

**Spektroskopische Untersuchung
und Modellierung
eines lasererzeugten Heliumplasmas
im starken Magnetfeld**

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

vorgelegt von

Martin Burger

aus Tauberbischofsheim

Düsseldorf 2003

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

Referent: Prof. Dr. J. Uhlenbusch

Korreferent: Prof. Dr. O. Willi

Tag der mündlichen Prüfung: 15.07.2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Lasernerzeugte Plasmen	1
1.2	Historische Entwicklung	2
1.3	Zielsetzung dieser Arbeit	3
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Eigenschaften des Plasmas	7
2.1.1	Ideale Gasgleichung	7
2.1.2	Gasentartung in einem Plasma	8
2.1.3	Maximale Teilchendichten	9
2.1.4	Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung	9
2.1.5	Quasineutralität	10
2.1.6	Ionisationsenergieerniedrigung	12
2.1.7	Plasmafrequenz und kritische Elektronendichte	14
2.1.8	Stoßzeiten	15
2.1.9	Zündverhalten	17
2.1.10	Absorption von Laserstrahlung	23
2.1.11	Beugung und Selbstfokussierung	25
2.1.12	Aufheizprozeß und Thermalisierung	27
2.1.13	Thermodynamisches Gleichgewicht	28
2.2	Linienstrahlung	37
2.2.1	Emissionskoeffizient für Linienstrahlung	37
2.2.2	Die HeII Paschen- α -Linie	37
2.2.3	Dopplerverbreiterung	38
2.2.4	Zeeman-Aufspaltung und Paschen-Back-Aufspaltung	40
2.2.5	Stoßverbreiterung	42

2.2.6	Starkverbreiterung	42
2.2.7	Stark-Verschiebung der HeII Paschen- α -Linie	45
2.3	Kontinuumsstrahlung	46
2.3.1	Emissionskoeffizient der Bremsstrahlung	47
2.3.2	Emissionskoeffizient der Rekombinationsstrahlung	48
2.4	Verhältnis von Linienstrahlung zu Kontinuumsstrahlung	51
2.5	Lasererzeugte Plasmen im Magnetfeld	52
2.6	Numerische Behandlung des Aufheizvorgangs	62
2.6.1	Berechnung der Plasmaparameter	62
2.6.2	Ergebnisse	77
3	Experimenteller Aufbau	89
3.1	CO ₂ -Lasersystem	89
3.1.1	Gleichstromangeregter Laseroszillator	90
3.1.2	Elektro-optische Güteschaltung mit Cavity-Dumping	93
3.1.3	Das mikrowellenangeregte Laserverstärkersystem MIDAS	94
3.1.4	Optimierung des Entladungsdrucks im Laserverstärkersystem MIDAS	95
3.1.5	Variation der cw-Mikrowellenleistung	97
3.1.6	Variation des Entladungsdrucks	98
3.1.7	Gepulster Mikrowellenbetrieb	98
3.1.8	Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Anzahl der aktiven Ent- ladungsmodule	100
3.1.9	Optische Entkopplung und Strahlanpassung	100
3.1.10	Laserpulsform	103
3.2	Entladungskammer, Magnetfeld und Detektionsaufbau	104
3.2.1	Supraleitender Magnet	104
3.2.2	Entladungskammer	106
3.2.3	Optischer Detektionsaufbau	107
3.2.4	Spektrograph und Vielkanaldetektionssystem	107
3.2.5	Kalibrierung des optischen Aufbaus	109
3.2.6	Entabelung	110
3.2.7	Signallaufzeiten und Signalverbreiterung	111
4	Meßergebnisse	115
4.1	Versuche mit dem Off-Axis-Parabolspiegel	115

4.1.1	Zündverhalten und Pulsabsorption	115
4.1.2	Aufnahmen mit einer schnellen intensivierten CCD-Kamera	118
4.2	Versuche mit dem On-Axis-Parabolspiegel	121
4.2.1	Zündverhalten und Pulsabsorption	121
4.2.2	Aufnahmen mit einer schnellen intensivierten CCD-Kamera	124
4.2.3	Auswertung der aufgenommenen Spektren	128
4.2.4	Elektronendichte und Elektronentemperatur	132
5	Zusammenfassung	151
	Literaturverzeichnis	152
	Danksagung	169

Kapitel 1

Einführung

1.1 Lasererzeugte Plasmen

Der Begriff „Gasentladung“ hat seinen Ursprung im Vorgang der Entladung eines Kondensators durch den luftgefüllten Spalt zwischen Elektroden. Bei hinreichend hoher Spannung tritt ein elektrischer Durchschlag auf und das Gas zwischen den Elektroden wird ionisiert. Der Entladungsvorgang eines Kondensators mittels eines Durchschlags ist mit einer Leuchterscheinung verbunden, ähnlich einem Funken oder einer Flamme. Diese Leuchterscheinung nannte man Entladung und sagte, die Entladung „brenne“ [RAI97]. Als später ähnliche Phänomene teilweise auch stationär zwischen Kohleelektroden in einem Gleichstromkreis und noch später elektrodenlos durch Energiezufuhr mittels elektromagnetischer Wellen mit zunehmend kürzerer Wellenlänge erzeugt werden konnten, wurde der Begriff „Entladung“ dafür beibehalten, auch wenn keine sich entladenden Kondensatoren mehr unmittelbar daran beteiligt waren. Für die im Fokus eines Lasers erzeugten Plasmen setzte sich schließlich die Bezeichnung „optische Entladungen“ durch, um sie von auf andere Weise erzeugten Plasmen zu unterscheiden, etwa den mit Radiofrequenz erzeugten rf-Entladungen oder aber Mikrowellenplasmen. Wird das Plasma kontinuierlich unterhalten, so sprechen wir von kontinuierlichen optischen Entladungen (continuous optical discharge, COD), bei durch Laserpulse transient erzeugten Plasmen hingegen von gepulsten optischen Entladungen (pulsed optical discharge, POD). Laserinduzierte Plasmen nicht nur in Gasen sondern auch auf Festkörpern und in Flüssigkeiten sind heute Gegenstand zahlreicher Untersuchungen und je nach Anwendungszweck des laserinduzierten Plasmas hat sich eine Vielfalt von Bezeichnungen entwickelt, die meist als Akronym eine Beschreibung der Anwendung enthalten.

1.2 Historische Entwicklung

Bereits 1650 beobachtete Otto von Guericke einen Funkendurchschlag an einer Elektriermaschine. Weitere Versuche zur Entladung von elektrostatisch aufgeladenen Körpern mittels eines Durchschlags wurden im 18. Jahrhundert durchgeführt. Mit der Entwicklung leistungsfähiger Batterien zu Beginn des 19. Jahrhunderts gelang es V.V. Petrov 1803 in Sankt Petersburg, eine elektrische Entladung zwischen zwei Kohleelektroden aufrechtzuerhalten. Da diese säulenartige Entladung zwischen zwei horizontal voneinander entfernten Elektroden sich durch die Auftriebskraft nach oben wölbte, sprach man von einem Bogen oder einer Bogenentladung. In den Jahren 1831-1835 wurde von Faraday die Glimmentladung in einer auf etwa 70 Pa evakuierten Röhre bei einer Spannung von 1000 V entdeckt und untersucht. 1891 wurden von N. Tesla mit Radiofrequenz (rf) angeregte Entladungen beobachtet. Nach der Entdeckung der Kathodenstrahlen durch William Crooke und der Messung des Verhältnisses e/m durch J.J. Thomson wurde klar, daß der Strom in Gasen wesentlich durch Elektronen getragen wird. Um 1900 entdeckte J.S.E. Townsend die Gesetze der Ionisation von Gasentladungen in einem elektrischen Feld, den heute nach ihm benannten Townsendentladungen. In der Folge wurden Wirkungsquerschnitte und Rekombinationsraten sowie Driftgeschwindigkeiten bestimmt. 1928 schließlich wurde von I. Langmuir und L. Tonks der Begriff des Plasmas eingeführt und darauffolgend Beiträge zur Probentechnik und Plasmadiagnostik geliefert. Um 1940 wurden von G.I. Babat in Leningrad bereits rf-Entladungen mit einigen zehn kW Leistung erreicht. Der Fortschritt in der Radartechnik ermöglichte es Ende der vierziger Jahre S.S. Brown in den USA, systematische Untersuchungen an Mikrowellenentladungen durchzuführen. Schon kurz nach Realisierung des ersten Lasers 1960 durch T.H. Maiman [KNE95] wurden die ersten lasererzeugten Plasmen untersucht. 1962 wies man die Möglichkeit der chemischen Analyse von Oberflächen mittels laserinduzierter Plasmen nach (laser atomic emission spectrochemical analysis, LASEA) [KAG00]. Die Zündung der ersten optischen Entladung in einem Gas gelang 1963 im Fokus eines gepulsten Rubinlasers mit mehr als 10 MW Pulsspitzenleistung [MAK64]. In den ersten spektroskopischen Untersuchungen eines lasererzeugten Plasmas in einem Gas wurden 1964 mittels zeitlich gemittelter Emissionsspektren Elektronendichten und Elektronentemperatur in Luft-, Stickstoff- und Heliumentladungen abgeschätzt [BRA69],[MIN64],[MAN65]. Mit zunehmender Verfügbarkeit von Lasern und Lasern immer höherer Leistung nahm die Erforschung laserproduzierter Plasmen immer weiteren Raum ein und es wurde an möglichen Anwendungen wie etwa der Kernfusion geforscht. Die Verwendung zur spektroskopischen Elementanalyse hat sich inzwischen in Forschung und Industrie fest etabliert. Ein bis heute aktueller Forschungsschwerpunkt ist die Verwendung von lasererzeugten Plasmen als Strahlungsquelle im Vakuumultravioletten und im weichen Röntgenbereich für Anwendungen in der in-vivo-Mikroskopie im Wasserfenster oder in der Lithographie. Mit aktuellen Höchstleistungslasern werden

inzwischen bei Pulsdauern von nur wenigen Femtosekunden im Fokus Leistungsdichten bis zu 10^{20} Wcm^{-2} erreicht. Die elektrischen und magnetischen Feldstärken werden damit den Feldstärken innerhalb der Atome vergleichbar oder sogar deutlich größer und es spielen nichtlineare Prozesse und relativistische Effekte eine zunehmende Rolle. Im Fokus kann der Lichtdruck 10^{10} atm überschreiten und erreicht damit Werte, wie sie in der Nähe des Schwarzschildradius von schwarzen Löchern herrschen [SCH00]. Für die Grundlagenforschung eröffnen sich neue Perspektiven und Anwendungsmöglichkeiten. So können mit diesen Lasern höhere Harmonische bis in den Wellenlängenbereich von wenigen Nanometern erzeugt werden. In der Wechselwirkungszone können Elektronen, aber auch Protonen und schwerere Teilchen auf kurzer Wegstrecke auf hohe Energien beschleunigt werden. Die beobachteten Elektronenenergien reichen bis zu 220 MeV. Die Erzeugung hochenergetischer Teilchen durch diese Laser könnte in Konkurrenz zu teuren Beschleunigern treten. Im Bremsstrahlungsspektrum der mit Femtosekundenlasern erzeugten Elektronen wurde entsprechend Röntgenstrahlung bis zu einigen zehn MeV nachgewiesen. Diese Röntgenstrahlung hat genug Energie, um Kernreaktionen auszulösen. Die Ionen im Plasma werden hinreichend beschleunigt, um z.B. Deuterium-Deuterium-Kernfusion zu ermöglichen. Auf diese Art werden von einem Laserpuls bis zu 10^9 Neutronen mit einer Pulsdauer von anfangs wenigen Pikosekunden freigesetzt. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit besteht für gepulste Röntgenstrahlung in medizinischen Anwendungen. Bei konventionellen Röntgenapparaten verschlechtert der hohe Anteil an am Untersuchungsobjekt vielfach gestreuter Röntgenstrahlung den Kontrast der Aufnahmen. Mit gepulster Röntgenstrahlung in Verbindung mit einem hinreichend schnellen Detektor könnte der ungestreute Anteil der Röntgenstrahlung durch seine kürzere Laufzeit von dem gestreuten Anteil mit größerer Laufzeit getrennt werden. Damit sind Aufnahmen mit besserem Kontrast oder verminderter Strahlenbelastung möglich.

1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Universität Düsseldorf wurden seit den siebziger Jahren lasererzeugte Plasmen in Gasen untersucht. Da sie ohne Elektroden auskommen und frei von Wandkontakt brennen, sind hohe Reinheiten möglich. Anfangs handelte es sich um kontinuierliche optische Entladungen in Edelgasen bei einem Druck von 0,1-20 MPa, die zwar mit äußerer Hilfe gezündet werden mußten, dann aber von einem CO_2 -Laser unterhalten werden konnten [CAR83], [UHL83a], [KRA85]. In diesen Plasmen herrschten Temperaturen von etwa 10^4 K bei hohen Elektronendichten von bis zu $1,2 \cdot 10^{24}$ m^{-3} . Sie eigneten sich zur Überprüfung der Gültigkeit von Modellen zur Linienverbreiterung und -verschiebung.

Durch den Übergang zu gepulster CO_2 -Laserstrahlung mit Spitzenleistungen von einigen

hundert Kilowatt wurde es möglich, die Plasmen alleine durch den Laserstrahl ohne äußere Hilfe zu zünden. Durch die hohe Pulsspitzenleistung wurden in Wasserstoff Elektronendichten von bis zu $5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ bei Temperaturen größer als 70 000 K möglich [VIÖ88], [UHL90].

Mit einem weiter verbesserten mikrowellenangeregten CO₂-Lasersystem wurden Plasmen mit Repetitionsraten von mehreren Kilohertz erzeugt, wobei der Arbeitsdruck auf Atmosphärendruck und darunter gesenkt werden konnte. Als zusätzlicher Parameter wurde ein Magnetfeld von 0,5 Tesla eingesetzt, das jedoch keinen nennenswerten Einfluß auf das Plasma hatte. Die Laserpulse wurden durch eine Chopperscheibe in einem Intra-Cavity-Teleskop des Laseroszillators erzeugt. Mit einer Pockelszelle zur Güteschaltung mit „Cavitydumping“ erzeugte Laserpulse einer Pulshalbwertsbreite von etwa 33 ns erwiesen sich dabei als zu kurz. Die Absorption von Laserleistung setzte erst gegen Ende des Laserpulses ein. Als problematisch stellte sich außerdem ein Anschwingen des Lasersystems in Verbindung mit den optischen Entladungen dar, das die Leistung des Lasersystems beschränkte. In Heliumplasmen bei 80-93 kPa wurden von Budde [BUD95] und Freisinger [FRE94] Elektronendichten von etwa 10^{24} m^{-3} bei Elektronentemperaturen von 150 000-200 000 K gemessen.

Aus der Literatur [KAI78] ist bekannt, daß unter dem Einfluß eines Magnetfelds von mehreren Tesla Flußdichte eine Zündung bei geringeren Laserintensitäten und Drücken stattfinden kann, die radiale Expansion eingeschränkt werden kann und höhere Teilchendichten möglich sind.

Im Rahmen dieser Arbeit soll der Einfluß eines stärkeren Magnetfelds auf Zündschwelle, Zündverhalten, Plasmaexpansion und die räumliche und zeitliche Entwicklung der Teilchendichten und -temperaturen eines lasererzeugten Plasmas untersucht werden. Es soll im Hinblick auf mögliche zukünftige Anwendungen, etwa als Strahlungsquelle, mit Hilfe des Magnetfelds und Verbesserungen am Lasersystem eine Plasmazündung bei geringerem Druck erreicht werden und ein heißeres lasererzeugtes Plasma mit größerer axialer und geringerer radialer Ausdehnung erzeugt werden, als es bei den vorhergehenden Untersuchungen der Fall war.

Dazu sind einige Änderungen am vorhanden Lasersystem durchzuführen. Durch eine optische Entkopplung des Lasersystems zwischen Laseroszillator und dem nachgeschalteten Verstärker muß das bisher auftretende Anschwingen des Gesamtsystems verhindert werden, welches die Laserleistung unkontrollierbar beeinflusste. Ein Umbau des Oszillators zur Verlängerung der Pulse soll eine bessere Laserabsorption und damit heißere Plasmen ermöglichen. Versuche am Lasersystem bezüglich des optimalen Drucks des Lasergases im mikrowellenangeregten Verstärker sowie mit gepulster Mikrowellenanregung sollen die Potentiale des Verstärkers weiter ausreizen, um höhere Laserpulsenergien und Pulsspitzenleistungen und damit kleinere Zünddrücke und höhere Temperaturen zu erhalten. Für die Messungen ist ein neuer Versuchsaufbau mit einem supraleitenden Magneten aufzu-

bauen, in dem Flußdichten bis zehn Tesla erreicht werden können, bei denen im Gegensatz zu den bisher möglichen 0,5 Tesla ein deutlicher Einfluß auf das Plasma erwartet wird.

Trotz eines allgemeinen Trends zu immer kürzeren und stärkeren Laserpulsen gehören mit Laserpulsen von über einer Nanosekunde erzeugte Plasmen immer noch zum aktuellen Stand der Forschung, vor allem als mögliche kohärente Strahlungsquelle im VUV und XUV. Für die Verwendung eines CO₂-Lasers zur Aufheizung spricht vor allem eine vergleichsweise niedrige kritische Elektronendichte von etwa 10^{25} m^{-3} , bei der ein externes Magnetfeld stärkeren Einfluß hat als bei größeren Elektronendichten, eine erhöhte Absorption der Laserstrahlung durch die größere Wellenlänge, da der Absorptionskoeffizient für inverse Bremsstrahlung proportional zum Quadrat der Laserwellenlänge ist, sowie eine hohe mögliche Repetitionsrate von mehreren Kilohertz für eine hohe mittlere Strahlungsleistung. Das vorhandene Lasersystem erlaubt eine hohe Repetitionsrate, die nicht vom eigentlichen Lasersystem sondern von der Leistungsfähigkeit eines Hochspannungsschalters auf 6 kHz begrenzt ist. Bei dieser Repetitionsrate hat die Restionisation des lasererzeugten Plasmas des vorhergehenden Laserpulses günstige Auswirkungen auf das Zündverhalten. Probleme kann hingegen die Defokussierung des Laserstrahls an Elektronendichtegradienten im Plasma bereiten, die ebenfalls proportional zum Quadrat der Laserwellenlänge ist. Sie erschwert vor allem bei kurzen Laserpulsen mit sehr hohen Elektronendichtegradienten die Einkopplung von Energie in das Plasma.

Im zweiten Kapitel werden die zum Verständnis der lasererzeugten Plasmen benötigten theoretischen Grundlagen vorgestellt. Neben Überlegungen zum Zündverhalten und dem Einfluß eines Magnetfelds auf lasererzeugte Plasmen wird insbesondere auf Strahlungsprozesse und die Linienverbreiterung eingegangen, anhand derer die Elektronendichte und -temperatur bestimmt wurden. Ein numerisches Modell zur zeitlichen Entwicklung eines lasererzeugten Plasmas erlaubt eine Abschätzung der zu erwartenden Elektronendichten und Temperaturen in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Im dritten Kapitel wird das verwendete Lasersystem und dessen Optimierung beschrieben und der Versuchsaufbau zur Spektroskopie vorgestellt. Mit dieser Anordnung wurden lasererzeugte Plasmen mit einer hohen Repetitionsrate von 6 kHz in Helium erzeugt und bei einer magnetischen Flußdichte von 8 Tesla untersucht.

Im vierten Kapitel schließlich werden die Meßergebnisse in Abhängigkeit von Druck und Magnetfeld präsentiert und mit den Rechnungen und den Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen verglichen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Eigenschaften des Plasmas

In diesem Kapitel wird auf einige grundlegende Eigenschaften von Plasmen eingegangen, die zum Verständnis der gepulsten optischen Entladung nötig sind.

2.1.1 Ideale Gasgleichung

In einem Gas oder Plasma setzt sich der Druck p aus der Summe der Produkte der verschiedenen Teilchendichten mit deren jeweiliger Temperatur und der Boltzmann-Konstanten k_B nach der idealen Gasgleichung (Gesetz von Dalton) wie folgt zusammen:

$$p = \sum_a n_a k_B T_a . \quad (2.1)$$

Dabei kann a für Neutralteilchen, Elektronen und positive und negative Ionen stehen. Der Energieübertrag zwischen Teilchen mit einem Massenverhältnis sehr viel größer oder kleiner als eins ist viel geringer als der zwischen Teilchen vergleichbar großer Masse. Wird nur eine Spezies (Elektronen) geheizt, so kann die Temperatur der Schwerteilchen stark von der Elektronentemperatur abweichen (siehe auch Abschnitt 2.1.12). Dies ist vor allem bei sich zeitlich schnell ändernden Plasmabedingungen oder bei geringen Teilchendichten der Fall. Bei Prozeßplasmen oder ECR-Plasmen in einem Druckbereich von weniger als 100 Pa werden die Elektronen geheizt. Die Elektronentemperatur liegt in solchen Plasmen häufig bei 10 000 K oder mehr, während die Iontemperatur die Umgebungstemperatur von 300 K nur unwesentlich überschreitet [RAI97]. Wird im Tokamak das Plasma durch Neutralteilcheninjektion geheizt, so kann auch die Schwerteilchentemperatur die Elektronentemperatur übertreffen [REI01].

Nach [GRI64] führt die Coulombwechselwirkung der geladenen Teilchen untereinander zu

einer Druckerniedrigung Δp gegenüber der idealen Gasgleichung:

$$\Delta p = \frac{e^3}{24 \pi \varepsilon_0^{3/2} \sqrt{k_B T}} \cdot \left(n_e + \sum_a z(a)^2 n_a^{z+} \right)^{3/2} \quad (2.2)$$

$$= 5,57 \cdot 10^{-31} \cdot \frac{\left(n_e/m^{-3} + \sum_a z(a)^2 n_a^{z+}/m^{-3} \right)^{3/2}}{\sqrt{T/K}} \text{ Pa} . \quad (2.3)$$

Diese Druckerniedrigung ist im allgemeinen klein gegenüber dem nach Gleichung (2.1) berechneten gaskinetischen Druck und kann vernachlässigt werden. Bei einem praktisch vollständig ionisierten Heliumplasma mit $T_e=100\,000$ K und $n_e=5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ beträgt die Druckerniedrigung mit $\Delta p=10^5$ Pa nur etwa ein Prozent des gaskinetischen Drucks von $p=10^7$ Pa.

2.1.2 Gasentartung in einem Plasma

Da Elektronen als Spin-1/2 Teilchen Fermionen sind und somit dem Pauli-Verbot und damit der Fermi-Statistik unterliegen, bricht die obige Beschreibung des Elektronengases als ideales Gas nach [UHL83b] zusammen, sobald der mittlere Elektronenabstand $d=n_e^{-1/3}$ nicht mehr wesentlich größer ist als die mittlere de-Broglie-Wellenlänge, die in [BEC78] mit

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2 \pi m_e k_B T_e}} \quad (2.4)$$

eingeführt wird. Berücksichtigt man den ersten Term einer Entwicklung nach

$$\frac{\lambda_{dB}}{d} \ll 1 , \quad (2.5)$$

so folgt für die Zustandsgleichung nach [BEC78] für den Druck eines Elektronengases (Fermigas):

$$p_e = n_e k_B T_e \left(1 + \frac{\lambda_{dB}^3}{4\sqrt{2} \cdot n_e} \right) . \quad (2.6)$$

Die Druckerhöhung entspricht formal der Abstoßung der Fermiteilchen.

Plasmen die der Bedingung $\lambda_{dB}^3 n_e \geq 1$ genügen, werden als stark entartete Plasmen bezeichnet und haben in der Astrophysik große Bedeutung. Wegen $\lambda_{dB}^3 n_e \sim T_e^{-3/2} \cdot n_e$ erfordert ihr Auftreten hohe Elektronendichten bei entsprechend geringen Elektronentemperaturen. Genügen Plasmen der Bedingung $\lambda_{dB}^3 n_e \ll 1$, so werden sie als schwach entartet bezeichnet. Für ein Plasma mit Elektronendichten kleiner als $5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ und Elektronentemperaturen größer als $70\,000$ K ist $\lambda_{dB}^3 n_e$ kleiner als $1,1 \cdot 10^{-3}$, so daß die im Experiment zu erwartenden Plasmen als ideal betrachtet werden können.

2.1.3 Maximale Teilchendichten

Nach der idealen Gasgleichung ist bei gegebenem Druck und bei gegebener Temperatur bei einem atomaren Gas die Teilchendichte festgelegt. Bei dem im Experiment verwendeten Druck von 80 kPa und einer Temperatur von 300 K liegt diese Dichte bei $1,93 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Daher kann in Helium mit zwei Elektronen bei einer als instantan angenommenen vollständigen Ionisierung durch einen Laserpuls ohne Auftreten einer Stoßwelle maximal eine Elektronendichte von $3,86 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ auftreten. Bei der verwendeten hohen Laserpulsrepetitionrate von 6 kHz liegt die Temperatur zu Beginn eines Laserpulses deutlich über 300 K und es sind entsprechend geringere Elektronendichten erreichbar.

2.1.4 Maxwellische Geschwindigkeitsverteilung

In der Regel wird von einer Maxwellischen Geschwindigkeitsverteilung der verschiedenen Spezies ausgegangen. Die auf eins normierte Verteilungsfunktion hat für Teilchen der Masse m und der Temperatur T die allgemeine Form:

$$f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T}} dv_x dv_y dv_z . \quad (2.7)$$

Für eine einzelne Geschwindigkeitskomponente und den Betrag der Geschwindigkeit folgen hieraus nach [REI87] und [GER99]:

$$f(v_i) dv_i = \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{1/2} e^{-\frac{mv_i^2}{2k_B T}} dv_i , \quad (i = x, y, z), \quad (2.8)$$

$$f(v) dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv . \quad (2.9)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung für eine Geschwindigkeitskomponente v_i bestimmt das Linienprofil bei der Dopplerverbreiterung und führt zu einem Gaußprofil (siehe Gleichung (2.93) und (2.94)). Aus der Maxwellischen Geschwindigkeitsverteilung für den Betrag der Geschwindigkeit ergeben sich die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} und die mittlere quadratische Geschwindigkeit $\overline{v^2}$ nach [CAP72] und [REI87] zu:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 k_B T}{\pi m}} , \quad (2.10)$$

$$\overline{v^2} = \frac{3 k_B T}{m} , \quad (2.11)$$

in Übereinstimmung mit der mittleren kinetischen Energie $\langle E \rangle = \overline{E_{\text{kin}}} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} k_B T$ eines Teilchens. Auf die kinetische Energie E_{kin} umgerechnet, wird die Verteilung von der Masse unabhängig:

$$f(E_{\text{kin}}) dE_{\text{kin}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \sqrt{E_{\text{kin}}} e^{-\frac{E_{\text{kin}}}{k_B T}} dE_{\text{kin}} . \quad (2.12)$$

Bei Kontinuumsstrahlungsprozessen durch frei-frei-Strahlung kann zu einer bestimmten Wellenlänge nur derjenige Anteil N^* der Elektronen einen Beitrag liefern, der eine von dieser Wellenlänge abhängige kinetische Mindestenergie E_{\min} aufweist (siehe Abschnitt 2.3.1).

$$N^* = N_0 \int_{E_{\min}}^{\infty} f(E_{\text{kin}}) dE_{\text{kin}} . \quad (2.13)$$

Bei der Gyration von Elektronen in einem Magnetfeld wird zwischen den zu \vec{B} parallelen und senkrechten Komponenten v_{\parallel} und v_{\perp} unterschieden. Im weiteren sei der Einfachheit halber $\vec{B}=(0, 0, B)$ angenommen. Während für $v_z=v_{\parallel}$ eine Verteilung gemäß Gleichung (2.8) gilt, kann die Verteilung für v_{\perp} unter Berücksichtigung der Beziehung $v_{\perp}^2=v_x^2+v_y^2$ aus Gleichung (2.7) durch Integration über v_z von $-\infty$ m/s bis $+\infty$ m/s gewonnen werden:

$$f(v_{\perp})dv_{\perp} = \left(\frac{m}{k_B T} \right) v_{\perp} e^{\left(-\frac{mv_{\perp}^2}{2k_B T} \right)} dv_{\perp} , \quad (2.14)$$

$$\overline{v_{\perp}} = \sqrt{\frac{\pi k_B T}{2m}} . \quad (2.15)$$

Die Geschwindigkeitskomponente $\overline{v_{\perp}}$ bestimmt den mittleren Larmorradius von geladenen Teilchen bei der Gyration in einem Magnetfeld (Siehe Abschnitt 2.5). Werden die Elektronen durch einen Heizmechanismus geheizt, der den Elektronen kinetische Energie bevorzugt in einer bestimmten Raumrichtung zuführt, etwa in bestimmten elektrischen Wechselfeldern, oder findet in Magnetfeldern Wärmetransport bevorzugt in einer Raumrichtung statt, so können anisotrope Verteilungen auftreten, die als Bi-Maxwellsche Verteilungen mit unterschiedlichen Temperaturen beschrieben werden können. In Magnetfeldern $\vec{B}=(0, 0, B)$ kann dann für die Geschwindigkeitsverteilung f nach [GOL98] gelten:

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{k_B T_{\parallel}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{m}{k_B T_{\perp}} \right)^1 e^{\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T_{\parallel}} - \frac{m(v_x^2+v_y^2)}{2k_B T_{\perp}} \right)} , \quad (2.16)$$

mit unterschiedlichen Temperaturen T_{\parallel} und T_{\perp} . Durch Stöße der Elektronen mit Ionen und Atomen mit einem unter Umständen stark geschwindigkeitsabhängigen Streuquerschnitt für inelastische Stöße kann es vor allem in bestimmten Geschwindigkeitsbereichen zu deutlichen Abweichungen von der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung kommen. Wegen der hohen Elektronendichten und damit verbundenen kurzen Einstellzeiten (siehe Abschnitt 2.1.8) für eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung wird in dieser Arbeit im weiteren vom Vorliegen einer solchen ausgegangen.

2.1.5 Quasineutralität

In einem hinreichend großen Plasmavolumen heben sich die positiven und die negativen Ladungen gegenseitig auf und schirmen sich gegenseitig ab. Es gilt die Quasineutra-

litätsbedingung:

$$n_e - \sum_z z n^{z+} = 0 \quad (2.17)$$

Als hinreichend groß gilt ein Volumen, das größer ist als die Debyekugel. Abweichungen treten jedoch innerhalb der Debyekugel auf. Es können zwei Grenzfälle unterschieden werden:

Ist $T_e \gg T_i$, so können die Ionen als unbeweglicher Hintergrund betrachtet werden und die Abschirmung ist durch die Bewegung der Elektronen bestimmt. Für den Radius ϱ_D der Debyekugel gilt dann nach [LEL92]:

$$\varrho_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 \cdot n_e}} . \quad (2.18)$$

Der Debyeradius wird auch Debyesche Abschirmlänge genannt, da das sogenannte Debyepotential $\Phi(r)$ einer Probeladung im Plasma durch die Ladungsverteilung mit dem Abstand r mit $\Phi(r) \sim \frac{1}{r} e^{-\frac{r}{\varrho_D}}$ um den Faktor $e^{-\frac{r}{\varrho_D}}$ schneller abnimmt als das Potential einer Probeladung im Vakuum [KEG98].

