i} \right) \Delta T_e(t_k) - \Delta T_e(t_{k-1}) \right]$$

wobei K_P eine Proportionalitätskonstante und T_i die Integrationszeit des PI- Reglers darstellen. Der Regler wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit jedoch nicht aufgebaut, weshalb auf dieses Thema nicht näher hingegangen wird.

5. Aufbau der Messanlage

In diesem Kapitel wird der Aufbau der Messanlage für die spektroskopischen Messungen mit einem Nd:YAG bzw. einem CO₂- Laser erklärt. Das optische System wurde mit Hilfe der Linsengleichung ausgelegt.

5.1 Die Linsengleichung

Die Linsengleichung wird benötigt, um die Abbildung einer idealen(dünnen) Linse zu berechnen. Es wird dabei mit der Annahme einer paraxialen Optik, also dass die Lichtstrahlen mit der optischen Achse nur kleine Winkel bilden. Die Strahlenkonstruktion bei einer einfachen konvexen Linse wird in Abbildung 5-1[74] gezeigt:

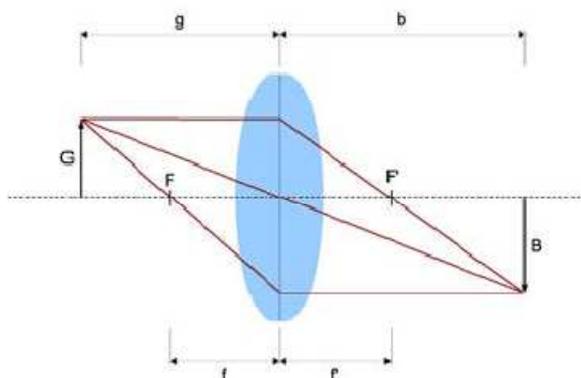


Bild 5-1: Bildkonstruktion an einer konvexen Linse[74]

Dabei ist G der Gegenstand, g die Gegenstandsweite, B das Bild, b die Bildweite und f die Fokusweite. Das Verhältnis zwischen der Bild- und der Gegenstandsgröße wird Abbildungsmaßstab genannt und kann mit Formel 5-1 berechnet werden[74]:

$$A = \frac{B}{G} = \frac{b}{g}$$

Wendet man nun den Strahlensatz der Geometrie auf den Brennpunktstrahl an, ergibt sich die Linsengleichung, welche in Gleichung 5-2 dargestellt ist[74]:

$$\frac{B}{G} = \frac{b-f}{f} \Rightarrow \frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$$

Mit Hilfe der Linsengleichung wird der Kollimator ausgelegt, welcher die beim Schweißen emittierte Plasmastrahlung durch ein Glasfaserkabel an ein Spektroskop

leitet. Dann werden die Daten auf einem Computer verarbeitet. Bild 5-2 zeigt den Aufbau der Messanlage in einem Schaltbild:

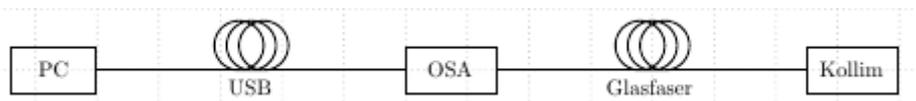


Bild 5-2: Schaltbild des Messaufbaus

5.2 Der Kollimator

Der Kollimator dient dazu, das vom laserinduzierten Plasma emittierte Licht zu fokussieren und durch ein Glasfaserkabel in das Spektroskop für die Verarbeitung zu bringen. Dieser besteht aus zwei nichtbeschichteten, plankonvexen Linsen der Firma THORLABS, welche das Licht fokussieren. Die Abstände zwischen den beiden Linsen sind von deren Fokusslänge abhängig und werden in diesem Kapitel berechnet. Bild 5-3 zeigt eine vereinfachte Skizze des Kollimators:

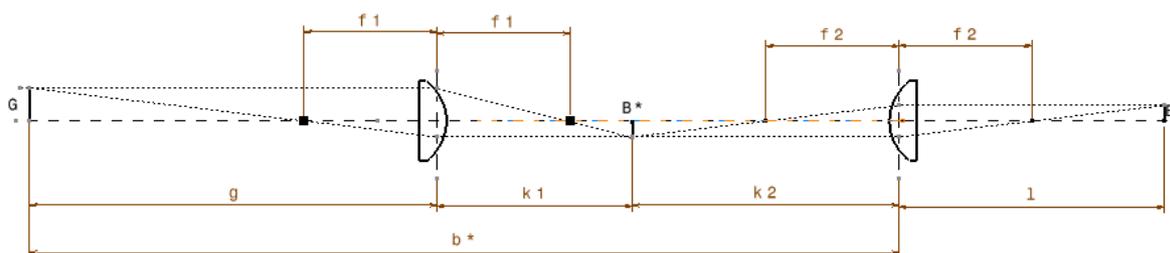


Bild 5-3: Skizze des Kollimators inklusive Strahlengangskonstruktion. Am rechten Ende ist die Glasfaser(Bild), am linken der Fokus des Lasers(Gegenstand)

Dabei ist l die Länge von der Glasfaser bis zur Fokalebene der Linse 2, g die Gegenstandslänge vom Fokus des Laserstrahles auf dem Werkstück bis zur Fokalebene der Linse 1 und k_1+k_2 der innere Abstand zwischen den Fokalebene der Linsen 1 und 2.

Wendet man die Linsengleichung in Formel 5-2 auf den obigen Kollimator an, erhält man für die beiden Linsen Gleichungen 5-3a+b:

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{g} + \frac{1}{k_1} \qquad \frac{1}{f_2} = \frac{1}{k_2} + \frac{1}{l}$$

Damit der Kollimator eine minimale Länge hat, setzt man voraus, dass dessen hinterer Teil(um die Linse 2) minimal lang wird, also(Gleichung 5-4):

$$\frac{\partial}{\partial l} (l + k_2) = \frac{\partial}{\partial l} \left(l + \frac{f_2 l}{l - f_2} \right) = 0$$

Daraus ergibt sich der Abstand l , bei dem der ganze Kollimator eine minimale Länge annimmt. Für diesen gilt nach auflösen der Gleichung 5-4 die Gleichung 5-5:

$$l_{min} = 2f_2$$

Weiters gilt für die Länge des hinteren Teils des Kollimators Gleichung 5-6:

$$\min(l + k_2) = 4f_2$$

Aus Stabilitätsgründen muss also die Linse 2 eine möglichst kleine Brennweite haben, da sich sonst der fein einjustierte Kollimator bei der Laserbewegung verstellen kann.

Die zunächst noch unbekannte Gegenstandsweite g wird durch den Abstand des Punktes B^* zum Fokus des Lasers bestimmt. Dies geschieht mit Hilfe eines CAD-Modelles, in dem der Kollimator auf dem Laserkopf montiert wird. Der Abstand kann mit Hilfe dieses Modells millimetergenau bestimmt werden. Bild A-9 im Anhang zeigt, wie dies gemacht wurde. Der Abstand b^* beträgt dabei 160,37 mm. Aus Bild 5-3 folgt weiters für b^* Gleichung 5-7:

$$b^* = g + k_1 = g + \frac{gf_1}{g - f_1}$$

Nach Auflösen der obigen Gleichung nach der Gegenstandsweite g , erhält man Gleichung 5-8:

$$g = \frac{b^*}{2} + \sqrt{\left(\frac{b^*}{2}\right)^2 - b^*f_1}$$

Für den Kollimator waren folgende Linsen vorhanden(Daten: [75], alle in mm):

Nr	Durchmesser	Fokusslänge vorne(f)	Kurvenradius R	Dicke(Mitte) t_c	Dicke(Ecken) t_e	Fokus hint. f_b
L1	½"	15	7,7	5,1	1,8	11,6
L2	1"	35	18	7,2	2,0	30,1
L3	1"	50	25,8	5,3	2,0	46,3
L4	1"	75	38,6	4,1	2,0	72,0

Tabelle 5-1: Daten der vorhandenen Linsen[75]

Zu beachten ist, dass die Linsen als dicke Linsen(Fokusebene liegt nicht in der Mitte, sondern ist versetzt) gerechnet wurden, um die Genauigkeit der Ergebnisse möglichst wenig zu verlieren. Hierfür wurde die Hilfsmaße x , y' und y'' eingeführt, die in den Abbildungen 5-4[75] und 5-5 erklärt werden:

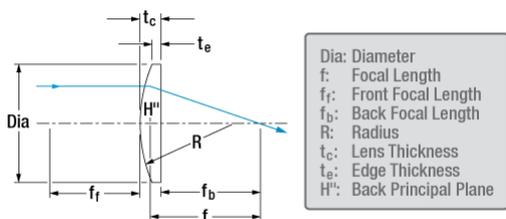


Bild 5-4: Abmessungen einer dicken Linse[75]

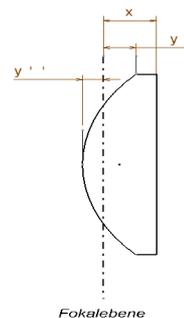


Bild 5-5: Hilfsmaße einer Linse

Anhand dieser Skizzen und der Tabelle 5-1 mit den Linsendaten lassen sich nun die Hilfsmaße berechnen. Der formelmäßige Zusammenhang für diese lautet laut Gleichungen 5-9a-c folgendermaßen:

$$x = f - f_b$$

$$y' = f - f_b - t_e$$

$$y'' = t_c - f + f_b$$

Tabelle 5-2 stellt nun die Hilfsgrößen für die in Tabelle 5-1 aufgelisteten Linsen dar(in mm):

Nummer	x	y'	y''
L1	3,4	1,6	1,7
L2	3,9	1,9	3,3
L3	3,7	1,7	1,6
L4	3	1	1,1

Tabelle 5-2: Hilfsgrößen für die verwendeten Linsen

Mit Hilfe dieser Daten können nun die Linsen präzise positioniert werden, wodurch der Fokus des Kollimators so genau wie möglich mit dem Fokus des Lasers übereinstimmt.

Wegen Gleichung 5-6 und der sich daraus ergebenden Länge des Kollimators, wurde für die Linse in Position 2 eine Linse mit 35mm Fokuslänge genommen. Daraus ergibt sich die Länge des hinteren Teils des Kollimators. Diese beträgt 140mm.

Mit der Kenntnis des Abstandes b^* aus dem CAD- Modell lassen sich für die Linsen L1 bis L4 an der Linsenposition 1 die Gegenstandsweite, sowie der Abstand zur Linse 2 berechnen. Tabelle 5-3 zeigt diese Werte:

Linsennummer	Gegenstandsweite g	Linsenabstand k_1+k_2
L1	143,62mm	86,75mm
L2	108,76mm	121,61mm
L3	-	-
L4	-	-

Tabelle 5-3: Abmessungen des Kollimators für verschiedene Linsenkombinationen

Berechnung des Abbildungsmaßstabes für den Kollimator: Wendet man Gleichung 5-1 auf unseren Kollimator an, erhält man für den Abbildungsmaßstab Formel 5-10:

$$A = \frac{B}{B^*} \frac{B^*}{G} = \frac{l}{k_2} \frac{k_1}{g} = \left(\frac{l - f_2}{g - f_1} \right) \frac{f_1}{f_2}$$

Die verschiedenen Abbildungsmaßstäbe werden für die Linsen L1 bis L4 an der Linsenposition 1 in Tabelle 5-4 angegeben:

Linsennummer	Abbildungsmaßstab A
L1	0,117
L2	0,4745
L3	-
L4	-

5.3 Kalibrierung des Spektrometers

Da das verwendete Spektrometer keine Software zur Identifizierung der Wellenlängen hatte, musste man den einzelnen Pixeln des Sensors eine Wellenlänge zuweisen. Dies wurde durch eine Kalibrierungsgerade gemacht, welche durch lineare Regression von den Peaks verschiedener bekannter Spektren gewonnen wurde. Die Kalibrierung wurde anhand einer Quecksilberdampfampe durchgeführt, deren Hauptemissionslinien bei den Wellenlängen von 253,65nm, 296,73nm, 334,1nm, 365,16nm, 435,83nm und 576,96nm liegen[76]. Zusätzlich wurde noch die Kalibrierung mit einem HeNe-, einem frequenzvervielfachten Nd:YAG und mehreren Halbleiterlasern durchgeführt. Emissionslinien verschiedener Salze wurden zur Überprüfung herangezogen und weiters wurden noch die Emissionsmaxima verschiedener LEDs vermessen und die Umrechnung damit verifiziert. Die sich aus den Messungen ergebende Kalibrierungsgerade wird in Grafik 5-6 dargestellt:

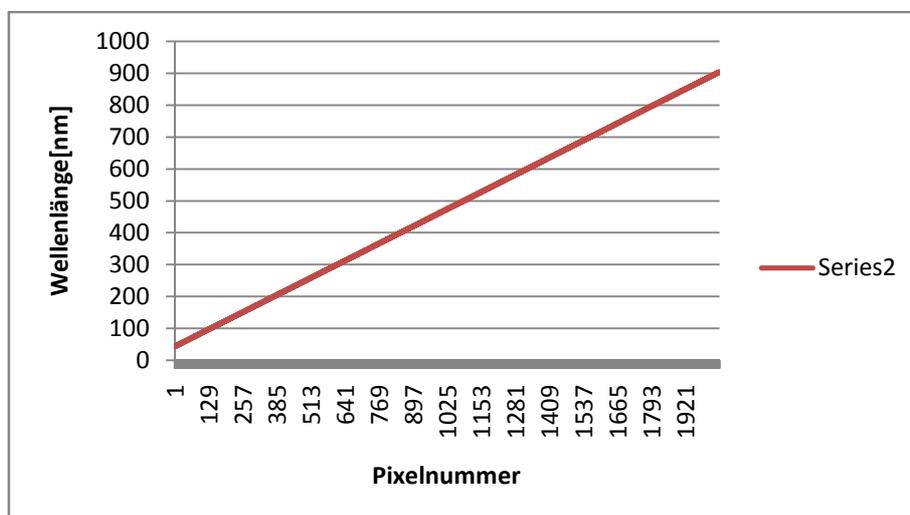


Bild 5-6: Kalibrierungsgerade für das verwendete Spektrometer

Die Kalibrierungsfunktion dabei lautet: $y=0,4207x+41,746$, wobei x die Nummer des Pixels ist.

