

**Starkeffekt der Wasserstofflinie H_{α} in
einem laserinduzierten Plasma
hoher Dichte**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Christian-Albrechts-Universität

zu Kiel

vorgelegt

von

Frank Bock

Kiel 1999

Referent
Korreferent
TagdermündlichenPrüfung
ZumDruckgenehmigt

Prof.Dr.V.Helbig
Prof.Dr.D.Schlüter
03.02.2000

INHALTSVERZEICHNIS

1 EINLEITUNG	3
2 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN	5
2.1 LASERINDUZIERTES PLASMA.....	5
2.1.1 Plasmaentstehung	5
2.1.2 Weitere Plasmaentwicklung	8
2.1.3 Laserinduziertes Plasma auf einem festen Target	10
2.2 DOPPLER-LINIENPROFIL.....	15
2.2.1 Allgemeine Verbreiterungsmechanismen	15
2.2.2 Druckverbreiterung	16
2.3 AUFWÄRTS INVERSION.....	21
2.3.1 Inversionsverfahren	24
2.3.2 Vergleich der Inversionsverfahren	32
2.4 OPTISCHE TIEFE.....	37
2.4.1 Die allgemeine Lösung der Strahlungstransportgleichung	37
2.4.2 Bestimmung des Emissionsprofils mit Modellfunktionen	41
2.4.3 Abhängigkeit des Profils von den atomaren Parametern	43
2.5 INVERSIONSVERFAHREN FÜR OPTISCHE DICKE PLASMEN.....	46
2.5.1 Bestimmung der radialen Absorptionskoeffizienten	46
2.5.2 Bestimmung der radialen Verteilung der Emissionskoeffizienten	51
3 DAS EXPERIMENT	55
3.1 AUFBAU.....	55
3.2 GERÄTE.....	56
3.2.1 Die Laser	56
3.2.2 Das OMA-System	62
3.2.3 Das Target	66
3.2.4 Die Druckzelle	67
3.2.5 Die Gasversorgung	68
3.2.6 Die optischen Komponenten	69
3.2.7 Triggereinheit	70
3.3 VERSUCHSDURCHFÜHRUNG.....	72
4 AUSWERTUNG	75
4.1 KORREKTUR DER SPEKTREN.....	75
4.1.1 Dunkelstrom	75
4.1.2 Systemempfindlichkeit	77
4.1.3 Apparateprofil	78
4.1.4 Inversion	79

4.2B ESTIMMUNG DER PLASMAPARAMETER	83
4.2.1 Elektronendichte	83
4.2.2 Temperatur	85
4.2.3 Anpassung an theoretische Linienprofile	94
4.2.4 Asymmetrie und Verschiebung	94
4.3 SOFTWARE	98
5 ERGEBNISSE	101
5.1 CHARAKTERISIERUNG DES PLASMAS	101
5.1.1 Die Intensität	101
5.1.2 Die optische Tiefe	104
5.1.3 Die Halbwertsbreite	107
5.1.4 Die Linienposition	109
5.1.5 Die Elektronendichte	113
5.1.6 Die Temperatur	115
5.2 DIE PROFILFORM VON H-ALPHA	117
5.3 DIE STARKEFFEKTVERSCHIEBUNG VON H-ALPHA	121
6 ZUSAMMENFASSUNG	127
7 ANHANG	129
7.1 INVERSIONSVERFAHREN FÜR OPTISCH DICKE PLASMEN	129
7.2 DIE DRUCKZELLE	134
7.3 MATRIZEN FÜR DIE ABELINVERSION	141
8 LITERATURVERZEICHNIS	142
9 ABBILDUNGSVERZEICHNIS	148
10 TABELLENVERZEICHNIS	153
11 VARIABLEN UND KONSTANTEN	154
12 DANKSAGUNG	156
13 LEBENS LAUF	157
14 EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG	159

1 Einleitung

Schon die griechischen Philosophen teilten die Materie in vier Elemente ein. Und obwohl die mit Erde, Wasser und Luft verbundenen Materiezustände noch heute als die klassischen Aggregatzustände bekannt sind, kann man die formale Entsprechung von Plasma (*gr.*: das Formbare) und Feuer wohl nur als Zufall bezeichnen. Denn gerade das Plasma repräsentiert nicht eine besondere Bindungsform von Molekülen oder Atomen, sondern neben die Teilung des einzelnen Atoms in Ion und Elektron; eine Form von Materie, die uns in Blitzen, Nordlichtern und der Sonne seit jeher umgibt, deren Erforschung jedoch erst in der Neuzeit begann.

1860 entdeckten G. R. Kirchhoff und R. W. Bunsen, daß die von Plasmen emittierten Spektrallinien charakteristisch für deren chemische Zusammensetzung sind. Auf dieser Grundlage konnten einige Jahre später von den Astronomen P. Janssen und J. N. Lockyer das auf der Erde bis dahin unbekannt Element Helium in der Sonne spektroskopisch nachgewiesen werden. Daß die Spektrallinien eines Plasmas noch wesentlich mehr Informationen beinhalten als lediglich die Zusammensetzung, ist spätestens seit Michelsons Arbeiten [Mic95] über die Verbreiterung von Spektrallinien bekannt. Auf dieser Basis wurde 1906 die erste Theorie über die Zusammenhänge zwischen der Profilform und der Elektronendichte von H. A. Lorentz entwickelt.

Heute ist die Verbreiterung von Spektrallinien bei Kenntnis der jeweiligen relevanten Verbreiterungsparameter die Grundlage für eine einfache und zuverlässige Bestimmung der Teilchendichten in stellaren und terrestrischen Plasmen. Sieht man von Plasmen geringer Dichte ab, so werden die Breite und die Verschiebung des Linienprofils im Wesentlichen durch die Wechselwirkung des Leuchtteilchens mit den geladenen und den ungeladenen Störteilchen bestimmt. Vor diesem Hintergrund hat es eine Vielzahl spektroskopischer Untersuchungen an verschiedenen Plasmen gegeben. Hierbei steht in Parameterbereichen, bei denen der Starkeffekt die optischen Eigenschaften des Plasmas dominiert, die Spektroskopie von Wasserstofflinien im Vordergrund, da deren Verbreiterung im Vergleich zu anderen Spektrallinien besonders groß ist. Gerade für die ersten Linien der unteren Wasserstoffserien liegt eine Vielzahl experimenteller und theoretischer Arbeiten zur Verbreiterung und Verschiebung vor [Vid73, Gri74, Döh95]. Die Zahl der Veröffentlichungen bei hohen Elektronendichten von einigen 10^{18} Elektronen pro Kubikzentimeter ist wesentlich geringer [Gün90], da in diesen Parameterbereichen nicht mehr auf klassische Plasmaquellen wie Lichtbögen und

Gasentladungen zurückgegriffen werden kann. Bis heute liegt für solche Elektronendichten eine experimentelle Arbeit vor, in der die Verschiebung durch den Starkeffekt von H_{α} untersucht wird [Böd93]. Es zeigt sich hier bei starke Differenzen zwischen Theorie und Experiment, die bei Dichten über $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bis zu 50% betragen.

Parallel zu den Theorien von Atommodell und Linienstrahlung wurden die verschiedensten Formen von Laborplasmen entwickelt. Dieser Prozeß begann 1705 mit F. Hauksbees Experimenten an elektrischen Leuchterscheinungen über die Entdeckung der Kathodenstrahlung durch J. W. Hittorf bis hin zu Gasentladungen und stabilisierten Kaskadenbögen [Mae56]. Ebenso gab es bereits kurz nach der Erfindung des ersten Rubinlasers Bestrebungen, mit fokussiertem Laserlicht Plasmen zu erzeugen [Dam63, Mey63]. Seit dieser Zeit konnte sich der Laser in Forschung, Medizin und Industrie weiter durchsetzen. Die große Zahl an technischen Einsatzmöglichkeiten brachte eine stetige Weiterentwicklung der Lasertechnik mit sich. Diese Entwicklung führte unter anderem dazu, daß heute mehrere Hochleistungspulssysteme kompakter Bauart zur Verfügung stehen, mit denen bereits durch Fokussieren des Laserstrahls in Luft die Erzeugung dichter, heißer Plasmen möglich ist.

Ziel dieser Arbeit war es daher, ein neues Experiment zur Erzeugung laserinduzierter Plasmen aufzubauen. Mit einem CO_2 - und einem Nd:YAG-Lasersystem wurden reproduzierbar Wasserstoffplasmen in einem Dichtebereich von 10^{19} Elektronen pro Kubikzentimeter erzeugt. In diesen Plasmen wurde die Starkeffektverschiebung der Wasserstofflinie H_{α} sowie die Temperatur und die Elektronendichte mit Hilfe orts- und zeitaufgelöster Spektroskopie untersucht. Für solche Plasmen liegen seit einiger Zeit neue Rechnungen zur Profilform und Verschiebung von Wasserstofflinien vor [Gün99, Sor99]. Für Elektronendichten jenseits von 10^{19} cm^{-3} soll dieses Experiment erstmals Daten verfügbar machen, die eine weitere Verbesserung der Theorie und den Einsatz des Starkeffekts als diagnostisches Werkzeug für hohe Dichten ermöglichen. Dabei der Beobachtung laserinduzierter Plasmen das Licht aus verschiedenen radialen Bereichen des Plasmas gemessen wird, wurde aus den Meßsignalen zunächst der radiale Verlauf des Emissionskoeffizienten bestimmt. Hierbei kam es zu zwei in der Arbeitsgruppe neu entwickelte Verfahren zur Abel-Inversion optisch dünner und optisch dicker Linienspektren zum Einsatz. Gerade letztere erlaubten auch die Untersuchung von Plasmen, deren hohe optische Tiefen bisher für eine indirekte Untersuchung der Profilform unzugänglich machte.

2 Physikalische Grundlagen

„...the laser produced plasma is an almost perfect plasma source for convenient measurements of Stark broadening and shift of spectral lines.“

K. Niemax, 1992

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Faktoren untersucht, die das laserinduzierte Plasma und die von ihm emittierte Strahlung bestimmen. Ferner werden die mathematischen Verfahren entwickelt, die in der vorliegenden Arbeit bei der Auswertung und Analyse der Meßdaten angewendet wurden.

2.1 Laserinduziertes Plasma

Obwohl das jedem Laser zugrundeliegende Prinzip der stimulierten Emission bereits 1917 von A. Einstein erkannt wurde, brauchte es noch fast ein halbes Jahrhundert, bis die ersten Lasersysteme realisiert wurden. Experimente mit laserinduzierten Plasmen gehen auf E. Damon u. a. zurück und datieren bereits aus dem Jahre 1963 [Dam63, Mey63]. Es zeigt sich, daß es neben der Bedeutung für die Plasmaforschung eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten für diese Form der Plasmaerzeugung gibt. Die Anwendungen erstrecken sich von chemischer Analyse (LIF), Ablation (Medizin und Industrie) oder Veredelung (Härten von Oberflächen) bis hin zu Kernfusionsexperimenten. Dabei ist stets das Verständnis der Plasmaentstehung und die Diagnostik der relevanten Plasmaparameter von großem Interesse.

2.1.1 Plasmaentstehung

Wirdein kurzer Laserpuls in Luft fokussiert, so kann eine hohe Leistungsdichte im Brennpunkt erzeugt werden. Übersteigt die Leistung des Lasers ein gewisses Schwellenwert, kann ein Aufleuchten im Fokus-ähnliche in einem elektrischen Funken beobachtet werden. In diesem Fall spricht man von einem laserinduzierten Materiezusammenbruch oder auch dem optischen Durchbruch (*optical breakdown*). Als empirisches Kriterium hierfür gilt das kurze Aufleuchten oder der „Blitz“ in der

Fokalregion. Das bedeutet nichts anderes, als daß es eine hinreichend große Zahl von Elektron-Ion-Rekombinationen gegeben hat, die bereits mit dem bloßen Auge zu beobachten ist. Das menschliche Auge ist ein empfindlicher Detektor für Photonen im sichtbaren Spektralbereich. Nahe einer kurzen Phase der Gewöhnung an die Dunkelheit reichen bereits 10 Photonen auf der Netzhaut aus, um den Eindruck von Helligkeit zu erzeugen [Wey89]. Nimmt man einen Pupillenradius von ca. 3 mm und einen Abstand von 1 m zum Plasma an, so sind etwa eine Million einzelne Rekombinationen erforderlich, um auf der Netzhaut registriert zu werden. Neben dieser recht intuitiven Definition der Plasmaentstehung im Laserfokus sind für genauere Betrachtungen quantitative Kriterien nötig. In theoretischen Arbeiten ist die Definition geläufig, daß 0,1% der Materie in der Fokalregion ionisiert sein müssen. Die hier für nötige Leistungsdichte wird mit I_{th} (threshold intensity) bezeichnet. Die experimentelle Nachweisgrenze für den optischen Durchbruch wird meistens als die Intensität festgelegt, bei der 50% der Laserentladung ein sichtbares Plasma ausbilden [Wey89].

Für das Auftreten eines laserinduzierten Plasmas ist das Vorhandensein einer definierten Menge freier Elektronen unabdingbar. Diese Elektronen können dann im elektromagnetischen Feld der Laserstrahlung weiter Energie aufnehmen, bis sie ein Plasma ausbilden. Die mit der Plasmaentstehung einhergehende Stoßwelle bewirkt eine Überhitzung des umgebenden Gases, durch welche dieses ebenfalls in den Plasmazustand überführt wird. Setzt die Einstrahlung aus, so entsteht durch die Rekombination der Elektronen zunächst Kontinuumsstrahlung und dann eine für das umgebende Gas charakteristische Linienstrahlung. Handelt es sich bei diesem Gas um Wasserstoff, so treten zu diesem Zeitpunkt auch die Linien der Balmer-Serie zu Tage, die im Mittelpunkt des Interesses dieser Arbeit stehen.

Die initiale Elektronen, welche die weitere Entwicklung des Plasmas ermöglichen, können durch verschiedene Prozesse entstehen. Welche einzelne Mechanismen hier bei wie stark ausgeprägt ist, hängt von vielen Parametern ab. Die wichtigsten sind Intensität, Wellenlänge und Strahlprofil auf Seite des Lasers, sowie Ionisierungsenergie, Absorptionseigenschaften und Oberflächenbeschaffenheit auf Seite des Targets. Im folgenden wird die Entstehung der ersten freien Elektronen bei Laserbestrahlung eines Targets untersucht. Für die Diskussion unterstützender Maßnahmen, wie UV- oder γ -Einstrahlung, sowie elektrischer Spitzenentladungen sei auf die weiterführende Literatur verwiesen [Wey89, Rad89, All87, Hor91, Rub91].

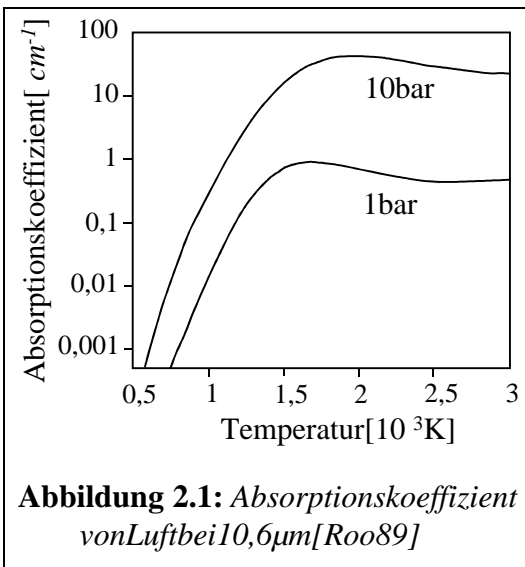
- **Thermische Freisetzung** von Elektronen ist besonders bei großen Wellenlängen die Hauptursache für eine Lösung der Elektronen aus dem Atomverbund. So ist die threshold intensity (I_{th}) in Luft für einen auf der fundamentalen Wellenlänge von $1,06 \mu\text{m}$ emittierenden Nd:YAG-Laser mit ca. 1 GW/cm^2 relativ hoch. Für CO_2 -Laserstrahlung von $10,6 \mu\text{m}$ beträgt sie nur noch etwa 10 MW/cm^2 [All87]. Dieser Schwellenwert ist jedoch stark abhängig von der Zahl der Verunreinigungen im Fokalvolumen. Bereits der Staubanteil in normaler Raumluft kann die Schwellenintensität um den Faktor 100 herabsetzen. In der Luft befinden sich ca. 10^4 Partikel pro Kubikzentimeter, die größer als $0,1 \mu\text{m}$ sind. Diese dienen unter Laserbestrahlung als „Keimzellen“ für das Plasma. Sie heizen sich im elektromagnetischen Feld der Laserstrahlung auf und erzeugen dann thermisch die ersten freien Elektronen [Can73, Len74]. Genauso kann die Schwellenintensität bei Verwendung extrem reiner Gase für einen CO_2 -Laser auf einige Terawatt pro Quadratzentimeter erhöht werden.
- **Multiphotonenionisation** ist ein weiteres sehr direkte Möglichkeit, um freie Elektronen zu erzeugen. Da typische Ionisierungsenergien im Bereich über 10 eV liegen, steigt die Wahrscheinlichkeit für Multiphotonenreaktionen mit abnehmender Wellenlänge an. Außerdem ist sie von der Photonendichte während der Interaktionszeit abhängig. Dieser Prozeß ist relevant bei Wellenlängen unter $1 \mu\text{m}$ und entsprechend hoher Intensität bzw. entsprechend niedriger Ionisierungsenergie. Versucht man mit einem CO_2 -Laser bei einer Photonenenergie von $0,1 \text{ eV}$ auch nur Wasserstoff zu ionisieren ($E_{\text{Ion}} \approx 13,6 \text{ eV}$), so wären weit über 100 Photonen simultan an diesem Prozeß beteiligt. Da die Ionisationsrate für n -Photonenübergänge näherungsweise mit der Potenz von n abfällt [Rad89], ist die Wahrscheinlichkeit für eine direkte Mehrphotonenionisation mit einem CO_2 -Laser extrem gering. So ist der n -Photonen-Wirkungsquerschnitt für eine 10-Photonen-Ionisierung von Helium durch einen im Sichtbaren arbeitenden Nanosekunden-Laser bereits um mehr als den Faktor 10^{100} geringer als für die 2-Photonen-Ionisierung [Rad89].
- **Natürliche Höhenstrahlung** kann nebenfalls als erste Quelle freier Elektronen dienen. Sie ionisiert Atome, deren abgespaltene Elektronen, z.B. von Sauerstoffmolekülen eingefangen werden. Die Ladungselektronen der dabei entstandenen O_2^- -Moleküle können für Wellenlängen unter $10 \mu\text{m}$ als quasi-frei betrachtet werden. Auch auf Höhe des Meeresspiegels befinden sich pro Kubikzentimeter jederzeit einigehundert solcher Ionen. Ihre Ladungselektronen können auch durch langwellige Laserstrahlung

abgetrennt werden und bilden sodie ersten freien Elektronen für die weitere Entwicklung des laserinduzierten Plasmas.

- **Der Tunneleffekt** erlaubt, daß die Elektronen des Targetmaterials durch das starke elektromagnetische Feld des Laserlichts aus dem Atomverband herausgerissen werden, ohne daß es zu einer klassischen Ionisierung durch ein Photon der Energie $h\nu = E_{\text{Ion}}$ kommen muß. Das Feld, „verbiegt“ das Coulomb-Potential des Kerns und erhöht so die Tunnelwahrscheinlichkeit. Die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung freier Elektronen durch den Tunneleffekt nimmt mit der Wellenlänge und der verfügbaren Laserintensität zu. Allerdings benötigt ein Nd:YAG-Laser bei 532 nm eine Mindestleistung von 100 TW/cm^2 , um überhaupt Elektronen auf diesem Wege zu erzeugen. Für den CO_2 -Laser liegt der Schwellenwert immerhin bei 1 TW/cm^2 [Wey89].

2.1.2 Weitere Plasmaentwicklung

Sind in dem betrachteten Gasvolumen erst einmal freie Elektronen vorhanden, so kann die weitere Ionisierung von Atomen im Wesentlichen auf zwei Arten erfolgen. Zunächst kann es weiter zur Multiphotonenionisierung kommen, die ein lineares Anwachsen der Elektronendichte bewirkt. Weiterhin werden auch die nun vorhandenen freien



Elektronen im Feld der Laserstrahlung so stark beschleunigt, daß sie ihrerseits andere Teilchen durch Stöße ionisieren. Diese Beschleunigung wird häufig als *inverse Bremsstrahlung* bezeichnet [You67]. Eine solche Reaktion bewirkt ein lawinenartiges Anwachsen der Elektronen und führt schließlich zum optischen Durchbruch. Der Absorptionskoeffizient der inversen Bremsstrahlung ist dabei proportional zu λ^3 . Bei kurzen Wellenlängen, geringem Gasdruck und optimaler Fokussierung kann die freie

Weglänge der Elektronen in der Größenordnung des Fokaldurchmessers liegen, so daß hier die Plasmaentwicklung eher durch Multiphotonenprozesse bestimmt wird. Bei großen Wellenlängen und dementsprechend vergrößertem Fokaldurchmesser ist meist die inverse Bremsstrahlung dominant. Neben der genannten Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten steigt dieser auch mit wachsendem Druck stark an, so daß

bei großen Wellenlängen und hohem Druck die Kaskadenionisierung dominiert und zu einem exponentiellen Anwachsen der Elektronendichte im Fokalbereich führt (Abbildung 2.1). Bei Experimenten mit CO_2 -Lasern in Hochdruckzellen ist folglich die Effizienz der Plasmaerzeugung durch die Kaskade der Stoßionisierung als Folge inverser Bremsstrahlung bestimmt.

Wird der Laser nicht in ein Gasvolumen, sondern auf ein festes Target fokussiert, so weicht das Szenario der Plasmaentstehung deutlich von dem zuvor aufgeführten Vorgängen ab. Zunächst kann man ein festes Target als maximale Verunreinigung des Fokusbereichs betrachten. Die Laserstrahlung wird auf das Target fokussiert und trifft damit auf ein extrem kleines, zusammenhängendes Flächenstück, welches sich stark aufheizt. Auf diese Art kann der Schwellenwert der Intensität – wie bei Staubpartikeln in Luft – stark verringert werden. Es wurden bereits Plasmen über Festkörpern bei einer Intensität von 1 MW/cm^2 beobachtet [Wey89]. Darüber hinaus wird die eingestrahlte Leistung oft durch nichtlineare Effekte im Targetmaterial stärker absorbiert, als dies in einem Gasvolumen der Fall ist. Aufgrund der hohen Intensitäten und kurzen Pulszeiten liegt die Dicke der erhitzten Schicht meist in der Größenordnung einiger Nanometer. Diese Targetschicht verdampft oder sublimiert und wird dabei zu einem Teil ionisiert. Weitere Einstrahlung in die heiße Target-Dampfwolke kann wie im Gasfokus durch inverse Bremsstrahlung zur Plasmaentstehung führen. Reicht die Intensität des Lasers für eine direkte Ionisierung der Dampfwolke nicht aus, so kann es durch die Stoßwelle im umgebenden Gas dennoch zum optischen Durchbruch kommen. Diese Stoßwelle aus expandierendem Targetdampf erzeugt dann an der Grenzschicht zum Umgebungsgas ein Plasma, ohne daß der Targetdampf zuvor selbst im Plasmazustand gewesen sein muß [Wey89]. Daneben kann es gerade bei der Verwendung langwelliger Laser noch zu einer anderen Art der Plasmaentstehung über dem Target kommen. Ähnlich wie bei der Herabsetzung der Schwellenintensität I_{th} an Aerosolen und Staubpartikeln ist eine Überhitzung des Targetmaterials in kleinen thermisch isolierten Defekten auf der Oberfläche möglich. Sie wirken wie „Kondensationskeime“ für die Plasmaentstehung, was I_{th} in einem solchen Maße reduziert, daß es zum optischen Durchbruch kommt, obwohl die eingestrahlte Energie nicht einmal zum Schmelzen der Oberfläche in der Fokusregion gereicht hätte. Ein ähnlicher Effekt wurde von J.A. McKay u.a. [Mck79] beschrieben, als auf deren Target durch die Verwendung einer Politur kleinste Splitter und Putzkörner zurückblieben.

Neben diesen grundsätzlichen Überlegungen zur Laserinduzierten Plasmaentwicklung in Gasen und auf festen Targets werden im folgenden nur die Targetplasmengenauer

diskutiert, dafür alle Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, das laserinduzierte Plasma stets übereinem Target gezündet wurde.

2.1.3 Laserinduziertes Plasma auf einem festen Target

Nachdem ein Teil des Targetmaterials verdampft wurde, wobei unter Umständen bereits ein Targetplasmaentstandenseinkann, treten bei weiterer Einstrahlung zwei Prozesse auf, durch die das umgebende Gas in den Plasmazustand überführt wird. Falls noch kein Targetplasmaentstand ist, treibt die Explosion eine Stoßwelle in das umgebende Gas, wodurch sich dieses erhitzt und ionisiert wird. Im anderen Fall findet neben der Stoßwellenheizung weiterer Energietransfer vom Targetplasma auf das Gasvolumen durch eine Kombination von Wärmeleitung und Strahlungstransfer statt. Bei geringer

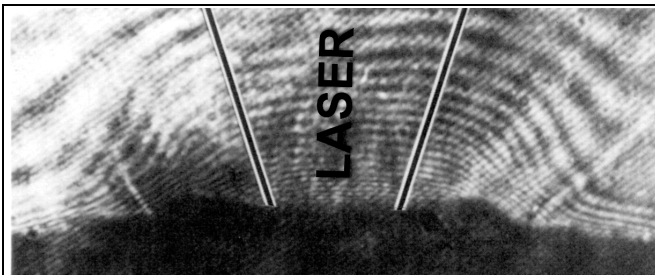


Abbildung 2.2: Aufnahme eines laserinduzierten Plasmas auf einem Al-Target [Hau89]

Laserleistung überwiegt die Leitung, das Plasma bleibt optisch und räumlich zu dünn für effizienten Strahlungstransport, während bei hoher Einstrahlung Stoßwellenheizung und Strahlungstransfer dominieren. Ist erst einmal das Gasplasma

initiiert, so findet seine Entwicklung weitestgehend unabhängig von der des Targetplasmas statt. Das Laserlicht wird solange durch inverse Bremsstrahlung absorbiert, bis die Plasmafrequenz ω^1 in der Größenordnung der Frequenz des Lasers liegt. Dieser Fall tritt für einen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser rechnerisch bei einer Elektronendichte von $4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ein, für einen CO_2 -Laser bereits bei einer Dichte von etwa $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Das Plasma wird für die Laserstrahlung optisch dick.

Die Ausdehnung des Targetplasmas verläuft zunächst normal zur Targetoberfläche. Die weitere Plasmabewegung ist dann immer dem Laserstrahl entgegen gerichtet und nur noch von der Richtung des Lasers bestimmt. Dieses Verhalten ist charakteristisch für

$$^1 \quad \omega = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$$

$e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$	C	Elementarladung
$m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31}$	kg	Ruhemasse des Elektrons
$\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12}$	As/Vm	Influenzkonstante
$n_e \approx 1 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}	Größenordnung der Elektronendichten in dieser Arbeit

laserinduzierte Plasmen unterfordert die Ausrichtung von Targetlot und Einstrahlungsrichtung längs einer Geraden.

Abbildung 2.2 zeigt eine interferometrische Aufnahme des Expansionsverhaltens im Experiment. In den frühen Phasen der Plasmaentstehung können solche Ausbreitungswellen fast vollständig eindimensional beschrieben werden. Die radiale Ausdehnung ist erst später zu berücksichtigen. Die Entwicklung hängt dabei wesentlich von der eingestrahlten Leistung und dem Gasdruck ab [Alc68]. Man kann solche Laserabsorptionswellen und die Art ihrer Ausbreitung in das umgebende Gas in drei Klassen unterteilen, wobei die angegebenen Leistungsbereiche nur als Richtwerte zu verstehen sind:

- **LSC-Wellen** sind lasergestützte Verbrennungswellen (laser-supported combustion). Der Name Verbrennungswelle (combustion wave) wurde aufgrund der Ähnlichkeit mit einer chemischen Verbrennung in einem geschlossenen Rohrgewählt. LSC-Wellen treten bei geringer Einstrahlung im Bereich einiger MW/cm^2 auf. Zunächst bildet sich nach der Targetexplosion eine Stoßwelle, die Druck, Temperatur und Dichte vor dem Target erhöht, jedoch stets für die Laserstrahlung transparent bleibt. Die eigentliche LSC-Wellenfront ist das vordere Ende des expandierenden Gasplasmas, welches dem Laserstrahl mit Unterschallgeschwindigkeit entgegenstrebt. Diese Verbrennungswelle bewegt sich dabei im Vergleich zur Stoßwellenfront langsam. Das Gasplasma entsteht vornehmlich durch Elektron-Ion-Rekombinationendes Targetplasmas im UV-Bereich und ionisiert so auch das vor der Welle befindliche Gas, welches dann die Laserstrahlung absorbieren kann. Diese Plasmastrahlung bewirkt gerade im Anfangsstadium der Entstehung eine zusätzliche Aufheizung und Verflüssigung des Targets. Aufgrund des hohen Druckgradienten zwischen Targetoberfläche und Plasma (bis zu 100 bar) kann überwiegend flüssiges Material aus der Oberfläche gedrückt werden. Dieser zweite Abtrag von Targetmaterial kann durchaus größer sein als der ursprünglich durch Laserablation hervorgerufene [All87].
- **LSD-Wellen** sind lasergestützte Detonationswellen (laser-supported detonation). Ihre Expansionsfront breitet sich als mit Überschallgeschwindigkeit aus. Die der Stoßwellenfront folgende LSD-Welle bildet sich bei Einstrahlung im mittleren Leistungsbereich von einigen $100 MW/cm^2$. Die Absorptionszone der Welle folgt der Stoßwelle mit gleicher Geschwindigkeit. Die Stoßwelle ist in diesen Fällen so stark, daß sie das umgebende Gas ausreichend ionisiert. Das Gas wird dann durch inverse

Bremsstrahlung weiter ionisiert und geheizt, bis die lokale Gasgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit überschreitet. Das Ausbreitungsverhalten der Welle wird durch die Absorption der Laserenergie zwischen Stoßwelle und expandierendem Gas eindeutig beschrieben. Der Gasbereich vor der Stoßwellenfront nimmt keinen Einfluß auf das Plasma. Die Geschwindigkeit der LSD-Welle ist etwa doppelt so groß wie die der LSC-Welle. Allerdings ionisiert sie bis zu 4000 mal so viel Materie, die auch vom Laser geheizt werden muß. Daher ist die Plasmatemperatur bei LSD-Wellen meist geringer, und die Plasmastrahlung fällt schwächer aus, hat aber ein deutlich höheren Anteil an Linienstrahlung. Der Mechanismus des zweiten Oberflächenabtrags durch Plasmastrahlung verläuft analog zur LSC-Welle. Die Erhitzung der Oberfläche ist geringer, die Druckdifferenz kann bis zu 1000 *bar* betragen.

- **LSR-Wellen** sind laser-gestützte Strahlungswellen (laser-supported radiation). Sie treten bei großer Einstrahlung im Bereich einiger GW/cm^2 auf. Das Plasma wird aufgrund der massiven Einstrahlung derart heiß, daß es optisch dicker wird und stark absorbiert, bevor es von der Stoßwelle überhaupt erreicht wurde. Im Idealfall ist die Ausbreitung der LSR-Welle dann unabhängig von der Stoßwelle. Die Laserabsorption geht ohne Dichteänderung von statten. Der zweite Materieabtrag entspricht wieder dem von LSC- und LSD-Welle [Roo89]. LSR-Wellen sind strahlungsbestimmt, die Intensität des Lasers ist hier so groß, daß sich das Plasma fast unabhängig vom Target entwickeln kann.

Die radiale Ausdehnung laser-induzierter Plasmen wird im Falle der LSD- und LSR-Wellen nicht durch die Veränderung des Druckes hinter den Wellenfronten beeinflusst, da sich diese relativ zum Plasma mit Überschallgeschwindigkeit bewegen. Daher wird die räumliche Entwicklung nur von der Geometrie des Experiments und der Symmetrie der Laserstrahlung bestimmt. Liegen Target und Laserstrahlung parallel, so laufen Plasmaexpansion und Laserstrahlung längs seiner Achse. Zeitlich lange Laserpulse führen zur räumlich ausgedehnten Plasmastruktur. Wird die Achse parallel zur Erdanziehung gewählt, so sind auch durch Konvektion bedingte Asymmetrien ausgeschlossen. Für einen streng radial-symmetrischen Laserstrahl ist auch ein radialsymmetrisches Plasma zu erwarten. Nachdem Puls ist das Plasma zudem nur noch stoßbestimmt, und der Energietransfer entwickelt sich symmetrisch um die Achse des Laserstrahls. Die einzige Ausnahme bilden LSC-Plasmen, dabei ist die radiale Expansionselbstenergie der Verlustmechanismen darstellt, der zum Stoppen der Plasmaentwicklung führen kann. Im Anfangsstadium ist die radiale Dimension des

TargetplasmaswesentlichgrößeralsdieDickederPlasmaschicht(Knudsen-schicht). DurchdieoberflächenparalleleExpansionderPlasmafrontentstehen Verdünnungswellen,diesichvonaußennachinnenfortpflanzen.Ereichendieseden StartpunktderExpansion,sobrichtdieStoßwellenfrontzusammen,undder ExpansionsprozeßkommtzumErliegen.LSC-Plasmenbeschränkensichinihrer AusdehnungimmeraufoberflächennaheRegi onen.

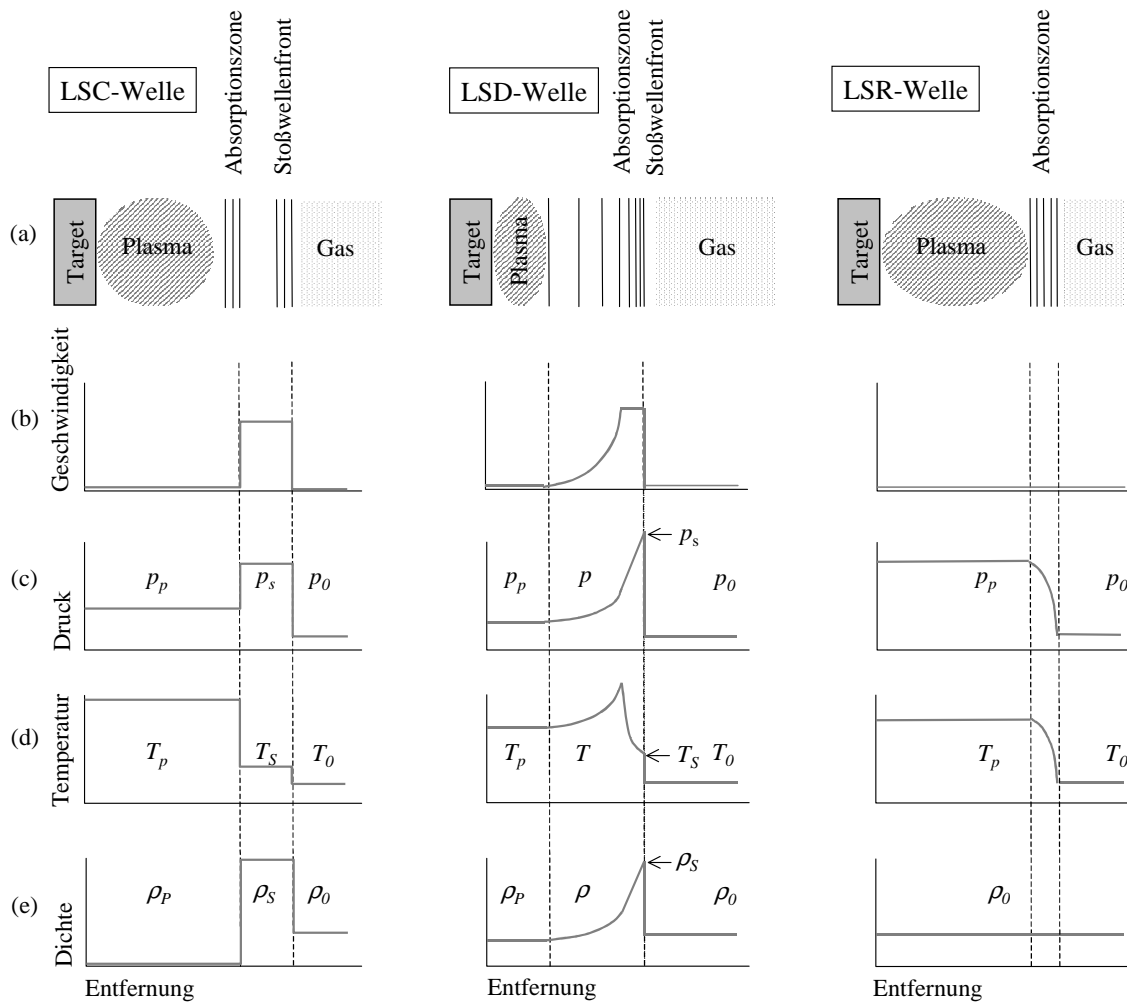


Abbildung 2.3: Qualitativer Verlauf der verschiedenen Formen der Plasmaentstehung über einem Target [Roo89]

Das Ende der Einstrahlung ist der Beginn der Relaxation des Plasmas. Die Summe aller Verlustprozesse beherrscht seine weitere Entwicklung. Es kommt verstärkt zur Rekombination der Elektronen mit den Ionen. Dabei wird beim Elektroneneinfang zunächst massiv Kontinuumsstrahlung ausgesandt. Dieser Effekt ist auch im Experiment gut zu beobachten. So dominiert beim Einsatz eines ca. 100 ns langen CO₂-Laserpulses zunächst die Kontinuumsstrahlung das Spektrum. Erst nach etwa 0,9 μs

trendieerstenAnzeichenvonLinienstrahlungauf.Dieseverstärktsichbiszu1,5 μs nachdemPulsundklingtdannab.NachwenigenMikrosekundenistkeine Linienstrahlungmehrvorhanden,wobeidieserZeitpunktstarkmitdemvorhandenen Gasdruckvariiert.

Der Gasdruck selbsthatzwarzunächstkeinerleiAuswirkungenaufdiezum DurchbruchnötigeSchwellenintensität I_{th} [Wey89] oderdieradialeSymmetrie. DennohermöglichteradedieKontrolldiesesParametersoptimalenEinflußauf StabilitätundElektronendichtedesentstehendenPlasmas.Mitsteigendem AnfangsdruckdesumgebendenGasessteigtauchdiedetektierteElektronendichtebei sonstgleichenBedingungenan [Uhl90,Par95,Sta99].DiegenaueUntersuchungdieses EffektsundseinEinsatzzurErzeugunghoherElektronendichtenisteinwichtigerTeil dieserArbeit.NebenderErhöhungderElektronendichtekanneinUmgebungsdruckvon nurwenigenMillibarbereitsdafürsorgen,daßdiePlasmaentwicklunggleichmäßiger abläuftundsichwenigerInstabilitätenbilden.DieFrontdesPlasmaswirdregelmäßiger unddiePlasmasindleichterreproduzierbar [Bar93].Allerdingsnimmtbeihohem GasdruckauchdieoptischeTiefezu,derenEinflußaufdieProfilformimAbschnitt 2.4 untersucht wird.

ElektronendichteundTemperatur sinddiewichtigstenKenngröÙeneines laserinduziertenPlasmas.DiezeitlicheEntwicklungdesPlasmaswirdwährendder EntstehungsphasevornehmlichdurchdieElektronendichtebeeinflußt.Dieseistwie dargestelltvondereingestrahlenenLeistung,demTargetmaterialunddessen Oberflächenstrukturabhängig.DanebenspielenaberauchäußereParameterwieDruck undBeobachtungszeitpunkteineRolle.DieAbleitungderElektronendichteausdiesen KenngröÙenistdahermeistschwierig [Wey89].ImStadiumderLinienstrahlungistaber zumindesteineBeschreibungdesprinzipiellenVerlaufsderElektronendichtemöglich. DaindiesemZustanddasPlasmastoßbestimmtist,kannvoneinemlokalbegrenzten thermodynamischenGleichgewichtausgegangenwerden [Yan90,Mon92].Hugesu.a. bestimmenfürdiesenFalleineEntwicklungderDichtemit $n_e \sim 1/t$ [Hug75].Überdie ElektronendichteläßtsichmittelsderSahagleichungauchdieTemperaturabschätzen. BereitsmitsichtbarenNanosekundenlaserpulsenmittlererLeistungsindichtenüber $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ undTemperatureninderGröÙenordnungeiniger 10^4K erreichbar [Rad89].

2.2 Das Linienprofil

Die Plasmaeigenschaften hängen stark von den Anzahldichten der beteiligten Teilchen wie neutralen Atomen, Elektronen und Ionen sowie der Temperatur ab. Ein Weg zur Bestimmung der Plasmaparameter ist die Untersuchung der von einem Plasma emittierten Linien. Spektroskopiert man bei einem atomaren Übergang $n \rightarrow m$ die ursprünglich „unendlich scharfe“ Linie, so ist das gemessene Linienspektrum einer Reihe von profilverändernden Effekten unterworfen. Einige sind alle durch die Art des Spektrographen bedingt, andere lassen sich auf die Störung der atomaren Niveaus durch Stöße, elektrische und magnetische Felder oder die Temperatur zurückführen.

2.2.1 Allgemeine Verbreiterungsmechanismen

Ein zunächst als unendlich scharf angenommener Übergang wird durch die endliche Breite der beteiligten Energieniveaus verändert. Diese Breite ist Folge der Energie-Zeit-Unschärfe. Aus ihr resultiert ein Linienprofil, dessen Halbwertsbreite im Frequenzbild gleich der inversen Lebensdauer der beteiligten Niveaus ist. Bei H α tragend die beiden Energiestufen $n=2$ und $n=3$ mit einer mittleren Lebensdauer von ca. 10^{-8} s zur Verbreiterung bei. Daraus ergibt sich ein Lorentzprofil δ_L mit einer Halbwertsbreite von ca. 0,0001 nm.

Von wesentlich größerer Bedeutung als der zu vorgenannte Effekt ist bei Temperaturen in der Größenordnung von 10^4 K die Verbreiterung durch den Dopplereffekt. Aufgrund der hohen Temperaturen vollführen die Teilchen im Plasma schnelle ungerichtete Bewegungen. Die Frequenz des Lichts kann sich für den Beobachter entsprechend dem Verhältnis der Geschwindigkeit des Teilchens zur Lichtgeschwindigkeit vergrößern oder verkleinern. Die Überlagerung der einzelnen Frequenzveränderungen längs der Beobachtungssachse führt zu einem gaußförmig δ_G verbreiterten Profil, dessen Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ proportional zur Wellenlänge und zur Wurzel des Quotienten aus

$$L(\nu) = \frac{1}{1 + \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\delta_L^2}} \quad \text{Lorentzprofil mit der vollen Halbwertsbreite } \delta_L$$

$$G(\nu) = \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\delta_G^2}\right) \quad \text{Gaußprofil mit der vollen Halbwertsbreite } \delta_G$$

Plasmatemperatur und Atommasse ist [Tra60]⁴. In dieser Arbeit ergab sich aufgrund der erreichten Temperaturen Dopplerbreiten in der Größenordnung von ca. 0,1 nm.

Eine weitere Verbreiterung ist durch die Eigenschaft des Spektrographen bedingt. Jeder Spektralapparat hat ein eigenes Apparateprofil. Der in dieser Arbeit verwendete Czerny-Turner Monochromator weist ein Apparateprofil auf, das in guter Näherung voigtförmig⁵ ist. Seine Halbwertsbreite beträgt bei den in diesem Experiment verwandten Einstellungen ca. 0,5 nm. Trifft Licht unterschiedlicher Intensität auf benachbarte Pixel einer digitalen Kamera, so kann ein Teil der an dem einen Pixel erzeugten Ladung auf das andere übergehen. Die Stärke dieses „Verlaufens“ von Ladungsträgern variiert mit der eingestrahelten Intensität. Die daraus resultierende zusätzliche Breite ist bereits im Apparateprofil enthalten und muß nicht gesondert berücksichtigt werden, dabei der Messung von Apparateprofil und Wasserstoffspektrum die Intensität in der gleichen Größenordnung lag. Genauer es zu den Effekten natürliche Linienbreite, Apparateprofil und Dopplerverbreiterung findet sich in den Standardwerken [Tra60, Uns68, Gri74, Wei30].

2.2.2 Druckverbreiterung

Eine andere Gruppe von Verbreiterungsmechanismen ist bedingt durch die Wechselwirkung der strahlenden Atome mit Störteilchen im Plasma. Es kann an dieser Stelle nur in kurzer Abriß der verschiedenen Theorien zur Linienverbreiterung gegeben werden. Für ausführlichere Betrachtungen sei erneut auf die Standardwerke [Tra60, Uns68, Gri74, Wei30], die im folgenden Text verzeichneten Quellen sowie einen ausgezeichneten Überblick in [Döh95] verwiesen.

Sind in einem Plasma die Lebensdauern atomarer Niveaus nicht wie im Fall der natürlichen Linienbreite durch die Strahlungsdämpfung, sondern über die Wechselwirkung durch Stöße mit anderen Teilchen begrenzt, so führen elastische Stöße zu einer Verstimmung $\Delta \nu_0$ der ungestörten Frequenz ν_0 des Überganges. Es wird zwischen der Wechselwirkung der Leuchtteilchen mit neutralen Teilchen und mit

⁴
$$\Delta \lambda_{\text{Doppler}} \approx 7,16 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda \cdot \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (\text{min in nm und } T \text{ in K})$$

⁵
$$V(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\tau) \cdot L(\nu - \tau) d\tau \quad \text{Faltung aus Gauß- und Lorentzprofil}$$

geladenen Teilchen unterschieden. Die Wechselwirkung der Leuchtteilchen mit neutralen Teilchen gleicher Art wird als Resonanzverbreiterung, die mit neutralen Teilchen anderer Art als van-der-Waals Wechselwirkung bezeichnet. Dieser Fall tritt jedoch nur ein, falls die Neutralteilchendichte mehrere Größenordnungen über der Dichte der geladenen Teilchen liegt [Boc99] und kann für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Plasmen vernachlässigt werden. Zur Störung der Leuchtteilchen durch geladene Teilchen wie Ionen und Elektronen gehören der lineare und der quadratische Starkeffekt.

Die oben skizzierten Art der Störung und daraus resultierenden Verstimmung der Frequenz führen im Rahmen der *Stoßdämpfungstheorie* zu einem konkreten Ausdruck für die Frequenzverstimmung:

$$\Delta\nu = \frac{C_p}{r^p}, \quad p = 2, 3, 4, 6 \quad (2.1)$$

Hierbei ist r der Abstand zum Störteilchen, und die Konstanten C_p und p hängen von der Art der Wechselwirkung ab. Diese Theorie ist jedoch nur in der Lage, das Linienzentrum korrekt zu beschreiben und versagt im Flügelbereich.

Einen anderen Ansatz zur Beschreibung linienverbreiternder Effekte im Plasmabietet die *quasistatische Theorie*. Sie erklärt verbreiternde Effekte durch das von geladenen Störteilchen erzeugte statistische Mikrofeld. In der Ursprünge von J. Holtsmark u. a. [Hol19] entwickelten Theorie wurden zunächst nur die Beiträge zum Mikrofeld berücksichtigt, die durch die als ruhend angenommenen positiven Ionen erzeugt werden. Die Veränderung der Spektrallinie ergibt sich hieraus aus der statistischen Änderung der Störteilchenanordnung. Die quasistatische Theorie ist jedoch nur in der Lage, die Bereiche des Linienflügels mit

$$I(\nu - \nu_0) \sim (\nu - \nu_0)^{-\frac{3+p}{p}} \quad (2.2)$$

korrekt wiederzugeben. Es sind hierfür p die gleichen Werte wie oben einzusetzen.

⁶ $p=2$ linearer Starkeffekt
 $p=3$ Resonanzwechselwirkung
 $p=4$ quadratischer Starkeffekt
 $p=6$ van-der-Waals Wechselwirkung

Eine leichte Verbesserung brachte eine Theorie von F.N. Edmons [Edm67], die die Wirkung der Elektronenansatzweise mitberücksichtigt. Erst indervon M. Baranger u.a. in den 50-er Jahren entwickelten *generalized impact theory* wurden zusätzlich zu den quasistatischen Ionen die Verbreiterungseffekte durch die Elektronen im Mikrofeld umfassend mitberücksichtigt [Bar58].

1969 erreichte D. Voslamber [Vos69] mit der *unified theory* eine eindeutige Verbesserung beider Einbeziehungen der elektronischen Beiträge zur Verbreiterung. Diese Beiträge werden im Linienzentrum mittels Stoßnäherung und im Flügel quasistatisch bestimmt. Auf Grundlage dieser Theorie stellten C.R. Vidal, J. Cooper und E.W. Smith [Vid73] erste Profilrechnungen für die Lyman- und Balmerreihe vor, die trotz Überbetonung des Linienkerns für die Balmerreihenur geringfügig vom Experiment abweichen. Es erwies sich, daß die Erhöhung des Linienzentrums auf die Vernachlässigung der Ionenbewegung zurückzuführen ist.

Eine erste Einbeziehung ionendynamischer Effekte gelang J. Seidel [Sei77] mit der Berechnung von Profilen nach der *model microfield method (MMM)*. Die Idee war, die kontinuierlichen Veränderungen im Störpotential $E(t)$ durch ein vereinfachtes, zeitlich stufenweise konstantes Feld $E = \sum E_i$ zu ersetzen, für welches jeweils eine exakte Lösung der Schrödingergleichung möglich ist. Trotz des physikalisch un begründeten Ansatzes eines sprunghaft veränderlichen Mikrofeldes kommt es bei MMM-Rechnungen zu guten Übereinstimmungen mit dem Experiment.

Eine weitere Verbesserung bei der Beschreibung von Wasserstofflinien in Plasmen wurde von S. Günter [Gün91] erreicht. Hierbei handelt es sich um einen quantenmechanisch korrekten Vielteilchenansatz, bei dem die Wechselwirkungsmechanismen störungstheoretisch faßt werden und in die Entwicklung des Systems eingehen. Stark wie schwache Stöße werden konsistent und ohne Abschneideparameter beschrieben. Zudem führt die Berücksichtigung des quadratischen Starkeffekts und der Ionen-Quadrupolwechselwirkung zu Profilen, die neben der Verbreiterung auch Asymmetrie und Verschiebung beinhalten. Da allerdings die Berücksichtigung der ionischen Mikrofelder bisher nur in statischer Näherung möglich ist, werden diese, wegen ihrer Bedeutung für den Linienkern, durch MMM-Rechnungen miteinbezogen. In den letzten Jahren hat es immer mehr Bemühungen gegeben, die Berechnungen der Starkeffektparameter für Plasmen hoher Dichte zu verbessern. Allerdings gibt es für den Elektronendichtebereich über $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ kaum aussagekräftige experimentelle Daten [Böd93], die eine Überprüfung dieser Theorie ermöglichen. Insbesondere das

Verhalten der Starkereffekt-Verschiebung von H_{α} bei hohen Dichten soll im Rahmen dieser Arbeit experimentell überprüft werden.

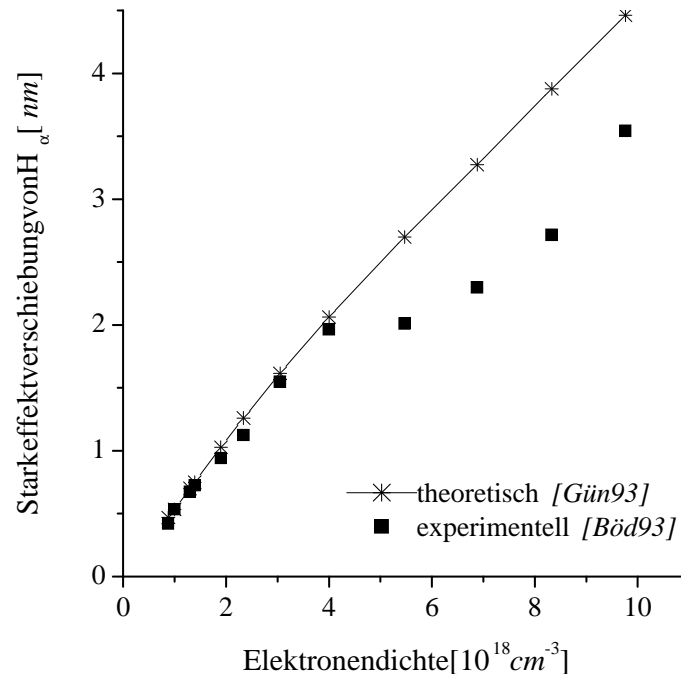


Abbildung 2.4: Starkereffektverschiebung von H_{α} bei hohen Elektronendichten

Das *frequency-fluctuation-model* (FFM) nach B. Talin u. a. bietet einen weiteren Ansatz zur Beschreibung von Linienprofilen bei hohen Elektronendichten [Tal95]. Die FFM-Theorie geht von der üblichen Trennung in homogene Verbreiterungseffekte durch die schnellen Elektronen und inhomogene Effekte durch die langsameren Ionen aus. Das Linienprofil wird hier bei einer Summe einzelner „Strahlungskanäle“ betrachtet. Jeder dieser Kanäle kann statisch berechnet werden. Die Ionendynamik wird erst durch die Wechselwirkung der einzelnen Kanäle untereinander berücksichtigt.

Alle angesprochenen Theorien versuchen, die Wirkung geladener Störteilchen auf die Profilform vorherzusagen. Dafür ist diese Arbeit nur der Starkereffekt von signifikanter Bedeutung, sind im folgenden Breiten und Verschiebungen ohne explizite Angabe des jeweiligen Effekts immer als Starkereffektparameter zu verstehen. Veränderungen der Profilform durch andere Effekte als den Starkereffekt liegen selbst bei geringeren Elektronendichten immer unter 4 % und können daher vernachlässigt werden. Zur Übersicht der in diesem Experiment zu erwartenden Verbreiterung der Spektrallinien ist Tabelle 2.1 gedacht. Alle Werte dienen nur als grobe Orientierung für die Verbreiterung von H_{α} bei Elektronendichten von $n_e \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen von $T \approx 20000 \text{ K}$.

Verbreiterungsbedingung durch	Verbreiterung
(Nachweisgrenze des Versuchs)	(ca. 0,2 nm)
natürliche Linienbreite	ca. 0,0001 nm
Apparateprofil	ca. 0,5 nm
Dopplereffekt	ca. 0,1 nm
Starkeffekt nach Günter [Gün93]	ca. 20,0 nm

Tabelle 2.1: Übersicht der zu erwartenden Verbreiterung der Emissionsprofile von H_{α} in einem laserinduzierten Plasma

In den angesprochenen Theorien zur Linienverbreiterung wird zunächst nur die Emission homogener Plasmen aus optisch dünner Schicht behandelt. Es obliegt dem Experimentator, die hierfür notwendigen Bedingungen im Labor zu schaffen. Laserinduzierte Plasmen stellen hier bei doppelter Hinsicht ein Problem dar. Zum einen ist die Plasmaentwicklung von starker zeitlicher und räumlicher Dynamik geprägt, was den Einsatzortsaufgelöster Spektroskopie neben geeigneter Verfahren zur Abel-Inversion erzwingt. Zum anderen sind diese Plasmen beim Einsatz starker Laser häufig optisch dick. Aus beiden Gründen ist die eigentliche Profilform nicht direkt der Messung zugänglich. Der folgende Abschnitt widmet sich daher zunächst der Entwicklung geeigneter Abel-Inversionsverfahren für optisch dünne Plasmen. Nach der anschließenden Einführung der optischen Tiefenphysikalischen Phänomene sowie der Untersuchung ihrer Auswirkungen auf die Profilform werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels Inversionsverfahren für optisch dicke Plasmen entwickelt.

2.3 Abelinversion

Steht ein Arzt vor der Aufgabe, eine von außen nicht erkennbare Verletzung des



Abbildung 2.5:
Die Hand von
Anna Bertha
Röntgen [Rön95]

Skelett eindeutig zu diagnostizieren, so geschieht dies üblicherweise mit Hilfe einer Röntgenaufnahme. Hierbei wird der Körperteil von außen durchleuchtet und eine zweidimensionale Projektion in Form eines Röntgenbildes erstellt. Bildgebende Verfahren verschiedenster Art sind in der Humanmedizin inzwischen weit verbreitet. Sie erlauben es, Bereiche des Körpers zu untersuchen, die normalerweise nicht oder nur unter großem Risiko für den Patienten zugänglich sind. Betrachtet man die Röntgenaufnahme eines Knochens mit einem kleinen Haarriß, so ist dieser Riß nicht unbedingt auf dem Bild zu erkennen. Bei der Aufnahme wird der Knochen mit einer bekannten Intensität durchstrahlt. Das durch den Riß veränderte Absorptionsvermögen des Knochens schwächt die Röntgenstrahlung partiell ab. Als Resultat erhält man jedoch ein Bild, in dem die Informationen über den Riß verschleiert sind. Die Frage ist also, inwieweit läßt sich aus dem Röntgenbild die gesuchte Struktur des Knochens rekonstruieren.

Auch in der Physik werden häufig Objekte untersucht, an denen ein direkter Meßvorgang aufgrund der Entfernung oder ihrer physikalischen Eigenschaften nicht möglich ist. Ferne Sonnen und heiße Plasmen sind hier für ein Beispiel. Entweder wird das zu untersuchende Objekt durchleuchtet oder sein Eigenleuchten wird untersucht. Wenn das Objekt durch einen Satz von Parametern eindeutig beschrieben ist, so stellt die Messung in beiden Fällen nichts anderes als eine Abbildung dieser Parameter auf einen Satz von Meßgrößen dar. Solche Zusammenhänge lassen sich allgemein beschreiben:

$$I = A \cdot \varepsilon \quad I \in H, \varepsilon \in E \quad (2.3)$$

Ein Satz von Parametern ε wird durch die Abbildung A auf die Meßwerte I abgebildet. Meist gilt es jedoch, das zu diesem inversen Problem zu lösen. So sind zwar Arzt wie

⁷ H und E sind die Mengen der jeweils möglichen Parametersätze ε und der Meßgrößen I , sodaß $I \in H$ und $\varepsilon \in E$.

Physiker im Besitz der Meßwerte I , ihr eigentliches Ziel ist es aber, aus diesen Meßwerten den Zustand des untersuchten Objekts ϵ zu bestimmen.

1823 wurde das erste auf einer Gleichung vom Typ (2.3) basierende inverse Problem von N.H. Abel vorgestellt und gelöst [Ang90]. Die Grundidee soll hier am Beispiel eines leuchtenden Plasmas beschrieben werden.