Bei zunehmender Ionentemperatur liefern auch die Ionen einen Beitrag zur Abschirmung. In der Literatur geht dieser Beitrag in Abhängigkeit von der Ionentemperatur unterschiedlich in die Abschirmlänge ein ([LEL92], [GOL98], [KIH63]). Für gleiche Ionen- und Elektronentemperatur wird der Debyeradius in [ECK56] und [EIN74] wie folgt angesetzt:

$$\varrho_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 \cdot \left(n_e + \sum_z z^2 n_i^{z+} \right)}} = 69,01 \sqrt{\frac{T_e/K}{n_e/m^{-3} + \sum_z z^2 n_i^{z+}/m^{-3}}} \text{ m} . \quad (2.19)$$

In der Debyekugel befindet sich eine Anzahl von N_D Ladungsträgern mit:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \varrho_D^3 n_e , \quad (2.20)$$

wobei für die Gültigkeit der Quasineutralität diese Zahl viel größer als eins sein soll:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \varrho_D^3 n_e \gg 1 . \quad (2.21)$$

Mit abnehmender Temperatur und zunehmender Ladungsträgerdichte wird diese Beziehung zunehmend schlechter erfüllt, wie in Tabelle 2.1 zu erkennen ist. Der Debyeradius liegt für die in der Tabelle aufgeführten Elektronendichten und Temperaturen zwischen 1,8 nm und 126 nm. Da die erwarteten Elektronendichten nicht wesentlich über 10^{25} m^{-3} liegen dürften (siehe Abschnitt 2.1.7), kann immer von einer Gültigkeit der Quasineutralität innerhalb der Debyekugel ausgegangen werden.

T_e/K	n_e/m^{-3} N_D	$5 \cdot 10^{22}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{23}$	10^{24}	$5 \cdot 10^{24}$	10^{25}	$5 \cdot 10^{25}$
100 000		37,6	26,6	11,9	8,4	3,8	2,7	1,19
200 000		106	75,1	33,6	23,8	10,6	7,5	3,36
300 000		195	183	61,8	43,7	19,5	13,8	6,18
400 000		301	213	95,1	67,3	30,1	21,3	9,5
500 000		420	297	133	94,0	42	29,7	13,3

Tabelle 2.1: Anzahl N_D der Elektronen in der Debyekegel für verschiedene Elektronendichten und Elektronentemperaturen.

2.1.6 Ionisationsenergieerniedrigung

Die Atome oder Ionen erfahren im Plasma eine Erniedrigung der Ionisationsenergie. Diese wurde in mehreren Arbeiten wie [UNS48] und [ECK56] berechnet und in Arbeiten von [OLS61] und [ECK66] auch experimentell untersucht. Nach [ECK66] gilt:

$$\Delta E_I = \frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 \varrho_D} . \quad (2.22)$$

Aus der Absenkung der Ionisationsenergie folgt, daß die Zahl der gebundenen Zustände endlich wird und damit eine höchste Hauptquantenzahl n_{\max} existiert. [JAN87] gibt Gleichungen für diese maximale Hauptquantenzahl für neutrales und einfach ionisiertes Helium an. Im Falle des neutralen Heliums beruht die Gleichung auf einer wasserstoffähnlichen Behandlung der betroffenen Energieniveaus:

$$n_{\max}^{\text{He}} = \sqrt{\frac{E_H}{\Delta E_I}} , \quad (2.23)$$

$$n_{\max}^{\text{He}^+} = 2 \cdot \sqrt{\frac{E_H}{\Delta E_I}} . \quad (2.24)$$

E_H ist die Ionisationsenergie des Wasserstoffatoms von 13,6 eV. Aus der Erniedrigung der Ionisationsenergie folgt unmittelbar eine Verschiebung der Seriengrenze hin zu größeren Wellenlängen. Typische Werte der Ionisationsenergieerniedrigung für Temperaturen von 10^5 K bis $5 \cdot 10^5$ K und Elektronendichten zwischen 10^{23} m^{-3} und 10^{25} m^{-3} liegen zwischen zehn und einigen hundert meV. In Tabelle 2.2 ist die Ionisationsenergieerniedrigung für den möglichen Elektronendichte- und Temperaturbereich tabelliert. In den Abbildungen 2.1 und 2.2 ist die mit diesen Werten berechnete maximal besetzte Hauptquantenzahl n_{\max} für einige Elektronentemperaturen über der Elektronendichte aufgetragen. Die maximal besetzte Hauptquantenzahl geht in die Berechnung der Zustandssumme (siehe Abschnitt 2.1.13.4) ein.

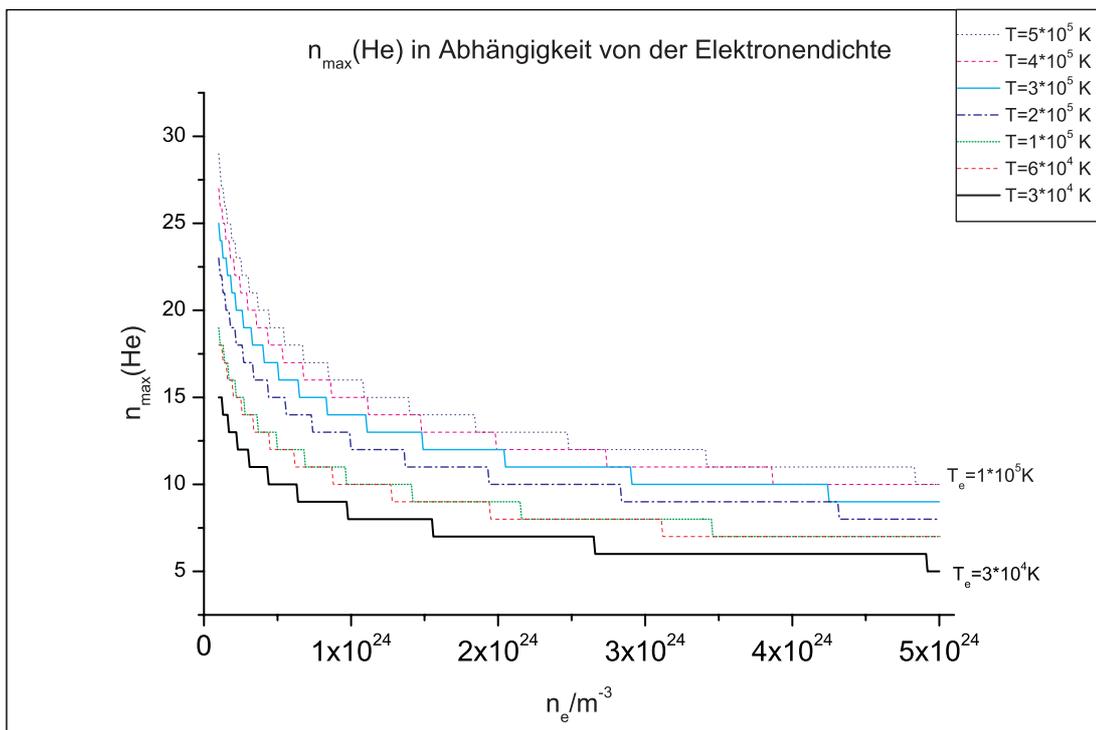


Abbildung 2.1: Maximal besetzte Hauptquantenzahl von He^0 nach Gleichung (2.23)

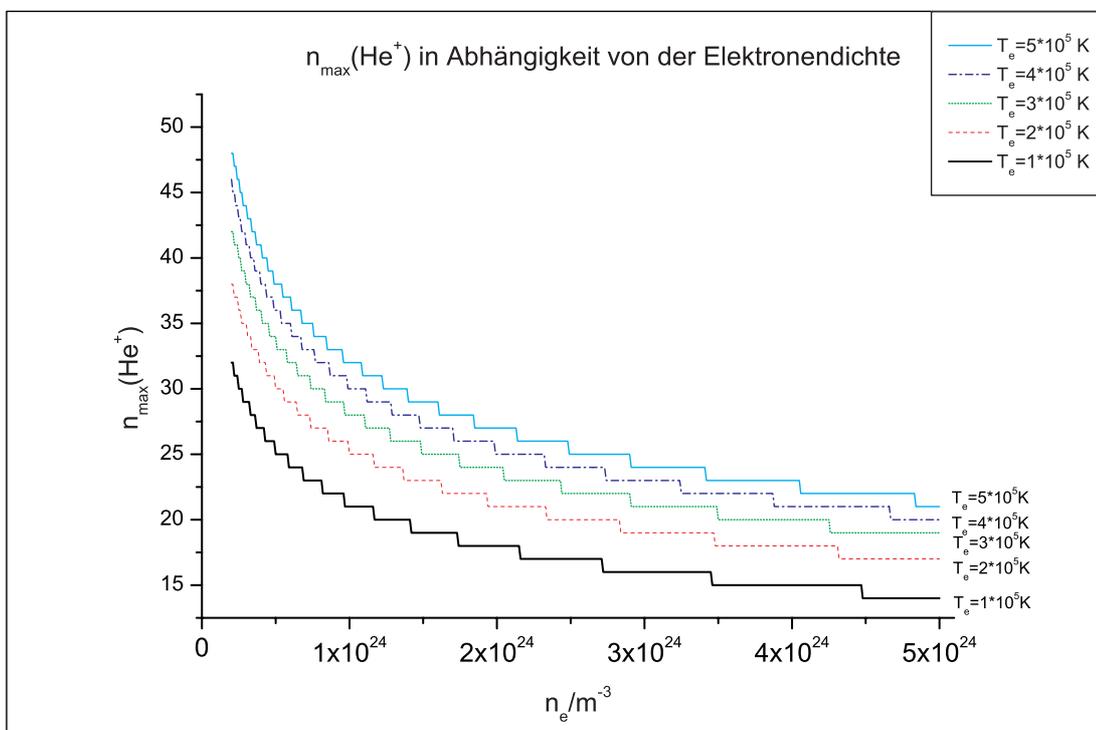


Abbildung 2.2: Maximal besetzte Hauptquantenzahl von He^+ nach Gleichung (2.24)

T_e/K	n_e/m^{-3} $\Delta E_I/eV$	$5 \cdot 10^{22}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{23}$	10^{24}	$5 \cdot 10^{24}$	10^{25}	$5 \cdot 10^{25}$
100 000		0,025	0,036	0,081	0,114	0,256	0,361	0,808
200 000		0,018	0,026	0,057	0,081	0,180	0,256	0,571
300 000		0,015	0,021	0,047	0,066	0,148	0,209	0,467
400 000		0,013	0,018	0,040	0,057	0,128	0,181	0,404
500 000		0,011	0,016	0,036	0,051	0,114	0,162	0,361

Tabelle 2.2: *Ionisationsenergieerniedrigung in eV für verschiedene Elektronendichten und Elektronentemperaturen. Die Ionisationsenergieerniedrigung bestimmt die maximal besetzte Hauptquantenzahl (siehe Abbildungen 2.1 und 2.2) und geht über diese in die Zustands-summe ein (siehe Abschnitt 2.1.13.4).*

2.1.7 Plasmafrequenz und kritische Elektronendichte

Jede Störung oder Abweichung von der Ladungsneutralität im Plasma bewirkt durch die Raumladungen starke elektrische Kräfte auf die geladenen Plasmateilchen. Die elektrischen Felder sind so gerichtet, daß sie zu einer Kompensation der Störung führen. Die charakteristische Zeit in der ein Plasma auf eine Störung reagiert, d.h. in der eine Störung im wesentlichen abgeschirmt wird, ist $1/\omega_p$. Dabei ist ω_p in einem stoßfreien Plasma die wie folgt definierte Plasmafrequenz [KEG98],[BER81]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} . \quad (2.25)$$

Die Plasmafrequenz ist somit zugleich auch die Grenzfrequenz, unterhalb der sich eine elektromagnetische Welle nicht mehr im stoßfreien Plasma ausbreiten kann. Für eine gegebene Frequenz ω der elektromagnetischen Welle gibt es also eine kritische Elektronendichte. Wird diese kritische Elektronendichte, die auch Cut-Off-Dichte genannt wird, überschritten, so ist die Welle im stoßfreien Plasma nicht mehr ausbreitungsfähig:

$$n_{e,krit} = \frac{\omega^2 m_e \varepsilon_0}{e^2} . \quad (2.26)$$

Für einen CO₂-Laser der Wellenlänge $10,6 \mu m$ ($\nu_L = 2,83 \cdot 10^{13} s^{-1}$, bzw. $\omega_L = 1,78 \cdot 10^{14} s^{-1}$) liegt diese Dichte zunächst bei $n_{e,krit0} = 9,9 \cdot 10^{24} m^{-3}$. Wird die kollektive Wechselwirkung der Elektronen durch impulsaustauschende Coulombstöße gestört, so ergibt sich nach [RAI97] eine Korrektur der kritischen Elektronendichte gemäß:

$$n_{e,krit} = n_{e,krit0} \cdot \left(1 + \left(\frac{\nu_e}{\omega_L} \right)^2 \right) . \quad (2.27)$$

Hierbei ist ν_e die nachfolgend behandelte Stoßfrequenz $1/\tau_e$ der Elektronen für impulsaustauschende Stöße.

2.1.8 Stoßzeiten

Im Plasma besteht zwischen den geladenen Teilchen eine im Vergleich zu neutralen Gasen langreichweitige Wechselwirkung, über die die Teilchen untereinander Impuls und Energie austauschen. Im Gegensatz zum neutralen, verdünnten Gas, bei dem Stöße zwischen jeweils zwei Partnern stattfinden, sind im Plasma jeweils viele Teilchen ($\sim N_D$) in kollektiver Wechselwirkung [REI01]. Um den Impuls- und Energieübertrag der verschiedenen Spezies quantitativ erfassen zu können, kann die Wechselwirkung der Teilchen untereinander durch Stoßfrequenzen für Impuls- und Energieübertrag beschrieben werden. Im folgenden wird auf impuls austauschende Stöße und deren Stoßfrequenzen eingegangen.

Die Stoßfrequenz ν_e für impuls austauschende Stöße der Elektronen setzt sich aus den Stoßfrequenzen der Elektronen mit Neutralteilchen, mit geladenen Ionen sowie der Stoßfrequenz der Elektronen untereinander zusammen.

In der Anfangsphase der gepulsten lasererzeugten Entladung überwiegen die Stöße mit neutralem Helium. Der Wirkungsquerschnitt für Stöße von Elektronen mit neutralem Helium ist nach [DEV68] bis zu Energien von etwa 10 eV annähernd konstant bei etwa $6,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ und beginnt erst dann zu höheren Energien hin deutlich kleiner zu werden. Für die Stoßfrequenz kann daher in der Anfangsphase bei noch nicht zu hohen Elektronentemperaturen der Stoßquerschnitt als geschwindigkeitsunabhängig angenommen werden und aus dem Stoßintegral herausgezogen werden:

$$\nu_{e\text{He}} = \frac{1}{\tau_{e\text{He}}} = n_{\text{He}} \langle v_{e,\text{He}} \sigma_{e,\text{He}} \rangle \quad (2.28)$$

$$\approx n_{\text{He}} \sigma_{e,\text{He}} \int f(v) v \, dv \quad (2.29)$$

$$= n_{\text{He}} \sigma_{e,\text{He}} \bar{v}_e \quad (2.30)$$

$$= n_{\text{He}} \sigma_{e,\text{He}} \sqrt{\frac{8 k_B T_e}{\pi m_e}}. \quad (2.31)$$

In der Anfangsphase des Plasmas mit noch niedriger Ionentemperatur und daher hoher Heliumatomdichte von 10^{25} m^{-3} (entspricht etwa 80 kPa bei $T_i=500 \text{ K}$) und einer bereits mäßigen Elektronentemperatur von 20 000 K erhält man damit eine Stoßfrequenz $\nu_{e\text{He}}$ von $5,9 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ bzw. eine Stoßzeit $\tau_{e\text{He}}$ von $1,69 \cdot 10^{-12} \text{ s}$.

Mit zunehmender Temperatur und Ionisation des Heliums nimmt die Atomdichte zugunsten der Ionendichte ab und der mit größerer Geschwindigkeit abnehmende Stoßquerschnitt macht Gleichung (2.31) ab einigen zehntausend K zunehmend ungünstig. Die Stoßfrequenz von Elektron-Atom-Stößen wird kleiner, während die Elektron-Ion-Stöße an Bedeutung gewinnen.

Für impuls austauschende Coulombstöße von geladenen Teilchen der Sorte a mit geladenen Teilchen der Sorte b kann nach [HIN83] und [FUS92] bei Vorliegen einer Maxwell'schen

Geschwindigkeitsverteilung eine charakteristische Stoßzeit τ_{ab} gemäß

$$\tau_{ab} = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{Z_a Z_b e^2} \right)^2 \frac{m_a^2 m_b}{m_a + m_b} \left(k_B \left(\frac{T_a}{m_a} + \frac{T_b}{m_b} \right) \right)^{3/2} \frac{1}{n_b \ln \Lambda} \quad (2.32)$$

berechnet werden. Dabei ist $m_{a,b}$ die Masse der Teilchensorte a bzw. b, $T_{a,b}$ die jeweilige Temperatur, $n_{a,b}$ die jeweilige Dichte, $Z_{a,b}$ die jeweilige Ladungszahl und $\ln \Lambda$ der Coulomb-Logarithmus [SPI62], [KEG98]:

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{12\pi}{Z\sqrt{n_e}} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2} \right)^3} \right), \quad (2.33)$$

$$\Lambda = 1,2389 \cdot 10^7 \cdot \frac{(T_e/K)^{3/2}}{Z\sqrt{(n_e/m^{-3})}}. \quad (2.34)$$

Die Stoßzeit τ_{ab} ist die charakteristische Zeit, in der sich der Impuls eines Teilchens a durch Coulombstöße mit Teilchen der Sorte b wesentlich ändert. Für Stöße gleicher Teilchen untereinander ist τ_{aa} zugleich die Zeit, in der Störungen in der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung dieser Teilchensorte durch Stöße ausgeglichen werden.

T_e/K	n_e/m^{-3} τ_{ee}/ps	$5 \cdot 10^{22}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{23}$	10^{24}	$5 \cdot 10^{24}$	10^{25}	$5 \cdot 10^{25}$
100 000		33,0	17,3	3,90	2,06	0,477	0,255	0,061
200 000		81,8	42,7	9,46	4,97	1,12	0,594	0,138
300 000		140	72,9	16,1	8,40	1,88	0,989	0,226
400 000		206	107	23,5	12,2	2,72	1,43	0,323
500 000		279	144	31,5	16,4	3,63	1,90	0,428

Tabelle 2.3: Werte der Elektron-Elektron-Stoßzeit τ_{ee} in ps für verschiedene Elektronendichten und Elektronentemperaturen nach Gleichung (2.32).

Der Coulomblogarithmus variiert in dem in Tabelle 2.3 aufgeführten Bereich nur schwach zwischen vier und zehn während die Elektronen-Elektronen-Stoßzeit τ_{ee} zwischen 0,06 ps und 279 ps eine starke Veränderung erfährt. Eine in [BUD95] verwendete Gleichung für den Coulomblogarithmus nach [BRA65] mit

$$\ln \Lambda = 22,85 - 1,15 \cdot \log_{10}(n_e/m^{-3}) + 2,3 \cdot \log_{10}(T_e/K) \quad \text{für } T_e > 5,8 \cdot 10^4 \text{ K} \quad (2.35)$$

und

$$\ln \Lambda = 16,23 - 1,15 \cdot \log_{10}(n_e/m^{-3}) + 3,45 \cdot \log_{10}(T_e/K) \quad \text{für } T_e < 5,8 \cdot 10^4 \text{ K} \quad (2.36)$$

weicht im betrachteten Temperaturbereich gegenüber Gleichung (2.33) um bis zu 6 % nach oben und maximal 10 % nach unten ab. Eine in [HUB94] aufgeführte Formel für τ_{ee} verwendet wieder einen leicht abweichenden Coulomblogarithmus und liefert damit e-e-Stoßzeiten, die um einen Faktor 0,76-0,90 kleiner sind als die Werte nach Gleichung (2.32). Die Stoßzeit τ_e zwischen zwei Stößen eines Elektrons errechnet sich über die Summe der Kehrwerte der Stoßzeiten mit allen möglichen Stoßpartnern. Es gilt:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{ee}} + \frac{1}{\tau_{e\text{He}}} + \frac{1}{\tau_{e\text{He}^+}} + \frac{1}{\tau_{e\text{He}^{++}}} = \nu_e . \quad (2.37)$$

In einem vollständig einfach ionisierten Heliumplasma sind e-e-Stöße um den Faktor 2,82 häufiger als e-He⁺-Stöße, während in einem vollständig zweifach ionisierten Heliumplasma die e-e-Stöße nur noch um den Faktor 1,41 häufiger sind als e-He²⁺-Stöße. Für den in Tabelle 2.4 angegebenen Temperaturbereich ist das vollständig zweifach ionisierte Heliumplasma eine gute Näherung, so daß es für die Stoßzeit τ_e ausreicht, nur die Stöße der Elektronen untereinander und mit He²⁺-Ionen zu berücksichtigen. Die in Tabelle 2.4 für

T_e/K	n_e/m^{-3} τ_e/ps	$5 \cdot 10^{22}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{23}$	10^{24}	$5 \cdot 10^{24}$	10^{25}	$5 \cdot 10^{25}$
100 000		8,61	4,51	1,02	0,539	0,124	0,067	0,016
200 000		21,4	11,1	2,47	1,30	0,293	0,155	0,036
300 000		36,7	19,1	4,19	2,19	0,490	0,258	0,059
400 000		53,9	28,0	6,13	3,20	0,710	0,373	0,084
500 000		72,7	37,7	8,23	4,29	0,948	0,497	0,112

Tabelle 2.4: *Mittlere Stoßzeit zwischen zwei impuls austauschenden Stößen eines Elektrons in einem vollständig zweifach ionisierten Heliumplasma.*

verschiedene Elektronendichten und Temperaturen angegebene Stoßzeit τ_e ist ausschlaggebend für die Zahl der Gyrationsumläufe, die ein Elektron im Magnetfeld im Mittel zwischen zwei Stößen ausführen kann.

2.1.9 Zündverhalten

Unter normalen Bedingungen sind Gase transparent für elektromagnetische Strahlung. Überschreitet die Intensität der elektromagnetischen Strahlung einen Grenzwert, so tritt Ionisation auf und es wird Leistung absorbiert. Abhängig von Gasart, Druck, Laserwellenlänge und Fokusgröße liegt dieser Grenzwert typischerweise zwischen 10^{12} Wm^{-2} und 10^{15} Wm^{-2} [CHA73]. Die Ionisation kann durch einen oder mehrere der im folgenden genannten Prozesse erfolgen. Bei sehr hohen elektrischen Feldstärken wird die Coulombschwelle deformiert und es tritt Tunnelionisation auf, bei der Elektronen während einer

einzig Schwingung des elektrischen Feldes aus dem Atom freigesetzt werden können. Bei der Multiphotonenionisation kann ein Elektron im Grundzustand mehrere Laserphotonen absorbieren und über die Ionisationsenergie hinaus angeregt werden. Dieser Prozeß ist nahezu unabhängig vom Gasdruck.

Weder die Tunnelionisation noch die Multiphotonenionisation spielen bei der moderaten elektrischen Feldstärke und der geringen Photonenenergie des CO₂-Lasers bei 10,6 μm eine Rolle.

Die Ionisation erfolgt durch einen Kaskadenprozeß, für den zunächst einige freie Elektronen vorhanden sein müssen. Diese können durch Multiphotonenionisation entstanden sein, durch Höhenstrahlung oder aber bei einer hohen Repetitionsrate der Laserpulse durch Restionisation von vorhergehenden Laserpulsen vorhanden sein. Über elastische Stöße mit neutralen Atomen können diese Elektronen im Laserfeld Energie aufnehmen und bei Überschreiten der Ionisationsenergie durch inelastische Stöße mit Atomen oder Ionen weitere Elektronen freisetzen. Mit diesen wiederholt sich der Prozeß. Nach der Kaskadentheorie hat die benötigte Zündintensität bei einem bestimmten Druck ein Minimum und steigt zu kleinerem und größerem Druck hin an.

Für die zum Zünden eines Plasmas in einem Gas erforderliche Zündintensität I_z im Fokus eines Lasers gibt [CHA73] die folgende Beziehung an:

$$I_z \leq \frac{\varepsilon_0 m_e c E_I}{e^2 \ln 2} \cdot \frac{\omega_L^2 + \nu_{ea}^2}{\nu_{ea}} \cdot \left(\frac{1}{\tau_L} \cdot \ln \left(\frac{n_{eb}}{n_{e0}} \right) + \frac{D}{\Lambda_d^2} + h_a \cdot \nu_{ea} + \frac{2 \ln 2 m_e \langle E_e \rangle}{m_a E_I} \cdot \nu_{ea} + \left(\alpha + \frac{\beta}{\Lambda_d^2} \right) \cdot \nu_{ea} \right), \quad (2.38)$$

mit

- E_I : Ionisationsenergie des Gases,
- ν_{ea} : Stoßfrequenz für Elektron-Atom-Stöße,
- τ_L : Länge des Laserpulses,
- ω_L : Kreisfrequenz der Laserstrahlung,
- n_{eb} : Elektronendichte, ab der die Elektron-Ion-Inverse Bremsstrahlung die Elektron-Atom-Inverse Bremsstrahlung überwiegt,
- n_{e0} : Elektronendichte zu Beginn des Laserpulses,
- D : Diffusionskoeffizient der freien Elektronen,
- Λ_d : Diffusionslänge,
- m_a : Masse des Atoms,
- h_a : Attachmentkoeffizient,
- $\langle E_e \rangle$: mittlere Energie der Elektronen,
- α, β : Parameter zur Beschreibung der Verluste durch inelastische Stöße.

Für Helium gibt [CHA73] die folgenden Werte an:

$$\begin{aligned}
E_I &= 24,5 \text{ eV}, \\
\nu_{ea} &= 1,875 \cdot 10^7 \cdot (p/\text{Pa}) \text{ s}^{-1}, \\
h_a &< 10^{-5}, \\
\alpha &< 10^{-5}, \\
\beta &= 0,26 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2.
\end{aligned}$$

Die Werte von E_I , ν_{ea} , h_a , α und β sind dort auch für die Gase Neon, Argon, Sauerstoff und Luft tabelliert. Die Stoßfrequenz ν_{ea} von CO_2 weicht dabei deutlich von Gleichung (2.31) ab und liefert je nach Temperatur und Dichte wesentlich größere Stoßfrequenzen, bei 273 K etwa die zehnfache Stoßfrequenz.

Die Zündintensität ist dieser Gleichung zufolge proportional zur Ionisationsenergie des Targetgases. Verunreinigungen mit geringerer Ionisationsenergie können daher die benötigte Zündintensität stark herabsetzen. Auf die fünf Terme in der Klammer, die Ladungsträgerverluste beschreiben, wird im folgenden eingegangen.

Dominiert der erste Term aufgrund einer geringen Pulsdauer, so spricht man von einer zeitbestimmten Zündung. Die Zündschwelle ist dann umgekehrt proportional zur Pulsdauer und damit durch den gesamten Energiefluß bestimmt. Nach [CHA73] beträgt das Verhältnis n_{eb}/n_{e0} typischerweise 10^{13} . Mit diesem Wert und einer Pulslänge des verwendeten Hauptpulses von 70 ns nimmt dieser Term einen Wert von $4,3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ an. Nach diesem Modell ist eine deutliche Verringerung der benötigten Zündintensität durch eine erhöhte Elektronendichte n_{e0} zu Beginn des Laserpulses nur im Falle der zeitbestimmten Zündung zu erwarten.

Überwiegt der zweite Term, etwa bei kleinen Drücken oder Fokusvolumina, so nennt man die Zündung diffusionsbestimmt. Bei der geringen anfänglichen Elektronendichte überwiegt die freie Diffusion der Elektronen die ambipolare Diffusion. Für den Diffusionskoeffizienten gibt [CHA73]

$$D = \frac{1}{3} \cdot \frac{\langle v^2 \rangle}{\nu_{ea}} \quad (2.39)$$

an, wobei er die mittlere quadratische Geschwindigkeit $\langle v^2 \rangle$ der Elektronen so wählt, daß die mittlere Elektronenenergie gerade der halben Ionisationsenergie des Gases entspricht:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{2}{m_e} \cdot \langle E_e \rangle = \frac{E_I}{m_e} . \quad (2.40)$$

Die Diffusionslänge Λ_d ist nach [HUG75] durch den Radius der Strahltaile w_0 des Laserstrahls und der Rayleighlänge z_R im Entladungsvolumen über die Beziehung

$$\frac{1}{\Lambda_d^2} = \left(\frac{2,405}{w_0} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{2 z_R} \right)^2 = \left(\frac{2,405}{w_0} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_L}{2 w_0^2} \right)^2 \quad (2.41)$$

gegeben. Für CO_2 -Laserstrahlung bei $10,6 \mu\text{m}$ und Fokusdurchmesser größer als diese Wellenlänge ist der zweite Summand gegenüber dem ersten vernachlässigbar und

somit $\Lambda_d \approx w_0/2,405$. Ist die Zündung diffusionsbestimmt, so skaliert die benötigte Zündintensität deshalb mit $1/w_0^2$. Bei einer Strahltaile von $w_0=30 \mu\text{m}$ nimmt der Diffusionsterm in Gleichung (2.38) für Helium den Wert $6,2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, für $w_0=15 \mu\text{m}$ den Wert $2,5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ an.

Im dritten Term werden Ladungsträgerverluste durch Attachment beschrieben. Wegen des geringen Attachmentkoeffizienten h_a von Helium kann dieser Term hier vernachlässigt werden.

Der vierte Term berücksichtigt Verluste durch elastische Stöße. Auch hier gilt nach [CHA73]: $\langle E_e \rangle = 1/2 E_I$. Mit $m_e/m_{\text{He}} \approx 1/7296$ nimmt dieser Term für einen Druck von 80 kPa einen Wert von $1,4 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ an.

Der fünfte Term enthält die Verluste durch inelastische Stöße. Mit den angegebenen Werten für α und β erhält dieser Term bei 80 kPa für $w_0=30 \mu\text{m}$ den Wert $2,5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, für $w_0=15 \mu\text{m}$ den Wert $1,0 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

Wie der Wertevergleich der fünf Verlustterme zeigt, ist bei den gegebenen Bedingungen der Verlustterm für Diffusion mehr als doppelt so groß wie der Verlustterm, der die Verluste durch inelastische Stöße enthält. Da die anderen drei Verlustterme im Vergleich hierzu vernachlässigbar sind, ist der Zündvorgang im wesentlichen diffusionsbestimmt. Im Grenzfall der nur diffusionsbestimmten Zündung skaliert die benötigte Zündintensität mit $1/w_0^2$. Da die Intensität eines Lasers der Leistung P im Fokus ebenfalls nur mit $1/w_0^2$ skaliert, bringt in diesem Fall eine bessere Fokussierung, etwa durch kleinere Brennweiten des fokussierenden Elements, im Rahmen der obigen Gleichung keine Verbesserung des Zündvorgangs.

Eine Rechnung für die Fokusgröße $w_0=150 \mu\text{m}$ zeigt, daß in diesem Fall die Zündung nicht mehr diffusionsbestimmt ist, sondern der erste Verlustterm in die gleiche Größenordnung kommt wie der Diffusionsterm. Bei kürzeren Laserpulsen von 35 ns kann sogar der erste Verlustterm überwiegen und die Zündung ist dann zeitbestimmt. In diesem Regime beeinflußt auch eine Restionisation die Zündintensität, während hingegen bei der Fokusgröße $w_0=15 \mu\text{m}$ die Zündung diffusionsbestimmt ist und daher eine Restionsisation nach Gleichung 2.38 praktisch ohne Einfluß sein sollte.