6. Schweißversuche und spektrographische Aufnahmen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Schweißversuche, welche im Rahmen dieser Diplomarbeit angefertigt wurden, dargestellt. Weiters werden diese Ergebnisse ausgewertet, um wichtige Größen, wie zum Beispiel die Elektronentemperatur, herauszukristallisieren. Es wurden Schweißversuche an Titan, Messing, Aluminium und Eisen(Baustahl) durchgeführt.

Die nächste Abbildung 6-1 zeigt ein typisches Schweißspektrum eines Baustahles, welches mit dem in Kapitel 5 erklärten Kollimator aufgenommen wurde:

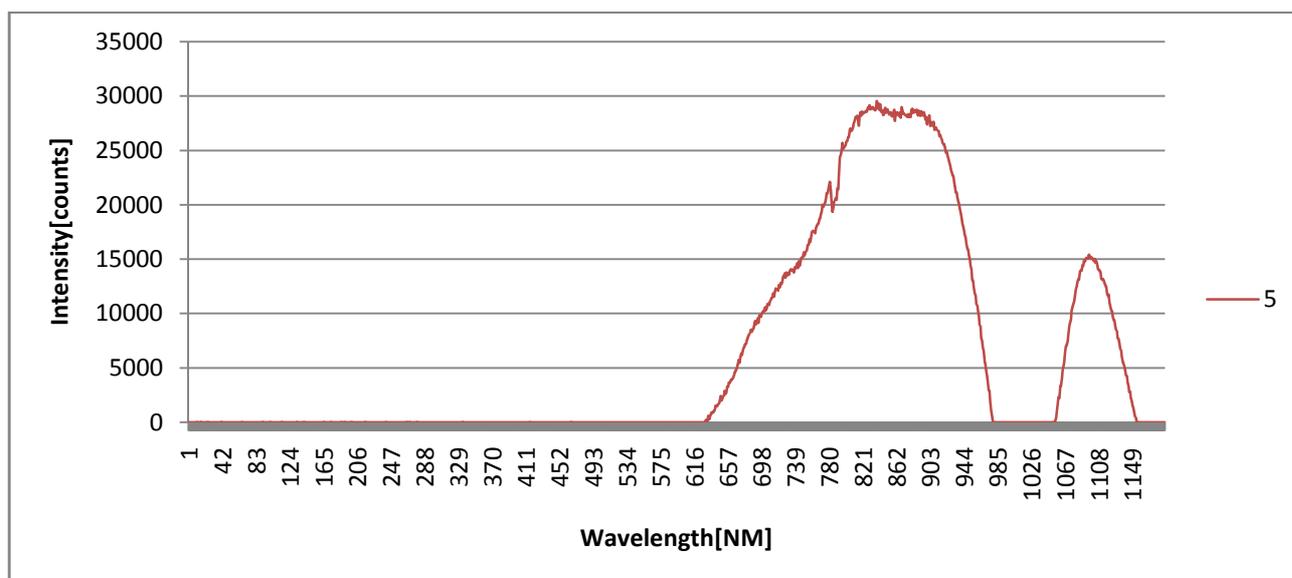


Bild 6-1: Schweißspektrum eines Baustahles bei folgenden Prozessgrößen: $P=1\text{kW}$, $v=30\text{mm/s}$, $z=1,5\text{mm}$. Integrationszeit: 100ms

In diesem Spektrum sind zwei deutlich breite Banden zu sehen- eine im VIS-NIR Bereich von rund 620-980nm, und eine Bande im NIR Bereich, von 1067-1150nm. Die zweite Bande stellt möglicherweise die verbreiterte reflektierte Laserstrahlung vom Material dar(Nd:YAG Wellenlänge: 1064nm), wobei die erste Bande von der emittierten Strahlung des Plasmas(Dampfes) stammt. Es ist aber anzumerken, dass ungewiss ist, ob die erste Bande wirklich vom Dampf stammt, oder auch die Wärmestrahlung des Schmelzbades widerspiegelt(aufgrund der großen Breite der Bande). In dem Fall, dass die Banden wirklich das Resultat der Wärmestrahlung aus

dem Schmelzbad sind, und nicht das des Dampfes(Plasmas), ist die Berechnung der Elektronentemperatur sinnlos, da diese im flüssigen Zustand nur sehr wenig Aussagekraft hat. Nichts desto trotz wurde die Berechnung der Elektronentemperatur trotzdem durchgeführt.

Allerdings muss man anmerken, dass die große Bandenbreite von ~260nm bei Schweißvorgängen mit Nd:YAG- Lasern aufgrund deren Wellenlänge(1064nm) gerechtfertigt ist. Bei Schweißvorgängen mit CO₂- Lasern werden wesentlich dünnere Banden beobachtet, wie in diesem Kapitel später gezeigt wird.

Weiters sind im gemessenen Spektrum auf den Banden noch kleine Peaks(Zacken) zu sehen. Diese sind ein Rauschen, welches gerätetechnischen Ursprunges ist, und für die erfolgreiche Signalbearbeitung- und Auswertung herausgefiltert werden sollte. Die Integrationszeit des Spektrums in Bild 6-1 betrug 100ms.

Bei der Auswertung der Spektren wurden folgende Operationen durchgeführt, welche im weiteren Verlauf dieses Kapitels erklärt werden:

1. Vorglättung des Spektrums mit einem Savitzky- Golay Filter mit hoher Polynomordnung, um das SNR(Signal Noise Ration, deutsch: Signal- Rausch Verhältnis) zu vergrößern
2. Dekonvolution(Entfaltung) des Spektrums mit der Übertragungsfunktion des Sensors(das reale Übertragungsverhalten des Sensors ist leider unbekannt und wurde deshalb angenommen)
3. Nachglättung der entfalteten Spektren, da nach Anwendung des Entfaltungsoperators das Spektrum stark verrauscht wird. Filter: Savitzky- Golay mit einer niedrigen Polynomordnung.

Alle Operationen und Daten wurden in Excel gerechnet und ausgewertet. Nun werden die einzelnen Schritte näher beschrieben:

6.1 Der Savitzky- Golay Filter[74]

Das Verfahren der Savitzky- Golay Glättung ist ein Polynomglättungsverfahren. Die einzelnen Datenpunkte werden also durch Polynome interpoliert, wodurch die Funktion geglättet wird. Der Algorithmus der Savitzky- Golay Glättung wird in Formel 6-1 angegeben:

$$g_k = \sum_{n=-n_L}^{n_R} C_n y_{k+n}$$

Dabei ist y die Ausgangsfunktion, k der aktuelle Datenpunkt und g die geglättete Funktion. Der Parameter n_L bzw. n_R stellt die Fensterbreite des Filters dar. Der Parameter C wird auch Savitzky- Golay Koeffizient genannt, und kann in Tabellen wiedergefunden werden[74,75]. Dieser dient zur Gewichtung der Filterungsfunktion. Die Variable f_N dient ebenfalls der Normierung und kann in Tabellen gefunden werden. Laut [74], können die Koeffizienten auch mit folgendem Algorithmus berechnet werden(Formel 6-2 und 6-3):

$$A_{ij} = i^j \quad i = -n_L \dots 0 \dots n_R \quad j = 0 \dots M$$

$$C_n = \sum_{m=0}^M \{(A^T A)^{-1}\}_{0m} n^m$$

Generell gilt der Grundsatz bei Polynomfiltern: je höher der Polynomgrad, desto geringer ist die Glättung einer Funktion, und umgekehrt.

6.2 Faltung und Entfaltung von Spektren[76]

Die Faltung bzw. Entfaltung von Spektren wird in der Spektroskopie auch Konvolution bzw. Dekonvolution genannt. Sehr oft leiden Signaldaten unter dem Einfluss des Übertragungsverhaltens der Empfängergeräte. Es kann zum Verrauschen, Verzerren oder gar zur Summierung von Fremdsignalen im eigentlichen Nutzsinal führen. In Abbildung 6-2 wird das Problem der Übertragungsfunktion des Sensors dargestellt:

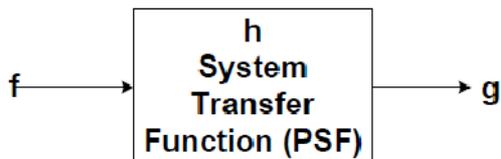


Bild 6-2: System Spektrometer: f ist das tatsächliche(unverfälschte) Signal des Spektrums, und g das durch die Übertragungsfunktion(Tief, Band, Hochpass,...) des Sensors verfälschte Signal[76]

Schreibt man das System in Abbildung 6-2 in einer Formel an, erhält man Formel 6-4:

$$g = f * h$$

Wobei zu beachten ist, dass $*$ kein Multiplikations- sondern ein Faltungsoperator ist. Im Frequenzraum lässt sich der Ausdruck 6-4 zu 6-5 anschreiben, und es kann, bei Kenntnis der Übertragungsfunktion des Sensors, auf das tatsächliche, unverfälschte Signal mittels einer Rücktransformation in den Zeitraum geschlossen werden.

$$G = FH \quad F = G/H$$

Die Großbuchstaben der Funktionen weisen auf, dass es sich um die Fouriertransformierte der Funktion handelt; es gilt: $G(s) = \mathcal{F}\{g(t)\}$.

Da jedoch zum verwendeten Spektrometer kaum Daten vorhanden waren, ist auch die Übertragungsfunktion des verwendeten Sensors unbekannt. Deshalb wurde dieses Verfahren zur Verbesserung der spektralen Auflösung nicht angewendet.

6.3 Spektralbearbeitungen

Nach der Savitzky- Golay Glättung mit einem symmetrischen Filter von je 10 Datenpunkten links und rechts und einem Polynom 6. Ordnung erhalten wir folgendes Übergangsspektrum(Abbildung 6-4):

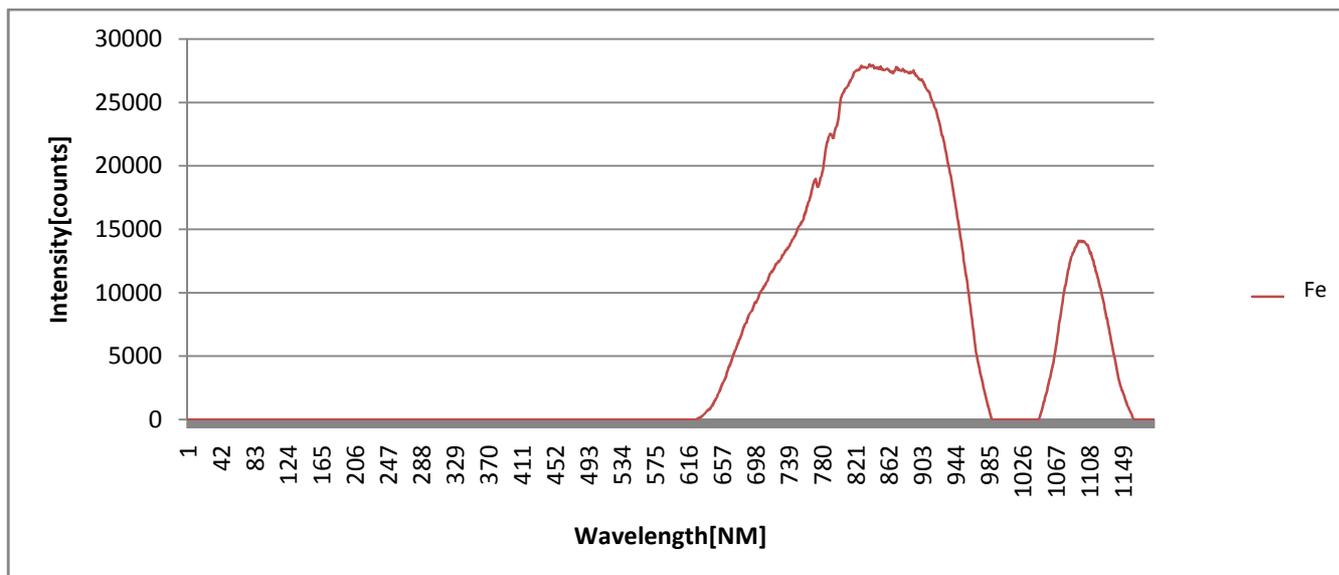


Bild 6-4: Savitzky- Golay geglättetes Spektrum

Bei der Glättung des Spektrums wurde ein Filter mit 6. Ordnung mit einem symmetrischen Filterfenster von je 10 Datenpunkten auf jeder Seite (insgesamt also 21 Datenpunkte).