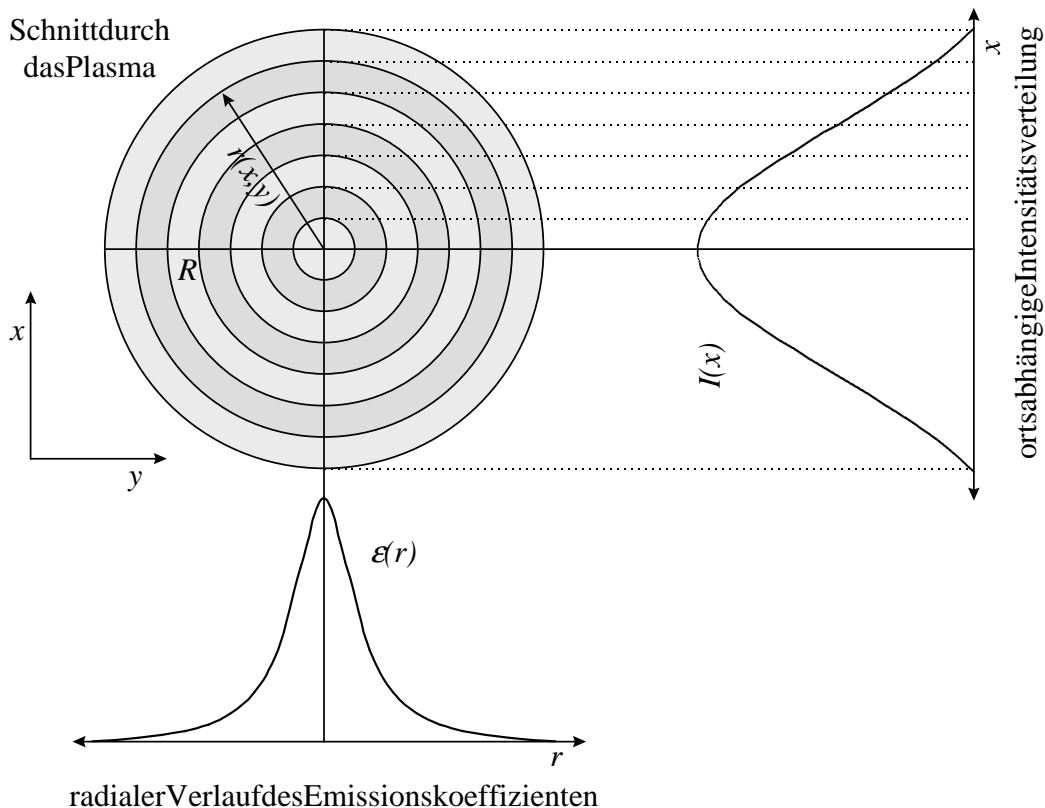


Abbildung 2.6: Prinzip der Abeltransformation bei der Untersuchung eines radialsymmetrischen Plasmas

Ein Schnitt durch ein radialsymmetrisches optisch dünnes Plasmasenkrecht zur Symmetrieachse ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Das Plasma emittiert aufgrund einer unbekannt radialen Verteilung des Emissionskoeffizienten $\epsilon(r)$ Licht. Dieses Licht wird als ortsabhängige Intensitätsverteilung $I(x)$ mit einem Detektor registriert. Durch einen geeigneten optischen Aufbau liest eine Detektorzeile immer nur das Licht aus dem zugehörigen Intensitätsstreifen aus. Der ermittelte Meßwert I , den sie an einem Ort x registriert, ist also die Summe der Strahlung aus allen innerhalb des Intensitätsstreifens befindlichen radialen Bereichen des Plasmas. Die Intensitätsverteilung I ergibt sich somit als Linienintegral über die Emissionskoeffizienten ϵ längs der y -Achse

$$I(x) = \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} \mathcal{E}(\sqrt{x^2+y^2}) dy. \tag{2.4}$$

Dieses Integral entspricht gerade zweimal dem Integral von 0 bis $\sqrt{R^2-y^2}$. Daher Emissionskoeffizient radial symmetrisch ist, kann die Substitution von $\sqrt{x^2+y^2}$ durch r mit $\frac{dr}{dy} = \frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}}$ durchgeführt werden.

$$I(x) = 2 \cdot \int_{r(0)}^{r(\sqrt{R^2-x^2})} \mathcal{E}(r) \frac{r}{\sqrt{r^2-x^2}} dr \tag{2.5}$$

Dies führt auf die Abel'sche Integralgleichung

$$I(x) = 2 \cdot \int_y^R \mathcal{E}(r) \frac{r}{\sqrt{r^2-x^2}} dr. \tag{2.6}$$

Sie gibt die Abbildungsvorschriften an, wie sich die Meßwerte I aus den radialen Verteilungen der Emissionskoeffizienten \mathcal{E} bestimmen lassen. Das zu dieser inversen Problem ist die Bestimmung des radialen Verlaufs der Emissionskoeffizienten \mathcal{E} aus den Meßwerten I . Die Inversionsformel zur Bestimmung von \mathcal{E} ergibt sich zu [Boc99]:

$$\mathcal{E}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI}{dx}(x) \frac{dx}{\sqrt{x^2-r^2}} \tag{2.7}$$

Für eine ausführliche Diskussion der Abelinversion siehe auf die Standardliteratur verwiesen [Rom67, Loc68, Hac97, Ang90].

Wichtig für den Umgang mit den Problemen, die auf Integralgleichungen des Typs (2.6) beruhen, ist die Kenntnis des Definitions- und Gültigkeitsbereichs. So kann die Lösung nicht immer eindeutig bestimmt werden. G. Anger weist darauf hin, daß selbst eine konvergente Folge $I_k \rightarrow I$ konstruierbar ist, für die die Lösung \mathcal{E}_k des inversen Problems divergiert. Solche Effekte führten in der Mathematik zur Unterteilung in *well-posed* und *ill-posed problems* (gut und ungünstig gestellte Probleme). Eine Abbildung der Form (2.3) wird im Sinne von J. Hadamard [Had32] als *well-posed* bezeichnet, wenn für jedes $I \in H$ eine eindeutige Lösung \mathcal{E} existiert und die inverse Abbildung A^{-1} stetig ist. Wird eine der beiden Bedingungen verletzt, so spricht man von *ill-posed problems*. In

der Mitte dieses Jahrhunderts wurden von A. N. Tikhonov und anderen Autoren [Mur93] Überlegungen angestellt, auch ill-posed problems, bei denen die direkte Inversion von A nicht möglich war, zumindest in Teilräumen von H zu realisieren, auf denen die inverse Abbildung existiert. Die vorgestellte Abbildung von H auf den Teilraum H_T , auf welchem A_T stetig und invertierbar ist, wird als Regularisierung bezeichnet [Tik95]. Seit einigen Jahren sind aufgrund der Fortschritte beider digitalen Bildverarbeitung und der Entwicklung von Computertomographen solche mathematischen Verfahren Gegenstand der modernen Forschung.

Dennoch ist die Einsetzbarkeit für physikalische Fragestellungen immer noch beeinträchtigt. Zum einen handelt es sich bei neueren Messungen meist um diskrete digitale Datensätze I und nicht um analytisch bekannte Funktionen, zum anderen weisen die Meßdaten immer einen Rauschanteil auf. Dies kann zur Folge haben, daß die Berechnung der Lösung $\varepsilon = A^{-1}I$ zu physikalisch nicht sinnvollen Ergebnissen führt.

Es lassen sich einige zentrale Forderungen für die Arbeit mit zu invertierenden physikalischen Daten ableiten:

- Das Signal-Rausch-Verhältnis sollte schon während der Messung so groß wie möglich sein.
- Zur Inversion bietet sich a priori differenzielle Verfahren an, die dem diskreten Charakter der Meßwerte Rechnung tragen.
- Der Einsatz regularisierender Verfahren, mit deren Hilfe sich aus den Meßdaten analytische Funktionen generieren lassen, ist vorteilhaft, wenn eine zusätzliche Glättung verrauschter Meßdaten nötig wird.
- Die bei der Herleitung der Abeltransformation gemachten Annahmen müssen streng erfüllt sein (Radialsymmetrie, optisch dünnes Plasma).
- Die invertierten Datensätze sind auf physikalisch sinnvolle Inhalte zu überprüfen.

2.3.1 Inversionsverfahren

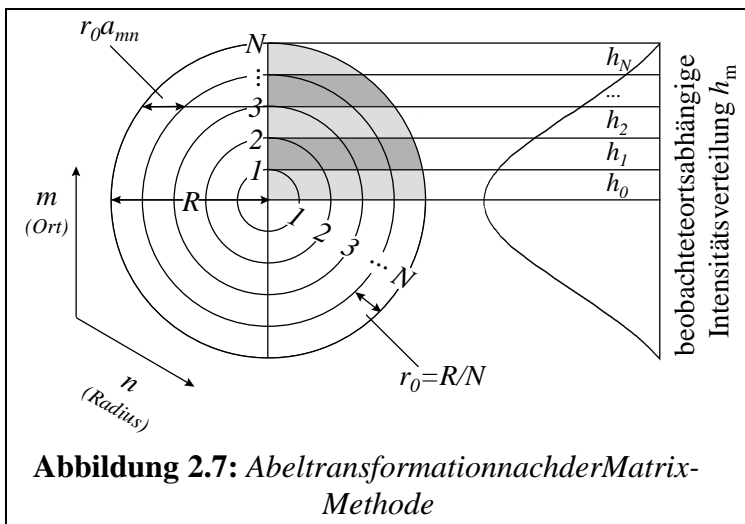
In den folgenden Abschnitten werden je zwei differenzielle und zwei glättende Verfahren zur Inversion von I vorgestellt und hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit bewertet. Hierfür ist eine sprachliche Konvention zur adäquaten Beschreibung der Inversionsverfahren angezeigt. Die ortsabhängigen Meßwerte werden immer mit I bezeichnet, die zunächst unbekanntere radiale Verteilung der Emissionskoeffizienten mit

ϵ . Die Abbildung von ϵ auf I wird als Transformation bezeichnet, die von I auf ϵ heißt Inversion. Ferner wird ein Bereich im Plasma mit festem Ort x als Streifen, ein Bereich mit festem Radius r als Kreisstück bezeichnet. Eine Zelle des Plasmas mit festem Ort und Radius heißt Intervall.

2.3.1.1 Differentielle Verfahren

Ein Vertreter der differentiellen Verfahren ist die *Matrix-Methode*, wie sie schon in [Rom67] beschrieben ist. Die Diskretisierung von ϵ und I erlaubt es, hier die Abbildung A als Matrix aufzufassen und numerisch zu invertieren. Das *Rückverteilungsverfahren* hingegen ist iterativ und bestimmt die radialen Werte von ϵ ohne die explizite Angabe einer invertierenden Abbildung.

Die Matrix-Methode ist eines der ersten numerischen Verfahren zur Abelinversion. Um die Funktionen ϵ und I zu diskretisieren, teilt man in Gleichung (2.6) den Integrationsbereich längs des Radius von 0 bis R in N gleich große Stücke ein. Der



Laufindex längs des Radius wird hierbei mit n bezeichnet. Jedes dieser Kreisstücke hat in radialer Richtung die Länge $r_0 = R/N$. Das n -te Kreisstück befindet sich zwischen den Radien r_{n+1} und r_n . Innerhalb eines solchen Kreisstücks kann die Verteilungsfunktion des radialen

Emissionskoeffizienten ϵ für große N als konstant angenommen werden. Die ursprüngliche Ortsachse x wird ebenfalls in N diskrete Teile zerlegt. Der Laufindex längs des Ortes wird mit m bezeichnet. Die Länge eines Intervalls für beliebige m ist immer gleich $r_0 \cdot a_{mn}$. Hierbei repräsentiert a_{mn} die geometrischen Weglängen der einzelnen Intervalle in Richtung auf den Beobachter. Bei der Darstellung von I nach Gleichung (2.6) nötigen Integration

$$I(x) = \int_y^R \epsilon(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \tag{2.8}$$

könnendiestückweisekonstantenWerte ε_n ausdemIntegralgezogenwerden.

$$I_m = 2 \cdot \sum_{n=m}^N \varepsilon_n \cdot \int_{r_0(m)}^{r_0(m+1)} \frac{r}{\sqrt{r^2 - (r_0 n)^2}} dr \quad (2.9)$$

DasverbleibendeIntegralgibt dieWeglängendereinzelnenIntervallean. Soist

$$I_m = 2 \cdot \sum_{n=m}^N \varepsilon_n \cdot r_0 \cdot (\sqrt{(m+1)^2 - n^2} - \sqrt{m^2 - n^2}) \quad (2.10)$$

oderinVektorschreibweise

$$\vec{I} = 2r_0 \cdot \hat{a} \cdot \vec{\varepsilon} \quad \text{mit} \quad \hat{a} = \begin{cases} \sqrt{(m+1)^2 - n^2} - \sqrt{m^2 - n^2} & \text{für } n \geq m \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.11)$$

DieWeglängendereinzelnenStreckenabschnitte a_{mn} werdenrepräsentiertdurchdie geometrischeMatrix \hat{a} . BeidieserMatrixhandeltessichumeineDreiecksmatrix. Sie istinvertierbarundmitHilfederInversen \hat{a}^{-1} läßt sichdieAbelinversionvon ε durchführen

$$\vec{\varepsilon} = \frac{1}{2r_0} \cdot \hat{a}^{-1} \cdot \vec{I} \quad (2.12)$$

BeiderRückverteilungsmethode handeltessichumeinVerfahren, dasnichtdarauf abzielt, diezurInversionbenötigteAbbildung A zugenerieren [Boc99]. Vielmehrwird versucht, dieWerte für ε durcheiniterativesVerfahrenanzunähern. Ausgangspunktist wiebeiderMatrix-MethodedieDarstellungvon I und ε alsdiskreteVektoren. Die IterationsvorschriftberechnetauseinemPaarvonVektoren I_i und ε_i sowieden bekanntenMeßwertenvon I dieiteriertenVektoren I_{i+1} und ε_{i+1} . DieStartwertekönnen mit $I_0 = 0$ und $\varepsilon_0 = 0$ gesetztwerden.

⁸ AlleÜberlegungenzurDarstellungderMatrix \hat{a} wurdenunterderimplizitenAnnahmebeliebigfeiner PartitionierungfürdieParameter m und n gemacht. HäufigwirdandieserStellestattderMatrixder WeglängendieMatrixderFlächenelementeingesetzt. DieseVorgehensweiseistvondahervorteilhaft, alsdieseschonbeikleinenDimensionenvon m und n bessereErgebnisse liefert. Allerdingswird dadurcheineabsoluteKalibrierungderIntensitätverhindert. DieDarstellungderrelativen Intensitätsverläufewirdnichtbeeinflußt(mehrzudieserProblematikinAbschnitt 4.2.2.3).

- Zunächst wird die Differenz $d_i = I - I_i$ berechnet und innerhalb dieses Iterationsschrittes als gemessene Intensitätsverteilung betrachtet. Im ersten Iterationsschritt entspricht d also exakt den bekannten Meßwerten I .
- Nun nimmt man die Verteilung der Emissionskoeffizienten als homogen längs eines Streifens mit festem Ort m an, so können die Intensitäten in jedem einzelnen Intervall dieses Streifens bestimmt werden. Da ϵ homogen ist, kann der Differenzvektor als gleichmäßig über alle Intervalle des betrachteten Streifens verteilt angesehen werden. Der numerische Wert von d_i wird quasi gleichmäßig auf diesen Streifen zurückverteilt. Die Intensität eines jeden Intervalls $I_{i,mn}$ ist dann nichts anderes als der Wert des Differenzvektors gewichtet mit der Länge des jeweiligen Intervalls.

$$I_{i,mn} = d_{i,m} \cdot \frac{a_{mn}}{\sum_j a_{mj}} \quad (2.13)$$

- Aus den so zu allen Streifen m gewonnenen Intensitäten kann auf diejenige näherete radiale Verteilung der Emissionskoeffizienten ϵ zurückgeschlossen werden. Hierbei bildet man für jeden Radius n einen „mittleren“ Emissionskoeffizienten, der sich aus den zuvor streifenweise berechneten Intensitäten zusammensetzt. Dieser mittlere Emissionskoeffizient ergibt sich folglich als Summe über die Intensitäten aller Intervalle bei einem festen Radius geteilt durch die Länge aller Intervalle mit diesem Radius.

$$\epsilon_{i+1,n} = \epsilon_{i,n} \cdot \frac{\sum_j I_{i,jn}}{\sum_j a_{jn}} \quad (2.14)$$

- Aus diesen Werten von ϵ kann nun mit Hilfe der bekannten Abeltransformationsmatrix A der nächste Iterationsschritt für I gewonnen werden, so daß

$$I_{i+1} = A \epsilon_{i+1} \quad (2.15)$$

⁹ $I_{i,mn}$ Intensität des Intervalls mit dem Ort m und dem Radius n für den i -ten Iterationsschritt
 $d_{i,m}$ i -te Iteration des Differenzvektors d am Ort m
 a_{mn} geometrische Weglänge des Intervalls mit dem Ort m und dem Radius n

¹⁰ $\epsilon_{i+1,n}$ i -erste Iteration des Emissionskoeffizienten zum Radius n

- Mit diesem neuen Wert I_{i+1} kann die Iteration mit der Bildung des Differenzvektors d_{i+1} wieder beginnen. d_{i+1} wird erneut zurückverteilt, um die Intensitäten der jeweiligen Intervalle im zweiten Iterationsschritt zu bestimmen. Das Ergebnis der zweiten Rückverteilung I_{i+1} wird intervallweise auf das der ersten I_i addiert. Aus dieser rückverteilten Summe von Intensitäten wird dann der Emissionskoeffizient ε_{i+2} gebildet. Mit Hilfe der Abbildung A wird ε_{i+2} transformiert und man erhält einen neuen Datensatz I_{i+2} .

Dieses Verfahren kann bei hinreichender Übereinstimmung von I_i mit den echten Meßwerten I abgebrochen werden. Die Konvergenz kann für eine feste Zahl von Meßwerten M leicht gezeigt werden. Bezeichnet man die Transformationsmatrix mit \hat{A} und die Rückverteilungsmatrix mit \hat{R} , so gilt für die jeweiligen Iterationsschritte des Differenzvektors d :

$$d_{i+1} = (1 - \hat{A} \cdot \hat{R}) \cdot d_i \quad (2.16)$$

Dieses Verfahren konvertiert also, falls man zeigen kann, daß ein $n \in \mathbf{N}$ existiert, für das alle Singulärwerte der Matrix $(1 - \hat{A} \cdot \hat{R})^n$ kleiner sind als 1. Für $M=1$ ist dies trivial, da $d_1=0$ ist. Für $1 < M < 150$ wurden die ersten 15 Potenzen der Matrix berechnet. Es zeigt sich, daß alle Elemente von $(1 - \hat{A} \cdot \hat{R})^{15}$ kleiner sind als $1/M$ [Boc99]. Da M auch die Dimension der Matrix ist, konnte die Konvergenz für den in dieser Arbeit notwendigen Bereich gezeigt werden. Der Beweis einer Konvergenz für beliebige M ist weiterhin Gegenstand der laufenden Untersuchungen. Es ist jedoch klar, daß im Falle einer Konvergenz der Grenzwert das Ergebnis der Matrix-Methode ist, das offensichtlich den einzigen Fixpunkt darstellt.

2.3.1.2 Glättende Verfahren

Mit glättenden Inversionsverfahren wird versucht, die diskreten Meßwerte durch geeignete Funktionen nachzubilden. Hierbei bieten sich zwei Vorgehensweisen an. Zum einen die Regularisierung der Meßwerte I mittels der Anpassung von Modellfunktionen. Anschließend kann die Modellfunktion mit Hilfe von Gleichung (2.7) invertiert werden. Zum anderen die Darstellung der zu bestimmenden Zielwerte ε durch eine vorerst beliebige Linearkombination eines geeigneten Basissystems von Funktionen. Die benötigten Entwicklungskoeffizienten der jeweiligen Basisfunktionen können hierbei aus den Meßwerten I gewonnen werden.

Die I -Regularisierung ist eines der meistgenutzten Verfahren zur Abelinversion. Hierbei werden die gemessenen Datensätze I_i zunächst mit Hilfe analytischer Funktionen nachgebildet. Dann wird die Inversionsformel (2.7) benutzt, um die geglätteten Meßdaten zu invertieren. Neben der Glättung durch gewichtete Mittelwertbildung oder Anpassung bekannter Profilformen ist eine übliche Methode die Anpassung durch einen Satz von Funktionen, welche sich analytisch invertieren lassen. Die Wahl des Basissystems muß hierbei an das jeweilige Problem angepaßt sein. In einer der neueren Arbeiten zu diesem Thema wurde von M. Deutscher die Anpassung durch kubische Spline-Funktionen realisiert [Deu83]. Im Gegensatz zu vielen früheren Arbeiten, in denen die Meßwerte nur stückweise durch Funktionen approximiert wurden, sind die einzelnen Abschnitte der Spline-Funktion nicht voneinander unabhängig. Auf diese Weise gelingt eine ganzheitliche Anpassung über den gesamten Meßbereich, was sich besonders positiv auf die Qualität der Inversion im Zentrum auswirkt [Boc99].

Die ε -Regularisierung kehrt gewissermaßen den Prozeß der I -Regularisierung um. Hier werden nicht die Meßwerte I geglättet, um anschließend invertiert zu werden, sondern es werden die noch unbekanntenen Werte ε durch einen Satz von Basisfunktionen dargestellt. Nach der Transformation dieses Basissystems kann mittels eines geeigneten Fehlerverfahrens die Anpassung der transformierten Werte I_i an die Meßdaten I erfolgen. Eine der bislang erfolgreichsten Methoden wurde 1991 von G. Pretzler veröffentlicht [Pre91]. Er entwickelte die noch unbekanntene Funktion ε in eine Reihe von cosinusförmigen Termen, ähnlich einer Fourierreihe. Wird diese Reihenentwicklung transformiert, so ergibt sich aus der Forderung minimalen Abweichens dieser Werte von den Meßdaten ein quadratisches Gleichungssystem zur Bestimmung der Entwicklungskoeffizienten. Ein ähnliches Verfahren wurde in dieser Arbeitsgruppe von R. Bockerer entwickelt [Boc99]. Es handelt sich bei dem hier verwendeten Basissystem um einen Satz von Polynomendritten Grades. Der zu bestimmende radiale Emissionskoeffizient $\varepsilon(r)$ wird durch eine Summe von N Spline-Basisfunktionen dargestellt.

$$\varepsilon(r) = \sum_{i=0}^N c_i \varepsilon_i \quad (2.17)$$

Die Spline-Basisfunktionen werden mit Hilfe von äquidistanten Stützstellen gebildet.

Für $N=5$ ergeben sich die Stützstellen s_n mit:

$$s_n = \{(x_{n0}, y_{n0}), \dots, (x_{n5}, y_{n5})\} \quad (2.18)$$

wobei

$$x_{ni} = i \cdot R / (N - 1)$$

$$y_{ni} = \begin{cases} 0 & i \neq n \\ 1 & i = n \end{cases} \quad (2.19)$$

Dies führt für $N=5$ zu folgenden Stützstellen:

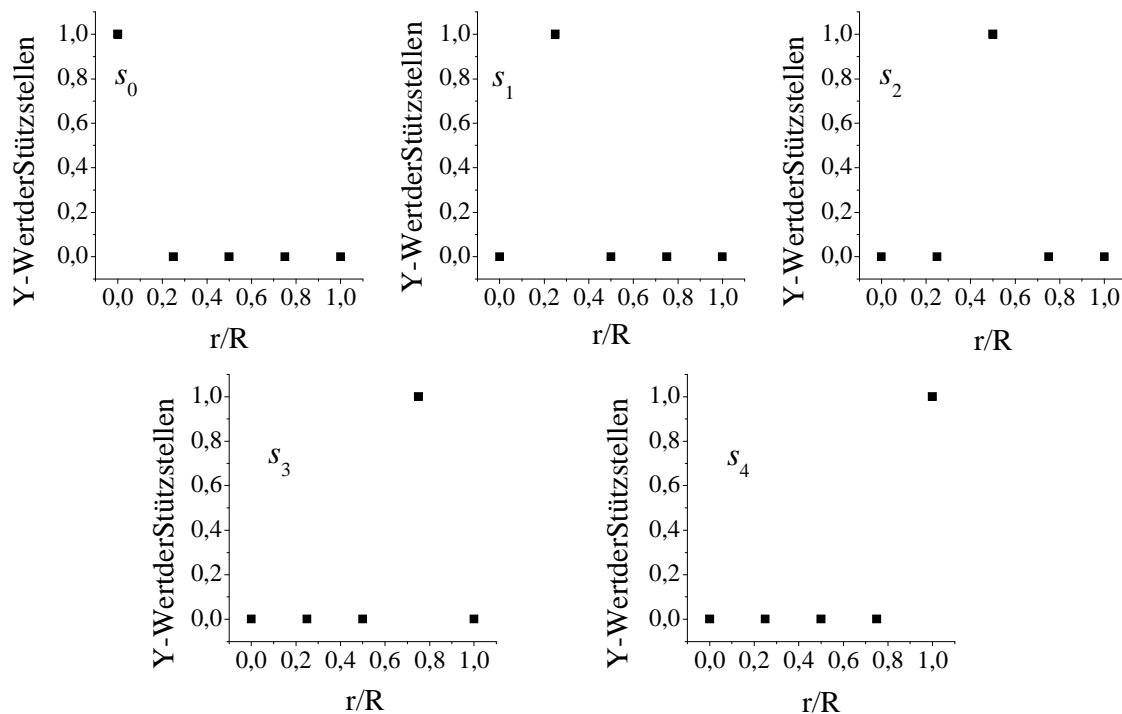


Abbildung 2.8: Stützstellen zur Erzeugung der Basisfunktionen bei der Abel-Inversion durch ε -Regularisierung mit kubischen Splines für $N=5$

Die Stützstellen werden an der Stelle $r/R = 0$ gespiegelt, da auch die gesuchte Funktion ε -symmetrisch ist. Darauf werden die fünf Basisfunktionen ε_n als kubische Spline-Funktionen zu jeweils einem dieser Stützstellen definiert. **Abbildung 2.8** zeigt einen Satz dieser Basisfunktionen, wodurch besonders das Verhalten in den Stützstellen deutlich wird.

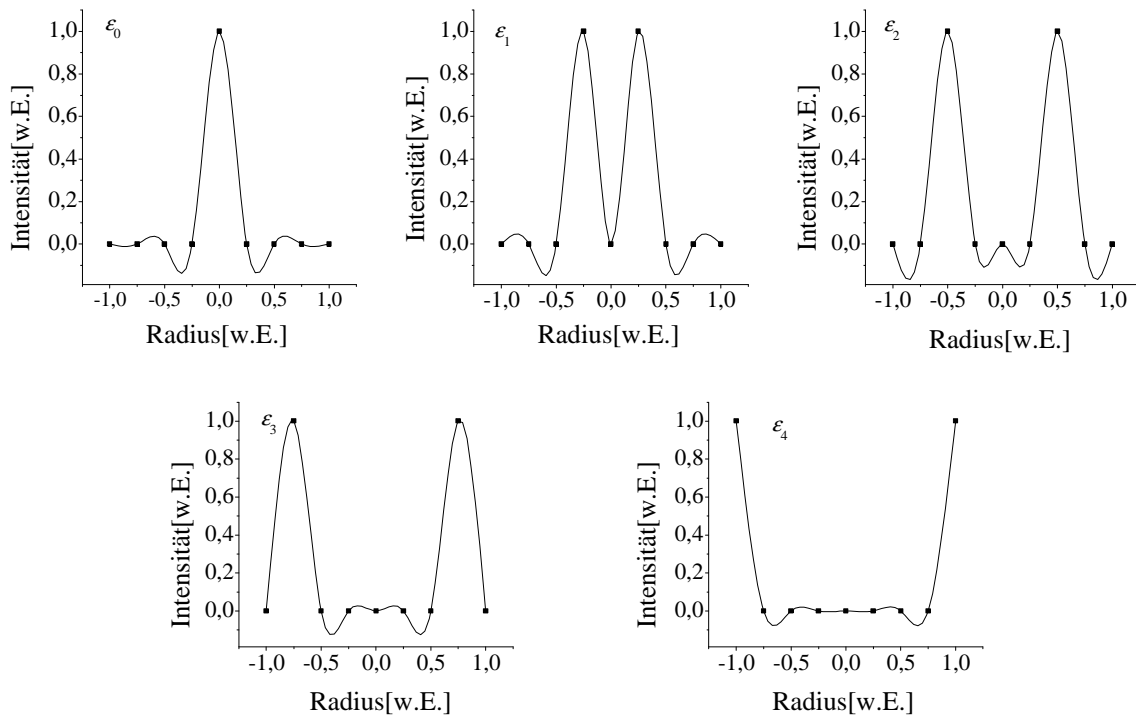


Abbildung 2.9: Spline-Basisfunktionen zur Abelinversion mittels ϵ -Regularisierung für 5 Stützstellen

Transformiert man die so gewonnenen Basisfunktionen (was analytisch möglich ist), so gewinnt man die Basis I_i , welche sich an die Meßdaten I durch einen Least-Squares-Fit anpassen lassen. Dies entspricht bei M Datenpunkten nichts anderem als der Forderung

$$\sum_{k=1}^M \left(I(r_k) - \sum_{i=0}^N c_i I_i(r_k) \right)^2 \rightarrow \min. \tag{2.20}$$

Differentiation nach den Parametern c_m liefert

$$\sum_{k=1}^M \left[\left(I(r_k) - \sum_{i=0}^N c_i I_i(r_k) \right) I_m(r_k) \right] = 0 \quad \forall m \in [0, \dots, N] \tag{2.21}$$

und damit

$$\sum_{i=0}^N \left(c_i \sum_{k=1}^M (I_i(r_k) I_m(r_k)) \right) = \sum_{k=1}^M (I(r_k) I_m(r_k)) \quad \forall m \in [0, \dots, N]. \tag{2.22}$$

Die Lösung dieses quadratischen Gleichungssystems für die Parameter c_i liefert automatisch die gesuchte radiale Verteilung der Emissionskoeffizienten ϵ . Existenz und Eindeutigkeit dieser Lösungen sind garantiert, falls alle Zeilen bzw. Spaltenvektoren des Gleichungssystems linear unabhängig sind. Zum Beweis durch Widerspruch sei

o.B.d.A. angenommen, daß der erste Zeilenvektor eine Linearkombination der übrigen Zeilen darstellt. Folglich gibt es Koeffizienten b_1, \dots, b_N mit

$$\sum_{k=1}^M (I_i(r_k) I_0(r_k)) = \sum_{m=1}^N b_m \sum_{k=1}^M (I_i(r_k) I_m(r_k)) \quad \forall i \in [0, \dots, N]. \quad (2.23)$$

Eine einfache Umformung liefert

$$\sum_{k=1}^M (I_i(r_k) I_0(r_k)) = \sum_{k=1}^M \left(I_i(r_k) \sum_{m=1}^N b_m \cdot I_m(r_k) \right) \quad \forall i \in [0, \dots, N]. \quad (2.24)$$

Definiert man die Größe B

$$B = \sum_{m=1}^N b_m \cdot I_m(r_k), \quad (2.25)$$

sobedeutet Gleichung (2.24) nichts anderes, als daß das Skalarprodukt ¹¹ von I_0 und B mit allen N Basisfunktionen paarweise identisch ist. Dieser zwingt jedoch, daß $I_0 = B$ eine Linearkombination der übrigen Basisfunktionen wäre, was im Widerspruch zu der Annahme steht, daß die Funktionen $I_0 \dots I_N$ linear unabhängig sind. Die Annahme der nichteindeutigen Lösbarkeit des Gleichungssystems führt somit auf einen Widerspruch geführt, und die Existenz einer eindeutigen Lösung ist bewiesen.

2.3.2 Vergleich der Inversionsverfahren

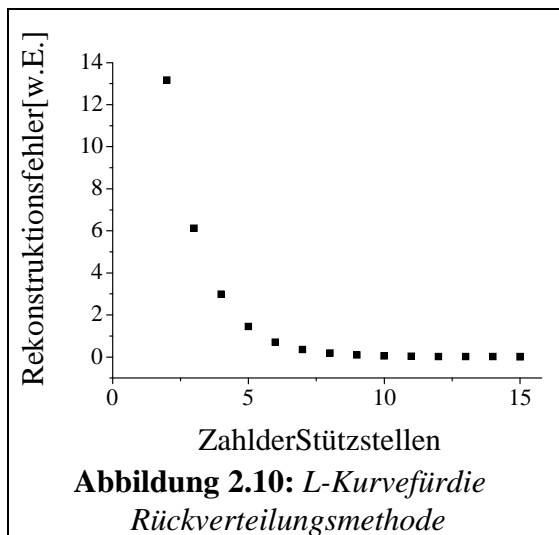
Der Vergleich verschiedener mathematischer Verfahren zur Lösung physikalischer Probleme gestaltet sich meistens schwierig, da die Art des Problems massiven Einfluß auf die Qualität der Lösung hat. Gerade bei der Beurteilung der Effizienz verschiedener Verfahren zur Abel-Inversion gibt es eine Vielzahl unterschiedlichster Bewertungskriterien. Oft wird eine analytisch invertierbare Funktion (das exakte Ergebnis ist also bekannt) verwendet, um das jeweilige Verfahren zu überprüfen. Doch auch bereits diese eigentlich logische Schritt ist mit Fehlern behaftet. Einerseits ist keine Messung beliebig glatt, andererseits haben diese Testfunktionen teilweise keinerlei Ähnlichkeit mehr mit der Form des eigentlichen Problems. Für die Auswahl der „richtigen“ Methode zur Abel-Inversion werden somit die Verfahren eingesetzt, die am besten an die Symmetrie des Problems angepaßt sind. Diese Auswahl trifft auch

¹¹ Damit es sich um ein Skalarprodukt handelt, muß natürlich die Zahl der Meßwerte gleich der Zahl der Basisfunktionen sein.

M größer oder

heute noch das „Auge des Experimentators“. Für grundsätzliche Überlegungen zur mathematisch korrekten Auswahl des richtigen Verfahrens sei auf [Tik95] verwiesen.

Neben der schlechten Vergleichbarkeit der Verfahren untereinander gibt es noch ein weiteres Problem. Jedes Verfahren zur Abelinversion beruht auf der Variation einer



gewissen Anzahl von Parametern. Dies kann die Dimension der Inversionsmatrix, die Zahl der verwandten Stützstellen oder die Anzahl der durchlaufenen Iterationsschritte sein. Eine zu geringe Anzahl von Parametern würde zwar effizient verrauschte Signale glätten, aber unter Umständen nicht einmal mehr den groben Verlauf der Daten wiedergeben. Erhöht man die Parameteranzahl, so verbessert sich automatisch die Formtreue, allerdings

wird nun auch verstärkt hochfrequentes Rauschen reproduziert. Zur Auswahl der „günstigsten“ Zahl von Variablen für *ill-posed-Problem* existiert seit den frühen 90-er Jahren ein Verfahren von P.C. Hansen [Han92]. Dieses *L-Kurve* genannte Verfahren macht sich zunutze, daß die Transformation im Gegensatz zur Inversion *well-posed* ist und daher ohne Schwierigkeiten berechnet werden kann. Zunächst wird das inverse Problem gelöst. Das Ergebnis wird wieder transformiert und man bestimmt das mittlere Fehlerquadrat dieser Werte zu den Meßwerten. Dieser Vorgang wiederholt sich für alle Parameterzahlen. Trägt man nun die ermittelten Fehler gegen die Anzahl der Parameter auf, so erhält man eine Kurve, die wie ein „L“ geformt ist. Im Knick des „L“ kann die für dieses Verfahren optimale Anzahl von Parametern abgelesen werden. In dieser Arbeitergabe sind bei typischen Meßdatensätzen für die Rückverteilungsmethode etwa 6 Iterationen, für die ϵ -Regularisierung etwa 7 Stützstellen als Optimum. Für eine genauere Übersicht zum Thema *L-Kurve* sei auf [Boc99] verwiesen.

Trotz der beschriebenen Schwierigkeiten können für die hier untersuchten Plasmen (also eine bestimmte Form) einige grundsätzliche Unterschiede zwischen den einzelnen Verfahren erörtert werden. Wenn die zu untersuchende Form von ϵ unbekannt ist, sind differentielle Verfahren wie Matrix-Methode oder Rückverteilung von Vorteil. Diese Verfahren machen a priori keine Annahmen über die Form der Spektrallinie und eignen sich daher immer für die ersten Untersuchungen. Für die Matrix-Methode gibt es jedoch eine Einschränkung: In der Inversionsformel (2.7) taucht die Ableitung von I in den

Orten auf. Ist dieser Gradient in den Meßdaten zu schwach ausgeprägt und der Rauschanteil zu hoch, so schlägt die Inversion fehl. Die Rückverteilungsmethode ist frei von dieser Einschränkung. Allerdings produziert sie wie auch die Matrix-Methode stark verrauschte Spektren. Da die Werte im Zentrum in Abhängigkeit von den äußeren bestimmt werden, ist die Qualität der Rekonstruktion differentieller Verfahren für kleine Radien immer geringer. Dennocherwies sich in mehreren Tests die Darstellung der Peakposition bei der Rückverteilungsmethode als ausgezeichnet, was gerade für die Untersuchung der Starkverschiebung von H_{α} von Vorteil war. Die Konvergenz der Rückverteilungsmethode konnte von R. Bock durch eine gewichtete Überbewertung des Zentrums weiter verbessert werden. Bei den glättenden Verfahren überzeugte die Regularisierung mit kubischen Splines. Entgegen dem Pretzler'schen Verfahren mit Cosinusfunktionen zeigt sich hier eine geringere Aufprägung von „Wellenmustern“. Auch die Häufigkeit von „Durchschwingern“ im Peakbereich, die auf eine unzureichende Wiedergabe der Daten durch das jeweilige Basissystem bedingt sind, konnte reduziert werden. Nachteilig für alle glättenden Verfahren ist, wenn die gemessene Verteilung schmal gegenüber dem Meßintervall ist. Die zur Darstellung benötigte hohe Anzahl von Parametern führte unausweichlich zur Reproduktion des Rauschens in den Flügeln. ε-

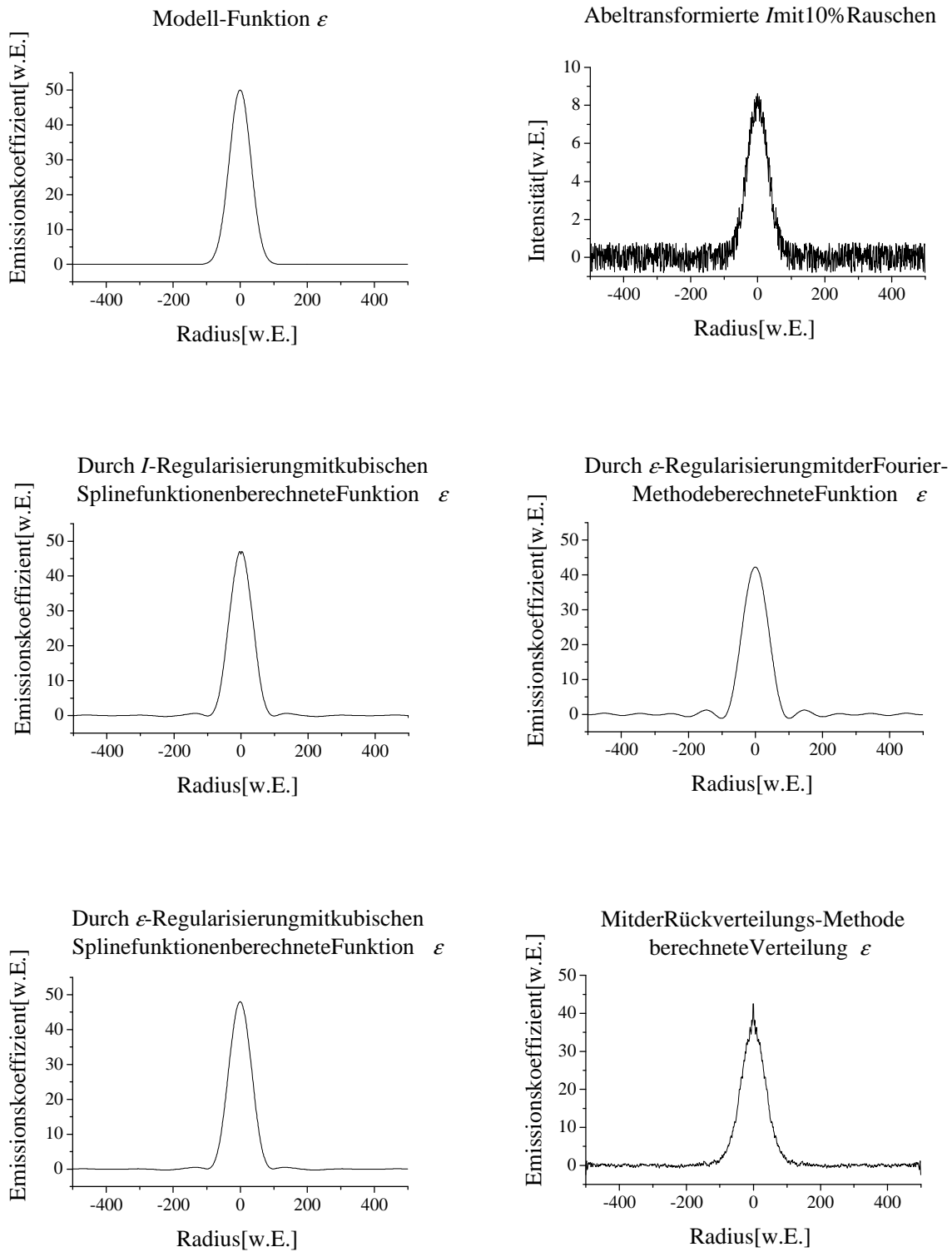


Abbildung 2.11: Rekonstruktion einer Gaußfunktion mit verschiedenen Abelinversionsmethoden

Bei allen Messungen an optisch dünnen Plasmen in dieser Arbeit wurde die

Abelinversion mit der Rückverteilungsmethode und der

ε -Regularisierung mit

kubischen Splines durchgeführt. Bei stark verrauschten breiten Spektren zeigt sich das glättende Verfahren als überlegen, bei geringem Rauschanteil und schmalen Spektren konnte die Rückverteilungsmethode überzeugen. Allerdings gibt es neben dem Rauschanteil und der relativen Breite der Linien noch einen weiteren physikalischen Effekt, der den Einsatz aller klassischen Abel-Inversionsverfahren unmöglich macht. Laserinduzierte Plasmen sind, wie in Abschnitt 2.1 dargestellt, häufig optisch dick. Die Abel-Inversion fordert neben der radialen Symmetrie auch ein vollständig transparentes Medium, damit die Abbildung von $I(r)$ auf $I(\theta)$ mathematisch als Summe der Einzelintensitäten beschrieben werden kann (vgl. Linienintegral über r längs der y -Achse in Gleichung 2.4). Welchen Einfluß die optische Tiefe auf das Plasma und die Profilform hat, wird im folgenden Abschnitt näher untersucht werden.

2.4 Optische Tiefe

Emission und Absorption von Linien- und Kontinuumsstrahlung treten in allen Plasmen auf. Sie bilden die Grundlage der spektroskopischen Plasmadiagnostik. In einem beliebigen Plasma hängen die Strahlungseigenschaften der Materie an einem bestimmten Ort von ihrem Anregungs- und Ionisationsgrad ab. Jedoch ist im allgemeinen die Besetzung der Energieniveaus und damit die Intensität der Linien in so komplizierter Weise mit allen Parametern des Plasmas verknüpft, daß sich quantitative Aussagen nur im Einzelfall machen lassen. Im lokal thermodynamischen Gleichgewicht (LTG) hingegen ist das Plasma stoß bestimmt und wird durch eine ortsabhängige Temperatur beschrieben. Damit werden die Kenngrößen der Emission und Absorption automatisch auch temperatur- und somit ortsabhängig. Diese Annahme ist gerade für hohe Elektronendichten gerechtfertigt, weshalb im weiteren Verlauf der Betrachtungen immer LTG vorausgesetzt wird [Ber81].

2.4.1 Die allgemeine Lösung der Strahlungstransportgleichung

Als Kenngröße der Emission führt man den spektralen Emissionskoeffizienten ϵ_ν ¹² ein. Ein Volumenelement dV emittiert pro Zeiteinheit in ein Raumwinkelement $d\Omega$ im Frequenzbereich $d\nu$ die Energie [Uns68]:

$$E = \epsilon_\nu d\nu dV d\Omega \tag{2.26}$$

ϵ_ν gibt als die Strahlungsleistung an, welche spontan pro Volumenelement dV im Frequenzintervall $d\nu$ erzeugt und in das Raumwinkelement $d\Omega$ abgegeben wird. Als Einheit ergibt sich somit $W/m^3 sr$. Als Gegenstück zur Emission betrachtet man die durch Absorption hervorgerufene Abnahme der spektralen Strahldichte (Strahlungsintensität) I_ν beim Durchstrahlen eines Plasmas der Länge dx .

¹² Der Index ν ist keine Variable, sondern zeigt an, daß es sich bei ϵ_ν um eine frequenzbezogene spektrale Dichte oder kurz um eine spektrale Größe wie z. B. I_ν handelt. Spektrale Dichte einer physikalischen Größe ist als Differentialquotient aus der Größe und der Frequenz definiert, so daß $\epsilon = \int \epsilon_\nu(\nu) d\nu$ gilt (ϵ = Emissionskoeffizient). Die normale Frequenzabhängigkeit einer Größe wird dagegen in der Form $\kappa(\nu)$ geschrieben (κ = Absorptionskoeffizient).

$$dI_\nu = -\kappa'(\nu) \cdot I_\nu \cdot dx \quad (2.27)$$

Man nennt κ' den effektiven Absorptionskoeffizienten. Er wird in der Einheit $1/m$ angegeben. Beide Koeffizienten sind in LTG-Plasmen frequenz- und temperaturabhängig. Die Absorption κ' setzt sich mikroskopisch aus zwei Effekten zusammen. Zumeinander, „wahren“ Absorption κ , die Strahlung in Anregungsenergie umwandelt, zum anderen wird in κ' die induzierte Emission mit berücksichtigt, denn die Absorption allein würde zu einem Absorptionskoeffizienten $\kappa > \kappa'$ führen. Die Berücksichtigung der induzierten Emission ergibt den kleineren effektiven Absorptionskoeffizienten κ' .

$$\kappa'(\nu, T) = \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \cdot \kappa(\nu, T) \quad (2.28)$$

Für Frequenzen im sichtbaren Spektralbereich bei $h\nu \approx 2eV$ und Temperaturen von ca. 10000 K (also $kT \approx 1eV$) unterscheiden sich κ und κ' etwa um 10 %.

Über den Kirchhoff'schen Satz sind Emissions- und Absorptionskoeffizient mit der Planckfunktion $B_\nu(T)$ verknüpft.

$$\frac{\epsilon_\nu(T)}{\kappa'(T)} = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.29)$$

Es soll nun ein zylindersymmetrisches Plasmadefür die Länge ℓ betrachtet werden. Es besitzt eine bekannte Temperaturverteilung $T(x)$ entlang der Beobachtungsachse.

¹³ An dieser Stelle wurde $B_\nu(T)$ als spektrale Strahldichte (Strahlungsintensität) angegeben, also als Strahlungsleistung einer Fläche bezogen auf Flächen-, Raumwinkel- und Frequenzeinheit ($Ws/m^2 \cdot sr$). Häufiger wird die Planckfunktion als spektrale Energiedichte (Strahlungsdichte) u_ν angegeben, also als Strahlungsenergie bezogen auf Volumen- und Frequenzeinheit (Ws^2/m^3). Das würde zu einem zusätzlichen Vorfaktor $4\pi/c$ führen.

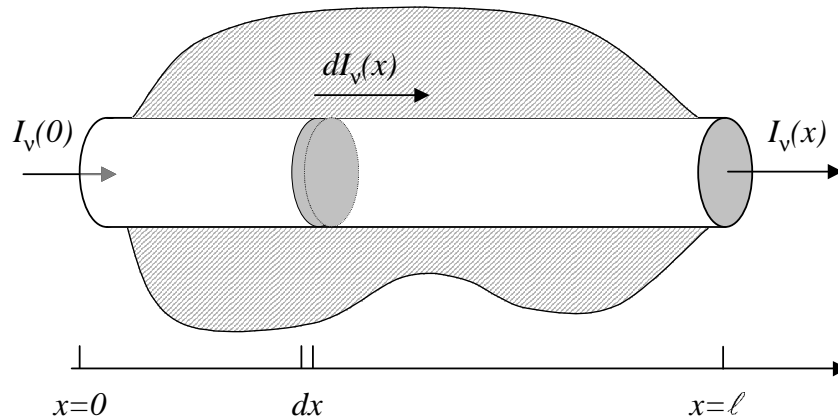


Abbildung 2.12: Zum Strahlungstransport in einem Plasma

Gesucht ist die spektrale Strahlendichte I_ν am Ort $x = \ell$, die sich aus allen Emissions- und Absorptionsprozessen im Plasmazylinder zusammensetzt. Eine Änderung der Strahlendichte dI_ν wird durch die Beiträge der folgenden drei Prozesse bedingt:

$$\varepsilon_\nu(x) dx \quad (\text{spontane Emission}) \quad (2.30)$$

$$\kappa(\nu, x) \cdot e^{\frac{h\nu}{kT}} \cdot I_\nu(\nu, x) dx \quad (\text{induzierte Emission}) \quad (2.31)$$

$$-\kappa(\nu, x) \cdot I_\nu(x) dx \quad (\text{Absorption}) \quad (2.32)$$

Die Bilanz ergibt für dI_ν

$$dI_\nu(x) = \varepsilon_\nu(x) dx + \kappa(\nu, x) \cdot e^{\frac{h\nu}{kT}} \cdot I_\nu(x) dx - \kappa(\nu, x) \cdot I_\nu(x) dx. \quad (2.33)$$

Daraus folgt mit Gleichung (2.28) die Strahlungstransportgleichung

$$\boxed{\frac{dI_\nu(x)}{dx} = \varepsilon_\nu(x) - I_\nu(x) \cdot \kappa'(\nu, x)}. \quad (2.34)$$

Zur Lösung dieser linearen Differentialgleichung erster Ordnung wird zunächst der homogene Anteil ohne den Term $\varepsilon_\nu(x)$ berechnet. Die Integration erstreckt sich über die Plasmasäule der Länge x , was die Absorption von Strahlung in einem kalten Gas beschreibt. Als Lösung des homogenen Anteils der Strahlungstransportgleichung erhält man das Lambert-Beer'sche Absorptionsgesetz:

$$I_\nu(x)_{\text{hom.}} = I_0 \cdot e^{-\int_0^x \kappa'(x) dx} \quad (2.35)$$

Hierbei ist I_0 die eingestrahlte Intensität, welche über die Strecke x abgeschwächt wird.
Der Exponent

$$\tau_\nu(x) = \int_0^x \kappa'(x) dx \quad (2.36)$$

heißt optische Tiefe. Bei gegebener Frequenz ν bezeichnet man ein Plasma als:

optisch dünn falls $\tau \ll 1$

nicht mehr dünn falls $\tau \approx 1$

optisch dick falls $\tau > 1$

Aus der homogenen Lösung der Strahlungstransportgleichung ergibt sich die allgemeine Lösung durch Addition der homogenen Lösung zu einer speziellen Lösung. Der Ansatz zur Berechnung der speziellen Lösung ist die Variation der Konstanten I_0 . Ersetzt man in der homogenen Lösung (2.35) I_0 durch $I_0 = I_0(x)$, so kann man formal $I_\nu(x)$ schreiben als $I_\nu(x) = I_{\nu\text{hom.}}(x) \cdot I_0(x)$. Bestimmt man nun $\frac{dI_\nu(x)}{dx}$ und geht mit diesem Ansatz in die Strahlungstransportgleichung (2.34), so ergibt sich nach Integration die x -Abhängigkeit der „Konstanten“ $I_0(x)$ und damit die allgemeine Lösung der Strahlungstransportgleichung:

$$I_\nu(x) = I_\nu(0) \cdot e^{-\int_0^x \kappa'(x) dx} + e^{-\int_0^x \kappa'(x) dx} \cdot \int_0^x \mathcal{E}_\nu(x) \cdot e^{+\int_0^x \kappa'(x) dx} dx \quad (2.37)$$

Für ein Plasma mit konstanter Temperaturverteilung längs der x -Achse entfallen die x -Abhängigkeit der Emissions- und Absorptionskoeffizienten.

$$\mathcal{E}_\nu(x) \rightarrow \mathcal{E}_\nu \quad \text{und} \quad \kappa'(x) \rightarrow \kappa' \quad (2.38)$$

Wird nur die das Plasma verlassende Intensität $I_\nu = I_\nu(x=\ell)$ betrachtet, so ergibt sich unter Verwendung des Kirchhoff'schen Satzes (2.29) die Lösung der Strahlungstransportgleichung

$$I_\nu = I_\nu(0) \cdot e^{-\kappa' \cdot \ell} + B_\nu(T) \cdot (1 - e^{-\kappa' \ell}) \quad (2.39)$$

Gehmannur von der Emission des Plasmas aus und verzichtet mit $I_\nu(0)=0$ auf Einstrahlung, so ergibt sich:

$$I_\nu = B_\nu(T) \cdot (1 - e^{-\kappa' \ell}) \quad \text{bzw.} \quad I_\nu = B_\nu(T) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.40)$$

Jenach GröÙe der optischen Tiefe und des Emissionskoeffizientens sind drei Grenzfälle zu untersuchen:

$$I_\nu \approx \epsilon_\nu \cdot \ell \quad (\text{optisch dünn, homogenes LTG Plasma, } \tau=0) \quad (2.41)$$

$$I_\nu \approx B_\nu(T) \quad (\text{optisch dick, homogenes LTG Plasma, } \tau > 1) \quad (2.42)$$

$$I_\nu \approx I_0 \cdot e^{-\tau_\nu} \quad (\text{kalt, Gas in der Randschicht, } \epsilon_\nu \approx 0) \quad (2.43)$$

Das Plasma emittiert Licht nach Gleichung (2.40), welches wie I_0 in Gleichung (2.35) geschwächt wird. Als Lösung für ein homogenes Plasma mit kalter Randschicht ergibt sich somit:

$$I_\nu = B_\nu(T) \cdot (1 - e^{-\tau_{\text{Plasma}}}) e^{-\tau_{\text{Rand}}} \quad (2.44)$$

Dieser Zusammenhang ist die Grundlage der stückweisen Bestimmung des differentiellen Inversionsverfahrens für optisch dicke Spektren in Abschnitt 2.5.2.

2.4.2 Bestimmung des Emissionsprofils mit Modellfunktionen

In dieser Arbeit folgte die Auswertung der Spektren durch Anpassung von theoretischen Profilen. An den theoretischen Profilen konnten mehrere Parameter variiert werden, bis eine ausreichende Übereinstimmung mit den gemessenen Emissionsprofilen erreicht wurde. Grundlage einer solchen Anpassung ist die Darstellung eines beobachteten Profils durch ein theoretisches Emissionsprofil. Existiert ein für den optisch dünnen Fall berechnetes, auf den Wert 1 flächennormiertes

Emissionsprofil $P_\nu(\nu)_{em}$ einer Linie, und betrachtet man den Verlauf der Intensität I_ν über dieser Spektrallinie, so gilt nach Gleichung (2.41) automatisch

$$I_\nu = \epsilon_\nu \cdot \ell = I \cdot P_\nu(\nu)_{em} \quad \text{Mit dem Kirchhoff'schen Satz} \quad \frac{\epsilon_\nu}{\kappa'} = B_\nu(T) \text{ ergibt sich die}$$

optische Tiefesofortals $\tau_\nu = \kappa' \cdot \ell = \frac{I \cdot P_\nu(\nu)_{em}}{B_\nu(T)}$. Weiter ist in diesem Fall $B_\nu(T)$

wieders konstant anzusehen, und die optische Tiefe im Linienzentrum τ_{ν_0} ergibt sich als Quotient der berechneten Linienhöhe ν_0 und dem Wert der Planckfunktion. Mit den so erhaltenen Beziehungen

$$\tau_{\nu_0} = \frac{I \cdot P_{\nu_0 em}}{B_\nu(T)} \quad \text{und} \quad \kappa' \ell = \tau_\nu = \frac{I \cdot P_\nu(\nu)_{em}}{B_\nu(T)} \quad (2.45)$$

läßt sich das beobachtete optische Dickeprofil $I_{\nu, beob}$ einer Spektrallinie allein durch das theoretische Emissionsprofil $P_\nu(\nu)_{em}$ und die optische Tiefe τ_{ν_0} im Linienzentrum beschreiben. Das Profil einer Linie im homogenen LTG-Plasma ohne Einstrahlung wird dann nach (2.40) zu:

$$I_{\nu, beob} = \frac{I_{\nu_0}}{\tau_{\nu_0}} \cdot \left(1 - e^{-\tau_{\nu_0} \cdot \frac{P_\nu(\nu)_{em}}{P_{\nu_0 em}}} \right) \quad (2.46)$$

Die Gleichung (2.46) beschreibt die Veränderung des ungestörten Emissionsprofils $P_\nu(\nu)_{em}$ in einem homogenen Plasma der optischen Tiefe τ_{ν_0} . Berücksichtigt man auch eine eventuell vorhandene kalte Randschicht, so ergibt sich für das beobachtete Profil nach (2.39):

$$I_{\nu, beob} = \frac{I_{\nu_0}}{\tau_{\nu_0}} \cdot \left(1 - e^{-\tau_{\nu_0} \cdot \frac{P_\nu(\nu)_{em}}{P_{\nu_0 em}}} \right) \cdot e^{-\tau_{Rand} \cdot \frac{P_\nu(\nu)_{ab}}{P_{\nu_0 ab}}} \quad (2.47)$$

Wird Gleichung (2.46) nach der Frequenz ν abgeleitet und Null gesetzt, so zeigt sich, daß der Verlauf von $I_{\nu, beob}$ für kein τ außerhalb der Linienmitte ν_0 ein Maximum

besitzt, da die Ableitung nur Null wird, falls $\frac{dP_{\nu, em}}{d\nu}$ Null wird.

$$\frac{dI_{\nu, beob}}{d\nu} = \frac{dP_{\nu_0 em}}{d\nu} \cdot I \cdot e^{-\tau_{\nu_0} \cdot \frac{P_\nu(\nu)_{em}}{P_{\nu_0 em}}} \quad (2.48)$$

Das bedeutet, daß es bei dem beobachteten Profil $I_{\nu, beob}$ im homogenen Plasma nicht zur Selbstumkehr kommen kann. Zeigt eine vermessene Spektrallinie dennoch Selbstumkehr, so kann dies nur durch eine kalte Randschicht bedingt sein.

2.4.3 Abhängigkeit des Profils von den atomaren Parametern

Um konkrete Aussagen über die Abhängigkeit des beobachteten Emissionsprofils von den atomaren Parametern des jeweiligen Überganges zu machen, wird versucht, den Emissions- und Absorptionskoeffizienten durch atomare Konstanten auszudrücken. Über den schmalen Frequenzbereich einer Linie kann $B_{\nu}(T)$ als konstant betrachtet werden. Emissions- und Absorptionskoeffizienten im Plasma zeigen deshalb dieselbe Frequenzabhängigkeit, die durch das normierte Linienprofil $P_{\nu}(\nu)$ beschrieben werden kann. $P_{\nu}(\nu)d\nu$ gibt hier die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß bei Emission oder Absorption ein Photon aus dem Frequenzbereich $[\nu, \nu+d\nu]$ erzeugt oder vernichtet wird.