Ein Magnetfeld kann die benötigte Zündintensität deutlich verringern. Eine modifizierte Gleichung der Zündintensität nach [LAX73] unterscheidet sich von Gleichung (2.38) im wesentlichen in zwei Punkten. Zum einen tritt anstelle des Terms

$$\frac{\omega_L^2 + \nu_{ea}^2}{\nu_{ea}} \quad (2.42)$$

die Beziehung

$$\frac{(\omega_L - \omega_c)^2 + \nu_{ea}^2}{\nu_{ea}}, \quad (2.43)$$

mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m_e$. Dies führt in der Nähe der Elektron-Zyklotron-Resonanz zu einer Verringerung der benötigten Zündintensität. Bei den technisch erreichbaren magnetischen Flußdichten wird diese Bedingung allerdings nur von Mikrowellen erreicht (siehe Abschnitt 2.5).

Zum anderen wird die Anisotropie der Diffusion berücksichtigt. Anstelle von

$$\frac{1}{\Lambda_d^2} \quad \text{steht dann} \quad \frac{1}{\Lambda_\perp^2 \left(1 + \frac{\omega_c^2}{\nu_{ea}^2}\right)} + \frac{1}{\Lambda_\parallel^2} \quad (2.44)$$

mit [LAX50]

$$\frac{1}{\Lambda_\perp^2} = \left(\frac{2,405}{w_0}\right)^2 \quad \text{und} \quad \frac{1}{\Lambda_\parallel^2} = \left(\frac{\lambda_L}{2w_0^2}\right)^2. \quad (2.45)$$

In Abbildung 2.3 ist die für die mit einem CO₂-Laser bei $\lambda_L = 10,6 \mu\text{m}$ in Helium erforder-

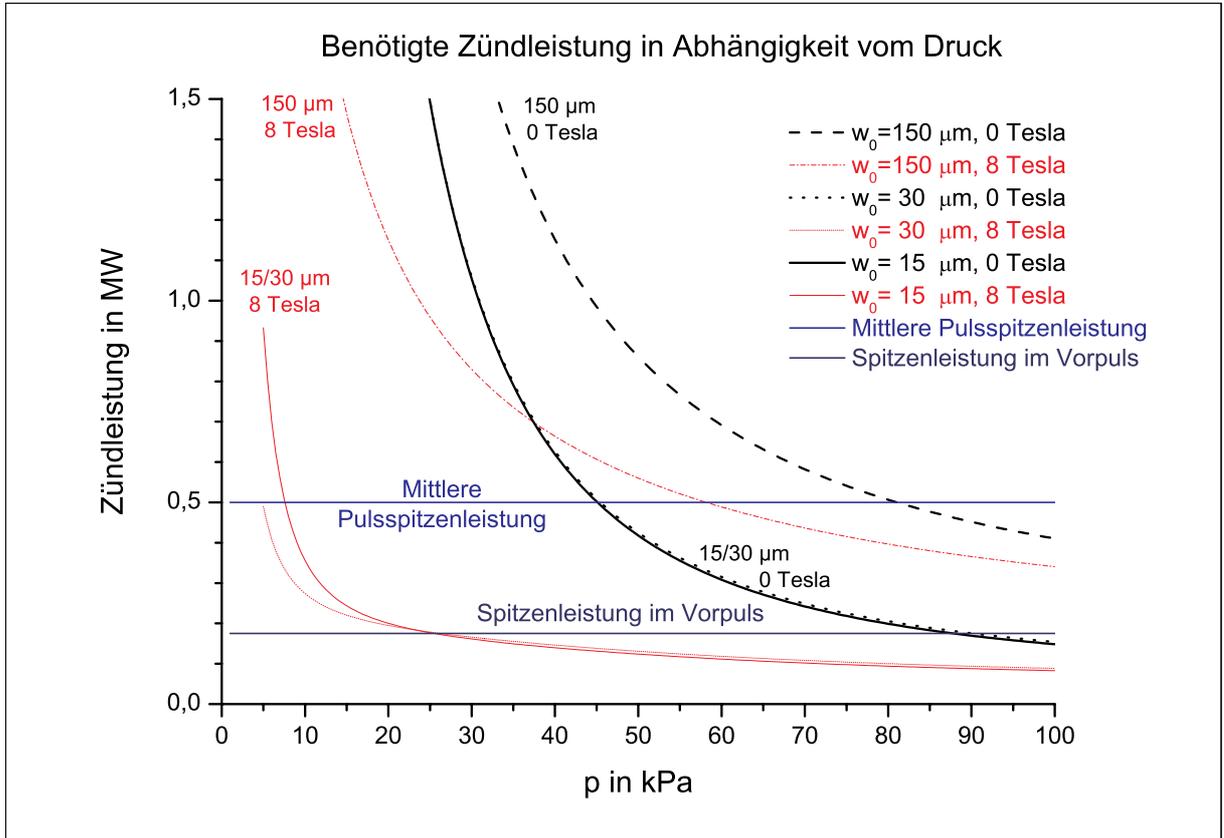


Abbildung 2.3: Benötigte Zündleistung für ein Heliumplasma mit einem CO₂-Laser in Abhängigkeit vom Druck nach Gleichung (2.38) für die Strahlentailen $w_0 = 150 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$ und $15 \mu\text{m}$.

derliche Zündleistung $P_z = \ln 2 \cdot I_z \cdot \pi \cdot w_0^2$ [LAX73] für die Größe der Strahlentaille $w_0 = 150 \mu\text{m}$ (Fokusgröße bei $f = 250 \text{ mm}$), $30 \mu\text{m}$ und $15 \mu\text{m}$ (Fokusgröße bei $f = 25 \text{ mm}$) bei 0 Tesla

und bei 8 Tesla aufgetragen. Zusätzlich ist die mittlere Pulsspitzenleistung von 0,5 MW als Linie eingetragen (siehe Abschnitt 3.1.10).

Während die benötigte Zündleistung bei einer Verkleinerung des Fokus von $w_0=150 \mu\text{m}$ auf $w_0=30 \mu\text{m}$ noch stark abnimmt, bleibt sie aufgrund der Diffusionsverluste bei einer weiteren Verkleinerung des Fokus auf $w_0=15 \mu\text{m}$ nahezu konstant. Mit den verwendeten Laserpulsen sollte demnach eine Zündung bei 0 Tesla ab 45 kPa möglich sein, bei 8 Tesla bereits ab 8 kPa. In dieser Abbildung ist der Einfluß der Pulsfolgefrequenz, der im folgenden Abschnitt behandelt wird, nicht berücksichtigt. Die Ergebnisse der Messungen werden in Kapitel 4 vorgestellt.

2.1.9.1 Einfluß der Pulsfolgefrequenz

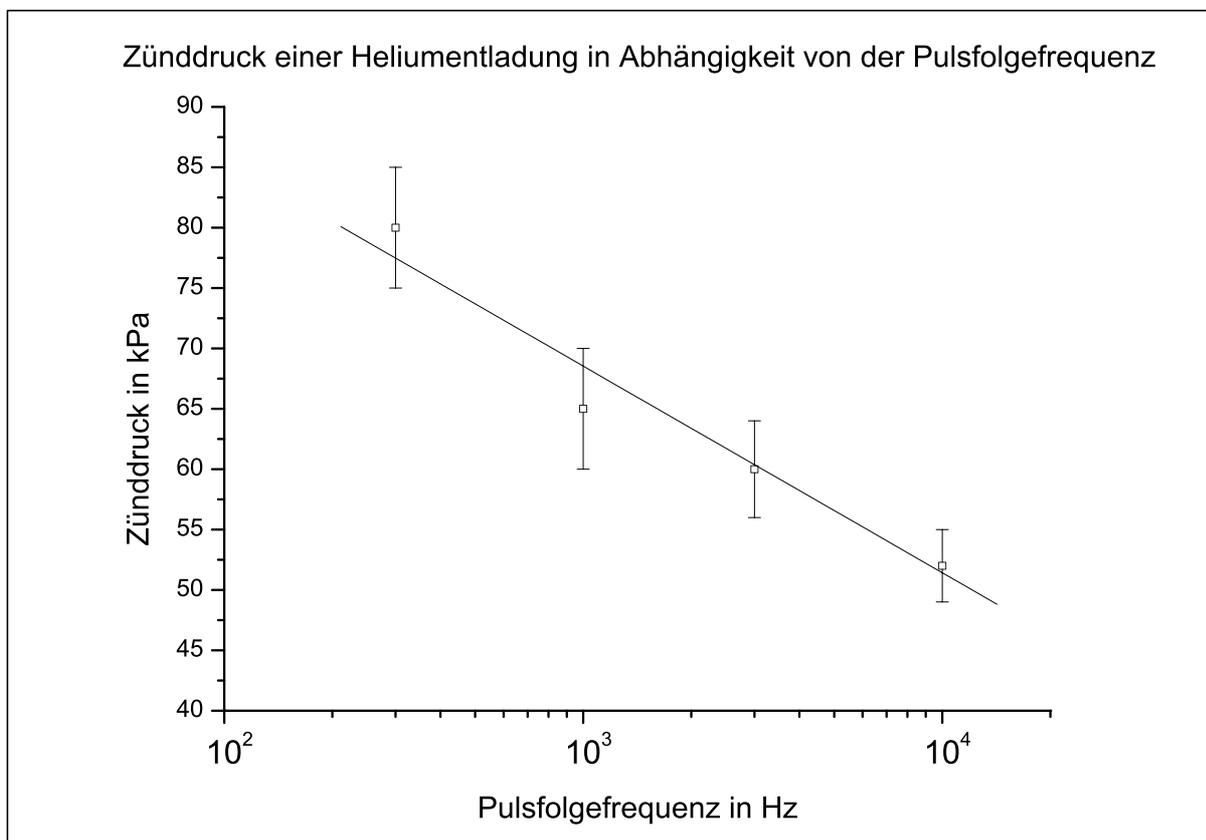


Abbildung 2.4: Zünddruck von gepulsten optischen Entladungen in Helium in Abhängigkeit von der Pulsfrequenz nach [BIE93]. Laserdaten: CO_2 -Laser mit 23 mJ Pulsenergie, Intensität $2,5 \cdot 10^{14} \text{ Wm}^{-2}$, Pulslänge 35 ns.

In Versuchen von [COH75] zum Zündverhalten von Helium mit CO_2 -Lasern in Abhängigkeit von der Pulsenergie wurde bei einer Repetitionsrate von etwa 30 Pulsen pro Minute beobachtet, daß ein Laserpuls bereits bei geringerer Pulsenergie zu einer Zündung führte,

wenn der vorhergehende Laserpuls ebenfalls zu einer Zündung geführt hatte. Verschmutzungen etwa durch ablatiertes Wandmaterial konnten hierfür ausgeschlossen werden. Der Effekt verschwand erst nach Erniedrigung der Repetitionsrate unter 12 Pulse pro Minute, woraus eine Lebensdauer der Konditionierung von etwa 5 s gefolgert wurde. Als Ursache wurde eine Restionisation und damit eine vom vorhergehenden Plasma stammende Restelektronendichte angesehen. Nach Abschätzungen der Lebensdauer von Elektronen bezüglich Rekombination und Diffusion zu den Wänden in [RAE64] können sich im Zentrum einer Kammer Elektronendichten von bis zu 10^{11} m^{-3} über einige Sekunden halten. Die Größenordnung typischer Fokusvolumina liegt zwischen etwa 10^{-13} m^3 und 10^{-9} m^3 . Das Fokusvolumen enthält also typisch 0,01 bis 100 freie Elektronen. In Abbildung 2.4 wiedergegebene Messungen von [BIE93] ergaben bei zunehmender Pulswiederholrate eine Abnahme des benötigten Zünddrucks. Abschätzungen von [FRE94] zeigen, daß bei geringen Pulswiederholraten die freie Diffusion die Elektronenverluste bestimmt, während bei hohen Pulswiederholraten die geringere ambipolare Diffusion dominiert. Freisinger [FRE94] berechnet für Helium bei 50 kPa bei einer Pulsfrequenz von 6 kHz Restelektronendichten zu Beginn eines Laserpulses in der Größenordnung von einigen 10^{18} m^{-3} .

2.1.10 Absorption von Laserstrahlung

Die Absorption von Laserstrahlung in einem Plasma und damit die Aufheizung des Plasmas erfolgt im hier betrachteten Regime durch inverse Bremsstrahlung. Dabei nimmt ein freies Elektron die Energie eines Strahlungsquants der Laserstrahlung auf. Aus Gründen der Impuls- und Energieerhaltung ist dies nur im Wechselwirkungsfeld eines neutralen Atoms oder eines Ions möglich. Dementsprechend unterscheidet man zwischen Elektron-Atom-inverser Bremsstrahlung und Elektron-Ion-inverser Bremsstrahlung. Die Atome und Ionen selbst nehmen nur sehr wenig Energie aus der Laserstrahlung auf und werden nur indirekt durch Stöße mit den durch die Laserstrahlung beschleunigten Elektronen aufgeheizt und angeregt. Da zu Beginn des Zündvorgangs im wesentlichen neutrale Atome vorliegen, spielt zu diesem Zeitpunkt die Elektron-Atom-inverse Bremsstrahlung die wichtigste Rolle. Für deren Absorptionskoeffizienten gilt:

$$\eta_{ea} = \frac{1}{4 \pi \varepsilon_0} \cdot \frac{e^2 \nu_{ea} n_e}{\pi m_e c^3} \cdot \lambda^2 \quad [1/\text{m}]. \quad (2.46)$$

Dabei sind λ die Wellenlänge des anregenden Lasers und ν_{ea} die Stoßfrequenz für impuls-austauschende Stöße zwischen Elektronen und neutralen Atomen. In einer gezündeten Entladung spielt hingegen die Elektron-Ion-inverse Bremsstrahlung die dominierende Rolle beim Aufheizprozeß eines Plasmas. Für den Absorptionskoeffizienten η_{ei} für Elektron-Ion-inverse Bremsstrahlung kommt eine [PAU90] entnommene Gleichung zur Anwendung, die etwas höhere Werte liefert als die meisten in der Literatur angegebenen Gleichungen,

wie etwa in [LAX76]. Nach [PAU90] gilt:

$$\eta_{ei} = \frac{n_e^2 e^6 \left(1 - e^{-\frac{\hbar \omega_L}{k_B T_e}}\right)}{6 \sqrt{3} \mu \varepsilon_0^3 c \hbar \omega_L^3 m_e^2} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{2 \pi k_B T_e}} \bar{g} \quad [1/\text{m}], \quad (2.47)$$

mit

$$\bar{g} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \sqrt{\frac{\pi k_B T_e}{\hbar \omega_L}} \quad (2.48)$$

und

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{\omega_{\text{Plasma}}^2}{\omega_L^2}}. \quad (2.49)$$

Unter Berücksichtigung der Stöße im Plasma gilt für μ :

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{e,\text{krit}}}} \quad (2.50)$$

$$\mu = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{e,\text{krit}0} \cdot \left(1 + \left(\frac{1}{\tau_e \omega_L}\right)^2\right)}}. \quad (2.51)$$

Der gemittelte Gauntfaktor \bar{g} wird nach [PAU90] analytisch an numerisch berechnete Werte angenähert. Wird die kritische Elektronendichte $n_{e,\text{krit}}$ überschritten, so wird der Absorptionskoeffizient komplex. Die Laserstrahlung dringt dann nur noch in der Größenordnung der Skintiefe ($\lesssim 1\mu\text{m}$ für ein mit dem CO_2 -Laser erzeugtes Heliumplasma) in das Plasma ein und wird im wesentlichen am Plasma reflektiert. Sie liefert keinen nennenswerten Beitrag zur Aufheizung. Die Korrektur der kritischen Elektronendichte durch Stöße nimmt mit abnehmenden Stoßzeiten, also mit zunehmender Elektronendichte und abnehmender Temperatur, zu (siehe Tabelle 2.4). Bei einer Elektronendichte von $5 \cdot 10^{24} \text{m}^{-3}$ und einer Elektronentemperatur von 100 000 K erhöht sich die kritische Elektronendichte durch die Stöße um weniger als ein Prozent, bei $n_e = 10^{25} \text{m}^{-3}$ und $T_e = 100\,000\text{ K}$ um etwa 12 % verglichen mit der kritischen Elektronendichte $n_{e,\text{krit}0} = 9,92 \cdot 10^{24} \text{m}^{-3}$ für das stoßfreie Plasma mit CO_2 -Laserstrahlung.

Für die Laserintensität gilt beim Durchgang durch ein homogenes Plasma gemäß dem Gesetz von Lambert-Beer-Bouguer:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\eta_{ei} \cdot x}. \quad (2.52)$$

In Tabelle 2.5 ist die auf der Wegstrecke von einem Millimeter absorbierte Laserleistung $P_{L,\text{abs.}}$ für verschiedene Plasmaparameter in Prozent nach Gleichung (2.47) aufgeführt. Die Strecke von einem Millimeter entspricht etwa der Größe der Entladung wenige zehn ns nach der Zündung.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, sind Elektronendichten über etwa 10^{23}m^{-3} nötig, um auch nur ein Prozent der Laserleistung zu absorbieren. Bei Elektronendichten von einigen 10^{24}m^{-3} kann die Laserleistung vollständig im Plasma absorbiert werden. Da die

T_e/K	n_e/m^{-3} $P_{L,abs.}/\%$	$5 \cdot 10^{22}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{23}$	10^{24}	$5 \cdot 10^{24}$	10^{25}	$5 \cdot 10^{25}$
100 000		0,146	0,584	13,91	45,96	100,0	-	-
200 000		0,073	0,294	7,237	26,57	100,0	-	-
300 000		0,049	0,196	4,890	18,62	99,90	-	-
400 000		0,037	0,147	3,692	14,32	99,45	-	-
500 000		0,029	0,118	2,966	11,64	98,45	-	-

Tabelle 2.5: Auf der Weglänge von einem Millimeter absorbierte Laserleistung $P_{L,abs.}$ in % für verschiedene Elektronendichten und Elektronentemperaturen

Laserleistung auf einer Strecke von deutlich unter einem Millimeter nahezu vollständig absorbiert wird, wird vor allem die dem Laser zugewandte Oberfläche des Plasmas geheizt. Unterhalb dieser Oberfläche kommt zunächst nur noch wenig Laserleistung an. Die Abnahme des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Temperatur und die bei bereits erreichter annähernd vollständiger Ionisation mit zunehmender Temperatur abnehmende Elektronendichte aufgrund der Expansion des Plasmas sorgen schließlich dafür, daß der Absorptionskoeffizient abnimmt. Die Laserleistung kann wieder tiefer in das Plasma eindringen. Der Laserstrahl „brennt“ sich einen Weg in das Plasma. Dieser Umstand wird in [LAX76] als Ausbleichen („Bleaching Phenomenon“) bezeichnet.

2.1.11 Beugung und Selbstfokussierung

Für den Brechungsindex n eines Plasmas gilt nach [LAX76]:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{e,krit}}} . \quad (2.53)$$

Radiale Gradienten der Elektronendichte im Plasma führen somit zu einem Gradienten des Brechungsindex und bewirken damit eine Ablenkung des Laserstrahls. In der Anfangsphase der Zündung und bei sehr kurzen Laserpulsen, bei denen während des Laserpulses keine nennenswerte Expansion des Plasmas stattfindet, tritt häufig eine nach außen abnehmende Elektronendichte auf, die den Laserstrahl nach außen ablenkt und zu einer Defokussierung führt, vergleichbar einer Zersteuungslinse. In ungünstigen Fällen kann ein wesentlicher Anteil der Laserstrahlung nicht im Plasma deponiert werden. Für den Winkel α der Ablenkung (halber Öffnungswinkel) gilt nach [MAC95] in Näherung ($\tan \alpha \approx \alpha$, $n_e \ll n_{e,krit}$) für kleine Winkel:

$$\alpha[\text{rad}] = -\frac{1}{2 n_{e,krit}} \int \frac{dn_e}{dx} dz \quad (2.54)$$

$$= -4,48 \cdot 10^{-16} \cdot \lambda[\text{m}]^2 \int \frac{dn_e[\text{m}^{-3}]}{dx[\text{m}]} dz[\text{m}] . \quad (2.55)$$

Für den CO₂-Laser bei 10,6 μm würde dies bei radialen Gradienten der Elektronendichte von 10^{24} m^{-3} pro 0,1 mm und einer Plasmalänge von 2 mm einen Winkel von 56° bedeuten. Bei diesem Winkel ist die Näherung nicht mehr erfüllt, sie zeigt aber die Problematik für die Absorption der Laserstrahlung im Plasma. Gradienten dieser Größenordnung existieren jedoch im Bereich des Fokus nur über etwa 20 ns bis 30 ns (siehe Abbildung 4.20), so daß bei den verwendeten deutlich längeren Laserpulsen ein Großteil der Energie im Plasma absorbiert werden kann.

Die lokale Elektronendichte n_e kann in laserproduzierten Plasmen auch vom Zentrum der Entladung radial und axial nach außen hin zunehmen. Verantwortlich hierfür können sowohl eine höhere Temperatur im Zentrum der Entladung als auch sich vom Zentrum ausbreitende zylindrische Schockwellen sein. Eine radial zunehmende Elektronendichte hat nach Gleichung (2.53) einen radialen Abfall des Brechungsindex zur Folge und wirkt damit wie eine Sammellinse oder eine Gradientenfaser. In [LAX76] sind einige Versuche zitiert, bei denen Selbstfokussierung in mit CO₂-Lasern erzeugten Plasmen beobachtet wurde. Die Selbstfokussierung wurde bei laserproduzierten Plasmen sowohl ohne als auch mit Magnetfeld beobachtet. Da ein Magnetfeld die Entstehung und Ausbreitung von Stoßwellen erschwert, sind mit Magnetfeld höhere Temperaturen erforderlich, um eine Selbstfokussierung zu erreichen. Für den Halbwinkel α , bis zu dem Totalreflexion möglich ist, gilt nach dem Gesetz von Snellius bei einer Elektronendichte $n_{e,Z}$ im Zentrum und $n_{e,R}$ am Rand:

$$\tan^2 \alpha \leq \frac{n_{e,R} - n_{e,Z}}{n_{e,krit} - n_{e,R}} . \quad (2.56)$$

Bei der kritischen Elektronendichte $n_{e,krit} = 9,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ für eine Wellenlänge von 10,6 μm führt bereits ein Anstieg der Elektronendichte von $n_{e,Z} = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ im Zentrum der Entladung auf $n_{e,R} = 1,2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ am Rand zu einer Totalreflexion der CO₂-Laserstrahlung bis zu einem Halbwinkel von $8,6^\circ$. Die Totalreflexion kann die Erzeugung eines zylinderförmigen Plasmas unterstützen. Wird das radiale Profil des transmittierten Laserstrahls bei gezündetem und nicht gezündetem Plasma zeitlich erfaßt, so sind Rückschlüsse auf den zeitlichen Verlauf der radialen Elektronendichteverteilung möglich. Selbstfokussierung durch ponderomotive Kräfte oder relativistische Effekte treten erst bei deutlich höheren Laserleistungen auf. Zusätzlich tritt bei der Ausbreitung einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle in Richtung des Magnetfeldes der Faraday-Effekt auf, der die Polarisations Ebene der elektromagnetischen Welle dreht. Unter den gegebenen Bedingungen, daß Stoßfrequenz und Gyrationfrequenz der Elektronen klein sind gegenüber der Frequenz der elektromagnetischen Welle, gilt für den Drehwinkel φ der Polarisations Ebene bei Durchgang durch ein Plasma der Elektronendichte n_e und der Länge l bei einer Flußdichte B nach [BER81]:

$$\varphi = \frac{e^3}{2 \varepsilon_0 c m_e^2 \omega^2} n_e B l = 2,95 \cdot 10^{-23} \cdot n_e [/\text{m}^{-3}] \cdot B [/\text{T}] \cdot l [/\text{m}] \quad [\text{rad}]. \quad (2.57)$$

Für eine Elektronendichte von $n_e=10^{24} \text{ m}^{-3}$ ergibt sich bei 8 Tesla und einer Plasmalänge von zwei Millimetern eine Drehung der Polarisationssebene um 27° . Wegen der Verdrängung des Magnetfelds aus dem Plasma sind die zu erwartenden Flußdichten im Plasma jedoch kleiner. Bei bekannter Elektronendichteverteilung sollten über eine Messung der Drehung der Polarisationssebene des Laserstrahls Rückschlüsse auf die lokale magnetische Flußdichte möglich sein.

2.1.12 Aufheizprozeß und Thermalisierung

Die Laserstrahlung wird über die in Abschnitt 2.1.10 aufgeführten Prozesse zunächst von den Elektronen aufgenommen und über elastische und inelastische Stöße auf die schwereren Atome und Ionen übertragen. Für die Änderung der Gastemperatur T_G der schweren Teilchen gilt nach [REI01]:

$$\frac{dT_G}{dt} = \frac{T_e - T_G}{\tau_{eG}} . \quad (2.58)$$

Hierbei ist τ_{eG} die Zeitkonstante (Equilibrationszeit) für den Energieübertrag der kinetischen Energie von den Elektronen auf die schweren Teilchen. In der Anfangsphase sind dies überwiegend neutrale Heliumatome. Für die Zeitkonstante für den Energieübertrag durch elastische Stöße gilt nach [VIÖ88]:

$$\tau_{eHe}^{el} = \frac{m_{He} E_I}{2 m_e \langle E_e \rangle} \cdot \tau_{eHe} . \quad (2.59)$$

Die Zeitkonstante τ_{eHe} ist nach Gleichung (2.31) die Stoßzeit für impulsaustauschende Stöße von Elektronen mit neutralem Helium. Mit den für die Anfangsphase gültigen Werten $n_{He}=10^{25} \text{ m}^{-3}$, $T_e=20000 \text{ K}$ und $\tau_{eHe}=1,69 \cdot 10^{-12} \text{ s}$, erhält man für elastische Stöße eine Equilibrationszeit τ_{eHe}^{el} von 60,5 ns. Diese Zeitkonstante ist vergleichbar groß wie die Pulsdauer des Laserpulses (80 ns). Daher kann die Gastemperatur der schnellen Änderung der Elektronentemperatur in der Anfangsphase der Entladung nicht folgen.

Die Zeitkonstante für inelastische Stöße ist mit dem letzten Verlustterm der Gleichung (2.38) verknüpft:

$$\tau_{eHe}^{inel} = \frac{\Lambda_d^2}{\beta} \cdot \tau_{eHe} . \quad (2.60)$$

Mit den Werten von Seite 18, $\beta=0,26 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ und $\Lambda_d=12,5 \mu\text{m}$ für $w_0=30 \mu\text{m}$, ergibt sich die Equilibrationszeit durch inelastische Stöße τ_{eHe}^{inel} zu 1,0 ns. Die Anregungstemperatur der Heliumatome kann also der Elektronentemperatur sehr viel schneller folgen als die Gastemperatur.

Zu späteren Zeitpunkten dominieren die Coulomb-Stöße zwischen geladenen Teilchen der Sorte a und b, für die sich nach [SPI62] eine zu Gleichung (2.32) analoge Thermalisie-

rungszeit von

$$\tau_{ab} = \frac{3 m_a m_b}{8\sqrt{2}\pi} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{Z_a Z_b e^2} \right)^2 \left(k_B \left(\frac{T_a}{m_a} + \frac{T_b}{m_b} \right) \right)^{3/2} \frac{1}{n_b \ln \Lambda} \quad (2.61)$$

ergibt. Wegen der sehr viel größeren Masse der Ionen im Vergleich zur Elektronenmasse ist die Thermalisierungszeit zwischen Heliumionen und Elektronen nahezu unabhängig von der Ionentemperatur. Für eine Elektronendichte von 10^{24} m^{-3} und eine Elektronentemperatur von 10^5 K liegt die Thermalisierungszeit zwischen He^+ -Ionen und Elektronen bei 5,3 ns, die Thermalisierungszeit zwischen He^{2+} -Ionen und Elektronen bei nur 1,3 ns. Da zwischen He^+ -Ionen und He^{2+} -Ionen wegen der nahezu gleichen Massen ein wesentlich effektiverer Impulsübertrag stattfindet als zwischen den Ionen und Elektronen, ist auch die Thermalisierungszeit zwischen He^+ -Ionen und He^{2+} -Ionen deutlich kleiner. Für ein Plasma etwa mit $n_{\text{He}^+} = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T_{\text{He}^+} = 6 \cdot 10^4 \text{ K}$, $n_{\text{He}^{2+}} = 4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T_{\text{He}^{2+}} = 10^5 \text{ K}$ und $n_e = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ liegt die Thermalisierungszeit zwischen den He^+ -Ionen und He^{2+} -Ionen bei nur 79 ps.

Die Thermalisierung der Ionen mit den Elektronen geschieht also vor allem durch Energieübertrag der Elektronen auf die zweifach geladenen Ionen und durch anschließenden Energieübertrag von den zweifach geladenen Ionen auf die einfach geladenen Ionen.

Die abgeschätzten Thermalisierungszeiten zeigen, daß die Temperatur der schweren neutralen Teilchen in der Anfangsphase einer schnellen Änderung der Elektronentemperatur nicht folgen kann und daher starke Abweichungen dieser beiden Temperaturen zu erwarten sind.

Die Thermalisierungszeit zwischen den Ionen und den Elektronen hingegen ist mit etwas über einer ns kurz gegenüber der Pulsdauer. Daher kann die Ionentemperatur einer schnellen Änderung der Elektronentemperatur ab Elektronendichten von etwa 10^{24} m^{-3} folgen, so daß Elektronentemperatur und Ionentemperatur in einer späteren Phase der optischen Entladung annähernd gleich sein können.

2.1.13 Thermodynamisches Gleichgewicht

Die Berechnung der Verteilung der gebundenen Elektronen auf die einzelnen Energieniveaus erfordert Kenntnisse über die Art des thermodynamischen Gleichgewichts und die dabei vorherrschenden Wechselwirkungsprozesse.

Generell wird das Verhalten eines Gases oder Plasmas durch die Veränderung seiner Verteilungsfunktion beschrieben, für die die Bilanz gilt:

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \nabla_{\vec{v}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} \Big|_{\text{ww}} , \quad (2.62)$$

wobei $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ die Anzahl der Teilchen des Systems bezeichnet, die sich zur Zeit t in einem Volumen d^3r um \vec{r} befinden und deren Geschwindigkeit im Intervall d^3v um \vec{v} liegt. Der

erste Term beschreibt die zeitliche Änderung der Verteilungsfunktion $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$, der zweite die räumlichen Inhomogenitäten und der dritte den Einfluß äußerer makroskopischer Felder durch die Summe \vec{F} der wirkenden äußeren Kräfte. Die rechte Seite beschreibt die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen mit bestimmten \vec{r} und \vec{v} im Rahmen von Stoß- oder Strahlungswechselwirkungsprozessen.

Ein isoliertes physikalisches System strebt immer den einen Zustand an, in dem sich seine Verteilungsfunktion räumlich und zeitlich nicht mehr ändert, das (vollständige) thermodynamische Gleichgewicht (TG).

Abhängig von den inneren und äußeren Zuständen und Bedingungen eines Plasmas, z.B. den Teilchendichten, den äußeren Abmessungen des Plasmas im Vergleich zur freien Weglänge oder dem Grad der Selbstabsorption wird jedoch das vollständige thermodynamische Gleichgewicht im allgemeinen nicht erreicht. Es sind nicht alle Voraussetzungen des thermodynamischen Gleichgewichts erfüllt und man unterscheidet dann zwischen vollständigem, lokalem oder partiellem thermodynamischen Gleichgewicht und Nichtgleichgewichtszuständen.