Dieses Spektrum wird auch für die Auswertung der Elektronentemperatur verwendet.

6.4 Auswertung der Elektronentemperatur

6.4.1 Eisen

Um die Auswertung der Elektronentemperatur eines Spektrums zu ermöglichen, müssen zuerst die Spektrallinien eines Spektrums den zugehörigen Spezies zugeordnet werden. Dies ist durch einen Vergleich mit der NIST Atomic Spectra Database Datenbank möglich. Die Hauptindikatoren, auf die geachtet werden muss, sind einerseits die Wellenlänge, und andererseits die relative Intensität des Überganges.

Nach sehr langwieriger, händischer Auswertung vieler relevanter Wellenlängen mit Hilfe der NIST- Datenbank, wird die Tabelle einiger Wellenlängen und deren zugehörigen Spezies angegeben (Tabelle 6-1):

Wellenlänge[nm]	Spezies	Ü/W[1/s]	unt. Energ. Niv [eV]	ob. Energ. Niv [eV]	g unten	g oben
550,3723	Ti I	2607	2,5783261	4,8303632	11	9
550,793	Fe I	50104	0,9901111	3,2409691	5	7
552,4758	Fe I	60006	4,2305396	6,4737537	1	3
552,8965	Fe II	20107	10,5226518	12,7644422	6	6
553,3172	N II	60407	25,506625	27,745867	7	9
553,7379	N II	60407	25,506625	27,745867	7	9
554,5793	Fe II	24907	10,5217183	12,7571588	12	12
555	Fe I	3304	3,6945972	5,9279471	9	9

Tabelle 6-1: Tabelle von einigen Wellenlängen und deren zugehörigen Spezies

In dieser Tabelle sind alle Daten angegeben, welche man für die Berechnung der Elektronentemperatur braucht. Es sind folgende Informationen enthalten:

- *Spalte 1:* Wellenlänge
- *Spalte 2:* zur Wellenlänge korrespondierende Atomspezies(inkl. Ladung)
- *Spalte 3:* Übergangswahrscheinlichkeit für den Übergang der aktuellen Wellenlänge der aktuellen Atomspezies
- *Spalte 4:* unteres Energieniveau
- *Spalte 5:* Oberes Energieniveau
- *Spalte 6:* Unterer Degenerationsfaktor
- *Spalte 7:* Oberer Degenerationsfaktor

Eine volle Tabelle für den Bereich 555-600nm kann im Anhang(Tabelle A-1) gefunden werden.

Nun kann mit der Auswertung der Elektronentemperatur des Plasmas begonnen werden. Grundsätzlich ist darauf zu achten, dass jedes Wellenlängenpaar einer Spezies im Spektrum eine etwas andere Elektronentemperatur aufweist. Das hat den Grund, dass **die Temperatur in unterschiedlichen Regionen der Plasmawolke unterschiedlich hoch ist!** Somit wäre es im Prinzip falsch, von einer „einzig“ Temperatur des Plasmas zu reden. Weiterhin ist auch die Temperatur der einzelnen Spezies im Plasma **nicht gleich**. Ebenfalls ändert sich auch die Temperatur der Ionisationsstufen in einer Atomspezies. Beispielsweise werden sich die Elektronen von Fe-II schneller bewegen, als die Elektronen von Fe-I. Die Gesamtelektronentemperatur für eine Spezies wurde bei mir also durch den Mittelwert aller möglichen Elektronentemperaturen, welche durch ein

Wellenlängenpaar berechnet wurden, angegeben. Das Resultat der Elektronentemperatur für das Spektrum aus Bild 6-1 wird in Abbildung 6-7 gezeigt:

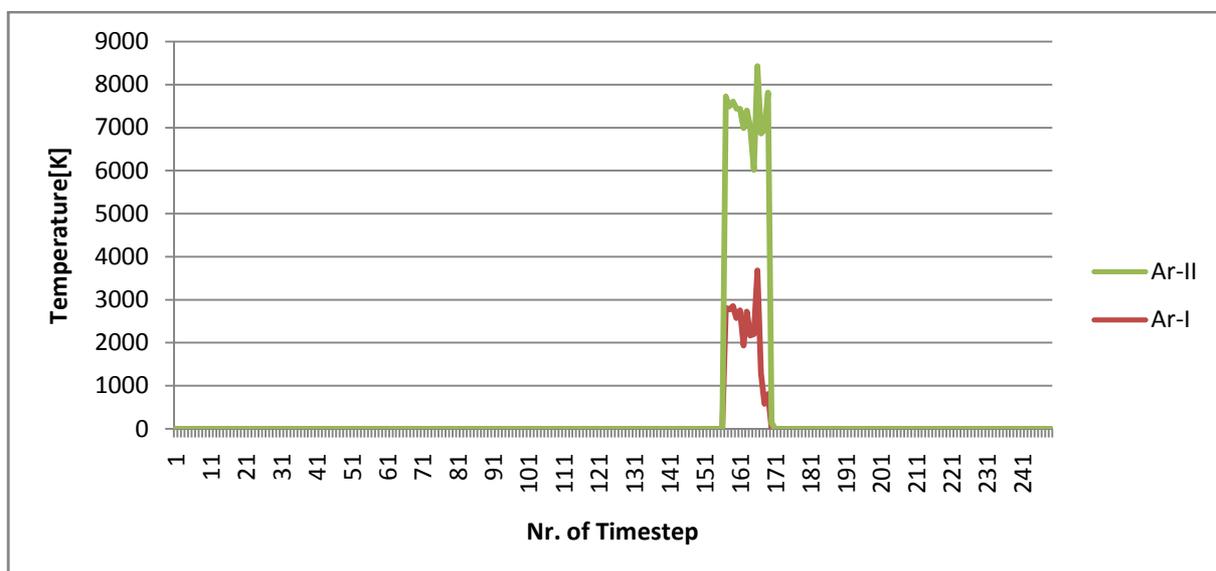
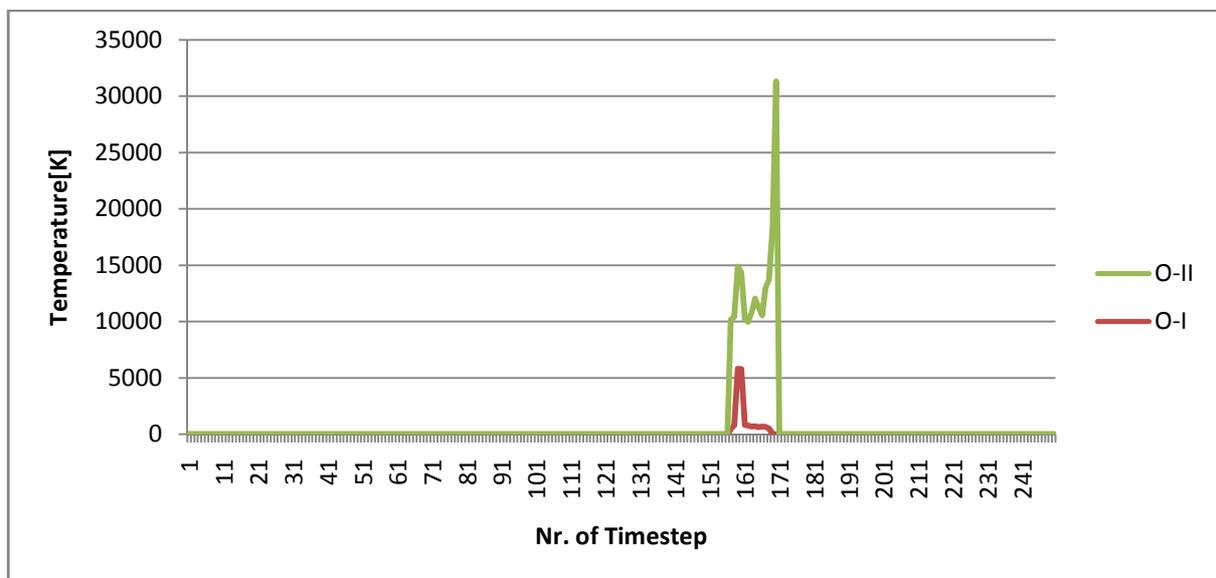
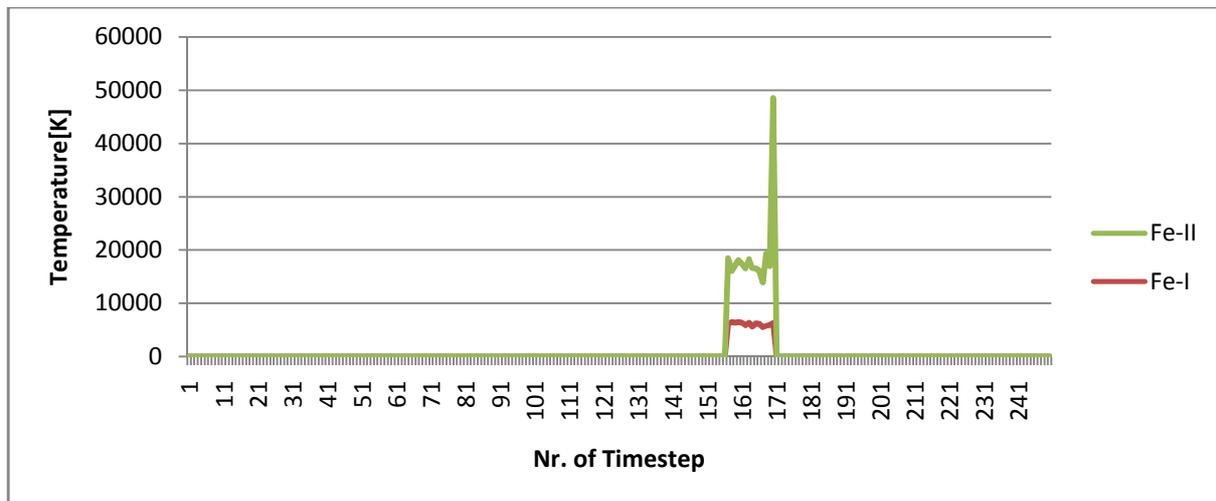


Bild 6-7: Elektronentemperaturen für Spektrum aus Bild 6-1

Diskussion der Messergebnisse: Diese ist nur in dem Fall sinnvoll, wenn es sich bei den gemessenen Spektraldaten tatsächlich um die Emission des Plasmas handelt. Für jede Atomart (Sauerstoff, Argon, Eisen) gibt es laut Bild 6-7 sowohl eine Elektronentemperatur für neutrale Atome, als auch eine Elektronentemperatur für einfach ionisierten Atome (Fe-II, Ar-II, O-II). Nach der Saha-Gleichung (2-23) bedeutet dies, dass die Anzahl der Ionen im Plasma größer als null ist.

Hinweis: die Nachstellungen „-I“, „-II“, „-III“ usw. bezeichnen die Ionisationsstufe der jeweiligen Spezies. Ar-I steht für nicht ionisierte Argon-Atome, Ar-II für einfach ionisierte Argon-Atome (Ar^+), Ar-IV für dreifach ionisierte Atome (Ar^{3+}) und weiter.

Am Ende des Schweißvorganges ist bei Eisen und Sauerstoff ein starker Anstieg der II-Elektronentemperatur bemerkbar, was darauf hinweist, dass das Plasma eine sehr große Ionenkonzentration aufweist. Während sich beim Eisen die Fe-I-Elektronentemperatur annähernd konstant verhält, fällt die O-I-Elektronentemperatur beim Ende des Schweißvorganges überhaupt auf null, was bedeutet, dass sich keine ungeladenen Sauerstoffatome im Plasma befinden. Ähnliches passiert auch beim Argon: Am Ende des Schweißvorganges fällt die Elektronentemperatur von Ar-I stark ab. Die Ar-II-Elektronentemperatur hingegen weist im Vergleich zu Sauerstoff keine so großen Gradienten auf, was den Grund in der höheren Ionisationsenergie haben kann.

Der starke Anstieg der Ionenkonzentration im Plasma führt zu einem Anstieg der Inversen Bremsstrahlung, was andererseits dazu führt, dass weniger Laserlicht vom Plasma transmittiert wird, und somit vom Schweißgut absorbiert werden kann. Somit kann das Ergebnis eine kleinere Streckenenergie am Ende der Schweißnaht, als im übrigen Teil, sein, was zu Porosität und Schweißaussetzern führen kann.

Weiter werden in diesem Kapitel die restlichen Schweißergebnisse dargestellt. Zuerst wird das Anfangsspektrum gezeigt, dann das präparierte Spektrum. Anschließend werden die Graphen der Elektronentemperatur angegeben.