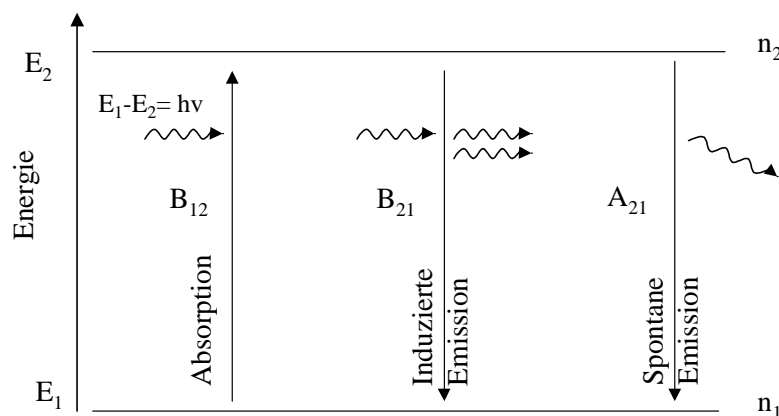


Abbildung 2.13: Emission und Absorption von Spektrallinien

Die Spektrallinien sollen auf einem atomaren Übergang $1 \rightarrow 2$ zwischen den Energiestufen E_1 und E_2 emittiert und absorbiert werden. In LTG-Plasma sind die Emissions- und Absorptionsprofile einander gleich. Der Linienabsorptionskoeffizient $\kappa^L(\nu)$ hat die Form des normierten Linienprofils $P_{\nu}(\nu)$. Er hängt nur von den Eigenschaften der emittierenden und absorbierenden Atome sowie von ihren Dichten ab, welche in die Größe κ_{12} eingehen. Ebenso wird der Linienemissionskoeffizient $\varepsilon_{\nu}^L(\nu)$ eingeführt. Für beide Größen ist folgende Darstellung möglich [Ber81]:

$$\kappa^L(\nu) = \kappa_{12} P_{\nu}(\nu), \quad \kappa_{12} = \int \kappa^L(\nu) d\nu \tag{2.49}$$

und

$$\varepsilon_{\nu}^L(\nu) = \varepsilon_{21} P_{\nu}(\nu), \quad \varepsilon_{12} = \int \varepsilon_{\nu}^L(\nu) d\nu \tag{2.50}$$

Herrscht im Plasma die spektrale Energiedichte der Strahlung $u_{\nu} = (4\pi/c) \cdot B_{\nu}(T)$, so finden pro Zeit- und Volumeneinheit $Z_{21} = B_{21} n_1 u_{\nu}$ Absorptionsübergänge statt. Bei jedem Übergang wird die Energie $h\nu_{21}$ freigesetzt, sodaß die im Volumenelement

absorbierte Strahlungsleistung gleich $P_A = h \nu_{21} B_{21} n_1 u_\nu$ ist. Dies spektrale Energiedichte kann wie oben durch die spektrale Strahlendichte ersetzt werden. Es ergibt sich für die Strahlungsleistung $P_A = (4 \pi / c) \cdot h \nu_{21} B_{21} n_1 B_\nu$. Nach der Definition des Absorptionskoeffizienten in Gleichung (2.27) ist die pro Volumeneinheit absorbierte über das Linienprofil integrierte Strahlungsleistung $P_A = 4 \pi \kappa_{21} I_\nu$. Damit ergibt sich

$$\kappa_{21} = \frac{h \nu_{21}}{c} \cdot B_{21} \cdot n_1 \quad \text{und} \quad \kappa^L(\nu) = \frac{h \nu_{21}}{c} \cdot B_{21} \cdot n_1 \cdot P_\nu(\nu). \quad (2.51)$$

Analog bestimmt sich die Zahl der spontanen Strahlungsübergänge pro Volumen- und Zeiteinheit zu $Z_{12} = A_{12} n_2$. Bei jedem Übergang wird die Energie $h \nu_{12}$ umgesetzt, so daß sich für die auf die Volumen-, Raumwinkel- und Frequenzeinheit bezogene Strahlungsleistung ε_ν^L ergibt:

$$\varepsilon_\nu^L(\nu) = \frac{1}{4\pi} h \nu_{12} A_{12} n_2 P_\nu(\nu) \quad \text{und} \quad \varepsilon_{12} = \frac{1}{4\pi} h \nu_{12} A_{12} n_2 \quad (2.52)$$

Hierin ist n_1 die Besetzungszahl des Grundzustandes, ν_{12} die Frequenz des Überganges, A_{12} und B_{21} sind die Einsteinkoeffizienten nach Abbildung 2.13. Setzt man in Gleichung (2.40) für τ das Produkt aus Linienabsorptionskoeffizient und Plasmalänge $\kappa^L \cdot \ell$ ein, so kann man das Profil der beobachteten Spektrallinie im homogenen Plasma bestimmen.

$$I_\nu(\nu) = B_\nu(T) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{h \nu_{12}}{c} \cdot B_{12} \cdot n_{1\text{Plasma}} \cdot P_\nu(\nu)_{em} \cdot \ell_{\text{Plasma}}\right) \right) \quad (2.53)$$

Wird wieder eine kalte Randschicht mit berücksichtigt, so ergibt sich analog zu den Gleichungen (2.39) und (2.47) das beobachtete Profil in Abhängigkeit von den atomaren Parametern.

$$I_\nu(\nu) = B_\nu(T) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{h \nu_{12}}{c} \cdot B_{12} \cdot n_{1Pl} \cdot P_\nu(\nu)_{em} \cdot \ell_{Pl}\right) \right) \exp\left(-\frac{h \nu_{12}}{c} \cdot B_{12} \cdot n_{1Ra} \cdot P_\nu(\nu)_{ab} \cdot \ell_{Ra}\right) \quad (2.54)$$

Insgesamt wurde die Lösung der Strahlungstransportgleichung dreimal betrachtet. Bei Gleichung (2.37) handelt es sich um die mathematisch korrekte Lösung der Differentialgleichung. In Gleichung (2.47) ist die Lösung für einen Übergang beschrieben, von dem bereits theoretisch berechnete Profile im optisch dünnen Fall existieren. Damit kann ein gemessenes Profil durch ein theoretisches Profil angepaßt werden. In Gleichung (2.54) wurde die Lösung für einen bestimmten Übergang

dargestellt, und es konntendie Emissions- und Absorptionsgrößen durch atomare Konstanten ersetzt werden. Abbildung 2.14 zeigt theoretische Lorentzprofile für verschiedene optische Tiefen mit und ohne Selbstumkehr.

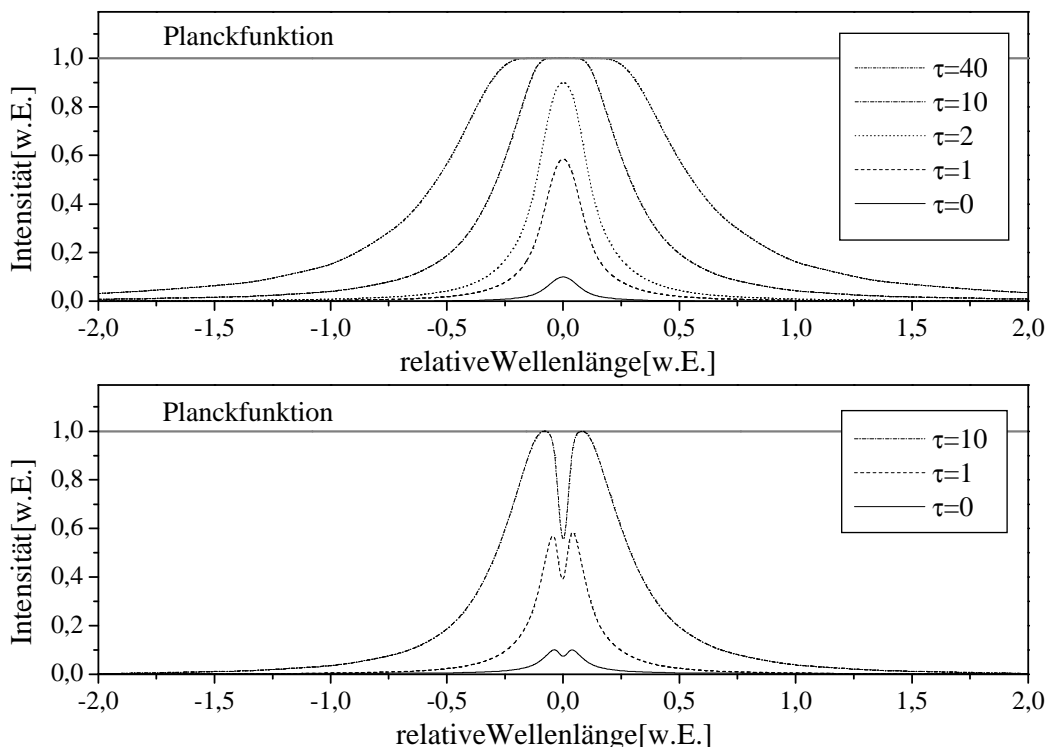


Abbildung 2.14: Veränderung der Profilform durch optische Tiefe und Selbstumkehr

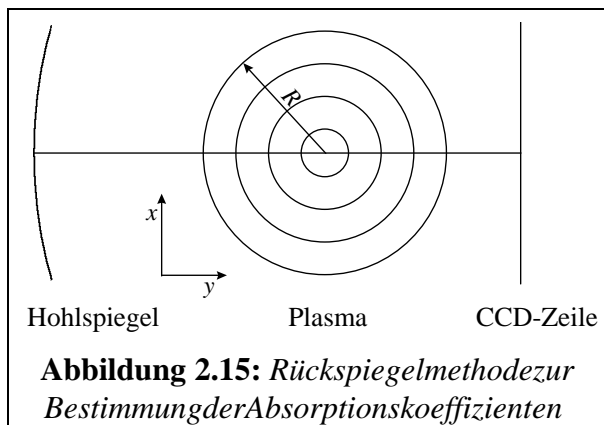
Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß die Selbstumkehr über das Lambert-Beer'sche Absorptionsgesetz (2.35) direkt mit der Länge der kalten Randschicht und der Zahl der in ihr befindlichen Wasserstoffatome verknüpft ist. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß gerade Wasserstoff ein ausgezeichnetes Diffusionsvermögen besitzt, wodurch die Wasserstoffkonzentration in der Plasmarandschicht sehr groß werden kann. Weiterhin hemmen sowohl optische Tiefe als auch Selbstumkehr mit der Besetzung des unteren Zustandes gemäß $I_{\nu}(\nu) \sim e^{-h\nu_{12} \cdot B_{12} \cdot n_1}$ zu. Daher kommt es bei der Spektroskopie von Resonanzlinien in Plasmen häufig zu optisch dicken Profilen, die eine starke Selbstumkehr aufweisen. Bei Linien, die nicht auf dem Grundzustand enden, ist Selbstumkehr eher selten und konnte auch im Rahmen dieser Arbeit weder an H_{α} noch H_{β} festgestellt werden. Die optische Tiefe hingegen mußte bei allen Messungen an den laserinduzierten Plasmen berücksichtigt werden.

2.5 Inversionsverfahren für optisch dicke Plasmen

Alle genannten Verfahren zur Lösung der Abel'schen Integralgleichung sind nur unter der Einschränkung eines optisch dünnen Plasmas anwendbar. Objekte mit nicht zu vernachlässigender Absorption können auf diese Weise nicht invertiert werden, da sich die Meßdaten nicht mehr durch eine einfache Addition der radialen Emissionskoeffizienten längs der Beobachtungsrichtung darstellen lassen. Bei der Beschreibung von radialsymmetrischen Objekten mit optischer Tiefe ist die wichtigste Kenngröße der radiale Absorptionskoeffizient κ' ¹⁴. Vorderangestrebten Berechnung der Emissionskoeffizienten steht also zunächst die Bestimmung der Absorption innerhalb des Meßobjektes.

2.5.1 Bestimmung der radialen Absorptionskoeffizienten

Die Ermittlung der radialen Verteilung der Absorptionskoeffizienten wird in dieser Arbeit in Anlehnung an das Rückspiegelverfahren nach Freeman und Katz [Fre60]



durchgeführt. Zunächst wird mit Hilfe einer Anordnung, wie sie Abbildung 2.15 zeigt, die ortsabhängige Intensität mit Rückspiegel $K(x)$ und ohne Rückspiegel $I(x)$ gemessen. Beim Rückspiegel handelt es sich um einen sphärischen Hohlspiegel, der im Abstand der doppelten Brennweite vom Plasma positioniert ist. Dieser Aufbau

gewährleistet eine „1-zu-1-Abbildung“ des Plasmas auf sich selbst. Hierbei wird, wie beim Einsatz einer Linse, das Bild seitlich verkehrt abgebildet. Dieser Umstand ist jedoch vernachlässigbar, solange das Plasma streng radialsymmetrisch ist.

Ziel der Anordnung ist es, aus den durch Messung zugänglichen Größen $I(x)$ und $K(x)$ den unbekanntem Verlauf des radialen Absorptionskoeffizienten κ' zu bestimmen. Da

¹⁴ Es handelt es sich auch hier um den effektiven Absorptionskoeffizienten, der im folgenden nur noch vom Absorptionskoeffizienten gesprochen.

κ' , der Einfachheit halber

das Plasma um die Achsen senkrecht zur Beobachtungsrichtung symmetrisch ist, strahlt es bei festem Ort x in Richtung Beobachter und in Richtung Spiegel gleich aus. Die rückgespiegelte, ortsabhängige Intensität $K(x)$ setzt sich folglich aus zwei Teilen zusammen. Der eine ist durch die Intensität ohne Spiegel $I(x)$ gegeben und repräsentiert den Anteil der Strahlung in Richtung des Beobachters. In Richtung des Spiegels wird ebenfalls $I(x)$ emittiert. Dieser Teil wird aufgrund der Reflektivität R des Spiegels um den Wert $\mu = I - R$ reduziert und beim Durchlaufen des Plasmas nach dem Lambert-Beer'schen Absorptionsgesetz (2.35) geschwächt. Damit ergibt sich folgende Beziehung:

$$K(x) = I(x) + \mu \cdot I(x) \cdot \exp\left(-\int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2+y^2}) dy\right) \quad (2.55)$$

Der Faktor μ gibt die Reflektivität des Hohlspiegels im betrachteten Wellenlängenbereich an. Wird das Plasma wie in dieser Arbeit in einer Druckzelle erzeugt, so befindet sich auf Rückspiegel- und Detektorseite jeweils ein Beobachtungsfenster im Strahlengang. Die dadurch bedingte zusätzliche Abschwächung der Intensität kann als effektive Reflektivität des Hohlspiegels berücksichtigt werden. Der eigentliche Zusammenhang zwischen K und I stellt sich unter Berücksichtigung der Fenster wie folgt dar: $K = I \cdot \mu_{\text{Fenster}} + I \cdot (\mu_{\text{Fenster}} \cdot \mu_{\text{Spiegel}} \cdot \mu_{\text{Fenster}}) \cdot e^{-\tau} \cdot \mu_{\text{Fenster}}$. Da jedoch auch die beobachtete Intensität $I_{\text{beob.}}$ ohne Rückspiegel bereits das Produkt aus $I \cdot \mu_{\text{Fenster}}$ ist, bietet es sich an, auch diesen Zusammenhang als $K_{\text{beob.}} = I_{\text{beob.}} + I_{\text{beob.}} \cdot \mu_{\text{effektiv}} \cdot e^{-\tau}$ darzustellen, wobei man bei der Messung der effektiven Reflektivität ein Fenster vor den Hohlspiegel montiert und so das Produkt $\mu_{\text{effektiv}} = \mu_{\text{Fenster}} \cdot \mu_{\text{Spiegel}} \cdot \mu_{\text{Fenster}}$ experimentell bestimmt. Als nächster Schritt muß die Gleichung nach meßbaren und unbekanntem Größensepariert werden. Eine einfache Umformung liefert

$$\frac{1}{\mu} \left(\frac{K(x)}{I(x)} - 1 \right) = \exp\left(-\int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2+y^2}) dy\right). \quad (2.56)$$

Dies läßt sich schreiben als

¹⁵ Zwischen Strahler und Spiegel dürfen sich nur noch optische einwandfreie Fenster befinden. Sollte eines der Fenster für den betrachteten Wellenlängenbereich unterschiedliches Transmissionsverhalten aufweisen, so müssen diese Effekte in die Berechnung des Absorptionskoeffizienten miteinbezogen werden.

$$\frac{1}{1 + \frac{1}{\mu} \left(\frac{K(x)}{I(x)} - 1 \right) - 1} = \exp\left(+ \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2+y^2}) dy \right). \quad (2.57)$$

Damit ergibt sich

$$\ln\left(\frac{1}{1+A(x)}\right) = + \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2+y^2}) dy, \quad (2.58)$$

wobei

$$A(x) = \frac{1}{\mu} \left(\frac{K(x)}{I(x)} - 1 \right) - 1 \quad (2.59)$$

das Absorptionsvermögen des Plasmas einzig auf Basis von Meßwerten beschreibt. Um die Gleichung auf eine Form zu bringen, die es ermöglicht, κ' zu bestimmen, führt man die neue Variable

$$F(x) = \ln\left(\frac{1}{1+A(x)}\right) \quad (2.60)$$

ein. So ergibt sich

$$F(x) = \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2+y^2}) dy, \quad (2.61)$$

was nach der Substitution $r = \sqrt{x^2+y^2}$ folgenden Ausdruck liefert:

$$\boxed{F(x) = 2 \int_x^R \frac{\kappa'(r)}{\sqrt{x^2-r^2}} r dr} \quad (2.62)$$

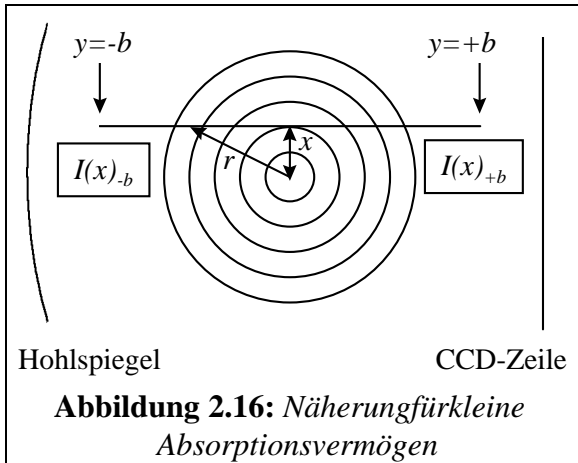
Diese Darstellung entspricht exakt der Abel'schen Integralgleichung (2.6). Damit ist die Lösung nach Formel (2.7) bereits bekannt und man erhält

$$\boxed{\kappa'(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dF(x)}{\sqrt{x^2-r^2}} dx} \quad (2.63)$$

Für die Bestimmung des radialen Absorptionskoeffizienten κ' aus den Daten mit und ohne Rückspiegel können also die gleichen Inversionsverfahren herangezogen werden, die in den vorangegangenen Abschnitten entwickelt wurden.

2.5.1.1 Grenzwert für kleine Absorptionsvermögen

Zur Darstellung einer Näherung für kleine Absorptionsvermögen werden die Messungen



zweier Beobachter des Plasmas untersucht. Beide befinden sich auf einer Geraden an einem beliebigen Ort x . Sie nehmen die Positionen $y = b$ und $y = -b$ gemäß Abbildung 2.16 ein. Die von ihnen registrierten Intensitäten werden im folgenden mit $I(x)_{+b}$ und $I(x)_{-b}$ bezeichnet. Ein kleines Volumenelement der Stärke dy beim Radius r auf der Beobachtungsachse trägt zu der

jeweiligen registrierten Intensität $I(x)_{+b}$ bzw. $I(x)_{-b}$ den Anteil

$$\varepsilon(\sqrt{x^2 + y^2}) dy \cdot \exp\left(- \int_y^{+\sqrt{R^2 - x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2 + \xi^2}) d\xi\right)$$

bzw.

$$\varepsilon(\sqrt{x^2 + y^2}) dy \cdot \exp\left(- \int_{-\sqrt{R^2 - x^2}}^y \kappa'(\sqrt{x^2 + \xi^2}) d\xi\right)$$

(2.64)

bei. Integriert über das ganze Plasma liefert dies die Werte für die gesuchten Intensitäten:

$$I(x)_{+b} = \int_{-\sqrt{R^2 - x^2}}^{+\sqrt{R^2 - x^2}} (\varepsilon(\sqrt{x^2 + y^2}) \exp\left(- \int_y^{\sqrt{R^2 - x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2 + \xi^2}) d\xi\right) dy$$

und

$$I(x)_{-b} = \int_{-\sqrt{R^2 - x^2}}^{+\sqrt{R^2 - x^2}} (\varepsilon(\sqrt{x^2 + y^2}) \exp\left(- \int_{-\sqrt{R^2 - x^2}}^y \kappa'(\sqrt{x^2 + \xi^2}) d\xi\right) dy$$

(2.65)

Für hinreichend kleine Absorptionskoeffizienten können die Exponentialfunktionen durch die beiden ersten Glieder ihrer Taylorreihe ersetzt werden.

$$I(x)_{+b} = \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} (\mathcal{E}(\sqrt{x^2+y^2}) (1 - \int_y^{\sqrt{R^2-x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2+y^2}) d\xi)) dy$$

und

$$I(x)_{-b} = \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} (\mathcal{E}(\sqrt{x^2+y^2}) (1 - \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^y \kappa'(\sqrt{x^2+y^2}) d\xi)) dy \quad (2.66)$$

Weiterläßt sich nach Gleichung (2.58) $A(x)$ für geringe Absorption mit

$$A(x) \approx - \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{+\sqrt{R^2-x^2}} \kappa'(\sqrt{x^2+y^2}) dy \quad (2.67)$$

nähern. Berücksichtigt man jetzt noch, daß aufgrund der radialen Symmetrie des Plasmas die Intensitäten in beide Richtungen gleich sein müssen, so gilt

$$I(x)_{+b} = I(x)_{-b}. \quad (2.68)$$

Dieser Zusammenhang läßt sich formal auch schreiben als

$$I(x)_{+b} = \frac{1}{2} (I(x)_{+b} + I(x)_{-b}). \quad (2.69)$$

Setzt man (2.66) und (2.67) in Gleichung (2.69) ein, so erhält man nach einer kurzen Rechnung

$$\frac{I(x)_{+b}}{1 + \frac{1}{2} A(x)} = 2 \int_0^{+\sqrt{R^2-x^2}} \mathcal{E}(\sqrt{x^2+y^2}) dy. \quad (2.70)$$

Da aber $I(x)_{+b}$ genau der registrierten Intensität ohne Rückspiegel $I(x)$ entspricht, ist dieser Ausdruck äquivalent zu

$$\frac{I(x)}{1 + \frac{1}{2} A(x)} = 2 \int_0^{+\sqrt{R^2-x^2}} \mathcal{E}(\sqrt{x^2+y^2}) dy. \quad (2.71)$$

Nach der Umbenennung $F^*(x) = \frac{I(x)}{1 + \frac{1}{2} A(x)}$ unter neuer Substitution von $\sqrt{x^2 + y^2}$

durch r liefert dies

$$F^*(x) = 2 \int_x^R \frac{\varepsilon(r)}{\sqrt{r^2 - x^2}} r dr \quad (2.72)$$

mit der bereits bekannten Lösung

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi r} \int_r^R \frac{dF^*(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (2.73)$$

Für kleine Werte des Absorptionsvermögens ($A(x) \leq 0,2$) ist es also möglich, den Emissionskoeffizienten ohne Kenntnis des Absorptionskoeffizienten κ' zu berechnen. Ist der Absorptionskoeffizient hingegen identisch Null, so ist der Quotient aus $K(x)$ und $I(x)$ gleich $1 + \mu$. Das Absorptionsvermögen $A(x)$ wird Null, und aus Gleichung (2.70) wird die bekannte Beziehung für $I(x)$ und $\varepsilon(r)$ im optisch dünnen Fall.

$$I(x) = 2 \cdot \int_0^{+\sqrt{R^2 - x^2}} \varepsilon(\sqrt{x^2 + y^2}) dy \quad (2.74)$$

Es sei noch angemerkt, daß das hier vorgestellte Verfahren nicht zwangsweise an die Verwendung eines Rückspiegels gekoppelt ist. Das Plasma kann auch von einer zweiten externen Lichtquelle durchstrahlt werden, um die Absorptionskoeffizienten zu bestimmen. Hierbeim muß das beim Durchstrahlen verwendete Licht allerdings so geartet sein, daß es denselben Frequenzverlauf wie die beobachtete Plasma-Spektrallinie aufweist. Ebenso muß die Intensität pro Frequenzintervall hoch genug sein, um sich gegen das Plasma leuchten abzuheben. Dies ist im Rahmen dieses Experimentes aufgrund von Beobachtungszeiten im Nanosekundenbereich jedoch nicht zu gewährleisten.

2.5.2 Bestimmung der radialen Verteilung der Emissionskoeffizienten

Die folgenden Ausführungen gelten zunächst nur für einen schmalen Frequenzbereich, innerhalb dessen die Strahlungsintensität nicht variiert, wie es bei kontinuierlicher Strahlung oder einer spektral genügend aufgelösten Linie der Fall ist. Die Methode

erlaubtes-ähnlich der Abel-Inversion - aus einem Satz von Meßdaten der radialen Emissionskoeffizienten pro Frequenzintervall zu bestimmen. Allerdings werden hier keinerlei weitere Einschränkungen bezüglich der optischen Tiefe des Plasmas gemacht. Betrachtet man einen radialsymmetrischen Strahler, dessen Leuchtbereich sich vom Radius $r=0$ bis $r=R$ erstreckt, so kann man den Variationsbereich für r in N Intervalle einteilen. Jedes dieser Intervalle weist die radiale Intervallweite r_0 auf. Das n -te Intervall liegt im Bereich $r_n \leq r \leq r_{n+1}$, wobei $r_n = n \cdot r_0$ ist. Die geometrische Weglänge a_{mn} , die die Strahlung in Richtung Beobachter innerhalb jedes einzelnen Intervalls zurücklegt,

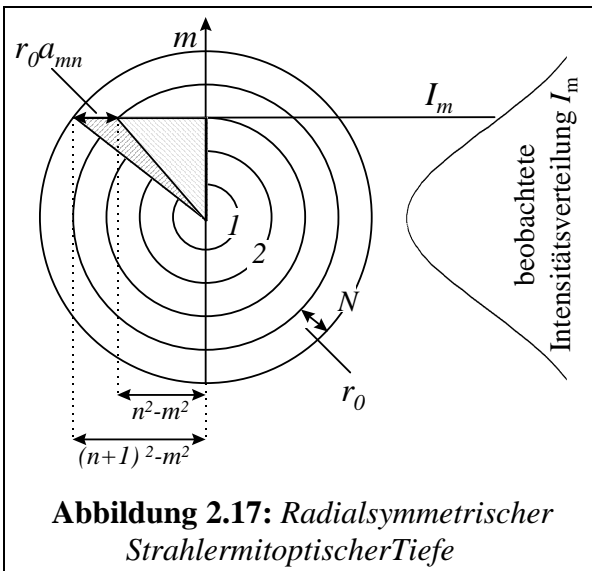


Abbildung 2.17: Radialsymmetrischer Strahler mit optischer Tiefe

variiert mit der Position des Beobachters längs der Ortsachse, welche im folgenden mit m bezeichnet wird. Der Abstand der Beobachtungssachse vom Zentrum läßt sich als $m \cdot r_0$ ausdrücken. Um die geometrische Weglänge zu bestimmen, müssen alle Einheitsstreckenabschnitte zwischen den einzelnen Kreisstücken bekannt sein. a_{mn} gibt die Weglänge für den vereinheitlichten Kreisstückabstand 1 an. Die Elemente der Matrix \hat{a}

wurden bereits in Abschnitt 2.3.1.1 aus der differentiellen Betrachtung der Abel'schen Integralgleichung abgeleitet. Auch eine einfache geometrische Überlegung und die zweifache Anwendung des Satzes von Pythagoras (vgl. Abbildung 2.17) liefert für a_{mn} den bekannten Ausdruck:

$$a_{mn} = \begin{cases} \sqrt{(n+1)^2 - m^2} - \sqrt{n^2 - m^2} & \text{für } n \geq m \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.75)$$

Damit ergibt sich für einen realen Kreisscheibenabstand r_0 die geometrische Weglänge innerhalb eines Intervalls zu $r_0 \cdot a_{mn}$. Die optische Tiefe innerhalb eines solchen Intervalls kann dann gemäß (2.36) geschrieben werden als

$$\tau_{mn} = \kappa'_n \cdot r_0 \cdot a_{mn}, \quad (2.76)$$

¹⁶Dass das Plasma in jedem einzelnen Intervall als homogen angenommen werden kann, ist die Temperatur innerhalb des Intervalls als konstant anzusehen. Daher liegt auch keine Ortsabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten mehr vor, und aus dem Integralausgleichung (2.36) wird ein einfaches Produkt.

wobei κ'_n der Absorptionskoeffizient zwischen den Radien r_n und r_{n+1} ist.

Im letzten Abschnitt wurde mit Hilfe des Rückspiegelverfahrens gezeigt, wieder Absorptionskoeffizient κ' berechnet werden kann. Daher durch die optische Tiefe für alle Orte und Radien bekannt ist, kann aus jeder möglichen radialen Verteilung der Emissionskoeffizienten ε_n auf die ortsabhängige Verteilung der Intensität I_m geschlossen werden. Die einzelnen Schritte, die auf die Gleichung (2.77) führen, sind im Anhang dargestellt.

$$I_m = \sum_{n=m}^N \varepsilon_n \cdot A_{mn} \quad \text{mit} \quad A_{mn} = \frac{(1 - e^{-\tau_{mn}})}{\kappa_n} \cdot \left(\prod_{\substack{i=n+1 \\ \equiv 1 \text{ für } n=N}}^N e^{-\tau_{mi}} \right) \cdot (1 + e^{-\tau_{mn}}) \prod_{\substack{i=m \\ \equiv 1 \text{ für } m=n}}^{n-1} e^{-2\tau_{mi}} \quad (2.77)$$

Da es sich bei A_{mn} um eine Dreiecksmatrix mit von Null verschiedenen Matrixelementen handelt, sind alle Spaltenvektoren voneinander linear unabhängig, die Matrix ist invertierbar und es gibt eine analytisch bestimmbare inverse Matrix mit

$$\vec{\varepsilon} = \hat{A}^{-1} \cdot \vec{I}. \quad (2.78)$$

Sind also die radialen Absorptionskoeffizienten κ_n bekannt, so läßt sich mit Hilfe des vorgestellten Verfahrens auch für optisch dicke Plasmen aus dem ortsabhängigen Intensitätsverlauf der Verlauf des radialen Emissionskoeffizienten bestimmen.

2.5.2.1 Grenzwert für kleine Absorptionsvermögen

Für den Fall kleiner Absorptionskoeffizienten κ' läßt sich die Exponentialfunktion durch die ersten Glieder ihrer Taylorreihe darstellen, so daß

$$e^{-\tau_{mn}} \approx 1 - \tau_{mn}. \quad (2.79)$$

Die Definition der optischen Tiefenach (2.76) liefert dann

$$e^{-\tau_{mn}} \approx 1 - (\kappa'_n \cdot r_0 \cdot a_{mn}). \quad (2.80)$$

Mit diesem Ansatz vereinfacht sich die Transformationsmatrix

$$A_{mn} = \frac{(1 - e^{-\tau_{mn}})}{\kappa'_n} \cdot \left(\prod_{\substack{i=n+1 \\ \equiv 1 \text{ für } n=N}}^N e^{-\tau_{mi}} \right) \cdot (1 + e^{-\tau_{mn}}) \prod_{\substack{i=m \\ \equiv 1 \text{ für } m=n}}^{n-1} e^{-2\tau_{mi}} \quad (2.81)$$

auf

$$A_{mn} = r_0 a_{mn} \cdot \left(\prod_{\substack{i=n+1 \\ \equiv 1 \text{ für } n=N}}^N e^{(-\tau_{mi})} \right) \cdot (1 + e^{(-\tau_{mn})} \prod_{\substack{i=m \\ \equiv 1 \text{ für } m=n}}^{n-1} e^{(-2\tau_{mi})}). \quad (2.82)$$

Geht κ' gegen Null, so werden die Produkte über $e^{-\tau_{mn}}$ zu 1 und man erhält

$$A_{mn} = 2r_0 \cdot a_{mn} \quad (2.83)$$

Damit reduziert sich dann auch Gleichung (2.77) auf die für den optisch dünnen Fall bekannte Form der Abel-Inversion durch die Matrix-Methode.

$$I_m = \sum_{n=m}^N \varepsilon_n \cdot A_{mn} \quad \text{mit} \quad A_{mn} = 2r_0 \cdot a_{mn} \quad (2.84)$$

Da aus den vorangegangenen Überlegungen die Transformationsmatrix für optisch dicke Plasmen bekannt ist, lag der Gedanke nahe, auch ein Verfahren zur ε -Regularisierung für ebensolche Plasmen zu erarbeiten. Völlig analog der Vorgehensweise im optisch dünnen Fall (vgl. Abschnitt 2.3.1.2) wird ein Basissystem von kubischen Splinefunktionen zur Darstellung des radialen Emissionskoeffizienten ε definiert. Nach der Transformation dieser Basis erhält man auch diesmal aus der Extremalbedingung ein quadratisches Gleichungssystem zur Berechnung der Entwicklungskoeffizienten.

Insgesamt wurden für diese Arbeit jeweils zwei Verfahren zur Inversion optisch dicker und dünner Plasmen eingesetzt. Im optisch dünnen Fall handelte es sich um die Rückverteilungsmethode und die ε -Regularisierung mit kubischen Splines. Für optisch dicke Spektren kam die beschriebene Art der Matrixinversion für optisch dicke Spektren und eine Modifikation der ε -Regularisierung mit kubischen Spline-Funktionen zum Einsatz. Dabei ist zu beachten, daß auch bei der Inversion optisch dicker Linien die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten κ' zunächst über die klassische Abel-Inversion mit Hilfe der Spline-Methode erfolgte. Vor diesem Hintergrund handelt es sich bei der Untersuchung solcher Linien immer um die Hintereinanderschaltung von zwei Inversionen zur Bestimmung der Emissionskoeffizienten ε . Diese doppelte Inversion bedingt jedoch stark verrauschte Spektren und entsprechend große Fehler bezüglich der Verschiebung und der Breite.

3 DasExperiment

AlleExperimentezudieserArbeitfandenimgroßenLichtbogenlabordesInstitutsfür ExperimentalphysikderChristian-Albrechts-UniversitätzuKielsowieimRaum LS19/18statt.IndiesemKapitelwirdderVersuchsaufbau,diEVERWENDETENGERÄTE sowiedergenerellenAblaufderMessungendiskutiert.

3.1 Aufbau

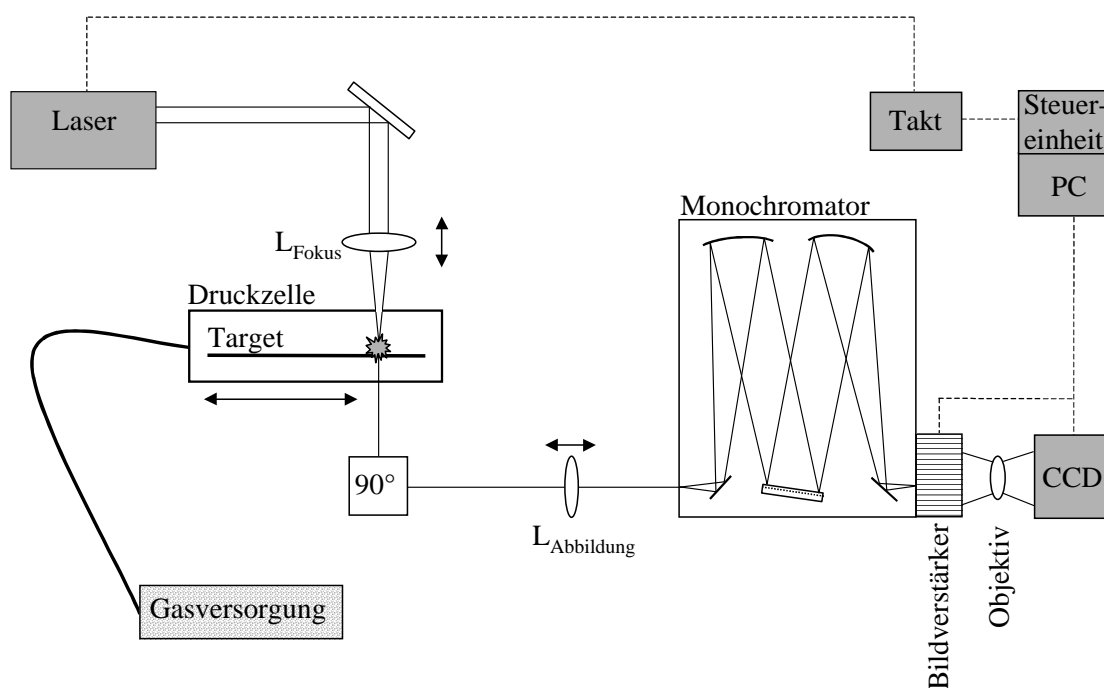


Abbildung 3.18: Schematischer Aufbau des Experiments

Der Aufbau des Experiments ist im wesentlichen in zwei Teile gegliedert. Die linke Hälfte von Abbildung 3.18 stellt den Bereich des Plasmas dar, während die rechte Hälfte vom Meßsystem eingenommen wird. Die Laserstrahlung wird über ein Prisma oder einen Spiegeleingekoppelt, damit ein Wechsel des Lasersystems ohne Änderungen am Aufbau jederzeit möglich ist. Über die verstellbare Fokallinse (L_{Fokus}) wird die Strahlung in eine Aluminium-Druckzelle eingekoppelt. Der Fokus ist auf die Mitte des Targetes eingestellt. Die ganze Druckzelle ist auf einen Schrittmotor getrieben

Spindeltrieb montiert, so daß jedereinzelne Laserpuls in ein Stück unversehrte Targetoberfläche trifft. Die Gasversorgung ist für den Einsatz verschiedener Gase mit Drücken bis zu 150 bar ausgelegt. Das in dem Gasvolumen über dem Target erzeugte Plasmawird über einen 90°-Umlenkspiegel und die Abbildungslinse (L Abbildung) auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet. Dieser ist mit drei verschiedenen Gittern auf einer Revolvertrommel bestückt. In der Fokalebene des Monochromators ist ein Bildverstärker montiert, welcher eine minimale Zeitauflösung von 5 ns erlaubt. Das verstärkte Signal wird über ein Objektiv auf eine CCD-Kamera im Maßstab 1:1 abgebildet, die über einen PC angesteuert und ausgelesen werden kann. Hiernicht eingezeichnet ist der Hohlspiegel zur Aufnahme der rückgespiegelten Spektren.

3.2 Geräte

Viele Geräte und Meßsysteme sind während dieser Arbeit in verschiedenen Konstellationen bei Experimenten zum Starkeffekt in laserinduzierten Plasmen zum Einsatz gekommen. Dabei hat sich der in Abschnitt 3.1 beschriebene Aufbau als effektivster erwiesen. Die hier für eingesetzten Geräte werden im folgenden beschrieben.

3.2.1 Die Laser

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene, gepulste Lasersysteme zur Erzeugung der Plasmeneingesetzt. Hierbei hängt die Art des erzeugten Plasmas gravierend von der verfügbaren Leistung, der Wellenlänge und den Strahleigenschaften des jeweiligen Lasers ab. Aus diesem Grund wird in den folgenden Abschnitten kurz auf die Funktionsweise und die Eigenschaften des CO₂- und des Nd:YAG-Lasers eingegangen.

3.2.1.1 Der Nd:YAG-Laser

Nd:YAG-Laser QuantaRay, SpectraPhysics

Beim Nd:YAG-Laser handelt es sich um einen gepulsten Festkörperlaser. Der Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat-Laser gehört zu den wichtigsten Festkörperlaser und kommt in Technik, Forschung und Medizin zum Einsatz. Er emittiert fundamental im nahen Infrarot bei 1,064 μm , kann jedoch durch geeignete Frequenzverdopplung und -mischung auch im sichtbaren und nahen Ultraviolett eingesetzt werden. Aktives

Mediumsinddie Nd^{3+} -Ionen, dieindemkubischenWirtskristall $Y_3Al_5O_{12}$ zuetwa einemProzentdie Y^{3+} -Ionenersetzen.DersodotierteKristallzeichnetsichansein



Abbildung 3.19: DerNd:YAG-Laser

FehlstellendurchdieimNeodymnur teilweisegefüllte4 f -Unterschaleaus. Dadurchentsprechendie EnergiezuständederNeodym-Ionenim Gitterverbandweitestgehenddenenfreier Ionen.DieinnerhalbdesSchemas erlaubtenÜbergängestelleneintypisches 4-Niveau-Systemdar.DieAnregungin

diePumpbändererfolgt duchdenEinsatzvonBlitzlampen.Vondortauskommt eszu strahlungslosenÜbergängenindasobereLaserniveau $^4F_{3/2}$.Diedabei freiwerdende WärmemachteineKühlungdesKristallsmitWassernötig.Währenddasobere LaserniveaueineLebensdauervonca.230 nsaufweist,istdiedesunterenmit30 ns deutlichkleiner.Esliegt0,24 eVüberdemGrundzustandundistbeiZimmertemperatur kaumbesetzt.DieEntleerungdesunteren $^4I_{11/2}$ -ZustandsnachderLaseremissionerfolgt durchstrahlungsloseRelaxationindasGrundniveau.

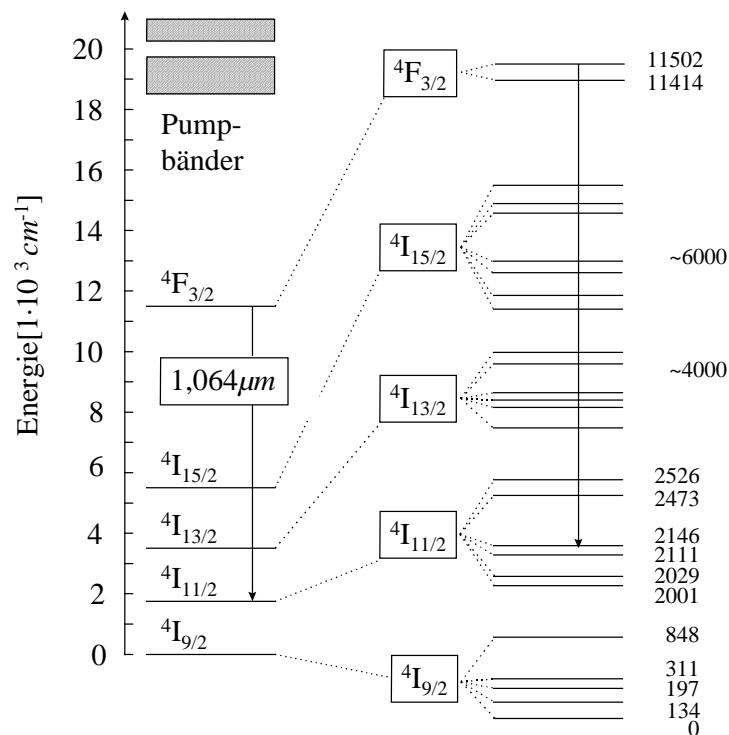


Abbildung 3.20: TermschemaderfreienNd $^{3+}$ -IonenunddieAufspaltungderNiveaus durchdaselektrischeKristallfeld

Aus der so erzeugten fundamentalen Wellenlänge von $1,064 \mu\text{m}$ kann man mit Hilfe der nichtlinearen Optik Summen- und Differenzfrequenzen anregen [Dem93]. In dieser Arbeit diente Kaliumdideuteriumphosphat (KDP) als nichtlineares Medium, mit dem die zweite Harmonische bei 532 nm erzeugt wurde. Trotz des damit verbundenen Intensitätsverlustes überwiegen die Vorteile: Bessere Fokussierbarkeit aufgrund der kleineren Wellenlänge sowie eine starke Vereinfachung der notwendigen Justierarbeiten. Um die zur Plasmaerzeugung nötigen hohen Leistungsdichten zu erreichen, wurde der Laser in Güteschaltung betrieben, wodurch eine zeitliche Verkürzung der Pulse erzielt wurde. Mit Hilfe einer schnellen Photodiode und eines Oszilloskops konnte die Wirkung der Güteschaltung auf die Pulsbreite beobachtet werden [Fri97]. Abbildung 3.21 zeigt den zeitlichen Verlauf des Laserpulses mit und ohne Güteschaltung. Dieser Verlauf besteht aus einer Folge von Spannungsspitzen (Spiking), die auf das mehrmalige Auf- und Abbau der Besetzungsinversion im Lasermedium zurückzuführen sind. Wie bei Abbildung 3.21b) zu sehen, beträgt die Halbwertsbreite im gütegeschalteten Modus lediglich $8,3 \text{ ns}$.

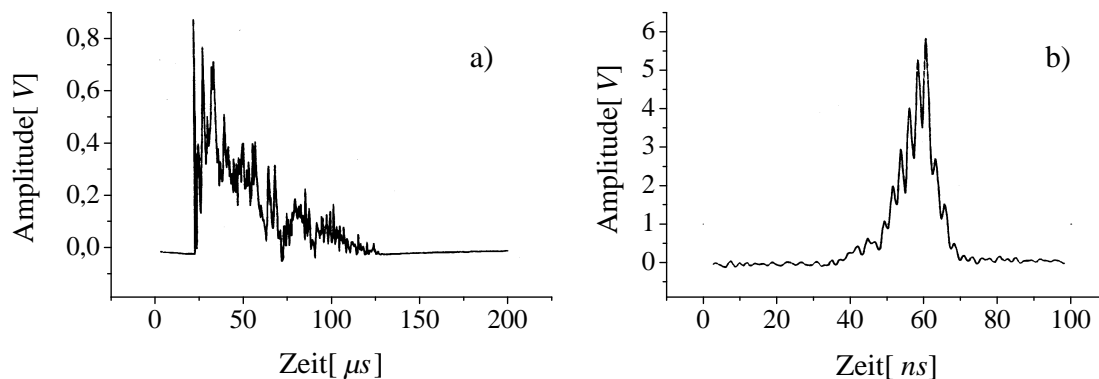


Abbildung 3.21: Zeitlicher Verlauf der Laserpulse [Fri97]
Long-Pulse-Mode (a) - gütegeschaltet (b)

Pulsenergie und die maximal pro Fläche verfügbare Leistung sind für Experimente mit laserinduzierten Plasmen von großer Bedeutung. Der gütegeschaltete Nd:YAG-Laser ist linear polarisiert und weist auf der zweiten Harmonischen einen leicht elliptischen Strahlquerschnitt von $6,2$ und $7,2$ Millimetern auf [Döl98]. Das Strahlprofil ist gaußförmig, der Laser emittiert auf TEM_{00} , die mittlere Energie pro Puls beträgt ca. 150 mJ . Damit ergibt sich eine fokussierte mittlere Leistung von:

$$P_0 = \frac{E_0}{t \cdot A} \approx 51,3 \frac{MJ}{cm^2 \cdot ns}^{17}$$

Fokussiert man den Laserstrahl mit Hilfe einer Quarzlinse, so reduziert sich der Fokusbereich im realen Experiment auf ca. $0,04 \text{ mm}^2$, damit sind Leistungen von bis zu $4,7 \text{ GW}$ pro cm^2 erreichbar.

<i>Technische Daten</i>	<i>Werte</i>
Wellenlänge	532nm
mittlere Pulsenergie	150mJ
mögliche Wiederholfrequenz	2-10Hz
maximale Leistung im Fokusbereich	4,7GW/cm ²

Tabelle 3.2: Daten des Nd:YAG-Lasersystems

3.2.1.2 Der CO₂-Laser

CO₂-Laser AT825, Alltec GmbH

Beim CO₂-Laser handelt es sich um einen besonders leistungsstarken Vertreter unter



Abbildung 3.22: Der CO₂-Laser

den Gaslasern. Er zeichnet sich vor allem durch seinen hohen Wirkungsgrad von bis zu 30 % aus und findet seit vielen Jahren Verwendung in Technik, Industrie und Medizin. Der CO₂-Laser ist ein Molekülgaslaser, bei dem die Strahlung durch Übergänge zwischen den

verschiedenen Schwingungszuständen des Kohlendioxid erzeugt wird.

Faßt man die drei möglichen Schwingungszustände des CO₂-Moleküls als voneinander unabhängig auf, so können die einzelnen Niveaus in der Notation (n_1, n_2, n_3) dargestellt werden. Hierbei entspricht n_i der Quantenzahl der jeweiligen Schwingungsfrequenz des Moleküls. Sind wie in Abbildung 3.23c) die beiden senkrecht zueinander orientierten

¹⁷ $P_0 \approx 51 \text{ W/cm}^2$ Mittlere unfokussierte Laserleistung
 $E_0 \approx 150 \text{ mJ}$ Maximale Energie pro Puls
 $t \approx 8,3 \text{ ns}$ Halbwertsbreite des gütegeschalteten Pulses
 $A \approx 4 \text{ mm}^2$ Querschnittsfläche des Laserstrahls

Knickschwingungen angeregt, so ist ein resultierender Drehimpuls die Folge, der durch die Drehimpulsquantenzahl l ausgedrückt wird [Kne91]. Da die Stoßanregung mit

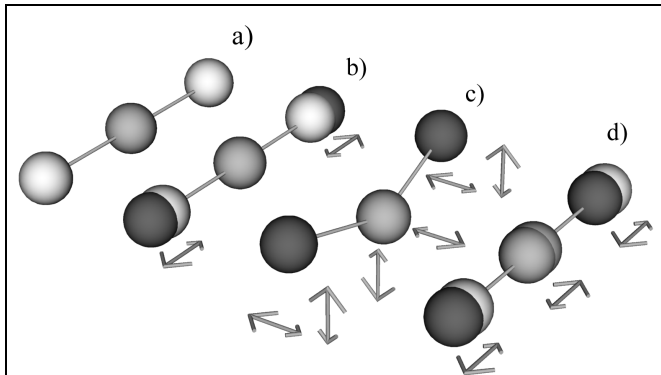


Abbildung 3.23: Schwingungszustände des CO_2

- a) in Ruhe $(0,0,0)$
 b) symmetrische Streckschwingung $(1,0,0)$
 c) Knickschwingung senkrecht zur Achse $(0, n_2, 0)$
 d) asymmetrische Streckschwingung $(0,0, n_3)$

niederenergetischen Elektronen nur in einem geringen Wirkungsquerschnitt aufweist, wird ein zweiter Mechanismus als Pumpprozess eingesetzt. Bei der Zugabe von Stickstoff zum Lasergas werden die CO Moleküle durch Stöße zweiter Art sehr effektiv angeregt. Stickstoff eignet sich hierfür besonders gut, da zu einer großen Energiedifferenz zwischen angeregtem Stickstoff und dem oberen Laserniveau kleiner Kristalle thermische

Energie $k_B T$ bei Zimmertemperatur, zum anderen weil Stickstoff eine vergleichsweise lange Lebensdauer besitzt [Mey91].

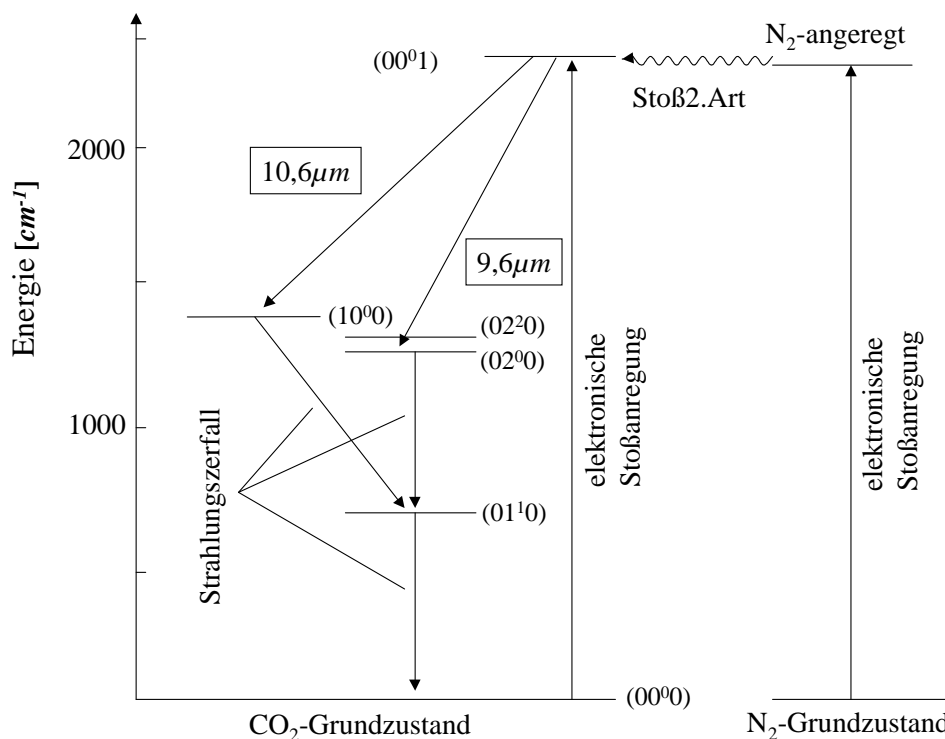


Abbildung 3.24: Termschema einiger tiefliegender Vibrationsniveaus von CO_2 und N_2

Das obere Laserniveau entspricht der asymmetrischen Streckenschwingung (d) mit einer mittleren Lebensdauer im Mikrosekundenbereich. Das untere Niveau der $10,6 \mu\text{m}$ Emission entspricht der asymmetrischen Streckenschwingung (b), das der $9,6 \mu\text{m}$ Emission der Knickschwingung (c). Welcher der beiden möglichen IR-Übergänge sich herausbildet, hängt stark von den äußeren Bedingungen, wie Druck, Temperatur und Gaszusammensetzung ab. Da die Lebensdauer des unteren Niveaus relativ groß ist, muß es effizient entleert werden. Diese Entleerung erfolgt größtenteils durch Stöße mit den Gasmolekülen und den Wänden der Entladungskammer. Für diesen Vorgang des Quenchens wird hauptsächlich Helium eingesetzt, da es aufgrund seiner guten Wärmeleitfähigkeit für einen schnellen Temperatureausgleich sorgt und so die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus gegenüber dem Grundzustand reduziert, ohne dabei die oberen Niveaus nennenswert zu beeinflussen.

Bei dem in dieser Arbeit eingesetzten CO_2 -Laser handelt es sich um einen TEA- CO_2 -Laser (Traversley-Excited-Atmospheric).

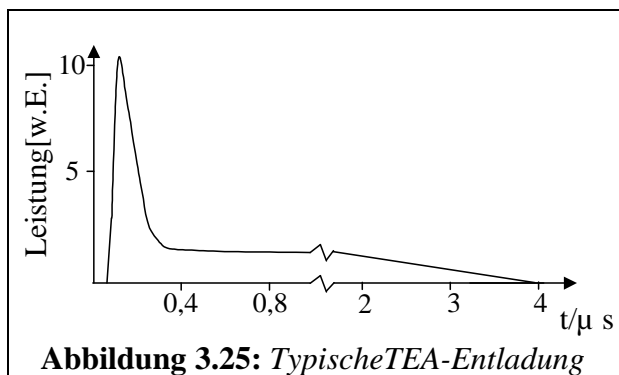


Abbildung 3.25: Typische TEA-Entladung

Der Laser läuft quer zum Resonator und arbeitet bei 20-30 mbar über Atmosphärendruck. Die für die optische Pumpe nötige Energie wird durch eine Glimmentladung bereitgestellt. Die Hochspannung dafür wird in Kondensatoren gespeichert und dann schlagartig entladen. Pulsbetrieb ist typisch für TEA-Laser, die

maximale Pulsfrequenz wird praktisch nur durch das Ladeverhalten der Kondensatoren begrenzt. Um zu verhindern, daß sich zwischen den Elektroden eine lokale Bogenentladung ausbildet, wird das Lasergas vorionisiert. Zu diesem Zweck befinden sich in der Entladungskammer eine Reihe von Peaking-Kondensatoren. Bevor die eigentliche Glimmentladung zwischen den Hauptelektroden zündet, sorgen die Peaking-Kondensatoren für eine kleine Funkenstrecke von ca. 20 ns Dauer. Diese Vorentladung bewirkt neben der direkten Ionisierung eine zusätzliche Photoelektronenemission an der Kathode durch die entstehende UV-Strahlung. Damit ist das Lasergas geeignet vorionisiert, und es bildet sich eine gleichmäßige Glimmentladung ohne Funken aus. TEA- CO_2 -Laser zeichnen sich durch eine typische Form der Entladung aus. Einer starken Hauptentladung von 100 - 500 ns Dauer folgt eine weitausschwächere Restentladung bis zu 4 μs . Dabei wird während der Glimmentladung die Besetzungsinversion erzeugt, die sich in einer starken Hauptentladung abbaut. Nachdem die Besetzungszahlen ausgeglichen sind, wird der Pumpprozess noch eine Zeit von

angeregtem Stickstoff weitergeführt, was zu der angesprochenen abklingenden Nachentladung führt [Kne91, Mey91].

<i>Gasart</i>	<i>Anteil</i>
Kohlenmonoxid-CO	4%
Kohlendioxid-CO ₂	9%
Stickstoff-N ₂	18%
Helium-He	69%

Tabelle 3.3: Zusammensetzung des Lasergases

Die für die Erzeugung laserinduzierter Plasmen wesentlichen Eigenschaften des eingesetzten CO₂-Lasers sind eine hohe Pulsenergie von maximal 6 J und eine charakteristische Pulsbreite von 100 ns [All]. Der Strahlquerschnitt weist sich als kreisförmig mit einem Durchmesser von 18 mm. Das Strahlprofil zeigt bei Schußversuchen auf Photopapier einen gleichmäßigen Intensitätsverlauf. Damit ergibt sich eine fokussierte mittlere Leistung von 23 MW/cm². Die beste Fokussierung mit einer polierten Zink-Selenid-Linse ergab im Experiment ein Ablationskrater von ca. 3 mm² Fläche und damit eine maximale Leistung von 2,0 GW/cm².

<i>Technische Daten</i>	<i>Werte</i>
Wellenlänge	10,6 μm
mittlere Pulsenergie	ca. 6 J
mögliche Wiederholfrequenz	1-15 Hz
maximale Leistung im Fokusbereich	ca. 2 GW/cm ²

Tabelle 3.4: Daten des CO₂-Lasersystems

3.2.2 Das OMA-System

OMA4, EG & G Princeton Applied Research

Alle zur Auswertung herangezogenen Spektren wurden mit einem Optical-Multichannel-Analyzer OMA4 der Firma Princeton detektiert. Bei diesem Gerät handelt es sich um ein Komplettsystem bestehend aus Monochromator, Bildverstärker, CCD-Kamera, Steuerelektronik und Steuersoftware. Es verfügt über mehrere

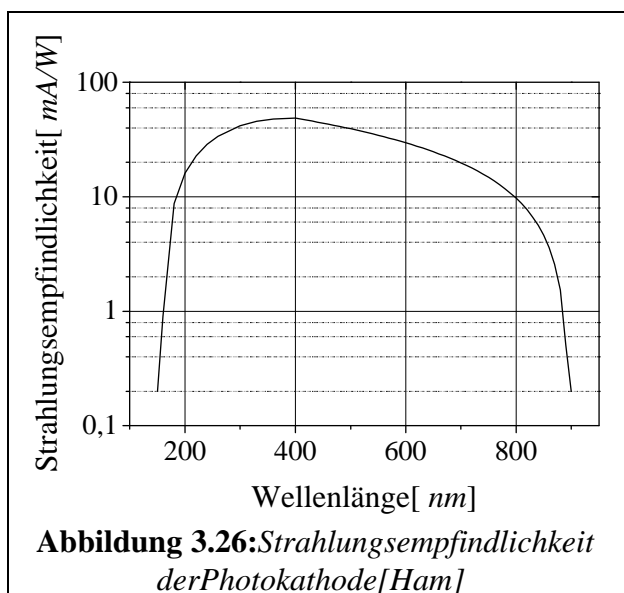
Auflösungsstufen und deckt den gesamten Spektralbereich von 200 nm bis 900 nm mit ausreichender Empfindlichkeit ab.