2.1.13.1 Vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht (TG)

Im TG läßt sich das Plasma relativ leicht beschreiben. Es ist durch die Massendichte, die chemische Zusammensetzung sowie durch eine für alle Teilchenarten gleiche Temperatur vollständig bestimmt. Damit dies der Fall ist, müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

- Es gibt keine räumlichen und zeitlichen Gradienten der Zustandsgrößen, abgesehen von Dichtegradienten bei Wirkung äußere Kräfte.
- Alle Teilchen-, Energie- und Impulsflüsse verschwinden netto.
- Die Raten für alle elastische Hin- und Rückprozesse sind detailliert bilanziert. Die Teilchen unterliegen einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung mit einer einzigen Temperatur T (siehe Gleichung (2.9)).
- Alle Stoßanregungs und -abregungsprozesse sind detailliert bilanziert. Die Verteilung der Teilchen auf die verschiedenen gebundenen elektronischen Anregungszustände innerhalb des Systems ist dann durch die Boltzmann-Verteilung gegeben:

$$\frac{n(p)}{n(G)} = \frac{g(p)}{g(G)} \cdot e^{\left(-\frac{E_p}{k_B T}\right)}, \quad (2.63)$$

mit

- $n(p)$ Anzahl der Teilchen im angeregten Zustand $|p\rangle$,
- $n(G)$ Anzahl der Teilchen im Grundzustand $|G\rangle$,
- $g(p)$ statistisches Gewicht des angeregten Zustands $|p\rangle$,
- $g(G)$ statistisches Gewicht des Grundzustands $|G\rangle$

- Alle Ionisations- und Rekombinationsprozesse sind detailliert bilanziert. Die Verteilung der Spezies auf die verschiedenen Ionisationszustände wird durch die Sahagleichung beschrieben (Siehe Gleichung (2.68)).
- Alle Absorptions- sowie spontane und induzierte Emissionsprozesse sind detailliert bilanziert. Die Verteilung des Photonengases, welches das Plasma durchsetzt, gehorcht dem Planckschen Strahlungsgesetz:

$$I(\nu) = \frac{2 h \nu^3}{c^2 \cdot \left(e^{\left(\frac{h\nu}{k_B T} \right)} - 1 \right)} = B_\nu \quad , \quad (2.64)$$

wobei ν die Frequenz der Strahlung und $I(\nu)$ die Intensität des Strahlungsfelds bei dieser Frequenz bezeichnet.

- Das Kirchhoffsche Gesetz ist gültig: da der Gradient auch in der Strahlungstransportgleichung

$$\frac{dI(\nu)}{dx} = \varepsilon_\nu - \kappa'_\nu I(\nu) \quad (2.65)$$

verschwindet, gilt:

$$I(\nu) = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa'_\nu} = B_\nu \quad . \quad (2.66)$$

Der Absorptionskoeffizient κ'_ν beinhaltet die reale Nettoabsorption des Plasmas einschließlich der induzierten Emission und der Emissionskoeffizient ε_ν die Emission des Plasmas, jeweils bezogen auf Volumenelement, Zeitintervall, Raumwinkel und Frequenzintervall.

Das TG ist ein dynamisches Gleichgewicht, bei dem sich Fluktuationen auf der mikroskopischen Ebene jeweils makroskopisch ausmitteln, so daß die Verteilungsfunktion insgesamt konstant bleibt.

2.1.13.2 Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTG)

Physikalische Systeme sind im allgemeinen nicht vollständig von ihrer Umgebung isoliert. Daher treten räumliche und zeitliche Änderungen der makroskopischen Verteilungsfunktion und damit ihrer Momente wie Dichte oder Temperatur auf. Es sind nicht mehr alle Stoß- und Strahlungsprozesse detailliert bilanziert. Jeder nicht bilanzierte Prozeß bringt eine spezielle Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht hervor. Zur Berechnung der Verteilungsfunktion der verschiedenen Teilchensorten reichen die Massendichte, die chemische Zusammensetzung und eine einzige Temperatur nicht mehr aus, sondern es werden besondere Informationen benötigt. Für die Untersuchung bestimmter Emissionslinien genügt häufig das Vorliegen des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts mit den folgenden gegenüber dem TG abgeschwächten Forderungen:

- Die räumlichen und zeitlichen Gradienten der Plasmaeigenschaften sind so gering, daß die daraus resultierenden Flüsse gegenüber den lokal im Volumen auftretenden Erzeugungs- und Vernichtungsprozessen vernachlässigt werden können.
- Die Änderung der thermischen und kalorischen Zustandsgrößen über die Wegstrecke einer mittleren freien Weglänge ist so gering, daß die Teilchenverteilungsfunktionen nur geringe Abweichungen von einer Maxwellverteilung haben. Es lassen sich im Plasma lokale Temperaturen für Elektronen und schwere Teilchen definieren.
- Nicht alle im Plasma vorkommenden Prozesse müssen detailliert bilanziert sein. Ist ein Prozeß mit Hin- und Rückprozeß so dominant, daß für ihn die Raten für Hin- und Rückprozeß gleich sind, so bestimmt dieser Prozeß die Besetzungsdichte der Niveaus. Bei hinreichend hoher Elektronendichte dominieren Elektronenstoßanregung und -abregung sowie Elektronenstoßionisation und Dreierstoßrekombination für alle Niveaus, so daß sich die Besetzungsdichten der Niveaus mit dem Boltzmannfaktor unter Verwendung der Elektronentemperatur T_e und die Zusammensetzung des Plasmas mit Hilfe der Saha-Gleichung ebenfalls unter Verwendung der Elektronentemperatur beschreiben lassen.
- Die Strahlung wird im Plasma nicht mehr lokal absorbiert, so daß die Planck-Funktion die emittierte Strahlung nicht mehr beschreibt. Nur im Bereich von starken Resonanzlinien kann die vom Plasma emittierte Strahlung noch die Intensität eines schwarzen Strahlers erreichen. Das Kirchhoffsche Gesetz bleibt dennoch gültig.

2.1.13.3 Partielles lokales thermodynamisches Gleichgewicht (PLTG)

Die niedrigen elektronischen Anregungszustände der Atome und Ionen besitzen kleinere Elektronenstoßanregungsquerschnitte und größere Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission als die höheren Anregungszustände. Dies führt dazu, daß bei geringerer werdender Elektronendichte bei den niedrigeren Energieniveaus beginnend die An- und Abregung der Energieniveaus durch Elektronenstoß nicht mehr dominiert gegenüber den Strahlungsan- und Strahlungsabregungsprozessen. Hin- und Rückreaktionen der einzelnen Wechselwirkungsprozesse sind für die einzelnen Energieniveaus nicht mehr detailliert bilanziert. Daher läßt sich deren Besetzungsdichte nicht durch einige wenige globale Parameter, wie etwa eine Elektronentemperatur, über den Boltzmannfaktor berechnen. Zur Berechnung sind stattdessen die entsprechenden Übergangsraten zu bestimmen und die sich daraus ergebenden bilanzierenden Gleichungssysteme zu lösen. Da die zu berücksichtigenden Übergangsraten aus Stoß- und Strahlungsprozessen bestehen, werden diese Gleichungssysteme auch Stoß-Strahlungs-Modelle genannt. Die Lösung dieser Modelle liefert die tatsächliche Besetzungsdichte der Energieniveaus.

Zur Beschreibung der Besetzungsdichten werden in der Literatur häufig die sogenannten Sahadekremeinte verwendet, die das Verhältnis zwischen der tatsächlichen Besetzungs-

dichte eines Zustands und der nach dem LTG zu erwartenden Besetzungsdichte angeben:

$$b(p) = \frac{n(p)}{n_{\text{LTG}}(p)} . \quad (2.67)$$

Ein Zustand $|p\rangle$ mit $b(p) < 1$ wird als unterbesetzt (gegenüber der im LTG erwarteten Besetzungsdichte), ein Zustand mit $b(p) > 1$ als überbesetzt bezeichnet. Im LTG gilt nach den obigen Voraussetzungen $b(p) = 1$ für alle Zustände $|p\rangle$. Ein Plasma mit $b(p) \neq 1$ für $p = 1, \dots, n$ und $b(p) = 1$ für alle $p > n$ nennt man im partiellen thermodynamischen Gleichgewicht.

Das Strahlungsfeld gehorcht wie im LTG nicht mehr der Planck-Verteilung. Auch das Kirchhoffsche Gesetz ist im PLTG nicht mehr anwendbar.

2.1.13.4 Sahagleichung

Für Plasmen im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht ist das Verhältnis der Dichten n zwischen allen r -fach und allen $(r+1)$ -fach ionisierten Atomen bzw. Ionen der gleichen Atomsorte durch die Saha-Eggert-Gleichung gegeben, wobei für Helium $r=0$ und $r=1$ sein kann:

$$S_r(T) = \frac{n_e n_{r+1}}{n_r} = 2 \cdot \frac{Z_{r+1}(T)}{Z_r(T)} \cdot \frac{(2 \pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \cdot e\left(-\frac{E_r - \Delta E_I}{k_B T_e}\right) , \quad (2.68)$$

wobei n_r die Dichte aller r -fach ionisierten Atome, n_{r+1} die Dichte der $(r+1)$ -fach ionisierten Atome und n_e die Elektronendichte ist. Die Ionisationsenergieerniedrigung ΔE_I ist nach Gleichung (2.22) gegeben und E_r ist die Ionisationsenergie aus dem Grundzustand des r -fach geladenen Ions. Die Zustandssumme $Z_r(T)$ der r -fach ionisierten und $Z_{r+1}(T)$ der $(r+1)$ -fach ionisierten Atome ist durch

$$Z_r = \sum_{n=1}^{n=n_{\text{max}}^r} \left(g_n^r \cdot e\left(-\frac{E_n^r}{k_B T_e}\right) \right) \quad (2.69)$$

definiert. Ohne Abbruch der Zustandssumme bei einer maximalen Quantenzahl n_{max}^r , die nach den Gleichungen (2.23) bzw. (2.24) aus der Ionisationsenergieerniedrigung bestimmt werden kann und die das jeweils höchste noch besetzte Energieniveau $E_{n_{\text{max}}}$ angibt, würde die Zustandssumme divergieren. Nach [DRA65] entspricht wegen der diskreten Werte der Energieniveaus E_n der Wert $E_{n_{\text{max}}}$ im allgemeinen nicht dem nach der Berechnung der Ionisationsenergieerniedrigung erwarteten Wert, sondern es gilt in der Regel

$$E_{n_{\text{max}}} \leq E_{\text{He}^{(+)}} - \Delta E_I . \quad (2.70)$$

Speziell für He, He^+ und He^{2+} gilt somit:

$$\frac{n_e n_{\text{He}^+}}{n_{\text{He}^0}} = 2 \cdot \frac{Z_{\text{He}^+}}{Z_{\text{He}^0}} \cdot \frac{(2 \pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \cdot e\left(-\frac{E_{\text{He}^0} - \Delta E_I}{k_B T_e}\right) \quad (2.71)$$

und

$$\frac{n_e n_{\text{He}^{2+}}}{n_{\text{He}^+}} = 2 \cdot \frac{Z_{\text{He}^{2+}}}{Z_{\text{He}^+}} \cdot \frac{(2 \pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{\left(-\frac{E_{\text{He}^+} - \Delta E_I}{k_B T_e}\right)}. \quad (2.72)$$

Hierbei bezeichnen E_{He} und E_{He^+} die Ionisationsenergie von He bzw. He^+ und ΔE_I die in Gleichung (2.22) angegebene Ionisationsenergieerniedrigung. Die Symbole Z_{He^0} , Z_{He^+} und $Z_{\text{He}^{2+}}$ stehen für die Zustandssummen von neutralem, einfach und zweifach ionisiertem Helium.

Unter Verwendung der Gleichungen für die Quasineutralität

$$n_e = n_{\text{He}^+} + 2 n_{\text{He}^{2+}} \quad (\text{Quasineutralität}) \quad (2.73)$$

und der Schwerteilchendichteerhaltung (gilt im Falle eines abgeschlossenen Volumens)

$$n_0^0 = n_0 + n_{\text{He}^+} + n_{\text{He}^{2+}} \quad (\text{Schwerteilchenerhaltung}), \quad (2.74)$$

sowie der Definitionen für den einfachen Ionisationsgrad α und den zweifachen Ionisationsgrad β :

$$\alpha = \frac{n_{\text{He}^+}}{n_0 + n_{\text{He}^+} + n_{\text{He}^{2+}}} = \frac{n_{\text{He}^+}}{n_0^0} \quad (\text{einfacher Ionisationsgrad}) \quad (2.75)$$

und

$$\beta = \frac{n_{\text{He}^{2+}}}{n_0 + n_{\text{He}^+} + n_{\text{He}^{2+}}} = \frac{n_{\text{He}^{2+}}}{n_0^0} \quad (\text{zweifacher Ionisationsgrad}) \quad (2.76)$$

können mit den daraus folgenden Gleichungen

$$n_{\text{He}^+} = \alpha n_0^0, \quad (2.77)$$

$$n_{\text{He}^{2+}} = \beta n_0^0, \quad (2.78)$$

$$n_{\text{He}^0} = (1 - \alpha - \beta) n_0^0, \quad (2.79)$$

$$n_e = (\alpha + 2\beta) n_0^0, \quad (2.80)$$

zwei Bestimmungsgleichungen für α und β bei konstant gehaltenem Volumen bzw. konstant gehaltener Schwerteilchendichte $n_0^0 = \text{const}$ erhalten werden:

$$\frac{(\alpha + 2\beta) \alpha}{(1 - \alpha - \beta)} = 2 \cdot \frac{1}{n_0^0} \cdot \frac{Z_{\text{He}^+}}{Z_{\text{He}^0}} \cdot \frac{(2 \pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{\left(-\frac{E_{\text{He}^0} - \Delta E_I}{k_B T_e}\right)}, \quad (2.81)$$

$$\frac{(\alpha + 2\beta) \beta}{\alpha} = 2 \cdot \frac{1}{n_0^0} \cdot \frac{Z_{\text{He}^{2+}}}{Z_{\text{He}^+}} \cdot \frac{(2 \pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{\left(-\frac{E_{\text{He}^+} - \Delta E_I}{k_B T_e}\right)}. \quad (2.82)$$

Durch Verwendung der idealen Gasgleichung nach Dalton mit einer einheitlichen Temperatur T_e für alle Teilchenarten:

$$p = (n_0 + n_{\text{He}^+} + n_{\text{He}^{2+}} + n_e) k_B T_e = n_0^0 (1 + \alpha + 2\beta) k_B T_e \quad (2.83)$$

kann n_0^0 eliminiert werden und man erhält Bestimmungsgleichungen für α und β bei gegebenem Druck:

$$\frac{(\alpha + 2\beta)\alpha}{(1 - \alpha - \beta)(1 + \alpha + 2\beta)} = 2 \cdot \frac{k_B T_e}{p} \cdot \frac{Z_{\text{He}^+}}{Z_{\text{He}^0}} \cdot \frac{(2\pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{\left(-\frac{E_{\text{He}^0} - \Delta E_I}{k_B T_e}\right)}, \quad (2.84)$$

$$\frac{(\alpha + 2\beta)\beta}{\alpha(1 + \alpha + 2\beta)} = 2 \cdot \frac{k_B T_e}{p} \cdot \frac{Z_{\text{He}^{2+}}}{Z_{\text{He}^+}} \cdot \frac{(2\pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{\left(-\frac{E_{\text{He}^+} - \Delta E_I}{k_B T_e}\right)}. \quad (2.85)$$

Die Bestimmungsgleichungen sind auf der rechten Seite sowohl über die Zustandssumme als auch über den Exponenten von der Ionisationsenergieniedrigung abhängig. Da die Ionisationsenergieniedrigung nach den Gleichungen (2.22) und (2.19) eine Funktion von n_e und damit α und β ist, ist die Bestimmungsgleichung, von genäherten Spezialfällen abgesehen, selbstkonsistent iterativ zu lösen. Dabei ergibt sich die Elektronendichte für den Fall konstanten Drucks aus den Gleichungen (2.73),(2.75),(2.76) und (2.83) zu

$$n_e = \frac{(\alpha + 2\beta)p}{(\alpha + 2\beta + 1)k_B T_e}. \quad (2.86)$$

In den Abbildungen 2.7 und 2.8 sind die Ergebnisse der Rechnungen für konstante Schwerteilchendichte und konstanten Druck aufgetragen. Mit zunehmendem Druck werden höhere Temperaturen benötigt, um das Heliumplasma annähernd vollständig zweifach zu ionisieren. Im Experiment wird der äußere Druck in der Kammer konstant gehalten. Aufgrund der schnellen Aufheizung treten jedoch im Plasma zeitweise lokal deutlich höhere Drücke auf, so daß der tatsächliche Ionisationsgrad zwischen der Näherung für konstanten Druck und der für konstante Schwerteilchendichte liegt.

Die Teilchendichte n_p^{z-1} eines Anregungszustands $|p\rangle$ der Ionisationsstufe $z-1$ kann im LTG über die ebenfalls als Saha-Gleichung bezeichnete Beziehung

$$n_p^{z-1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{g_p^{z-1}}{g_1^z} \cdot n_e \cdot n_1^z \cdot \frac{h^3}{(2\pi m_e k_B T_e)^{3/2}} \cdot e^{\left(\frac{E_1^{z-1} - E_p^{z-1} - \Delta E_I}{k_B T_e}\right)} \quad (2.87)$$

berechnet werden. Hierbei ist g_p^{z-1} das statistische Gewicht des Zustands $|p\rangle$, g_1^z das statistische Gewicht des Grundzustands des Ionisationszustands z , E_1^{z-1} die Ionisationsenergie des Grundzustands des Ionisationszustands $z-1$ und E_p^{z-1} die Energie des Zustands $|p\rangle$. Diese Gleichung kann auch für die Besetzungsdichte eines Zustands $|p\rangle$ eines Plasmas im PLTG verwendet werden, wenn $b(i)=1$ für alle $i \geq p$. Abschätzungen für das Heliumplasma einer optischen Entladung unter Berücksichtigung der Absorption der Resonanzlinien in [FRE94] zeigen, daß ab Elektronendichten von etwa $1,4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ ein LTG vorliegen kann. Das Energieniveau $n=4$ des He^+ -Ions hingegen kann bereits ab Elektronendichten von etwa 10^{22} m^{-3} im PLTG mit den darüberliegenden Energieniveaus und den He^{2+} -Ionen sein. Da die Einstellzeit für das PLTG für dieses Energieniveau bei einer Elektronentemperatur von 80 000 K bereits bei einer Elektronendichte von 10^{23} m^{-3} bei nur 20 ps liegt, kann bei

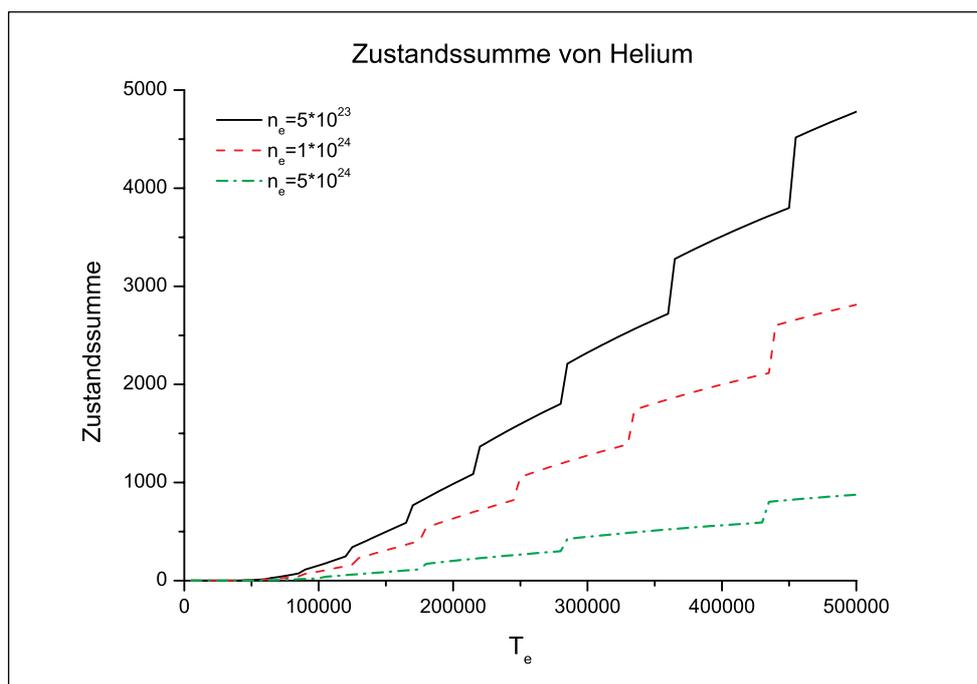


Abbildung 2.5: Zustandssumme von neutralem Helium für die Elektronendichten $5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, 10^{24} m^{-3} , und $5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Die Sprünge entstehen bei den Temperaturen, bei denen sich die maximal besetzte Hauptquantenzahl nach Gleichung (2.23) ändert.

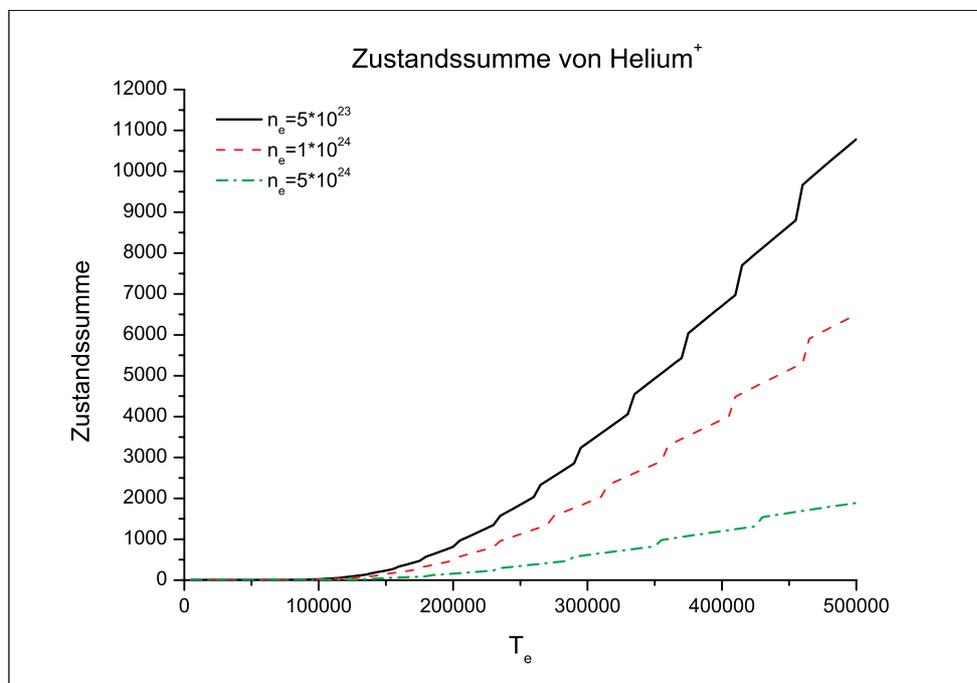


Abbildung 2.6: Zustandssumme des He^+ -Ions für die Elektronendichten $5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, 10^{24} m^{-3} , und $5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Die Sprünge entstehen bei den Temperaturen, bei denen sich die maximal besetzte Hauptquantenzahl nach Gleichung (2.24) ändert.

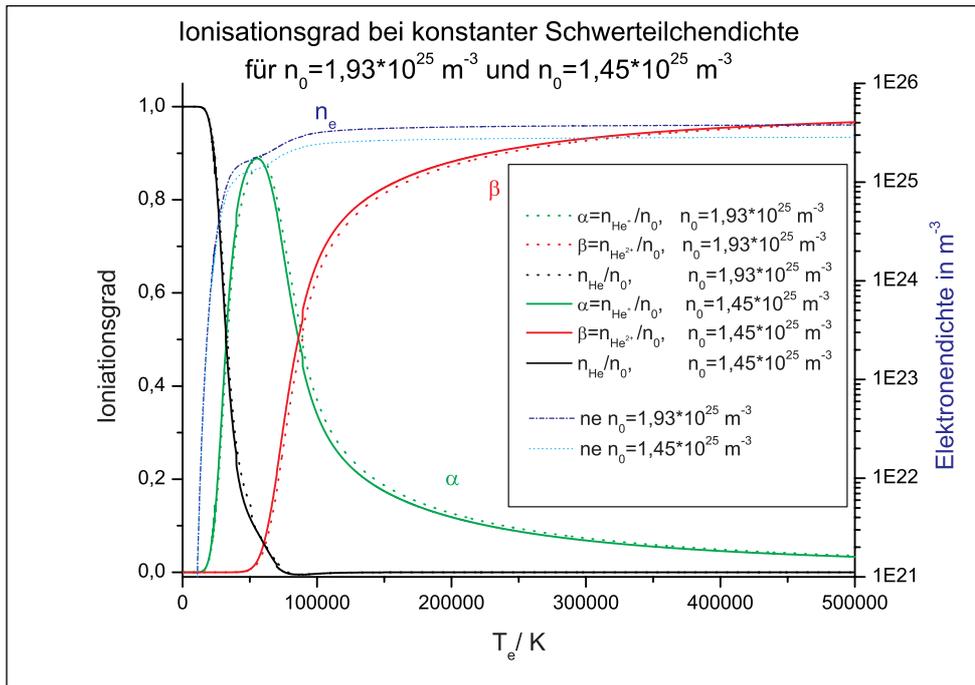


Abbildung 2.7: Ionisationsgrad eines Heliumplasmas bei einer konstanter Schwerteilchendichte von $1,93 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ und $1,45 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ nach den Gleichungen (2.81) und (2.82). Dies entspricht einem Druck von 80 kPa bzw. 60 kPa bei 300 K.

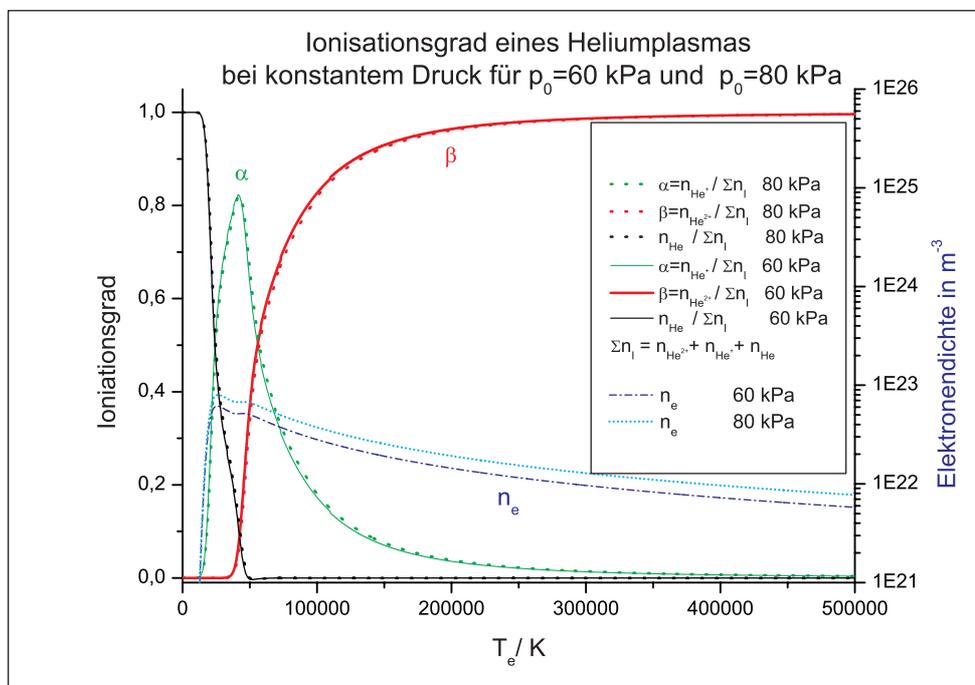


Abbildung 2.8: Ionisationsgrad eines Heliumplasmas bei einem konstanten Druck von 80 kPa und 60 kPa nach den Gleichungen (2.84) und (2.85).

den erwarteten Elektronendichten oberhalb von mehreren 10^{23} m^{-3} sicher vom Vorliegen eines PLTG ausgegangen werden. Somit kann Gleichung (2.87) für die Berechnung der Besetzungsdichte des Niveaus $n=4$ des einfach ionisierten Heliums verwendet werden.

2.2 Linienstrahlung

2.2.1 Emissionskoeffizient für Linienstrahlung

Für die Linie eines Übergangs von einem gebundenen Zustand m in einen gebundenen Zustand n gilt der spektrale Emissionskoeffizient

$$\epsilon_{mn}^\lambda(\lambda) = \frac{hc}{4\pi\lambda} n_m A_{mn} P(\lambda) , \quad (2.88)$$

mit dem normierten Linienprofil $P(\lambda)$:

$$\int_0^\infty P(\lambda) d\lambda = 1 \quad (2.89)$$

und der Übergangswahrscheinlichkeit A_{mn} :

$$A_{mn} = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_0 m_e c \lambda^2} \cdot \frac{g_n}{g_m} \cdot f_{nm} . \quad (2.90)$$

Die Absorptionsoszillatorenstärke f_{nm} kann über die sogenannte Linienstärke $S(n,m)$ quantenmechanisch berechnet werden [MAR96]:

$$f_{nm} = \frac{8 m_e c \pi^2}{3 e^2 h \lambda g_n} \cdot S(n, m) , \quad (2.91)$$

mit

$$S(n, m) = | \langle \Psi_m | \vec{D} | \Psi_n \rangle |^2 = S(m, n) , \quad (2.92)$$

wobei \vec{D} der Dipoloperator mit $\vec{D} = e\vec{r}$ ist.

Für Wasserstoff und wasserstoffähnliche Ionen wurden die Absorptionsoszillatorenstärken von Bethe berechnet und sind in [UNS68] tabelliert.

2.2.2 Die HeII Paschen- α -Linie

Die HeII Paschen- α -Linie wird in dieser Arbeit wegen einiger günstiger Eigenschaften zur Elektronendichte- und Temperaturbestimmung verwendet. Die Starkverbreiterung der Linie ist gut bekannt und weist nur eine geringe Temperaturabhängigkeit auf. Sie hat nur eine Linie des neutralen Heliums in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft, die zudem bei

großen Elektronentemperaturen vernachlässigt werden kann. Zudem ist sie optisch dünn und der Ausgangszustand befindet sich bei den erwarteten Elektronendichten und Temperaturen im PLTG mit den freien Elektronen und den Alphateilchen (siehe Abschnitt 2.1.13.4). Daher soll im weiteren auf die für die Elektronendichte- und Temperaturbestimmung benötigten Eigenschaften eingegangen werden.

Die HeII Paschen- α -Linie von $n=4$ nach $n=3$ setzt sich nach den Auswahlregeln $\Delta l = \pm 1$ und $\Delta s = 0, \pm 1$ aus den in Tabelle (2.6) zusammengestellten einzelnen Übergängen zusammen.