6.4.2 Aluminium

Das gemessene Spektrum von der Aluminiumschweißung wird in Abbildung 6-8 gezeigt:

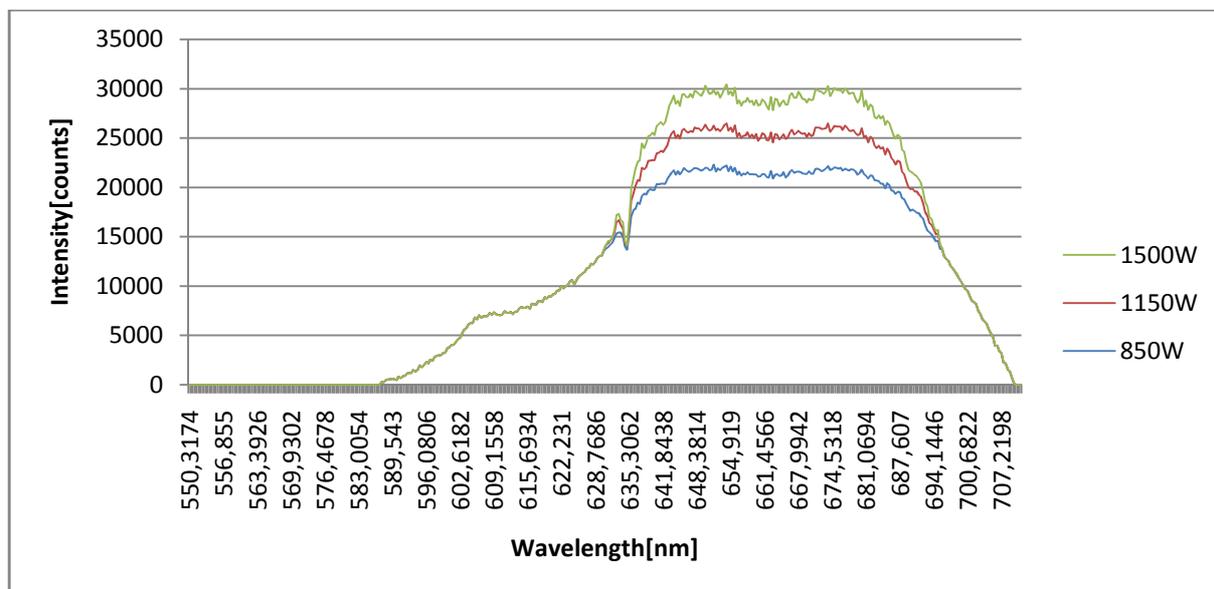


Bild 6-8: Spektrum der Aluminiumschweißung

Folgende Schweißparameter wurden verwendet: Leistung: 800-1500W linear aufsteigend, $v=30\text{mm/s}$, $z_f=1,5\text{mm}$, Gasrate $Q=20\text{l/min}$. Die Integrationszeit des Spektrums 6-8 betrug 100ms. Es werden in der obigen Abbildung die Spektren bei den Leistungen von 850W, 1150W und 1500W gezeigt.

Nach einer Auswertung in Excel bekommt man für die Elektronentemperaturen (N, Ar, O, Al) folgende Daten, wie in Abbildung 6-9 gezeigt:

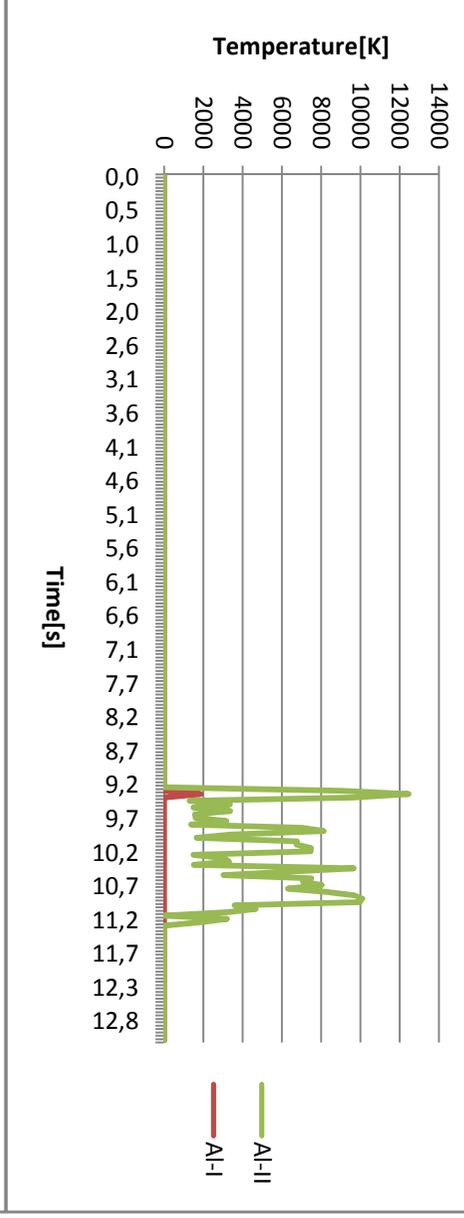
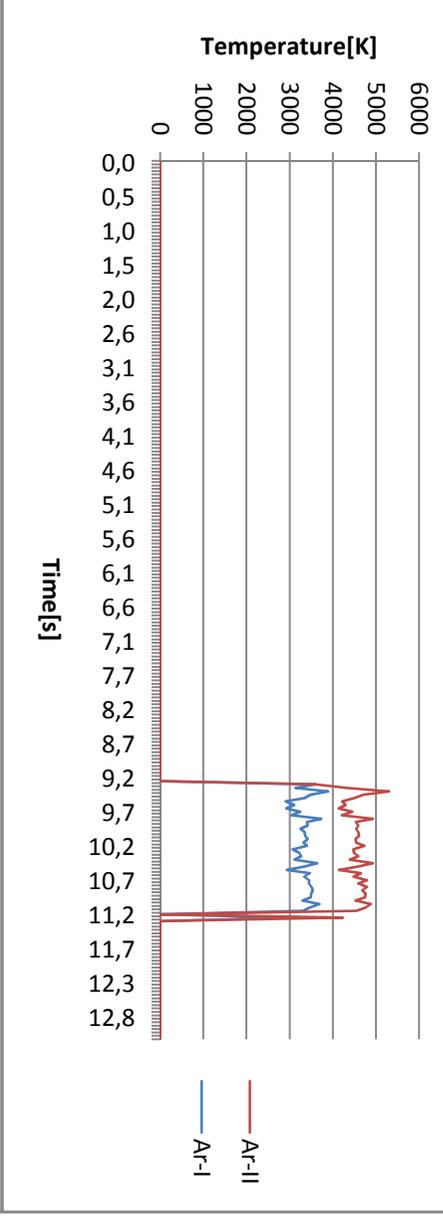
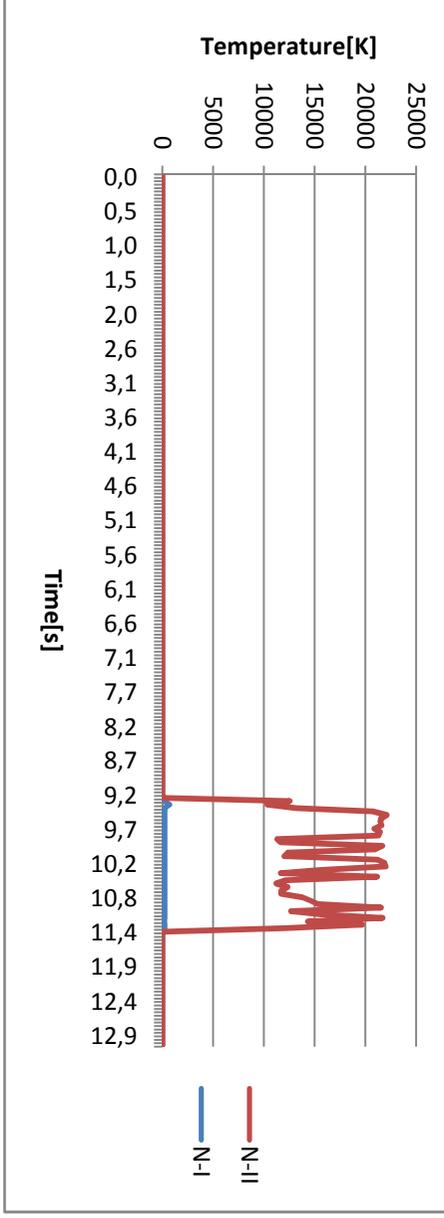
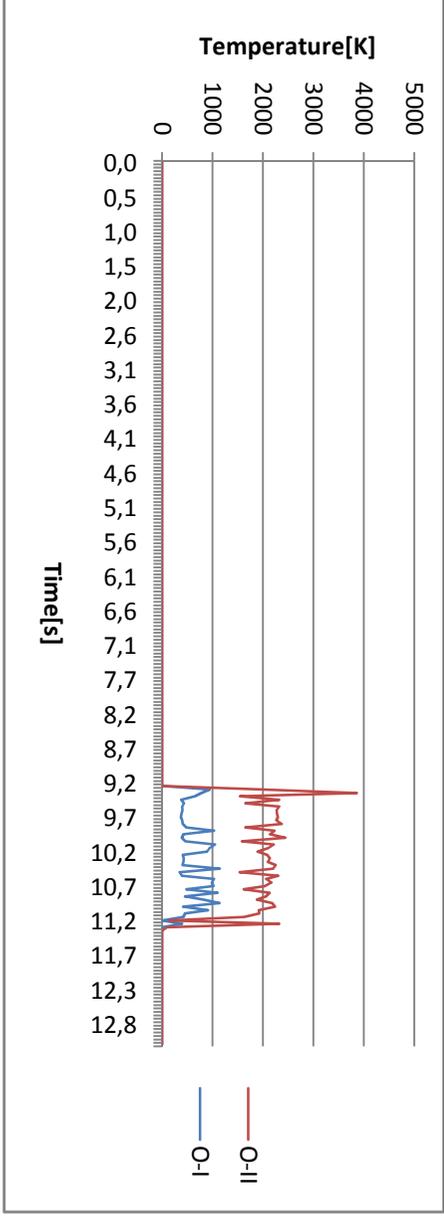


Bild 6-9: In Excel ausgewertete Elektronentemperaturen für die Elemente Ar, Al, O und N bei einem Aluminium- Schweißprozess

Diskussion der Ergebnisse der Auswertung: wie in Bild 6-9 zu sehen ist, ist die Al-I Elektronentemperatur fast überall null. Es gibt nur einen einzigen Peak am Anfang des Schweißvorganges(bis zu 2000K). Das würde bedeuten, dass alle Al- Atome, die sich im Plasma befinden, einfach ionisiert sein müssten. Dies ist aber eher unwahrscheinlich, dass bei Leistungen von 1500W, dass eine Atomspezies zu 100% ionisiert ist. Grundgebend für diesen Fehler ist höchstwahrscheinlich eine ungenaue Kalibrierungsgerade, da schon sehr kleine Änderungen dieser enorme Auswirkungen auf die Elektronentemperatur haben. Da die Kalibrierungsgerade kein Polynom, sondern eine Gerade ist(mit der Methode der kleinsten Quadrate gefittet), ist diese von Anfang an mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet.

Weiters ist zu sehen, dass bei der 11,179 Sekunde nach Beginn der Aufnahme fast alle Temperaturen(außer der des Stickstoffes) gleich null sind. Dies bedeutet ein Aussetzen des Schweißvorganges während dieses Zeitraumes. Da auch die Ar-I und Ar-II Temperatur während dieses Zeitpunktes auch null sind, bedeutet das ein Zusammenbrechen der Schutzgasatmosphäre.

Weiters ist eine sehr große Standardabweichung der Elektronentemperaturen zu bemerken(insbesondere bei Al-II). Mit ansteigender Leistung wird die Standardabweichung größer, was zu einer sehr starken Unregelmäßigkeit der Schweißnaht führt.