SpectraPro275, Acton Research Cooperation

Als **Spektralapparat** dient ein Monochromator der Firma Acton. Er ist 27,5 cm lang, nachdem Czerny-Turner-Prinzip aufgebaut und verfügt insgesamt über drei auf eine Revolvertrommel montierte Reflektionsgitter, die über den Steuer-PC mittels Schrittmotoren angesprochen werden können. Die Gitter haben 300, 600 (Blaze 300 nm) und 1200 (holographisch) Linien pro Millimeter. Der Eintrittsspalt kann mittels einer Mikrometerschraube zwischen 10 μm und 3 mm in Schritten von 10 μm variiert werden. Bei 19 μm Spaltgröße liegt die Auflösung des Spektrographen mit dem 1200-er Gitter bei 0,1 nm (656 nm), also noch in der Größenordnung der Pixelauflösung der CCD-Kamera. Die Breite der Fokalebene im Austrittsbereich liegt bei 2,5 cm, so daß bei einer Mittenwellenlänge von 500 nm der maximal registrierbare Spektralbereich für die drei Gitter 293 nm, 143 nm bzw. 67 nm beträgt [Act].

Gated Image Intensifier 1435A, EG&G Instruments Corporation

Der **Bildverstärker** ist planparallel zur Austrittsebene des Monochromators montiert. Er wird mit einer maximalen Spannung von 900 V betrieben und erreicht bis zu 16000-fache Verstärkungen [Ham]. In der Fokalebene befindet sich eine **Photokathode**



V3347U der Firma Hamamatsu. Trifft Licht aus dem Spektrographen auf diese Kathode, so werden durch den äußeren Photoeffekt Elektronen erzeugt. Durch eine getaktete Vorspannung von 0 bis 200 V werden diese Primärelektronen auf das auf Nullpotential liegende **Multi-Channel-Plate (MCP)** hin beschleunigt. Die Vorspannung kann mit Frequenzen bis zu 2 MHz betrieben werden, was Gatezeiten zwischen 5 ns und 10^6 ns erlaubt. Das MCP selbst ist

eine Glasplatte mit feinengeätzten Kanälen (microchannels), deren typische Durchmesser bei 10 μm liegen. Jedem Kanal ist genau ein Bildpunkt der Fokalebene zugeordnet. An den beiden Enden der Kanäle sind Kontakte angebracht, zwischen denen

eine Beschleunigungsspannung angelegt wird. Aufgrund der speziellen Zusammensetzung des Glases aus Silizium-, Blei-, und Alkalimetalloxiden kommt es bei Kollision der Elektronen mit der Kanalwandung zur Erzeugung von Sekundärelektronen. Diese Sekundärelektronen werden mit 6 kV auf eine Anode beschleunigt, die mit einer Phosphorschicht versehen ist, auf welcher es zu einer typisch grünen Fluoreszenz kommt. Jede einzelne Lawine von Sekundärelektronen entspricht so einem Bildpunkt des ursprünglichen Spektrums in der Fokalebene des Monochromators. Die Darstellung in vertikaler Richtung entspricht der Ortsauflösung (Höhe des Eintrittsspalt), die in horizontaler Richtung der spektralen Auflösung der Plasmaquelle (Wellenlängachse). Der grüne Fluoreszenzschirm wird über ein *AF Micro Nikkor* Objektiv der Firma *Nikkon* 1 zu 1 auf die CCD-Kamera abgebildet.

CCD-Detektor 1530A1024S, Princeton Applied Research

Die CCD-Kamera besteht aus einem mechanischen Verschluss (Shutter), der Steuerelektronik, sowie dem eigentlichen charge-coupled-device array. Das array deckt eine Fläche von $19,46 \times 4,86 \text{ mm}^2$ ab und besteht aus einer Anordnung von 256 vertikalen und 1024 horizontalen Metall-Oxid-Halbleiter-Kondensatoren. Jede einzelne dieser MOS-Kapazitäten (Pixel) ist $19 \times 19 \text{ }\mu\text{m}^2$ groß. Sie konvertieren die einfallende grüne Licht in elektrische Ladungsträger, so daß eine der spektralen Intensität proportionale Ladungsträgerkonzentration an jedem einzelnen Pixel vorliegt. Durch eine getaktete Spannung können die Kapazitäten elektronisch ausgelesen und auf dem Steuer-PC gespeichert werden. Damit stehen sie als digitale Informationseinheit der weiteren Auswertung zur Verfügung. Der dynamische Auflösungsbereich pro Pixel ist durch den Digital-Analog-Wandler der Ausleseelektronik auf 18 bit festgelegt. Vor jedem einzelnen Meßzyklus werden zunächst die Ladungen aller Pixel gelöscht. Die kürzeste Belichtungszeit beträgt $367 \text{ }\mu\text{s}$, der Auslesevorgang pro Pixel kann auf Zeiten zwischen $10 \text{ }\mu\text{s}$ und $18 \text{ }\mu\text{s}$ eingestellt werden. Um den Einfluß des Dunkelstroms zu minimieren, befindet sich das CCD-array in einer evakuierten Quarzröhre, die mit einem Peltierelement auf $-60 \text{ }^\circ\text{C}$ gekühlt werden kann. Damit während eines Auslesevorgangs das array nicht weiter belichtet wird, ist es vom Strahlengang durch einen mechanischen Shutter getrennt. Dieser kann nebenfalls über den Steuer-PC angesprochen werden. Seine maximale Verschlussrate ist auf 40 Hz beschränkt. Muß dennoch bei höheren Taktraten gemessen werden, so kann dies nur bei geöffnetem Shutter geschehen. Hierbei ist allerdings auf die Dauer des Nachleuchtens seitens des Phosphorschirms zu achten, die je nach eingestrahelter Intensität zwischen $10 \text{ }\mu\text{s}$ und 4 ms liegen kann [Egg].

OMASpec4000 β -Software, Princeton Applied Research

DieSteuersoftware erlaubt es, alle mechanischen und elektronischen Bauteile von zentraler Stelle aus anzusprechen. Es handelt sich hier bei uns um eine auf MS-DOS 5.0 basierende Software für IBM-kompatible PC-Systeme. Die Steuerung des Bildverstärkers erfolgt über die serielle RS232-, die des Monochromators über die IEEE-488-Schnittstelle. Die gemessenen Spektren werden durch eine spezielle Einsteckkarte aufbereitet und an das Meßprogramm übergeben. Die Software erlaubt die Eingabe und Kontrolle aller wichtigen Funktionsparameter der angeschlossenen Geräte. Belichtungs- und Shutterzeiten, sowie die Gatezeiten für den Bildverstärker können frei eingestellt werden. Die Kalibrierung der Wellenlängen- und der Intensitätsachse ist ebenso implementiert, wie das direkte Anfahren bestimmter Wellenlängenpositionen oder das Wechseln der Gitter. Alle Funktionen erwiesensich im Vergleich mit manuell durchgeführten Kalibrierungen und Messungen als zuverlässig. Zur weiteren Automatisierung des Meßprozesses besteht die Möglichkeit, mit einer Makrosprache der OMA4-Software Bildverstärker und Monochromator so anzusteuern, daß ganze Meßserien automatisch erzeugt werden. In diesem Modus ist auch eine automatische Dunkelstromkorrektur möglich. Allerdings erwies sich diese Auto-Funktion bei voller Pixelauflösung von 1024 x 256 Bildpunkten als zu rechenintensiv für den 486-er Meß-PC und wurde deswegen manuell durchgeführt.

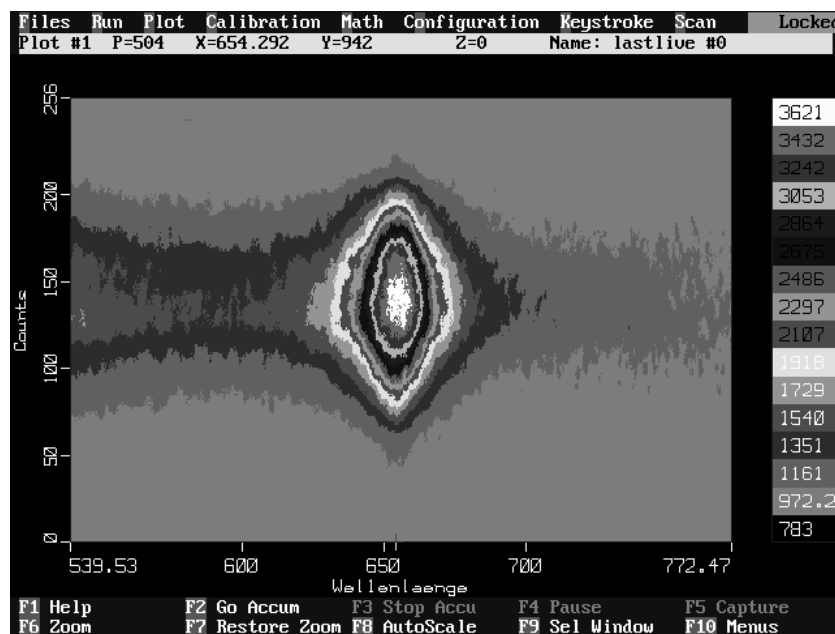


Abbildung 3.27: Screenshot der OMASpec4000 Software,
H α 8000 ns nach dem Puls bei 20 bar

3.2.3 Das Target

Der Einsatz eines festen Targets begründet sich prinzipiell durch die in Abschnitt 2.1

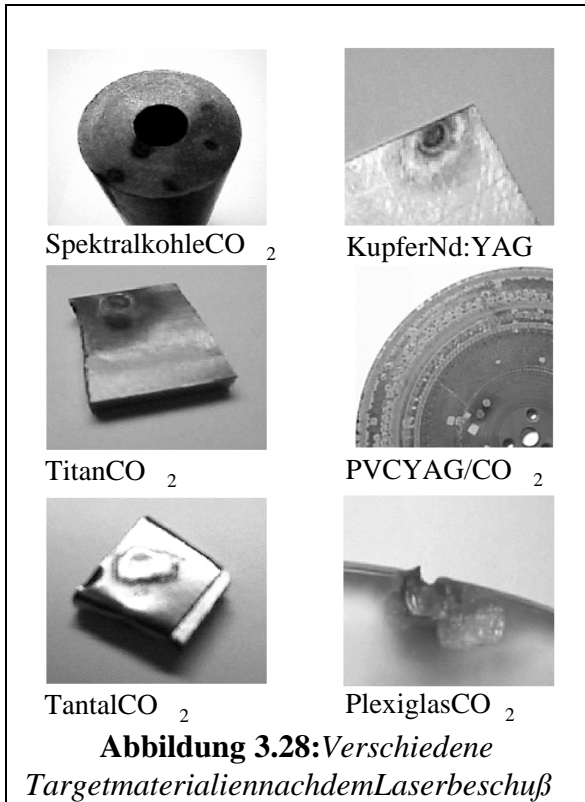


Abbildung 3.28: Verschiedene Targetmaterialien nach dem Laserbeschuss

diskutierten Vorteile bei der Herabsetzung der Schwellenintensität I_{th} . Der Einsatz eines festen Targets führt in jedem Fall zu einer höheren Energieeinkopplung und damit auch zu höheren Elektronendichten. Nur so läßt sich auch ein stabiler Zündpunkt justieren, der nicht durch Unregelmäßigkeiten in der Gasdichte oder der Laserleistung variiert, was die orts aufgelöste Spektroskopie erheblich vereinfacht. Weiter gilt es sicherzustellen, daß das Target dem Laserbeschuss zumindest zeitweise standhalten kann. Diese Vorgabe wurde mit Hilfe einer Targetsteuerung erreicht, die nach jedem Schuß immer ein neues unverbrauchtes

Oberfläche unter dem Fokus positioniert. Ein weiterer Vorteil bei der Erzeugung von Wasserstoffplasmen kann die Existenz von Wasserstoffatomen im Target selbst sein. Allerdings wird gerade in Kunststoffen die Anwesenheit von Wasserstoff immer mit einer hohen Anzahl von Bindungsatomen wie Stickstoff, Sauerstoff oder Kohlenstoff

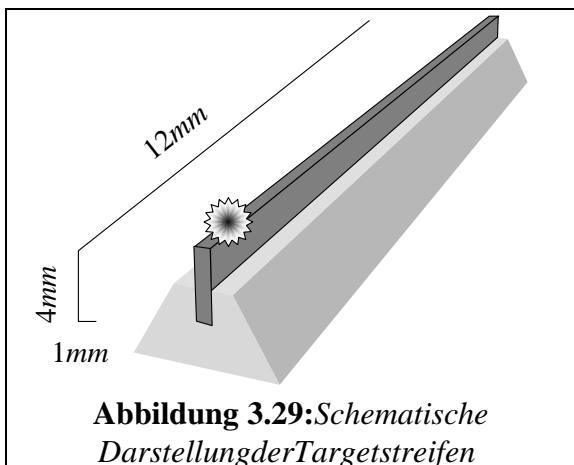


Abbildung 3.29: Schematische Darstellung der Targetstreifen

erkaufte. In mehreren Testreihen wurden verschiedene Targetmaterialien, Oberflächenstrukturen und Positioniersysteme auf ihre Einsetzbarkeit hin untersucht. Dabei erwiesensich elementare Substanzen (geringe Verunreinigung) großer Härte (geringer Abtrag) in Langzeittests als am effektivsten. Der Einsatz von Polymeren führte zwar gerade beim Nd:YAG-Laser zu einer

merklichen Erhöhung der Intensität (Wasserstoffanteil im Target), wurde aber aufgrund des nahezu unübtlichen nötigen Targetwechsels wieder verworfen. Eine Einschränkung

beider Form der Targetsergabsicht durch die Maßgabe, daß auch rückgespiegelte Spektren aufgenommen werden mußten. Das vom Hohlspiegel reflektierte Licht durfte also keinesfalls von einer Kante des Targets verdeckt werden. Aus diesem Grund wurde ein Targethalter aus Messing konstruiert, der in der Mitte eine Aussparung aufwies. Das eigentliche Target hatte die Form eines dünnen Streifens, der hochkant in die Aussparung eingefügt wurde. Diese Konstruktion erhöhte die Verwindungssteifigkeit des Targets bei einer minimalen Oberfläche von nur $1 \times 12 \text{ mm}^2$. Alle auswerteten Schußversuche wurden auf Aluminium- und Molybdäntargets in Streifenform durchgeführt.

3.2.4 Die Druckzelle

Die Plasmaerzeugung fand im Inneren einer Druckzelle statt. Diese bestand aus

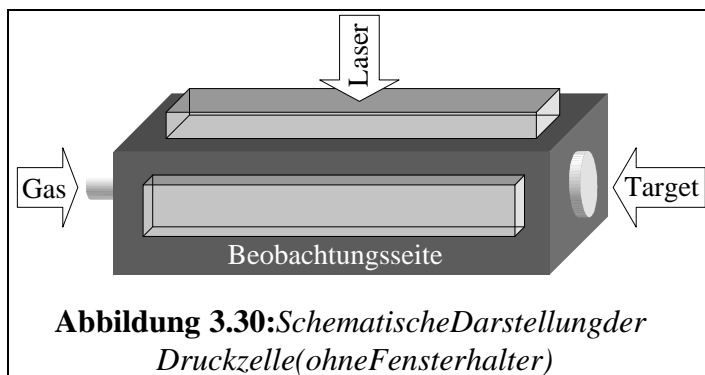


Abbildung 3.30: Schematische Darstellung der Druckzelle (ohne Fensterhalter)

Aluminium und war für einen zulässigen Maximaldruck von 150 bar ausgelegt. Sie war jeweils an den Stirnseiten mit zwei Bohrungen von 14 mm Durchmesser versehen. Die eine diente der Gasversorgung, die andere als Einschuböffnung

für die Targethalter. An der Oberseite befand sich eine $10 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$ große Aussparung, durch die die Laserstrahlung in die Zelle fokussiert wurde. Diese konnte wahlweise mit einer polierten Zinkselenidscheibe ($10,6 \text{ }\mu\text{m}$, $15 \text{ mm} \times 150 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$) oder einer Quarzplatte (532 nm , $15 \text{ mm} \times 150 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$) verschlossen werden. An beiden Seiten der Zelle befand sich zwei weitere Quarzfenster gleicher Abmessung. Durch das vordere der beiden Fenster erfolgte die Aufnahme der Emissionsspektren, das hintere diente als Öffnung für den rückgespiegelten Intensitätsteil. Die exakten Konstruktionszeichnungen sind dem Anhang zu entnehmen.

3.2.5 Die Gasversorgung

Die Gasversorgung des Experiments war modular angelegt, um für verschiedene Füllgase eingesetzt werden zu können. Da wie bei der Druckzelle ebenfalls ein Maximaldruck von 150 bar eingeplant war, wurde der Hochdruckteil der Gasversorgung

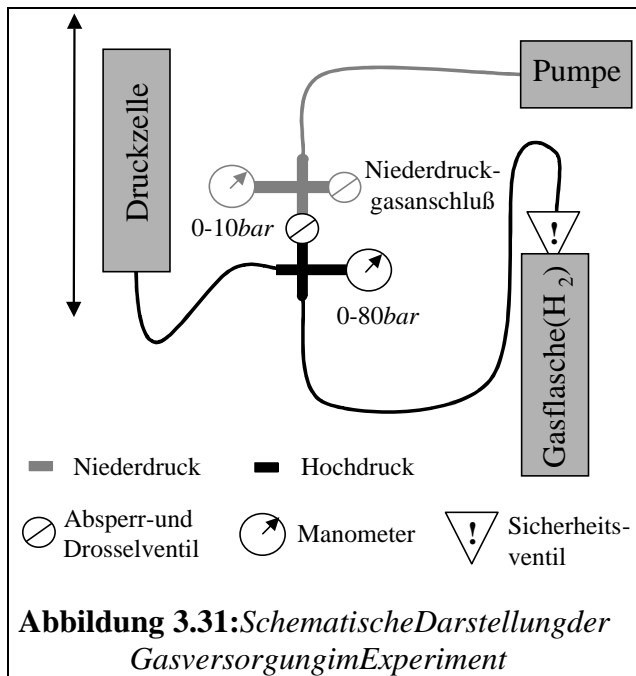


Abbildung 3.31: Schematische Darstellung der Gasversorgung im Experiment

durch ein Absperrventil vom Niederdruckteil getrennt. Auf der Hochdruckseite kamen verschiedene Primärgase zum Einsatz. Hierbei handelte es sich vornehmlich um Wasserstoff und Methan, die als Wasserstoffquelle dienten. Der Anschluß der Gasflaschen an die Gasversorgung und die Druckzelle erfolgte über flexible, hochdrucktaugliche Thermoplastschläuche der Firma Swagelok. Die so gewonnene Beweglichkeit der Druckzelle war unabdingbar, da sich

die Zelle mit dem Target während der Messungen um ca. 15 cm unter dem Laserfokus hin und her bewegen konnte. Der Hochdruckteil verfügte zudem über ein Sicherheitsventil, das einen zulässigen Maximaldruck von 100 bar tolerierte und die Möglichkeit zur manuellen Notentlüftung des Systems bot. Im Hochdruckteil kam ein Manometer mit einem Druckbereich von 0-80 bar zum Einsatz. Dem Primärgas Wasserstoff konnten im Niederdruckteil der Anlage verschiedene andere Gase beigemischt werden. Dieser Bereich wurde aufgrund der geringeren Sicherheitsanforderungen (maximal 10 bar) aus handelsüblichen Teflon-gasschläuchen und Flanschen aufgebaut. Er verfügte weiter über ein Manometer (0-10 bar), einen Gasanschluß sowie einen Anschluß zum Betrieb einer kleinen Vakuumpumpe des Typs AEG Trivac D2A/DS, die es erlaubte, die Druckzelle und die Gasversorgung auf 0,01 bar zu evakuieren. Das Absaugen des gesamten Versuchsaufbaus vor dem Einschalten des Lasers ist bei Experimenten mit Wasserstoffplasma unabdingbar, da Verunreinigungen mit Luft- oder Sauerstoff zur Knallgasexplosion führen könnten.

3.2.6 Die optischen Komponenten

Die Abbildung des Plasmas auf den Eintrittsspalt des Monochromators erfolgt durch die Quarzglasfenster der Druckzelle, den 90°-Umlenkspiegel und eine

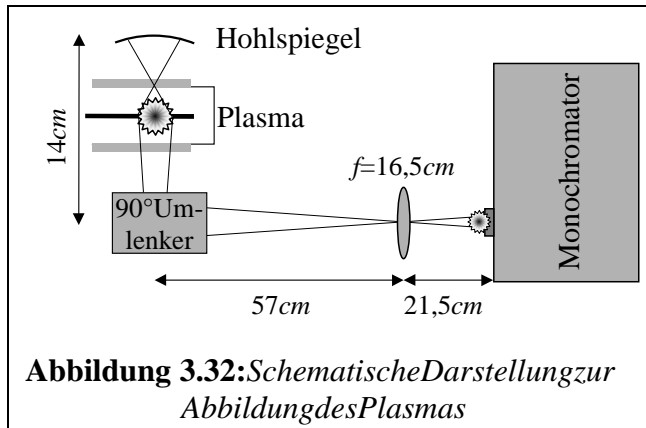


Abbildung 3.32: Schematische Darstellung zur Abbildung des Plasmas

Abstand der doppelten Brennweite hinter dem Laserfokus positioniert, so daß die rückgespiegelte Intensität auf das Plasma 1:1 abgebildet wurde. Hohlspiegel und Umlenkspiegel waren mit Aluminium bedampft und erreichten 90% Reflektivität im gesamten sichtbaren Spektralbereich. Ebenso lag die Transmissivität der Quarzfenster zwischen 270 nm und 800 nm bei 90% und sank erst bei 260 nm auf ca. 70% ab. Ein zusätzliches Polieren der Quarzfenster war bei diesen Werten nicht nötig. Die Mitte des Hohlspiegels, der Laserfokus und die Mitte des unteren 90°-Umlenkspiegels lagen in

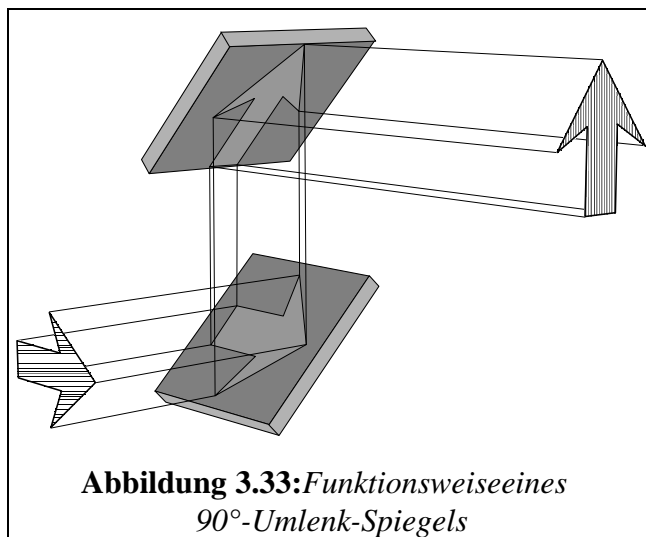


Abbildung 3.33: Funktionsweise eines 90°-Umlenk-Spiegels

90°-Umlenkspiegel und eine Abbildungslinse aus Quarz, welche eine Brennweite von $16,5 \text{ cm}$ aufwies. Der 90°-Umlenkspiegel dreht das Plasmabild um 90° , so daß die Symmetrieachse des Plasmas auf dem Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet wurde. Der Hohlspiegel hatte eine Brennweite von $4,2 \text{ cm}$ und war im

einer Ebene und wurden während der Messung nicht verändert. Die Bildgröße des Plasmas konnte durch die in Strahlrichtung bewegliche Abbildungslinse variiert werden. Das obere Quarzfenster (532 nm Transmission) zur Einkopplung der Nd:YAG-Laserstrahlung war baugleich mit den Seitenfenstern, das polierte ZnSe-Fenster ($10,6 \mu\text{m}$) war werksseitig für 93% Transmission

im infraroten Spektralbereich ausgelegt. Auf die Oberflächenbehandlung dieses Fensters konnte im Unterschied zur Quarzplatte nicht verzichtet werden, da die Restreflektivität des unpolierten Zinkselenids mit ca. 25% ausreichte, um ein zweites Plasma in der Luft zu erzeugen. Die Linse zur Fokussierung des Laserstrahls bestand aus Quarz

(Nd:YAG, Brennweite 10 cm) und poliertem Zinkselenid (CO_2 , Brennweite 16 cm). Ihr Transmissionsverhalten entsprach dem der beschriebenen Fenster. Auf der CCD-Kamera wurde ein Leuchtbereich von 210 Pixeln in Ortsrichtung (Spaltrichtung) registriert, was bei $19 \times 19 \mu\text{m}^2$ pro Pixel einem Bildplasma radius von 2 mm entsprach. Aus den Abmessungen in Abbildung 3.32 ersieht man, daß sich für diesen Aufbau ein um 70 % verkleinertes Bild des Plasmas ergab. Damit liegt der Radius des realen Plasmas in der Größenordnung von 6,6 mm beim CO_2 -Laser, wohingegen sich beim Nd:YAG-Laser mit einer anderen Brennweite und anderen Abständen nur etwa 0,4 mm Plasmaradius ergaben, was auf die kleinere Wellenlänge und die bessere Fokussierbarkeit zurückzuführen ist.

3.2.7 Triggereinheit

Bei dem eingesetzten CO_2 -Lasersystem handelte es sich um eine Schenkung der Firma F&TKondensatorenHusum an die Arbeitsgruppe. Der Laser wurde ursprünglich zur Beschriftung von Kondensatoren eingesetzt. Die gesamte Mechanik und Elektronik war für den Fließbandprozeß ausgelegt, was erhebliche Umbauarbeiten für seinen Einsatz im Labornotwendig machte. Das größte Problem in diesem Zusammenhang war die

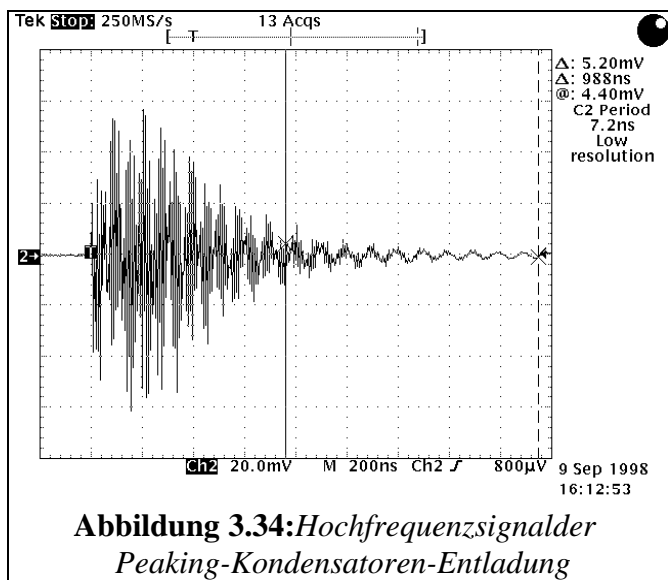


Abbildung 3.34: Hochfrequenzsignal der Peaking-Kondensatoren-Entladung

Genauigkeit des Triggers, mit dem der Laser anzusprechen war. Er wies einen Jitter von einigen Mikrosekunden auf, was für die Beschriftung der Kondensatoren ausreichte, im Laborexperiment jedoch mehr als ungenügend ist. Das Problem in der Trägheit der Laserelektronik begründet war, konnte eine Lösung nur darin bestehen, nicht den Laser zu takten, sondern beim Schuß ein

geeignetes Taktsignal zu erzeugen. Mehrere Versuche, das Laserlicht selbst als Taktsignal für das OMA-System einzusetzen, scheiterten aufgrund der Trägheit der verwendeten IR-Detektoren [Sta99]. Als sehr erfolgreicher wies sich hingegen, den speziellen Aufbau des TEA-Lasers zur Erzeugung eines geeigneten Triggersignals auszunutzen. Unmittelbar vor der Entladung der Hauptkondensatoren zünden beim CO_2 -TEA-Laser die Peaking-Kondensatoren. Diese Entladung erzeugt ein starkes und

sehrkurzenelektromagnetischenPuls.InAbbildung 3.34erkenntman,daßessichum einensehrschnellansteigendenPeakmithochfrequentenAnteilenhandelt.Dieses SignalwarbeiunzureichenderAbschirmungdesLaserssogarstarkgenug,umdas OMA-System,„durchdieLuft“zutakten.DasSignalwurdeübereineAntenne,dieaus nureinerWindungeinerKupferspulemit1 cmDurchmesserbestand,innerhalbdes Lasersabgegriffen.DerLaserwurdeoptimalabgeschirmt,unddassogewonneneSignal übereinBNC-KabelausdemGehäusegeführt.ZurAufbereitungwurdeesübereinen Diskriminator(*OrtecDUAL-DiskriminatorModell161*)aneinenVerstärker(*Keithley PulseAmplifierTyp105*)geleitet.SovorbehandeltkonnteeinPulsgeneratorvomTyp *PhilipsPM5770* angesprochenwerden,derein10 VRechtecksignalzumTaktendes OMA-Systemsgenerierte.DasRechtecksignaldesPulsgeneratorswurde mit1 μ sso breitgewählt,daßeszukeinemzweitenTakt durchdasHF-Signalkommenkonnte.Die erstesteilansteigendeFlanke desHF-SignalsdientealsTriggerpunkt.Eszeigtgesich, daßdiesesVerfahren einenJittervonlediglich50 nsaufwiesundsomitinder GrößenordnungdesAnsprechverhaltensdesBildverstärkersvon34 ns lag.

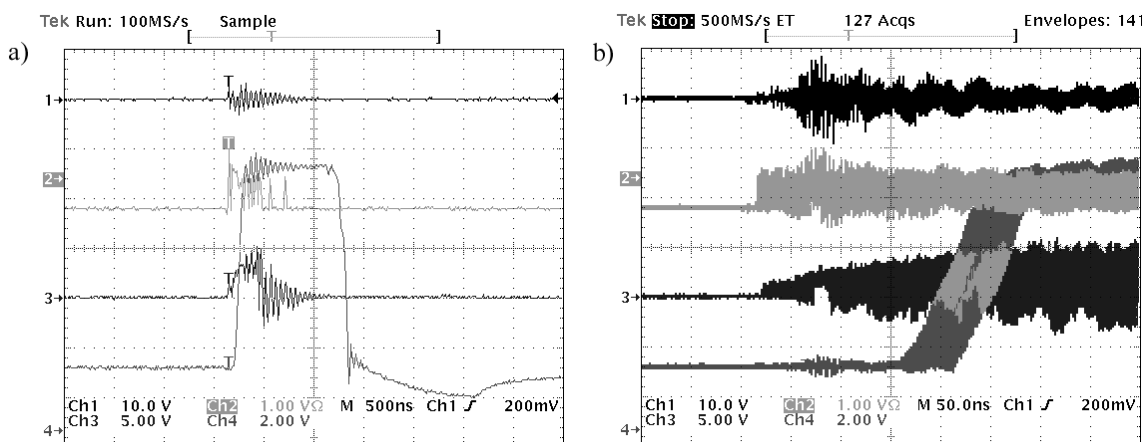


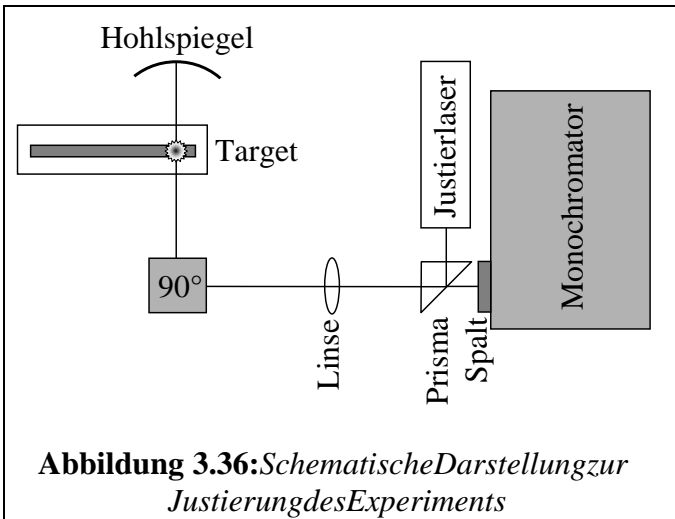
Abbildung 3.35: Triggersignale. Einzelnes Signal (a) - 127 Signale (b)

- (1) Antennensignal mit HF-Peak (2) Signal am Diskriminatorausgang
 (3) Signal am Verstärker ausgang (4) Rechtecksignal am Pulsgeneratorausgang

Eingesondertes Triggerverfahren für den Nd:YAG-Laser war nicht notwendig, da dieses Gerät werkseitig mit einem Takt für externe Geräte versehen war. Die interne Verzögerung innerhalb der Steuereinheit des Bildverstärkers betrug lediglich 34 ns gegenüber diesem Signal. Da die grünen Wellenlängen des Nd:YAG-Lasers mit dem OMA-System spektroskopiert werden konnte, bestand außerdem die Möglichkeit, diesen zeitlichen Versatz durch das Einfügen einer passenden Delayzeit am Steuergerät des Lasers zu unterdrücken.

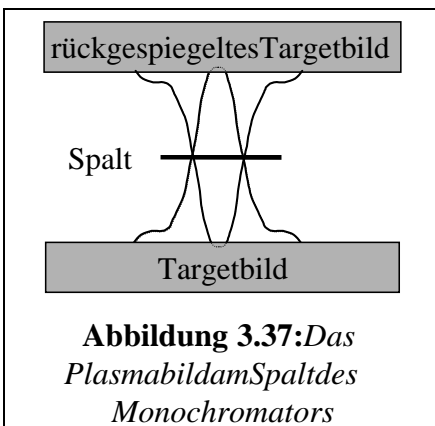
3.3 Versuchsdurchführung

Die **Justierung** hat bei ortsaufgelöster Spektroskopie maßgeblichen Einfluß auf die Symmetrie der Daten. Sind die Meßdaten bereits unsymmetrisch oder stark verrauscht,



sowerdeneinige grundsätzliche Bedingungen für die Abel-inversion der Spektren verletzt (Abschnitt 2.3). Dieser Effekt wird noch verstärkt, wenn man berücksichtigt, daß bei optisch dicken Spektren auch die rückgespiegelte Intensitätsverteilung deckungsgleich über dem Meßsignal liegen muß. Jeder Fehler in der Justierung des

experimentellen Aufbaus wird durch die anschließende Inversion noch verstärkt. Vor der Justierung wurde die Anlage in Betrieb genommen und der Laserfokus auf das Target eingestellt. Das Plasma wurde ohne Rückspiegel auf den Spalt abgebildet und der Monochromator so in der Höhe verstellt, daß das Plasmabild auf dem CCD-Chip



zentriert war. Die eigentliche Justierung erfolgte nun mit Hilfe eines HeNe-Justierlasers. Dieser wurde so vor dem Monochromator aufgestellt, daß der Justier-Laserstrahl parallel zur Spaltebene lag. Der Strahl wurde vor dem Spalt durch ein Prisma in Richtung auf die Abbildungslinse reflektiert und durchlief hinter dem 90°-Umlenker den Fokallbereich des Hauptlasers. Vom Hohlspiegel reflektiert ergaben sich so auf dem Spalt zwei rote Leuchtpunkte. Der Rückspiegel wurde dahingehend justiert, daß beide

Punkte am Spalt übereinanderlagen. Da das laserinduzierte Plasma jedoch nicht punktförmig ist, mußte die Justierung im laufenden Betrieb optimiert werden. Hierzu wurde zunächst der Hohlspiegel leicht aus der Achse gedreht, um am Spalt die beiden Bilder des Plasmas beobachten zu können. Wie in Abschnitt 2.1.2 dargestellt, strebt das Plasma im Verlauf der Expansion dem Laser entgegen. Je nach Druckverhältnissen und Ausrichtung des Laserfokus war das Leuchtgebiet mehr oder weniger stark in Laserichtung ausge dehnt. Dader Hohlspiegel ein seitliches verkehrtes Bild in das Plasma

zurückreflektierte, galtes nun, dafür zu sorgen, daß aus dem Plasma die gleichen Bereiche beider Bilder auf dem Spaltlagen. Dieser Zustand ist in Abbildung 3.37 dargestellt. Danach wurde unter möglichst optisch dünnen Bedingungen ($0,01 \text{ bar}$ Druck $10 \mu\text{s}$ nach dem Puls) das Plasma mit und ohne Rückspiegelspektroskopiert. Stellte sich zwischen den beiden Spektren ein Intensitätsverhältnis von $1:1,6$ ein, was der Transmissivität der Kombination aus Hohlspiegel und Quarzplatten entsprach, so war das Experiment justiert.

Weitere Meßvorbereitungen waren das Einschalten und Warmlaufen aller elektrischen Geräte. Der zur Triggeraufbereitung eingesetzte Diskriminator benötigte eine gewisse Vorlaufzeit, um ein sauberes Taktsignal zu liefern. Der CO_2 -Laser wurde mehrmals mit dem Lasergas gespült und einige Zeit bei hohen Schußfrequenzen betrieben, um etwaige Aussetzer durch ungewollte Funkenbildung in der Resonator kammer zu verhindern. Auch beim Nd:YAG-Laser war ein Vorlauf im Long-Pulse-Modus nötig, damit der Laserpuls im Güte geschalteten Betrieb zeitlich und von der Leistung her konstant blieb. Die Peltierkühlung der CCD-Kamera brauchte etwa 20 Minuten, um die Betriebstemperatur des CCD-Chips auf -50°C zu senken. Der stark von der Temperatur abhängige Dunkelstrom des Systems pendelte sich nach einer Stunde bei einem festen Wert ein. Währenddessen wurde die Druckzelle mehrmals evakuiert und mit reinem Wasserstoff gespült, um das Fokolvolumen von Gasverunreinigungen und Ablationsresten zu reinigen. Hier auf folgten allen nötigen Einstellungen zur Aufnahme der Spektren. Dazu gehörte die Aufnahmezeit nach dem Puls (delay), das Zeitintervall, in dem der Bildverstärker aktiv war (width), sowie die Verschlusszeit des mechanischen Shutters (shuttertime) und die Auswahl der Gitter und der Mittenposition. Beim Nd:YAG-Laser fand die Plasmaentwicklung zwischen 0 ns und 1000 ns nach dem Laserpuls statt, beim CO_2 -Laser zwischen $0 \mu\text{s}$ und $15 \mu\text{s}$. Das Meßzeitintervall wurde daher auf 20 ns bzw. 100 ns beim CO_2 -Laser beschränkt, um nicht schon während der Messung unnötig lange über die Zeit zu integrieren. Der Shutter war so eingestellt, daß jeweils nur eine Plasmazündung pro Messung aufgenommen wurde.

Vor dem Beginn einer jeden Messung wurde das OMA-System bezüglich der Wellenlänge mittels einer Neon- oder Quecksilber-Pen-Ray der Firma Oriekalibriert. Neon kam für Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich über 500 nm zum Einsatz, Quecksilber für das nahe Ultraviolett von 200 nm bis 350 nm . Zur Kalibrierung wurde die in der OMA-4000 β -Software implementierte Korrekturfunktion eingesetzt. Zusätzlich wurde hier zu jeweils ein Wasserstoffspektrum mit großem delay im Vakuum

aufgenommen (optisch dünnes Emissionsprofil geringer Elektronendichte). Daraus ergab sich die exakte Position der unverschobenen H_{α} -Linie, die für die spätere Auswertung der Stark-Effektverschiebung benötigt wurde. Da im Bereich von 350 nm bis 550 nm keine Neonlinien vorkommen, wurde hier das Licht einer Balmer-Gasentladungslampe eingesetzt, um über die bekannten Positionen von H_{β} (486,13 nm) und H_{α} (656,28 nm) die Spektren zu kalibrieren.

Erst danach konnten für den jeweils zu untersuchenden Parameterbereich Gasdruck und delay variiert werden. Für jede dieser Einstellungen wurden mehrere Spektren mit und ohne Rückspiegel sowie ein Dunkelstromdatensatz aufgenommen. Am Ende jeder Meßserie wurde für das eingesetzte Gitter das Spektrum einer Wolframbandlampe spektroskopiert, um eine Korrektur bezüglich der Systemempfindlichkeit durchführen zu können.

4 Auswertung

Die Auswertung orts- und zeitaufgelöster, teilweise optisch dicker Spektren ist sehr aufwendig. Da keine Rückschlüsse auf das Plasma direkt aus den Meßdaten möglich sind, muß diese zunächst korrigiert und invertiert werden. Danach wurden die Profilparameter mittels Anpassung von theoretischen Linienprofilen ermittelt. Aus diesen läßt sich auf die Temperatur und Elektronendichte schließen.

4.1 Korrektur der Spektren

Vordereigentlichen Analysen der Spektren hinsichtlich Verbreiterung, Verschiebung und Intensitätsverlauf mußten noch einige Korrekturen vorgenommen werden. Hierzu zählen neben dem durch das Meßsystem bedingten Veränderungen im spektralen Verlauf auch die Dunkelstromkorrektur und die Inversion der orts aufgelösten Spektren.

4.1.1 Dunkelstrom

Die Dunkelstromkorrektur ist Bestandteil einer jeden Messung und korrigiert die Daten bezüglich eines elektronischen Signalanteils, der nicht auf das Meßsignal zurückzuführen ist. In dieser Arbeit wurde der Dunkelstromanteil durch das eingesetzte OMA-System erzeugt. Normalerweise reicht es aus, diesen elektronischen Anteil zu messen und vom Originaldatensatz abzuziehen. Allerdings findet dieser Vorgang unter einer Nebenbedingung statt. Dies korrigierten Intensitäten mit und ohne Rückspiegel dürfen keine zu großen negativen Werte aufweisen, da sonst die Abel-Inversion zur Berechnung der Absorptionskoeffizienten falsche Werte liefern kann. Für die Datensätze der Absorptionskoeffizienten potenziert sich dieses Problem, das durch die Abel-Inversion ohne einen höheren Rauschanteil aufweisen. Die Inversion unter Berücksichtigung der optischen Tiefe wird dann meist durch die Singularität der Inversionsmatrix A^{-1} verhindert. Tatsächlich bieten sich einige Methoden an, diesen Effekt zu reduzieren. Die wohl effektivsten betreffend die Inversion selbst, doch schon bei der Dunkelstromkorrektur kann man auf diese Problematik eingehen.

- Zunächst soll der Dunkelstrom stark gemittelt werden, also über deutlich längere Zeite gemessen werden als das eigentliche Meßsignal.
- Zwischen dem Meßzeitpunkt für die Spektren und dem Dunkelstromdatensatz sollte so wenig Zeit wie möglich liegen.
- Sowohl Daten als auch Dunkelstrom sollten mehrfach vermessen werden, um Gewißheit über die zeitliche Stabilität der Meßreihe zu gewinnen.

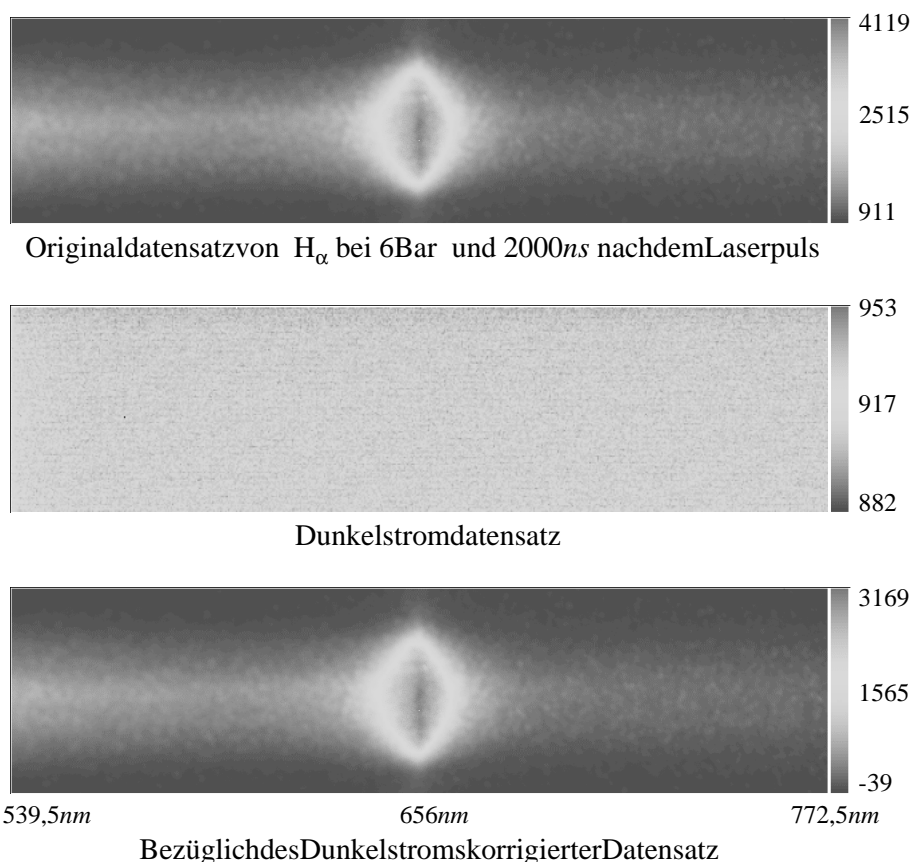


Abbildung 4.38: Übersicht zur Dunkelstromkorrektur

Abbildung 4.38 zeigt ein typisches Meßsignal und einendazugehörigen Dunkelstromdatensatz. Die zugehörigen Intensitätswerte sind rechts an der Farbskala aufgetragen, die Wellenlängenachse läuft von links (539,5 nm) nach rechts (772,5 nm). Man erkennt, daß die Differenz der beiden Datensätze im Flügelbereich negative Signale von etwa 1 % der Maximalintensität liefert. Wäre die Effekte stärker ausgeprägt als dieser Wert, so wurden bereits vor der Inversion die betreffenden Randzonen manuell vom Meßdatensatz „abgeschnitten“.

4.1.2 Systemempfindlichkeit

Bei der Auswertung von Meßdaten muß die Wellenlängenabhängigkeit der optischen Eigenschaften der Versuchskomponenten berücksichtigt werden. Bei einem Teilweise über 200 nm breiten Spektralbereich können sich Reflexions- und Transmissions-eigenschaften dieser Bauteile, des Monochromators sowie die Empfindlichkeit des Multi-Channel-Plates erheblich ändern. Normalerweise erfolgt die Korrektur von Meßdaten über den Vergleich des experimentell ermittelten Spektrums eines Normalstrahlers mit seinem bekanntem theoretischen Spektrum. Der Einsatz von Wolframbandlampen oder Kohlebögen ist über den gesamten sichtbaren und nahen infraroten Wellenlängenbereich möglich. Lediglich der Einsatz im VUV wird durch die geringe Intensität der Referenzquellen in diesem Spektralbereich verhindert.

Die Systemempfindlichkeit von Detektor und optischen Komponenten wurde mit Hilfe einer Wolframbandlampe der Firma *Osram Model 72 PTB 71* korrigiert. Das Quarzglas der Lampe weist in dem betreffenden Wellenlängenbereich eine gleichförmige Transmissivität von 93 % auf, seine Variation kann für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden. Die Bandlampe ist bei dem eingestellten Betriebsstrom von 13,537 A ein idealer grauer Strahler mit $T = 2500\text{K}$ [PTB]. Ist die Emissivität von Wolfram $\varepsilon_{\text{Wolfram}}$ bekannt [Vos54], so gewinnt man aus dem Produkt von Emissivität und der Planckfunktion $B_{\text{absolut}}^{2500\text{K}}$ den Verlauf eines idealen grauen Spektrums für die Betriebstemperatur der Lampe. Mißt man zusätzlich den spektralen Verlauf der Wolframbandlampe $W_{\text{relativ}}^{2500\text{K}}$, so müssen beide Spektren bis auf einen systemimmanenten Korrekturfaktor $k(\lambda)$ in einem Gleichnis sein:

$$B_{\text{absolut}}^{2500\text{K}} \cdot \varepsilon_{\text{Wolfram}} = W_{\text{relativ}}^{2500\text{K}} \cdot k(\lambda). \quad (4.85)$$

Mit diesem Faktor lassen sich alle gemessenen Spektren multiplizieren, und man erhält die korrigierten relativen Intensitäten

$$I_{\text{korr}} = I_{\text{Meß}} \cdot k(\lambda). \quad (4.86)$$

¹⁸ Diesem korrigierten Spektrum ergeben sich die relativen Verläufe der Intensität exakt wieder, die absolute Intensität in $\text{Ws/m}^2\text{sr}$ liefert diese Vorgehensweise jedoch nicht. (vgl. Kapitel 4.2.2)

Da die Wasserstoffspektren bei hohen Elektronendichten extrem breit werden, wurden viele Messungen in dieser Arbeit über einen Wellenlängenbereich von 230 nm gemacht. Die nötigen Korrekturen aufgrund der Systemempfindlichkeit entsprachen bei diesen Datensätzen einem Faktor 7. Abbildung 4.39 zeigt exemplarisch ein gemessenes Datensatz, den Korrekturfaktor $k(\lambda)$ und das korrigierte Intensitätsprofil.

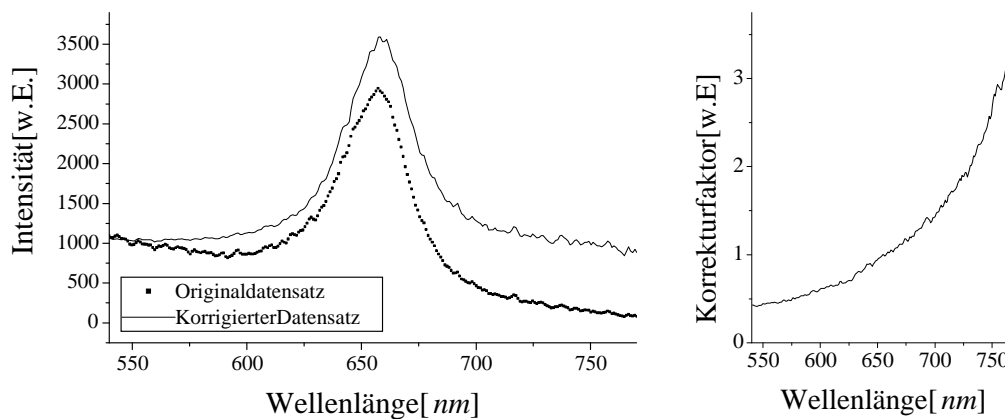


Abbildung 4.39: Systemempfindlichkeitskorrektur eines Datensatzes

4.1.3 Apparateprofil

Das Apparateprofil ist definitionsgemäß das Profil, welches das Spektrometer bei der Untersuchung einer „unendlich schmalen“ Linie aufweist. Das Apparateprofil ergibt sich aus der Faltung der Profile von Eintrittsspalt und Austrittsspalt mit dem Beugungsbild des Gitters. Das Apparateprofil des Monochromators hat einen Einfluß auf die Breite und die Profilform der Spektrallinien. Um diesen Einfluß zu berücksichtigen, wurde an alle eingesetzten Gitter das Apparateprofil für Spaltöffnungen von 10 μm bis 250 μm vermessen. Als Lichtquelle dient eine Gasentladungslampe und ein Helium-Neon-Laser. Im Rahmen des Auflösungsvermögens von Monochromator und CCD-Kamera konnten zwischen beiden Quellen keine Unterschiede festgestellt werden. Die Profilform erwies sich als voigtförmig. Der Lorentzanteil lag bei allen Messungen unter 30 %. Abbildung 4.40 zeigt die vollen Halbwertsbreiten der vermessenen Apparateprofile für jedes Gitter sowie die Profilform am Beispiel des Gitters mit 1200 Linien.

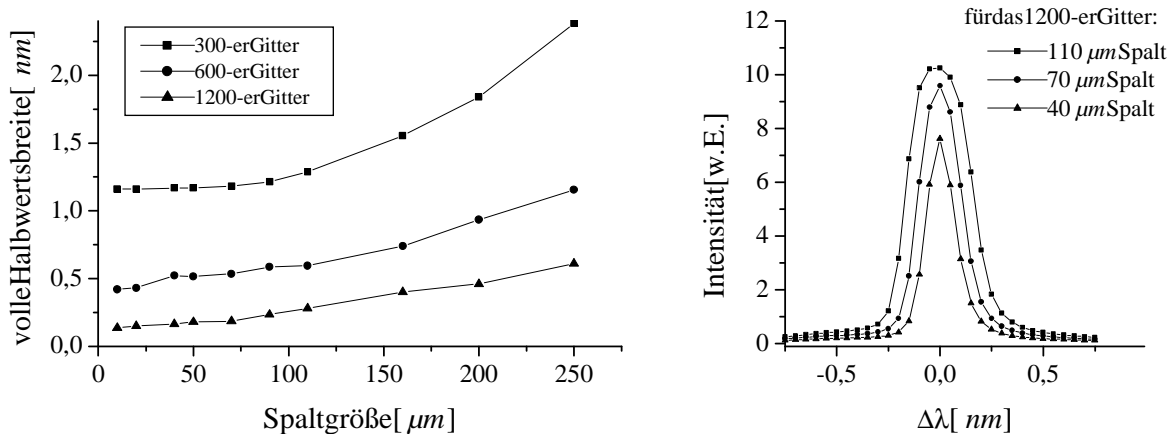


Abbildung 4.40: Apparateprofil des Monochromators

In Tabelle 4.5 sind die vollen Halbwertsbreiten des Apparateprofils angegeben. Die Spaltbreite betrug wie in den Messungen $19 \mu\text{m}$, da dies auch der Pixelgröße von $19 \mu\text{m}$ entspricht. Wie man erkennt, ist das Apparateprofil immer schmäler als $0,5\%$ des betrachteten Spektralbereiches, was auf der Kamera etwa 2 bis 4 Pixeln entspricht. Betrachtet man die durchschnittlichen Breiten der Balmerprofile, so macht die Apparatebreite nie mehr als 4% der vollen Halbwertsbreite dieser Linien aus. Aufgrund wesentlich größerer Fehler, die sich alle in der Inversion der Spektren ergeben (vgl. Abschnitt 4.1.4), wurde auf die Berücksichtigung des Apparateprofils in dieser Arbeit verzichtet.

Apparatebreite		Spektralbereich (Gitter)	mittlere Linienbreite	Anteil der Linienbreite
0,15 nm	2,2 Pixel	53 nm (1200)	10 nm	1,5%
0,43 nm	3,1 Pixel	111 nm (600)	20 nm	2,1%
1,1 nm	4,0 Pixel	231 nm (300)	30 nm	3,8%

Tabelle 4.5: Apparatebreite des Monochromators für alle Gitter

4.1.4 Inversion

Sind die Daten bezüglich Dunkelstrom und Systemempfindlichkeit korrigiert, so findet zunächst eine Vorauswahl der zu invertierenden Datensätze statt. Zu diesem Zweck wird eine Übersicht aller Meßdaten als Falschfarbengrafik erstellt. Diese Vorgehensweise erlaubt es schnell und sicher, die Datensätze auszusortieren, die offensichtlich fehlerhaft sind. Solche Fehler können starkes Rauschen sein, das bei Funkenbildung im Laserresonator (CO_2) auftaucht. Größere Unsymmetrien in der Orts- und

Wellenlängendarstellung lässt sich auf diese Weise bereitserkennen. Dieser Effekt ist häufig auf ein unbeabsichtigtes Dejustieren der Abbildung während der Messung zurückzuführen oder ist durch das „Springen“ des Fokusbereichs aufgrund von lokalen Verunreinigungen bedingt.

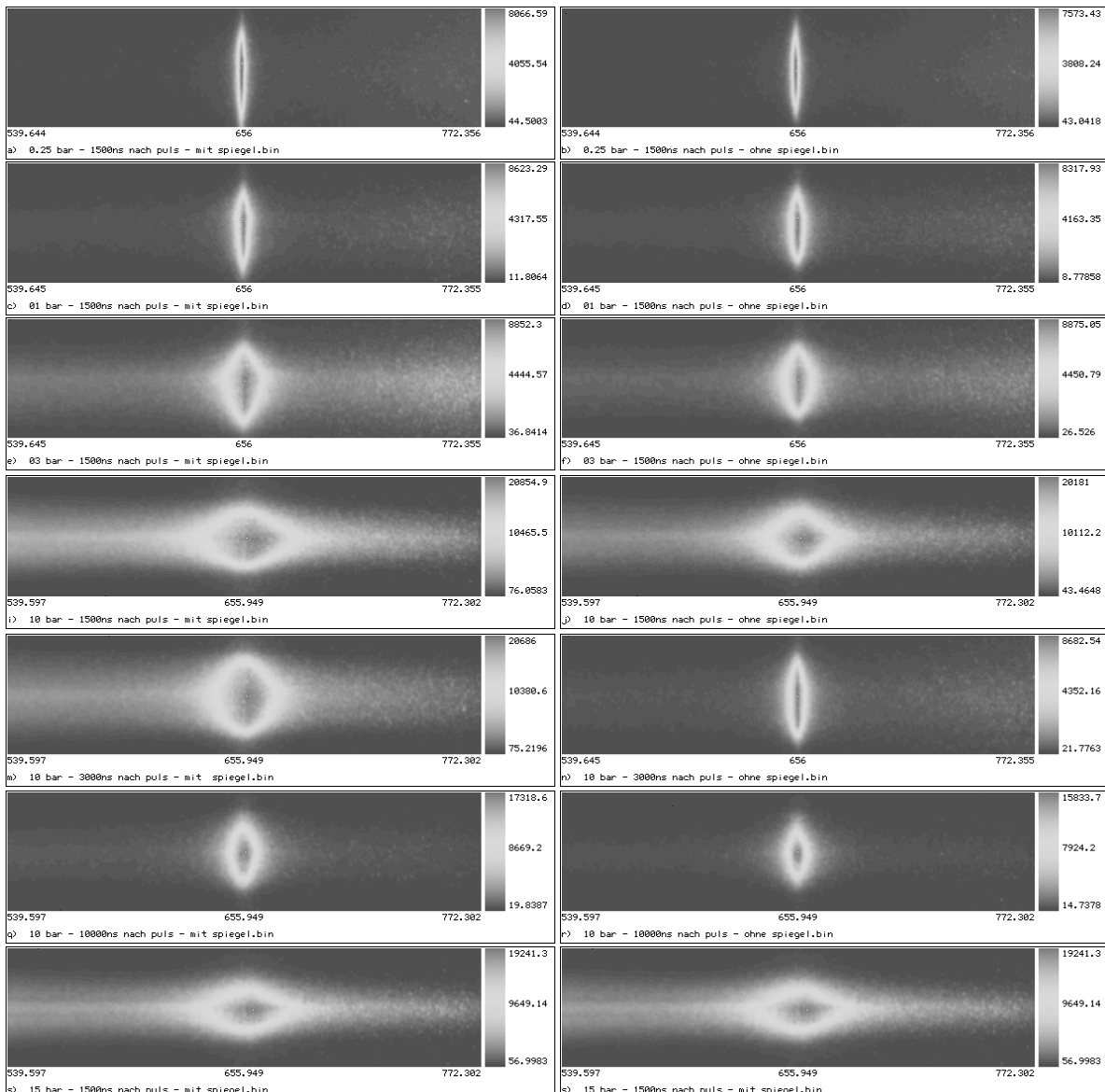


Abbildung 4.41: Übersicht verschiedener H_{α} -Spektren

Das nächste Kriterium für die Güte der Spektren war die Symmetrie in der Querverteilung (Intensitätsverlauf längs der Ortsachse). An dieser Stelle erwiess sich, ob die radiale Symmetrie ausreichend war. Die Symmetrie der Querverteilung ist die elementare Voraussetzung für die Durchführbarkeit beider Inversionsverfahren (Abschnitt 2.3). In Abbildung 4.42 sind exemplarisch zwei Querverteilungen verschiedener Spektren dargestellt. Die Abweichung der Flächeninhalte rechts und links

des Maximums lagen immer unter 5 %, was im Rahmen dieses Experimentes keinen nachweisbaren Einfluß auf die Güte der Inversion hatte.