Absorption					Emission	Wellenlänge
$ m\rangle$	g_m	$ n\rangle$	g_n	f_{nm}	Übergang	$\lambda_{\text{vac}}/\text{nm}$
4f	14	3d	10	1,016	$^2F_{7/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	468,712
					$^2F_{5/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	468,714
					$^2F_{5/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$	468,702
4p	6	3d	10	0,011	$^2P_{3/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	468,872
					$^2P_{3/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$	468,707
					$^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$	468,723
4d	10	3p	6	0,619	$^2D_{5/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$	468,702
					$^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$	468,707
					$^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$	468,669
4s	2	3p	6	0,032	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$	468,722
					$^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$	468,684
4p	6	3s	2	0,484	$^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$	468,672
					$^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$	468,688

Tabelle 2.6: Statistische Gewichte g_m und g_n sowie Absorptionsoszillatorenstärken f_{nm} der an der HeII P_α -Linie beteiligten Zustände.

Für die Intensitätsverhältnisse der Übergänge der Subniveaus gilt nach [BET77]:

$$\begin{aligned}
 \text{sp - Übergänge:} & \quad s \rightarrow p_{3/2} : s \rightarrow p_{1/2} = 2 : 1 \\
 \text{pd - Übergänge:} & \quad p_{3/2} \rightarrow d_{5/2} : p_{3/2} \rightarrow d_{3/2} : p_{1/2} \rightarrow d_{3/2} = 9 : 1 : 5 \\
 \text{df - Übergänge:} & \quad d_{5/2} \rightarrow f_{7/2} : d_{5/2} \rightarrow f_{5/2} : d_{3/2} \rightarrow f_{5/2} = 20 : 1 : 14
 \end{aligned}$$

Messungen der Linienintensitäten der einzelnen Übergänge wurden in [HAS82] beschrieben und in [MUR83] teilweise korrigiert.

2.2.3 Dopplerverbreiterung

Die Strahlung der Frequenz ν_0 eines relativ zum Beobachter mit der Geschwindigkeit v in Beobachtungsrichtung bewegten Atoms wird von diesem mit der Frequenzverschiebung

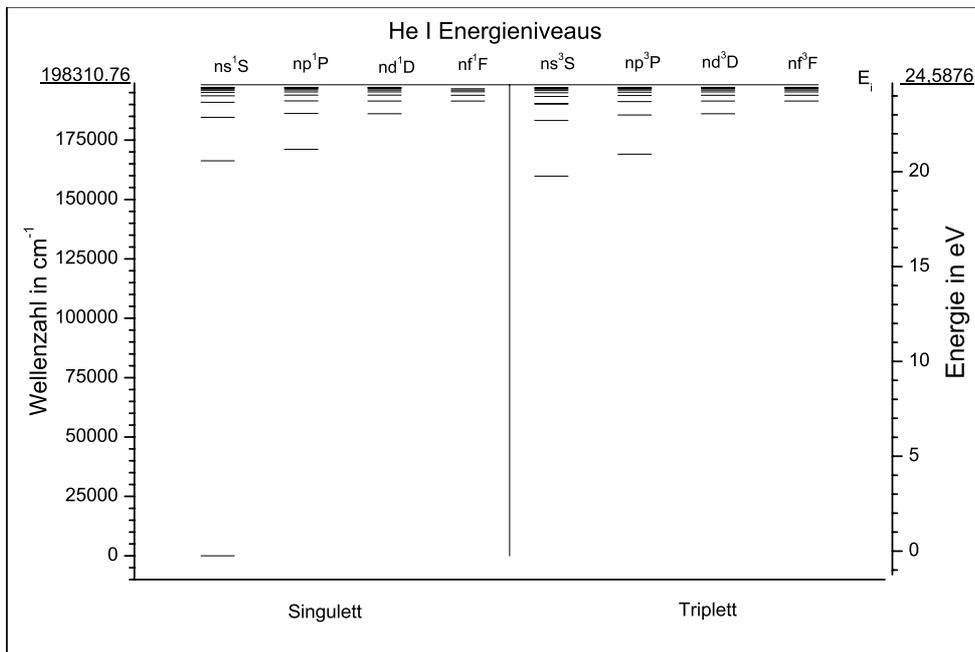


Abbildung 2.9: Lage der Energieniveaus des neutralen Heliums für den Singulett- und den Triplettzustand.

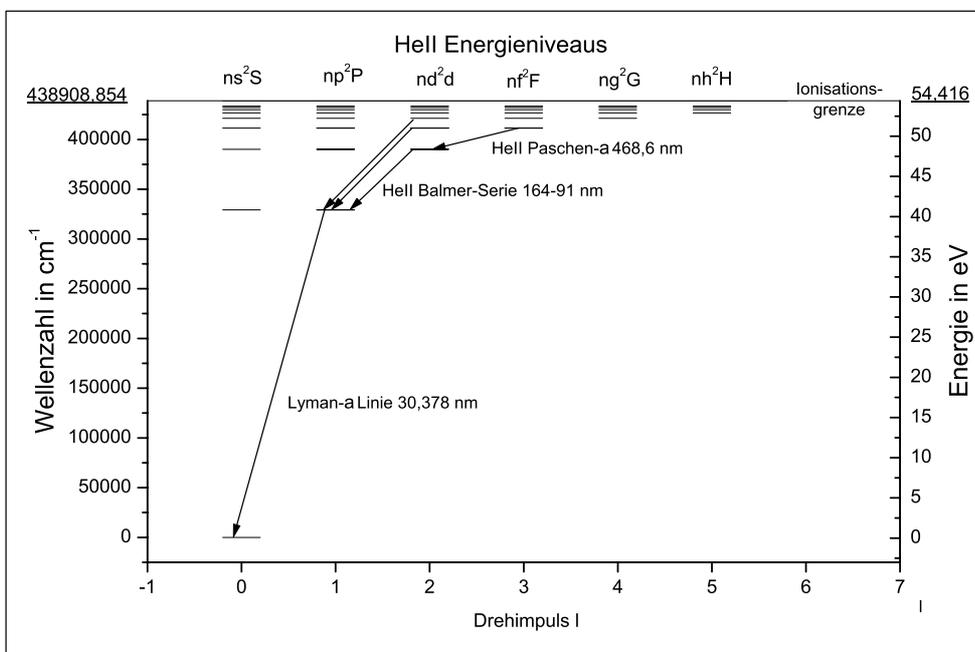


Abbildung 2.10: Lage der Energieniveaus des einfach ionisierten HeII sowie einige Übergänge der Lyman-, Balmer- und Paschenserie.

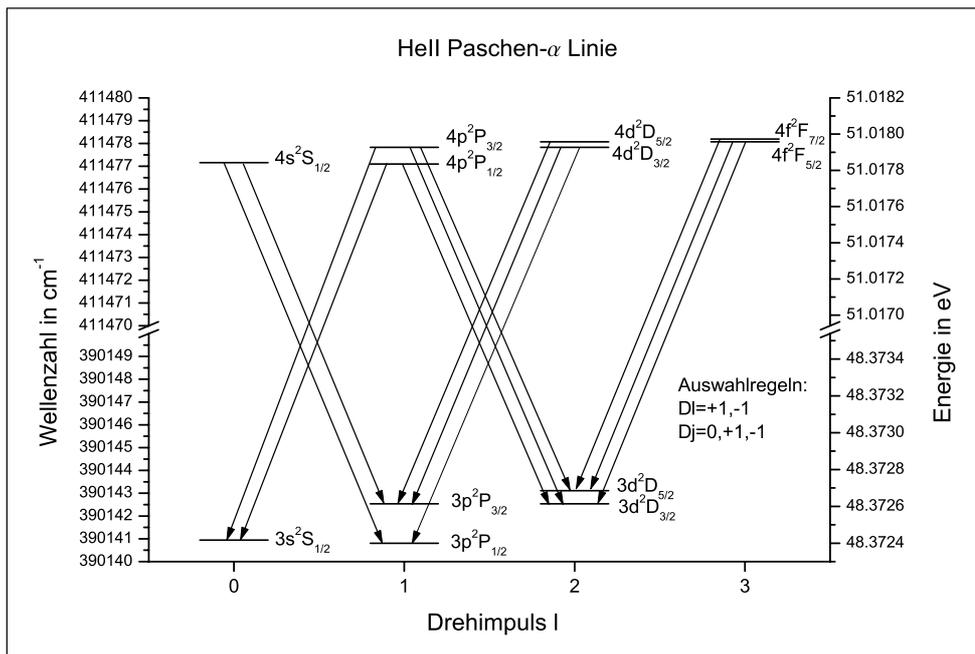


Abbildung 2.11: Lage der Energieniveaus der HeII P_α -Linie sowie der erlaubten Übergänge ohne äußeres Magnetfeld.

$\Delta\nu = \frac{v}{c} \nu_0$ beobachtet. Haben Atome oder Ionen eine thermische Geschwindigkeitsverteilung gemäß einer Maxwell-Verteilung (siehe Gl. (2.8)), so folgt daraus ein gaußförmiges normiertes Linienprofil um die Zentralwellenlänge λ_0 mit

$$I_D(\lambda) = \sqrt{\frac{m c^2}{2 \pi k_B T_m \lambda_0^2}} \exp\left(-\frac{m c^2}{2 k_B T_m \lambda_0^2}(\lambda - \lambda_0)^2\right). \quad (2.93)$$

Dabei gilt für die volle Halbwertsbreite:

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = \lambda_0 2 \sqrt{\frac{2 k_B T_m \ln 2}{m c^2}}. \quad (2.94)$$

Für die HeII P_α -Linie bei 468,6 nm beträgt die volle Halbwertsbreite durch den Doppellereffekt selbst bei einer Gastemperatur von 500 000 K noch weniger als 0,12 nm. Sie ist damit kleiner als das Auflösungsvermögen des Spektrographen (0,20 nm, siehe Abschnitt 3.2.5) oder die Starkverbreiterung (siehe Abschnitt 2.2.6) der Linie bei den untersuchten Elektronendichten und kann daher bei allen weiteren Betrachtungen unberücksichtigt bleiben.

2.2.4 Zeeman-Aufspaltung und Paschen-Back-Aufspaltung

Unter dem Einfluß eines äußeren homogenen Magnetfelds, wie es bei der optischen Entladung verwendet wird, spalten die Energieniveaus bei kleinen Feldstärken nach dem

Zeeman-Effekt, bei großen Feldstärken nach dem Paschen-Back-Effekt in mehrere Energieniveaus auf. Mit der Aufspaltung zweier Energieniveaus in mehrere Subniveaus geht auch eine Aufspaltung der aus dem Übergang zwischen zwei Energieniveaus entstehenden Spektrallinie in mehrere Spektrallinien einher. Sind die einzelnen dieser Spektrallinien stärker verbreitert als die Aufspaltung, so macht sich dies nur in einer Verbreiterung der Linie bemerkbar. Im folgenden soll der Einfluß des Magnetfelds auf die HeII Paschen- α -Linie bei den verwendeten Flußdichten von bis zu acht Tesla abgeschätzt werden.

Bei kleinen Flußdichten spalten die Energieniveaus zunächst nach dem anomalen Zeeman-Effekt auf. Für die Wechselwirkungsenergie gilt:

$$\Delta E_{\text{Zeeman}} = g_j m_j \mu_B B , \quad (2.95)$$

mit dem Faktor g_j [MAR96]:

$$g_j = 1 + (g_e - 1) \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (2.96)$$

und dem Bohr-Magneton μ_B [MAR96], [BRA83]:

$$\mu_B = \frac{e \hbar}{2 m_e} = 9,27401 \cdot 10^{-24} \text{ J/T} . \quad (2.97)$$

Häufig wird das gyromagnetische Verhältnis $g_e=2,002\,319$ des Elektrons exakt gleich 2 gesetzt. Der Faktor g_j heißt dann Landé-Faktor und nimmt nach der Runge-Regel rationale Werte an. Da g_j für die verschiedenen Energieniveaus unterschiedliche Werte besitzt (für die Energieniveaus $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$, $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$, $^2F_{5/2}$ und $^2F_{7/2}$ hat g_j die Werte 2 , $\frac{2}{3}$, $\frac{4}{3}$, $\frac{4}{5}$, $\frac{6}{5}$, $\frac{6}{7}$ und $\frac{8}{7}$), spalten die 13 Übergänge der HeII Paschen- α -Linie, von zufälligen Entartungen bei bestimmten Flußdichten abgesehen, in 122 Linien auf. Es gelten die Übergangsregeln für optische Übergänge mit $\Delta m_j=0$ für die π - und $\Delta m_j=\pm 1$ für die σ -Übergänge. Bei Beobachtung transversal zum Magnetfeld sind die π - und die σ -Übergänge als parallel bzw. senkrecht zum Magnetfeld linear polarisierte Komponenten detektierbar. Bei longitudinaler Beobachtung sind nur die σ^+ - und σ^- -Übergänge als rechts- bzw. links-zirkular polarisiertes Licht nachweisbar. Wird die Flußdichte B vergleichbar groß oder größer als die inneren Felder, die die Spin-Bahn-Kopplung bewirken, so wird diese aufgehoben. Die Quantenzahl für den Gesamtdrehimpuls J verliert ihre Bedeutung. Spin- und Bahndrehimpuls orientieren sich unabhängig voneinander und der Zeeman-Effekt geht nach [GER99] und [HAK96] in den Paschen-Back-Effekt über. Während der Übergangsbereich zwischen Zeeman-Effekt und Paschen-Back-Effekt nur durch relativ aufwendige Störungsrechnungen zugänglich ist, ist beim Paschen-Back-Effekt bei großen Flußdichten wieder eine einfache Berechnung möglich. Durch die Aufhebung der Spin-Bahn-Kopplung reduziert sich die Anzahl der Übergänge von 13 auf fünf jeweils in nur noch drei Linien aufgespaltene Gruppen. Als Kriterium für die Gültigkeit

der Paschen-Back-Aufspaltung gilt $\mu_B B \gtrsim \Delta E_{LS}$, wobei ΔE_{LS} der energetische Abstand der durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgespaltenen Niveaus ist. Für die Niveaus $4f^2F_{7/2}$ und $4f^2F_{5/2}$ mit $\Delta E_{LS}=0,122 \text{ cm}^{-1}$ ([BAS78]) ist dies bereits ab 0,26 Tesla der Fall, für $3p^2P_{3/2}$ und $3p^2P_{1/2}$ mit $\Delta E_{LS}=1,75 \text{ cm}^{-1}$ ([BAS78]) hingegen erst ab 3,7 Tesla. Für den Paschen-Back-Effekt beträgt die magnetische Zusatzenergie

$$V_{m_1 m_s} = (m_1 + 2 m_s) \mu_B B \quad (2.98)$$

und die Aufspaltung der Spektrallinien

$$\Delta E = (\Delta m_1 + 2 \Delta m_s) \mu_B B, \quad (2.99)$$

wobei für die optischen Auswahlregeln $\Delta m_s=0$ gilt sowie $\Delta m_1=0$ für die π - bzw. $\Delta m_1=\pm 1$ für die σ -Übergänge. Die verwendete Flußdichte von 8 Tesla bewirkt eine Aufspaltung der HeII-Paschen α -Linie um $\pm 3,78 \text{ cm}^{-1}$ für die σ -Übergänge, was einer Verschiebung der Wellenlänge von $\pm 0,08 \text{ nm}$ entspricht. Mit dem verwendeten Spektrographen ist diese Aufspaltung bei den gewählten Aufnahmezeiten von 5 ns und den dafür erforderlichen Spaltbreiten nicht mehr nachweisbar. Sie beeinträchtigt damit jedoch auch die Bestimmung der Elektronendichten aus den Halbwertsbreiten der gemessenen Linien nicht.

2.2.5 Stoßverbreiterung

Die Wechselwirkung eines strahlenden Atoms oder Ions mit umgebenden neutralen und geladenen Teilchen verursacht sowohl eine Verbreiterung als auch eine Verschiebung der abgestrahlten Spektrallinie. Nach [FRE94] beschreiben zwei verschiedene Theorien den Einfluß der Störteilchen auf die Form des Linienprofils.

In der Stoßdämpfungstheorie ([UNS68], [SOB57]) werden Phasenstörungen des strahlenden Oszillators durch Stöße durch die schnellen Elektronen betrachtet. Eine Fourieranalyse der resultierenden Wellenzüge ergibt das Frequenzspektrum der abgestrahlten Linie. Diese Betrachtung führt zu einem Lorentzprofil.

2.2.6 Starkverbreiterung

In der quasistatischen Theorie bleibt die Bewegung von Störteilchen unberücksichtigt. Aufgrund des Stark-Effekts durch Mikrofelder am Ort des Atoms von Elektronen und Ionen in der Umgebung des strahlenden Atoms tritt eine Wellenlängenverstimmlung der emittierten Linie ein.

Der Beitrag der als statisch betrachteten Ionen zum Linienprofil resultiert aus einer Statistik über die Verteilung der elektrischen Feldstärken von unterschiedlich weit vom emittierenden Atom entfernten geladenen Störteilchen. Diese Betrachtung führt nach [GRI64] und [UNS68] zu einem Holtsmark-Profil.

Der Beitrag der Elektronen zum Linienprofil wird nach der Stoßdämpfungstheorie ermittelt und liefert im wesentlichen einen Beitrag in der Linienmitte [GRI64]. Das resultierende Gesamtprofil ist die Faltung der beiden Einzelprofile.

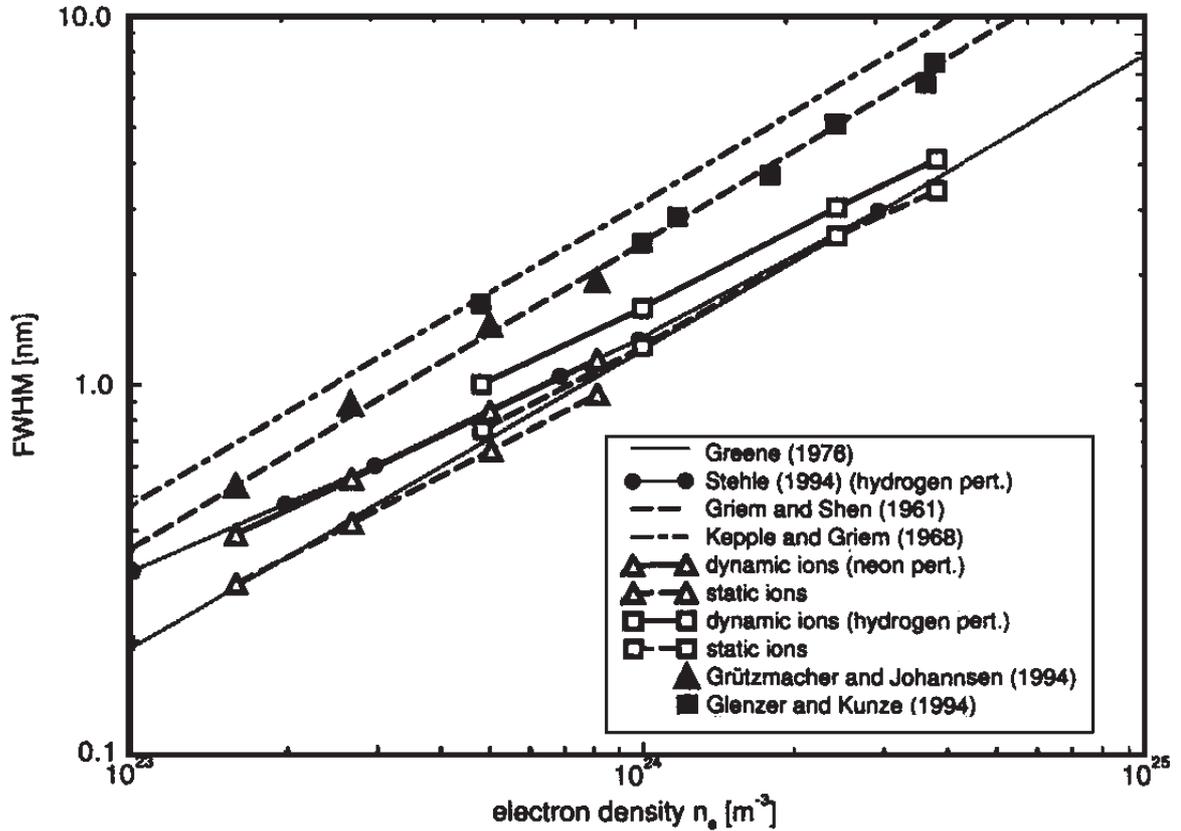


Abbildung 2.12: Theoretische und gemessene Halbwertsbreiten der HeII- P_α -Linie als Funktion der Elektronendichte. Die Abbildung ist [STO98] entnommen.

Das Linienprofil von Wasserstoff- sowie neutralen und einfach ionisierten Heliumlinien wurde von vielen Autoren unter Berücksichtigung der Stark-Verbreiterung berechnet ([GRI64], [KOR72], [KEP72], [GRI74]). Die theoretischen Profile werden in einer normierten Funktion $S(\alpha)$ angegeben. Die reduzierte Wellenlänge α ist durch die Gleichung

$$\alpha = \frac{\lambda - \lambda_0}{F_0}, \quad (2.100)$$

mit der Wellenlänge der Linienmitte der ungestörten Linie λ_0 und der sogenannten Holtsmark-Feldstärke F_0 gegeben. Für die Holtsmark-Feldstärke gilt bei einfach geladenen Störteilchen nach [GRI64]:

$$F_0 = \frac{2,61 \cdot e}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot n_e^{2/3} = 3,758 \cdot 10^{-9} \frac{V}{m} \cdot (n_e/m^{-3})^{2/3} \quad (2.101)$$

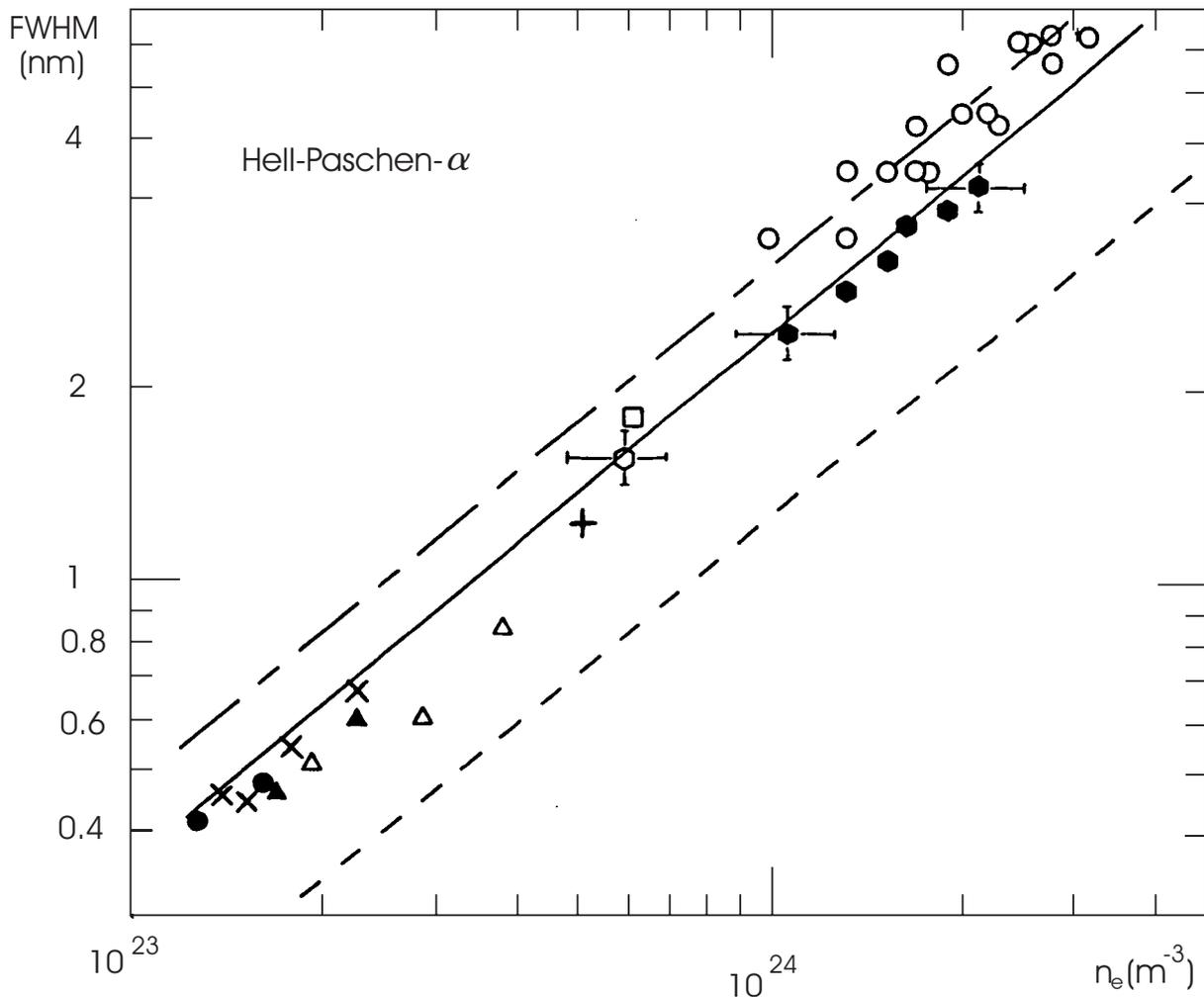


Abbildung 2.13: Theoretische und gemessene Halbwertsbreiten der HeII- P_α -Linie als Funktion der Elektronendichte. Theorie: - - - [GRE76], - · - · [KEP72], — [GRI61] (entspricht der in dieser Arbeit verwendeten Gleichung (2.103)). Die Abbildung ist [GAW88] entnommen.

und für mehrfach geladene Ionen nach [NEL71]:

$$F_0 = \frac{2,61 \cdot e}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \sum_{k=1}^{n_{\max}} k \cdot (n^{k+})^{2/3} = 3,758 \cdot 10^{-9} \frac{\text{V}}{\text{m}} \cdot \sum_{k=1}^{n_{\max}} k \cdot (n^{k+}/\text{m}^{-3})^{2/3}. \quad (2.102)$$

In [FRE94] wurden zahlreiche Veröffentlichungen zur Starkverbreiterung der HeII Paschen- α -Linie gesichtet und miteinander verglichen. Die geringe Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite macht diese Linie nach ([GAW88]) besonders geeignet zur Bestimmung der Elektronendichte dichter Plasmen. Sie wurde in theoretischen Arbeiten von Griem and Shen ([GRI61], [KEP72] und [GRE76]) behandelt und die Profile $S(\alpha)$ angegeben. In [GAW88] wurden die theoretischen Aussagen den Meßergebnissen mehrerer Autoren an verschiedenen Plasmaquellen unterschiedlicher Elektronendichte und Elek-

tronentemperatur gegenübergestellt. Alle Meßergebnisse stimmen besser mit den Berechnungen von [GRI61] überein als mit denen von [KEP72] und [GRE76]. Die von [KEP72] berechneten Halbwertsbreiten sind dabei systematisch kleiner als die anderen Berechnungen und die Meßergebnisse. Eine von [PIT83] und [PIT86] angegebene empirische Gleichung für die Berechnung der Halbwertsbreite der P_α -Linie wurde von [KUN89] sowie [GAW88] durch unabhängige Messungen der Elektronendichte auf einen Dichtebereich von $6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 2,2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und einen Temperaturbereich bis $T_e \leq 2 \cdot 10^5 \text{ K}$ erweitert und stimmt gut mit der Theorie von [GRI61] überein. Sie ist damit im Temperatur- und Dichtebereich der von [FRE94] untersuchten Plasmen gültig und wurde von ihm deshalb zur Bestimmung der Elektronendichte des Plasmas mittels der Halbwertsbreite benutzt. Auch in neueren Arbeiten [STO98] bleiben je nach Modell Diskrepanzen zu den Messungen bestehen. Da nach [STO98] Meßwerte bis zu einer Elektronendichte von etwa $4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ mit der Theorie von [GRI61] und damit der empirischen Formel gut übereinstimmen, wurde sie auch in dieser Arbeit verwendet. Die experimentell ermittelten Elektronendichten sind somit auch direkt mit denen aus [FRE94] vergleichbar. Die von [PIT83] und [PIT86] angegebene empirische Beziehung zwischen der Halbwertsbreite und der Elektronendichte der HeII- P_α -Linie lautet:

$$n_e = 3,31 \cdot 10^{23} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}}{\text{nm}} \right)^{1,21} \text{ m}^{-3}. \quad (2.103)$$

In den Abbildungen 2.12 und 2.13 ist die Halbwertsbreite der HeII- P_α -Linie in Abhängigkeit von der Elektronendichte nach verschiedenen Theorien im Vergleich mit Meßwerten dargestellt. Die durchgezogene Linie in Abbildung 2.13 entspricht dabei der verwendeten Gleichung (2.103)

2.2.7 Stark-Verschiebung der HeII Paschen- α -Linie

Gleichzeitig mit der Starkverbreiterung der Paschen- α -Linie des HeII tritt auch eine Rotverschiebung der Liniennitte auf. Auch diese Verschiebung wurde von zahlreichen Autoren sowohl theoretisch ([GRI83], [NGU86], [GAW89], [STO98]) als auch experimentell ([BER66], [PIT81], [HAS82], [MUR83], [FLE84], [PIT86], [KOB89], [GAW89]) in einem Elektronendichtebereich von $10^{22} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 2,4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ in Abhängigkeit von der umgebenden Ladungsträgerdichte und der Temperatur untersucht. Neben der Verschiebung der Linie, die durch die umgebenden Störteilchen durch verschiedene teils entgegengesetzt wirkende Mechanismen bewirkt wird, tritt auch eine Asymmetrie im Liniensprofil auf. Berechnungen von [STO98] können mit ihrer Theorie die Linierverschiebung der HeII- P_α -Linie zwar in guter Übereinstimmung mit Experimenten erklären, nicht jedoch gleichzeitig die Verschiebung der H_α -Linie. Als mögliche Ursache der Diskrepanz werden nicht berücksichtigte ionendynamische Effekte genannt. In [GAW89] ist eine parametri-

sierte Formel zur Berechnung der Rotverschiebung angegeben:

$$\Delta\lambda_{\text{Shift}} = 10^{-34} \cdot \frac{n_e}{\text{m}^{-3}} \cdot \left(\left(\frac{1,602 \cdot 10^{-19} \text{J}}{k_B T_e} \right)^2 + \frac{k_B T_e}{16 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{J}} + \frac{5}{4} \right) \text{m} . \quad (2.104)$$

Der Gültigkeitsbereich dieser Formel wird vom Autor auf Elektronentemperaturen bis etwa 10^5 K eingeschränkt. Bei 10^5 K und einer Elektronendichte von 10^{24} m^{-3} beträgt die Verschiebung der Linienmitte 0,18 nm, bei einer Elektronendichte von $5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ bereits 0,9 nm. Eine Extrapolation der Gleichung über den Gültigkeitsbereich hinaus zu höheren Temperaturen läßt eine lineare Zunahme der Verschiebung mit der Elektronentemperatur erwarten. Die Verschiebung der Linie wurde bei den Messungen beobachtet und bei der Anfitting der Linienprofile zur Elektronendichtebestimmung berücksichtigt.

2.3 Kontinuumsstrahlung

Neben den Elektronenübergängen zwischen zwei gebundenen Energieniveaus, bei denen, von den oben beschriebenen Verbreiterungsmechanismen abgesehen, diskrete Spektrallinien abgestrahlt werden, gibt es die frei-frei-Strahlung, die durch Übergänge zwischen zwei freien Zuständen entsteht und die frei-gebunden-Strahlung beim Übergang zwischen einem freien und einem gebundenen Zustand. In beiden Fällen wird jeweils ein kontinuierliches Spektrum abgestrahlt.