6.4.3 Titan

Das Spektrum, welches beim Schweißen von Titan aufgenommen wurde, wird in Bild 6-10 gezeigt:

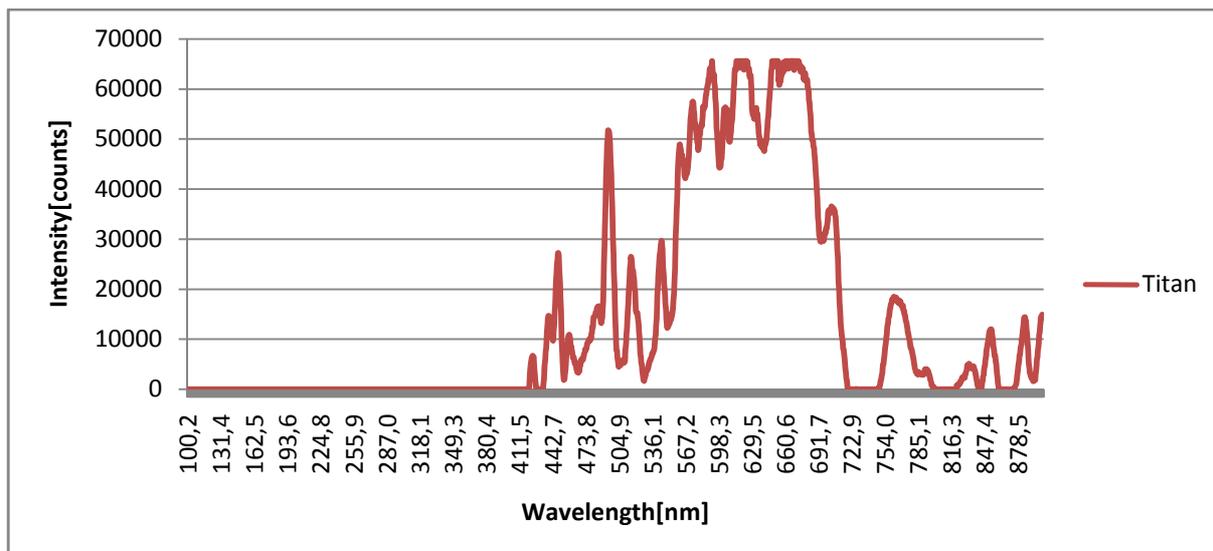
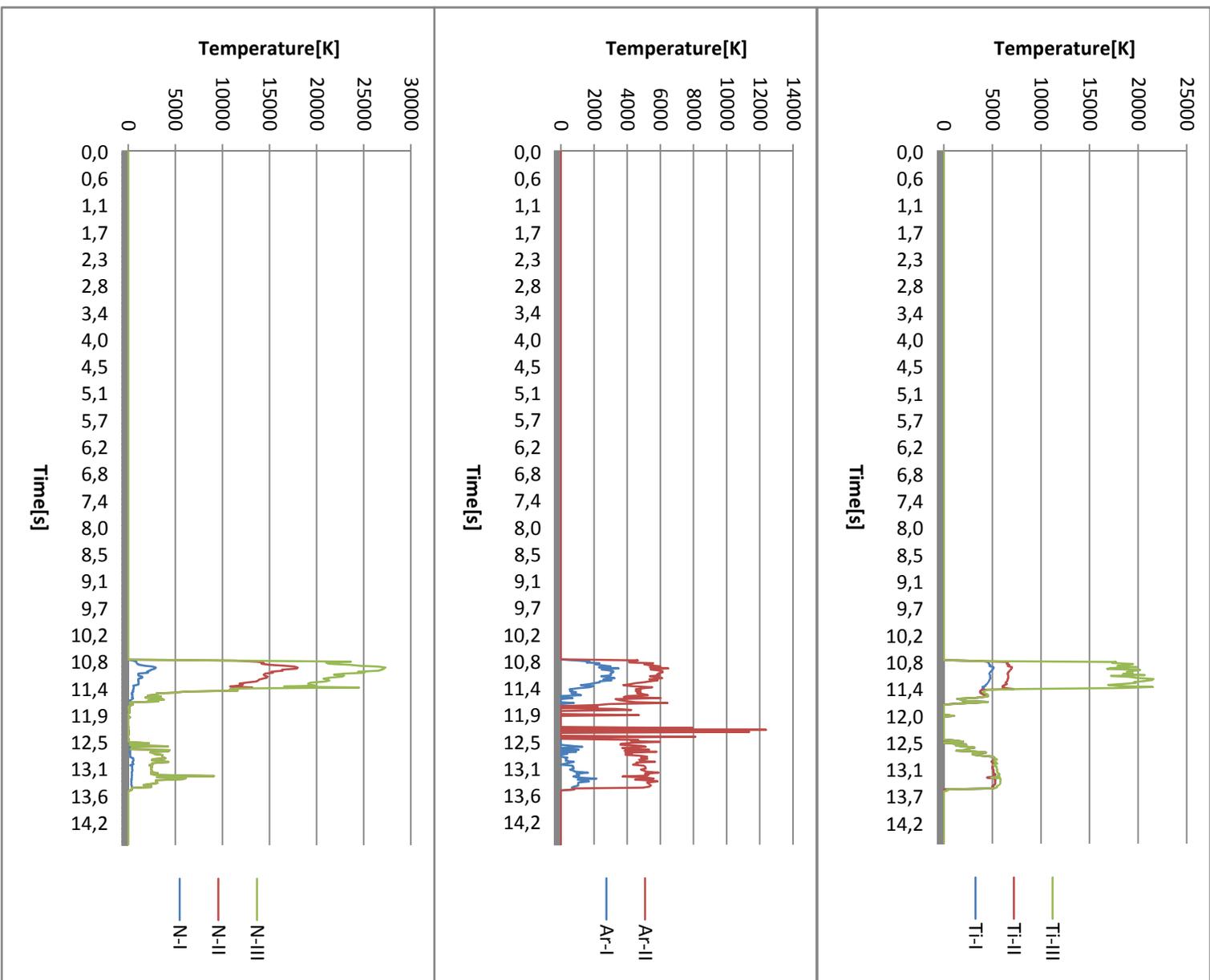


Bild 6-10: Emissionsspektrum beim Laserschweißen von Titan

Folgende Prozessparameter wurden bei der Schweißung verwendet: Laserleistung $P=1,2\text{kW}$, $v=20\text{mm/s}$, $Q=25\text{l/min}$, $z_f=1,5$

Die Elektronentemperaturen wurden für folgende Elemente ausgewertet: Sauerstoff, Stickstoff, Argon und Titan. Die Ergebnisse der Auswertung werden in Bild 6-11 gezeigt:



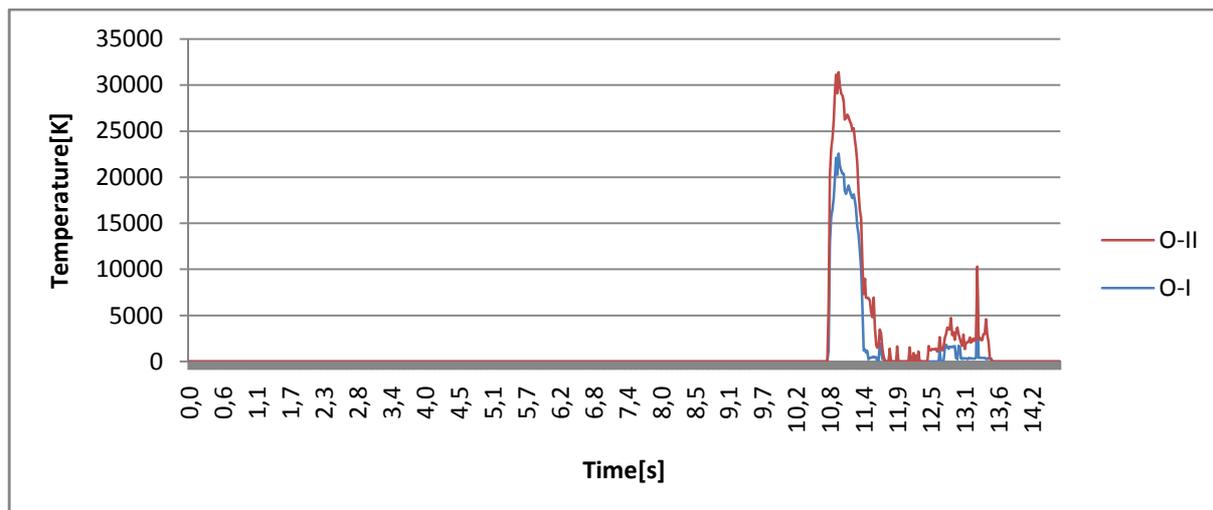


Bild 6-11: In Excel ausgewertete Elektronentemperaturen für den Laserschweißvorgang von Titan

Diskussion der Ergebnisse der Auswertung: Als erstes lässt sich leicht bemerken, dass alle Elektronentemperaturen im Bereich zwischen 11,5 und 12,5 plötzlich auf null fallen. Ich vermute, dass dieser Abfall den Grund in einer Verwackelung des Kollimators während des Schweißvorganges haben kann. Wäre ein Schweißaussetzer der Grund, dann wäre nur die Titan- Elektronentemperatur auf null abgefallen und die restlichen Elektronentemperaturen würden aufgrund der verstärkten Absorption im Laserplasma stark ansteigen.

Weiters sieht man, dass bei Stickstoff und Titan die dritte Elektronentemperatur(zweifach geladene Atome) in diesem Fall ungleich null ist. Das resultiert daraus, dass mit einer sehr kleinen Schweißgeschwindigkeit geschweißt wurde. Auf die Ionendichte im Laserplasma lässt sich in diesem Fall nicht so leicht schließen- dazu müsste man das nichtlineare Gleichungssystem der Saha-Gleichung lösen(Gleichung 2-23). Es ist aber gewiss, dass aufgrund der vorhandenen III- Elektronentemperaturen die Anzahl der Ti^{2+} , sowie der N^{2+} - Ionen im Plasma größer als null ist.

Da auch die Sauerstoff- Elektronentemperatur vorhanden ist, kann man darauf schließen, dass die Schutzgasatmosphäre das Schweißgut vom Sauerstoff nicht wirkungsvoll abgedeckt hat. Den tatsächlichen quantitativen Einfluss des Sauerstoffes kann man erst mit der Technik der Korrelationskarten(siehe Kapitel 4.2) bestimmen.

7. Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit Hilfe der spektralen Aufnahmen des laserinduzierten Plasmas gute Aussagen über die Qualität der Schweißnaht gemacht werden können. Dazu muss zuerst jedoch die Auswertung der Elektronentemperatur durchgeführt werden. Diese hat einen großen Einfluss auf den Zustand des Plasmas und somit auch auf den Zustand des Schmelzbades. Jedoch erfordert die Auswertung der Elektronentemperatur eine sehr genaue Kalibrierung des Spektrometers. Aus den im Kapitel 6 genannten Beispielen können mit Hilfe der Elektronentemperatur folgende Aussagen gemacht werden:

- Eine hohe Standardabweichung des Verlaufes der Elektronentemperatur hat unregelmäßigkeiten im Schmelzbad zur Folge → schlechtere Schweißnahtqualität
- sehr stark ionisiertes Plasma führt zu einem hohen Bremsstrahlungskoeffizient, wodurch viel Laserlicht nicht vom Werkstück, sondern vom Plasma selbst absorbiert wird → Verringerung der Streckenenergie
- Großer Anteil an Stickstoff- und/oder Sauerstoffatomen (sofern diese natürlich nicht als Schutzgas verwendet wurden) weist auf eine schlechte Schutzgasatmosphäre auf, was die Qualität der Schweißnaht ebenfalls vermindert. Das Schutzgas (oder auch Volumenstrom) bzw. die Ausrichtung der Schutzgasdüse müsste demnach besser angepasst werden.

Bei dieser Methode der Qualitätsanalyse von Schweißnähten entstehen jedoch auch sehr viele Schwierigkeiten, wie zum Beispiel die Kalibrierung des Spektrometers, oder der Aufbau und die Justierung eines Kollimators für die emittierte Strahlung aus dem Plasma. Insbesondere die Justierung muss millimetergenau gemacht werden, um möglichst kurze Integrationszeiten am Spektrometer zu ermöglichen, und somit eine möglichst gute zeitliche Auflösung des Spektrums $I(\lambda, t)$ zu erreichen, wodurch auch bessere Aussagen über die Schweißnaht gemacht werden können.

8. Literaturverzeichnis

- [1] Birnesser A. J.: „Prozessregelung beim Laserstrahlschweißen“. Forschungsberichte des IFSW, Universität Stuttgart. Herbert Utz Verlag, München. Band 68, 2011.
- [2] Григорьянц А.Г., Шиганов И.Н.: «Технологические процессы лазерной обработки». Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006.
- [2] Grigoryanz A.G., Schiganov I.N.: „Technologische Prozesse der Laserbearbeitung“. Verlag der Moskauer Staatlichen Technischen Universität Namens N.E. Baumann, 2006
- [3] Reibnegger B., Windischhofer W.: „Seminar Photometrie“, VMC Graz
- [4] Яворский Б. М., Детлаф А. А.: «Справочник по физике для инженеров и студентов ВУЗов». Издательство «Наука», 1974, Москва
- [4] Yavorskiy B. M., Detlaff A. A.: “Enzyklopädie der Physik für Ingenieure und Studenten von höheren Bildungseinrichtungen”. Verlag „Nauka“, 1974, Moskau
- [5] Dugan S.: „Untersuchung der Ultraschallabsorption in ermüdungsbeanspruchten Werkstoffen mittels Laserultraschall“. Dissertation an der Universität des Saarlandes, 2012
- [6] Leitz K-H., Reg Y., Otto A.: „Metal Ablation with Short and Ultrashort Laser Pulses“. Physics Procedia 12(2011): 230-238
- [7] Jiang L., Tsai H. L.: „Improved Two-Temperature Model and Its Application in Ultrashort Laser Heating of Metal Films“. Journal of Heat Transfer. Vol 127, Oktober 2005. S. 1167/1173
- [8] Pascale R.: „Physikalische Chemie der Laser- Material- Wechselwirkung mit Ba-Al-Borosilikatglas, AlN, SiC, SiC-TiC-TiB₂“. Dissertation an der FU Berlin, 2010
- [9] Dausinger F., Beck M., Rudlaff T.: “Einkoppelungsmechanismen in der Laserstrahlbearbeitung”. Institut für Stahlwerkzeuge, Universität Stuttgart, 1989.
- [10] Stürmer E., Allmen M.: „Influence of laser-supported detonation waves on metal drilling with pulse CO₂- lasers“. Journal Applied Physics, 49(1978)11; S. 5648/5654
- [11] Hettche L. R., Tucker T. R.: „Mechanical response and thermal coupling of metallic targets to high- intensity 10,6µm laser radiation“. Journal Applied Physics, 47(1976)4; S. 1415/1421
- [12] Dorn L., Grutzeck H., Jafari S.: „Schweißen und Löten mit Festkörperlasern“. Springer Verlag, 1992, Berlin