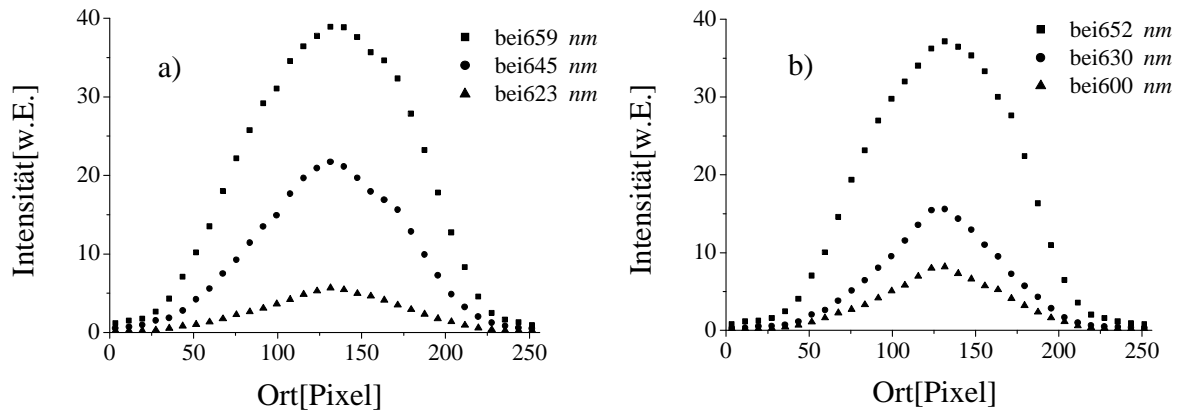


Abbildung 4.42: Verlauf der Querverteilung zweier H_{α} -Spektren (a) 1500 ns nach Puls bei 10 bar (b) 4000 ns nach Puls bei 10 bar

Im Anschluß an diese Vorauswahlen wurden alle ortsaufgelösten Spektren mit zu vernachlässigender optischer Tiefe (kleiner Druck, großes Delay) klassisch abelinvertiert. Bei allen anderen Datensätzen wurde auf das Verfahren zur Inversion optisch dicker Spektren zurückgegriffen. Für jede Form der Inversion wurden zwei Verfahren eingesetzt. Bei der Abelinversion handelte es sich um die ϵ -Regularisierung mit kubischen Splines und um die Rückverteilungsmethode (Abschnitt 2.3.1). Bei optisch dicken Spektren kam die Modifikation von Matrix-Methode und ϵ -Regularisierung, wie sie in Abschnitt 2.5.2 dargestellt wurden, zum Einsatz. Für jedes der Verfahren wurde die optimale Zahl von Parametern mit Hilfe der L -Kurve bestimmt. Es zeigt sich, daß im optisch dicken Fall diese Anzahl deutlich kleiner war, als bei der einfachen Abelinversion. Für die Inversion optisch dicker Spektren ist also eine stärkere Glättung der Meßdaten nötig, was auf den höheren Rauschanteil dieser Spektren zurückzuführen ist.

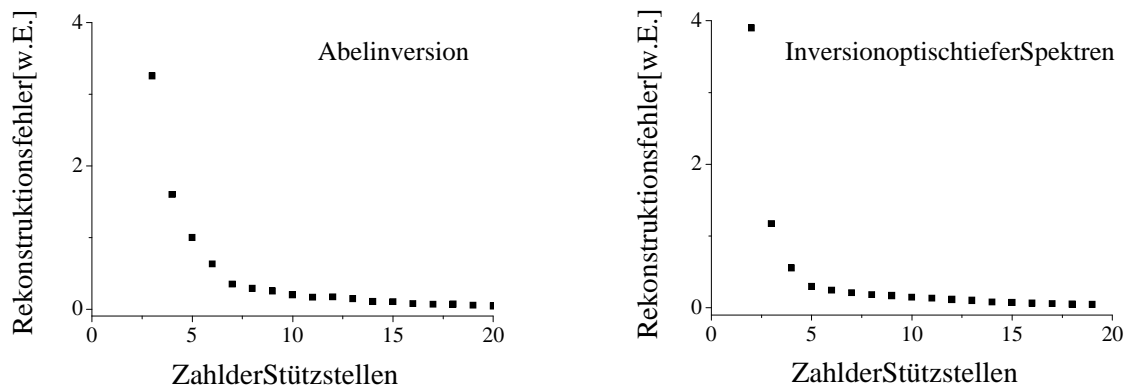


Abbildung 4.43: *L-Kurven für ϵ -Regularisierung mit kubischen Splines bei verschiedenen Inversionsverfahren*

Rechts in Abbildung 4.43 erkennt man, daß die optimale Parameterzahl bei fünf liegt. Das entspricht je fünf Stützstellen rechts und links des Ortszentrums, also insgesamt elf Stützstellen für die Erzeugung der Basisfunktionen. Der Verlauf ist im Vergleich zur Abelinversion steiler, der Knick im „L“ liegt bei kleineren Werten.

In Abbildung 4.44 ist die Inversion eines H_{α} -Spektrums exemplarisch dargestellt. Man erkennt sehr deutlich die Zunahme der Halbwertsbreite und die Rotverschiebung der Linienposition im invertierten Bild. Dies ist die sichtbare Wellenstruktur eines Folgenes Inversionsverfahrens. Die Position des unverschobenen Spektrums von H_{α} lag bei diesen Aufnahmen bei $656,2 \text{ nm}$, sodaß sich für das Zentrum der Ortsaufgelösten Intensitätsverteilung eine Starkverschiebung von ca. $1,8 \text{ nm}$ ergab. Diese Verschiebung resultiert allerdings aus den verschiedenen Kreisstückendes Plasmas, wobei die äußeren Bereiche eine geringe Verschiebung, die inneren hingegen eine starke aufweisen. Die tatsächliche radiale Verteilung wird erst deutlich, wenn die Emissionskoeffizienten bestimmt wurden. Die Verschiebung betrug im Zentrum des Plasmas $3,4 \text{ nm}$, wohingegen sie sich am Rand lediglich auf $1,1 \text{ nm}$ bezifferte. Für die Breite der Linien ist der Zusammenhang ähnlich. Im Zentrum des Meßdatensatzes beträgt die Halbwertsbreite 20 nm . Dieser Wert fällt zum Rand hin auf etwa 15 nm ab. Erst die radiale Verteilung der Emissionskoeffizienten liefert für das innerste Kreisstück des Plasmas den korrigierten Wert von über 30 nm und für das äußerste eine Breite von 12 nm .

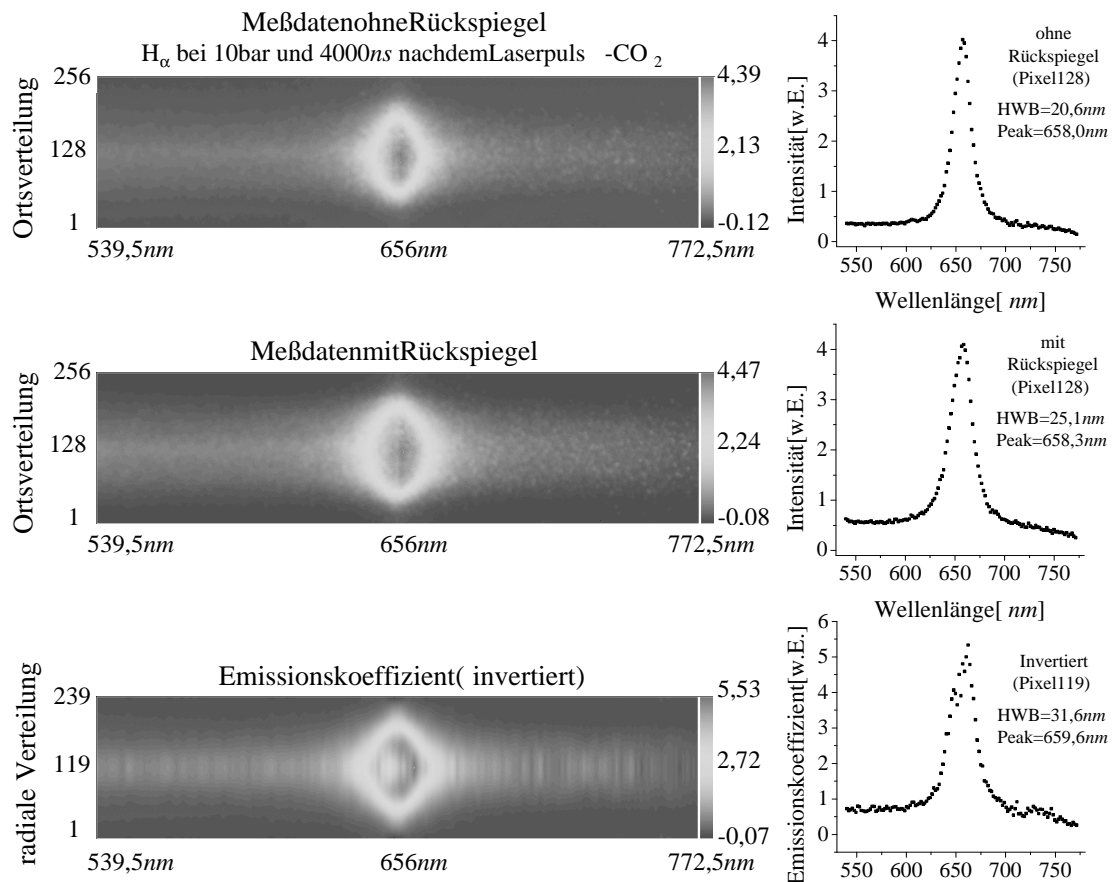


Abbildung 4.44: Inversion der Meßdaten zur Bestimmung der radialen Verteilung der Emissionskoeffizienten

4.2 Bestimmung der Plasmaparameter

Zur Bestimmung der zentralen Plasmaparameter Temperatur und Elektronendichte gibt es eine Reihe verschiedener Ansätze und Verfahren [Gri64, Gri74]. Dabei sind die Methoden, die auf der direkt gemessenen Intensität und Form einer Spektrallinie aufbauen, für den Experimentator von großem Vorteil, bieten sie doch die Möglichkeit, das Meßspektrum selbst zur Analyse dieser Parameter heranzuziehen. Die folgenden Abschnitte beschränken sich auf die Verfahren, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurden, um Temperatur und Elektronendichte zu bestimmen.

4.2.1 Elektronendichte

Wasserstoffplasmen bei hohen Dichten sind stark stoßbestimmt. Der Haupteinfluß auf die Profilform resultiert vom Starkeffekt. Für alle anderen profilverändernden Effekte

konnte bereits in Abschnitt 2.2.2 gezeigt werden, daß deren Auswirkung maximal 4 % betragen. Die durch den dynamischen Stark effekt bedingte Verschiebung der Wasserstoff-komponenten führen bei der Beobachtung der Spektren zu einer starken Verbreiterung des Profils. Daneben treten bei Einbeziehung von Quadrupoleffekten und Ionenbewegung auch Verschiebung und Asymmetrie im Spektrum zu Tage. Von diesen drei Einflüssen verändert die Stark effekt verbreiterung das Linienprofil am nachhaltigsten. Sie ist auch für hohe Dichten am besten verstanden und entwickelt sich proportional zu $n_e^{2/3}$. Dieser Zusammenhang kann für eine präzise Diagnostik der Elektronendichte eingesetzt werden.

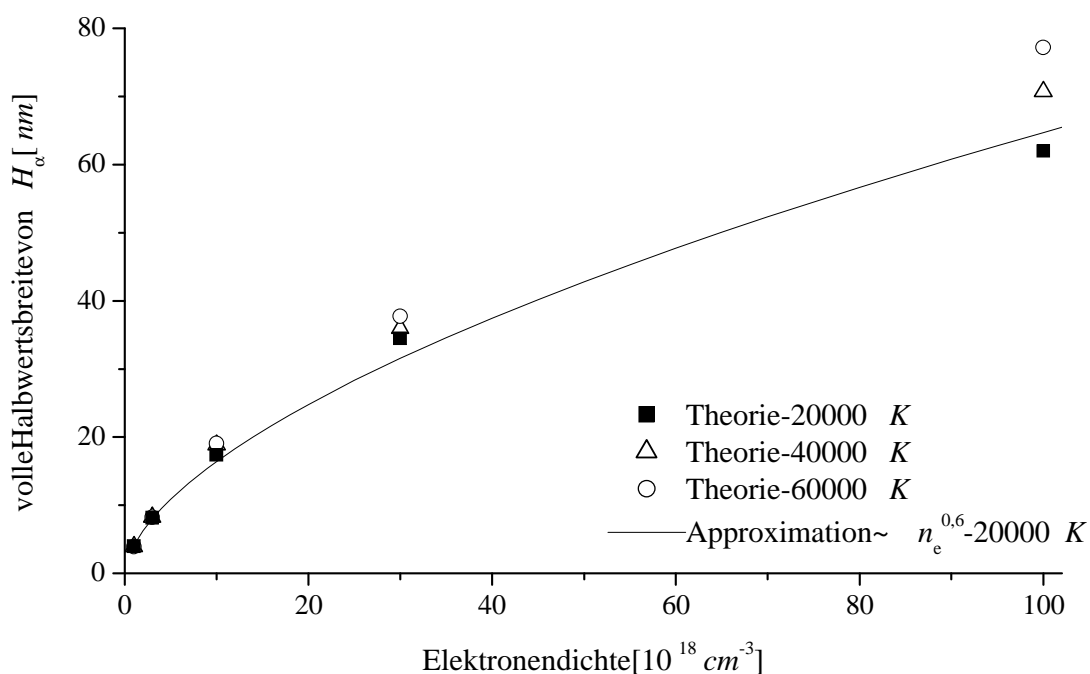


Abbildung 4.45: Zusammenhang zwischen Elektronendichte und voller Halbwertsbreite von H_α bei verschiedenen Temperaturen nach [Sor99]

Abbildung 4.45 zeigt den Zusammenhang zwischen Elektronendichte und voller Halbwertsbreite eines H_α -Profils. Die Daten stammen aus neuen Rechnungen zum Stark effekt von Wasserstofflinien von S. Sorge [Sor99] nach [Gün93b]. Die durchgezogene Linie beschreibt eine Ausgleichskurve durch ihre Berechnungen. Die $n_e^{2/3}$ -Abhängigkeit ist auf die statische Stark aufspaltung durch die ionischen Beiträge zurückzuführen. Erst bei höheren Dichten zeigen sich erste Abweichungen von diesem Verlauf. Diese werden durch den zunehmenden Beitrag der Elektronen zur Aufspaltung der Starkkomponenten hervorgerufen, welche eine Verbreiterung der einzelnen Komponenten proportional zur Dichte bewirkt. Die Variation mit der Temperatur ist

nicht so stark ausgeprägt wie die mit der Dichte. Bei einer Dichte von $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bewirkte eine Verdoppelung der Temperatur lediglich ein Anwachsen der Breite um 5 %. Selbst bei größeren Fehlern in der Temperaturdiagnostik ist also eine präzise Bestimmung der Elektronendichte auf Basis der gemessenen Starkbreiten möglich.

4.2.2 Temperatur

Für die Temperaturbestimmung bieten sich zunächst Verfahren an, die aus dem Verlauf der relativen Linienintensitäten Rückschlüsse auf die Temperatur zulassen. Hierbei handelt es sich um eine Folge von Linien unterschiedlicher Anregungsstufen, wie z. B. der Balmer-Serie. Die Wasserstofflinien selbst konnten für dieses Verfahren jedoch nicht herangezogen werden, da sie bereits bei Elektronendichten von $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ so stark verbreitert waren, daß eine exakte Bestimmung der integralen Intensität unmöglich wurde (siehe auch [Par95]). Ein Ausweichen auf die Linien anderer Elemente mit vergleichsweise geringerer Linienbreite war aufgrund der Dominanz der Balmer-Serie (365 nm - 656 nm) im ganz sichtbaren Spektralbereich nicht möglich.

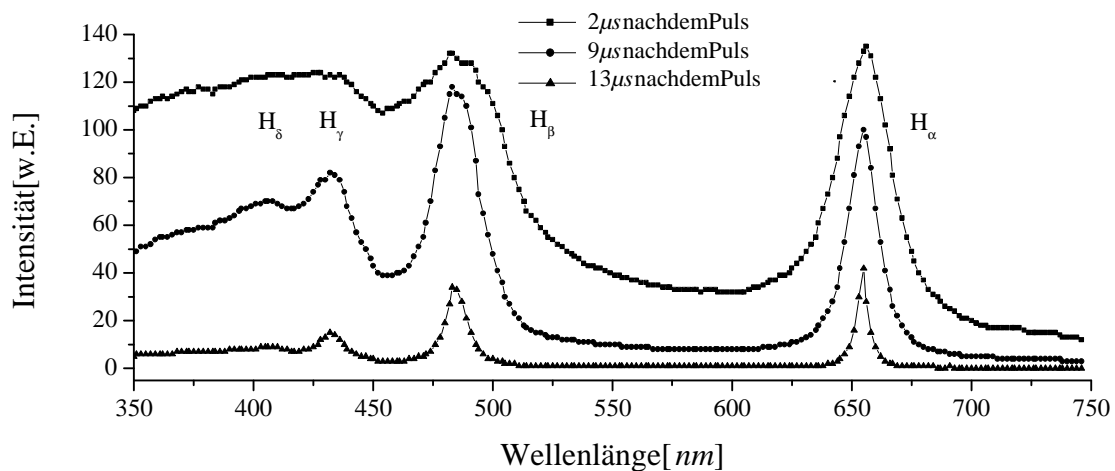


Abbildung 4.46: Übersicht von Meßdaten zur Balmer-Serie

In Abbildung 4.46 erkennt man, daß der rote Flügel von H_{α} bei hohen Dichten über 750 nm hinausführt. Es blickt sich für diese Untersuchungen lediglich der ultraviolette Bereich des Spektrums an. Eine weitere Einschränkung ergab sich aus der Tatsache, daß die geringe Energiedifferenz zwischen den Linien einer Ionisationsstufe zu größeren Fehlern bei der Temperaturbestimmung führte.

4.2.2.1 Temperaturbestimmung aus den Intensitäten von Ionenlinien

Aus den genannten Gründen wurde die Temperatur zunächst ähnlich dem klassischen Verfahren des „Boltzmann-Plots“ aus den Intensitäten von drei verschiedenen Linien des Kohlenstoffs von unterschiedlichen Ionisationsstufen bestimmt. Der Kohlenstoffgehalt im Plasma resultierte aus der Verwendung von Polymer targets (Nd:YAG) oder aus der Verwendung von Methan (CH_4) als primäres Targetgas. Die Grundannahme für dieses Verfahren ist LTG, in diesem Fall sind die einzelnen Zustände Boltzmannverteilt

$$\frac{n_{z,s}}{n_z} = \frac{g_{z,s}}{U_z(T)} \exp\left(-\frac{E_{z,s}}{k_B T}\right) \quad 19 \quad (4.87)$$

und es gilt die Saha-Gleichung

$$n_e \cdot \frac{n_{z+1}}{n_z} = 2 \cdot \frac{U_{z+1}(T)}{U_z(T)} \cdot \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{E_z^\infty - \Delta E_z^\infty}{kT}\right). \quad 20 \quad (4.88)$$

Setzt man $n_{z,s}$ und $n_{z+1,s}$ aus (4.87) in die Saha-Gleichung (4.44) ein, so erhält man

$$n_e \cdot \frac{n_{z+1,s'}}{n_{z,s}} = 2 \cdot \frac{g_{z+1,s'}}{g_{z,s}} \cdot \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_z^\infty - E_{z,s} + E_{z+1,s'} - \Delta E_z^\infty}{kT}\right). \quad (4.89)$$

Im optisch dünnen Fall ist die absolute ausgestrahlte Intensität gleich

$$I_{z,s \rightarrow t} = \frac{h \cdot c}{4\pi} \cdot \frac{A_{z,s \rightarrow t}}{\lambda_{z,s \rightarrow t}} \cdot n_{z,s} \cdot l. \quad 21 \quad (4.90)$$

¹⁹ $n_{z,s}$ Anzahldichte der z -fashionisierten Teilchen im Zustand s
 $U_z(T)$ Zustandssumme des z -fashionisierten Teilchens
 $E_{z,s}$ Anregungsenergie des s -ten Zustandes eines z -fashionisierten Teilchens
 $g_{z,s}$ Statistisches Gewicht des s -ten Zustandes

²⁰ E_z^∞ Ionisierungsenergie des z -fashionisierten Teilchens
 ΔE_z^∞ Herabsetzung der Ionisierungsenergie im Plasma durch die Coulomb Wechselwirkung
 $U_z(T)$ Zustandssumme des z -fashionisierten Teilchens
 n_e Elektronendichte

²¹ $I_{z,s \rightarrow t}$ Absolute Intensität der Emission eines z -fashionisierten Teilchens beim Übergang $s \rightarrow t$
 $A_{z,s \rightarrow t}$ Einstein-Koeffizient für den Übergang $s \rightarrow t$
 l Länge der Plasmaschicht
 $\lambda_{z,s \rightarrow t}$ Wellenlänge des Übergangs $s \rightarrow t$

Ersetzt man nun in (4.89) die Anzahldichte durch die entsprechenden Werte aus (4.90), so erhält man einen Ausdruck für die relativen Verhältnisse der Intensitäten zweier Ionenlinien mit Ionisationsgrad z und $z+1$:

$$\frac{I_{z+1}}{I_z} = 2 \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{\lambda_z}{\lambda_{z+1}} \cdot \frac{g_{z+1}}{g_z} \cdot \frac{A_{z+1}}{A_z} \cdot \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_z^\infty - E_z + E_{z+1} - \Delta E_z^\infty}{kT}\right) \quad (4.91)$$

Diese Darstellung erlaubt es, bei Kenntnis der Elektronendichte die Temperatur zu bestimmen. Das Verfahren wurde für bekannte Übergänge von neutralem Kohlenstoff (CI) sowie zweier Ionenlinien von CII und CIII angewandt. Tabelle 4.6 liefert die nötigen atomaren Konstanten.

Übergang	Wellenlänge	Ionisierungsenergie E_k	g_k	Einstein-Koeffizient A_{ik}
CI $3s^1P^0 \rightarrow 2p^2^1S$	247,9nm	61981,8cm ⁻¹	3	0,34·10 ⁸ s ⁻¹
CII $3p^3^2D^0 \rightarrow 2p^2^2P$	251,1nm	150465,0cm ⁻¹	10	0,97·10 ⁸ s ⁻¹
CIII $3p^2^1D \rightarrow 2p^1^2P^0$	229,7nm	145876,1cm ⁻¹	5	3,6·10 ⁸ s ⁻¹

Tabelle 4.6: Atomare Parameter der Kohlenstoffübergänge ²²

Der große Vorteil dieser Methode besteht einerseits darin, daß auf experimenteller Seite nur relative Intensitäten vermessen werden müssen, andererseits kann sie entgegen dem klassischen Boltzmann-Plot überein größeren Temperaturbereichen eingesetzt werden und ist empfindlicher als die Anregung innerhalb einer Ionisationsstufe. Abbildung 4.47 zeigt exemplarisch eine Simulation der einzelnen Besetzungszahlen für ein reines Kohlenstoffplasma bei einem im Experiment typischen Druck von 10 bar [Wul98, Len99]. Man erkennt, wie sich die Intensitätsverhältnisse der betrachteten Linien je nach Druck und Dichte ändern. Mit diesem Verfahren können Temperaturen bis zu 6·10³ K bestimmt werden (CII/CIII), wobei auch für geringe Drücke eine zuverlässige Diagnostik bis zu 1·10³ K möglich ist (CI/CII).

²² Aufenthaltswahrscheinlichkeiten und die gemittelten Werte für das CII-Multiplett nach W.L. Wiese [Wie66], Energieniveaus und Wellenlängen nach C.E. Moore [Moo70].

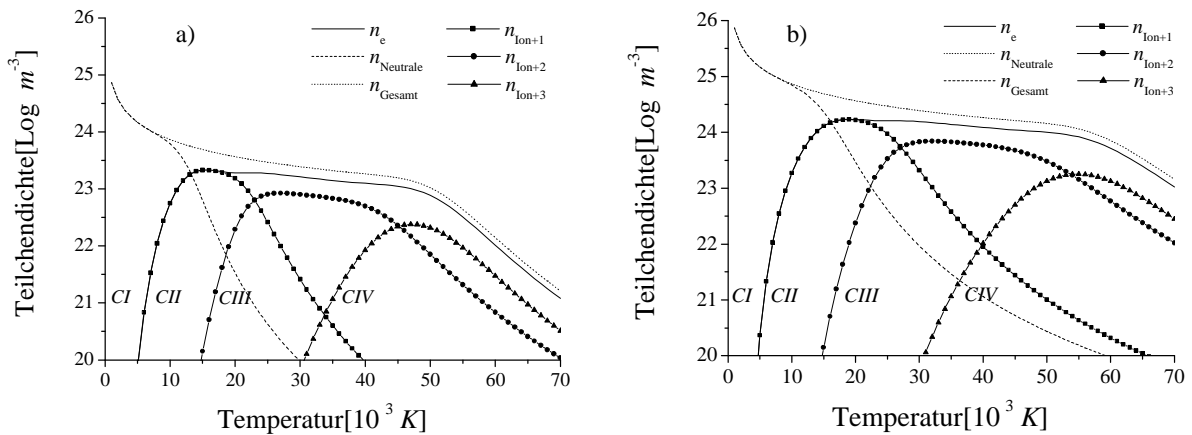


Abbildung 4.47: Simulation eines Kohlenstoffplasmas bis zur Ionisierungsstufe C bei 1 bar (a) - bei 10 bar (b)

4.2.2.2 Temperaturbestimmung aus Linien- und Kontinuumsintensität

An dieser Stelle soll ein weiteres Verfahren zur Bestimmung der Plasmatemperatur auf Grundlage von relativen Intensitätsverhältnissen vorgestellt werden. Die stark verbreiterte Balmerreihe dominiert den ganz sichtbaren Spektralbereich, weswegen die Untersuchung relativer Intensitätsverhältnisse anderer Linien im Sichtbaren unmöglich war. Die Balmerlinien selbst kamen für eine solche Untersuchung aufgrund ihres starken Überlappens ebenfalls nicht in Betracht. Der Einsatz eines Filters bei 530 nm erlaubt es allerdings, das Zentrum und den roten Flügel von H_{α} unbeeinflusst von der zweiten Ordnung des Balmerkontinuums zu spektroskopieren.

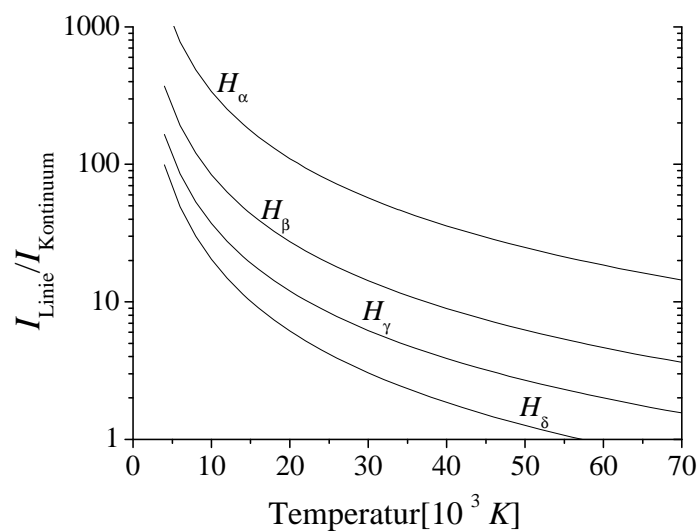


Abbildung 4.48: Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsintensität für die Wasserstofflinien der Balmerreihe nach [Gri74]

Die hier gemessene Intensität setzt sich aus der Linienemission und der Kontinuumsmission der Paschenserie zusammen. Die Verhältnisse dieser beiden Intensitäten wurden bereits 1962 von H.R. Griem [Gri64] für Dichten über $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen von 10^3 K bis 10^4 K berechnet. Abbildung 4.48 zeigt das Verhältnis von Linien- zur Kontinuumsintensität für die Balmer Serie. Die Intensitäten wurden jeweils in einem 10 nm breiten Bereich um das Linienzentrum berechnet. Der maximale Fehler liegt unter 10% [Gri74].

4.2.2.3 Temperaturbestimmung aus den absoluten Intensitäten einer Linie

EinenvölliganderenZugangzurTemperaturbietetdieMessungderabsolutenIntensität einer Spektrallinie. Ist diese bekannt und verfügt man über den Wert der optische Tiefe τ im Plasma, so läßt sich nach Formel (2.39) der absolute Wert B der Planckfunktion $B_\nu(T)$ bei der Plasmatemperatur T bestimmen:

$$B_\nu(T) = \frac{I_\nu}{(1 - e^{-\tau})} \quad (4.92)$$

Weil die Planckfunktion an der Stelle der betrachteten Spektrallinie nur von der Temperatur abhängt, läßt sich aus dem Zahlenwert von B die Temperatur bestimmen:

$$B = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (4.93)$$

Da die eingesetzten Verfahren zur Inversion optisch dicker Spektrallinien die optische Tiefe als Zwischenergebnis mitliefern, bietet sich eine solche Vorgehensweise an. Die Güte der Ergebnisse ist dann noch von der Messung der Intensität abhängig. Um diese Intensität genau zu bestimmen, wurde das Spektrum einer kalibrierten Wolframbandlampe vermessen. Die Messung dieses grauen Spektrums bekannter Temperatur (2500 K) liefert einen relativen Intensitätswert auf der CCD-Kamera. Der absolute Intensitätswert eines idealen grauen Strahlers kann völlig analog zu den Überlegungen in Abschnitt 4.1.2 ermittelt werden. Der Quotient aus berechneter absoluter grauer Intensität und Meßwert ermöglicht die Kalibrierung des Meßsystems

$$\frac{B_{\text{absolut}}^{2500 \text{ K}} \cdot \epsilon_{\text{Wolfram}}}{W_{\text{relativ}}^{2500 \text{ K}}} = k(\lambda). \quad (4.94)$$

Es ist zu beachten, daß die Meßzeiten für die Spektrallinie t_L und die Wolframbandlampe t_W identisch sind, um eine absolute Kalibrierung der Intensität durchzuführen. Das laserinduzierte Plasma wurde jeweils für wenige Nanosekunden spektroskopiert (t_L), eine Messung der Wolframbandlampe lieferte jedoch in diesem

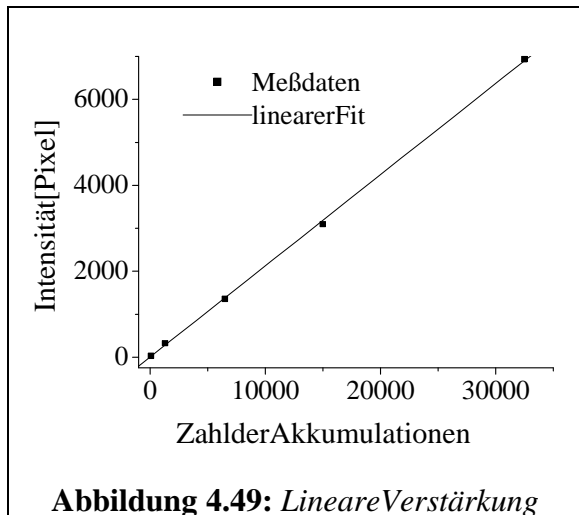


Abbildung 4.49: Lineare Verstärkung

Zeitraum kein signifikantes Signal. Daher wurden eineinige tausend Messungen der Wolframbandlampe bei identischen Gatezeiten von ca. 100 ns akkumuliert. Um dennoch identische Meßzeiten zu realisieren, muß der Meßprozeß in zwei Schritten betrachtet werden. Der erste Schritt im Meßprozeß ist die Verstärkung der Photonen in der MCP. Die Verstärkung ist hier bei abhängig von der Gatezeit, welche für beide Messungen

identisch war. Der zweite Schritt ist die Detektion des verstärkten Signals durch die CCD-Kamera. Im Falle der Vermessung des Lichts der Wolframbandlampe muß die Shutterzeit etwa 1000 mal größer gewählt werden als es bei der Aufnahme der Linienspektren nötig war. Es galt also zu klären, ob eine Vervielfachung der Shutterzeit zu einer ebenso großen Erhöhung des Meßsignals führte. Zu diesem Zweck wurde eine Meßreihe mit identischen Gatezeiten von 100 ns und verschiedenen hohen Akkumulationszahlen aufgenommen. In Abbildung 4.49 erkennt man, daß ein linearer Zusammenhang gegeben war. Der jeweilige Intensitätswert des grauen Spektrums ergab sich nun mehr aus dem Meßergebnis für n Akkumulationen geteilt durch n . Man kann Gleichung (4.94) um diesen zusätzlichen Faktor n erweitern, so daß

$$\frac{B_{absolut}^{2500K} \cdot \epsilon_{Wolfram}}{\frac{1}{n} \cdot W_{relativ}^{2500K}} = k_{abs.}(\lambda). \quad (4.95)$$

Damit ergeben sich die korrigierten absoluten Intensitäten in der Einheit [$Ws/m^2 \cdot sr$]

$$I_{absolut} = k_{abs.}(\lambda) \cdot I_{relativ}. \quad (4.96)$$

Mit densogewonnenen absoluten Intensitäten und den dazugehörigen optischen Tiefen aus der Inversion kann der absolute Wert der Planckfunktion in $Ws/m^2 \cdot sr$ bestimmt

werden. Daraus ergibt sich nach (4.93) die Temperatur im Plasma. Tabelle 4.7 zeigt einige typische Werte, die sich bei dieser Intensitätskorrektur ergeben.

<i>physikalische Größe</i>		<i>Wert</i>	
Planckfunktion (2500 K, 656 nm)	B_{absolut}	$1,1 \cdot 10^{11}$	$Ws/m^2 \cdot sr$
gemessene Intensität der Wolframbandlampe	W_{relativ}	5400	<i>Pixel</i>
gemessene Intensität der Linie	I_{relativ}	3000	<i>Pixel</i>
Emissivität von Wolfram	$\epsilon_{\text{Wolfram}}$	0,44	-
Faktor	n	1000	-
Korrekturfaktor	$k(\lambda)$	$2,5 \cdot 10^{11}$	-
korrigierte Intensität	I_{absolut}	$5 \cdot 10^{13}$	$Ws/m^2 \cdot sr$
Wert der Planckfunktion im Plasma (für $\tau=1$)	B	$1,2 \cdot 10^{14}$	$Ws/m^2 \cdot sr$
Temperatur	T	8600	K

Tabelle 4.7: Übersicht zur absoluten Intensitätskorrektur

Dieses Verfahren ist für den Fall eines laserinduzierten Plasmas jedoch nicht direkt anwendbar, da es sich bei den gemessenen Intensitätswerten um die Überlagerung von Intensitäten aus verschiedenen Intervallen handelt. So können die in Tabelle 4.7 angegebenen 8600 K nur als Anhaltspunkt für die Temperaturbestimmung dienen.

Um auf die Temperatur jedes einzelnen Intervalls schließen zu können, muß zunächst die Inversion durchgeführt werden. Schon bei der klassischen Abel-Inversion gibt es die verschiedensten Darstellungen der Transformationsmatrix. Sie lassen sich in vier Klassen einteilen, die sich bezüglich der verwendeten geometrischen Matrix unterscheiden.

- Matrix der Weglängen bei festem Plasmaradius (\hat{a} repräsentiert die Länge der einzelnen Intervalle, das Plasma hat den Radius 1)
- Matrix der Weglängen bei festem Kreisstückabstand (\hat{a} repräsentiert die Länge der einzelnen Intervalle, das Plasma hat den Kreisstückabstand 1 und den Radius N)
- Matrix der Flächenelemente bei festem Radius (\hat{a} repräsentiert die Fläche der einzelnen Intervalle, das Plasma hat den Radius 1)
- Matrix der Flächenelemente bei festem Kreisstückabstand (\hat{a} repräsentiert die Fläche der einzelnen Intervalle, das Plasma hat den Kreisstückabstand 1 und den Radius N)

Betrachtet man zunächst nur die Darstellungen mit konstantem Kreisstückabstand, so ist klar, daß die Matrix der Linien- und der Flächenelemente sich für große Matrixdimensionen N nähern. Allerdings konvergiert die Flächendarstellung deutlich schneller, was beider früher üblichen manuellen Inversion von großem Vorteil war, da der Rechenaufwand mit zunehmenden N überproportional anwuchs. Naheliegender ist jedoch die Darstellung mit Hilfe der Linienelemente, da es sich auch bei der zugrundeliegenden Gleichung (2.4) um ein Linienintegral längs der y -Achse handelt. Die Fragen nach der Normierung der geometrischen Matrix (über den Radius oder den Kreisstückabstand) ist für den relativen spektralen Verlauf ohne Bedeutung. Erst wenn die Information über die gemessene absolute Intensität nicht verloren gehen soll, muß in der geometrischen Matrix der tatsächliche Plasmadius berücksichtigt werden. Wenn also aus den absoluten Intensitäten auch die absoluten Werte für die Emissionskoeffizienten gewonnen werden sollen, so ist für die Transformationsmatrix \hat{A} nur die Darstellung nach (2.11) möglich

$$\hat{A} = 2r_0 \cdot \hat{a}, \quad (4.97)$$

wobei es sich bei \hat{a} um die Matrix der Linienelemente mit festem Kreisstückabstand r_0 handelt. Analog dazu gestaltet sich die Inversionsmatrix für optisch dicke Spektren.

$$\hat{A} = \frac{(1 - e^{(-\tau_{nn})})}{\kappa'_n} \cdot \left(\prod_{\substack{i=n+1 \\ \equiv 1 \text{ für } n=N}}^N e^{(-\tau_{mi})} \right) \cdot (1 + e^{(-\tau_{nn})} \prod_{\substack{i=m \\ \equiv 1 \text{ für } m=n}}^{n-1} e^{(-2\tau_{mi})}) \quad \text{mit} \quad \tau_{mn} = \kappa'_n a_{mn} r_0 \quad (4.98)$$

Auch hier sind r_0 und die Koeffizienten a_{mn} gemäß den obigen Konventionen einzusetzen. Unter diesen Voraussetzungen können aus den invertierten Spektren die absoluten Intensitäten der einzelnen Intervalle bestimmt werden. Mit diesen Intensitäten läßt sich erneut der absolute Wert der Planckfunktion errechnen und daraus wiederum die Temperatur in jedem Intervall.

Tabelle 4.8 zeigt die vier möglichen Darstellungen der Abeltransformationsmatrix für $N=10$. Man erkennt deutlich die Ähnlichkeit bei identischem Kreisstückabstand, wohingegen sich die Darstellungen mit festem Radius um den Faktor 10 (Dimension der Matrix) unterscheiden. Die Inversen der betreffenden Matrizen finden sich im Anhang.

Transformationsmatrix der Flächenelemente für den Kreisstückabstand=1									
0,785	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1,128	1,228	0	0	0	0	0	0	0	0
1,030	1,348	1,549	0	0	0	0	0	0	0
1,014	1,119	1,551	1,813	0	0	0	0	0	0
1,009	1,065	1,217	1,734	2,044	0	0	0	0	0
1,006	1,042	1,128	1,313	1,900	2,251	0	0	0	0
1,004	1,029	1,086	1,193	1,404	2,054	2,440	0	0	0
1,003	1,022	1,062	1,134	1,257	1,491	2,197	2,616	0	0
1,002	1,017	1,047	1,099	1,182	1,319	1,574	2,331	2,781	0
1,002	1,013	1,037	1,077	1,137	1,230	1,379	1,653	2,458	2,936

Transformationsmatrix der Linienelemente für den Kreisstückabstand=1									
0,866	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1,070	1,323	0	0	0	0	0	0	0	0
1,022	1,275	1,658	0	0	0	0	0	0	0
1,011	1,110	1,464	1,936	0	0	0	0	0	0
1,006	1,062	1,208	1,634	2,179	0	0	0	0	0
1,004	1,040	1,124	1,303	1,789	2,398	0	0	0	0
1,003	1,028	1,084	1,189	1,393	1,932	2,598	0	0	0
1,002	1,021	1,061	1,132	1,252	1,479	2,066	2,784	0	0
1,002	1,016	1,046	1,098	1,180	1,314	1,561	2,191	2,958	0
1,001	1,013	1,037	1,076	1,136	1,228	1,374	1,639	2,310	3,123

Transformationsmatrix der Flächenelemente für den Radius=1									
0,008	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,011	0,012	0	0	0	0	0	0	0	0
0,010	0,013	0,015	0	0	0	0	0	0	0
0,010	0,011	0,016	0,018	0	0	0	0	0	0
0,010	0,011	0,012	0,017	0,020	0	0	0	0	0
0,010	0,010	0,011	0,013	0,019	0,023	0	0	0	0
0,010	0,010	0,011	0,012	0,014	0,021	0,024	0	0	0
0,010	0,010	0,011	0,011	0,013	0,015	0,022	0,026	0	0
0,010	0,010	0,010	0,011	0,012	0,013	0,016	0,023	0,028	0
0,010	0,010	0,010	0,011	0,011	0,012	0,014	0,017	0,025	0,029

Transformationsmatrix der Linienelemente für den Radius=1									
0,087	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,107	0,132	0	0	0	0	0	0	0	0
0,102	0,128	0,166	0	0	0	0	0	0	0
0,101	0,111	0,146	0,194	0	0	0	0	0	0
0,101	0,106	0,121	0,163	0,218	0	0	0	0	0
0,100	0,104	0,112	0,130	0,179	0,240	0	0	0	0
0,100	0,103	0,108	0,119	0,139	0,193	0,260	0	0	0
0,100	0,102	0,106	0,113	0,125	0,148	0,207	0,278	0	0
0,100	0,102	0,105	0,110	0,118	0,131	0,156	0,219	0,296	0
0,100	0,101	0,104	0,108	0,114	0,123	0,137	0,164	0,231	0,312

Tabelle 4.8: Verschiedene Varianten der geometrischen Matrix zur Abel-Transformation

4.2.3 Anpassungstheoretische Linienprofile

Die Anpassung der Meßdaten an bekannte theoretische Linienprofile erfolgt mit Hilfe verschiedener in der Arbeitsgruppe entwickelter Softwarepakete [Boc99]. Die grundsätzliche Vorgehensweise ist hier bei immer die Optimierung der Übereinstimmung zwischen Meß- und Modellprofil durch Variation der veränderlichen Profilparameter. Diese Parameter hängen von der jeweiligen Modellfunktion ab. Im Falle der für diese Arbeit eingesetzten Lorentzprofile handelt es sich um die volle Halbwertsbreite $\Delta\nu$, die Maximumintensität I_0 und die Frequenz ν :

$$L(\nu) = I_0 \frac{1}{1 + \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\delta_L^2}} \quad (4.99)$$

Zusätzlich wird dem Modellprofil weitere Funktionen überlagert, die die Darstellung eines Offsets oder eines schiefen Meßuntergrundes erlauben.

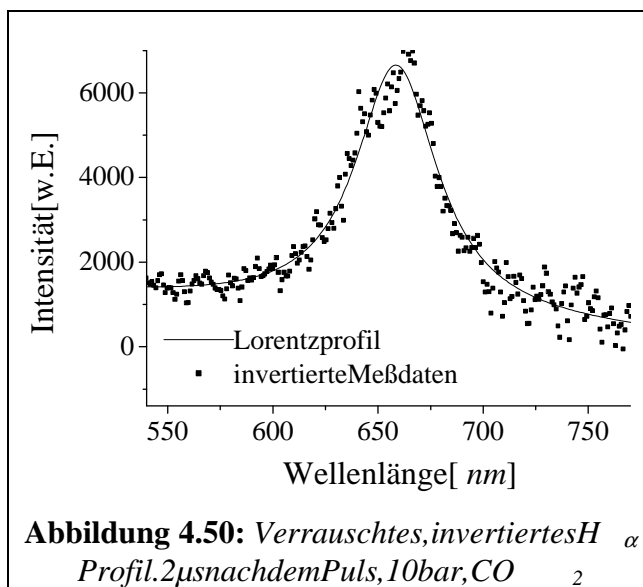


Abbildung 4.50: Verrauschtes, invertiertes H_{α} Profil. 2 μ s nach dem Puls, 10 bar, CO_2

Die Anpassung erfolgt durch ein Least-Squares-Verfahren zur Minimierung der mittleren quadratischen Abweichung zwischen Datensatz und Modell. Im Falle von optisch dicken Spektren konnte das Modellprofil gemäß Gleichung (2.46) durch Angabe des zusätzlichen Parameters τ verändert werden. Alle in dieser Arbeit angegebenen Werte

von Verschiebung, Halbwertsbreite und Intensität wurden aus den Meßdaten durch Anpassung an Modellfunktion gewonnen. Für eine ausführliche Beschreibung sei auf [Jeß88, Boc99] verwiesen.

4.2.4 Asymmetrie und Verschiebung

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Analyse der Starkeffektverschiebung der Wasserstofflinie H_{α} . Da in der Literatur verschiedene Definitionen der Verschiebung einer Spektrallinie verwendet werden, gilt es zunächst, den Begriff der Verschiebung und seine physikalischen Ursachen eindeutig zu klären, um eine exakte experimentelle

Bestimmung dieser Größe zu ermöglichen. Hierzu gehört auch die Analyse möglicher Asymmetrien in der Profilform, die bei der Auswertung fälschlich als Verschiebung interpretiert werden könnten.

Die Betrachtung des linearen Starkeffekts liefert zunächst ein unverschobenes symmetrisches Profil. Die im realen Experiment meßbaren Asymmetrien und Verschiebungen können auf zwei Effekte zurückgeführt werden. Die erste Gruppe bilden die „trivialen Asymmetrien“, deren Ursprung nicht im Plasma liegt.

- Die pro Frequenzintervall abgestrahlte Leistung eines atomaren Überganges ist proportional zur vierten Potenz der Frequenz ($P \sim \nu^4$), was zu einer Anhebung des blauen Flügels der Spektrallinie führt.
- Die Transformation von der Frequenz- zur Wellenlängenskala ($\nu \sim c/\lambda^2$) bewirkt eine Anhebung des blauen Flügels.
- In der Boltzmannverteilung müssen die einzelnen Unterniveaus eines Übergangs nicht zwangsläufig gleich besetzt sein. Höhere Niveaus (kleine Wellenlänge) sind schwächer besetzt, was zu einer Anhebung des roten Flügels führt.
- Asymmetrien im Apparateprofil des Spektralapparates und anderer optischer Komponenten können das Linienprofil beeinflussen.

Die zweite Gruppe ist auf Wechselwirkungen höherer Ordnung zwischen dem Emitter und den restlichen Bestandteilen des Plasmas zurückzuführen.

- Als wichtigster Effekt ist hier zunächst die Ionen-Quadrupol-Wechselwirkung zu nennen. Sie ergibt sich aus der Inhomogenität des elektrischen Störfeldes der Ionen über dem Atomdurchmesser [Sho69].
- Der quadratische Starkeffekt bedingt eine Verschiebung des Profils [Gri74].
- Die elektronische Breite und Verschiebung ändern sich über das Linienprofil, das sie von der Frequenz abhängen [Gün95].
- Die Auswirkung von Feinstrukturaufspaltung oder Oktupoleffekten ist für die in diese Arbeiterzeugten Plasmen vernachlässigbar [Sho69].

Quadrupolwechselwirkung und quadratischer Starkeffekt wirken sich verschieden auf das Linienprofil von H_α aus. Die Quadrupolwechselwirkung dominiert das Linienzentrum, der quadratische Starkeffekt die ferneren Flügel. Neben den verschiedenen Effekten, die sich auf Symmetrie und Position eines Linienprofils auswirken, gibt es fast ebenso viele experimentelle Methoden, die die Verschiebung zu ermitteln.

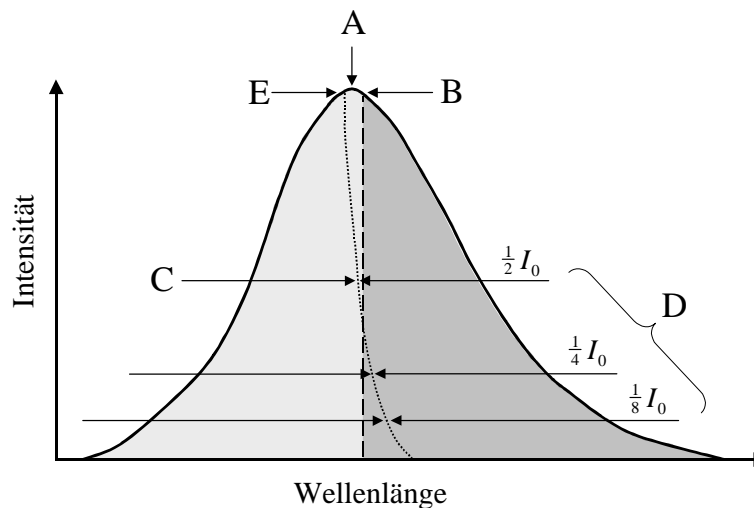


Abbildung 4.51: *Unterschiedliche Definitionsmöglichkeiten der Linienposition.*

Abbildung 4.51 zeigt eine Auswahl der häufigsten Methoden. Die Darstellung des Profils ist bewusst übertrieben, um die Unterschiede besser sichtbar zu machen.

- A: Die einfachste Methode besteht darin, die Position der Spektrallinie über das Intensitätsmaximum zu definieren. Bei Vorhandensein einer zentralen Einsenkung (H_{β}) kann auch die Lage des Minimums gewählt werden. Diese Vorgehensweise ist bei schmalen Profilen mit geringem Rauschanteil gut durchführbar.
- B: Durch Integration über die Spektrallinie kann der Schwerpunkt bestimmt werden. Der Vorteil besteht in der Berücksichtigung des gesamten Profilverlaufs, kann aber bei unterschiedlicher Wahl des Integrationsbereiches auch zu verschiedenen Ergebnissen führen.
- C: Eine weitere Möglichkeit bietet die Definition der Linienposition über die Mitte der Trennlinie, die das Profil auf halber Höhe in zwei Teile zerlegt. In der Praxis kommen neben der Linienposition auf halber Höhe auch die Positionen bei $1/4$ und $1/8$ der Maximalhöhe vor. Je kleiner dieser Anteil ist, desto mehr gewichtet man den Beitrag der Linienflügel gegenüber dem Zentrum, was von Vorteil sein kann, wenn das Linienzentrum starke Verformungen enthält (Selbstabsorption). Ist wie in dieser Arbeit die zu untersuchende Linie immer von einer Nachbarlinie beeinflusst, so ist von solchen Verfahren abzuraten.
- D: Eine Variation von Methode C ist die Bestimmung des Mittelwerts der Positionen bei den Höhen $1/2$, $1/4$ und $1/8$ der Maximalintensität. Diese von W.L. Wiese u. a. [Wie72] eingeführte Positionsangabe wird als *experimentallinecenter* oder ELC-Shift bezeichnet.

- E: Eine weitere Abwandlung von C extrapoliert die genannten Mittenlagen bis zum Durchstoßpunkt des Profils. Es gelten hier die gleichen Nachteile wie bei Methode C.
- F: (nicht dargestellt) Die wohl exakteste Methode zur Bestimmung der Linienposition bietet die Anpassung an eine theoretische Modellfunktion. Neben der Voraussetzung, daß überhaupt Modelle für den betrachteten Übergang existieren, muß hier bei größter Wertauf eine exakte Einbeziehung profilverändernder Effekte gelegt werden. Hierzu gehören neben den genannten „trivialen Asymmetrien“ auch Intensitätsveränderungen durch Kontinua und andere Spektrallinien. Würden die genannten Effekte mit einbezogen, so ist die Veränderung der Linienposition selbst bei starker Variation des Anpassungsintervalls minimal.

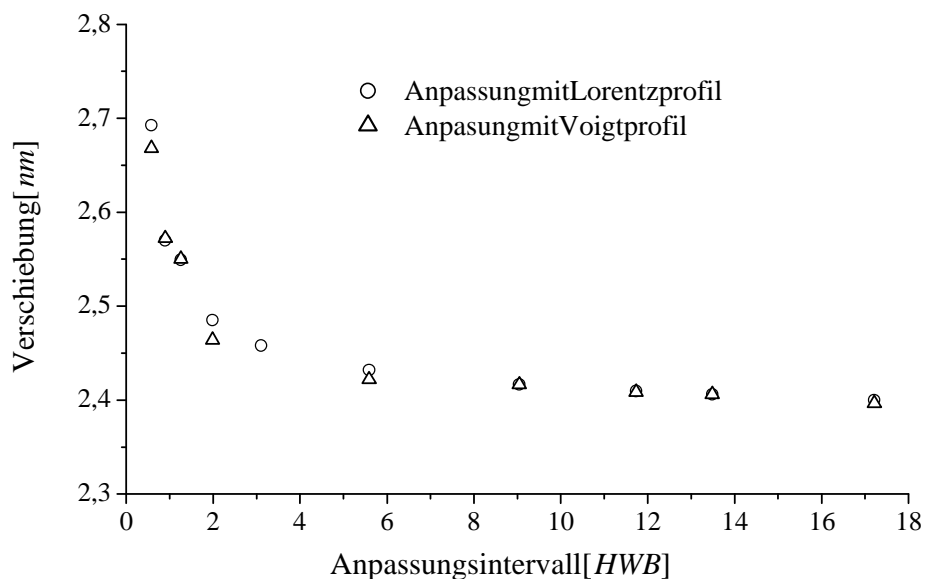


Abbildung 4.52: Veränderung der Linienposition bei Variation des Anpassungsintervalls für ein stark asymmetrisches H_{α} -Profil nach [Gün99].

In dieser Arbeit wurden bei geringen Dichten die Linienpositionen durch die Anpassung eines Lorentzprofils gewonnen, daher der Einfluß von H_{β} vernachlässigt werden konnte. Bei hohen Elektronendichten erfolgte die Anpassung mit zwei Lorentzprofilen, um den roten Flügel von H_{β} mit zu berücksichtigen. Da es sich bei einem Lorentzprofil um ein symmetrisches Profil handelt, ergab sich bei der Anpassung von Profilen mit Asymmetrie zwangsläufig eine Abhängigkeit der Linienposition vom Anpassungsintervall. Die Anpassung eines stark asymmetrischen theoretischen Profils nach [Gün99] mit symmetrischen Anpassungsfunktionen ergab jedoch immer nur Abweichungen von weniger als 10 %. Da kein eines der gemessenen Starkprofile einerart große Asymmetrie aufwies, konnte der Fehler bei der Einhaltung eines

Anpassungsintervalls von 3 vollen Halbwertsbreiten für die Anpassung der Linienposition nach oben mit maximal 10 % abgeschätzt werden.

4.3 Software

Eines der Hauptprobleme von Software, die innerhalb einer Arbeitsgruppe für die Arbeitsgruppe zur Lösung komplexer mathematischer Probleme entwickelt wird, ist die spezielle Ausrichtung an individuellen Bedürfnissen der Arbeitsgruppe selbst. Korrekte Beschreibung des Programmcodes und Wiederverwertbarkeit für Dritte treten vor dem Wunsch, in möglichst kurzer Zeit möglichst effektive Hilfsmittel für den direkten Einsatz zur Verfügung zu stellen, meist in den Hintergrund. Daneben existieren diverse Rechner- und Betriebssystemplattformen, die ebenso mehr von den lokalen Gegebenheiten abhängen als von der Frage nach der optimalen Verfügbarkeit für spätere Arbeiten und andere Forscher. Sicher ist ein Idealweg alleine aufgrund der unterschiedlichen Ansprüche und Ausstattung einzelner Arbeitsgruppen nicht leicht zu beschreiten, doch einige erste Schritte für eine globale und dauerhafte Verfügbarkeit etablierter Lösungen sind leicht zu machen.

Sowurde in den letzten Jahren von R. Bock u. a. die gesamte Meßdatenverarbeitung, Profilanpassung und Inversionsrechnung in einem einzigen Paket gebündelt. Bei dieser Software (*gmc*) handelt es sich um ein kommandozeilenorientiertes Tool mit eigener Scriptsprache, welches von jedem C-Compiler auf beliebigen Plattformen einsetzbar ist. Damit stehende physikalisch relevante Funktionen bereits zur Verfügung. Zur effizienten Steuerung der Funktionen von *gmc* wurden mehrere Wege beschritten. Zunächst wurde ein graphisches GUI²³ (*gfit*) entwickelt, *gfit* erlaubt eine intuitive Steuerung der *gmc* Funktionen per Maus. Das Programm setzt auf der GTK-Library²⁴ auf, dies sowohl für DOS- als auch Windows- und Unix-Systeme zur Verfügung steht. Große internationale Firmen wie Netscape entwickeln ihre Linux-Produkte auf dieser Basis. Das gesamte Softwareprojekt ist in *[Boc99]* ausführlich beschrieben und für jedermann unter <http://www.spektroskopie.de/> freizugänglich. Die Publikation dieser und anderer Funktionen führte bereits in den ersten Wochen zu mehreren Nachfragen anderer Wissenschaftler. Eine von R. Bock entwickelte Erweiterung zur GTK-Library,

²³ GUI-Graphical User Interface

²⁴ <http://gtk.org>

dieserlaubt, große MengennumerischerDatenschnellamBildschirmzupräsentieren, istbereitsheuteTeilderaktuellenDebian-Linux-Distribution²⁵.