Der Übergang zwischen zwei freien Zuständen entsteht durch die Streuung und damit Beschleunigung freier Elektronen im elektrischen Feld von Atomen und Ionen. Die kontinuierliche Geschwindigkeits- und damit auch Energieverteilung der Elektronen (die Geschwindigkeitsverteilung wird meist als Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung angenommen, siehe Gleichung (2.9)) spiegelt sich in der als Bremsstrahlung bezeichneten, von der Temperatur T_e , den Dichten und der Wellenlänge abhängigen Kontinuumsmission wieder.

Die Rekombination eines freien Elektrons mit der kinetischen Energie E_{kin} mit einem Ion der Ionisationsstufe z in den gebundenen Zustand der Energie E_n der Ionisationsstufe $z+1$ emittiert Strahlung der Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h c}{E_{\text{kin}} + (E_I^{z-1} - E_n)} , \quad (2.105)$$

wobei E_I^{z-1} die Ionisationsenergie des $(z-1)$ -fach geladenen Ion oder Atoms ist. Da eine minimale kinetische Energie $E_{\text{kin},\text{min}}=0$ J existiert, gibt es für jedes Energieniveau E_n eine maximal mögliche Wellenlänge $\lambda_{\text{max}}=h c/(E_I^{z-1} - E_n)$, bei der die Kontinuumsmission einsetzt und von der sie sich zu kürzeren Wellenlängen hin fortsetzt. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen sorgt für einen schnellen Abfall der Intensität zu kürzeren Wellenlängen hin. In einem bestimmten Wellenlängenbereich tragen daher nur Rekombinationsübergänge zum Kontinuum bei, die auf Energieniveaus mit einer Hauptquantenzahl n enden, die größer als eine bestimmte Quantenzahl sind. Im Bereich der HeII

P_α -Linie ($4 \rightarrow 3$) bei 468,6 nm sind dies zum Beispiel erst die Übergänge ab $n=5$ bei He^+ und ab $n=3$ bei neutralem Helium. Im folgenden soll auf die Berechnung der Kontinuumsmission der Bremsstrahlung und der Rekombinationsstrahlung näher eingegangen werden.

2.3.1 Emissionskoeffizient der Bremsstrahlung

Der Emissionskoeffizient der Bremsstrahlung setzt sich aus den drei Anteilen der Streuung von Elektronen an neutralem sowie an einfach und zweifach ionisiertem Helium zusammen. Der Beitrag zur Bremsstrahlung durch Streuung von Ionen an Ionen oder Elektronen an Elektronen ist nach [LOC68] sehr viel geringer und wird in der Regel vernachlässigt. Der Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung von freien Elektronen mit neutralem Helium ist nach [GEL73] etwa eine Zehnerpotenz kleiner als der Wirkungsquerschnitt von freien Elektronen mit Heliumionen. Da außerdem die Neutralteilchendichte im betrachteten Temperaturbereich viel geringer ist als die Ionendichte (siehe Abschnitt 2.1.13), kann auch der Anteil der Bremsstrahlung von Elektronen an neutralem Helium gegenüber den Anteilen an den Ionen vernachlässigt werden.

Der spektrale Emissionskoeffizient von Elektronen an Ionen in einem Plasma kann aus dem spektralen Emissionskoeffizienten von monoenergetischen Elektronen an Ionen hergeleitet werden. Trifft ein Strahl von Elektronen der Dichte n_e mit der Geschwindigkeit v auf Ionen der Dichte n^+ , so gilt klassisch:

$$\varepsilon_\lambda^{\text{ff}}(v) = \frac{e^6 z^2}{24 \sqrt{3} \pi^2 m_e^2 c^2 \varepsilon_0^3 \lambda^2} \cdot \frac{n^+ n_e(v)}{v}. \quad (2.106)$$

Für den Emissionskoeffizienten der Elektronen in einem Plasma ist über die Geschwindigkeitsverteilung zu mitteln, wobei nur die Elektronen einen Beitrag zur Wellenlänge λ leisten können, deren kinetische Energie größer ist als die Energie der Photonen bei der entsprechenden Wellenlänge, für deren Geschwindigkeit v also gilt:

$$v \geq \sqrt{\frac{hc2}{\lambda m_e}}. \quad (2.107)$$

Für Elektronen mit einer Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ gilt also für den spektralen Emissionskoeffizienten:

$$\varepsilon_\lambda^{\text{ff}} = \frac{e^6 z^2 n^+}{24 \sqrt{3} \pi^2 m_e^2 c^2 \varepsilon_0^3 \lambda^2} \cdot \int_{\sqrt{\frac{hc2}{\lambda m_e}}}^{\infty} \frac{n_e}{v} f(v) dv. \quad (2.108)$$

Unter Berücksichtigung quantenmechanischer Effekte und einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung gemäß Gleichung (2.9) gilt bei partiellem thermodynamischen Gleichgewicht für den spektralen Emissionskoeffizienten der Elektronen an einfach ionisiertem

Helium nach [GRI64]:

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\lambda}(\text{He}^+) = \langle g_{\text{KL}}^{\text{ff}} \rangle \cdot \frac{e^6}{12 \pi^2 c^2 \varepsilon_0^3 \sqrt{6 \pi m_e^3 k_B T_e}} \cdot \frac{n_e \cdot n_{\text{He}^+}}{\lambda^2} \cdot \quad (2.109)$$

$$\exp\left(-\frac{h c}{\lambda k_B T_e}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_{\text{He}} / (n_{\text{max}}^{\text{He}})^2 - \Delta E}{k_B T_e}\right) \cdot \quad (2.110)$$

Der spektrale Emissionskoeffizient gibt die pro Raumwinkel, Volumen- und Wellenlängeneinheit abgestrahlte Leistung an. Hierbei ist $\langle g_{\text{KL}}^{\text{ff}} \rangle$ der nach [GRI64] über die Maxwell-Verteilung gemittelte Gauntfaktor für wasserstoffähnliche Systeme und $n_{\text{max}}^{\text{He}}$ die nach Gleichung (2.23) bestimmte höchste besetzte diskrete Quantenzahl des Helium-Atoms. Die Ionisationsenergieniedrigung ΔE kann nach Gleichung (2.22) berechnet werden. Bei zunehmender Temperatur und Wellenlänge können nach [JOH67] Korrekturen des gemittelten Gauntfaktors vernachlässigt werden, die die Abweichung des Potentialverlaufs des He^+ -Ions vom Coulombpotential berücksichtigen.

Der spektrale Emissionskoeffizient des zweifach ionisierten Heliumions kann wasserstoffähnlich berechnet werden:

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\lambda}(\text{He}^{2+}) = \langle g_{\text{KL}}^{\text{ff}} \rangle \cdot \frac{e^6}{12 \pi^2 c^2 \varepsilon_0^3 \sqrt{6 \pi m_e^3 k_B T_e}} \cdot \frac{n_e \cdot 4 n_{\text{He}^{2+}}}{\lambda^2} \cdot \quad (2.111)$$

$$\exp\left(-\frac{h c}{\lambda k_B T_e}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_{\text{He}^+} / (n_{\text{max}}^{\text{He}^+})^2 - \Delta E}{k_B T_e}\right) \cdot \quad (2.112)$$

Hierbei ist $n_{\text{max}}^{\text{He}^+}$ die nach Gleichung (2.24) maximal besetzte Hauptquantenzahl des He^+ -Ions. Der Gauntfaktor nimmt nach [GRI64] im hier interessanten Temperaturbereich den Wert $\langle g_{\text{KL}}^{\text{ff}} \rangle \approx 1$ an.

2.3.2 Emissionskoeffizient der Rekombinationsstrahlung

Der Emissionskoeffizient der Rekombinationsstrahlung setzt sich aus der Rekombination von Elektronen mit einfach ionisiertem Helium in Zustände des dann neutralen Heliums und aus der Rekombination von Elektronen mit zweifach ionisiertem Helium in die Zustände des dann einfach ionisierten Heliums zusammen.

Die Rekombinationsstrahlung in Zustände des einfach ionisierten Heliums läßt sich nach [GRI64] wasserstoffähnlich rechnen:

$$\varepsilon_{\text{fb}}^{\lambda}(\text{He}^{2+}) = \frac{e^6}{12 \pi^2 c^2 \varepsilon_0^3 \sqrt{6 \pi m_e^3 k_B T_e}} \cdot \frac{n_e \cdot n_{\text{He}^{2+}}}{\lambda^2} \cdot \exp\left(-\frac{h c}{\lambda k_B T_e}\right) \cdot \frac{8 E_H}{k_B T_e} \cdot \sum_{n=5}^{n_{\text{max}}^{\text{He}^+}} \frac{\langle g_n^{\text{fb}} \rangle}{n^3} \cdot \exp\left(\frac{4 E_H / n^2 - \Delta E}{k_B T_e}\right) \cdot \quad (2.113)$$

Hierbei ist E_H die Ionisationsenergie des Wasserstoffatoms. Die Summation erfolgt über die Hauptquantenzahlen bis zur höchsten diskreten Quantenzahl $n_{\max}^{\text{He}^+}$. Die gemittelten Gauntfaktoren $\langle g_n^{\text{fb}} \rangle$ für Strahlung von Elektronen vom Übergang aus freien Zuständen in gebundene Zustände der Hauptquantenzahl n nehmen nach [GRI64] für $n=5,6,\dots$ den Wert 1 an.

Für den Emissionskoeffizienten der Rekombinationsstrahlung von freien Elektronen mit He^+ -Ionen in Zustände des neutralen Heliums gilt nach [EIN74]:

$$\varepsilon_{\text{fb}}^\lambda(\text{He}^+) = \frac{e^6}{12 \pi^2 c^2 \varepsilon_0^3 \sqrt{6 \pi m_e^3 k_B T_e}} \cdot \frac{n_e \cdot n_{1+}}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right) \right) \cdot \xi^{(\text{fb})}(\lambda, T_e). \quad (2.114)$$

Hierbei ist n_{1+} die Dichte der Helium-Ionen im Grundzustand. Mit dem Faktor $\xi^{(\text{fb})}(\lambda, T_e)$ wird die Abweichung der Kontinuumsemission des Helium-Ions von der des Wasserstoffatoms beschrieben ([ZAN88], [BIB60]). Zur Berechnung des Faktors $\xi^{(\text{fb})}(\lambda, T_e)$ finden sich in [EIN74] sowie in [SCH65] und [SCH68] Formeln, die in [FRE94] miteinander verglichen werden. Wegen eines geringeren numerischen Aufwandes und hinreichender Übereinstimmung mit Ergebnissen von [KRI67] wird in [FRE94] die Gleichung nach [EIN74] verwendet:

$$\xi^{(\text{fb})}(\lambda, T_e) = \frac{2 E_H z^2}{k_B T_e} \cdot \frac{1}{\exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right) - 1} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T_e}\right) \cdot \sum_{\lambda < \lambda_g} \left(\frac{G_n(\lambda)}{g_{1+} n^3} \cdot \exp\left(-\frac{hc}{\lambda_n k_B T_e}\right) \right). \quad (2.115)$$

Die Rekombinationsstrahlung des He^+ -Ions in die Hauptquantenzahl $n=2$ des neutralen Heliums hat eine maximal mögliche Wellenlänge von 368,3 nm und trägt daher zur Kontinuumsstrahlung im Bereich der HeII-P_α -Linie ebensowenig bei wie die bei noch kürzeren Wellenlängen liegende Rekombination in die Hauptquantenzahl $n=1$. Die zu berücksichtigenden Energieniveaus $n=3$ und $n=4$ haben die in der Tabelle (2.7) aufgelisteten maximalen Grenzwellenlängen. Die Gauntfaktoren $G_n(\lambda)$ sind in [GRI64] für $n=3$ für die einzelnen Unterniveaus in Schritten von 50 nm tabelliert (siehe Tabelle 2.7). Ab $n=4$ kann nach [EIN74] wasserstoffähnlich gerechnet werden. Die Gauntfaktoren hierfür können für die Hauptquantenzahlen eins bis fünf aus [LOC68] entnommen werden und liegen bei eins (siehe Abbildung 2.14). Helium hat im Gegensatz zu Wasserstoff zwei Termssysteme und der Gauntfaktor des Wasserstoffs wäre daher eigentlich doppelt zu nehmen. Da jedoch auch das statistische Gewicht des Grundzustands des Heliums das doppelte des Wasserstoffs ist, können die Werte direkt in Gleichung (2.115) eingesetzt werden. Die

E_n	$\lambda_{\text{Grenz}}/\text{nm}$	$G_{n,400\text{nm}}$	$G_{n,450\text{nm}}$	$G_{n,500\text{nm}}$	E_n	$\lambda_{\text{Grenz}}/\text{nm}$
3^1S	743,4	0,049	0,042	0,037	4^1S	1355,7
3^3S	663,1	0,115	0,097	0,083	4^3S	1247,1
3^1P	826,0	0,122	0,118	0,114	4^1P	1465,5
3^3P	784,2	0,365	0,355	0,343	4^3P	1408,6
3^1D	818,7	0,070	0,076	0,081	4^1D	1455,6
3^3D	818,7	0,209	0,227	0,243	4^3D	1455,2
					$4^1\text{F}, 4^3\text{F}$	1456,9

Tabelle 2.7: Grenzwellenlängen für die Rekombinationsstrahlung von He^+ in die Energieniveaus $n=3$ und $n=4$ des neutralen Heliums und Gauntfaktoren für $n=3$ nach [GRI64].

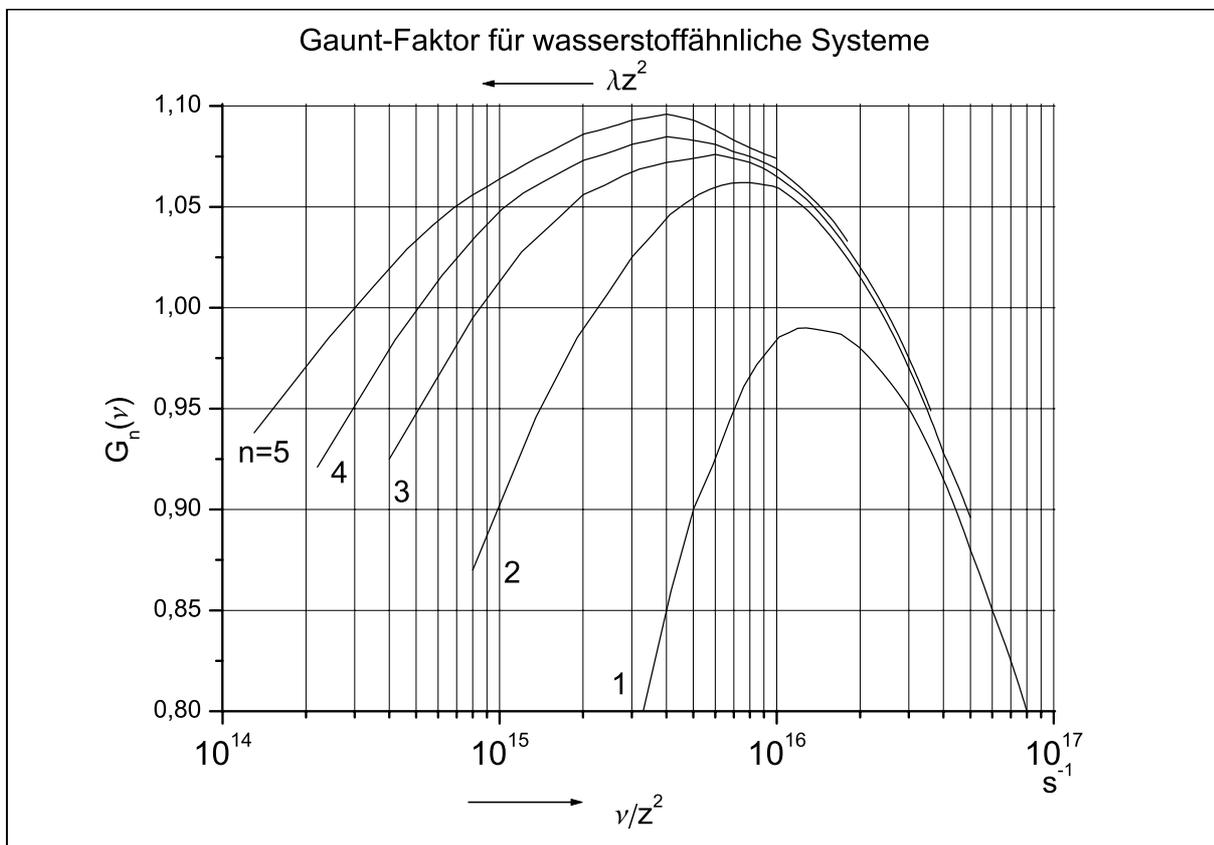


Abbildung 2.14: Gebunden-frei Gauntfaktor für wasserstoffähnliche Systeme der Kernladungszahl z nach [LOC68]

Rekombinationsstrahlung in die Energieniveaus ab $n=5$ kann im Bereich der HeII P_α -Linie wegen des Exponentialterms in Gleichung (2.115) gegenüber den anderen Beiträgen vernachlässigt werden.

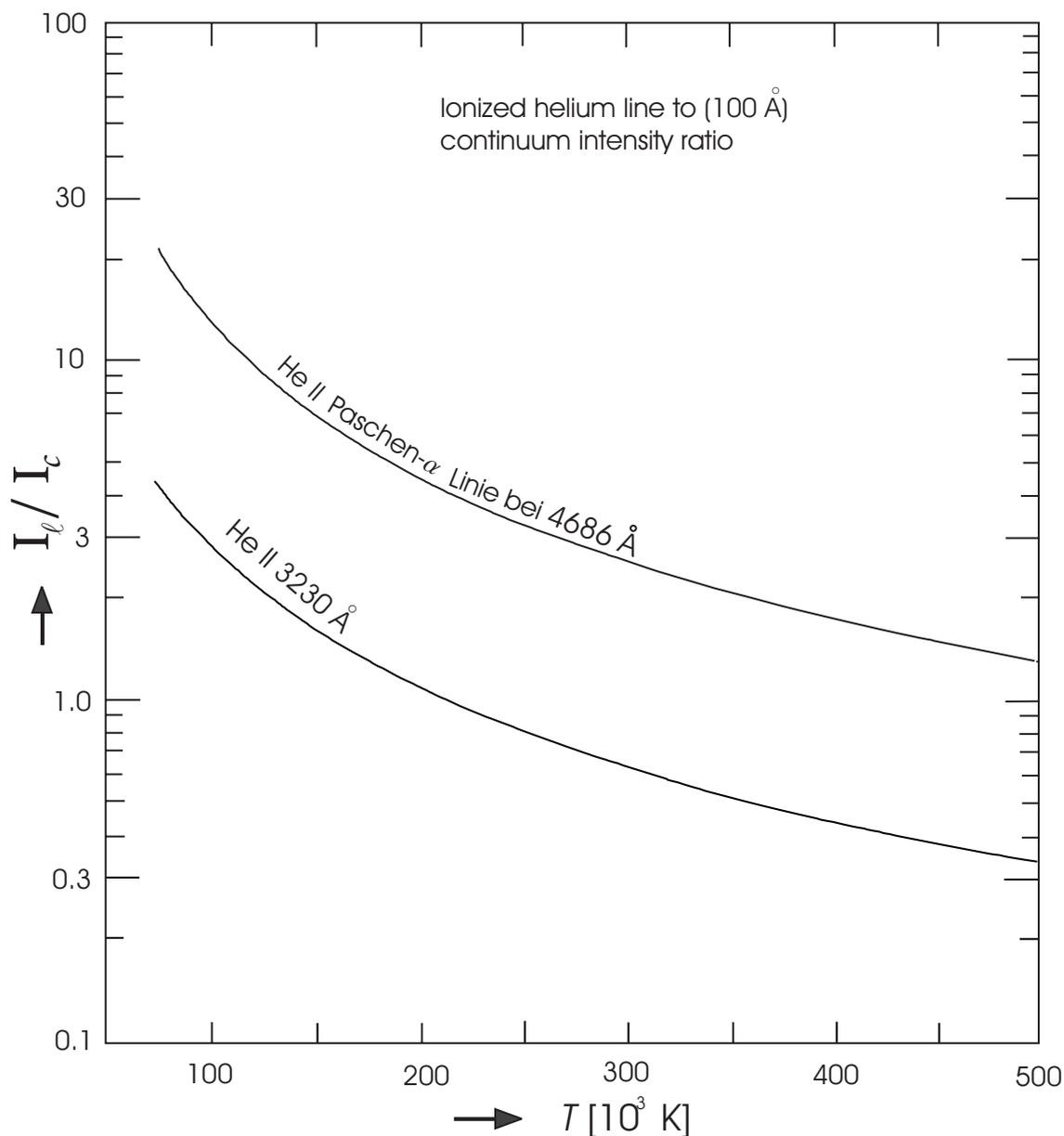


Abbildung 2.15: Verhältnis der Linienintensität zur Kontinuumsstrahlung in einem Bereich von 10 nm unter der Linie in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur für zwei Heliumlinien nach [GRI64].

2.4 Verhältnis von Linienstrahlung zu Kontinuumsstrahlung

Aus dem Verhältnis der Linienstrahlung einer Spektrallinie zur unter dieser Linie liegenden Kontinuumsstrahlung kann nach [GRI64] unter bestimmten Voraussetzungen die Elektronentemperatur eines Plasmas spektroskopisch, also nichtinvasiv, bestimmt werden. Erste

Voraussetzung ist eine bekannte chemische Zusammensetzung des Plasmas. Bereits geringe Verunreinigungen können die Linien- oder Kontinuumsstrahlung signifikant ändern. In dieser Arbeit wurde daher mit Helium der Reinheit 5.0 gearbeitet (99,999 Vol. % Helium, $O_2 \leq 1$ vpm, $N_2 \leq 4$ vpm, $H_2O \leq 3$ vpm, $KW \leq 0,5$ vpm, $Ne \leq 1$ vpm). Da einige Sauerstoff- und Stickstofflinien im blauen Linienflügel der HeII P_α -Linie liegen, ist besonders auf eine geringe Leckrate des Versuchsaufbaus zu achten, die bei einem Volumen der Kammer von etwa 30 l bei 10^{-6} kPa1/s lag. In einem Heliumplasma ist das Helium bei den üblichen Drucken nach [GRI64] bei Elektronentemperaturen ab etwa 75 000 K annähernd vollständig zweifach ionisiert. Daher ist auch bei weiter zunehmender Elektronentemperatur das Verhältnis von der Elektronendichte zur He^{2+} -Dichte in guter Näherung konstant 2. Zur Berechnung der Kontinuumsstrahlung der Elektronen mit den He^{2+} -Ionen kann daher unter der Voraussetzung einer minimalen Elektronentemperatur von etwa 75 000 K die Größe n_e in guter Näherung durch $2 \cdot n_{He^{2+}}$ ersetzt werden. Bei den im lasererzeugten Plasma zeitweise auftretenden hohen Drucken kann sich die minimal erforderliche Elektronentemperatur auch auf etwa 150 000 K erhöhen (siehe Abschnitt 2.1.13.4). Das obere Niveau $n=4$ der HeII P_α -Linie ist nach [GRI64] ab Elektronendichten von etwa 10^{22} m^{-3} im partiellen thermodynamischen Gleichgewicht mit den darüberliegenden Energieniveaus, insbesondere also auch mit dem Grundzustand der He^{2+} -Ionen, also der Dichte $n_{He^{2+}}$. Dadurch ist das Verhältnis der Linienstrahlung zur Kontinuumsstrahlung unter den genannten Voraussetzungen praktisch unabhängig von der Elektronendichte und damit nur eine Funktion der Elektronentemperatur. In Abbildung 2.15 aus [GRI64] wurde das Verhältnis der über die gesamte Linie integrierten Intensität zur Intensität der Kontinuumsstrahlung in einem Wellenlängenbereich von 10 nm unter der Linie als Funktion der Elektronentemperatur aufgetragen. Aus einer spektroskopischen Messung in einem ausreichenden Bereich um die HeII P_α -Linie bei 468,6 nm kann somit sowohl nach Gleichung (2.103) die Elektronendichte aus der Halbwertsbreite der Linie als auch die Elektronentemperatur aus dem Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsemission nach Abbildung 2.15 bestimmt werden. Nach [GRI64] eignet sich dieses Verfahren für Elektronentemperaturen von 75 000 K bis etwa 500 000 K. Da in die Bestimmung von Elektronendichte und Elektronentemperatur nur Linienprofil und Intensitätsverhältnisse eingehen, ist keine Absolutmessung von Intensitäten erforderlich. In den Abbildungen 4.13 und 4.14 sind zwei Beispiele für die Spektren der HeII P_α -Linie bei unterschiedlichen Elektronendichten und Temperaturen dargestellt.

2.5 Lasererzeugte Plasmen im Magnetfeld

Auf Ladungsträger, die sich in einem elektrischen und magnetischen Feld bewegen, wirkt die Kraft:

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.116)$$

In einem konstanten Magnetfeld der Form $\vec{B} = (0, 0, B)$ und ohne elektrisches Feld kann die Bewegung in zwei Geschwindigkeitskomponenten zerlegt werden. Die zu \vec{B} parallele Komponente bleibt unbeeinflusst vom Magnetfeld, während auf die zu \vec{B} senkrechte Komponente v_{\perp} der Geschwindigkeit \vec{v} die Lorentzkraft wirkt, die das Teilchen auf eine Kreisbahn zwingt, deren Radius aus der Gleichsetzung von Zentripetalkraft und Lorentzkraft folgt:

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB} . \quad (2.117)$$

Mit der mittleren Geschwindigkeit $\overline{v_{\perp}}$ von v_{\perp} nach Gleichung (2.15) ergeben sich für $B=8$ Tesla und Elektronentemperaturen zwischen 100 000 K und 500 000 K für Elektronen mittlere Larmorradien zwischen $1,1 \mu\text{m}$ und $2,5 \mu\text{m}$, also wesentlich kleiner als der Fokusbereich. Die He^{2+} -Ionen haben eine doppelte positive Ladung und eine geringere Geschwindigkeit $\overline{v_{\perp}}$ als die Elektronen. Die größere Masse der Ionen führt jedoch zu einem Larmorradius, der etwa 43 mal so groß ist wie der der Elektronen und damit dem Fokusbereich vergleichbar ist. Aus Gleichung (2.117) folgt mit $v_{\perp} = \omega_c \cdot r$ die auch Gyrationen- bzw. Larmorfrequenz genannte Zyklotronfrequenz der Elektronen

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} , \quad (2.118)$$

bzw. die Gyrationenzeit T_{Gy} , in der das Elektron eine vollständige Kreisbahn beschreibt:

$$T_{\text{Gy}} = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi m_e}{eB} . \quad (2.119)$$

Für $B=8$ Tesla ergibt sich eine Zyklotronfrequenz von $\omega_c = 1,41 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ bzw. eine Umlaufzeit $T_{\text{Gy}} = 4,47 \cdot 10^{-12} \text{ s}$. Im stoßfreien Plasma bewegen sich die Elektronen demnach auf Kreisbahnen um ein Führungszentrum, das sich entlang der Magnetfeldlinien bewegen kann. Eine Diffusion von geladenen Teilchen oder Wärmeleitung senkrecht zum Magnetfeld findet in einem stoßfreien Plasma nicht statt. Daher ist bei geeigneter Magnetfeldkonfigurationen im Prinzip ein Plasmaeinschluß möglich. In der Fusionsforschung versucht man dieses Prinzip im Tokamak oder Stellarator anzuwenden. Im realen Plasma wird die Gyration der Elektronen durch Stöße gestört. Wärme- und Teilchentransport können dann senkrecht zum Magnetfeld stattfinden, sind aber mehr oder weniger stark eingeschränkt. Die Zahl der Gyrationenumläufe der Elektronen zwischen zwei impulsaus-tauschenden Stößen ist eine charakteristische Größe für den magnetischen Einschluß. Ein Maß dafür ist der Hallparameter χ_e :

$$\chi_e = \omega_c \cdot \tau_e . \quad (2.120)$$

Der Hallparameter χ_e ist somit 2π mal dem Verhältnis von Stoßzeit zu Gyrationenzeit. Ist χ_e wesentlich größer als 1, so nennt man die Elektronen stark magnetisiert, ist χ_e wesentlich kleiner als eins, so nennt man die Elektronen nicht magnetisiert. In Tabelle 2.9 ist der

Hallparameter χ_e für unterschiedliche Plasmabedingungen aufgelistet. Eine entsprechende Größe χ_i kann man auch für die Ionen angeben. Für diese gilt in unserem Experiment immer $\chi_i \ll 1$.

Im mikroskopischen Bild ist mit der Gyration der geladenen Teilchen ein magnetisches Moment verbunden, das dem äußeren Magnetfeld entgegengesetzt ist. In der makroskopischen Beschreibung spricht man beim stoßfreien Plasma mit unendlicher Leitfähigkeit vom „einfrieren“ der magnetischen Feldlinien. Das Plasma ist an die Feldlinien „gebunden“ und der magnetische Fluß durch jede geschlossene Kurve, die sich mit dem Plasma bewegt, ist konstant. Ein äußeres Magnetfeld kann nicht in das Plasma eindringen und ein im Plasma eingefangenes nicht entweichen. Vergrößert sich die Fläche, etwa durch Expansion des Plasmas, so folgt aus dem konstanten Fluß eine abnehmende Flußdichte. Im realen Plasma mit endlicher Leitfähigkeit σ und der Abmessung $2R$ kann ein äußeres Magnetfeld nur mit der magnetohydrodynamischen Relaxationszeit [GER99]

$$\tau = \frac{1}{4} \mu_0 \sigma R^2 \quad (2.121)$$

in das Plasma eindringen. Auf den dabei induzierten Ringstrom wirkt die Lorentzkraft und hat eine Kraftdichte zur Folge, die über die Abmessung des Plasmas integriert einen magnetischen Druck ergibt. Für den Fall, daß die Feldlinien als parallel und geradlinig betrachtet werden können, gilt die Druckgleichgewichts-Bedingung innerhalb und außerhalb des Plasmas, unter der das Plasma magnetisch eingeschlossen werden kann [GOL98]

$$p_{\text{kin,p}} + \frac{B_p^2}{2\mu_0} = \text{const.} = \frac{B_v^2}{2\mu_0} + p_{\text{kin,v}} \quad (2.122)$$

das heißt, die Summe aus Plasmadruck $p_{\text{kin,p}}$ und magnetischem Druck $p_{\text{mag,p}}$ ist konstant. Der kinetische Druck $p_{\text{kin,v}}$ außerhalb des Plasmas (ca. 1 bar) ist dabei gegenüber dem magnetischen Druck $p_{\text{mag,v}}$ (≈ 250 bar bei 8 T) vernachlässigbar klein. In einem zylindrischen Plasma mit Magnetfeld parallel zur z-Achse, in dem im Zentrum der höchste Druck herrscht, wird somit das Magnetfeld im Plasma abgeschwächt. Das Plasma verhält sich also diamagnetisch. Dem Magnetfeld entspricht bei vollständiger Verdrängung aus dem Plasma ein Druck

$$p_{\text{mag}} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.123)$$

Bei den zu erwartenden Elektronentemperaturen von einigen hunderttausend Kelvin und Elektronendichten bis zu einigen 10^{24} m^{-3} wird χ_{rme} nach Tabelle 2.9 in der Größenordnung von eins liegen. Die Elektronen sind damit weder stark magnetisiert noch unmagnetisiert. Ebenso liegt das Verhältnis von magnetischem Druck zu kinetischem Druck nach Tabelle 2.8 in der Größenordnung von eins, so daß ein nennenswerter Einfluß des Magnetfelds auf das Plasma zu erwarten ist.