- [13] Matsunawa A, Katayama S.: „High speed photographic study of YAG Laser material processing“. Proceedings of the International Conference on Applications of Lasers and Electro-optics. November 1985, S. 41/48, Berlin. Springer Verlag
- [14] Peebles H. C.: “The role of metal vapour plume in pulsed Nd:YAG Laser welding on Aluminium 1100”. Laser Advanced Material Processing, International Conference of High Temperature Society of Japan, Osaka, S. 19/24, 1987
- [15] Dohlus R.: “Photonik. Physikalisch- technische Grundlagen der Lichtquellen, der Optik und des Lasers”. Oldenbourg Verlag München, 2010
- [15a] Webseite Link: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.
Abgerufen am: 1.11.2016
- [16] Demtröder W.: „Laser Spectroscopy“, Second Enlarged Edition. Springer Verlag 1973
- [17] Down A.: “Debye Length”, 22.1.2007
- [18] Sibillano T., Ancona A.: “Optical detection of conduction/keyhole mode transition in laser welding”. Journal of Materials Processing Technology, 191(2007), S. 364/367
- [19] Lüscher P.: “Die Ursachen der Porenbildung beim Schweißen”. Schweizerische Bauzeitung, 87(1969), Heft 34, S.640/641
- [20] Killing R.: „Angewandte Schweißmetallurgie. Anleitung für die Praxis“. Fachbuchreihe Schweißtechnik, Band 113. Verlag DVS. Solingen, 1996
- [21] Otto J.: „Porenbildungsarten und ihre Erkennung“. Der Praktiker, Heft 6/1977, S. 142/143
- [22] Otto J., Potthof F.: „Porenbildung im Stahl- und Aluminiumschweißgut“. Schweißtechnik, Heft 1, 1977. Wien, S. 7/11
- [23] Dorn L., Anik S., Faninger G.: „Metallphysikalische Betrachtungen der Werkstoffe beim Metallschweißen- Reaktionen der Metallschmelze“. Schweißen und Schneiden, Heft 4, 1980, S. 357/363
- [24] Killing R., Thier H.: „Beitrag zur Frage der Stickstoffaufnahme beim Unterpulverschweißen von nichtrostenden Stählen“. DVS- Verlag, Band 75. Düsseldorf, 1982, S. 10/16
- [25] Ouden G.: „The role of nitrogen in electrical arc welding“. Philips Welding Reporter 1, 1977. S.1/6
- [26] Ouden G.: “Die Bedeutung des Stickstoffes beim Lichtbogenhandschweißen”. Heft Schweißen und Schneiden, Nr. 5, 1978. S. 179/180

- [27] Boldt R.: „Beitrag zur Porenentstehung im Schweißgut niedrig- und hochlegierter Stahldrahtelektroden beim Schweißen unter stickstoffhaltiger Schutzgasatmosphäre“. RWTH Aachen, 1973
- [28] Thier H., Killinger R.: „Metallurgie für den Praktiker- Sauerstoff im Schweißgut“. Magazin Der Praktiker, Nr. 8, S. 208/209, 1982
- [29] Janke D., Fischer W. A.: „Metallurgische Elektrochemie“. Verlag Stahleisen, Düsseldorf, 1975
- [30] Thier H., Killing R.: „Metallurgie für den Praktiker- Wasserstoff im Schweißgut“. Magazin Der Praktiker, Nr.3, S. 25/28, 1984
- [31] Sieverts A.: „Die Absorption von Stickstoff durch Eisen“. Zeitschrift für physikalische Chemie, Heft 3, S.299/313, 1931
- [32] Fast J. D.: „Einfluss der Gase beim Lichtbogenschweißen von Stahl“. Magazin Schweißen und Schneiden, Nr. 12, S. 512/517, 1957
- [33] Schenck H., Wünsch H.: „Über die Gleichgewichtslöslichkeit vom Wasserstoff im flüssigen reinen Nickel und Eisen, und die Beseitigung im Eisen durch Sauerstoff“. Archiv Eisenhüttenwesen, S.1/12, 1962
- [34] Herrmann J.: „Prozessgase lösen Probleme bei Laserschweißprozessen“. White Paper, The Linde Group, Januar 2011
- [35] DVS Verlag: „Lasertechnik- neue Entwicklungen und Anwendungen“. 2006, ISBN-13: 9783871557972
- [36] Kalla G. U.: „Einflussgrößen auf die Nahteigenschaften CO₂ laserstrahlgeschweißter Stahlbleche in Dicken von 10mm bis 20mm“. DVS Berichte Band 167, Dissertation RWTH Aachen, 1994
- [37] Otto J., Böhme D.: „Bildung und Einfluss von Poren auf die Zugfestigkeit querbeanspruchter Kehlnähte“. Maschinenmarkt Band 41, S.787/789, 1979
- [38] Lauterburg B.: „Der Einfluss von Poren in geschweißten Stoßnähten“. Mitteilungen der TKVSB, Heft 11, Zürich 1955
- [39] Gurney T. R.: „Fatigue of welded structures“. Cambridge University Press, 1968

- [40] Masi O., Erra A.: „The radiographic examination of welds- a complete evaluation of the defects in terms of static strength and fatigue strength“. La. Met. Ital., Band 45 Nr. 8, S.273/283, 1953
- [41] Sabbaghzadeh J., Dadras S.: „Comparison of pulsed Nd:YAG laser welding qualitative features with plasma plume thermal characteristics“. Journal of Applied Physics 40, S. 1047/1051, 2007
- [42] Link Wikipedia: <https://de.wikipedia.org/wiki/Elektronentemperatur> (abgerufen: 17. April 2016)
- [43] Griem H.: „Plasma Spectroscopy“. McGraw- Hill, New York, 1964
- [44] Mayer- Kuckuk T.: „Atomphysik- Eine Einführung“. Vieweg+Teubner Verlag, 1997, Ausgabe 5, ISBN: 3519430428
- [45] Duley W. W.: „Laser Welding“. University of Waterloo, Verlag John Wiley & Sons Inc., 1999
- [46] Gao M., Chen C., Hu M.: „Characteristics of plasma plume in fiber laser welding of aluminium alloy“. Huazhong University of Science and Technology, Applied Surface Science 326(2015), S. 181/186
- [47] Hao X., Song G.: „Spectral Analysis of the Plasma in Low- Power Laser/Arc Hybride Welding of Magnesium Alloy“. IEEE Transactions on Plasma Science, 2008
- [48] Link Wikipedia: <https://en.wikipedia.org/wiki/%C3%85ngstr%C3%B6m> (abgerufen: 19. April 2016)
- [49] Stancik A. L., Brauns E. B.: „A simple asymmetric lineshape for fitting infrared absorption spectra“. Elsevier, Vibrational Spectroscopy 47(2008), S. 67/69
- [50] Konjevic N.: „Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms“. J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 31, No. 3, 2002
- [51] Ashraf M., Abdel-Nasser A.: „Spectroscopic measurement of Stark broadening parameter of the 636.2 nm Zn I-line“. Natural Science Vol. 5, Nr. 4(2013)
- [52] Matsuna A., Ohnawa T.: Trans. JWRI 20(1991) S. 9/15

- [53] Kawahito Y., Mizutani M., Katayama S.: Sci. Technol. Weld. Join. 13(2008), S. 744/748
- [54] Hamadou M., Fabbro R., Caillibotte G.: "Effect of gas shielding delivery mode on high power CO₂ laser welding". Proceedings of ICALEO, USA, 2004. S. 171/180
- [55] Szymanski Z., Kurzyna J.: J. Appl. Physics 76(1994): 7750
- [56] Tix C., Simon G.: J. Phys. D.: Appl. Phys. 26(1993): 2066
- [57] Link: <https://farside.ph.utexas.edu/teaching/plasma/lectures1/node6.html>
(abgerufen am: 3.5.2016)
- [58] Motschmann U.: „Plasmaphysik- Skriptum zur Vorlesung“. Institut für Theoretische Physik an der TU Braunschweig, 2015
- [59] Ribic B., Burgardt P.: „Optical emission spectroscopy of metal vapour dominated laser-arc hybrid welding plasma“. Journal of Applied Physics 109, 083301 (2011)
- [60] Lindenau D.: „Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen“. Forschungsberichte des IFSW, 2006
- [61] Jiang L., Tsai H. L.: „Improved two temperature model and its application in ultrashort laser heating of metal films“. Journal of Heat Transfer, 127(2005) S.1167/1173
- [62] Sibillano T., Ancona A.: „Correlation Analysis in laser welding plasma“. Elsevier, Optics Communications 251(2005), S. 139/148
- [63] Sibillano T., Ancona A.: „Optical detection of conduction/keyhole mode transition in laser welding“. Journal of Materials Processing Technology 191(2007), S. 364/367
- [64] Sibillano T., Ancona A.: „Real- time monitoring of laser welding by correlation analysis: The case of AA5803“. Elsevier, Optics and Lasers in Engineering 45(2007), S. 1005/1009
- [65] Sibillano T., Ancona A.: „Correlation spectroscopy as a tool for detecting losses of ligand elements in laser welding of aluminium alloys“. Elsevier, Optics and Lasers in Engineering 44(2006), S. 1324/1335

[66] Sibillano T., Ancona A.: „Spectroscopic, energetic and metallographic investigations of the laser lap welding of AISI 304 using the response surface methodology“. Elsevier, Optics and Lasers in Engineering 49(2011), S. 892/898

[67] Montgomery D. C., Runger G. C.: „Applied Statistics and Probability for Engineers“. 3rd Edition, New York: John Wiles and Sons Inc., 2003

[68] Website Link:
http://www.mesosworld.ch/lerninhalte/Biv_Regression/de/html/index.html (aufgerufen am: 12.5.2016)

[69] Honping G.: “Real- time monitoring and adaptive control of CO₂ laser beam welding”. University of Waterloo, 1998, Waterloo

[70] Webseite: https://www.google.at/?gws_rd=ssl#q=dft+algorithm+pdf (aufgerufen am: 12.12.2016)

[71] Ancona A., Spagnolo V.: „Optical sensor for real-time monitoring of CO₂ laser welding process“. Journal of Applied Optics, 2001, Vol. 40, Nr. 33

[72] Rizzi D., Sibillano T.: „Spectroscopic monitoring of penetration depth in CO₂, Nd:YAG and fiber laser welding processes“. Journal of Materials Processing Technology 212(2012) S. 910/916

[73] Konuk A., Aarts R.: „Process Control of Stainless Steel Laser Welding using an Optical Spectroscopic Sensor“. Physics Procedia 12(2011), S. 744/751

[74] Savitzky A., Golay M. J. E.: Analytical Chemistry Band 36, S. 1627/1639, 1964

[75] Internet Webseite des Optikherstellers THORLABS: <https://www.thorlabs.com/>

[76] Sastry K. L. A.: “Iterative Constrained Deconvolution Methods”, Plexar Associates Inc., April 2002

A. Anhang

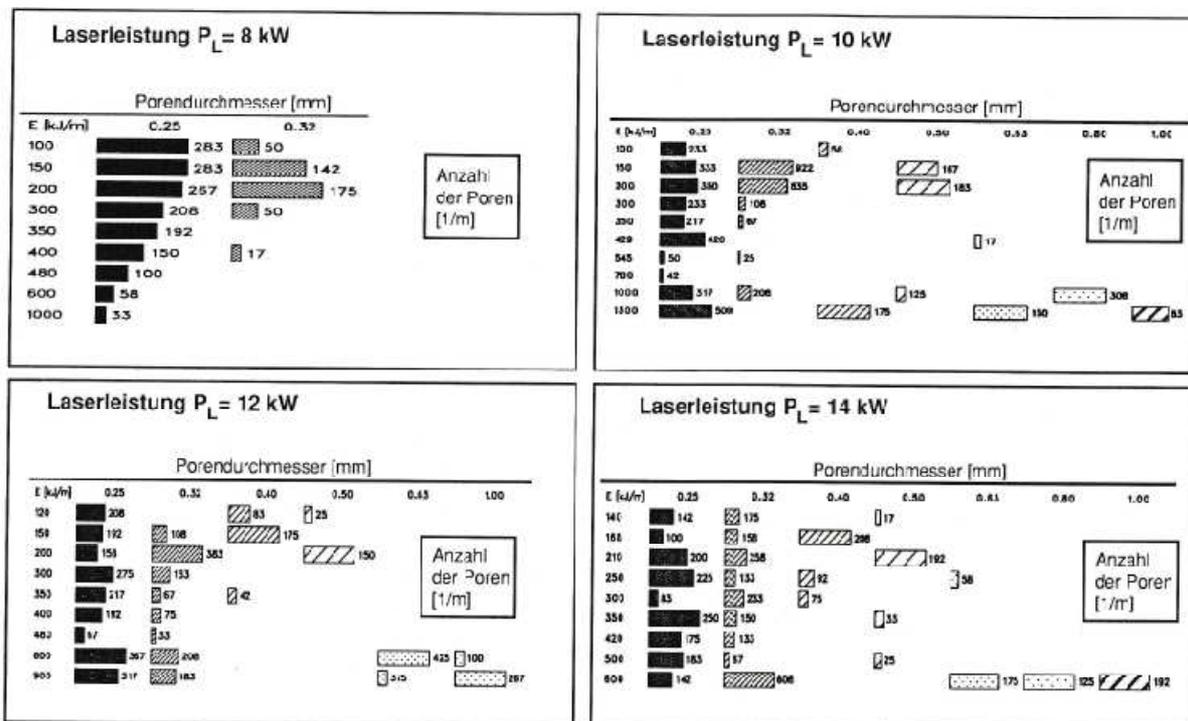


Bild A-1: Porenverteilung in Laserstrahlnähten ohne Zusatzdraht. Werkstoff: St 52-3, Blechdicke 10mm[36]