UmvollständigePortabilitätundeinfacheBedienungdergmc-al-Funktionenzu gewährleisten,ohnesichdirektmitdemProgramm,seinerBeschreibungsspracheoder derInstallationvonSoftwarezubefassen,wurdeeineHTML-konformeSchnittstellezu gmc-alunter<http://www.spektroskopie.de/>entwickelt.DieSteuerungderSoftwaredurch einennormalenInternet-BrowserbefreitdenBenutzerendgültigvonallen AnforderungenanHard-undSoftware,damittlerweilefüralleBetriebssysteme moderneBrowserexistieren.HinterderWebseiteverbirgtsicheinhandelsüblicher Linux-PCmitapachewww-server²⁶.Bei„Betreten“derWebseitekannderNutzerdie vonihmbenötigtenRechenoperationenindergewünschtenReihenfolgeauswählen,um seineMeßdatenzubearbeiten.DanachgenerierteinPHP-Script²⁷eineFolgeseite mit dengewünschtenFunktionen(Dunkelstromkorrektur,Abelinversion,...).Zujeder FunktionlassensichdiegefordertenParameter,sowiedieEin-undAusgabeformate einstellen.NachderBestätigungallerAngabenholtderWebserverdiebenötigten Meßdatenviahttp-uploadvonderFestplattedesNutzersabundvollführtalle eingestelltenBerechnungen.DieErgebnissewerdenalsLinkfürdenanschließenden Downloadverfügbargemacht.DieBedienungistintuitivundausführlichdokumentiert. ZumTestenstehenmehrereBeispieldateienzurVerfügung.

SelbstverständlichistdieBedienungübereinedynamischeInternetseitenichtmitdem KomforteineslokalaktivenProgrammszuvergleichen,docherleichterdieserWeges potentiellenNutzern,einenerstenEindruckvomFunktionsumfangderSoftwarezu gewinnen.EbensokandieserProzeß-wiedieganzeEntwicklungdesInternets-nicht alsabgeschlossenbetrachtetwerden.NebenderzunächststehendenImplementierung weitererDatenformateundFunktionen soll dernächsteSchrittinderUmsetzungder HTML-SchnittstellenachJavabestehen.DieseSprachebietetbeigleicherPortabilität deutlichmehrMöglichkeitenzurGestaltungderBenutzeroberflächeundistnichtmehr zwangsweiseandieVerwendungeineszentralenWebservergekoppelt.

²⁵ <http://www.debian.org/>

²⁶ apache1.3-<http://www.apache.org/>

²⁷ PHP3-<http://www.php.net/>

www.spektroskopie.de - Microsoft Internet Explorer

File Edit View Favorites Tools Help

Address http://www.spektroskopie.de/

**PLASMA
SPEKTROSKOPIE**
www.spektroskopie.de
www.plasmaphysik.de

www.spektroskopie.de

**PLASMA
SPEKTROSKOPIE**
www.spektroskopie.de
www.plasmaphysik.de

Der Server befindet sich zur Zeit im Testbetrieb, dennoch viel Spaß. Fragen bitte an: fbock@physik.uni-kiel.de

gmcgal Spektrum Analyse (β-Test)

LOAD - Dateiformate

INPUT

Windows Bitmap BMP Dezimaltrennzeichen (nur bei ASCII)

Binär EG&G-OMA4 Punkt als Dezimaltrennzeichen

Windows Bitmap BMP Komma als Dezimaltrennzeichen

Binär SI-OMA

Binär (gmcgal)

ASCII TAB

ASCII Semikolon

DATENQUELLE Zip Upload

die Binärdateien der OMA-Systeme von SI und EG&G. Daneben wird BMP und ASCII, sowie ein gmcgal eigenes Datenformat (Name des Dunkelstromdatensatzes) (Festen Wert abziehen) (Zwischen-ergebnisse speichern)

Es kann von allen Meßdaten ein bestimmter Dunkelstromdatensatz (Namen eintragen!) oder eine feste Zahl (Zahl eintragen!) subtrahiert werden.

SYSTEMEMPFFINDLICHKEIT KORRIGIEREN

AUTO-KOR. Temp. [K]

Korrektur der Spektren bezüglich der Wellenlängenabhängigkeit des Meßgerätes und aller verwendeten optischen Komponenten. Diese Korrektur kann durch Angabe eines Korrekturdatensatzes erfolgen oder automatisch durchgeführt werden. Die Autokorrektur verlangt den Datensatz eines idealen grauen Strahlers (Wolframbandlampe), der bei gleichen Bedingungen wie die Meßdaten aufgenommen wurde. Sind Temperatur des grauen Strahlers und die gemessenen Wellenlängen bekannt, so wird der Korrekturdatensatz automatisch erstellt.

$$I(\lambda)_{\text{absolut}} = I(\lambda)_{\text{Messung}} * \left(\frac{\epsilon(\lambda)_{\text{Emissivität_Wolfram}} * P(\lambda)_{\text{Planckfunktion}}}{G(\lambda)_{\text{grau_Meßdaten}}} \right) \quad (\text{Korrekturformel})$$

1 Meist werden grauer Strahler und der eigentliche Meßdatensatz nicht bei gleichen Bedingungen aufgenommen. Üblich sind unterschiedliche Meßzeiten, was die Angabe eines korrigierenden Zeitfaktors erzwingt. Der Wert 1 bedeutet gleiche Meßzeit für den Grauen- und den Linienstrahler. Der Faktor 1000 bedeutet, daß die Meßzeit für den grauen Strahler 1000-mal länger war.

Zeitfaktor (Meßzeit Grau / Meßzeit Linie)

DATENSÄTZE ENTABELN

Fourier real Spline real Rückverteilung Matrix-Methode

8 10 8 full

Oberwellenzahl Stützstellenzahl Zahl der Iterationen Dimension der Matrix

Das Feld "DATENSÄTZE ENTABELN" erlaubt es mit allen Datensätzen eine Abelinversion durchzuführen.

SAVE - Dateiformate

OUTPUT

Binär Raw Dezimaltrennzeichen (nur bei ASCII)

Komma als Dezimaltrennzeichen

Einstellungen für die GIF-Übersicht

Farbzahl Anzahl Größe

Folgende Veränderungen in der Darstellung des Datensatzes sind vor dem Speichern noch möglich:

Alles unverändert lassen Ortsachse umdrehen Wellenlängenachse umdrehen

Folgende allgemeine Matrixoperationen können vor der Speicherung durchgeführt werden:

Matrix Transponieren

Das GIF-Format eignet sich gut zur Visualisierung orts aufgelöster Spektren, daher wird automatisch für alle Datensätze eine Übersichtsgrafik im GIF-Format angelegt.

Last Update: 19 Dezember 1999 fbock@physik.uni-kiel.de

Done Internet

Abbildung 4.53: Screenshot des www-basierenden GUI zur Bearbeitung der orts aufgelösten Linienspektren

5 Ergebnisse

Die Ergebnisse einer Messung lassen sich in zwei Bereiche unterteilen. Die unmittelbaren Ergebnisse betreffen das Experiment selbst. Es handelt sich hierbei um die für den jeweiligen Aufbau vor Ort charakteristischen Größen. Dazu gehören die optische Tiefe, die Größe des Plasmas, die relativen Intensitätsverläufe, die Verteilung von Halbwertsbreite, Temperatur und Linienposition sowie deren Abhängigkeit von Druck und Meßzeitpunkt. Aus all diesen Informationen lassen sich atomare Größen ableiten, die universeller Natur sind und nicht speziell für ein Experiment gelten. Zu dieser zweiten Art von Ergebnissen zählt der Verlauf der Stark-Effektverschiebung mit der Halbwertsbreite bzw. der Elektronendichte sowie die Veränderung der Profilform mit der Elektronendichte.

5.1 Charakterisierung des Plasmas

Wie in den letzten Kapiteln eingeführt, so ist auch hier unter einem Meßdatensatz die (nicht invertierte) ortsaufgelöste Intensitätsverteilung zu verstehen. Bei einem invertierten Datensatz handelt es sich jeweils um die Darstellung der radialen Verteilung der Emissionskoeffizienten.

5.1.1 Die Intensität

Der am einfachsten zugängliche Wert ist die relative Intensität der Spektrallinie und damit auch der Bereich im Plasma, innerhalb dessen Linienstrahlung emittiert wird (Leuchtbereich). Die relative Intensität muß nicht erst durch Rechnung oder Anpassung gewonnen werden, sondern liegt unmittelbar als Zahlenwert vor. Ihr Verlauf ist zudem das Hauptcharakteristikum für die Symmetrie der Linie in der Ortsdarstellung (Querverteilung der Intensität). Auch der Einfluß äußerer Parameter wie Zeit und Druck läßt sich bereits am Intensitätsverlauf erkennen.

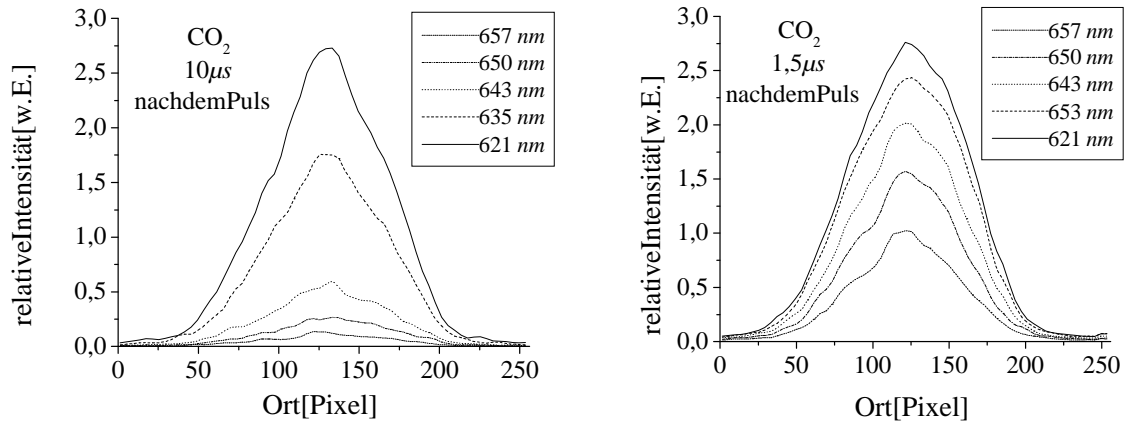


Abbildung 5.54: Querverteilung der Intensität

In Abbildung 5.54 ist die Querverteilung der Intensität für zwei verschiedene Zeitpunkte dargestellt. Man erkennt deutlich, daß für die 1,5 μs -Aufnahme die Intensitäten auch fern vom Linienzentrum noch signifikant sind. Nach 10 μs ist die Breite der Linie wesentlich geringer und die Querverteilung fällt steiler ab.

Abbildung 5.55 zeigt die Veränderung der Linienintensität bzw. des Emissionskoeffizienten mit zunehmendem zeitlichen Abstand vom Laserpuls. Jeweils kurz nach dem Laserpuls steigt die Intensität stark an. Vor diesem Zeitpunkt befindet sich das Plasma noch in der Phase der Kontinuumsstrahlung, so daß keine Linienintensitäten gemessen werden können. Danach klingt die Linienintensität ab.

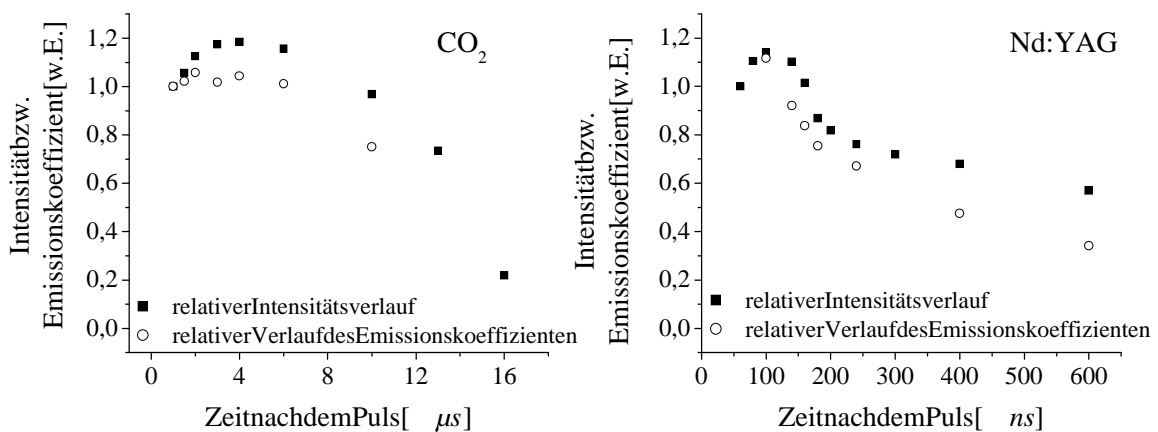


Abbildung 5.55: Veränderung der Intensität bzw. des Emissionskoeffizienten im Plasmazentrum bei jeweils 15 bar Druck

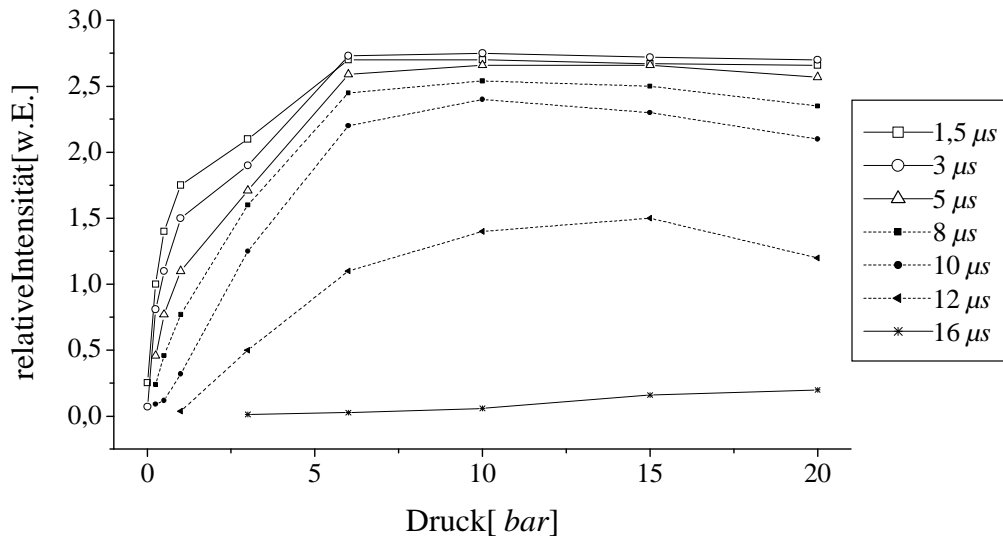


Abbildung 5.56: Veränderung der Maximumsintensität mit dem Gasdruck

Die Veränderung der Linienintensität mit dem Gasdruck ist wesentlich ausgeprägter als die mit dem Meßzeitpunkt. Bis etwa 5 bar ist in Abbildung 5.56 ein starkes Anwachsen der relativen Intensität im Zentrum des Plasmas zu verzeichnen. Danach flacht die Kurve ab und zeigt jenseits der 15 bar Grenze sogar einen gegenläufigen Trend. Dies liegt in der Tatsache begründet, daß eine stetige Erhöhung des Gasdrucks auch zu einer weiteren Erhöhung der Elektronendichte führt. Dabei nimmt die Breite der Linie zu und die Maximumsintensität sinkt. Auch das Ansteigen der optischen Tiefe bewirkt eine Verringerung der Höhe des Emissionsprofils.

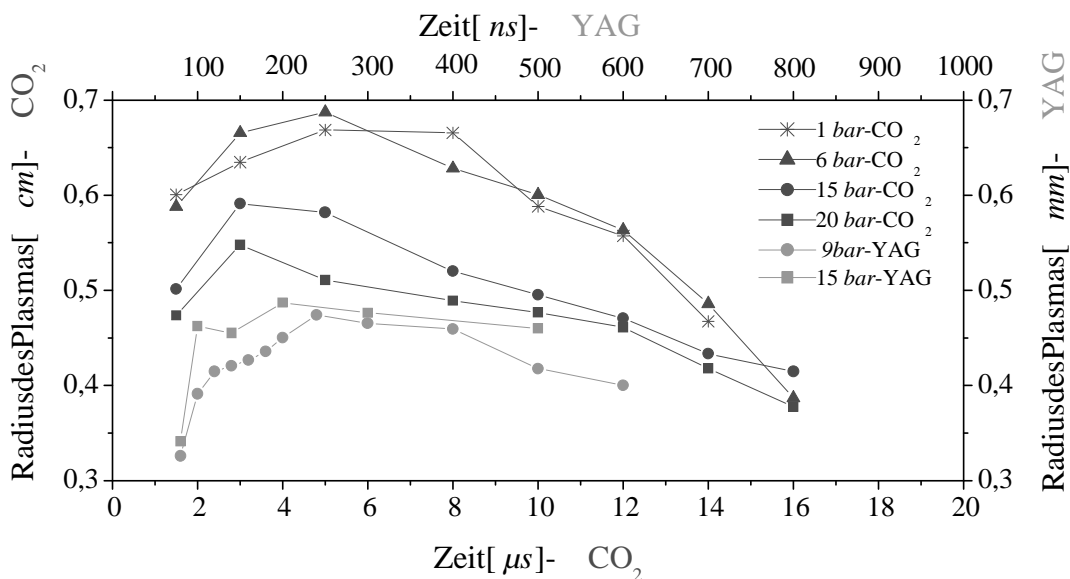


Abbildung 5.57: Größe des Bereichs im Plasma, innerhalb dessen Linienstrahlung entsteht

Der Bereich im Laserfokus, in dem Linienstrahlung entsteht, kann als Leuchtbereich bezeichnet werden. Er repräsentiert die Größe des Fokus, in dem die eingekoppelte Laserleistung ausreicht, ein Plasma zu erzeugen. Die zeitliche Entwicklung dieses Leuchtbereiches ist in Abbildung 5.57 dargestellt. Der Radius des betreffenden Plasmas variiert bezüglich der Zeit maximal um 30%. Die Senkung des Drucks bei fester Zeit führt zu einer Vergrößerung des Leuchtbereiches. Das Maximum der Expansion des Leuchtbereiches liegt bei hohem Druck bei kleinen Meßzeitpunkten und bei geringem Druck bei etwas größeren Zeiten.

5.1.2 Die optische Tiefe

Die optische Tiefe τ ist ein weiteres Merkmal des laserinduzierten Plasmas, das direkt durch den Vergleich der Intensitäten mit und ohne Rückspiegel zugänglich ist. So gilt nach Gleichung (2.55)

$$K(x) = I(x) + \mu \cdot I(x) \cdot e^{-\tau}, \quad (5.100)$$

wobei sich bei K um die gemessene Intensität mit Spiegel, bei I um die ohne Spiegel handelt. Ist die Reflektivität des Rückspiegels bekannt, so liefert eine einfache Umformung

$$\tau = \ln\left(\frac{\mu}{\frac{K(x)}{I(x)} - 1}\right). \quad (5.101)$$

Betrachtet man nur die Intensitäten im Linienzentrum, so erhält man die mittlere optische Tiefe für das ganze Plasma im Zentrum der Spektrallinie.

In Abbildung 5.58 ist dieser Verlauf für verschiedene Druckstufen über die Zeit dargestellt. Man erkennt zunächst ein Absinken der optischen Tiefe mit Vergrößerung des zeitlichen Abstandes vom Laserpuls. Spätestens 16 μs nach dem Laserpuls können auch Plasmen bei über 10 bar Druck als optisch dünn betrachtet werden. Für Drücke unter 0,25 bar ist dies bereits bei 3 μs gewährleistet. Die optische Tiefe steigt mit dem Druck bei gleichem Beobachtungszeitpunkt stark an. Die YAG-laserinduzierten Plasmen sind bei sonst identischen äußeren Bedingungen optisch nicht so tief wie die CO_2 -laserinduzierten Plasmen.

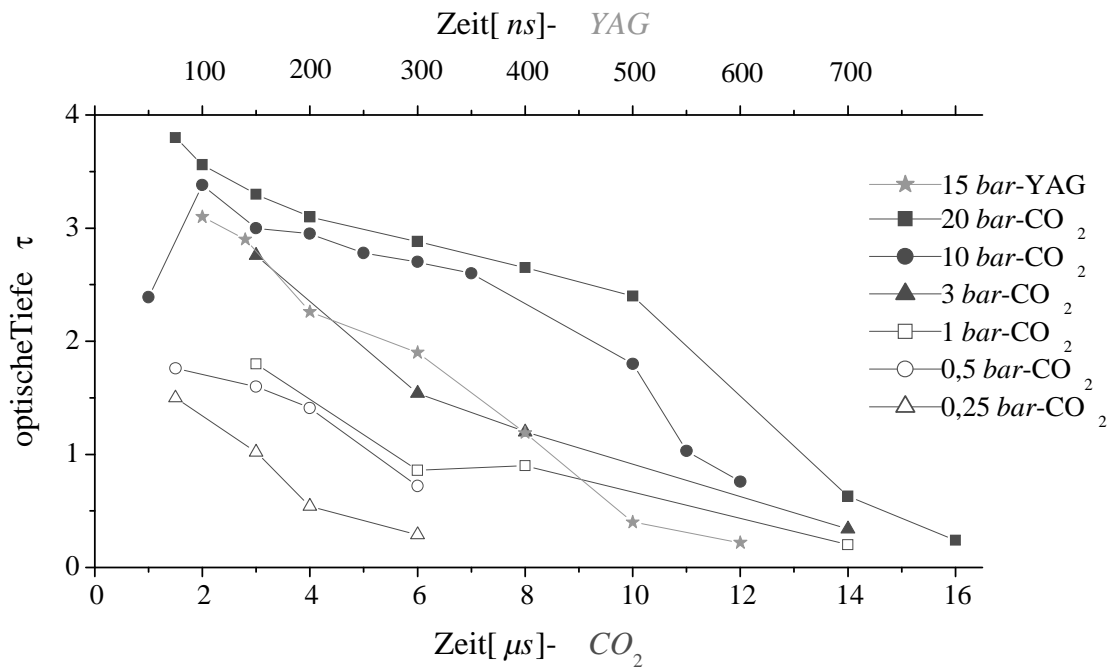


Abbildung 5.58: Zeitlicher Verlauf der optischen Tiefe

Alle diese Aussagen gelten jedoch nur für die mittlere optische Tiefe, wie sie sich beim Durchstrahlen des ganzen Plasmas ergibt. Im allgemeinen hängt die optische Tiefe neben den äußeren Parametern Druck und Meßzeitpunkt noch von Ort und Radius sowie der Wellenlänge ab. Die optische Tiefe zeigt über das ganze Spektrum den gleichen Frequenzverlauf wie das Emissionsprofil selbst. Die Abhängigkeit von Ort und Radius ist exemplarisch für ein CO₂-laserinduziertes Plasma in Abbildung 5.59 dargestellt.

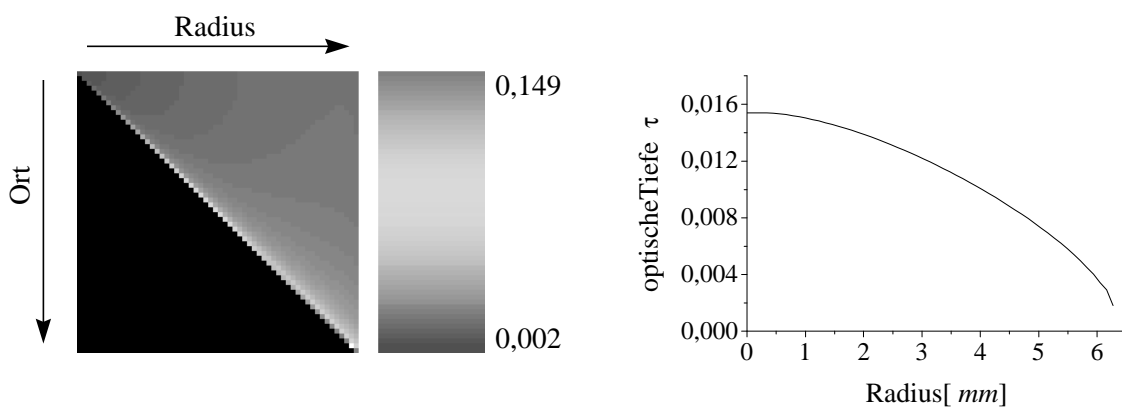


Abbildung 5.59: Verlauf der optischen Tiefe über Radius und Ort. H_{α} bei 10 bar und 10 µs nach dem Laserpuls

Zunächst fällt auf, daß es sich bei der optischen Tiefe $\tau(r, x)$ um eine Dreiecksmatrix handelt, wie sie bereits in Gleichung (2.76) beschrieben ist. In der unteren Hälfte ist τ

exakt Null (schwarz), da es sich hier um die Bereiche außerhalb des Leuchtbereiches des Plasmas handelt, bei denen der Index des Ortes größer ist als der des Radius. Ein horizontaler Schnitt durch die τ -Matrix längs der Radius-Achse am Ort $x=0$ liefert die Werte von τ , die auf der Beobachtungssachse durch das Zentrum der ortsabhängigen Intensitätsverteilung liegen (vgl. Abbildung 2.6). Hier ist τ für jedes einzelne Intervall betrachtet am kleinsten, allerdings muß die rückgespiegelte Intensität auch den längsten Weg durch das Plasma zurücklegen (über alle Radien), weswegen der mittlere Wert von τ über alle Radien deutlich größer ist. Die rechte Hälfte von Abbildung 5.59 zeigt den genauen Verlauf der optischen Tiefe am Ort Null aufgetragen über den Radius. Dargestellt ist nur die dem Beobachter zugewandte Seite des Plasmas (Radius 0 bis 6 mm), der Verlauf in Richtung Rückspiegel (Radius 0 bis -6 mm) ist jedoch achsensymmetrisch zu diesem und wurde daher nicht abgetragen. Als Näherung für die resultierende mittlere optische Tiefe über das ganze Plasma kann folgende Überlegung dienen: Das Plasma ist unterteilt in 256 (maximale Auflösung der CCD-Kamera = 256 Pixel) Intervalle zum Ort $x=0$ mit verschiedenen Radien. In jedem dieser Intervalle ist die optische Tiefe konstant. Der Anteil der Intensität, der vom Rückspiegel kommend das Plasma durchläuft, wird in jedem dieser Intervalle um den Wert $e^{-\tau}$ geschwächt. Dies geschieht 256 mal und reduziert die Intensität beim Durchlaufendes Plasmas um den Wert $e^{-\sum \tau_i}$. Rechnet man diese Summe mit obigen Angaben aus, so ergibt sich hierfür der Zahlenwert 0,13 (ca. $0,008 \cdot 256$), d.h., die Intensität wurde bis auf 13% im Plasma absorbiert. Damit ergibt sich nach Gleichung (2.55) für die detektierte Intensität mit Rückspiegel folgendes Bild:

$$K(x) = I(x) + \mu \cdot I(x) \cdot 0,13 \quad (5.102)$$

Daraus bestimmt sich mit $\mu=0,65$ eine mittlere optische Tiefe von $\tau \approx 1,7$, was gut mit dem direkt gemessenen Wert ($10 \mu\text{s}$ bei 10 bar) aus Abbildung 5.58 übereinstimmt.

5.1.3 Die Halbwertsbreite

Die volle Halbwertsbreite der H_{α} -Linie in Abhängigkeit vom Gasdruck ist in Abbildung 5.60 dargestellt. Zu sehen sind jeweils die Breiten der invertierten Spektren im Zentrum des CO_2 -lasererzeugten Plasmas, also beim Radius 0 mm .

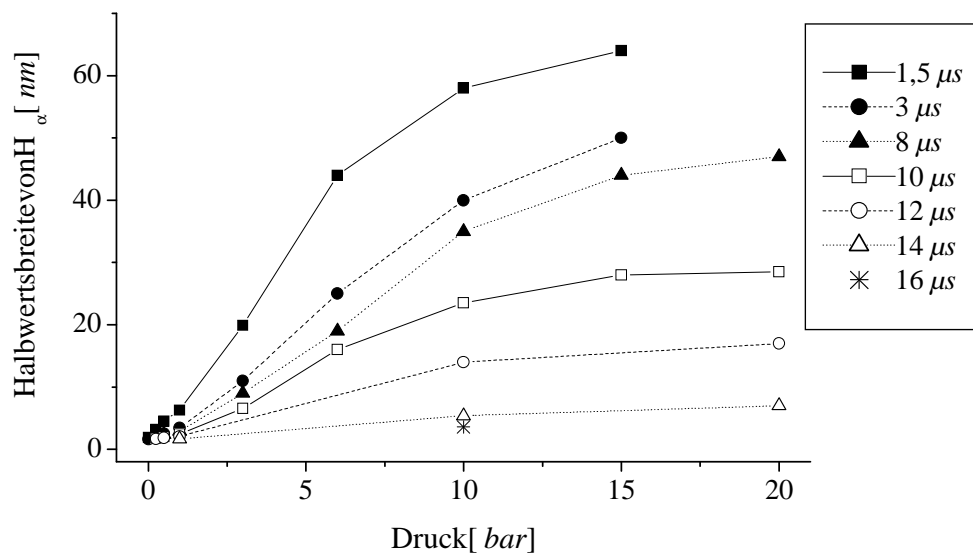


Abbildung 5.60: Veränderung der Halbwertsbreite von H_{α} bei Variation des Drucks

Der Verlauf der Intensität ist nicht unähnlich. Man erkennt ein starkes Anwachsen der Breite mit zunehmendem Druck, welches ab 10 $bars$ schwächer wird. Jenseits von 15 bar ist durch weitere Druckerhöhung keine signifikante Steigerung der Breite mehr zu verzeichnen. Bei einer Erhöhung des Drucks von 1 bar auf 10 bar kann die Halbwertsbreite um den Faktor 10 erhöht werden.

Das zeitliche Verhalten der Halbwertsbreite ist in zwei Bereiche zu unterteilen. Nach einem anfänglichen kurzen Anstieg fällt ihr Wert mit der Zeit monoton ab (Abbildung 5.61). Der Anstieg bei kurzen Zeiten lässt sich im Rahmen der Plasmaentstehung (Abschnitt 2.1.2) als Übergang von der Kontinuums- zur Linienemission verstehen. Das weitere Sinken der Breite ist kennzeichnend für die darauffolgende Relaxation des Plasmas. Bei geeigneter Wahl des Beobachtungszeitpunktes kann die Halbwertsbreite der Wasserstofflinie H_{α} über mehr als eine Größenordnung variiert werden.

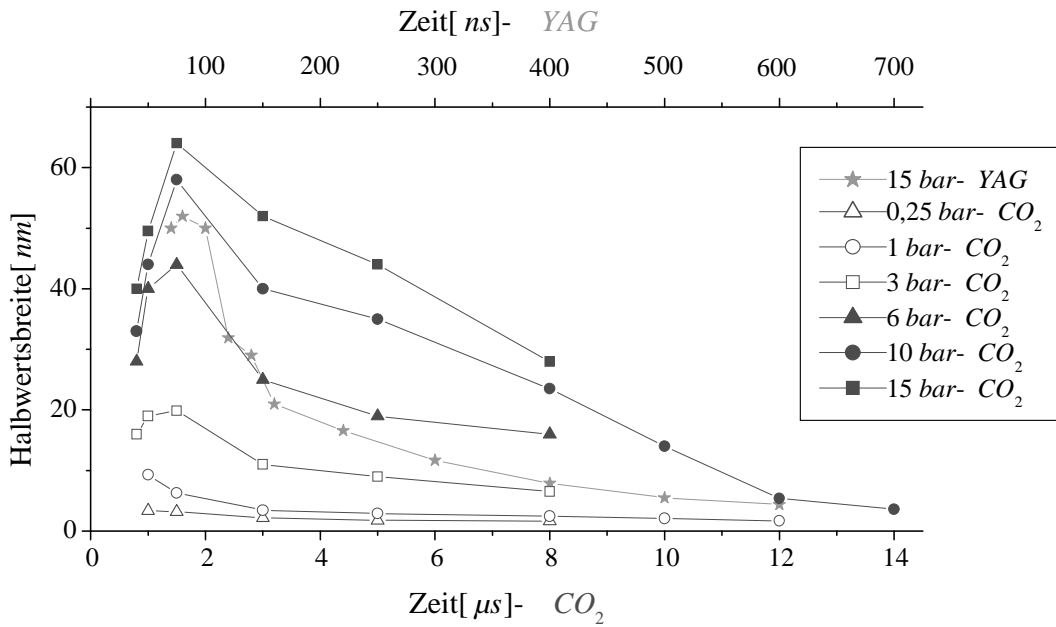


Abbildung 5.61: Veränderung der Halbwertsbreite von H_{α} mit der Zeit nach dem Puls

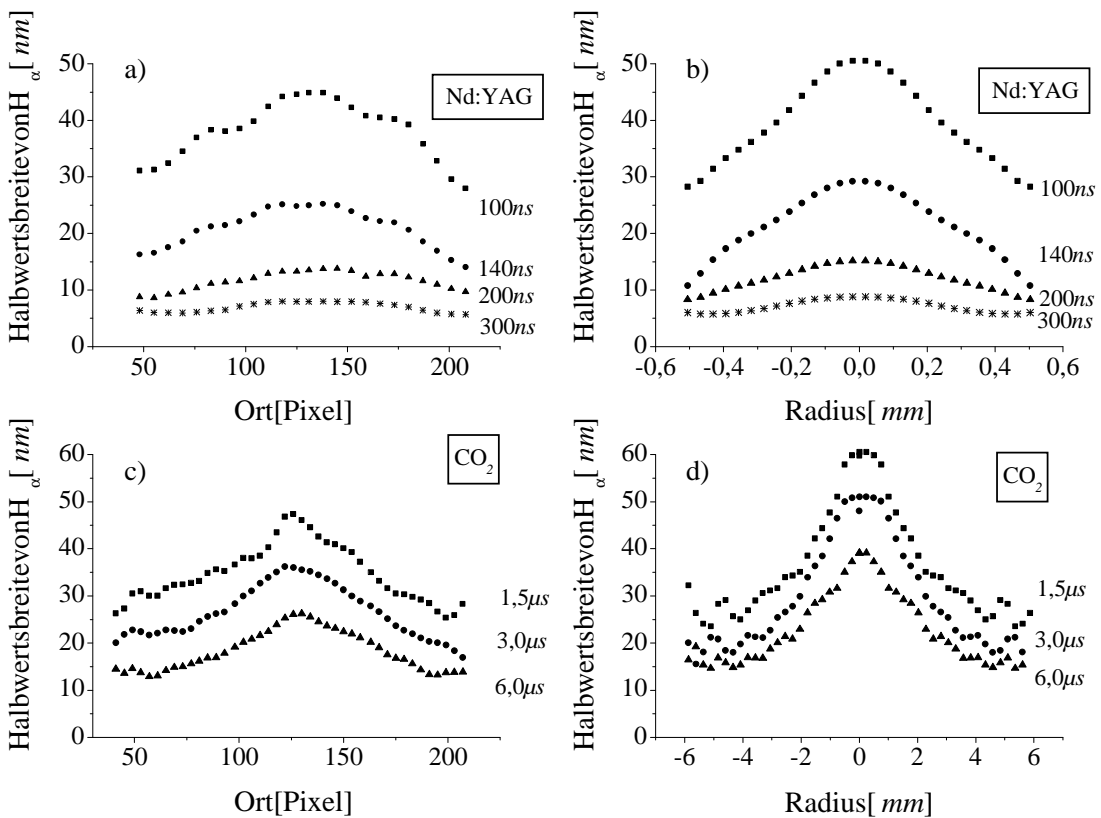


Abbildung 5.62: Halbwertsbreite der Wasserstofflinie H_{α} in Abhängigkeit von Ort (links/nichtinvertiert) und Radius (rechts/invertiert)

In Abbildung 5.62 ist der Verlauf der Halbwertsbreite über den Ort bzw. den Radius dargestellt (Querverteilung der Halbwertsbreite). Bei a) sieht man die Querverteilung der Halbwertsbreite im Meßdatensatz für ein durch den Nd:YAG-Laser erzeugtes Plasma bei 15 bar Druck und 100 ns nach dem Puls. Bei c) ist sie für ein durch den CO₂-Laser erzeugtes Plasma bei 15 bar und 1,5 µs nach dem Puls dargestellt. Rechts ist die Querverteilung der Halbwertsbreite für den invertierten Datensatz dargestellt. Für b) wurde das Verfahren der ϵ -Regularisierung mit kubischen Splines für optisch dicke Plasmeneingesetzt, bei d) hingegen die Matrixmethode für optisch dicke Plasmen. Die glättende Wirkung des regularisierenden Verfahrens ist deutlich zu erkennen. Die Halbwertsbreiten nimmt bei hohen Dichten vom Rand des Plasmas zum Zentrum hin um mehr als den Faktor 2 zu. Damit kann sie neben der Variation von Druck und Zeit auch durch die Wahl des Ortes bzw. des Radius nachhaltig beeinflusst werden.

5.1.4 Die Linienposition

Abbildung 5.63 zeigt drei Spektren von verschiedenen Orten bzw. Radien im Plasma. Das Spektrum mit 128 Pixeln ist der örtlichen Mitte des Meßdatensatzes entnommen, das mit $r=0$ mm stellt den Emissionskoeffizienten im Zentrum des Plasmas dar. Die senkrechten Linien geben die Position der unverschobenen H_{α} -Linie an. Man erkennt, daß die Rotverschiebung der Profile zum Zentrum hin stärker wird und daß in der ortsaufgelösten Darstellung sowohl die Breite als auch die Verschiebung unterschätzt wird.

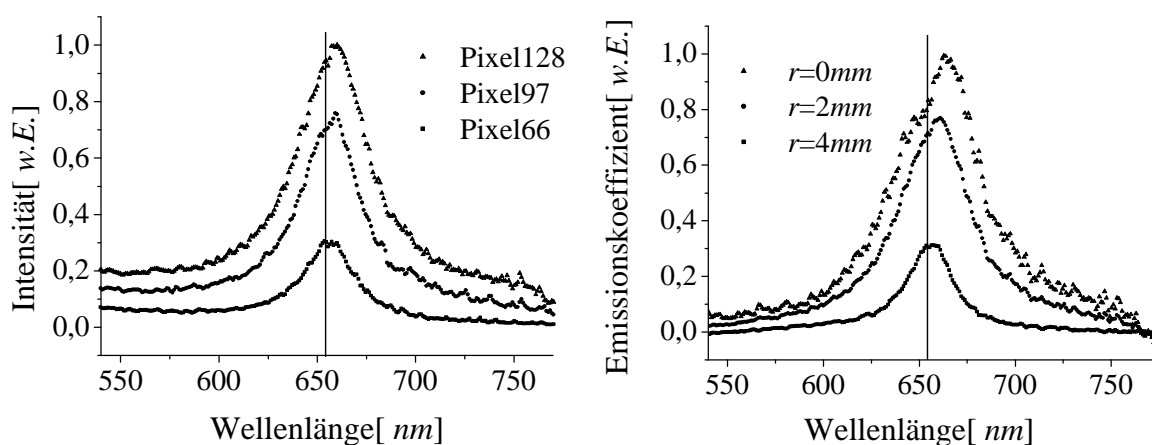


Abbildung 5.63: H_{α} -Spektren an verschiedenen Orten bzw. Radien im Plasma

Der genaue Verlauf der Verschiebung über den Radius (Querverteilung der Verschiebung) des Plasmas ist exemplarisch in Abbildung 5.64 dargestellt. Zu sehen

sind die Daten für zwei durch den CO_2 -Laser erzeugte Plasmen bei 10 bar und $1,5 \mu\text{s}$ sowie $4 \mu\text{s}$ nach dem Puls. Die Verschiebung steigt vom Rand des Plasmas zum Zentrum hin um mehr als den Faktor 2 an. Dieser Anstieg ist geringfügig höher als bei der Querverteilung der Halbwertsbreite, da diese mit $n_e^{2/3}$ skaliert, wohingegen die Verschiebung proportional zu n_e ist.

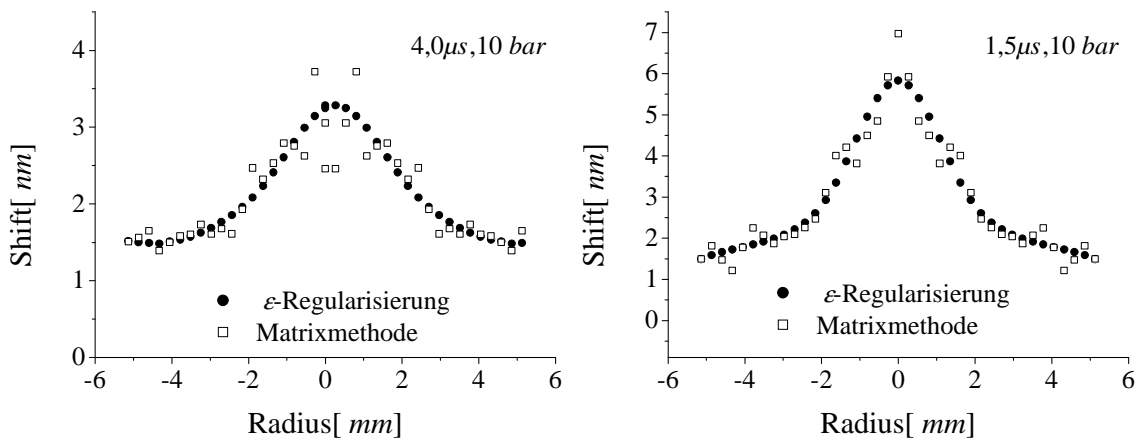


Abbildung 5.64: Querverteilung der Verschiebung von H_α

Die Quadrate geben das Ergebnis der Inversion durch die Matrixmethode für optisch dicke Plasmen an, die Kreise resultieren aus der Inversion mittels ϵ -Regularisierung. Am Rand ist die Übereinstimmung beider Verfahren gut, zum Zentrum hin kommt es bei der Matrixmethode zu stärkerem Rauschen, wohingegen das regularisierende Verfahren einen glatten Funktionsverlauf liefert. Es ist zu beachten, daß das regularisierende Verfahren zwar eine deutliche Glättung liefert, diese aber nicht zwangsläufig mit den physikalischen Zusammenhängen übereinstimmen muß. Der identische Verlauf der Verschiebung nach Anwendung beider Inversionsverfahren ist hier ein gutes Kriterium für die Zuverlässigkeit der Ergebnisse.

Abbildung 5.65 zeigt das Spektrum, aus dem die Querverteilung bei $1,5 \mu\text{s}$ in Abbildung 5.64 resultiert. Sehr deutlich ist bei der Matrixinvertierten Aufnahme die überproportionale Zunahme des Rauschens im Zentrum zu beobachten. Das Anwachsen der Verschiebung zum Zentrum des Plasmas (von oben nach unten) ist in beiden Fällen deutlich zu erkennen.

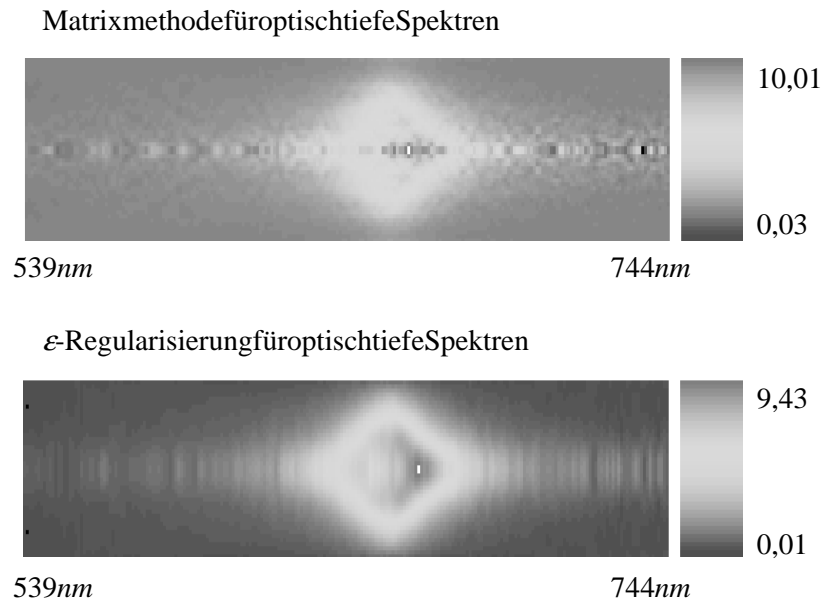


Abbildung 5.65: Verschieden invertierte Spektren

Die im Vergleich zur Halbwertsbreite etwas stärkere Abhängigkeit der Verschiebung von der Elektronendichte zeigt sich auch bei Variation des Druckes in [Abbildung 5.66](#). Dargestellt ist die Veränderung der Stark-Effektverschiebung von H_{α} bei Erhöhung des äußeren Gasdrucks. Die Werte entstammen den invertierten Spektren aus dem Zentrum eines CO_2 -laserinduzierten Plasmas.

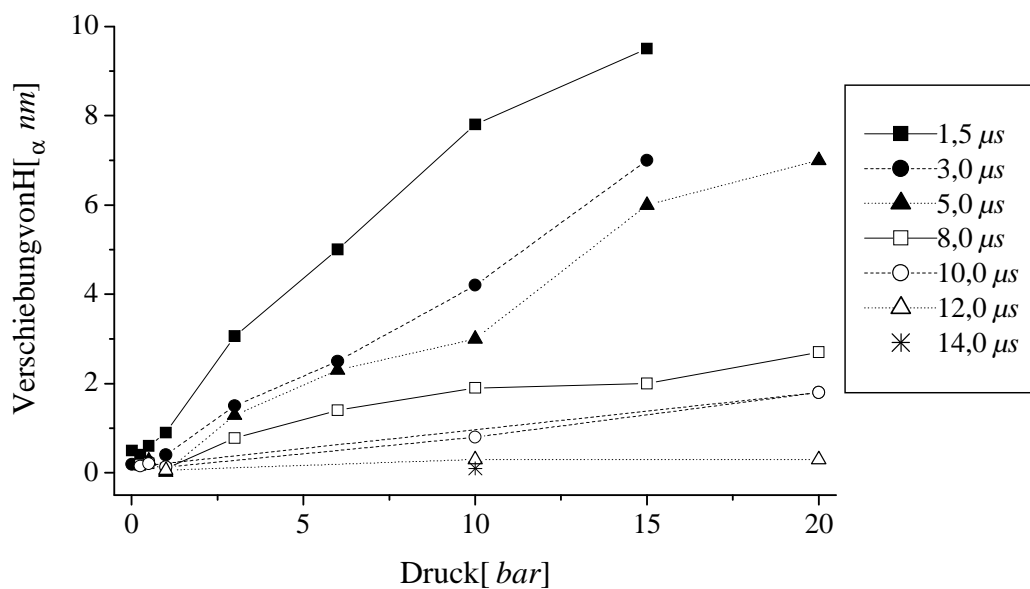


Abbildung 5.66: Verschiebung von H_{α} -Spektren bei verschiedenen Gasdrücken

Der Anstieg der Verschiebung ist unterhalb von 15 bar sehr stark und schwächt sich dann bis 20 bar etwas ab. Die Verschiebung steigt über den gesamten Druckbereich um mehr als eine Größenordnung. So konnte z. B. bei 3 μs nach dem Laserpuls die Verschiebung allein durch die Erhöhung des Gasdrucks von 1 bar auf 10 bar um den Faktor 17 vergrößert werden.

Wieder Druck kann auch nach der Meßzeitpunkt nach dem Laserpuls genutzt werden, um eine bestimmte Verschiebung zu erzielen (Abbildung 5.67). Bei 1 μs ist die Verschiebung bedingt durch die erst jetzt einsetzende Phase der Linienstrahlung im laserinduzierten Plasma noch etwas geringer als bei 1,5 μs . Bei 1,5 μs nach dem Laserpuls ist die Verschiebung - analog zur Halbwertsbreite - am größten, danach fällt sie monoton ab.

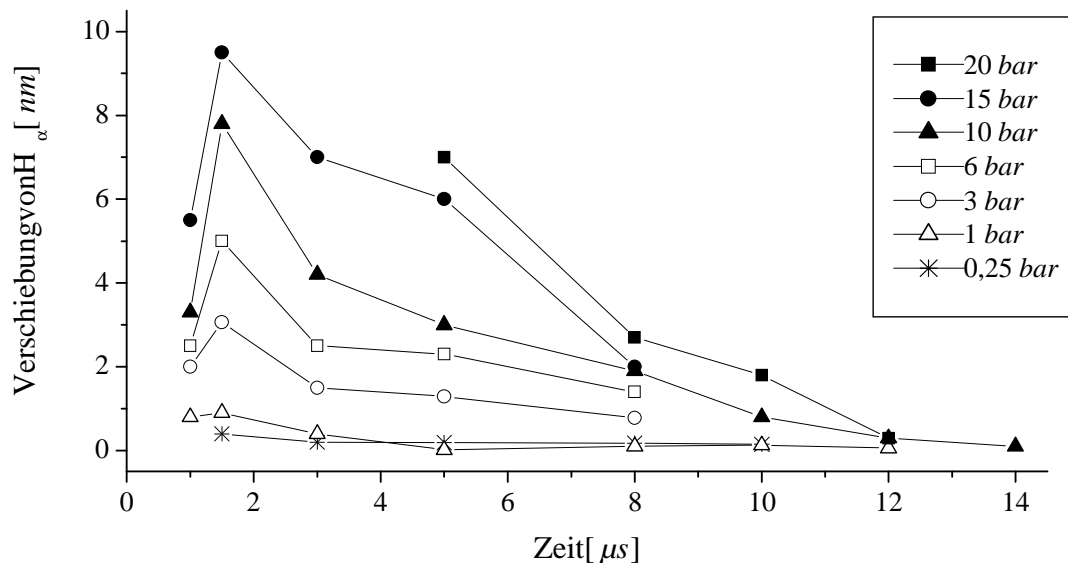


Abbildung 5.67: Verschiebung von H_{α} -Spektren bei verschiedenen Zeiten

Die maximale Änderung der Verschiebung liegt für eine feste Druckstufe bei mehr als einer Größenordnung. So erhöht z. B. die Veränderung des Beobachtungszeitpunktes von 12 μs auf 1,5 μs bei 10 bar die Verschiebung von 0,3 nm auf 8 nm.

5.1.5 Die Elektronendichte

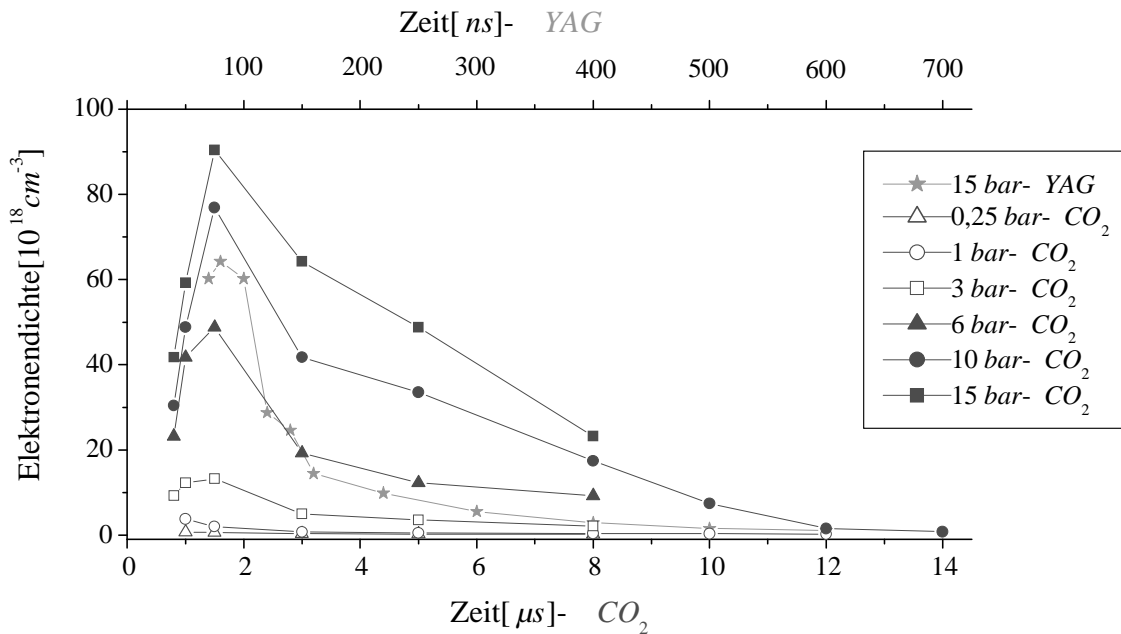


Abbildung 5.68: Veränderung der Elektronendichte mit der Beobachtungszeit

Die Elektronendichte wurde aus der Anpassung der vollen Halbwertsbreite an theoretische Profile nach [Gün99, Sor99] gewonnen. Abbildung 5.68 zeigt die zeitliche Entwicklung der Dichte. Sie entspricht aufgrund der bekannten Abhängigkeit $HWB \sim n_e^{2/3}$ dem grundsätzlichen Verlauf der Halbwertsbreite, die Abnahme mit der Zeit ist nur etwas stärker ausgeprägt. Das Dichtemaximum ist bei ca. 1,5 μs zu finden, je nach Druck liegt das Minimum zwischen 8 μs und 14 μs . Die Wahl des Meßzeitpunktes erlaubt bei 10 bar eine Variation der Elektronendichte um zwei Größenordnungen.

Die Abhängigkeit vom Druck zeigt Abbildung 5.69. Die Elektronendichte steigt zunächst stark mit dem Druck an. Bei 10 bar verringert sich dieser Anstieg, sodaß jenseits von 15 bar nur noch eine geringe Steigerung der Elektronendichte mit dem Druck zu verzeichnen ist. Die maximale Steigerung der Dichte liegt bei voller Ausschöpfung des möglichen Druckbereiches von 20 bar und festem Meßzeitpunkt bei mehr als zwei Größenordnungen.

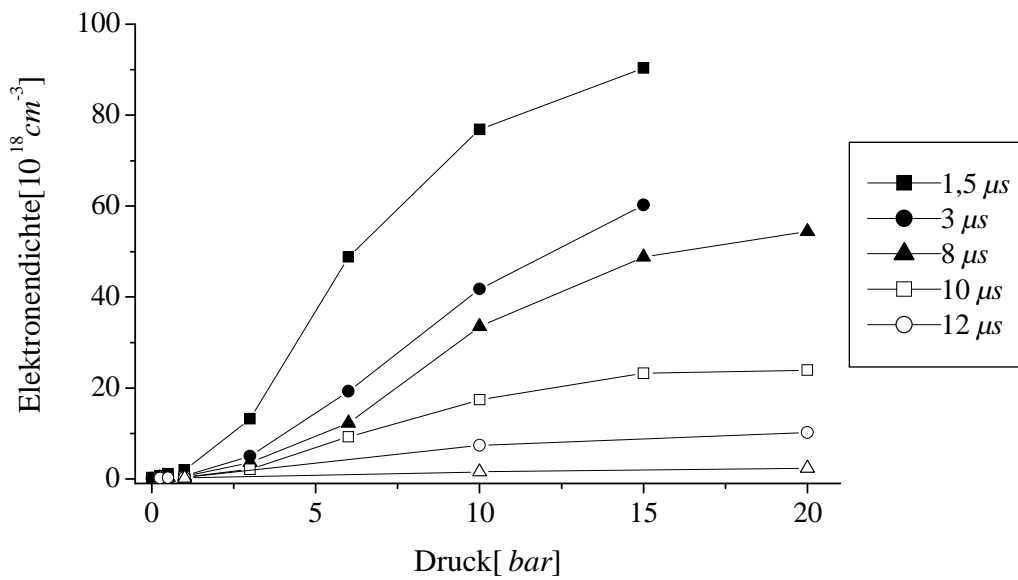


Abbildung 5.69: Veränderung der Elektronendichte mit dem Druck

Abbildung 5.70 zeigt den radialen Verlauf der Elektronendichte für vier aus unterschiedlichen Plasmen.

H_{α} -Spektr

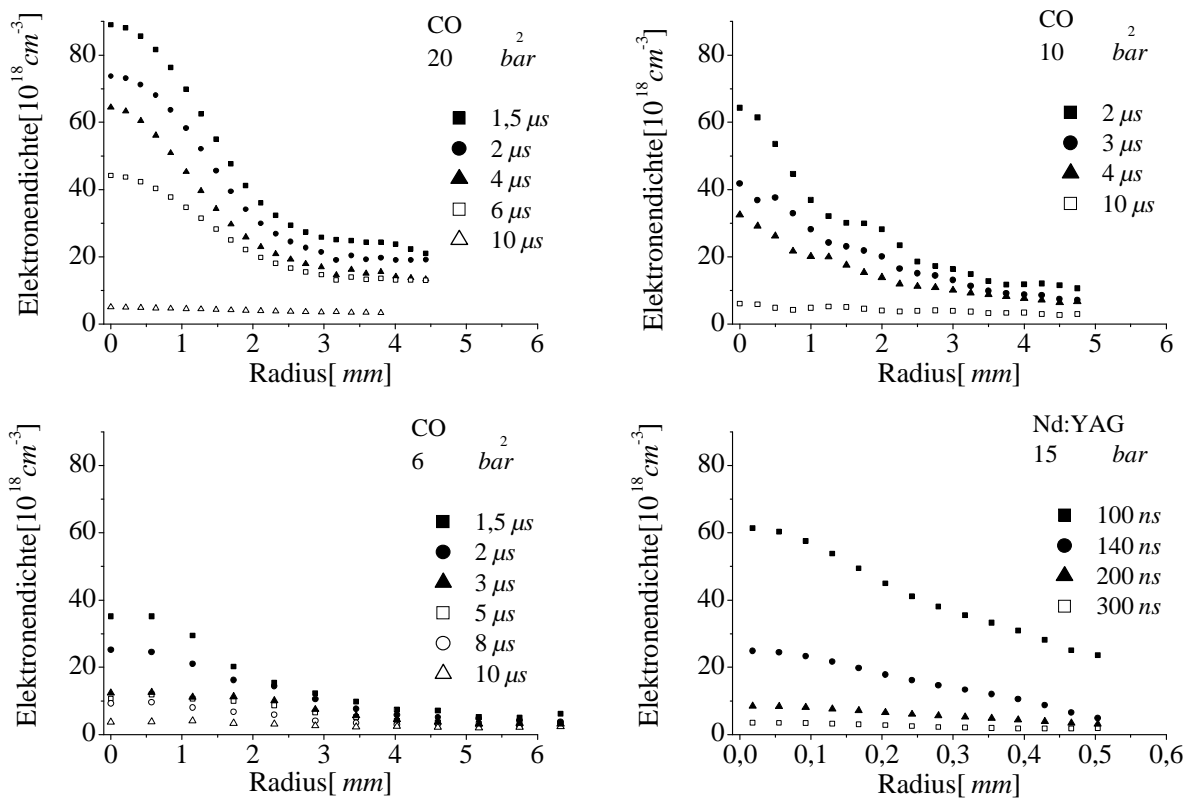


Abbildung 5.70: Veränderung der Elektronendichte über den Radius

Die Dynamik im Radius ist wesentlich schwächer ausgeprägt als die über Zeit und Druck. Die maximale Variation der Dichte über den Ort liegt zwischen einem Faktor 3,5 (CO_2 , 20 bar, oben links) und 2,4 (YAG, 15 bar, unten rechts). Diese Variation ist bei geringem Abstand zum Laserpuls am größten und sinkt bei großem Abstand auf den Wert 0,5 ab.