T_e/K	n_e/m^{-3} $p_{mag,v}/p_{kin,p}$	$5 \cdot 10^{22}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{23}$	10^{24}	$5 \cdot 10^{24}$	10^{25}	$5 \cdot 10^{25}$
100 000		246	123	24,6	12,3	2,46	1,23	0,246
200 000		123	61,5	12,3	6,15	1,23	0,615	0,123
300 000		82,0	41,0	82,0	4,10	0,820	0,410	0,0820
400 000		61,5	30,7	6,15	3,07	0,615	0,307	0,615
500 000		49,2	24,6	4,92	2,49	0,492	0,246	0,0492

Tabelle 2.8: Verhältnis von magnetischem Druck $p_{mag,v}$ zu kinetischem Druck $p_{kin,p}$ in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur und Elektronendichte für ein Heliumplasma bei einer Flußdichte von acht Tesla.

T_e/K	n_e/m^{-3} χ_e	$5 \cdot 10^{22}$	10^{23}	$5 \cdot 10^{23}$	10^{24}	$5 \cdot 10^{24}$	10^{25}	$5 \cdot 10^{25}$
100 000		12,1	6,35	1,43	0,758	0,175	0,094	0,023
200 000		30,1	15,7	3,48	1,83	0,412	0,218	0,051
300 000		51,6	26,8	5,90	3,09	0,690	0,363	0,083
400 000		75,8	39,3	8,62	4,50	1,00	0,524	0,119
500 000		102	53,0	11,6	6,03	1,33	0,700	0,157

Tabelle 2.9: Hallparameter $\chi_e = \omega_c \cdot \tau_e$ in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur und Elektronendichte für ein Heliumplasma bei einer Flußdichte von acht Tesla.

Unter dem Einfluß eines Magnetfelds ändern sich insbesondere die Transporteigenschaften. Der Wärmefluß nimmt in einem magnetisierten Plasma tensorielle Form an. Der Wärmefluß \vec{q}_e der Elektronen in einem Plasma setzt sich aus einem Anteil $\vec{q}_{u,e}$ (frictional heat flux) und dem Wärmefluß $\vec{q}_{T,e}$ durch Wärmeleitung aufgrund des Temperaturgradienten zusammen. Mit dem Einheitsvektor $\vec{b} = \vec{B}/B$ und der relativen Geschwindigkeit $\vec{u} = \vec{v}_e - \vec{v}_i$ von Elektronen und Ionen gilt nach [REI01] und [DIV01]:

$$\vec{q}_{u,e} = \beta_{\parallel}^{Tu} \vec{u}_{\parallel} + \beta_{\Delta}^{Tu} \vec{b} \times \vec{u} + \beta_{\perp}^{Tu} \vec{u}_{\perp} , \quad (2.124)$$

$$\vec{q}_{T,e} = -\kappa_{\parallel} \vec{b} \left(\vec{b} \cdot \vec{\nabla} \right) T_e - \kappa_{\Delta} \vec{b} \times \vec{\nabla} T_e - \kappa_{\perp} \left(-\vec{b} \times \left(\vec{b} \times \vec{\nabla} \right) T_e \right) \quad (2.125)$$

$$= -\kappa_{\parallel} \cdot \vec{\nabla}_{\parallel} T_e - \kappa_{\Delta} \vec{b} \times \vec{\nabla} T_e - \kappa_{\perp} \vec{\nabla}_{\perp} T_e . \quad (2.126)$$

Der erste Term gibt jeweils den Wärmefluß längs der Magnetfeldlinien beziehungsweise längs der Relativgeschwindigkeit an, der dritte Term den Wärmefluß senkrecht zu den Magnetfeldlinien beziehungsweise senkrecht zur Relativgeschwindigkeit. Der zweite Term gibt jeweils einen diamagnetischen Wärmefluß an, der senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zur treibenden Kraft, dem Temperaturgradienten beziehungsweise der Relativgeschwindigkeit, steht. Die Wärmeleitfähigkeit κ_{\parallel} ist unabhängig vom Hallparameter χ_e ,

während κ_{\perp} mit zunehmendem χ_e kleiner wird (siehe Gleichung 2.166). Ebenso sind die Koeffizienten $\beta_{\Delta}^{\text{Tu}}$ und $\beta_{\perp}^{\text{Tu}}$ vom Hallparameter χ_e abhängig.

Der magnetische Druck bestimmt neben dem kinetischen Druck die Dynamik des Plasmas und kann die Expansion eines geheizten Plasmas einschränken.

Neben der Beeinflussung der Plasmadynamik kann ein Magnetfeld noch auf andere Arten Plasmen beeinflussen. Besonders erwähnenswert in diesem Zusammenhang die sogenannte Elektron-Zyklotron-Resonanz. Breitet sich eine rechtszirkular polarisierte elektromagnetische Welle in Richtung der Flußlinien aus und liegen Zyklotronfrequenz der Elektronen und Kreisfrequenz der elektromagnetischen Welle nahe beieinander, so können die Elektronen lange in Phase mit der elektromagnetischen Welle bleiben und werden besonders effektiv aufgeheizt. Mit dieser sogenannten ECR-Heizung können auch Plasmen mit sehr geringen Elektronendichten noch wirkungsvoll geheizt werden. Die für Resonanz erforderlichen magnetischen Flußdichten werden derzeit allerdings nur für Mikrowellen erreicht. Für die Laserwellenlänge des CO₂-Lasers von 10,6 μm wären Flußdichten von 1000 Tesla nötig.

In der Literatur wird vor allem die Auswirkung des Magnetfelds auf die Zündschwelle und den Zündvorgang, die Form und die Kinetik der Plasmaexpansion sowie die Emission lasererzeugter Plasmen, aber auch Teilchendichten und Temperaturverteilungen sowie deren Zusammenhänge untersucht. In in einem Übersichtsartikel von Kaitmazov et al. ([KAI78]) wurden dazu verschiedene Veröffentlichungen verglichen.

Einer der Beweggründe zur Untersuchung lasererzeugter Plasmen lag in der Hoffnung, in diesen Plasmen Kernfusionsprozesse zu realisieren. Einige dieser Untersuchungen wurden dabei auch mit Magnetfeldern durchgeführt. Jedoch auch unabhängig von der Fusionsproblematik werden diese Plasmen als interessante Untersuchungsobjekte angesehen, da sie unter anderem eine mögliche Anwendung als kohärente Strahlungsquellen haben und das Studium von Plasmen im Magnetfeld von großem theoretischen Interesse ist.

Bei den für laserproduzierten Plasmen als typisch angesehenen Teilchendichten von 10^{25} - 10^{27} m^{-3} und Temperaturen von ein- bis zehnmillionen K werden nach Kaitmazov et al. [KAI78] einige zehn Tesla benötigt, um deutliche Effekte zu erwarten. Wegen der damit verbundenen hohen experimentellen Anforderungen - das Plasma muß für die Beobachtung zugänglich und häufig gegen die Atmosphäre abgedichtet sein - wird nur bei einem kleinen Teil der zahlreichen Experimente an laserproduzierten Plasmen mit Magnetfeldern gearbeitet.

Erste Versuche zum Einfluß von Magnetfeldern auf lasererzeugte Plasmen wurden bereits 1965 durchgeführt. Bei der Untersuchung der Rekombinationsphase eines laserproduzierten Argonplasmas konnte Edwards et al. [EDW65] in einem Druckbereich zwischen 7 Pa und Atmosphärendruck keinen Einfluß eines Magnetfelds von 10 Tesla auf die Zündschwelle feststellen. Er hielt daher die Elektronendiffusion aus dem Bereich des

„Afterglow“ für vernachlässigbar.

Von Vardzigulova et al. [VAR67] hingegen wurde in Luft bei einer Laserwellenlänge von $1,06 \mu\text{m}$ bei 21 T parallel zur Laserstrahlachse eine Abnahme der Zündschwelle für Drücke zwischen Atmosphärendruck und 4 kPa sowie eine Verringerung der transmittierten Laserleistung beobachtet. Als Gründe hierfür wurden eine reduzierte Diffusion der Elektronen aus dem Fokusbereich sowie ein früheres Einsetzen der Zündung genannt.

Bei Ausrichtung eines Magnetfelds von 20 Tesla senkrecht zur Laserstrahlachse hingegen konnten Chan et al. [CHA68] in Luft und Helium bei Atmosphärendruck keinen Einfluß auf die Zündschwelle oder den Zündzeitpunkt feststellen. Die Laserparameter waren $\lambda=0,69 \mu\text{m}$, $\tau=20 \text{ ns}$ und $P=20 \text{ MW}$.

Da bei Verwendung von CO_2 -Lasern die Elektronendichte auf die kritische Dichte von ca. 10^{25} m^{-3} im Vergleich zu 10^{27} m^{-3} bei Neodym-Glas-Lasern beschränkt bleibt und bei dieser geringeren Dichte Effekte des Magnetfelds bereits bei kleineren, leichter zu erreichenden Feldstärken auftreten, wurden auch mehrere Versuche mit CO_2 -Lasern durchgeführt:

Bei 8,7 Tesla fanden Cohn et al. [COH72a] eine Verringerung des Zünddrucks von 22 kPa auf 12,8 kPa in Helium und von 8,8 kPa auf 2,8 kPa in Argon. Die Ergebnisse konnten auf der Basis eines einfachen Modells erklärt werden, in dem die Unterdrückung der radialen Elektronendiffusion senkrecht zum Magnetfeld berücksichtigt wird. Eine zu Beginn des Laserpulses entstandene sehr kleine Zahl von Elektronen muß dabei ausreichend lange in der Fokusregion verbleiben, um die zur Ionisation weiterer Atome benötigte Energie aufnehmen zu können.

Für die gleiche Flußdichte von 8,7 Tesla stellten Lotter et al. [LOT74] in Helium eine früher einsetzende Zündung zum Zeitpunkt von 70 ns im Vergleich zu 100 ns bei 0 Tesla fest.

In verschiedenen Arbeiten wurde der Einfluß des Magnetfelds auf die Expansion und die Form des laserproduzierten Plasmas untersucht:

In der Studie von Chan et al. [CHA68] mit 20 Tesla senkrecht zur Laserstrahlachse reduzierte das Magnetfeld die Expansion vor allem eines Helium- aber auch die eines Luftplasmas in transversaler Richtung, während bei einem Butanplasma im wesentlichen keine Verringerung der Expansion festgestellt wurde. Dies wurde auf die geringeren Stoßquerschnitte des Heliums sowie einen geringeren kinetischen Druck des Heliumplasmas zurückgeführt, da Helium mit seiner kleinen Kernladungszahl z einen geringeren Anteil der Laserpulsenergie absorbiert.

Versuche von Kaitmazov et al. [KAI71] waren darauf ausgelegt, den Effekt des Magnetfelds auf die Form des Plasmas direkt zu untersuchen. Es wird dabei davon ausgegangen, daß in der Anfangsphase der Plasmabildung der kinetische Druck im Fokus den magnetischen Druck bei weitem überwiegt und das Magnetfeld daher in dieser Phase keinen signifikanten

Einfluß auf die Plasmaexpansion ausübt. Mit zunehmender Expansion und fallendem kinetischen Druck kann der kinetische Druck unter den magnetischen Druck fallen. Dieser Umstand alleine reicht jedoch nicht für einen erheblichen Effekt aus. Mit expandierendem Plasma sinkt auch die Temperatur und damit die Leitfähigkeit, so daß das Magnetfeld in das Plasma eindringen kann. Wenn zu dem Zeitpunkt, an dem der kinetische Druck unter den magnetischen Druck fällt, die Abfalllänge des Plasmas größer ist als die Abmessung des Plasmas quer dazu, so wird das Magnetfeld das Plasma nicht wesentlich beeinflussen. Um einen wesentlichen Einfluß zu haben, muß das Magnetfeld einen Schwellenwert überschreiten, der sich einerseits aus der Gleichheit von magnetischem und kinetischem Druck ergibt und andererseits aus der Gleichheit der Abfalllänge $\sqrt{2\tau/(\mu_0\mu_r\sigma(T_e))}$ und der Abmessung d des Plasmas, wobei τ die charakteristische Lebensdauer und $\sigma(T_e)$ die Leitfähigkeit des Plasmas ist. Vernünftige Annahmen über die Eigenschaften der in Experimenten aufgetretenen Plasmen ließen einen Schwellenwert von etwa 30 Tesla erwarten. Bei 40 Tesla durchgeführte Versuche mit Pikosekundenlaserpulsen deuteten im Gegensatz zu Experimenten bei 0 Tesla auf eine nichtsphärische Plasmaexpansion hin. Bei einer Verkipfung des Magnetfelds um 40° gegenüber der Laserstrahlachse änderte sich die axiale Symmetrie des Plasmas und die Expansion fand bevorzugt in Richtung des Magnetfelds statt. Bei Verwendung von Nanosekundenlaserpulsen wurde der Effekt beobachtet, daß bei Ausrichtung des Magnetfelds parallel zur Laserstrahlachse die Ausdehnung des Plasmas auf dieser Achse im Durchschnitt um den Faktor 1,5 wuchs während die Abmessung des Plasmas quer dazu leicht abnahm.

In welchem Maße ein Magnetfeld die Expansion eines laserproduzierten Plasmas beeinflusst, hängt jedoch nach Kasperczuk et al. [KAS96] auch entscheidend von der Intensitätsverteilung im Fokus des Lasers ab. Bei Verwendung von Festkörpertargets können zwei Expansionsverhalten unterschieden werden, die Expansion in nahezu den gesamten Raumwinkel und die bevorzugt axiale Expansion. Dabei zeigen Experimente und Rechnungen, daß eine Intensitätsverteilung mit maximaler Intensität im Zentrum des Fokus die Expansion in den gesamten Raumwinkel begünstigt, während ein Intensitätsminimum im Zentrum des Fokus bevorzugt zur axialen Expansion führt.

Die Möglichkeit, die Ausbreitungsrichtung des laserproduzierten Plasmas und ablatierter Ionen mit einem Magnetfeld gezielt zu beeinflussen, wurde von Tsui et al. [TSU97] genutzt, um ein Kohlenstoffplasma längs gekrümmter Magnetfeldlinien zu führen. So folgte das Plasma einem Magnetfeld mit einer Richtungsänderung von 30° . Mögliche Anwendung hierzu ist die Plasmabeschichtung von verschiedenen Bauteilen, auch an sonst schwer zugänglichen Innenflächen.

Bei der Untersuchung der Plasmaemission wurden die im folgenden aufgeführten Beobachtungen gemacht:

Die über den sichtbaren Spektralbereich integrierte Emission eines lasererzeugten Plasmas

nahm bei Vardzigulova et al. [VAR67] bei einer Flußdichte von 21 Tesla um 40 % zu. Die Zunahme wurde auf eine Veränderung der Energiebilanz zurückgeführt. Durch die veränderte Expansion des Plasmas verlängert sich die Abkühlzeit des Plasmas. Ein relativ großer Teil der Energie wird in Strahlung umgewandelt, ein kleinerer Teil in kinetische Energie des Plasmas. Andererseits führt die Diffusion des Plasmas im Magnetfeld zu einer weiteren Jouleschen Aufheizung.

Bei der Untersuchung der optischen Entladungen stellten Chan et al. [CHA68] bei 20 Tesla fest, daß das Magnetfeld die Dauer der Lichtemission in Helium von 60 ns auf 90 ns, in Luft von 130 ns auf 160 ns und in Butan von 230 ns auf 235 ns verlängert. Diese Zunahme wurde als Folge der verringerten Plasmaexpansion interpretiert. Die für die verschiedenen Gase unterschiedliche Zunahme wurde auf die verschiedenen Stoßquerschnitte und den geringeren Druck der leichten Gase zurückgeführt, die ja auch bereits die Expansion beeinflussten.

Von Askar'yan et al. [ASK72] wurde bei 20 Tesla eine zeitintegrierte Zunahme der im Sichtbaren abgestrahlten Leistung um den Faktor 1,4 gemessen, wobei das Magnetfeld in der Anfangsphase keinen Einfluß auf die Lichtemission hat, die Lichtemission jedoch langsamer abklingt.

In mehreren Arbeiten von Volyak et al., z.B. [VOL73] und [VOL74], wurde der Einfluß eines gepulsten Magnetfelds mit Flußdichten von 20-23 Tesla auf die Soft-X-Ray-Emission lasererzeugter Plasmen untersucht. Als Targetmaterialien dienten Kupfer und Hartgummi. Für einen Teil der Versuche wurden Nanosekundenlaserpulse ($\tau=30$ ns) verwendet. Das Magnetfeld war parallel zur Laserstrahlachse angeordnet. Das Magnetfeld vergrößerte den Abschirmeffekt des Plasmas und reduzierte die Laserenergie, die die Oberfläche des Targets erreichte. Das Volumen der Krater nahm mit Magnetfeld um den Faktor 3-5 ab. Die zunehmende Abschirmung führte zu einer Abnahme der Intensität der Soft-X-Ray-Emission um den Faktor 2,5-15, abhängig vom verwendeten Material.

Bei Verwendung ultrakurzer Laserpulse ($\tau \approx 10^{-11}$ s) fand während des Laserpulses keine nennenswerte Expansion statt, so daß es keine Abschirmung gab und die Soft-X-Ray-Emission nicht beeinträchtigt wurde. Bei Verwendung des Hartgummis als Target, bei dem das Magnetfeld durch die nichtleitende Oberfläche nicht gestört wurde, wurde die Soft-X-Ray-Emission im beobachteten Bereich (3-12 Å) härter.

In der Arbeit von Bryunetkin et al. [BRY92] wurde die Emission verschiedener Spektrallinien unterschiedlicher Ionisationsstufen eines ins Vakuum expandierenden Plasmas bei 0,3 Tesla untersucht. Numerische Modellrechnungen erlaubten ein qualitatives Verständnis der beobachteten Emissionsmuster.

Auch die Zusammensetzung von lasererzeugter Plasmen unter dem Einfluß von Magnetfeldern wurde untersucht. Bei Versuchen von Brunetau et al. [BRU68] mit einer 1 μm dicken Aluminiumfolie als Target verdoppelte sich die Zahl der innerhalb von 20 ns ge-

bildeten Elektronen auf $(3-5) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ bei einer Flußdichte von 7 Tesla im Vergleich zu $(1-2) \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ bei 0 Tesla. Zusätzlich wurde eine Zunahme der Geschwindigkeit der Plasmafront in Richtung des Laserstrahls, der parallel zum Magnetfeld liegt, von $4 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ auf $8 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ festgestellt. Auch die Gestalt der Interferenzringe änderte sich unter dem Einfluß des Magnetfelds.

Bei der Untersuchung der Besetzungsdichten der verschiedenen Energieniveaus wurde von Bryunetkin et al. [BRY91] und Pisarczyk et al. [PIS94] im Vergleich zur freien Expansion ohne Magnetfeld bei einem Magnetfeld der Flußdichte 20 Tesla eine Zunahme der Besetzungsinversion der Übergänge $3 \rightarrow 2$ und $4 \rightarrow 2$ von F IX (8,1 nm und 6,0 nm) in einem Abstand von mehr als einem Millimeter über dem Target festgestellt. Als Target diente Teflon in einer Vakuumkammer und das Magnetfeld war axial zum Laserstrahl angeordnet. Mit einer Pulsenergie von 15 J in 0,85 ns bei einer Wellenlänge von $1,06 \mu\text{m}$ wurden im Fokus $5 \cdot 10^{17} \text{ Wm}^{-2}$ erreicht. Das Plasma hatte Elektronendichten von $n_e \approx 10^{25} \text{ m}^{-3}$ bei Elektronentemperaturen von etwa 10^6 K . Die Erhöhung der Besetzungsinversion von Energieniveaus hochgeladener Ionen bildet die Grundlage von aktiven Medien für Rekombinationslaser mit kurzen Wellenlängen, wie sie für die Lithographie in naher Zukunft benötigt werden. Besonderes Interesse besteht an Lasern mit Wellenlängen im sogenannten Wasserfenster zwischen 2,4 nm und 4,4 nm für die Mikroskopie an biologischen Objekten. In den Arbeiten von Suckewer et al. [SUC85] und Skinner et al., [SKI87] und [SKI88], wurde in laserproduzierten Plasmen im Magnetfeld verstärkte spontane Emission an wasserstoffähnlichem Kohlenstoff C VI bei 18,2 nm und an lithiumähnlichen Al XI und Si XII bei 15,4 nm und 12,9 nm nachgewiesen sowie erste Anwendungen damit in der Röntgenmikroskopie demonstriert.

In der Arbeit von Faenov et al. [FAE95] wurde die Dichteverteilung von lasererzeugter Plasmen bei Flußdichten von 17 Tesla untersucht. Unter dem Einfluß des Magnetfelds entsteht ein Plasmajet mit hoher Dichte und verbesserter Homogenität, der als laseraktives Medium geeignet erscheint. Auch die Untersuchungen von Dyakin et al. [DYA97] kommen zu dem Ergebnis, daß es möglich sein sollte, den Einfluß eines externen Magnetfelds auf die Plasmadynamik laserproduzierter Plasmen für die Konstruktion von kohärenten und inkohärenten Strahlungsquellen sehr kurzer Wellenlängen zu nutzen.

Spektroskopische Bestimmungen der Elektronentemperatur von Lotter et al. [LOT74] mittels des Verhältnisses von Linien- zu Kontinuumsstrahlung an einem mit einem CO_2 -Laser erzeugten Heliumplasma ergaben Elektronentemperaturen im Bereich von 80 000 K bis 230 000 K. Bei einer Flußdichte von 8,73 Tesla verringerte sich gegenüber dem Fall $B=0$ Tesla die Abkühlrate und die Abnahme der Elektronendichte ging langsamer vonstatten, wobei bei 0 Tesla höhere Spitzentemperaturen auftraten. Sowohl mit als auch ohne Magnetfeld war adiabatische Expansion der dominierende Abkühlprozeß. Für die geringere Spitzentemperatur können dabei zwei Effekte eine Rolle spielen. Zum einen ist dies die Kompression in einer Schockwelle, zum anderen eine größere Ausbreitungsge-

schwindigkeit der Zündungswelle in Richtung des einfallenden Laserstrahls bei anliegendem Magnetfeld. Es wird nur eine Schicht von wenigen Absorptionslängen geheizt, die dem einfallenden Laserstrahl am nächsten liegt. Die Absorptionslänge lag bei Lotter et al. [LOT74] unter 0,2 mm. Die absorbierende Schicht wandert bei anliegendem Magnetfeld schneller in Richtung des einfallenden Laserstrahls, so daß das Plasma nur während eines kleineren Zeitraums geheizt wird.

2.6 Numerische Behandlung

Um die Vorgänge in der gepulsten optischen Entladung quantitativ besser verstehen zu können, wurde von Rüdgers [RÜD92] ein mathematisches Modell in das Programm PODIUM (**P**ulsed **O**ptical **D**ischarge **I**n **U**niform **M**agnetic field) übersetzt, mit dessen Hilfe die gepulste optische Entladung unter verschiedenen Bedingungen simuliert wurde. Eine genaue Beschreibung des Programms und der physikalischen Grundlagen findet sich in [RÜD92] und [BUD95]. Die physikalischen Grundlagen sollen im folgenden wiedergegeben und erläutert werden. In Anlehnung an [KIM89] besteht das Modell aus zwei weitgehend voneinander unabhängigen Teilen. Im ersten Teil werden mit Hilfe der Grundgleichungen die charakteristischen Plasmaparameter wie Dichten, Temperaturen und Expansionsgeschwindigkeiten berechnet. Im zweiten Teil werden die elektronischen Übergänge der Atome und Ionen innerhalb der Entladung mit Hilfe eines Stoß-Strahlungsmodells bilanziert. Die benötigten komplexen Gleichungen werden numerisch behandelt.

2.6.1 Berechnung der Plasmaparameter

Die Berechnung verwendet im wesentlichen ein Zwei-Flüssigkeitenmodell. Die schweren Teile, Atome und Ionen, stellen die eine Flüssigkeit dar, die im Vergleich dazu leichten Elektronen die zweite. Dem Modell liegt die folgende Vorstellung zugrunde:

In das vom vorhergehenden Laserpuls erzeugte und noch vorhandene Plasma koppelt ein weiterer Laserpuls ein. Die Elektronen werden in der Anfangsphase überwiegend durch Elektron-Atom-inverse Bremsstrahlung, später vor allem durch Elektron-Ion-inverse Bremsstrahlung aufgeheizt. Die Elektronen stoßen mit den Atomen und Ionen, ionisieren diese weiter und heizen sie auf. Elektronendichte und Elektronentemperatur im Zentrum steigen und es kann sich eine Stoßwelle bilden und nach außen ausbreiten. Die Wechselwirkung der sich bewegenden Ladungsträger mit dem Magnetfeld verdrängt dieses teilweise. Zur mathematischen Beschreibung dieser Vorgänge ist die orts- und zeitabhängige Lösung eines Systems von gekoppelten partiellen Differentialgleichungen nötig. Dieses besteht aus den folgenden Teilen:

- α) Kontinuitätsgleichungen für die Gesamt-Teilchendichten der einzelnen Ionisationsstufen (Stoß-Strahlungsmodell),
- β) der Bewegungsgleichung für die verschiedenen Teilchen innerhalb der Entladung,
- γ) der Energiebilanz der freien Elektronen,
- δ) der Energiebilanz der schweren Teilchen,
- ϵ) einer Bestimmungsgleichung für das Magnetfeld.

Über die Lösung dieses Systems gekoppelter partieller Differentialgleichungen werden die folgenden Größen orts- und zeitabhängig berechnet:

- α) die Gesamt-Besetzungsdichten der einzelnen Ionisationsstufen (Summe der Besetzungsdichten aller elektronischen Zustände einer Ionisationsstufe) und die Elektrodendichte,
- β) die radiale Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas,
- γ) die Elektronentemperatur,
- δ) die Schwerteilchentemperatur,
- ϵ) die lokalen Stromdichten und das lokale Magnetfeld im Plasma.

Der Einfachheit halber wurden die Gleichungen im Programm PODIUM in Zylindersymmetrie gelöst und ausschließlich eine radiale Ortsabhängigkeit der physikalischen Größen angesetzt. Diese Vereinfachung schien aufgrund der beobachteten Form des Plasmas (Längenabmessung \gg Durchmesser) gerechtfertigt. Das Magnetfeld hat im Gegensatz zum realen Plasma, bei dem an den Zylinderenden durch Verdrängung des Magnetfelds aus dem Plasma auch Radialkomponenten auftreten können, nur eine z-Komponente. Die berücksichtigten Gleichungen werden im folgenden in allgemeiner Form sowie speziell in Zylinderkoordinaten vorgestellt.

2.6.1.1 Die Kontinuitätsgleichungen

Durch Übergänge zwischen einzelnen Ionisationsstufen sowie durch Teilchenströme kann sich die Besetzungsdichte der einzelnen Ionisationsstufen orts- und zeitabhängig ändern. Dabei muß jedoch immer die Kontinuitätsgleichung erfüllt bleiben:

$$\frac{\partial n(z)}{\partial t} + \text{div } \vec{j}(z) = \delta(z) , \quad (2.127)$$

mit

- $n(z)$: Besetzungsdichte der Ionisationsstufe z ,
- $\vec{j}(z)$: Teilchenstromdichte der Ionisationsstufe z ,
- $\delta(z)$: Quell- bzw. Senkenterm. $\delta(z)$ berücksichtigt Übergänge zwischen den einzelnen Ionisationsstufen.

Die Teilchenstromdichte $\vec{j}(z)$ setzt sich aus einem konvektiven und einem diffusiven Anteil zusammen:

$$\vec{j}(z) = \vec{j}_v(z) + \vec{j}_D(z) . \quad (2.128)$$

Der konvektive Anteil der Teilchenstromdichte enthält die Bewegung eines das betrachtete Teilchen umgebenden infinitesimalen Gasvolumens. Ist \vec{v} die Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas, so gilt für den konvektiven Anteil der Teilchenstromdichte:

$$\vec{j}_v(z) = n(z) \cdot \vec{v} . \quad (2.129)$$

Der diffusive Anteil der Teilchenstromdichte hingegen berücksichtigt die gewöhnliche Diffusion:

$$\vec{j}_D(z) = -D \cdot \text{grad } n(z) , \quad (2.130)$$

mit dem Diffusionskoeffizienten

$$D = \frac{k_B T_i}{m_i \nu_i} , \quad (2.131)$$

wobei m_i die Masse eines Gasteilchens ist, T_i die Temperatur der schweren Teilchen und $\nu_i=1/\tau_i$ die Stoßfrequenz für impulsaustauschende Stöße eines Gasteilchens (reziproke Stoßzeit).

Zusätzlich zur Diffusion aufgrund eines Dichtegradienten kann auch durch einen Temperaturgradienten eine Diffusion stattfinden, die sogenannte Thermodiffusion. Nach einer Abschätzung in [BUD95] ist die Thermo-Diffusion von geringerer Bedeutung als die gewöhnliche Diffusion und wird daher im Programm nicht berücksichtigt. Die Kontinuitätsgleichung (2.127) läßt sich damit unter Berücksichtigung nur der gewöhnlichen Diffusion schreiben als

$$\frac{\partial n(z)}{\partial t} + \text{div } (n(z) \vec{v}) = \delta(z) + \text{div } (D \text{ grad } n(z)) , \quad (2.132)$$

oder in Zylinderkoordinaten unter der Annahme, \vec{v} habe nur eine radiale Komponente v :

$$\frac{\partial n(z)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n(z) v) = \delta(z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(D r \frac{\partial n(z)}{\partial r} \right) . \quad (2.133)$$

Im Quellterm $\delta(z)$ werden die Ionisations- und Rekombinationsraten berücksichtigt:

$$\delta(z) = -n_e n(z) R(z) - n_e n(z) S(z) + n_e n(z+1) R(z+1) + n_e n(z-1) S(z-1). \quad (2.134)$$

$S(z)$ ist hierbei der Elektronenstoßionisationsratenkoeffizient von z nach $z+1$ und $R(z)$ der gesamte Rekombinationsratenkoeffizient von der Ladungszahl z nach $z-1$. Es wird also angenommen, daß die Ionisation aus dem benachbarten Zustand ausschließlich durch Elektronenstoß stattfindet. In der Rekombinationsrate $R(z)$ hingegen sind alle Rekombinationsvorgänge wie Strahlungsrekombination, Elektronenstoßrekombination, inverser Augerprozeß etc. über einen gemeinsamen Ratenkoeffizienten erfaßt. Für diesen Koeffizienten fanden Daten Verwendung, die mit Hilfe eines von H.P. Summers von den JET Laboratories erstellten Interpolationsprogramms berechnet wurden. Die diesem Interpolationsprogramm zugrundeliegenden Werte für $R(z)$ wurden experimentell ermittelt und sind *nicht* nach den einzelnen Rekombinationsprozessen aufgeschlüsselt. $R(z)$ enthält also sowohl Dreierstoß- als auch Strahlungsrekombination. Tatsächlich ist daher $R(z)$ noch von n_e abhängig: $R=R(n_e, z)$; es wird auch innerhalb des Interpolationsprogramms in Abhängigkeit von n_e berechnet.

Da die Kontinuitätsgleichung für jede einzelne Ionisationsstufe gilt, stellt Gl. (2.132) ein über den Quellterm $\delta(z)$ gekoppeltes System von Differentialgleichungen dar.