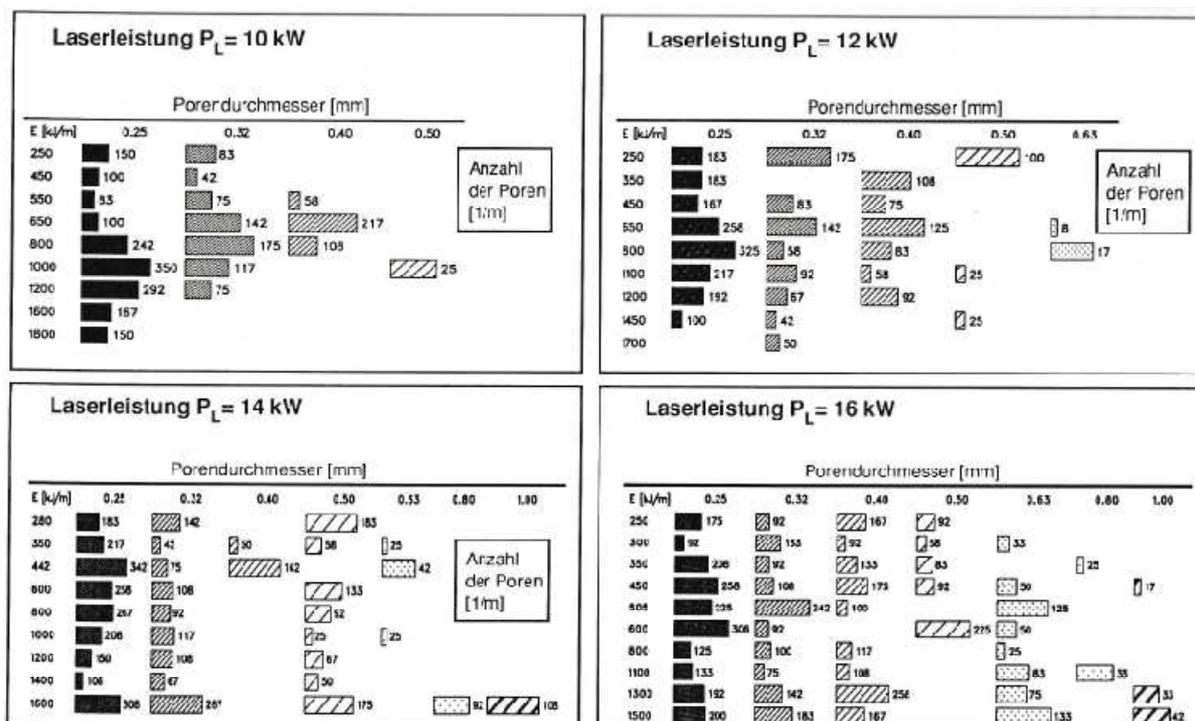


Bild A-2: Porenverteilung in Laserstrahlnähten ohne Zusatzdraht. Werkstoff: St 52-3, Blechdicke 15mm[36]

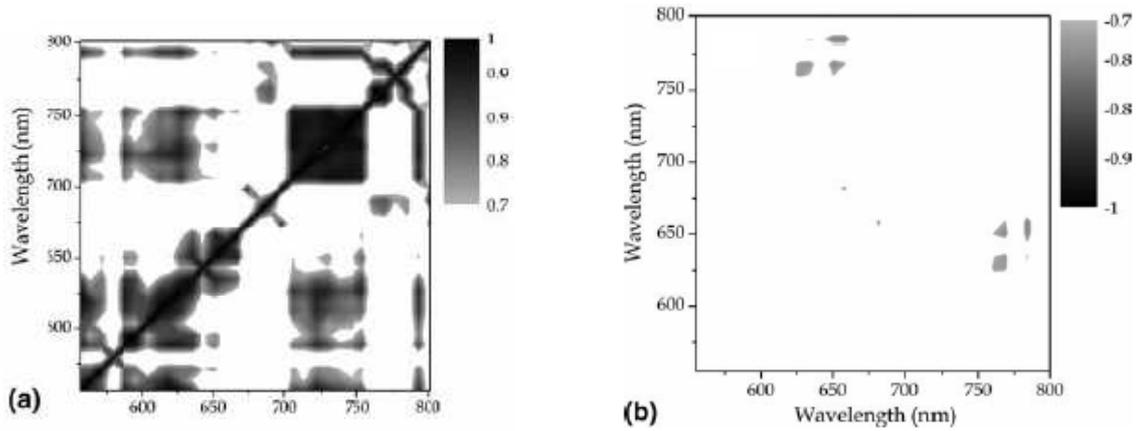


Bild A-3: Korrelationskarte(links) und Antikorrelationskarte(rechts) beim Schweißen eines AA6082-Blechtes. Prozessparameter: $P_L=2,5\text{kW}$, $v=30\text{mm/s}$, $Q=60\text{ l/min}$, Schutzgas: N_2 , Laser: CO_2

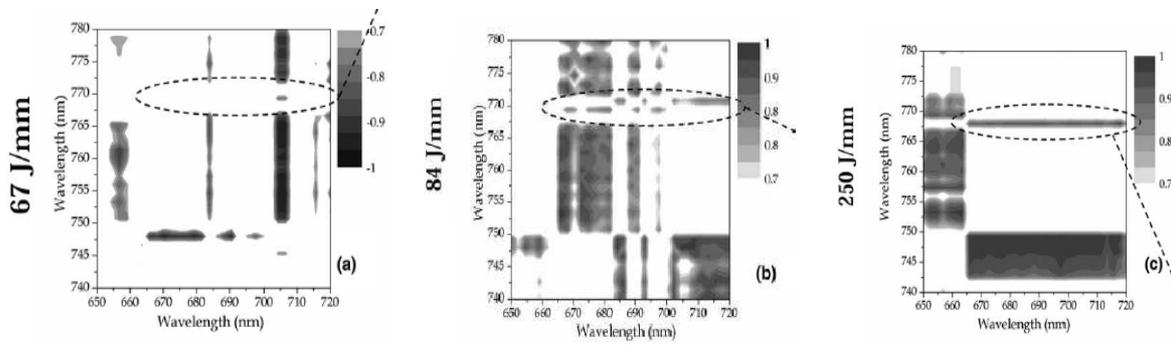


Bild A-4: (a): Antikorrelationskarte für Al-Mg bei 67J/mm , (b): Korrelationskarte für Al-Mg bei 84J/mm , (c): Korrelationskarte für Al-Mg bei 250J/mm [62]

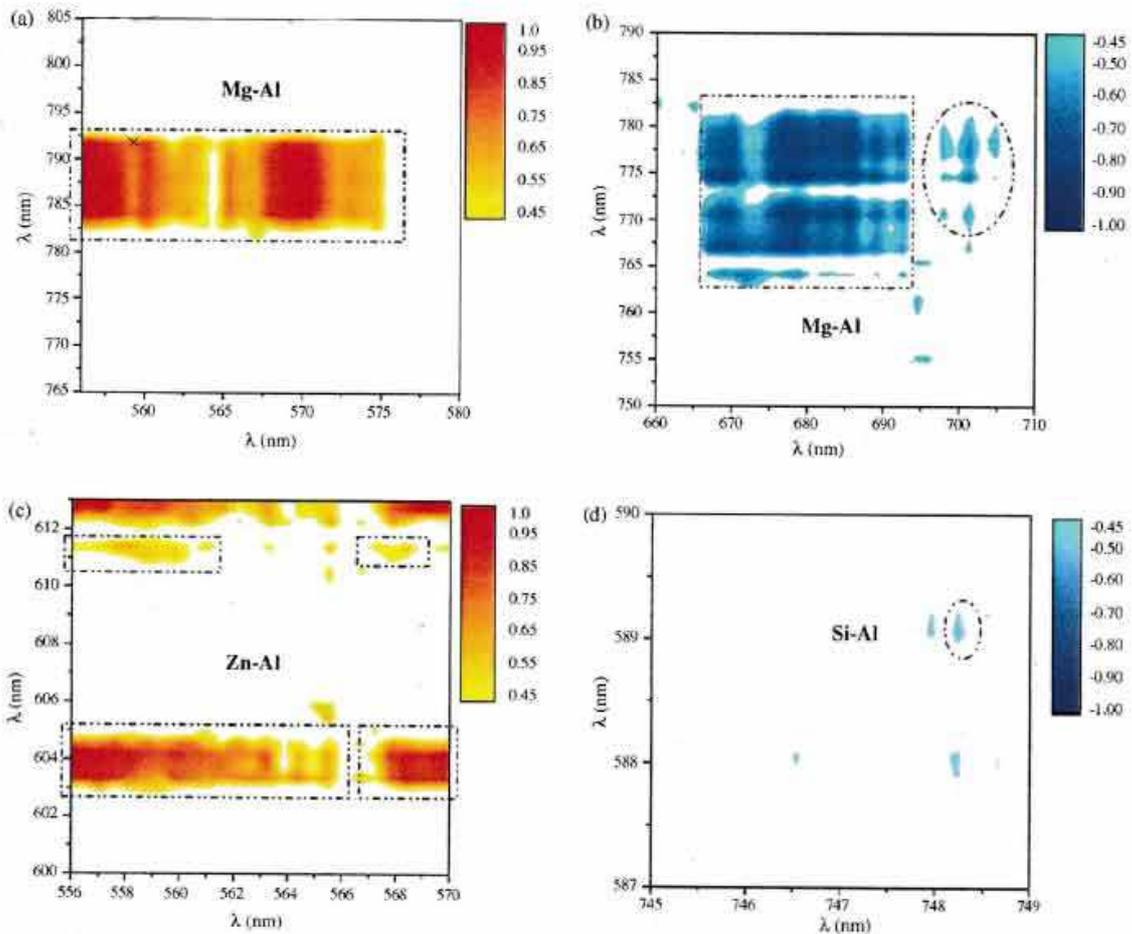


Bild A-5: Korrelationskarten für Mg-Al(a) und Zn-Al(c) bei Prozessparametern: $P=2,5\text{kW}$, $v=120\text{mm/s}$, $z_f=+2\text{mm}$, $Q=40\text{ l/min}$. Antikorrelationskarten für Mg-Al(b) und Si-Al(d) bei Prozessparametern: $P=2,5\text{kW}$, $v=120\text{mm/s}$, $z_f=+2\text{mm}$, $Q=100\text{l/min}$ [63]

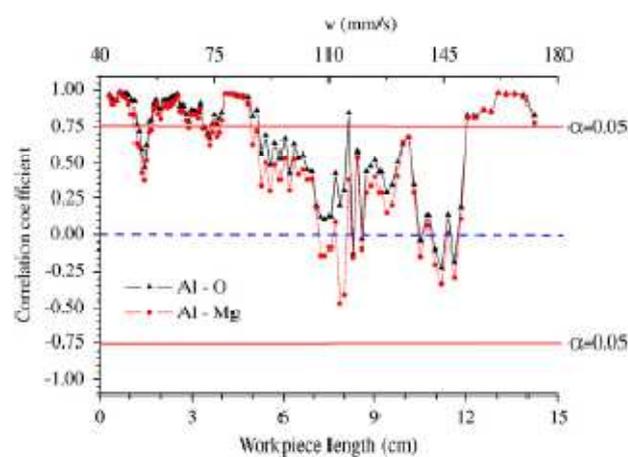


Bild A-6: Korrelationskoeffizient für Al-O und Al-Mg als Funktion von der Zeit bei variabler Vorschubgeschwindigkeit. $P=2,5\text{kW}$, $Q=60\text{l/min}$ [64]