5.1.6 Die Temperatur

Die Elektronentemperatur wurde im Rahmen dieser Arbeit auf drei unterschiedliche Arten ermittelt. Hierbei handelt es sich um die Bestimmung der Temperatur durch die absolute Messung der Linienintensität ($I_{\text{abs.}}$), den Vergleich von Linienintensität und Kontinuumsmission ($I_{\text{Line}}/I_{\text{Kont.}}$) sowie den Vergleich der relativen Intensitäten von drei Kohlenstofflinien verschiedener Ionisierungsstufen (CI/CII bzw. CII/CIII). Die einzelnen Verfahren sind in Abschnitt 4.2.2 genauer beschrieben.

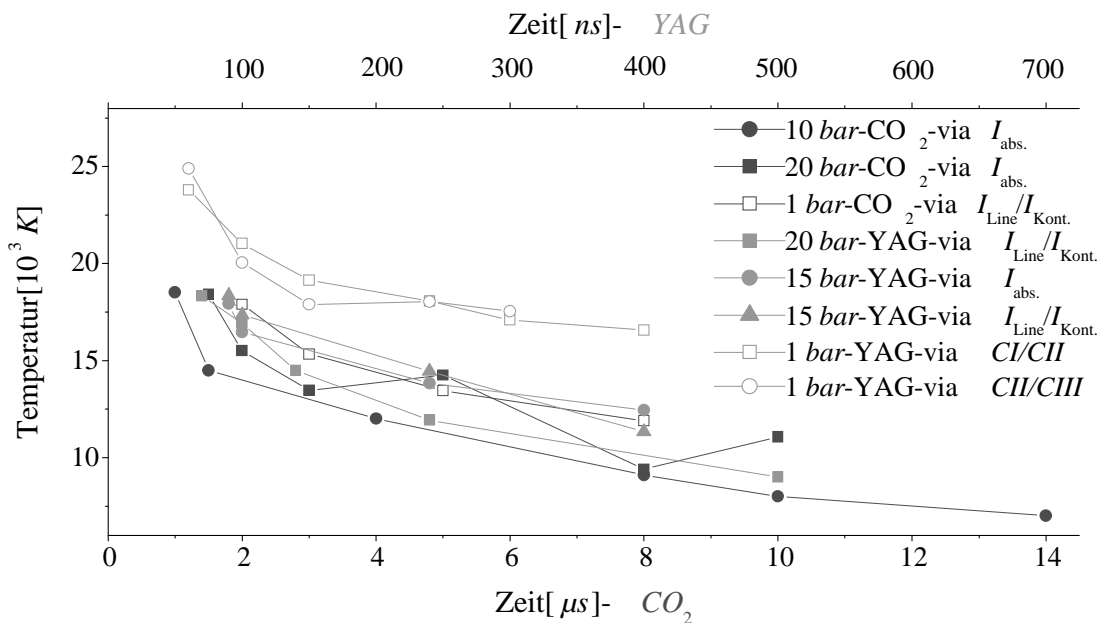


Abbildung 5.71: Veränderung der Temperatur mit dem Abstand zum Laserpuls

Abbildung 5.71 zeigt den Verlauf der Temperatur im Plasmazentrum mit zunehmendem Abstand vom Laserpuls. Das jeweilige Plasma und das herangezogene Verfahren zur Bestimmung der Temperatur sind in der Legende verzeichnet. Im Rahmen der Fehlergrenzen fällt die Temperatur mit zunehmender Zeit ab. Bei geringen Drücken ist die Temperatur etwas größer als bei hohen, was auf die Verringerung der Leitfähigkeit zurückzuführen ist. Die Temperatur ist bei den YAG-laserinduzierten Plasmen höher,

wassichdurchdiehöherePulsleistungunddaskleinereFokusvolumenerklärt(vgl. Abschnitt 2.1.3).

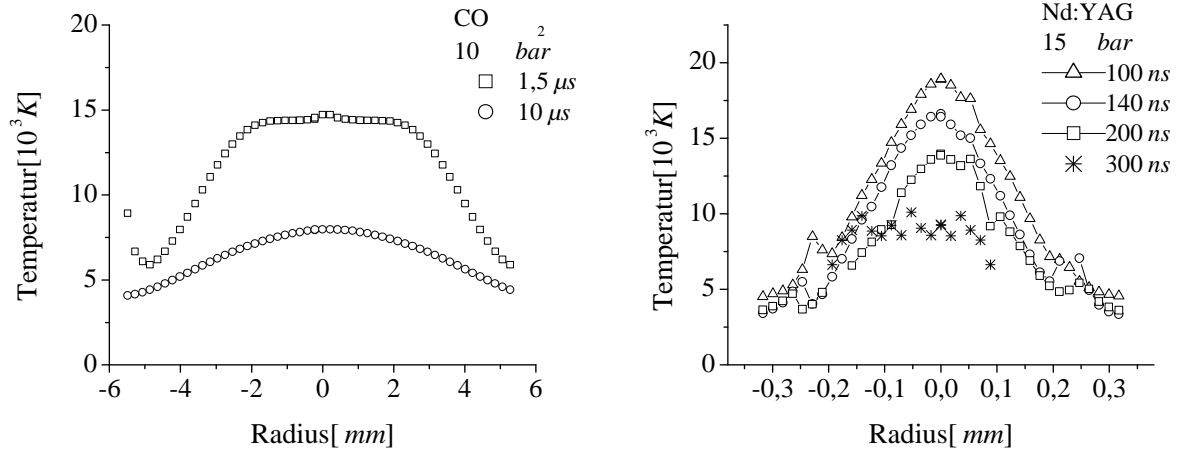


Abbildung 5.72: Radialer Verlauf der Temperatur

Abbildung 5.72 zeigt die radiale Verteilung der Temperatur (Querverteilung der Temperatur) für ein CO_2 -lasererzeugtes Plasma und ein YAG-laserinduziertes Plasma. In beiden Fällen wurden die Temperaturen aus dem Verhältnis von Linien zu Kontinuumsemission gebildet. Links kam dabei ein regularisierendes Inversionsverfahren zum Einsatz; rechts ein differenzielles. Deutlich ist der Anstieg der Temperatur zum Plasmazentrum zu erkennen. Trotz des höheren Druckes ist das YAG-induzierte Plasma kurz nach dem Puls deutlich heißer als das CO_2 -induzierte. Die Temperatur verändert sich von außen nach innen um maximal 15000 K, die minimale Änderung liegt bei 5000 K.

5.2 Die Profilform von H-alpha

Berücksichtigt man nur die Beiträge der schnellen Elektronen, so stellt sich die Profilform zunächst symmetrisch dar. Erst die Einbeziehung von Ionendynamik und Effekten höherer Ordnung führt zu asymmetrischen Profilen. Hierbei ist zwischen Asymmetrie und Verschiebung zu trennen. So sind die FFM-Profile zwar asymmetrisch, beinhalten jedoch keine Verschiebung, die Profile nach S. Günter liefern sowohl verschobene als auch asymmetrische Profile von H_α . Abbildung 5.73 zeigt eine Auswahl solcher theoretischen Profile für verschiedene Elektronendichten bei 20000 K. Gut zu erkennen ist neben der Zunahme von Halbwertsbreite und Verschiebung die mit der Elektronendichte größer werdende Asymmetrie der Profile. Da die Anpassung von Breite und Verschiebung im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe von Lorentzprofilen durchgeführt wurde, erfolgte auch die Analyse der Profilform durch den direkten Vergleich mit einem symmetrischen Lorentzprofil.

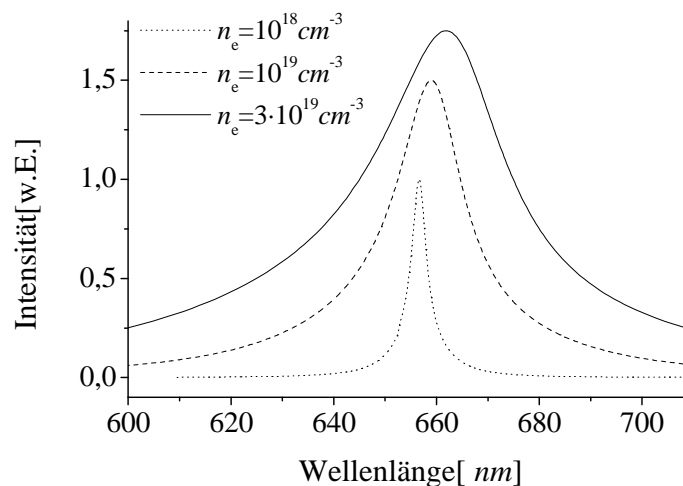


Abbildung 5.73: Profilform der Wasserstofflinie H_α nach [Sor99]

An dieser Stelle muß noch angemerkt werden, daß es sich bei den hier vorliegenden Werten von Temperatur und Elektronendichte um den Grenzbereich idealer Plasmen handelt. Bei 20000 K und $n_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ liegt der mittlere Abstand der Elektronen ²⁸in

²⁸ $n_e^{-1/3} \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ mittlerer Abstand der Elektronen

$\sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{e^2 n_e}} \approx 1 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ Debye-Länge

der gleichen Größenordnung wie die Debye-Länge. Bei $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sinkt die Zahl der Teilchen in der Debye-Kugel auf 0,3, sodaß auch das Konzept der dynamischen Abschirmung bei der Betrachtung von Stößen zwischen Leuchteilchen und Elektron überdacht werden müßte. Dies vorausgeschickt sind die theoretischen Werte über $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ mit Vorsicht zu betrachten [Sor99].

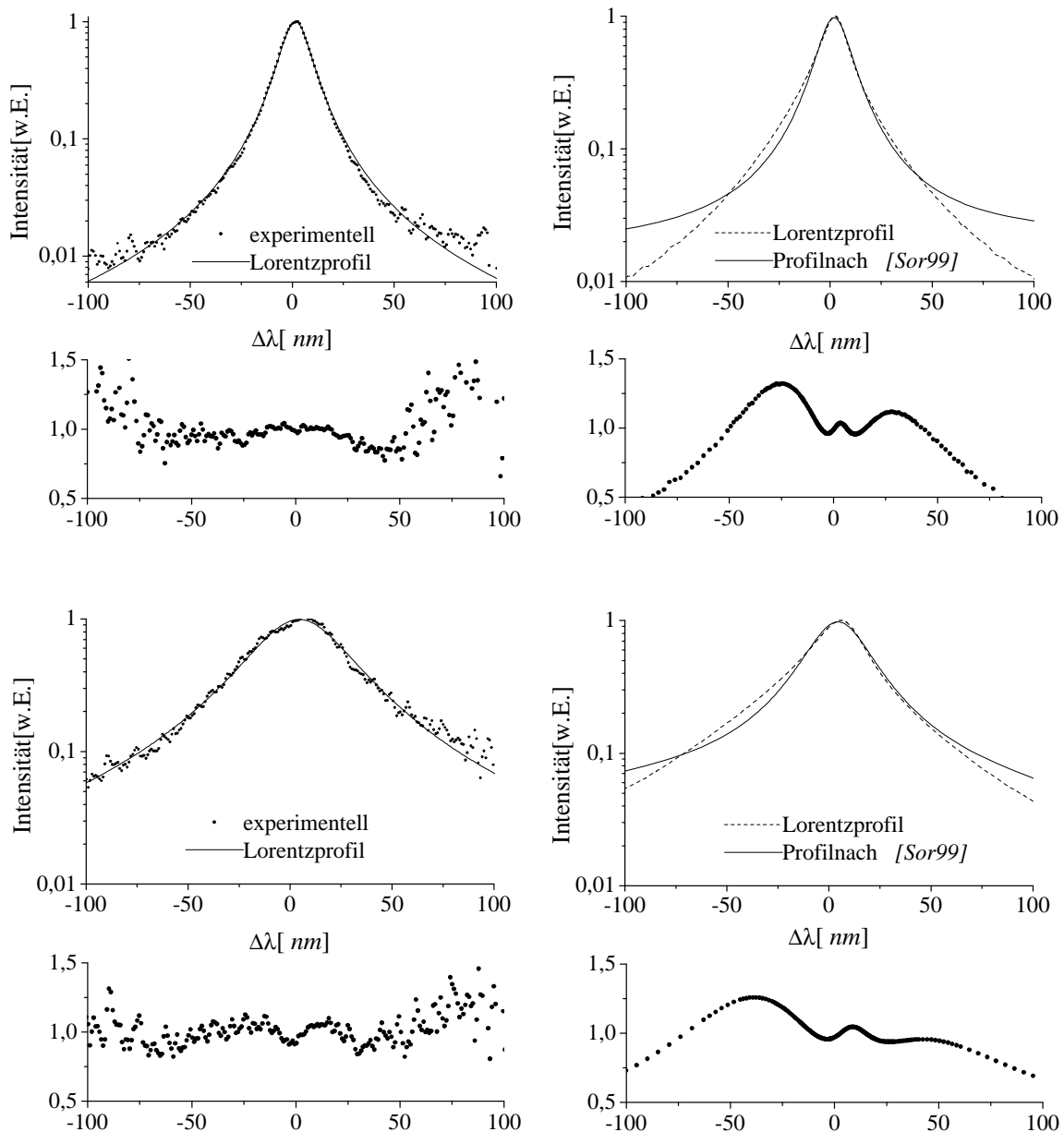


Abbildung 5.74: Profilform der Wasserstofflinie H_α

In Abbildung 5.74 sind H_α -Profile bei zwei verschiedenen Dichten gegeneinander angepaßtes Lorentzprofil aufgetragen worden. Oben finden sich zwei Profile bei einer Elektronendichte von $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, unten zwei bei einer Dichte von $4,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Links in die Meßdaten, rechts die berechneten Profile aufgetragen. Um kleine Asymmetrien deutlicher zu machen, wurde eine logarithmische Darstellung gewählt. Unter jedem Spektrum befindet sich der Quotient aus Meß- bzw. Theorie-Profil mit dem jeweiligen „Lorentz-Fit“. Man erkennt am Meßprofil geringer Dichte zunächst eine leichte Asymmetrie in der Form. Der rote Flügel (links) unterschneidet das Lorentzprofil leicht, der blaue Flügel liegt zunächst über dem „Lorentz-Fit“ und unterschneidet ihn erst bei 50 nm, was etwa 3 vollen Halbwertsbreiten entspricht. Bis zu einer Signalthöhe von 5 % der Maximumintensität sind die beschriebenen Abweichungen nur minimal, der Quotient ist näherungsweise Eins. Das theoretische Profil weist genau die gleiche Asymmetrie wie die Messung auf, allerdings ist der Effekt deutlich stärker ausgeprägt und die Durchstoßpunkte von theoretischem Datensatz und Lorentzprofil liegen dichter an der Linienmitte. Dementsprechend größer ist die durch den Quotienten repräsentierte Abweichung vom symmetrischen Lorentzprofil. Das Meßprofil bei der höheren Dichte läßt eine gleichartige Asymmetrie nur erahnen, da die Signalthöhe bereits zwei Halbwertsbreiten weit im Flügel auf 5 % gesunken ist. Eine Analyse weiter außen im Flügel der Linie war jedoch nicht durchführbar, da einerseits Spektren der dichten Plasma aufgrund der Inversion stärker verrauscht waren und andererseits das Beobachtungsintervall durch das eingesetzte Gitter auf maximal 230 nm begrenzt war. Bei der Untersuchung schmalere Spektren ist wiederum die Elektronendichte zu gering, um noch signifikante Abweichungen von der reinen Lorentzform auszumachen.

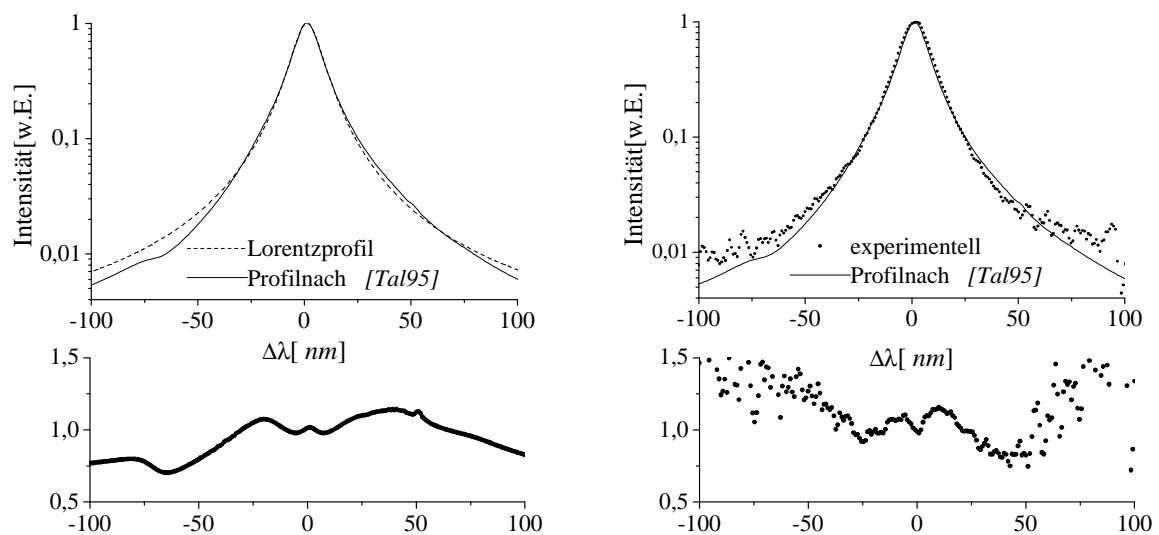


Abbildung 5.75: Anpassung von H_{α} durch ein FFM-Profil

In Abbildung 5.75 ist links ein theoretisches Profil nach FFM-Rechnung zu sehen mit dem daran angepaßten Lorentzprofil. Rechts ist noch einmal ein Meßprofil bei einer

Elektronendichte von $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gegen das FFM-Profil abgetragen. Die Abweichungen links sind deutlich geringer als im Falle der Rechnung nach Günter. Die Asymmetrie ist nur gering, der Verlauf entspricht dem zuvor bereits geschilderten. Die Übereinstimmung von theoretischem FFM-Profil und Messung ist besser als bei Profilen aus Abbildung 5.74.

Alle gemessenen Profile wiesen Asymmetrien in der gleichen Art wie die theoretisch berechneten auf. Diese Asymmetrie ist jedoch bei den Messungen deutlich schwächer ausgeprägt, als es von den Theorien berechnet wurde. Um auszuschließen, daß die eingesetzten Verfahren zur Inversion die Profilform beeinflussen, wurde ein stark verschobenes Spektrum mit Asymmetrie künstlich erzeugt. (Abbildung 5.76a). Dieses wurde transformiert (b) und mit 10 % weißem Rauschen belegt (c). Mehrere Versuche zeigten, daß sich Verschiebung wie Asymmetrie mit dem eingesetzten Verfahren selbst bei starkem Rauschen reproduzieren ließen (d) und es zu keiner Abschwächung oder Verfälschung von Form oder Verschiebung kam.

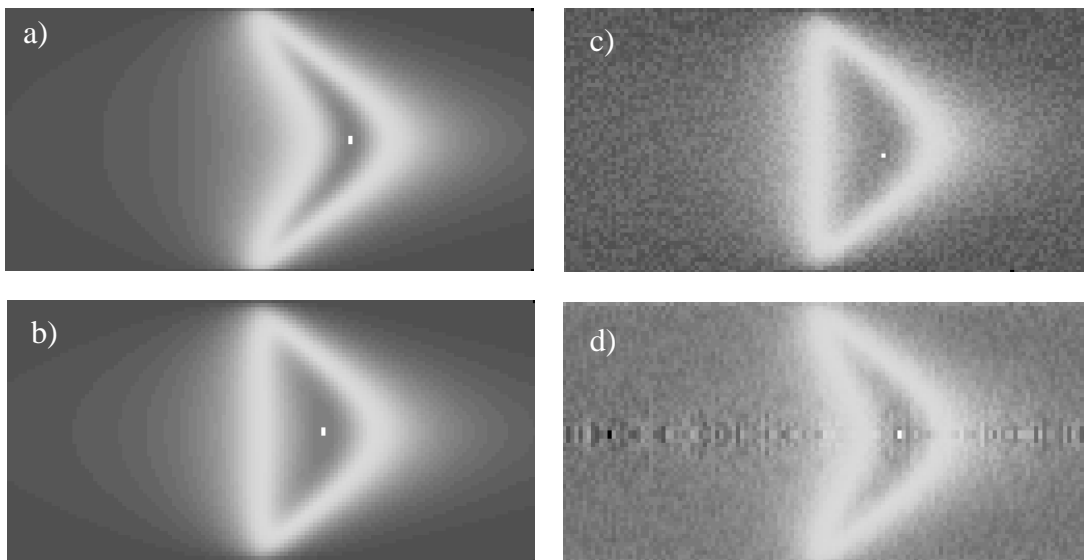


Abbildung 5.76: *Inversionschiefer und stark verschobener Spektren*

Festzuhalten bleibt, daß beide Theorien den grundsätzlichen Verlauf der Asymmetrie korrekt wiedergeben. In beiden Fällen sind die Effekte jedoch noch zu stark ausgeprägt, dies gilt besonders für die Rechnung nach S. Günter. Allerdings können die FFM-Rechnungen derzeit keine Verschiebung der Linie bestimmen, was bei den Günter'schen Profilen hingender Fall ist.

5.3 Die Starkeffektverschiebung von H-alpha

Die Starkeffektverschiebung von H_α ist bei Elektronendichten jenseits der $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ so groß, daß sie bereits in der Fehlfarbandarstellung der Spektren ohne nähere Auswertung zu erkennen ist. Selbst die Änderung der Verschiebung zwischen Meßdatensatz und invertiertem Spektrum ist in Abbildung 5.77 deutlich zu sehen.

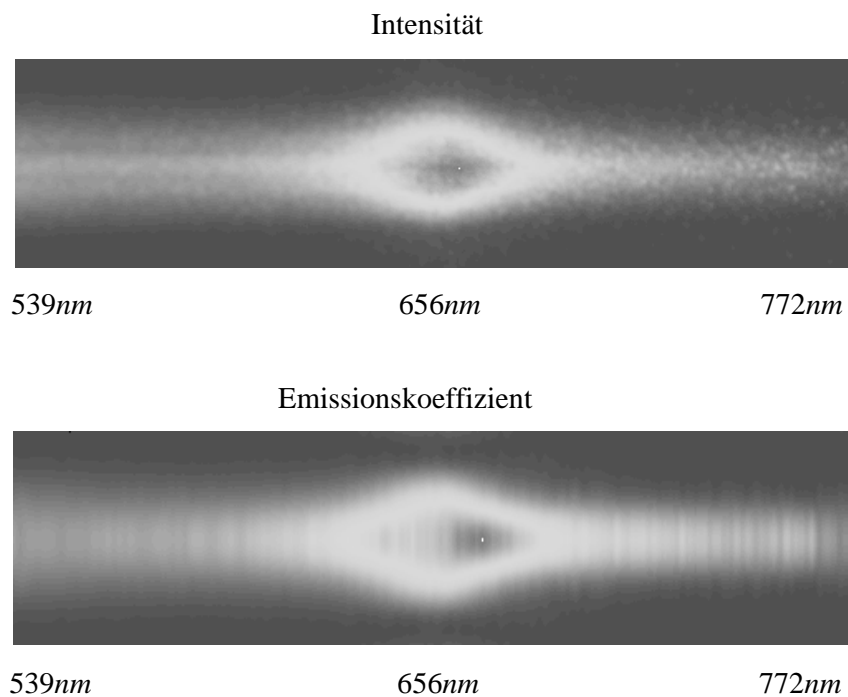


Abbildung 5.77: H_α -Spektrum vor und nach der Inversion ($n_e \approx 7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)

Die Verschiebung beträgt in der Intensitätsdarstellung ca. 4 nm und in der invertierten Darstellung der Emissionskoeffizienten $7,8 \text{ nm}$. Abbildung 5.78 liefert eine Übersicht der invertierten H_α -Profile aus obiger Fehlfarbandarstellung bei verschiedenen Radien. Die Spektren am Rand des Plasmas ($r=4,9 \text{ mm}$) und im Zentrum ($r=0,3 \text{ mm}$) sind etwas stärker verrauscht als die übrigen. Das liegt im ersten Fall an der geringen Signalhöhe am Rand des Leuchtbereichs und im Zentrum des Plasmas durch die vorangegangene Inversion bedingt. Die durchgezogenen Linien geben die Position der unverschobenen Linie an. Der jeweilige Radius sowie die zugehörige Verschiebung sind in den einzelnen Spektren mit angegeben. Die Entwicklung der Verschiebung über den Radius des Plasmas ist deutlich zu erkennen, wobei zum Zentrum hin auch die Halbwertsbreite und die Elektronendichte anwachsen. Es handelt es sich hier bei einem CO_2 -laser induziertes

Plasma, das bei $1,5 \mu\text{s}$ und 10 bar Gasdruck für $0,1 \mu\text{s}$ spektroskopiert wurde. Die Elektronendichte im Zentrum des Plasmas betrug $6,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei etwa 17000 K . Die Dichte am Rand des Plasmas liegt unter $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die Stark-Effektverschiebung beträgt am Plasmarand $1,5 \text{ nm}$ und steigt zum Zentrum hin auf $7,8 \text{ nm}$ an.

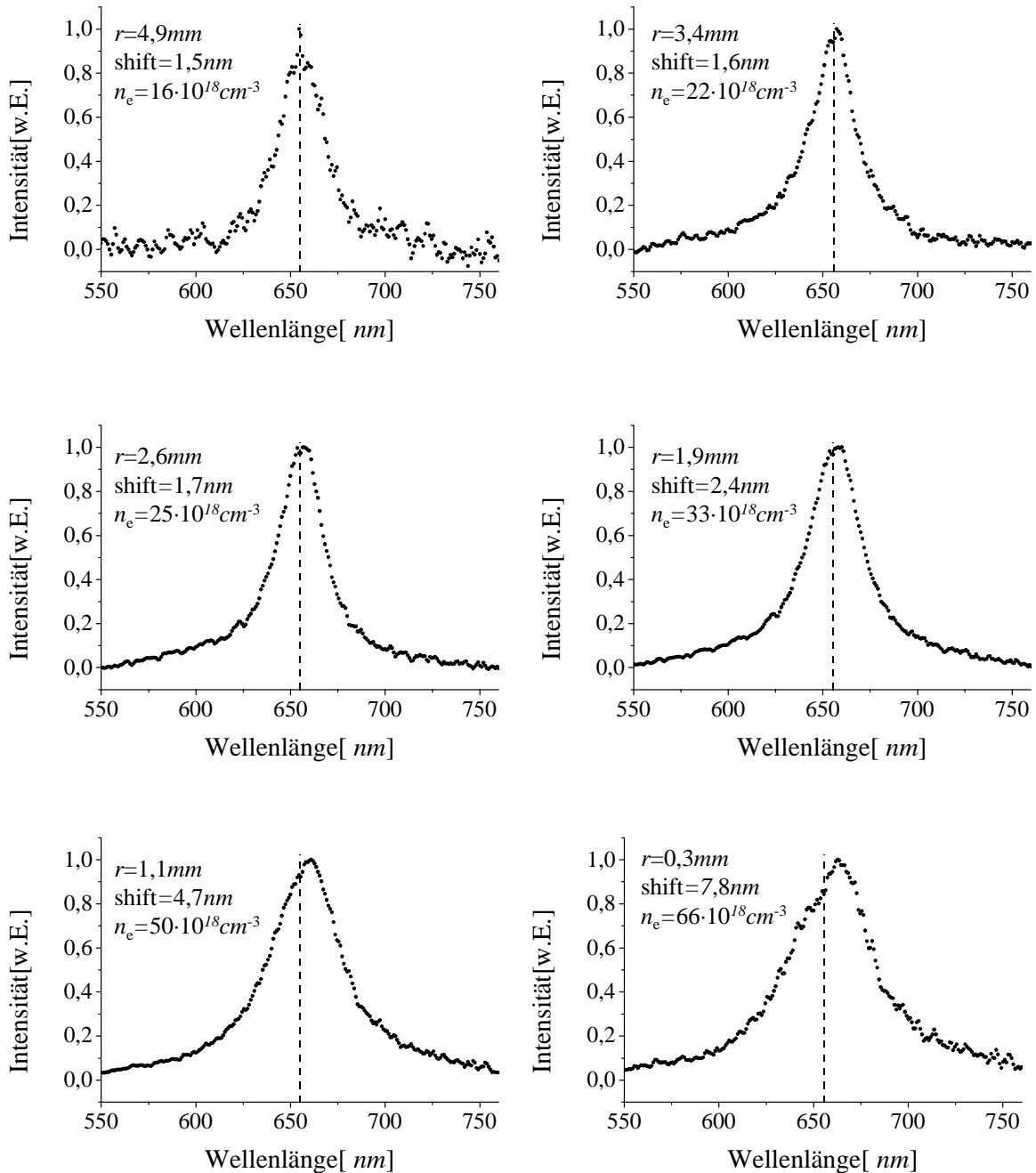


Abbildung 5.78: Übersicht von H_α Spektren aus den verschiedenen radialen Bereichen eines Plasmas

Trägt man nun Verschiebung gegen Halbwertsbreite auf, so erhält man eine Darstellung, die unabhängig vom Experiment eine Aussage über Größe und Verlauf der Starkeffektverschiebung ermöglicht. In Abbildung 5.79 ist dies für eine Auswahl von Messungen geschehen. Die Meßergebnisse dieser Arbeit sind in Rot dargestellt, wenn es sich um Messungen am CO₂-laser induzierten Plasmahandelt und in Grün, wenn ein Nd:YAG-laser induziertes Plasma vorliegt. Die CO₂-Meßpunkte gleicher Art (z.B. gefülltes rotes Quadrat) basieren jeweils auf einem einzigen Laserschuss, die unterschiedlichen Werte für Breite und Verschiebung stammen aus verschiedenen radialen Bereichen desselben Plasmas. Die theoretischen Werte sind jeweils in schwarz eingetragen und mit Linien verbunden. Die Meßergebnisse nach [Böd93] werden durch die grauen Quadrater repräsentiert.

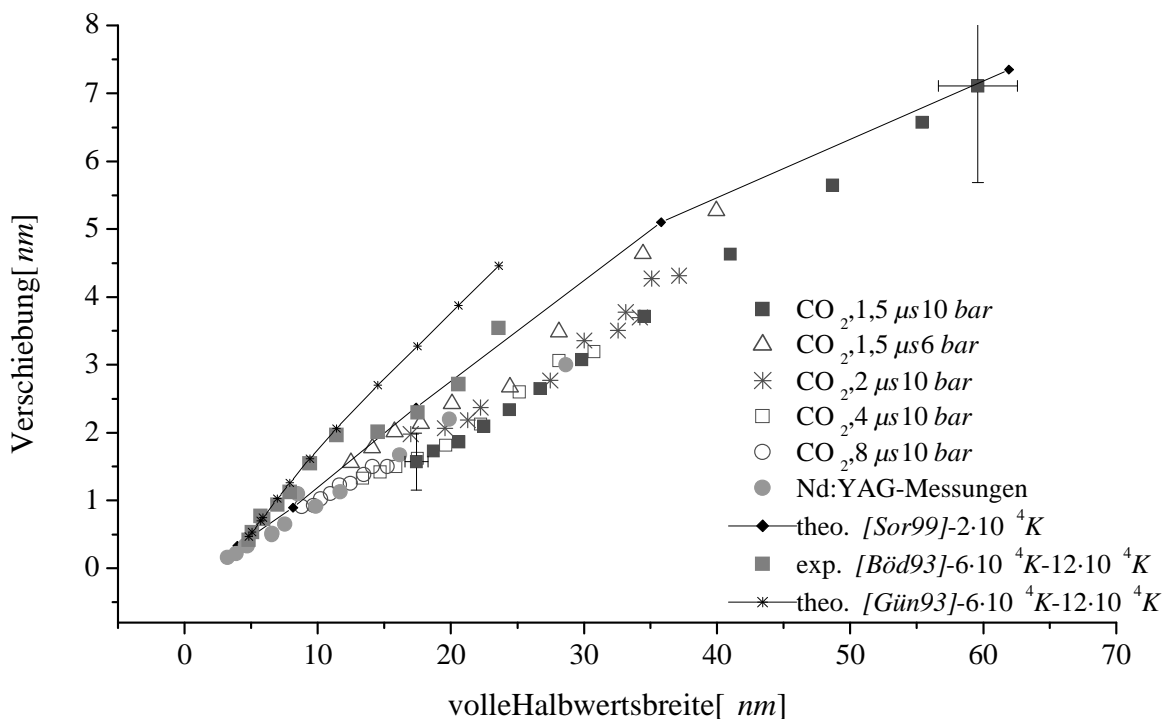


Abbildung 5.79: Starkeffektverschiebung der Wasserstofflinie H_α in Abhängigkeit von der vollen Halbwertsbreite der Linie

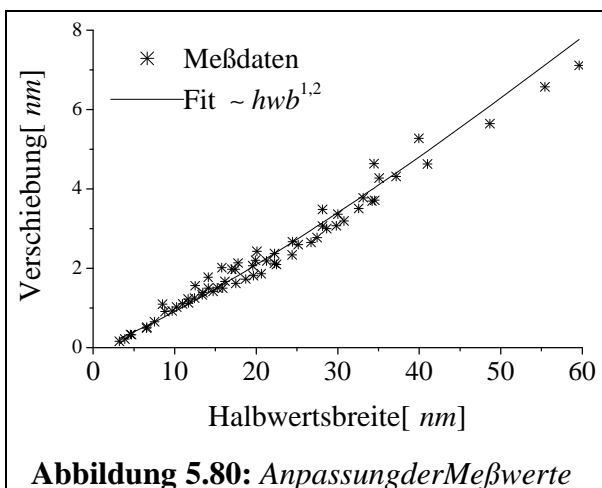
Die theoretischen Werte nach S. Sorge und S. Günter basieren auf den gleichen Rechnungen. Die Differenz zwischen beiden Graphen ist auf die stark unterschiedliche Temperatur zurückzuführen. Der Einfluß der Temperatur auf die Halbwertsbreite ist zwar gegenüber der Elektronendichte sehr viel geringer (vgl. Abbildung 4.45), da die Temperaturen jedoch um den Faktor 6 voneinander abweichen, ist ihr Einfluß in diesem Fall nicht zu vernachlässigen. Die Temperaturen für die Messungen, die im Rahmen

dieser Arbeit ausgewertet wurden, lagen jeweils um die 20000 K , sodaß ein direkter Vergleich mit den Rechnungen nach [Sor99] möglich war.

Die einzelnen Meßergebnisse dieser Arbeit stimmen im Rahmen der Fehler miteinander überein. Die Ergebnisse bei kleinen und großen Drücken sowie bei kleinen und großen Meßzeitpunkten sind nicht unterschiedlich, was ein weiteres Indiz für die korrekte Funktion der Inversionsalgorithmen für optische Dicke Plasmen ist. Auch zwischen den YAG- und den CO_2 -laser induzierten Plasmen zeigt sich keine Differenz bezüglich der Starkeffektverschiebung. Der Unterschied zwischen dem relativ glatten Verlauf der 10bar-Messung bei $1,5 \mu\text{s}$ und dem höheren Rauschanteil bei den anderen Daten ist auf die unterschiedliche Anwendung regularisierender und differentieller Inversionsverfahren zurückzuführen.

Der dem Experiment zugängliche Parameterbereich konnte bezüglich Verschiebung und Halbwertsbreite mehr als verdoppelt werden. Der „Knick“ in den Daten von S. Böddeker gegenüber den theoretischen Vorhersagen konnte nicht bestätigt werden. Es lässt sich keinerlei Anzeichen auf ein Absinken oder auch nur einen verminderten Anstieg im Verlauf der Starkeffektverschiebung über der Halbwertsbreite finden.

Paßt man eine Funktion vom Typ $\text{shift} \sim hwb^x$ an die Meßdaten an, so gewinnt man $1,20$ als Exponent x . Beschränkt man sich dabei nur auf den Bereich von 1 nm bis 20 nm , so



„wächst“ der Exponent auf $1,35$ an, was nah der bekannten Proportionalität von $\text{shift} \sim hwb^{3/2}$ bei kleineren Elektronendichten liegt. Die gleiche Anpassung liefert für die theoretischen Werte nach S. Sorge die Exponenten $1,33$ für den Bereich bis 20 nm und $1,27$ für den Bereich bis 35 nm . Eine Anpassung bis zum Maximalwert von 62 nm liefert bereits

$x=1,16$, wobei es fraglich bleibt, ob für diesen Einbruch nicht auch die geringe Zahl von Elektronen in der Debye-Kugel verantwortlich ist.

Verschiebung[nm]		$T_e[10^3 K]$		$n_e[10^{18} cm^{-3}]$	
<i>Nd:YAG-1bar-verschiedeneMeßzeitpunkte</i>					
0,10	± 0,02	16,57	± 3,31	0,46	± 0,04
0,52	±0,10	17,06	± 3,41	3,17	± 0,25
1,12	±0,21	18,35	± 3,67	5,55	± 0,73
1,99	±0,26	20,55	± 4,11	17,09	±1 ,37
3,00	±0,32	24,35	± 4,87	22,28	±1 ,78
<i>CO₂-6bar-1,5µsnachdemPuls</i>					
1,56	± 0,23	10,23	± 3,07	6,17	± 0,51
2,42	± 0,36	13,25	± 3,98	13,46	± 0,91
3,49	± 0,52	17,23	± 5,17	23,39	±1 ,62
5,27	± 0,79	18,23	± 5,47	41,65	±5 ,73
<i>CO₂-10bar-1,5µsnachdemPuls</i>					
1,57	± 0,40	8,43	± 2,53	10,64	± 0,85
2,65	± 0,53	9,00	± 2,70	21,49	±1 ,72
5,65	± 1,13	13,86	± 4,16	57,72	±8 ,64
7,11	± 1,42	15,02	± 4,51	80,38	±12 ,06
<i>CO₂-20bar-1,5µsnachdemPuls</i>					
6,50	± 1,65	-	-	80,06	±12 ,01
8,33	± 2,50	-	-	96,13	±14,42
9,02	± 2,71	-	-	118,11	±17,72

Tabelle 5.9: Übersicht zur Starkeffektverschiebung von H_{α}

Die Abhängigkeit der Starkeffektverschiebung von der Elektronendichte für eine Auswahl von Messungen ist in Tabelle 5.9 zusammengestellt. Für die Messungen bei 20 bar konnten aufgrund des starken Rauschens keine genauen Temperaturen mehr bestimmt werden. Die Fehler in der Temperaturbestimmung liegen hauptsächlich wegen des Signal-Rausch-Verhältnisses bei 30 % der angegebenen Elektronentemperatur. Der Einfluß der Temperatur auf die Dichte liegt bei den Plasmen mit geringer Dichte unter 3% und bei Dichten über $3 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ bei unter 10 %. Die maximalen Fehler bei der Anpassung der Verschiebung betragen 20 %, die bei der Bestimmung der Halbwertsbreite 5 %. Der daraus resultierende Fehler der Elektronendichte berücksichtigt eventuelle Fehler in der Günter'schen Theorie nicht und liegt daher je nach Abhängigkeit der Temperatur bei 8 % bis 15 %.

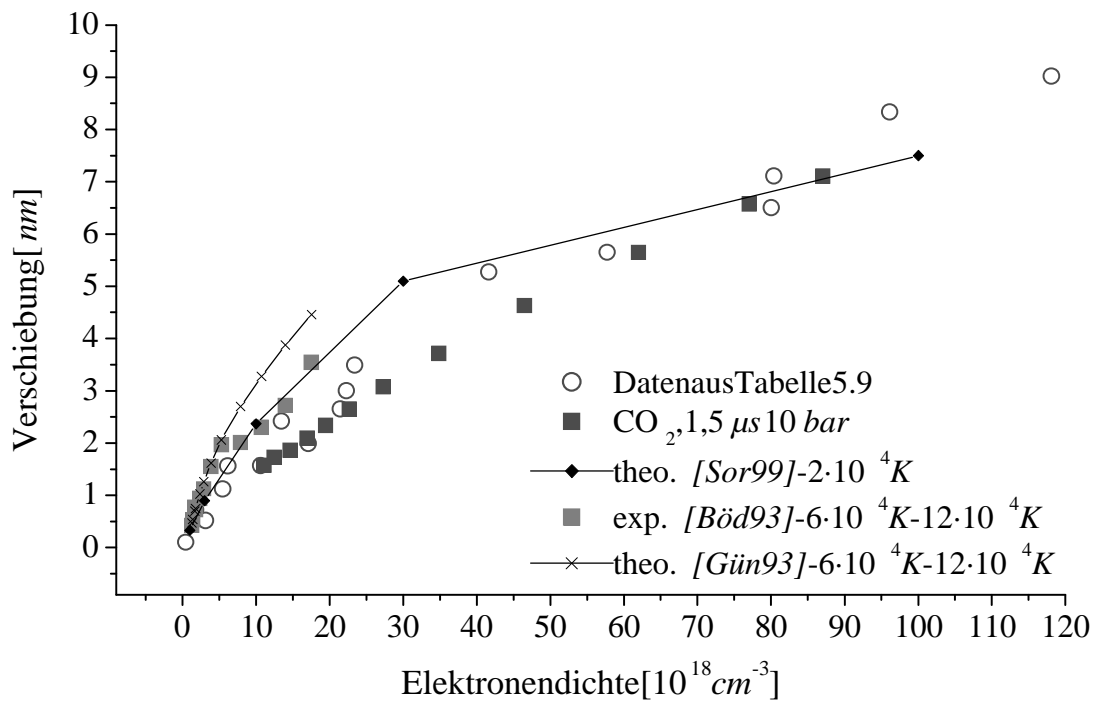


Abbildung 5.81: Starkeffektverschiebung der Wasserstofflinie H_{α} in Abhängigkeit von der Elektronendichte

Wiemanaus Tabelle 5.9 und Abbildung 5.81 ersieht, bietet dieses Experiment die Möglichkeit, durch gezielte Variation der äußeren Parameter die Elektronendichte im Plasma um 3 Größenordnungen zu verändern. Selbst innerhalb eines einzelnen laserinduzierten Plasmas bei hohem Druck und kurzem Meßzeitpunkt macht die Dynamik von Dichte und Verschiebung eine Größenordnung aus. Bei Drücken über 15 bars sind selbst Elektronendichten von mehr als $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ erreichbar.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zum Starkeffekt der Wasserstofflinie H_{α} bei hohen Elektronendichten durchgeführt. Die Plasmen wurden durch Fokussierung des Lichts zweier gepulster Lasersysteme auf feste Targetstreifen in einer Wasserstoffumgebung von bis zu 20 bar erzeugt. Auf diese Weise konnten Elektronendichten von über $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen von 25000 K erreicht werden.

Das Plasma wurde „side-on“ mit Hilfe eines Monochromators und eines Optical-Multichannel-Analyzers sorts- und zeitaufgelöst spektroskopiert. Da die gewonnene Intensitätsverteilung durch Überlagerung verschiedener Bereiche des Plasmas zustande kam, mußten die Aufnahmen vor der weiteren Untersuchung abinvertiert werden. Hierzu wurden in der Arbeitsgruppe zwei neue Verfahren zur Abel-Inversion von Linienspektren entwickelt. Weilsich die laserinduzierten Plasmen bei höheren Drücken also optisch dicker wiesen, wurde eine Methode zur Inversion optisch dicker Spektren konzipiert, welche die Analyse von H_{α} bis zu optischen Tiefen von $\tau=3$ erlaubt.

An die durch Inversion erhaltenen Spektren wurden anschließend Modellfunktionen mit einem Least-Squares-Verfahren angepaßt und die Profilparameter bestimmt. Um eine effiziente Verarbeitung der großen Datenmengen zu ermöglichen, wurde für die vorhandene Analyse-Software eine neue HTML-basierende Benutzerschnittstelle programmiert. Diese Oberfläche ermöglicht die Bearbeitung der Meßdaten von jedem Arbeitsplatz, an dem ein herkömmlicher Webbrowser und ein Internetzugang verfügbar sind.

Die Elektronendichte konnte durch Anpassung an die Halbwertsbreite von H_{α} ermittelt werden. Grundlage hierfür waren neue Rechnungen zur Starkeffektverbreiterung von Wasserstofflinien nach S. Günter. Die Temperatur im Plasma wurde durch drei unterschiedliche Verfahren aus den relativen und absoluten Intensitäten verschiedener Spektrallinien bestimmt.

Das Experiment erlaubt die Untersuchung der Starkeffektverschiebung und der Profilform von H_{α} über drei Größenordnungen der Elektronendichte bei Temperaturen zwischen 8000 K und 25000 K. So konnte erstmals die Starkeffektverschiebung bei Elektronendichten über $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ experimentell untersucht und mit der Theorie

verglichen werden. Bezüglich der Verschiebung zeigt es sich über den gesamten Meßbereich eine gute Übereinstimmung mit der Theorie nach S. Günter, wohingegen die FFM-Rechnungen (noch) keine Verschiebung beinhalten. Die gemessene Profilform zeigt auch bei hohen Dichten nur eine geringe Asymmetrie. Dies stimmt in ihrer grundsätzlichen Ausprägung mit beiden Rechnungen überein, wird in ihrer Stärke jedoch von den Günter'schen Rechnungen deutlich überschätzt. Die FFM-Profile geben den vermessenen Verlauf der Linie bis weit in die Flügel besser wieder.

Vor diesem Hintergrund ist das Experiment die Grundlage für neue Rechnungen, die eine korrekte Beschreibung von Verschiebung und Asymmetrie beinhalten und so das grundsätzliche Verständnis des Starkoeffekts bei hohen Elektronendichten verbessern können. Von experimenteller Seite bietet die Inversion optischer Spektren in Kombination mit der Hochdruckzelle die Möglichkeit zu weiteren Messungen in dem sonst schwer zugänglichen Dichtebereich von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Auch die Möglichkeit zur Untersuchung nicht idealer Plasmen ist eine interessante Option für nachfolgende Untersuchungen, da man bereits bei 20 *barden* Wert von 0,1 Teilchen in der Debye-Kugel unterschreitet.

7 Anhang

7.1 Inversionsverfahren für optisch dicke Plasmen

In folgendem wird die Transformationsmatrix für das in Abschnitt 2.5.2 vorgestellte Inversionsverfahren für optisch dicke Spektren hergeleitet. Dies geschieht beispielhaft für den Fall $n, m = 0, 1, 2, 3, 4$. Unter dieser Einschränkung läßt sich die geometrische Weglänge a_{mn} als Matrix schreiben

$$\hat{a} = \begin{pmatrix} 1,00 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1,00 & 1,73 & 0 & 0 & 0 \\ 1,00 & 1,10 & 2,23 & 0 & 0 \\ 1,00 & 1,05 & 1,23 & 2,65 & 0 \\ 1,00 & 1,03 & 1,12 & 1,35 & 3,00 \end{pmatrix} \quad (7.103)$$

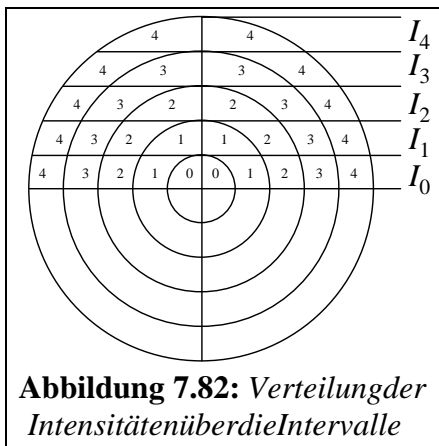
und damit die optische Tiefenach (2.76) berechnen.

$$\tau_{mn} = \kappa'_n \cdot r_0 \cdot a_{mn} \quad (7.104)$$

Nun gilt es, die an einem beliebigen Ort m registrierte Intensität I_m zu bestimmen. I_m entspricht der Intensität, die aus einem Streifen senkrecht zur Ortsachse zwischen m und $m+1$ emittiert wird. Gemäß der Einteilung der Intervalle ist $I_5=0$, da diese Intensität außerhalb des Leuchtbereiches detektiert wird. Die Intensität I_4 stammt gänzlich aus den beiden Intervallen mit $n=4$ ($4 < r \leq 5$). Für diese Intervalle ist nur die Lösung der Strahlungstransportgleichung für ein optisch dickes Plasma mit Einstrahlung nach (2.40) zu betrachten. Dabei strahlt die linke Hälfte des Intervalls wie ein Plasma mit Absorption $B_4(1 - e^{-\tau_{44}})$. Dieser Wert ist für die rechte Hälfte des Intervalls 4 der Term, der die Einstrahlung repräsentiert. Das führt auf ein für das Plasma verlassendes

²⁹ Der Index m läuft von oben ($m=0$) nach unten ($m=4$). Der Index n läuft von links ($n=0$) nach rechts ($n=4$), somit lautet das obere linke Matrixelement a_{00} und das untere rechte a_{44} . Die Genauigkeit der Matrizen läßt sich für kleine m und n verfeinern, wenn man die Linienelemente durch die Mitten aller Intervalle bestimmt.

Gesamtintensität von $I_4 = B_4(1 - e^{-\tau_{44}})e^{-\tau_{44}} + B_4(1 - e^{-\tau_{44}})^{30}$. I_3 hingegen umfaßt vier



Intervalle $[4,3,3,4]$ und setzt sich aus der Strahlung ebendieser vier Bereiche zusammen. Die Strahlung des äußeren linken (4) wird analog zu I_4 bestimmt. Es ergibt sich für einleuchtendes Plasma mit Absorption $I = B_4(1 - e^{-\tau_{34}})$. Für das erste der mittleren Intervalle (3) repräsentiert das linke Intervall (4) die Einstrahlung nach Gleichung (2.39). Zusätzlich leuchtet das erste Intervall selbst. Man erhält so für das linke und das rechte mittlere Intervall $I = (B_4(1 - e^{-\tau_{34}})e^{-\tau_{33}} + B_3(1 - e^{-\tau_{33}}))e^{-\tau_{33}}$.

Diese Strahlung repräsentiert wiederum die Einstrahlung für das zweite der mittleren Intervalle (3). Bezieht man auch dieses und das rechte Intervall (4) in die Überlegungen mitein, so ergibt sich für die Intensität im dritten Streifen:

$$I_3 = \left((B_4(1 - e^{-\tau_{34}})e^{-\tau_{33}} + (1 - e^{-\tau_{33}}))e^{-\tau_{33}} + (1 - e^{-\tau_{33}}) \right) e^{-\tau_{34}} + B_4(1 - e^{-\tau_{34}}) \quad (7.105)$$

Analog zu dieser Betrachtung lassen sich die Intensitäten aller Streifen berechnen. Mit den Vereinfachungen

$$X_n^m = e^{-\tau_{mn}} \quad \text{und} \quad Y_n^m = B_n(1 - e^{-\tau_{mn}}) \quad (7.106)$$

erhält man:

³⁰ B_n entspricht $B_n(T)_{m=n=4}$, also der spektralen Strahldichte in den Intervallen mit $n=4$ ($4 \leq r \leq 5$). Eine Unterscheidung der spektralen Strahldichte auf die verschiedenen Werte von m ist nicht angezeigt, da B_n nach dem Kirchhoff'schen Satz der Quotient aus Emissions- und Absorptionskoeffizient ist. Bei beiden handelt es sich jedoch um radiale Größen, die nur vom Radius n , nicht aber vom Ort m abhängen. τ_{31} ist die optische Tiefe im Intervall mit $m=3$ und $n=1$. Tau istortsabhängig, da es nur über die geometrische Weglänge a_{mn} gemäß (2.76) definiert werden kann. Die optische Tiefe ist keine radiale Größe.

$$I_5 = 0$$

$$I_4 = Y_4^4 (X_4^4 + 1)$$

$$I_3 = ((Y_{42}^3 X_3^3 + Y_3^3) X_3^3 + Y_3^3) X_4^3 + Y_4^3$$

$$I_2 = (((Y_4^2 X_3^2 + Y_3^2) X_2^2 + Y_2^2) X_2^2 + Y_2^2) X_3^2 + Y_3^2$$

$$I_1 = ((((((Y_4^1 X_3^1 + Y_3^1) X_2^1 + Y_2^1) X_1^1 + Y_1^1) X_1^1 + Y_1^1) X_2^1 + Y_2^1) X_3^1 + Y_3^1) X_4^1 + Y_4^1$$

$$I_0 = (((((((Y_4^0 X_3^0 + Y_3^0) X_2^0 + Y_2^0) X_1^0 + Y_1^0) X_0^0 + Y_0^0) X_0^0 + Y_0^0) X_1^0 + Y_1^0) X_2^0 + Y_2^0) X_3^0 + Y_3^0) X_4^0 + Y_4^0 \quad (7.107)$$

Ausmultiplizieren und geeignetes Zusammenfassen liefert mit der vereinfachten

Schreibweise $X_{123}^m = X_1^m \cdot X_2^m \cdot X_3^m$:

$$I_5 = 0$$

$$I_4 = Y_4^4 (X_4^4 + 1)$$

$$I_3 = Y_4^3 (X_{33}^3 X_4^3 + 1) + Y_3^3 X_4^3 (X_3^3 + 1)$$

$$I_2 = Y_4^2 (X_{3223}^2 X_4^2 + 1) + Y_3^2 X_4^2 (X_{22}^2 X_3^2 + 1) + Y_2^2 X_{43}^2 (X_2^2 + 1)$$

$$I_1 = Y_4^1 (X_{321123}^1 X_4^1 + 1) + Y_3^1 X_4^1 (X_{2112}^1 X_3^1 + 1) + Y_2^1 X_{43}^1 (X_{11}^1 X_2^1 + 1) + Y_1^1 X_{432}^1 (X_1^1 + 1)$$

$$I_0 = Y_4^0 (X_{32100123}^0 X_4^0 + 1) + Y_3^0 X_4^0 (X_{210012}^0 X_3^0 + 1) + Y_2^0 X_{43}^0 (X_{1001}^0 X_2^0 + 1) + Y_1^0 X_{432}^0 (X_{00}^0 X_1^0 + 1) + Y_0^0 X_{4321}^0 (X_0^0 + 1) \quad (7.108)$$

Das Ergebnis läßt sich für alle $m, n=0,1,2,3,4$ in „Summenschreibweise“ darstellen.

$$I_m = \sum_{n=m}^4 Y_{mn} \prod_{\substack{i=n+1 \\ \equiv 1 \text{ für } n=4}}^4 X_{mi} (1 + X_{mn} \prod_{\substack{i=m \\ \equiv 1 \text{ für } m=n}}^{n-1} X_{mi} X_{mi}) \quad (7.109)$$

Um die κ -Abhängigkeit von Y_n^m zu entfernen, wird der Kirchhoff'sche Satz herangezogen. Die in Y_n^m enthaltene spektrale Strahldichte B_n kann als Quotient aus Emissionskoeffizient und Absorptionskoeffizient geschrieben werden

$$Y_n^m = B_n (1 - X_n^m) = \varepsilon_n \frac{1}{K_n'} \cdot (1 - X_n^m). \quad (7.110)$$

Damit läßt sich Gleichung (7.109) umformen zu

$$I_m = \sum_{n=m}^4 \varepsilon_n \cdot A_{mn} \quad \text{mit} \quad A_{mn} = \frac{(1 - X_n^m)}{K_n'} \left(\prod_{\substack{i=n+1 \\ \equiv 1 \text{ für } n=4}}^4 X_i^m (1 + X_n^m \prod_{\substack{i=m \\ \equiv 1 \text{ für } m=n}}^{n-1} X_i^m X_i^m) \right). \quad (7.111)$$

In Vektorschreibweise reduziert sich dieser Ausdruck auf eine sehr kompakte Form.

$$\vec{I} = \hat{A} \vec{\varepsilon} \quad (7.112)$$

Hierbei ist \vec{I} der Vektor der ortsabhängig detektierten Intensität. \hat{A} ist eine Dreiecksmatrix und hängt nur von den radialen Absorptionskoeffizienten κ_n , der Vektor $\vec{\varepsilon}$ nur von den radialen Emissionskoeffizienten ε_n ab.

$$\begin{pmatrix} I_4 \\ I_3 \\ I_2 \\ I_1 \\ I_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{(X_4^4 + 1)}{\kappa'_4(1 - X_4^4)^{-1}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{(X_{33}^3 X_4^3 + 1)}{\kappa'_4(1 - X_4^3)^{-1}} & \frac{X_4^3(X_3^2 + 1)}{\kappa'_3(1 - X_3^3)^{-1}} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{(X_{3223}^2 X_4^2 + 1)}{\kappa'_4(1 - X_4^2)^{-1}} & \frac{X_4^2(X_{22}^2 X_3^2 + 1)}{\kappa'_3(1 - X_3^2)^{-1}} & \frac{X_{43}^2(X_2^2 + 1)}{\kappa'_2(1 - X_2^2)^{-1}} & 0 & 0 \\ \frac{(X_{321123}^1 X_4^1 + 1)}{(\kappa'_4(1 - X_4^1)^{-1})} & \frac{X_4^1(X_{2112}^1 X_3^1 + 1)}{\kappa'_3(1 - X_3^1)^{-1}} & \frac{X_{43}^1(X_{11}^1 X_2^1 + 1)}{\kappa'_2(1 - X_2^1)^{-1}} & \frac{X_{432}^1(X_1^1 + 1)}{\kappa'_1(1 - X_1^1)^{-1}} & 0 \\ \frac{(X_{32100123}^0 X_4^0 + 1)}{\kappa'_4(1 - X_4^0)^{-1}} & \frac{X_4^0(X_{210012}^0 X_3^0 + 1)}{\kappa'_3(1 - X_3^0)^{-1}} & \frac{X_{43}^0(X_{1001}^0 X_2^0 + 1)}{\kappa'_2(1 - X_2^0)^{-1}} & \frac{X_{432}^0(X_{00}^0 X_1^0 + 1)}{\kappa'_1(1 - X_1^0)^{-1}} & \frac{X_{4321}^0(X_0^0 + 1)}{\kappa'_0(1 - X_0^0)^{-1}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_4 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_1 \\ \varepsilon_0 \end{pmatrix} \quad (7.113)$$

Da es sich bei \hat{A} um eine Dreiecksmatrix mit von Null verschiedenen Matrixelementen handelt, sind alle Spaltenvektoren voneinander linear unabhängig, die Matrix ist invertierbar und es gibt eine analytisch bestimmbare inverse Matrix mit

$$\vec{\varepsilon} = \hat{A}^{-1} \vec{I}. \quad (7.114)$$

Die obigen Feststellungen sind der Anschaulichkeit halber für den Fall $N=4$ gemacht worden, sie lassen sich jedoch auf größere Dimensionen erweitern. Sogilt für ein endliches ganzzahliges N mit $n, m=0, 1, 2, 3, \dots, N$

$$I_m = \sum_{n=m}^N \varepsilon_n \cdot A_{mn} \quad \text{mit} \quad A_{mn} = \frac{(1 - X_n^m)}{\kappa'_n} \left(\prod_{\substack{i=n+1 \\ \equiv 1 \text{ für } n=N}}^N X_i^m (1 + X_n^m \prod_{\substack{i=m \\ \equiv 1 \text{ für } m=n}}^{n-1} X_i^m X_i^m) \right) \quad (7.115)$$

oder in der ursprünglichen Schreibweise

$$A_{mn} = \frac{(1 - e^{(-\tau_{mn})})}{\kappa'_n} \cdot \left(\prod_{\substack{i=n+1 \\ \equiv 1 \text{ für } n=N}}^N e^{(-\tau_{mi})} \right) \cdot (1 + e^{(-\tau_{mn})} \prod_{\substack{i=m \\ \equiv 1 \text{ für } m=n}}^{n-1} e^{(-2\tau_{mi})}). \quad (7.116)$$

Den Grenzwert für kleine Absorptionskoeffizienten erhält man durch folgende Überlegung. Für kleine κ' läßt sich die durch X_{mn} repräsentierte Exponentialfunktion in ihre Taylorreihe entwickeln, sodaß

$$X_n^m = e^{-\tau_{mn}} \approx 1 - \tau_{mn}. \quad (7.117)$$

Die Definition der optischen Tiefenach (2.76) liefert dann

$$X_n^m \approx 1 - (\kappa'_n \cdot r_0 \cdot a_{mn}). \quad (7.118)$$

Mit diesem Ansatz vereinfacht sich die Transformationsmatrix

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \frac{(X_4^4 + 1)}{\kappa'_4(1 - X_4^4)^{-1}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{(X_{33}^3 X_4^3 + 1)}{\kappa'_4(1 - X_4^3)^{-1}} & \frac{X_4^3(X_3^2 + 1)}{\kappa'_3(1 - X_3^3)^{-1}} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{(X_{3223}^2 X_4^2 + 1)}{\kappa'_4(1 - X_4^2)^{-1}} & \frac{X_4^2(X_{22}^2 X_3^2 + 1)}{\kappa'_3(1 - X_3^2)^{-1}} & \frac{X_{43}^2(X_2^2 + 1)}{\kappa'_2(1 - X_2^2)^{-1}} & 0 & 0 \\ \frac{(X_{321123}^1 X_4^1 + 1)}{(\kappa'_4(1 - X_4^1)^{-1})} & \frac{X_4^1(X_{2112}^1 X_3^1 + 1)}{\kappa'_3(1 - X_3^1)^{-1}} & \frac{X_{43}^1(X_{11}^1 X_2^1 + 1)}{\kappa'_2(1 - X_2^1)^{-1}} & \frac{X_{432}^1(X_1^1 + 1)}{\kappa'_1(1 - X_1^1)^{-1}} & 0 \\ \frac{(X_{32100123}^0 X_4^0 + 1)}{\kappa'_4(1 - X_4^0)^{-1}} & \frac{X_4^0(X_{210012}^0 X_3^0 + 1)}{\kappa'_3(1 - X_3^0)^{-1}} & \frac{X_{43}^0(X_{1001}^0 X_2^0 + 1)}{\kappa'_2(1 - X_2^0)^{-1}} & \frac{X_{432}^0(X_{00}^0 X_1^0 + 1)}{\kappa'_1(1 - X_1^0)^{-1}} & \frac{X_{4321}^0(X_0^0 + 1)}{\kappa'_0(1 - X_0^0)^{-1}} \end{pmatrix} \quad (7.119)$$

zu

$$\hat{A}_{\kappa' \ll 1} = \begin{pmatrix} \frac{(X_4^4 + 1)}{\kappa'_4(\kappa'_4 r_0 a_{44})^{-1}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{(X_{33}^3 X_4^3 + 1)}{\kappa'_4(\kappa'_4 r_0 a_{34})^{-1}} & \frac{X_4^3(X_3^2 + 1)}{\kappa'_3(\kappa'_3 r_0 a_{33})^{-1}} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{(X_{3223}^2 X_4^2 + 1)}{\kappa'_4(\kappa'_4 r_0 a_{24})^{-1}} & \frac{X_4^2(X_{22}^2 X_3^2 + 1)}{\kappa'_3(\kappa'_3 r_0 a_{23})^{-1}} & \frac{X_{43}^2(X_2^2 + 1)}{\kappa'_2(\kappa'_2 r_0 a_{22})^{-1}} & 0 & 0 \\ \frac{(X_{321123}^1 X_4^1 + 1)}{(\kappa'_4(\kappa'_4 r_0 a_{14})^{-1})} & \frac{X_4^1(X_{2112}^1 X_3^1 + 1)}{\kappa'_3(\kappa'_3 r_0 a_{13})^{-1}} & \frac{X_{43}^1(X_{11}^1 X_2^1 + 1)}{\kappa'_2(\kappa'_2 r_0 a_{12})^{-1}} & \frac{X_{432}^1(X_1^1 + 1)}{\kappa'_1(\kappa'_1 r_0 a_{11})^{-1}} & 0 \\ \frac{(X_{32100123}^0 X_4^0 + 1)}{(\kappa'_4(\kappa'_4 r_0 a_{04})^{-1})} & \frac{X_4^0(X_{210012}^0 X_3^0 + 1)}{\kappa'_3(\kappa'_3 r_0 a_{03})^{-1}} & \frac{X_{43}^0(X_{1001}^0 X_2^0 + 1)}{\kappa'_2(\kappa'_2 r_0 a_{02})^{-1}} & \frac{X_{432}^0(X_{00}^0 X_1^0 + 1)}{\kappa'_1(\kappa'_1 r_0 a_{01})^{-1}} & \frac{X_{4321}^0(X_0^0 + 1)}{\kappa'_0(\kappa'_0 r_0 a_{00})^{-1}} \end{pmatrix} \quad (7.120)$$

Kürzt man die Absorptionskoeffizienten gegeneinander und bildet dann den Grenzwert

für $\lim_{\kappa \rightarrow 0} (\hat{A}_{\kappa \ll 1})$, so erhält man für alle verbleibenden Produkte vom Typ X_{1234}^m den Wert

Eins in die Matrix \hat{A} wird zu

$$\hat{A}_{\kappa=0} = 2r_0 \cdot \begin{pmatrix} a_{44} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_{34} & a_{33} & 0 & 0 & 0 \\ a_{24} & a_{23} & a_{22} & 0 & 0 \\ a_{14} & a_{13} & a_{12} & a_{11} & 0 \\ a_{04} & a_{03} & a_{02} & a_{01} & a_{00} \end{pmatrix}. \quad (7.121)$$

Dies entspricht der Abel-Inversionsmatrix nach Gleichung (2.11), wie sie bereits in Abschnitt 2.3.1.1 für den Fall eines optisch dünnen Plasmas entwickelt wurde. Für große N reduziert sich dann auch Gleichung (7.115) auf die für den optisch dünnen Fall bekannte Form

$$I_m = \sum_{n=m}^N \varepsilon_n \cdot A_{mn} \quad \text{mit} \quad A_{mn} = 2r_0 \cdot a_{mn}. \quad (7.122)$$

7.2 Die Druckzelle

Auf den folgenden Seiten finden sich die technischen Zeichnungen der einzelnen Komponenten, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt werden. Die Druckzelle. Der prinzipielle Aufbau der Zelle wurde in Abschnitt 3.2.4 beschrieben. Die Zelle verfügt in ihrer letzten Ausbaustufe über drei optische Zugänge (Fenster oben, rechts und links) sowie zwei mechanische Zugänge (Gas einlass hinten und Öffnung zum Einlegen der Targets vorne). Der Targetzugang kann optional durch ein weiteres Fenster ersetzt werden (Rundfenster vorne). Diese Konfiguration ermöglicht neben der Einkopplung des Laserstrahls (oben) und der senkrecht dazu stehenden Beobachtungsschse (rechts-links) die zusätzliche Einkopplung eines weiteren Lasers durch die ehemalige Targetöffnung (vorne). Damit wären parallel zur Emissionsspektroskopie auch Streuexperimente an einem sonst identischem Aufbau möglich.

Die Zeichnungen wurden von M. Brix, dem Leiter der zentralen Werkstatt im Physikzentrum, freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

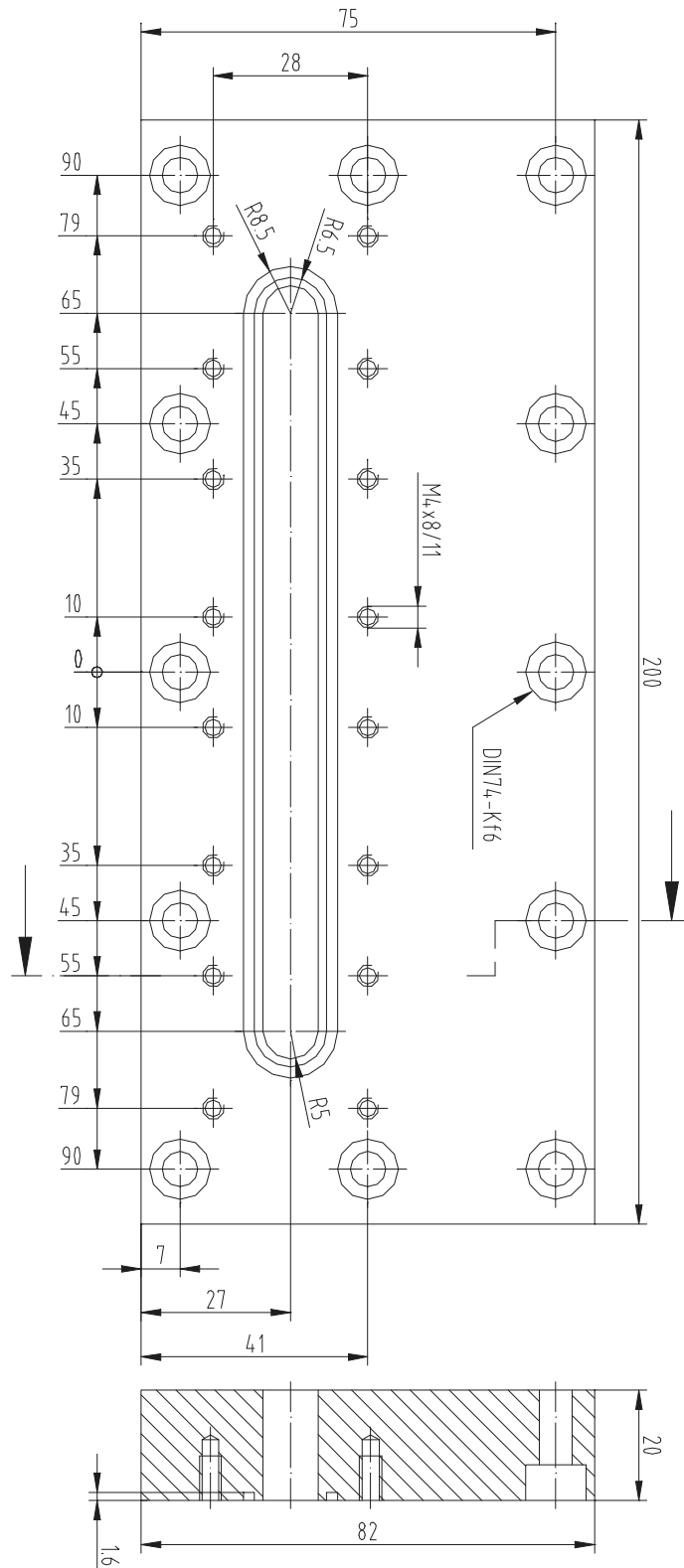


Abbildung 7.84: Obere Abdeckung, durch die der Laser in die Zelle fokussiert wird

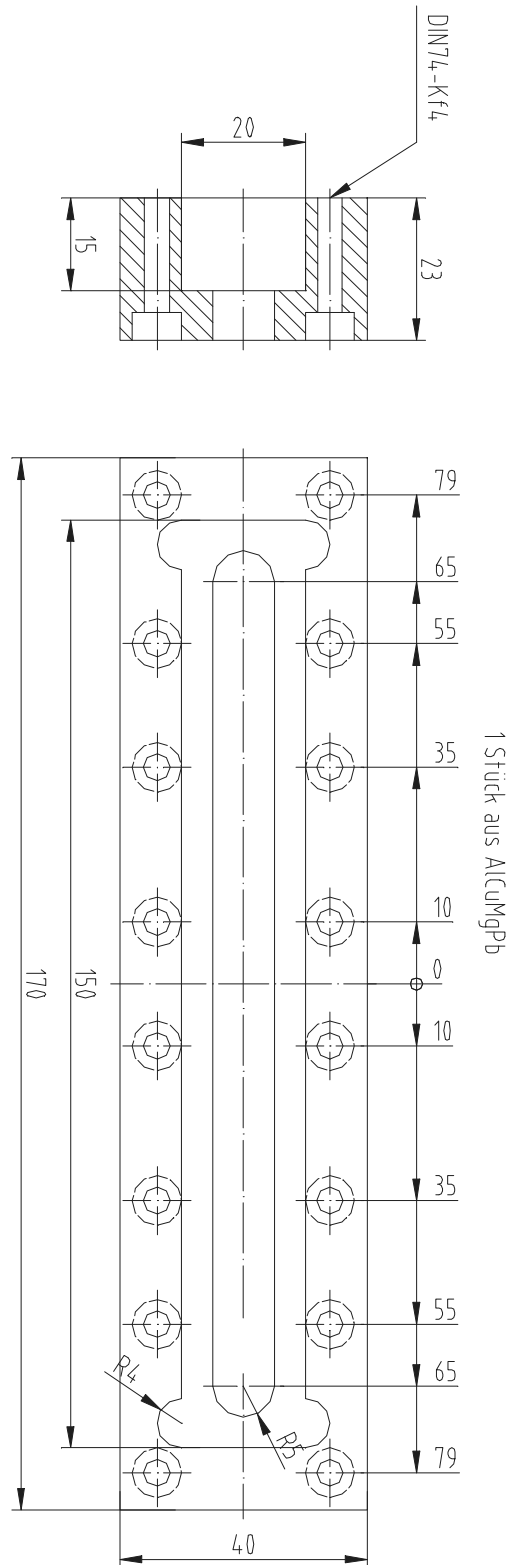


Abbildung 7.85: Fensterhalter Typ A

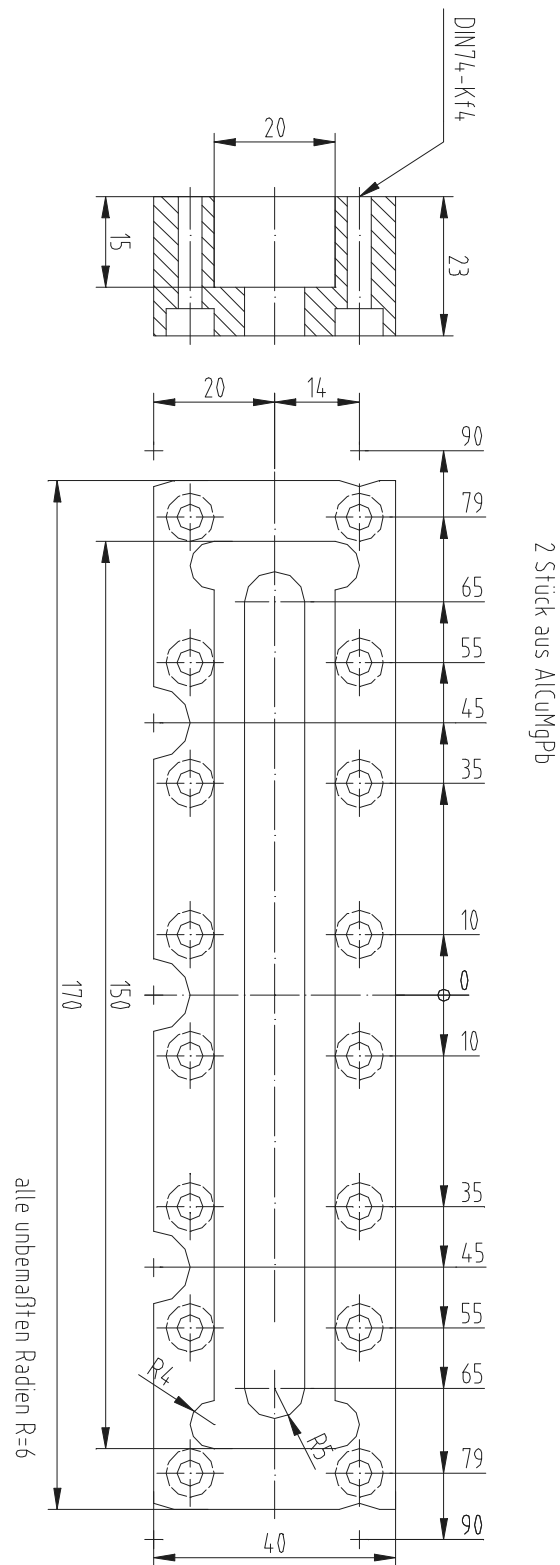


Abbildung 7.86: Fensterhalter Typ B

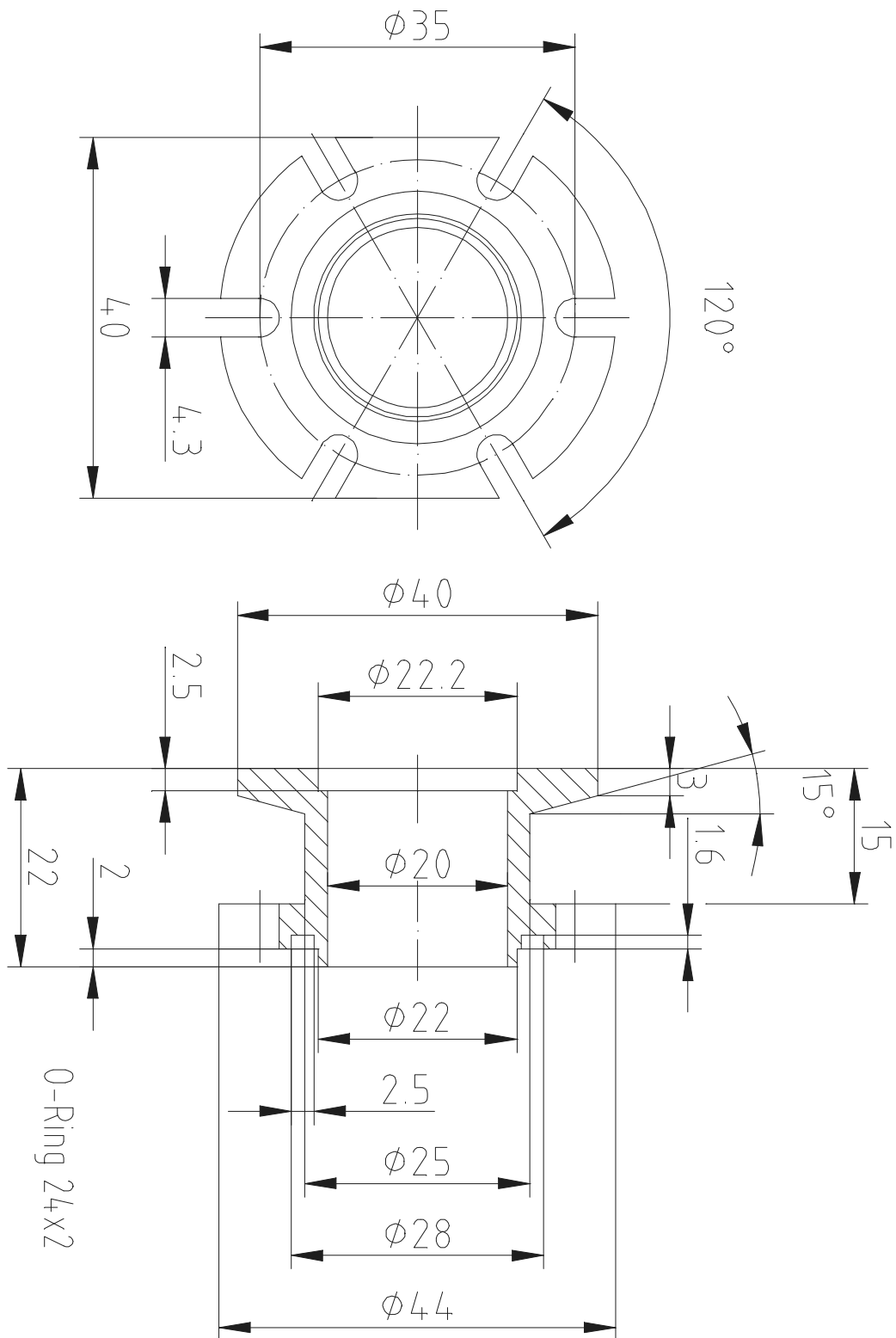


Abbildung 7.87: *Mechanischer Targetzugang*

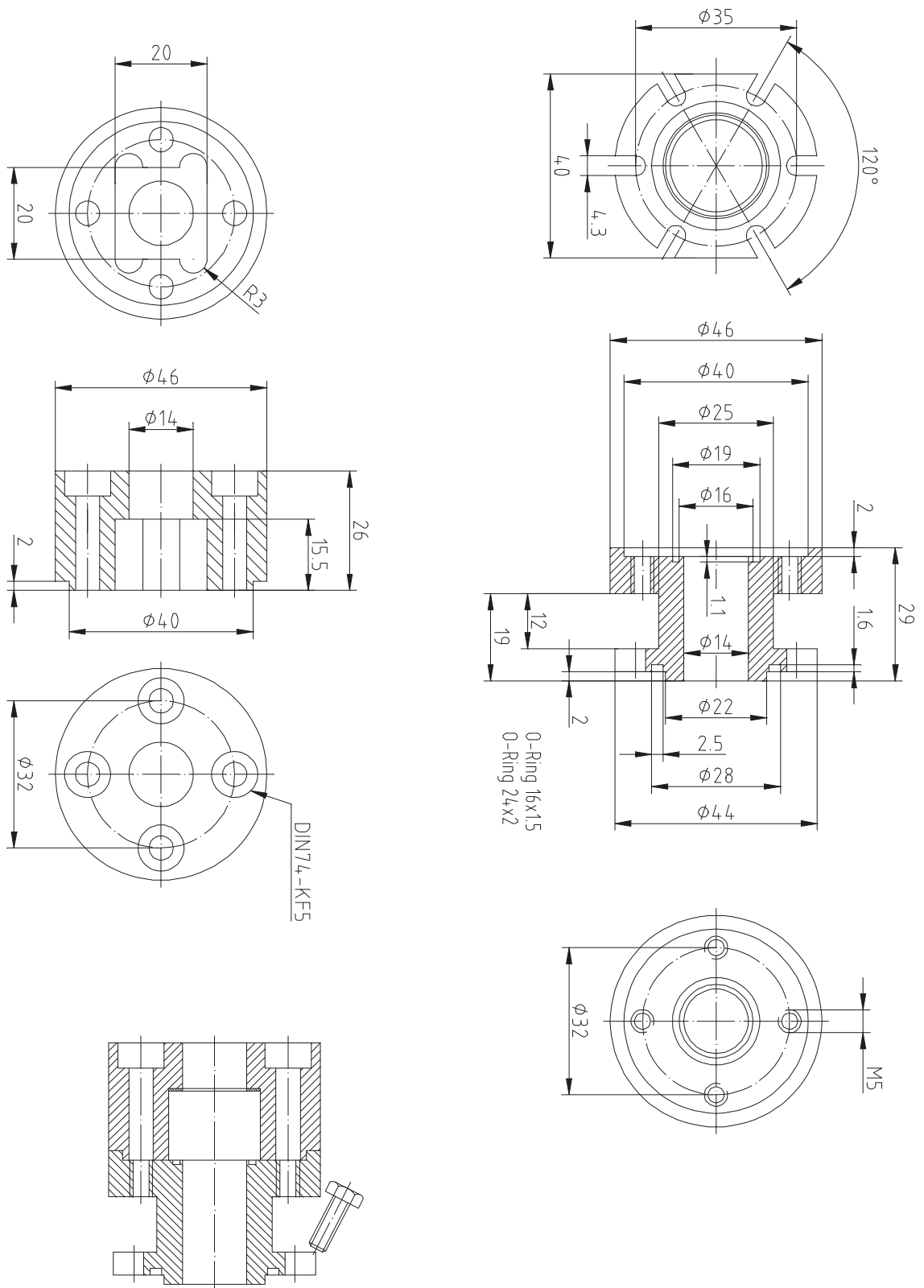


Abbildung 7.88: Optischer Targetzugang

7.3 Matrizen für die Abel-Inversion

Zu sehen sind die vier Inversen verschiedener Darstellungen der Matrix der geometrischen Weglänge, wie sie in Abschnitt 4.2.2.3 vorgestellt wurden.

Inversionsmatrix der Flächenelemente - Kreisstückabstand=1									
1,273	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-1,169	0,814	0	0	0	0	0	0	0	0
0,170	-0,709	0,646	0	0	0	0	0	0	0
-0,137	0,104	-0,552	0,551	0	0	0	0	0	0
-0,004	-0,091	0,084	-0,468	0,489	0	0	0	0	0
-0,030	-0,006	-0,072	0,073	-0,413	0,444	0	0	0	0
-0,012	-0,022	-0,005	-0,062	0,066	-0,374	0,410	0	0	0
-0,012	-0,010	-0,018	-0,004	-0,055	0,061	-0,344	0,382	0	0
-0,009	-0,010	-0,009	-0,015	-0,003	-0,050	0,056	-0,320	0,360	0
-0,007	-0,007	-0,008	-0,007	-0,014	-0,003	-0,046	0,053	-0,301	0,341

Inversionsmatrix der Linienelemente - Kreisstückabstand=1									
1,155	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-0,934	0,756	0	0	0	0	0	0	0	0
0,007	-0,581	0,603	0	0	0	0	0	0	0
-0,072	0,006	-0,456	0,516	0	0	0	0	0	0
-0,028	-0,051	0,008	-0,387	0,459	0	0	0	0	0
-0,022	-0,021	-0,041	0,008	-0,342	0,417	0	0	0	0
-0,015	-0,017	-0,017	-0,035	0,009	-0,310	0,385	0	0	0
-0,011	-0,012	-0,014	-0,014	-0,031	0,009	-0,286	0,359	0	0
-0,009	-0,009	-0,010	-0,012	-0,013	-0,028	0,008	-0,266	0,338	0
-0,007	-0,007	-0,008	-0,009	-0,011	-0,011	-0,026	0,008	-0,250	0,320

Inversionsmatrix der Flächenelemente - Radius=1									
127,3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-116,9	81,41	0	0	0	0	0	0	0	0
17,05	-70,86	64,57	0	0	0	0	0	0	0
-13,70	10,41	-55,25	55,15	0	0	0	0	0	0
-0,43	-9,06	8,430	-46,80	48,93	0	0	0	0	0
-2,97	-0,591	-7,246	7,341	-41,31	44,43	0	0	0	0
-1,226	-2,175	-0,486	-6,200	6,610	-37,39	40,98	0	0	0
-1,221	-1,013	-1,789	-0,399	-5,501	6,069	-34,41	38,22	0	0
-0,851	-0,977	-0,855	-1,545	-0,335	-4,993	5,647	-32,04	35,96	0
-0,714	-0,710	-0,829	-0,744	-1,374	-0,287	-4,602	5,303	-30,10	34,06

Inversionsmatrix der Linienelemente - Radius=1									
11,49	0	0	0	0	0	0	0	0	0
-9,301	7,559	0	0	0	0	0	0	0	0
0,072	-5,813	6,030	0	0	0	0	0	0	0
-0,721	0,062	-4,559	5,164	0	0	0	0	0	0
-0,276	-0,508	0,078	-3,872	4,588	0	0	0	0	0
-0,217	-0,207	-0,408	0,084	-3,424	4,170	0	0	0	0
-0,148	-0,167	-0,168	-0,349	0,086	-3,101	3,849	0	0	0
-0,113	-0,119	-0,138	-0,143	-0,308	0,085	-2,856	3,592	0	0
-0,088	-0,092	-0,100	-0,120	-0,125	-0,279	0,084	-2,661	3,381	0
-0,070	-0,073	-0,078	-0,087	-0,106	-0,113	-0,257	0,082	-2,501	3,203

Tabelle 7.10: Verschiedene Varianten der geometrischen Matrix zur Abel-Inversion

8 Literaturverzeichnis

- [Act] **ActonResearchCooperation.** *SpectraPro0.275mdigitalscanning monochromator.*Datenblatt
- [Alc68] **A.J.Alcock,C.DeMichelis,K.Hamal,B.A.Tozer.** *ExpansionMechanismina Laser-ProducedSparc .*PhysicalReviewLetters,20,Bo.20:1095-1097, **1968**
- [All] **AlltecGmbH&CO.KG.** *BedienungsanleitungfürALLMARK Lasermarkiersysteme.*Lübeck **1987**
- [All87] **M.v.Allmen.** *Laser-BeamInteractionswithMaterials .*SpringerVerlag, **1987**
- [Ang90] **G.Anger.** *InverseProblemsinDifferentialEquations.* PlenumPress, **1990**
- [Bar58] **M.Baranger.** *SimplifiedQuantum-MechanicalTheoryofPressureBroadening .* PhysicalReview,111(2):481-493, **1958**
- [Bar93] **V.Y.Baranov,O.N.Derkach,V.G.Grishina,M.F.Kanevskii,A.Y.Sebrant.** *DynamicsandStabilityofanexpandingLaser-InducedPlasmainalowdensity Gas.*PhysicalReviewE,48:1324-1330, **1993**
- [Ber81] **Bergmann-Schäfer.** *LehrbuchderExperimentalphysik-AufbauderMaterie .* WalterdeGryterNewYork,Berlin, **1981**
- [Boc99] **R.Bock.** *VanderWaals-VerbreiterungvonMagnesium-Ionenliniendurch neutralesHeliumineinemHochdruck-Bogenplasma.* Dissertationander Christian-Albrechts-UniversitätzuKiel, **1999**
- [Böd93] **S.Böddeker,L.Hitzschke,S.Günter,A.Könies, H-J.Kunze .** *ShiftandWidth oftheH α LineofHydrogenindensePlasmas.* PhysicalReview47:E,2785-2790, **1993**
- [Can73] **G.H.Canavan,P.E.Nielsen.** *FocalSpotSizeofGasBreakdowninducedby particulateIonisation.* AppliedPhysicalLetters,22,No.8:409-410, **1973**
- [Dam63] **E.Damon,R.Thomlinson.** *ObservationofIonisationofGasesbyaRubyLaser.* AppliedOptics,2:546-547, **1963**
- [Dem93] **W.Demtröder.** *Laserspektroskopie,GrundlagenundTechniken .*Springer Verlag, **1993**

- [Deu83] **M.Deutsch,I.Beniaminy.** *InversionofAbel'sIntegralEquationfor ExperimentalData.* JournalofAppliedPhysics,54(1):137-143, **1983**
- [Döh95] **A.Döhrn.** *NeueUntersuchungendesStarkeffektesausgewählterLiniender erstendreiSeriendesWasserstoffes* .DissertationanderChristian-Albrechts-UniversitätzuKiel, **1995**
- [Döl98] **C.Dölle.** *QuantitativeBariumbestimmunginBodenprobenmitHilfeder laserinduziertenBreakdown-Spektroskopie* .DiplomarbeitanderChristian-Albrechts-UniversitätzuKiel, **1998**
- [Edm67] **F.N.Edmons,H.Schlüter,D.C.Wells.** *Hydrogen-LineStarkBroadening Functions.*Mem.R.Soc.,71:271-344, **1967**
- [Egg] **EG&GPrincetonAppliedResearch.** *Model1530-A/AUV1024SCCD-detector* . Anleitung
- [Fre60] **M.P.Freeman,S.Katz.** *DeterminationoftheradialDistributionofBrightnessin acylindricaluminousMediumwithself-absorption.* Journaloftheoptical SocietyofAmerica,Volume50Number8826-830, **1960**
- [Fri97] **S.Friedrichs.** *GrundlegendeUntersuchungenzurVerwendungvon laserspektroskopischenMeßmethodenfürdieCalciumanalytikimBoden.* DiplomarbeitanderChristian-Albrechts-UniversitätzuKiel, **1997**
- [Gri64] **H.R.Griem.** *PlasmaSpectroscopy.* McGraw-HillBookCompany,NewYork, **1964**
- [Gri74] **H.R.Griem.** *SpectralLineBroadeningbyPlasmas* .AcademicPress,NewYork, London, **1974**
- [Gri88] **H.R.Griem.** *ShiftofHydrogenandIonized-HeliumLinesfrom $\Delta n=0$ InteractionswithElectronsindensePlasmas* .PhysicalReviewA,38(6):2943-2952, **1988.**
- [Gün90] **S.Günter.** *ZurBerechnungderProfilevonWasserstofflinienindichten Plasmen.*DissertationanderWilhelm-Pieck-UniversitätRostock, **1990**
- [Gün91] **S.Günter,L.Hitzschke,G.Röpke.** *HydrogenSpectralLineswiththeInclusion ofdense-plasmaEffects* .PhysicalReviewA,44(10):6834-6844, **1991**
- [Gün93] **S.Günter , S.Böddeker,A.Könies,L.Hitzschke,H-J.Kunze,H.-J.** *Shiftand WidthoftheH α LineofHydrogenindensePlasmas.* PhysicalReview47:E, 2785-2790, **1993**

- [Gün93b] **S.Günter** . *DynamicscreeningEffectsontheShiftandtheShapeofspectral Lines*. ContributioninPlasmaPhysics335/6,563-566, **1993**
- [Gün95] **S.Günter,A.Könies**. *PrivateMitteilungen* . **1995**
- [Gün99] **S.Günter**. *PrivateMitteilungen* . **1999**
- [Hac97] **W.Hackbusch**. *Integralgleichungen:TheorieundNumerik,2.überarbeiteteund erweiterteAuflage* .Teubner, **1999**
- [Had32] **J.Hadamard**. *LeproblèmdesCauchyetteséquationsauxdérivéespartielles linéaireshyperbolique* .Hermann, **1932**
- [Ham] **Hamamatsu**. *ImageIntensiers* .Katalog
- [Han92] **P.C.Hansen**. *Analysisofdiskreteill-PosedProblemsbyMeansoftheL-Curve*. SocietyforIndustrialandAppliedMathematicsRview,34(4):561-580, **1992**
- [Hau89] **A.A.Hauer,H.A.Baldis**. *IntroductiontoLaserPlasmaDiagnostics:Laser- InducedPlasmasandApplications*. MarcelDekkerInc.NY, **1989**
- [Hol19] **J.Holtmark**. *ÜberdieVerbreiterungvonSpektrallinien* .AnnalenderPhysik, 58:577-630, **1919**
- [Hor91] **H.Hora**. *PlasmasatHighTemperatureandDensity*. SpringerVerlag, **1991**
- [Hug75] **T.P.Hughes**. *PlasmaandLaserLight*. AdamHilgerPublishing,Bristol, **1975**
- [Jeß88] **K.Jeß,V.Helbig,F.Greiner,J.Kaspereit,V.Rohde,T.Weihrauch**. *A multi- parameterchi-squarefittingprocedureandapplicationsinspectroscopy*. JQSRT,41(1):69-78, **1988**
- [Kne91] **F.K.Knebühl,M.W.Sigris**. *Laser*.TeubnerStudienbücherStuttgart, **1991**
- [Len74] **D.E.Lencioni**. *Laser-inducedAirBreakdownfor1,06µmRadiation* .Applied PhysicsLetters,25:15-17, **1974**
- [Len99] **E.Lenz**. *RäumlichaufgelösteSpektrenderWasserstofflinieH_αineinem laserinduziertenPlasma*. DiplomarbeitanderChristian-Albrechts-Universitätzu Kiel, **1999**
- [Loc68] **W.Lochte-Holtgreven**. *PlasmaDiagnostics* .North-HollandPublishing, **1968**
- [Mae56] **H.Maecker**. *BrennkammerfürHochstrombögeninverschiedenenGasen* . ZeitungfürNaturforschung.,11a:32-34, **1956**

- [Mck79] **J.A.McKay,R.D.Bleach,D.J.Nagel,J.T.Schriempf.** *Pulsed-CO₂-Laser InteractionwithAluminiuminAir:ThermalResponseandPlasma Characteristics.*JournalofAppliedPhysics,50(5):3231-3240, **1979**
- [Mey63] **R.G.Meyerand,A.F.Haught.** *GasBreakdownatopticalFrequencies* .Physical ReviewLetters,9:401-403, **1963**
- [Mey91] **R.A.Meyers.** *EncecllopediaofLasersandopticalTechnologie* .AcademicPress, **1991**
- [Mic95] **A.A.Michelson.** *OntheBroadeningofSpectralLines* .AstrophysicalJournal, 2(4):251-263, **1895**
- [Mon92] **A.Montaser,D.W.Golightly.** *InductivelyCoupledPlasmasinAnalytical AtomicSpectroscopy.* VCHVerlag,Weinheim, **1992**
- [Moo70] **C.E.Moore.** *SelectedTablesofAtomicSpectra.* Washington, **1970**
- [Mur93] **D.A.Murio.** *TheMollificationMethodandthenumericalSolutionofill-posed Problems.*JohnWiley&SonsInc., **1993**
- [Par95] **C.Parigger,J.W.L.Lewis,D.Plemmons.** *ElectronNumberDensityand TemperatureMeasurementsinaLaser-InducedHydrogenPlasma* .JQSRT, 53:249-255, **1995**
- [Pre91] **G.Pretzler.** *AnewMethodfornumericalAbelInversion.* Zeitschriftfür Naturforschung.46a:639-641, **1991**
- [PTB] **Physikalisch-TechnischeBundesanstalt.** *PrüfscheinderWolframbandlampe Wi17/GmitdemamtlichenZeichen22PTB71.*
- [Rad89] **L.J.Radziemski,D.A.Cremers.** *Laser-InducedPlasmasandApplications.* MarcelDekkerInc.NY, **1989**
- [Rom67] **R.Rompe,M.Steenbeck.** *ErgebnissederPlasmaphysikundderGaselektronik* . Band1,AkademieVerlag68-69, **1967**
- [Rön95] **W.C.Röntgen.** *ÜbereineneueArtvonStrahlen.VorläufigeMitteilung* .Vortrag vorderPhysikalisch-MedizinischenGesellschaftzuWürzburg, **1896**
- [Roo89] **R.G.Root.** *ModelingofPost-BreakdownPhenomena:Laser-InducedPlasmas andApplications* .MarcelDekkerInc.NY, **1989**

- [Rub91] **A. Rubenchik, S. Witkowski.** *Handbook of Plasma Physics-Volume 3: Physics of Laser Plasma*. North Holland, **1991**
- [Sei77] **J. Seidel.** *Hydrogen Stark Broadening by Model Electronic Microfields*. *Zeitung für Naturforschung*, 32a:1195-1206, **1977**
- [Sho69] **G. V. Sholin.** *On the nature of the Asymmetry of spectral Line Profiles of Hydrogen in a dense Plasma*. *Optics and Spectroscopy*, XXVI(4):275-282, **1969**
- [Sor99] **S. Sorge.** *Private Mitteilungen*. **1999**
- [Sta99] **M. Stange.** *Orts- und zeitaufgelöste Emissionsspektroskopie der H_{α} -Linie in einem CO₂-Laser-induzierten Wasserstoffplasma*. Diplomarbeit an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, **1999**
- [Tal95] **B. Talin, A. Calisti, L. Godbert, R. Stamm, R. W. Lee, L. Klein.** *Frequency-fluctuation model for line-shape calculations in plasma spectroscopy*, *Physical Review* 51:A, 1995-1927, **1995**
- [Tik95] **A. N. Tikhonov, A. V. Goncharsky, V. V. Stephanov, A. G. Yagola.** *Numerical Methods for the Solution of ill-posed Problems*. Kluwer Academic Publishers, **1995**
- [Tra60] **G. Traving.** *Über die Theorie der Druckverbreiterung von Spektrallinien*. Verlag G. Braun, Karlsruhe, **1960**
- [Uhl90] **J. Uhlenbusch, W. Viöl.** *H_{β} -Line Profile Measurements in optical Discharges*. *JQSRT*, 44, No. 1:47-56, **1990**
- [Und59] **A. B. Underhill, J. H. Waddell.** *Stark Broadening Functions for the Hydrogen Lines*. NBS Circ. 603, **1959**
- [Uns68] **A. Unsöld.** *Physik der Sternatmosphären*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, Berichtiger Nachdruck der zweiten Auflage, **1968**
- [Vid73] **C. R. Vidal, J. Cooper, E. W. Smith.** *Hydrogen Stark-Broadening Tables*. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 214(25):37-136, **1973**
- [Vos54] **J. C. de Vos.** *A new Determination of the emissivity of Tungsten Ribbon*. *Physica*, **1954**
- [Vos69] **D. Voslamber.** *Unified Model for Stark Broadening*. *Zeitung für Naturforschung*, 24a:1458-1469, **1969**

- [Wei30] **V. Weisskopf, E. Wigner.** *Berechnung denernatürlichenLinienbreiteaufGrund derDirac'schenLichttheorie* .ZeitschriftfürPhysik,63:54-73, **1930**
- [Wey89] **G.M.Weyl.** *Physicsoflaser-inducedBreakdown:Anupdatein:Laser-induced PlasmasandApplications* .MarcelDeckerInc.NY, **1989**
- [Wie66] **W.L.Wiese,M.W.Smith,B.M.Glennon.** *AtomicTransitionProbabilities.* Washington:NationalBureauofStandarts, **1966**
- [Wie72] **W.L.Wiese,D.E.Kellehr,B.M.Paquette.** *DetailedStudyoftheStark BroadeningofBalmerlinesinahigh-densityPlasma.* RphysicalReviewA, 6(3):1132-1153, **1972**
- [Wul98] **A.Wulf.** *UntersuchungenderWasserstofflinieH_αbeihohenDichtenaneinem laserinduziertenPlasma.* DiplomarbeitanderChristian-Albrechts-Universitätzu Kiel, **1998**
- [Yan90] **P.Yang,R.M.Barnes.** *Spektrochim.Acta*Rev.13, **1990**
- [You67] **M.Young,M.Hercher.** *DynamicsofLaser-InducedBreakdowninGases* . JournalofAppliedPhysics,38,No.11:4393-4401, **1967**

9 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: <i>Absorptionskoeffizient von Luft bei $10,6\mu\text{m}$ [Roo89]</i>	8
Abbildung 2.2: <i>Aufnahme eines laserinduzierten Plasmas auf einem Al-Target [Hau89]</i>	10
Abbildung 2.3: <i>Qualitativer Verlauf der verschiedenen Formen der Plasmaentstehung über einem Target [Roo89]</i>	13
Abbildung 2.4: <i>Starke Effektverschiebung von H_{α} bei hohen Elektronendichten</i>	19
Abbildung 2.5: <i>Die Hand von Anna Bertha Röntgen [Rön95]</i>	21
Abbildung 2.6: <i>Prinzip der Abeltransformation bei der Untersuchung eines radialsymmetrischen Plasmas</i>	22
Abbildung 2.7: <i>Abeltransformation nach der Matrix-Methode</i>	25
Abbildung 2.8: <i>Stützstellensätze zur Erzeugung der Basisfunktionen bei der Abelinversion durch ε-Regularisierung mit kubischen Splines für $N=5$</i>	30
Abbildung 2.9: <i>Spline-Basisfunktionen zur Abelinversion mittels ε-Regularisierung für 5 Stützstellen</i>	31
Abbildung 2.10: <i>L-Kurve für die Rückverteilungsmethode</i>	33
Abbildung 2.11: <i>Rekonstruktion einer Gaußfunktion mit verschiedenen Abelinversionsmethoden</i>	35
Abbildung 2.12: <i>Zum Strahlungstransport in einem Plasma</i>	39
Abbildung 2.13: <i>Emission und Absorption von Spektrallinien</i>	43
Abbildung 2.14: <i>Veränderung der Profilform durch optische Tiefe und Selbstumkehr</i>	45
Abbildung 2.15: <i>Rückspiegelmethode zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten</i> ...	46
Abbildung 2.16: <i>Näherung für kleine Absorptionsvermögen</i>	49

Abbildung 2.17: Radialsymmetrischer Strahler mit optischer Tiefe	52
Abbildung 3.18: Schematischer Aufbau des Experiments	55
Abbildung 3.19: Der Nd:YAG-Laser	57
Abbildung 3.20: Termschema der freien Nd^{3+} -Ionen und die Aufspaltung der Niveaus durch das elektrische Kristallfeld	57
Abbildung 3.21: Zeitlicher Verlauf der Laserpulse [Fri97] Long-Pulse-Mode (a)-gütegeschaltet (b)	58
Abbildung 3.22: Der CO_2 -Laser	59
Abbildung 3.23: Schwingungszustände des CO_2	60
Abbildung 3.24: Termschema einiger tiefliegender Vibrationsniveaus von CO_2 und N_2	60
Abbildung 3.25: Typische TEA-Entladung	61
Abbildung 3.26: Strahlungsempfindlichkeit der Photokathode [Ham]	63
Abbildung 3.27: Screenshot der OMASpec4000 Software, H_{α} -8000 ns nach dem Puls bei 20 bar	65
Abbildung 3.28: Verschiedene Targetmaterialien nach dem Laserbeschuss	66
Abbildung 3.29: Schematische Darstellung der Targetstreifen	66
Abbildung 3.30: Schematische Darstellung der Druckzelle (ohne Fensterhalter)	67
Abbildung 3.31: Schematische Darstellung der Gasversorgung im Experiment	68
Abbildung 3.32: Schematische Darstellung zur Abbildung des Plasmas	69
Abbildung 3.33: Funktionsweise eines 90° -Umlenk-Spiegels	69
Abbildung 3.34: Hochfrequenzsignal der Peaking-Kondensatoren-Entladung	70
Abbildung 3.35: Triggersignale. Einzelnes Signal (a) - 127 Signale (b)	71
Abbildung 3.36: Schematische Darstellung zur Justierung des Experiments	72

Abbildung3.37: <i>DasPlasmabildamSpaltdesMonochromators</i>	72
Abbildung4.38: <i>ÜbersichtzurDunkelstromkorrektur</i>	76
Abbildung4.39: <i>Systemempfindlichkeitskorrektur einesDatensatzes</i>	78
Abbildung4.40: <i>Apparateprofil desMonochromators</i>	79
Abbildung4.41: <i>ÜbersichtverschiedenerH α-Spektren</i>	80
Abbildung4.42: <i>VerlaufderQuerverteilungzweierH α-Spektren(a)1500nsnachPuls bei10bar(b)4000nsnachPuls10bar</i>	81
Abbildung4.43: <i>L-Kurvenfür ϵ-RegularisierungmitkubischenSplinesbei verschiedenenInversionsverfahren</i>	82
Abbildung4.44: <i>InversionderMeßdatenzurBestimmungderradialenVerteilungder Emissionskoeffizienten</i>	83
Abbildung4.45: <i>ZusammenhangzwischenElektronendichteundvollerHalbwertsbreite vonH αbeiverschiedenenTemperaturennach[Sor99]</i>	84
Abbildung4.46: <i>ÜbersichtvonMeßdatenzurBalmerserie</i>	85
Abbildung4.47: <i>SimulationeinesKohlenstoffplasmasbiszurIonisierungsstufeC $^{+3}$bei 1bar(a)-bei10bar(b)</i>	88
Abbildung4.48: <i>VerhältnisvonLinien-zuKontinuumsintensitätfürdie WasserstofflinienderBalmerserienach[Gri74]</i>	88
Abbildung4.49: <i>LineareVerstärkung</i>	90
Abbildung4.50: <i>Verrauschtes,invertiertesH α Profil.2μs nachdemPuls,10bar,CO</i>	94
Abbildung4.51: <i>UnterschiedlicheDefinitionsmöglichkeitenderLinienposition.</i>	96
Abbildung4.52: <i>VeränderungderLinienpositionbeiVariationdes AnpassungsintervallsfüreinstarkasymmetrischesH α-Profilnach[Gün99].</i>	97
Abbildung4.53: <i>Screenshotdeswww-basierendenGUIzurBearbeitungder orts aufgelöstenLinienspektren</i>	100

Abbildung 5.54: Querverteilung der Intensität	102
Abbildung 5.55: Veränderung der Intensität bzw. des Emissionskoeffizienten im Plasmazentrum bei jeweils 15 bar Druck	102
Abbildung 5.56: Veränderung der Maximumsintensität mit dem Gasdruck	103
Abbildung 5.57: Größe des Bereichs im Plasma, innerhalb dessen Linienstrahlung entsteht	103
Abbildung 5.58: Zeitlicher Verlauf der optischen Tiefe	105
Abbildung 5.59: Verlauf der optischen Tiefe über Radius und Ort H_{α} bei 10 bar und 10 μ s nach dem Laserpuls	105
Abbildung 5.60: Veränderung der Halbwertsbreite von H_{α} bei Variation des Drucks	107
Abbildung 5.61: Veränderung der Halbwertsbreite von H_{α} mit der Zeit nach dem Puls	108
Abbildung 5.62: Halbwertsbreite der Wasserstofflinie H_{α} in Abhängigkeit von Ort (links/nicht invertiert) bzw. von Radius (rechts/invertiert)	108
Abbildung 5.63: H_{α} -Spektren an verschiedenen Orten bzw. Radien im Plasma	109
Abbildung 5.64: Querverteilung der Verschiebung von H_{α}	110
Abbildung 5.65: Verschieden invertierte Spektren	111
Abbildung 5.66: Verschiebung von H_{α} -Spektren bei verschiedenen Gasdrücken	111
Abbildung 5.67: Verschiebung von H_{α} -Spektren bei verschiedenen Zeiten	112
Abbildung 5.68: Veränderung der Elektronendichte mit der Beobachtungszeit	113
Abbildung 5.69: Veränderung der Elektronendichte mit dem Druck	114
Abbildung 5.70: Veränderung der Elektronendichte über den Radius	114
Abbildung 5.71: Veränderung der Temperatur mit dem Abstand zum Laserpuls	115
Abbildung 5.72: Radialer Verlauf der Temperatur	116

Abbildung5.73: ProfilformderWasserstofflinie H_{α} nach[Sor99]	117
Abbildung5.74: ProfilformderWasserstofflinie H_{α}	118
Abbildung5.75: Anpassungvon H_{α} durcheinFFM-Profil	119
Abbildung5.76: InversionschieferundstarkverschobenerSpektren	120
Abbildung5.77: H_{α} -SpektrumvorundnachderInversion($n_e \approx 7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).....	121
Abbildung5.78: Übersichtvon H_{α} -SpektrenausdenverschiedenenradialenBereichen einesPlasmas	122
Abbildung5.79: StarkeffektverschiebungderWasserstofflinie H_{α} inAbhängigkeitvon dervollenHalbwertsbreitederLinie	123
Abbildung5.80: AnpassungderMeßwerte	124
Abbildung5.81: StarkeffektverschiebungderWasserstofflinie H_{α} inAbhängigkeitvon derElektronendichte	126
Abbildung7.82: VerteilungderIntensitätenüberdieIntervalle	130
Abbildung7.83: DieDruckzelle.ZusehensinddiefünfSeitenteile(vorne,hinten, rechts,links,unten)	135
Abbildung7.84: ObereAbdeckung,durchdiederLaserindieZellefokussiertwird	136
Abbildung7.85: FensterhalterTypA	137
Abbildung7.86: FensterhalterTypB	138
Abbildung7.87: MechanischerTargetzugang	139
Abbildung7.88: OptischerTargetzugang	140

10 Tabellenverzeichnis

Tabelle2.1: Übersicht der zu erwartenden Verbreiterung der Emissionsprofile von H_{α} in einem laserinduzierten Plasma	20
Tabelle3.2: Daten des Nd:YAG-Lasersystems	59
Tabelle3.3: Zusammensetzung des Lasergases	62
Tabelle3.4: Daten des CO_2 -Lasersystems	62
Tabelle4.5: Apparatebreites Monochromator für alle Gitter	79
Tabelle4.6: Atomare Parameter der Kohlenstoffübergänge	87
Tabelle4.7: Übersicht zur absoluten Intensitätskorrektur	91
Tabelle4.8: Verschiedene Varianten der geometrischen Matrix zur Abeltransformation	93
Tabelle5.9: Übersicht zur Starkeffektverschiebung von H_{α}	125
Tabelle7.10: Verschiedene Varianten der geometrischen Matrix zur Abelinversion	141

11 Variablen und Konstanten

$A(x)$		Absorptionsvermögen
a_{mn}, \hat{a}		Matrix der geometrischen Weglängen
A_{mn}, \hat{A}		Abbildung zur Abel-Inversion
A_{nm}, B_{nm}		Einstein-Koeffizienten
$B, B_n, B_\nu(T)$		Planck-Funktion
b_m		Entwicklungskoeffizient eines Basissystems
c	$\approx 2,99 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c_i		Entwicklungskoeffizient eines Basissystems
$\Delta\lambda$		volle Halbwertsbreite
e	$\approx 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Ladung eines Elektrons
$\varepsilon, \varepsilon(r)$		radialer Emissionskoeffizient
$\varepsilon_\nu, \varepsilon_\nu^L$		spektraler Emissionskoeffizient, Linienemissionskoeffizient
ε_0	$\approx 8,85 \cdot 10^{-8} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$	Influenzkonstante
$f, f_i, f(r)$		radialer Emissionskoeffizient
$h, h_i, h(x)$		orts aufgelöste Meßwerte (Intensität)
h	$\approx 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	Planck'sches Wirkungsquantum
I, I_{mn}, I_ν		Intensität, spektrale Intensität
$I_{\nu_0, \text{em}, \text{ab}}$		Intensität des Profils im Linienzentrum ν_0
k	$\approx 1,38 \cdot 10^{-4} \text{ J/K}$	Boltzmann-Konstante
$\kappa, \kappa', \kappa^L$		Absorptionskoeffizient, effektiver Absorptionskoeffizient, Linienabsorptionskoeffizient
$K, K(x)$		rückgespiegelte Intensität
λ		Wellenlänge
m		Laufindex über den Ort
μ		Reflexionsgrad
m_e	$\approx 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	Ruhemasse des Elektrons

n		Laufindex über den Radius
n_e		Elektronendichte
n_i, n_i^l		Quantenzahlen
P_0		Leistung, Laserleistung
$P_\nu, P_{\nu,em,ab}$		spektrales Linienprofil, Emissions- bzw. Absorptionsprofil
ρ		Dichte
r, R		Radius
T		Temperatur
$\tau, \tau_{mn}, \tau(x)$		optische Tiefe
ω, ω_0	$= 2\pi\nu$	Kreisfrequenz, Plasmafrequenz
X_m^n	$= \exp(-\tau_{mn})$	Abkürzung
Y_m^n	$= B_n(1 - \exp(-\tau_{mn}))$	Abkürzung
Z	$= 1$	Kernladungszahl des Wasserstoffs

12 Danksagung

Ichdanke:

- Prof. Volkmar Helbig für fachliche und menschliche Kompetenz und die interessantesten 3½ Jahre in der Kieler Physik.
- Roland Bock für alle die Unterstützung und Hilfe bei der Entwicklung effizienter Inversionsverfahren und der Diskussion „tiefschürfender“ physikalischer Probleme.
- Allen Diplomanden und Praktikanten, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.
- Herrn Prof. Dr. W. Schade für die Bereitstellung des Nd:YAG-Lasers und des OMA-Systems.
- Der Firma F&T-Kondensatoren Husum, für die Schenkung des CO_2 -Lasers.
- Bernd Hipp für ewige Geduld auch bei dummen Fragen und die gegebenen Einblicke in die wundersame Welt der PC-Netze.
- Wilfried Krüger für die Erzeugung von Spiegeln, die auch den absurdesten Reflexionseigenschaften genügen.
- Frau S. - die jetzt Frau Hinze heißt - und Frau Seeger bei allen organisatorischen Fragen und Problemen.
- Herrn Brix und Herrn Jöhnk für die Herstellung von allen Dingen, die aus Metall bestehen.
- meiner Freundin Claudia, meinen Eltern und meiner Schwester Kirsten für die gewährte Hilfe und Unterstützung während des ganzen Studiums.

13 Lebenslauf

Name:	FrankBock
Geboren:	20.04.1969inKiel
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	ledig
Kinder:	keine
1975-1979	Uwe-Jens-LornsenGrundschuleinKiel
1979-1988	Hans-Geiger-GymnasiuminKiel
1988-1990	ZeitsoldatfürzweiJahrebeiderBundesmarine
1990-1995	StudiumderPhysikanderChristian-Albrechts-UniversitätzuKiel
1990-1995	WechselndeBeschäftigungenbeiderDeutschenPostAG,Deutschen TelekomAGundderIsta-HaustechnikGmbH
1992	DiplomVorprüfung(sehrgut)
Januar96- Mai1996	BeschäftigungalswissenschaftlicheHilfskraftamInstitut.Aufbau einerwissenschaftlichenDatenbankaufBasisvonLotusApproach
Januar95- April1996	Diplomarbeit(sehrgut) „ExperimentezurMessungoptischdünnerEmissionsprofileder WasserstofflinieLymanalphainemBogenplasma“
März96- 1999	GründungderFirma <i>balticwebdesign</i> .Realisierungmehrerer ProjekteindenBereichenInternet, <i>e-commerce</i> undMultimedia. UnteranderemKooperationmitder <i>COMCITYAG</i> beiAufbauund VermarktungderbundesweitenAutomobilbörsedesdeutschen Kraftfahrzeugverbandes.DasOnline-Forum <i>Autocity</i> erhieltaufder CeBIT98den <i>SilverAward</i> imWettbewerbElectronicComme rce.
Juni96- August1996	WerkvertragmitderGemeinsamenVerwaltungimPhysikzentrum überdieEinrichtungeinesPeer-to-PeerNetzwe rkes

- Juli96-
August1996 WerkvertragmitdemDekanatderMathematisch-
NaturwissenschaftlichenFakultätüberdieEinrichtungund
BetreuungeinesPC-NetzwerkssowiedieEinweisungund
AusbildungderMitarbeiter
- Juni96-
Januar1997 WerkvertragmitdemRektoratderChristian-Albrechts-
UniversitätüberdieKonzeptionundUmsetzungneuerInternetseiten
derUniversitätKiel
- August98-
November1999 WerkvertragmitdemRektorderChristian-Albrechts-Universität
überdieBetreuungindenBereichenNetze,Multimedia,PCund
Internet
- Januar97-
Januar1998 WissenschaftlicheFörderungdurchdas *Graduiertenstipendiumdes
LandesSchleswig-Holstein* beiUntersuchungenanlaserinduzierten
Plasmen
- Januar98-
Dezember1999 WissenschaftlicherMitarbeiteramInstitutfürExperimentelleund
AngewandtePhysik
- Juli96-
Dezember1999 LeitungverschiedenerPraktika:
– PhysikfürMediziner
– AnfängerpraktikumfürPhysiker(Optik,Atomphysik)
– AufbaueinesneuenPraktikums *„PhysikmitdemComputer“* in
ZusammenarbeitmitProf.R.Lincke
– FortgeschrittenenpraktikumAtom-undPlasmaphysik
- Januar97-
Dezember1999 DissertationbeiProf.Dr.V.HelbigmitdemThema
*„StarkeffektderWasserstofflinie H_{α} ineinem
laserinduziertenPlasmahoherDichte“*

14 Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, daß ich die vorliegende Arbeit ausschließlich unter Anleitung meiner wissenschaftlichen Lehrer und unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Kiel, den 22.12.1999

(Frank Bock)