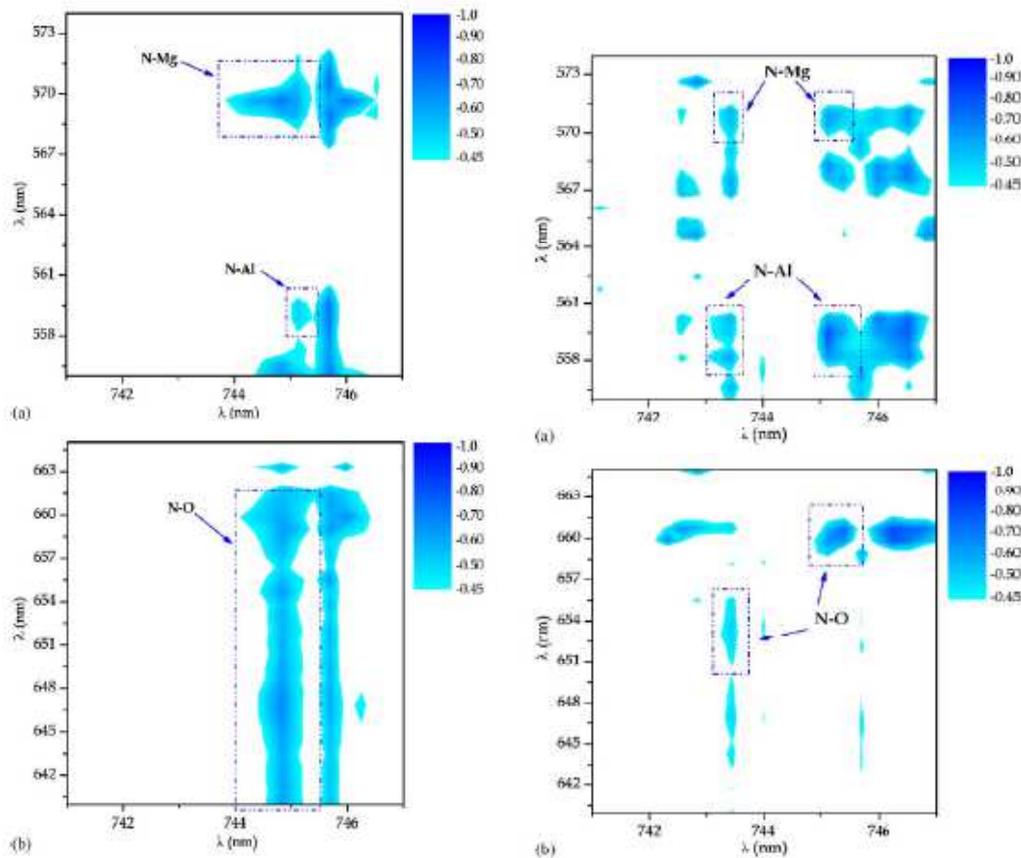


Bild A-7: Antikorrelationskarten. Prozessparameter links: P=2,5kW, v=80mm/s, Q=60l/min. Prozessparameter rechts: P=2,5kW, v=120mm/s, Q=60l/min[65].

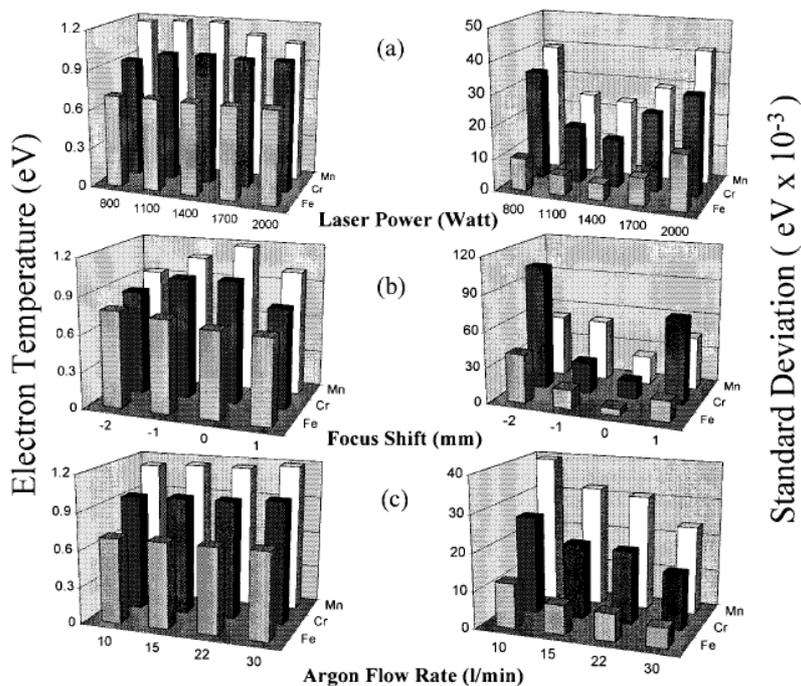


Bild A-8: Mittelwert und Standardverteilung der Elektronentemperatur für Fe(I), Cr(I) und Mn(I) bei verschiedenen Laserparametern.

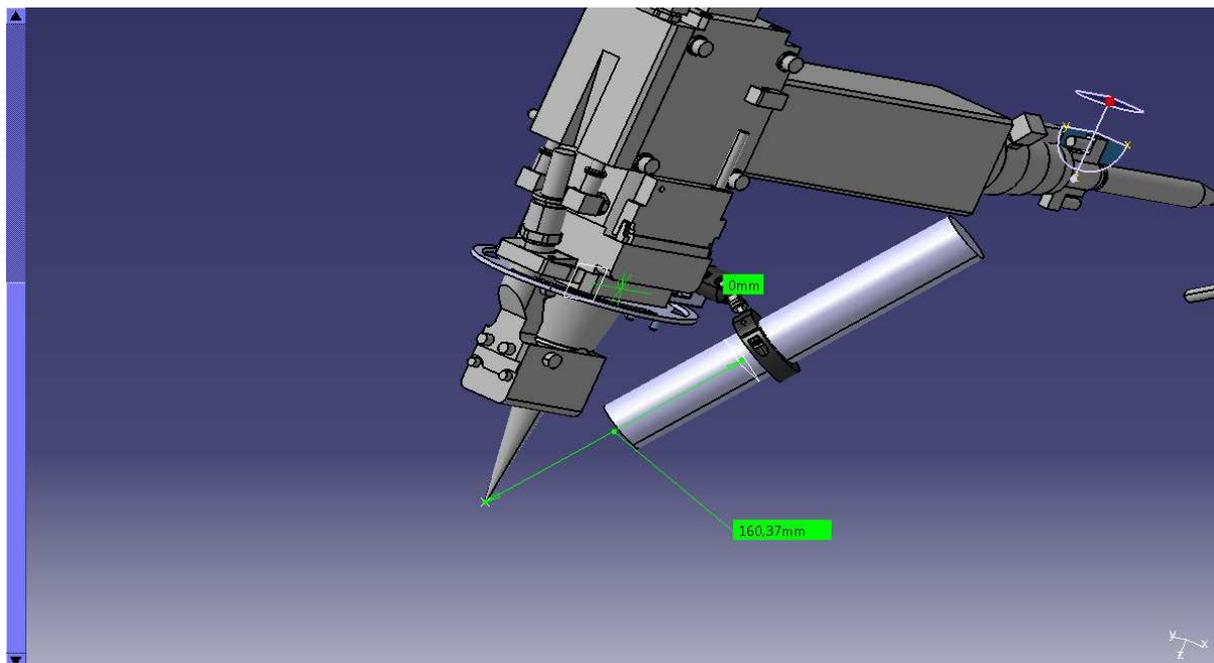


Bild A-9: CAD- Modell des Nd:YAG- Laserkopfes mit dem aufgebauten Kollimator zur exakten Bestimmung der Gegenstandsweite g (im Bild dargestellt: 160,37mm)

Wellenlänge[nm]	Spezies	Ü/W[1/s]	unt. Energ. Niv [eV]	ob. Energ. Niv [eV]	g_i	g_k
550,3723	Ti I	2607	2,5783261	4,8303632	11	9
550,793	Fe I	50104	0,9901111	3,2409691	5	7
552,4758	Fe I	60006	4,2305396	6,4737537	1	3
552,8965	Fe II	20107	10,5226518	12,7644422	6	6
553,3172	N II	60407	25,506625	27,745867	7	9
553,7379	N II	60407	25,506625	27,745867	7	9
554,5793	Fe II	24907	10,5217183	12,7571588	12	12
555	Fe I	3304	3,6945972	5,9279471	9	9
555,8414	Al I	22905	3,1427212	5,3728582	2	2
557,1035	Fe I	22807	3,3965088	5,6206841	7	5
557,5242	O I	12600	1,9673641	4,1897463	5	1
557,9449	O I	12600	1,9673641	4,1897463	5	1
558,3656	O II	21706	28,591928	30,81197	2	4
558,7863	Fe I	21907	3,3682564	5,5868927	9	7
559,207	O III	32707	33,85777	36,074225	3	3
559,6277	Al II	92607	13,25646	15,4725	3	5
560,4691	Fe I	10007	3,43019	5,6424157	3	3
560,8898	O II	21406	28,591928	30,800949	2	2
561,3105	Al II	34306	15,4725	17,680649	5	7
561,7312	Fe I	26407	3,3320195	5,5392427	11	9
562,1519	Fe I	74106	3,4169528	5,6206841	5	5
562,9933	Fe II	3406	10,5615657	12,763213	10	8
563,414	Fe I	7706	4,9912708	7,1913237	11	13

563,8347	Fe I	4406	4,2203621	6,418731	9	7
565,0968	Ti I	1307	2,4953136	4,6896723	7	9
565,5175	Fe I	4706	5,0637817	7,2555754	7	9
565,9382	Ti I	19407	2,3179012	4,5069948	9	11
566,3589	N II	34507	18,466227	20,653591	3	5
566,7796	N II	34507	18,466227	20,653591	3	5
567,2003	Ti I	15607	2,3053556	4,489335	7	9
567,621	N II	28007	18,462312	20,646058	1	3
568,0417	N II	49607	18,483133	20,665517	5	7
568,4624	N II	17807	18,466227	20,646058	3	3
568,8831	N II	17807	18,466227	20,646058	3	3
569,3038	Ti I	12807	2,2968146	4,4754008	5	7
569,7245	Al III	87707	15,642348	17,818203	2	4
570,1452	Fe I	17805	2,5591715	4,7331407	9	7
570,5659	Ti I	10407	2,2915719	4,4651169	3	5
570,9866	N II	11707	18,483133	20,653591	5	5
571,4073	N II	11707	18,483133	20,653591	5	5
572,2487	Al III	86507	15,642348	17,808269	2	2
572,6694	Fe II	18707	10,7142643	12,8787395	8	10
573,0901	Fe II	904	7,970492	10,1338153	8	8
573,9315	Ti I	4606	2,2492302	4,4088344	11	11
574,3522	N II	32706	18,49693	20,653591	3	5
574,7729	N II	32706	18,49693	20,653591	3	5
575,1936	N I	10606	11,8444769	13,9991895	6	8
575,6143	N I	10606	11,8444769	13,9991895	6	8
576,035	O II	63905	26,358274	28,509803	4	6
577,2971	Ti I	5507	3,3050983	5,45177693	9	11
577,7178	Ti I	5507	3,3050983	5,45177693	9	11
578,5592	Ti I	6107	3,3194249	5,46166943	11	13
579,4006	Fe I	6105	4,2203621	6,3596727	9	7
579,8213	Fe I	5705	3,9286068	6,0663469	5	5
580,242	Ti I	6807	3,3365027	5,4720001	13	15
580,6627	O II	52405	26,379157	28,512452	2	4
581,0834	O II	52405	26,379157	28,512452	2	4
586,1318	Al II	11407	15,062086	17,17663	5	7
586,5525	Ti I	40006	1,06655473	3,1794137	5	7
586,9732	Ti I	40006	1,06655473	3,1794137	5	7
588,2353	Ti I	34805	1,0529261	3,16082	3	5
589,9181	Ti I	26906	1,0529261	3,1540226	3	5
590,3388	Ti I	45705	1,06655473	3,1662199	5	3
590,7595	Fe II	1605	7,8063197	9,9045425	4	6
591,1802	Ar I	10506	12,90701519	15,00356575	3	3
591,6009	Ti I	1306	1,06655473	3,16082	5	5
592,0216	Ti I	1306	1,06655473	3,16082	5	5
592,4423	N II	31907	21,148308	23,239295	1	3
592,863	N II	31907	21,148308	23,239295	1	3

593,2837	N II	42307	21,152682	23,242271	3	5
593,7044	N II	22207	21,152682	23,239295	3	3
594,1251	N II	54707	21,159916	23,246033	5	7
594,5458	N II	54707	21,159916	23,246033	5	7
594,9665	N II	12407	21,159916	23,242271	5	5
595,3872	N II	12407	21,159916	23,242271	5	5
596,2286	Ti I	66406	1,8792039	3,9568678	9	11
596,6493	Ti I	66406	1,8792039	3,9568678	9	11
597,07	Al II	58106	15,6057688	17,681296	3	5
597,4907	Ti I	66206	1,873167	3,9464132	7	9
597,9114	Ti I	66206	1,873167	3,9464132	7	9
600,0149	N I	36406	11,6026334	13,6686605	2	2

Tabelle A-1: Tabelle der Wellenlängen und deren zugehöriger Spezies für den Bereich 550-600nm.

Hinweis: Es werden nur diejenigen Spezies angezeigt, die für die Elektronentemperatur relevant sein können(z.B. Übergangswahrscheinlichkeit bekannt)