2.6.1.2 Quasineutralitätsbedingung

Wie in Abschnitt 2.1.5 erwähnt, gilt für Volumina größer als die Debye-Kugel Quasineutralität. Für den Debyeradius gilt bei den hier erwarteten Elektronendichten und -temperaturen $\rho_D \lesssim 100$ nm. Deshalb gilt in der Berechnung:

$$n_e = \sum_z z n(z) . \quad (2.135)$$

2.6.1.3 Die Bewegungsgleichung des Plasmas

Addiert man die Bewegungsgleichung für die Ionen und die Elektronen in der Entladung unter Vernachlässigung der Trägheit der Elektronen im Vergleich zu der der Ionen ($m_{\text{He}}/m_e \approx 7296$), so ergibt sich die folgende Beziehung (vergl. [BRA65]):

$$m_i n \frac{d\vec{v}}{dt} = m_i n \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v} \right) = \frac{\vec{F}}{V} . \quad (2.136)$$

Hierbei bezeichnen:

- m_i : Masse der schweren Teilchen (Atome und Ionen),
- $n = \sum_z n(z)$: Gesamtdichte der schweren Teilchen,
- $\frac{\vec{F}}{V}$: Summe der Kraftdichten, die innerhalb des Plasmas wirken.

Im wesentlichen sind dabei drei verschiedene wirkende Kräfte zu berücksichtigen:

- I) Ein Druckgefälle vom Zentrum der Entladung nach außen,
- II) Kräfte des Magnetfelds,
- III) Bei der Ausbreitung einer Stoßwelle sind zusätzlich durch die Viskosität des Plasmas hervorgerufene Reibungskräfte zu berücksichtigen.

Auf diese drei Kräfte wird im folgenden eingegangen.

i) Kraftdichte aufgrund eines Druckgefälles

Für die Kraftdichte aufgrund des Druckgefälles des kinetischen Drucks der Elektronen und der schweren Teilchen gilt:

$$\frac{\vec{F}}{V} |_{\text{Druckgefälle}} = -\text{grad}(p_e + p_i) , \quad (2.137)$$

mit

- $p_e = n_e k_B T_e$: kinetischer Druck der Elektronen,
- $p_i = \sum_z n(z) k_B T_z$: kinetischer Druck der Atome und Ionen.

ii) Kraftdichte aufgrund des Magnetfelds

Das Magnetfeld übt auf die sich bewegenden geladenen Teilchen die Kraftdichte

$$\frac{\vec{F}}{V} |_{\text{Magnetfeld}} = -\nabla \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.138)$$

aus, wobei

\vec{B} die magnetische Flußdichte und
 μ_0 die magnetische Feldkonstante von $1,257 \cdot 10^{-6}$ Vs/Am ist.

Dabei ist Konstanz des Magnetfelds in Richtung der Feldlinien vorausgesetzt.

iii) Kraftdichte aufgrund einer Viskosität

Bei der numerischen Behandlung von Stoßwellen tritt das Problem auf, daß physikalische Größen wie Dichte, Temperatur oder Geschwindigkeit auf dem Ortsgitter singulär werden können. Die Grenzwerte dieser Größen vor und hinter der Stoßfront werden durch die Rankine-Hugoniot-Gleichungen festgelegt. Diese lassen sich jedoch nicht in ein numerisches Modell einarbeiten, da die Stoßwelle nicht ortsfest ist, sondern sich deren Lage erst aus der Lösung des Differentialgleichungssystems ergibt. Abhilfe schafft ein Verfahren, das auf eine sogenannte „künstliche Viskosität“ zurückgreift. Durch Einführung eines künstlichen nichtlinearen Viskositätsterms, der proportional zur zweiten Ortsableitung der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist, wird die Stoßfront verbreitert und die Änderung der physikalischen Größen damit kontinuierlich. Dieses Verfahren hat nach [NEU49] die folgenden Vorteile:

1. Es liefert nichtsinguläre Lösungen.
2. Die berechnete Stoßfront ist automatisch an jeder Stelle breiter als der aktuelle Gitterabstand.
3. Die Rankine-Hugoniot-Gleichungen bleiben erfüllt.
4. Das Verfahren bringt keine numerische Instabilität in vorhandene Differentialgleichungssysteme.

Dieses Verfahren wird im Programm PODIUM angewendet. Siehe hierzu auch [BUD95]. Der eingeführte viskose Gegendruck Γ des Plasmas hat die folgende Abhängigkeit:

$$\Gamma := X m_i n \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 \quad \text{für } \frac{\partial v}{\partial r} < 0 \text{ und} \quad (2.139)$$

$$\Gamma := 0 \quad \text{für } \frac{\partial v}{\partial r} > 0 \quad (2.140)$$

und bewirkt die Kraftdichte:

$$\frac{\vec{F}}{V} |_{\text{Stoßwelle}} = -\nabla \Gamma \quad (2.141)$$

Die Proportionalitätskonstante X ist nicht ohne weiteres theoretisch ableitbar und wird so bestimmt, daß sich eine numerisch stabile Ausbreitung der Stoßwelle ergibt (siehe [BUD95]). Für die gesamte Bewegungsgleichung gilt damit:

$$m_i n \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla(p_e + p_i) - \nabla \Gamma - \nabla \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (2.142)$$

oder in Zylinderkoordinaten

$$m_i n \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = -\frac{\partial}{\partial r}(p_e + p_i) - \frac{\partial}{\partial r} \Gamma - \frac{B}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial r}, \quad (2.143)$$

2.6.1.4 Energiebilanz der freien Elektronen

Die Absorption der Laserenergie im Plasma erfolgt über inverse Bremsstrahlung. Die Laserenergie geht somit zunächst in thermische Energie der Elektronen über. Die Atome und Ionen werden nur indirekt über Stöße aufgeheizt. In der Anfangsphase dominieren die inelastischen Stöße der Elektronen mit den Heliumatomen (siehe Abschnitt 2.1.12), später die Coulombstöße mit den Ionen. Bei Auftreten einer Stoßwelle heizt auch diese die Atome und Ionen auf. Die Elektronentemperatur ist daher in der optischen Entladung zeitlich eng mit dem Verlauf des Laserpulses verknüpft. Aufgrund der Thermalisierungszeiten folgt die Iontemperatur der Elektronentemperatur erst mit zeitlicher Verzögerung. Die kinetische Energie der Elektronen ändert sich durch die folgenden Prozesse:

- i) Heizung durch den anregenden Laserpuls,
- ii) Ohmsche Heizung durch vom Magnetfeld induzierte Ströme innerhalb der Entladung,
- iii) Abkühlung durch Wärmeleitung nach außen,
- iv) Abkühlung durch adiabatische Expansion,
- v) Abkühlung durch Stöße mit schweren Teilchen,
- vi) atomare Prozesse wie Absorption und Rekombination, die die Temperatur der freien Elektronen erhöhen oder erniedrigen können.

Eine Quantifizierung der Einflüsse dieser Vorgänge auf die Temperatur der freien Elektronen erfolgt über den ersten Hauptsatz der Thermodynamik:

$$du = dq - dw, \quad (2.144)$$

mit

$du = dU/V$: Änderung der inneren Energie des Mediums pro Volumen,

$dq = dQ/V$: zugeführte Wärmemenge pro Volumen,

$dw = dW/V$: vom Medium verrichtete Expansionsarbeit pro Volumen: $dw = p dV/V$.

Für Abweichungen der Geschwindigkeitsverteilung von der Maxwellverteilung, etwa durch einen selektiven Heizprozeß oder bei selektiven Stoßprozessen (siehe Abschnitt 2.1.4), ist es erforderlich, die Energiebilanz aus der Momentengleichung durch Momentenbildung mit $d^3v \frac{1}{2}mv^2$ zu berechnen. Dazu sind jedoch genaue Kenntnisse über die verschiedenen Stoßprozesse erforderlich. Hier wird von einer Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ausgegangen, so daß $u = \frac{3}{2}n_e k_B T_e$ gilt. Die Änderung der inneren Energie des als ideal angenommenen Gases der freien Elektronen erfolgt zum einen Teil über eine Änderung von dq , zum anderen Teil über eine Änderung von dw . Für den Fall $dw=0$ gilt:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3 n_e k_B} \frac{dq}{dt} , \quad (2.145)$$

und wegen $p_e = n_e k_B T_e$ gilt für den Fall $dq=0$:

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{3}{2} T_e \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} . \quad (2.146)$$

i) Heizung durch den anregenden Laserpuls

Bei der Aufheizung der Elektronen durch den Laserpuls wird keine Expansionsarbeit geleistet. Den Elektronen wird dabei pro Zeiteinheit die Wärmemenge dQ_{Laser} zugeführt. Auf das Volumen normiert ergibt sich mit dem Absorptionskoeffizienten η_{ei} der freien Elektronen für inverse Bremsstrahlung die Wärmequellstärke (Leistungsdichte):

$$p_{\text{Laser}} = \frac{dQ_{\text{Laser}}}{V dt} = \frac{dq}{dt} = \eta_{ei} I_{\text{Laser}} . \quad (2.147)$$

Die Elektronentemperatur ändert sich damit gemäß

$$\left. \frac{dT_e}{dt} \right|_{\text{Laser}} = \frac{2}{3 n_e k_B} \eta_{ei} I_{\text{Laser}} . \quad (2.148)$$

Für den Absorptionskoeffizienten η_{ei} wird die Gleichung (2.47) aus Abschnitt 2.1.10 verwendet. Die kritische Elektronendichte, oberhalb derer nach Abschnitt 2.1.7 die CO₂-Laserstrahlung nicht mehr in ein Plasma eindringen kann wird nach Gleichung (2.27) berechnet. Die Korrektur durch Elektronenstöße erhöht die kritische Elektronendichte jedoch auch bei hohen Elektronendichten nicht wesentlich über die kritische Elektronendichte des stoßfreien Plasmas $n_{e,\text{krit}0} = 9,92 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ hinaus (siehe Abschnitt 2.1.10). Bei der Berechnung wird daher bei Überschreiten der kritischen Elektronendichte keine Laserleistung mehr absorbiert. Wegen der Proportionalität des Absorptionskoeffizienten zu n_e^2 spielt eine mögliche Restionisation vom vorausgegangenen Laserpuls eine wichtige Rolle. Eine hohe Repetitionsrate und der Effekt eines Magnetfelds auf die Restionisation können in dieser Hinsicht positiven Einfluß auf die Absorption des Plasmas haben. Die in der Anfangsphase der optischen Entladung bedeutsame Elektron-Atom-inverse Bremsstrahlung findet gemäß Gleichung (2.46) Berücksichtigung.

ii) Ohmsche Heizung

Die Bewegung der freien Elektronen im Magnetfeld induziert eine Stromdichte \vec{j} . Durch Ohmsche Verluste resultiert hieraus die Leistungsdichte (siehe [BRA65])

$$p_{\text{Ohm}} = \vec{j} \vec{E} \quad , \quad (2.149)$$

wobei \vec{E} die elektrische Feldstärke bedeutet. Nach dem Ohmschen Gesetz gilt für die Stromdichte \vec{j} unter Vernachlässigung des Ionenstroms:

$$\vec{j} = \sigma_e \vec{E} \quad . \quad (2.150)$$

Bei der elektrischen Leitfähigkeit ist im Prinzip zwischen der Leitfähigkeit $\sigma_{e\perp}$ senkrecht und der Leitfähigkeit $\sigma_{e\parallel}$ parallel zum Magnetfeld zu unterscheiden. Solange die Stoßzeit der Elektronen für Impulsaustausch mit den anderen Teilchen kleiner ist als die Gyrationzeit, d.h. $\chi_e \ll 1$ gilt, kann σ_e als skalare Größe angesetzt werden. Bei der hier verwendeten Zylindersymmetrie treten weder parallel zum Magnetfeld noch in radialer Richtung Ströme auf. Die möglichen Ströme in φ -Richtung sind senkrecht zum Magnetfeld und werden mit $\sigma_e = \sigma_{e\perp}$ berechnet. Für die Leitfähigkeiten $\sigma_{e\perp}$ und $\sigma_{e\parallel}$ gilt nach [BRA65] und [DIV01]:

$$\sigma_{e,0} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e} \quad , \quad (2.151)$$

$$\sigma_{e\perp} = \sigma_{e,0} \cdot \left(1 - \frac{\alpha'_1 \chi_e^2 + \alpha'_0}{\chi_e^4 + \delta_1 \chi_e^2 + \delta_0} \right)^{-1} \quad , \quad (2.152)$$

$$\sigma_{e\parallel} = \sigma_{e,0} \cdot \alpha_0^{-1} \quad , \quad (2.153)$$

mit den in Tabelle 2.10 aufgelisteten Konstanten.

	Z=1	Z=2	Z=3	Z=4	Z→∞
α_0	0,5129	0,4408	0,3965	0,3752	0,2949
α'_0	1,837	0,5956	0,3515	0,2566	0,0678
δ_0	3,7703	1,0465	0,5814	0,4106	0,0961
γ'_0	11,92	5,118	3,525	2,841	1,20
α'_1	3,416	5,523	5,226	5,077	4,63
δ_1	14,79	10,80	9,618	9,055	7,482
γ'_1	4,664	3,957	3,721	3,604	3,25

Tabelle 2.10: Konstanten zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit $\sigma_{e\perp}$ in Gleichung (2.152) und des Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten κ_{\perp} in Gl. (2.166) nach [BRA65] und [DIV01].

Für den Fall ohne Magnetfeld ($\chi_e=0$) müssen die Leitfähigkeiten $\sigma_{e\perp}$ und $\sigma_{e\parallel}$ gleich groß werden und den Wert σ_{el} annehmen:

$$\sigma_{el} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\alpha_0^2}{\alpha_0^2}} = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m_e} \cdot \frac{1}{\alpha_0} . \quad (2.154)$$

Dies ist für die angegebenen Konstanten in guter Näherung erfüllt.

Einsetzen von Gleichung (2.150) in Gleichung (2.149) liefert

$$p_{\text{Ohm}} = \sigma_e E^2 . \quad (2.155)$$

Die induzierte Feldstärke E kann unter Vernachlässigung des Verschiebungsstroms $j_v = \dot{D}$ (selbst für den CO_2 -Laser ist $j_v/j_e = \varepsilon_0 \omega / \sigma \ll 1$ noch erfüllt. So ist z.B. für $n_e = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und $T_e = 2 \cdot 10^5 \text{ K}$ $j_v/j_e = 0,043$. Erst recht ist diese Bedingung natürlich für im expandierenden Plasma auftretende induzierte Ströme der Fall, für die ω von der Größenordnung $2\pi/\tau_{\text{Plasma}}$ ist, wobei die Lebensdauer τ_{Plasma} des Plasmas im Bereich ns bis μs angesetzt werden kann) aus der Maxwellgleichung

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (2.156)$$

durch Einsetzen des Ohmschen Gesetzes (Gl. (2.150))

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \sigma_e \vec{E} , \quad (2.157)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{\mu_0 \sigma_e} \text{rot } \vec{B} \quad (2.158)$$

gewonnen werden. Für die Wärmequellstärke der Ohmschen Heizung ergibt sich somit:

$$p_{\text{Ohm}} = \frac{1}{\mu_0^2 \sigma_e} \left(\text{rot } \vec{B} \right)^2 , \quad (2.159)$$

womit eine zeitliche Temperaturänderung der freien Elektronen von

$$\frac{dT_e}{dt} \Big|_{\text{Ohm}} = \frac{2}{3 n_e k_B} \frac{1}{\sigma_e \mu_0^2} \left(\text{rot } \vec{B} \right)^2 \quad (2.160)$$

folgt. Da das B-Feld in diesem Modell ausschließlich vom radialen Abstand abhängt und nur eine z-Komponente hat und die Geschwindigkeit nur eine Komponente in radialer Richtung hat, ist $\text{rot } \vec{B} = -\partial B / \partial r \vec{e}_\varphi$ und $\vec{v} \times \vec{B} = -v B \vec{e}_\varphi$ und die zeitliche Temperaturänderung lautet:

$$\frac{dT_e}{dt} \Big|_{\text{Ohm}} = \frac{2}{3 n_e k_B} \frac{1}{\sigma_e \mu_0^2} \left(\frac{\partial B}{\partial r} \right)^2 . \quad (2.161)$$

iii) Abkühlung durch Wärmeleitung nach außen

Für die Wärmeleitung aus dem zentralen Bereich der Entladung gilt die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{dq}{dt} + \text{div } \vec{j}_{\text{Wärme}} = 0 . \quad (2.162)$$

Da in diesem Modell für \vec{B} die Annahme $\vec{B}=(0,0,B)$ gemacht wird, tritt kein Temperaturgradient in Richtung des Magnetfelds auf (\vec{B} ist parallel zur Laserstrahlachse), so daß der erste Term der Gleichung (2.126) für den Wärmestrom verschwindet. Ebenfalls wegen der verwendeten Symmetrie heben sich Wärmez- und abflüsse aus dem zweiten Term von Gleichung (2.126) für jedes Volumenelement gegenseitig auf, so daß nur der dritte Term einen Beitrag leistet. Daher gilt für den Wärmestrom

$$\vec{j}_{\text{Wärme}} = -\kappa_{\perp} \text{grad } T_e , \quad (2.163)$$

wobei κ_{\perp} der Wärmeleitfähigkeitskoeffizient senkrecht zum Magnetfeld ist. Für die zeitliche Änderung der Elektronentemperatur durch Wärmeleitung gilt somit wegen $dw=0$:

$$\frac{dT_e}{dt} |_{\text{WL}} = \frac{2}{3 n_e k_B} \text{div} (\kappa_{\perp} \text{grad } T_e) \quad (2.164)$$

bzw. in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{dT_e}{dt} |_{\text{WL}} = \frac{2}{3 n_e k_B} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_{\perp} r \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) . \quad (2.165)$$

Für den Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten κ_{\perp} senkrecht zum Magnetfeld gibt [BRA65] die Beziehung

$$\kappa_{\perp} = \frac{n_e T_e \tau_e k_B^2}{m_e} \cdot \frac{\gamma'_1 \chi_e^2 + \gamma'_0}{\chi_e^4 + \delta_1 \chi_e^2 + \delta_0} \quad (2.166)$$

mit dem Hallparameter $\chi_e = \omega_c \tau_e$ an, wobei die Konstanten γ'_0 , γ'_1 , δ_1 und δ_0 aus den in Tabelle 2.10 aufgelisteten Werten für rationale Z_{eff} interpoliert werden. Für den Fall ohne Magnetfeld ($\chi_e=0$) nimmt κ_{\perp} den Wert

$$\kappa = \frac{n_e T_e \tau_e k_B^2}{m_e} \cdot \frac{\gamma'_0}{\delta_0} \quad (2.167)$$

an.

iv) Abkühlung durch adiabatische Expansion

Das durch den Laserpuls erwärmte Plasma dehnt sich auf einer Zeitskala in der Größe der Laserpulslänge aus. Die Expansion kann daher als adiabatisch betrachtet werden, d.h. es gilt $dq=0$ aus Gleichung (2.146):

$$\frac{dV}{dt} = \int_{\vec{A}} \vec{v} d\vec{A} , \quad (2.168)$$

mit

\vec{v} : Ausdehnungsgeschwindigkeit (hat nur die radiale Komponente: $|\vec{v}| = v_r = v$),
 \vec{A} : Oberfläche des sich ausdehnenden Volumens.

Aus der Definition der Divergenz und durch Einsetzen von Gl. (2.168) ergibt sich

$$\operatorname{div} \vec{v} \stackrel{\text{Def.}}{=} \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_{\vec{A}} \vec{v} \, d\vec{A} \stackrel{\text{Gl. (2.168)}}{=} \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \frac{dV}{dt}, \quad (2.169)$$

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} = \operatorname{div} \vec{v} . \quad (2.170)$$

In Gleichung (2.146) eingesetzt, gilt also

$$\frac{dT_e}{dt} \Big|_{\text{adiab.}} = -\frac{2}{3} T_e \operatorname{div} \vec{v} \quad (2.171)$$

oder in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{dT_e}{dt} \Big|_{\text{adiab.}} = -\frac{2}{3} T_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) . \quad (2.172)$$

v) Abkühlung durch Stöße mit schweren Teilchen

In der Anfangsphase der Entladung findet der Energieübertrag der Elektronen auf die Atome und Ionen hauptsächlich durch elastische Stöße statt. Die dazugehörigen Energieübertragungszeiten τ_{ei} zwischen Elektronen und Ionen und τ_{ee} zwischen den Elektronen untereinander stehen nach [BRA65] in folgender Beziehung zueinander:

$$\tau_{ei} = \tau_{ee} \frac{m_i}{2 m_e} , \quad (2.173)$$

wobei er für τ_{ee} die Beziehung

$$\tau_{ee} = \frac{1,1 \cdot 10^5}{\ln \Lambda} \cdot \frac{(T_e/K)^{3/2}}{z_m (n_e/m^{-3})} \text{ s} \quad (2.174)$$

mit der mittleren Ionisationsstufe

$$z_m = \frac{\sum_z z^2 n(z)}{\sum_z z n(z)} \quad (2.175)$$

verwendet. Der Coulomblogarithmus $\ln \Lambda$ wird nach den Gleichungen (2.35) und (2.36) berechnet. Die zeitliche Änderung der Elektronentemperatur durch Stöße wird als Differenz von Elektronen- und Iontemperatur dividiert durch deren Wechselwirkungszeit angesetzt:

$$\frac{dT_e}{dt} \Big|_{\text{Stöße}} = \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} . \quad (2.176)$$

vi) Abkühlung durch atomare Prozesse

Neben den elastischen Stößen findet auch ein Energietransfer durch inelastische Stöße wie Stoßionisation und -rekombination statt. Außerdem führt die Abstrahlung von Bremsstrahlung und durch spontane Emission zu einem Energieverlust der Elektronen. Auf diese Prozesse wird im folgenden eingegangen:

Energietransfer durch Stoßionisation und -rekombination Den Energietransfer durch Ionisation und Rekombination pro Volumen- und Zeiteinheit kann man nach [RÜD92] dadurch erhalten, daß man der Ionisationsstufe z die Energie $-\sum_{i=0}^{z-1} E(i)$ zuschreibt, wobei $E(i)$ die Ionisationsenergie der Ionisationsstufe i ist. Die Änderung der Energiedichte des gesamten Systems der Atome und Ionen durch Elektronenstoßionisation ist demzufolge

$$P_{\text{Ionisation}} = -\frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{z=1}^{z_{\max}} \left(n(z) \sum_{i=0}^{z-1} E(i) \right) . \quad (2.177)$$

Hiermit ändert sich die Temperatur der freien Elektronen wie folgt:

$$\frac{dT_e}{dt} \Big|_{\text{Ionisation}} = -\frac{2}{3 n_e k_B} \sum_{z=1}^{z_{\max}} \left(\frac{dn(z)}{dt} \sum_{i=0}^{z-1} E(i) \right) . \quad (2.178)$$

Energieverlust durch Abstrahlung Für Bremsstrahlung der freien Elektronen gilt nach [GRI64] (siehe auch Abschnitt 2.3.2):

$$P_{\text{ff}} := -\frac{dq}{dt} = 1,43 \cdot 10^{-40} \text{ W m}^3 \text{ K}^{-1/2} \bar{g}_{\text{ff}}(T_e) n_e T_e^{1/2} \sum_{z=0}^{z_{\max}} z^2 n(z) . \quad (2.179)$$

Hierbei ist \bar{g}_{ff} der Gaunzfaktor für frei-frei-Strahlung. Die Temperaturänderung durch frei-frei-Strahlung ist damit:

$$\frac{dT_e}{dt} \Big|_{\text{Brems}} = -\frac{2}{3 n_e k_B} P_{\text{ff}} \quad (2.180)$$

Energieverlust durch spontane Emission Die von den Atomen und Ionen durch spontane Emission abgestrahlte Energie stammt ursprünglich aus der kinetischen Energie der freien Elektronen und geht in diesem Modell in deren Energiebilanz ein. In der allgemeinen Form gilt:

$$P_{\text{spont}} = \sum_z \sum_{q=2}^{q_{\max}} \sum_{p=1}^{q_{\max}-1} A_{qp} n(z, q) h\nu_{qp} . \quad (2.181)$$

A_{qp} ist die Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission des jeweiligen Übergangs. Die Änderung der Temperatur der freien Elektronen folgt damit zu

$$\frac{dT_e}{dt} \Big|_{\text{spont}} = -\frac{2}{3 n_e k_B} \sum_z \sum_{p < q_{\max}} A_{qp} n(z, q) h\nu_{qp} \quad . \quad (2.182)$$

Die gesamte Energieänderung der freien Elektronen setzt sich aus den obigen drei Beiträgen zusammen und lautet in der Kurzform:

$$P_{\text{atomar}} = P_{\text{ff}} + P_{\text{Ionisation}} + P_{\text{spont}} \quad . \quad (2.183)$$

Alle aufgeführten Beiträge zusammen ergeben die vollständige Energiebilanz der freien Elektronen und damit deren Temperaturänderung:

$$\begin{aligned} \frac{dT_e}{dt} &= \frac{\partial T_e}{\partial t} + (\vec{v} \text{ grad}) T_e \\ &= -\frac{2}{3} T_e \text{div } \vec{v} + \frac{2}{3 n_e k_B} \text{div} (\kappa_e \text{ grad } T_e) \\ &\quad - \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} + \frac{2}{3 n_e k_B} (P_{\text{Ohm}} + P_{\text{Laser}} - P_{\text{atomar}}) \end{aligned} \quad (2.184)$$

oder in Zylinderkoordinaten:

$$\begin{aligned} \frac{dT_e}{dt} &= \frac{\partial T_e}{\partial t} + v \frac{\partial T_e}{\partial r} \\ &= -\frac{2}{3} T_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) + \frac{2}{3 n_e k_B} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\kappa_e r \frac{\partial T_e}{\partial r}) \\ &\quad - \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} + \frac{2}{3 n_e k_B} (P_{\text{Ohm}} + P_{\text{Laser}} - P_{\text{atomar}}) \quad . \end{aligned} \quad (2.185)$$

2.6.1.5 Energiebilanz der schweren Teilchen

Für die Energiebilanz der Atome und Ionen sind leicht abweichend von der Energiebilanz der freien Elektronen die folgenden Prozesse von Bedeutung:

- I) Erwärmung durch Reibung in einer sich ausbreitenden Stoßwelle,
- II) Erwärmung durch Stöße mit den freien Elektronen,
- III) Abkühlung durch Wärmeleitung nach außen,
- IV) Abkühlung durch adiabatische Expansion.

Im Gegensatz zu den Elektronen werden die Ionen nicht direkt durch den anregenden Laserpuls geheizt und auch die Ohmsche Heizung durch vom Magnetfeld induzierte Ströme ist bei den Ionen aufgrund der höheren Masse vernachlässigbar. Die Wechselwirkung der Atome mit den Ionen über atomare Prozesse darf nicht ein zweites Mal berücksichtigt werden. Gegenüber der Energiebilanz der freien Elektronen tritt bei den Ionen die Reibung aufgrund einer Stoßwelle als neuer Term hinzu. Mit dem viskosen Gegendruck Γ des

Plasmas gilt analog zu Gleichung (2.170):

$$\frac{dW}{dt} = \Gamma \frac{dV}{dt} = \Gamma V \frac{dV}{V dt} = \Gamma V \operatorname{div} \vec{v} . \quad (2.186)$$

Für die Änderung der Ionentemperatur aufgrund der Stoßwelle gilt somit:

$$\frac{dT_i}{dt} = -\frac{2}{3 n k_B} \Gamma \operatorname{div} \vec{v} . \quad (2.187)$$

Die vollständige Bilanz der Temperaturänderung der Ionen wird analog zu Gl. (2.184) gebildet:

$$\begin{aligned} \frac{dT_i}{dt} &= \frac{\partial T_i}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \operatorname{grad}) T_i \\ &= -\frac{2}{3} \left(T_i + \frac{\Gamma}{n k_B} \right) \operatorname{div} \vec{v} \\ &\quad + \frac{2}{3 n k_B} \operatorname{div} (\kappa_i \operatorname{grad} T_i) + \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} \end{aligned} \quad (2.188)$$

oder in Zylinderkoordinaten:

$$\begin{aligned} \frac{dT_i}{dt} &= \frac{\partial T_i}{\partial t} + v \frac{dT_i}{dr} \\ &= -\frac{2}{3} \left(T_i + \frac{\Gamma}{n k_B} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v) \\ &\quad + \frac{2}{3 n k_B} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa_i r \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} . \end{aligned} \quad (2.189)$$

2.6.1.6 Bestimmungsgleichung für das Magnetfeld

Das Magnetfeld innerhalb der gepulsten optischen Entladung, das sich durch die Wechselwirkung mit den sich darin bewegenden Ladungsträgern selbst beeinflusst, kann aus den Maxwellgleichungen hergeleitet werden. Auch hier wird wieder davon ausgegangen, daß die magnetische Flußdichte nur eine vom Radius abhängige Komponente $B_z(r)$ in Richtung der Laserstrahlachse besitzt. Unter Vernachlässigung des Verschiebungsstroms gilt:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} , \quad (2.190)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} . \quad (2.191)$$

Der Strom wird mit dem verallgemeinerten Ohmschen Gesetz berechnet. Wegen der verwendeten Geometrie verschwindet der $\vec{j} \times \vec{B}$ -Term und der $\vec{\nabla}_p$ -Term:

$$\vec{j} = \sigma_e \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (2.192)$$

Bildet man aus Gleichung (2.190) $\text{rot rot } \vec{B}$, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Ortsabhängigkeit der Leitfähigkeit, die in PODIUM ursprünglich als homogen angesetzt war:

$$\begin{aligned} \text{rot rot } \vec{B} &= \text{rot } (\mu_0 \vec{j}) \\ &= \mu_0 \text{rot } \left(\sigma_e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \right) \\ &= \mu_0 \sigma_e \left(\text{rot } (\vec{v} \times \vec{B}) - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) + \mu_0 (\vec{\nabla} \sigma_e) \times (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (2.193)$$

$$= \mu_0 \sigma_e \left(\text{rot } (\vec{v} \times \vec{B}) - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) + \mu_0 (\vec{\nabla} \sigma_e) \times \frac{\vec{j}}{\sigma_e} \quad (2.194)$$

$$= \mu_0 \sigma_e \left(\text{rot } (\vec{v} \times \vec{B}) - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) + \frac{1}{\sigma_e} (\vec{\nabla} \sigma_e) \times \text{rot } \vec{B} . \quad (2.195)$$

Aus den Beziehungen

$$\text{rot rot } \vec{B} = \text{grad } (\text{div } \vec{B}) - \Delta \vec{B} , \quad (2.196)$$

$$\text{div } \vec{B} \equiv 0 \quad (2.197)$$

folgt:

$$\text{rot rot } \vec{B} = -\Delta \vec{B} . \quad (2.198)$$

Einsetzen von Gl. (2.198) in Gl. (2.195) ergibt:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot } (\vec{v} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma_e} \Delta \vec{B} + \frac{1}{\mu_0 \sigma_e^2} (\vec{\nabla} \sigma_e) \times \text{rot } \vec{B} \quad (2.199)$$

oder in Zylinderkoordinaten, wobei \vec{B} wieder nur eine z-Komponente hat:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -v \frac{\partial B}{\partial r} - \frac{B}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v) + \frac{1}{\mu_0 \sigma_e} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial B}{\partial r} \right) - \frac{1}{\mu_0 \sigma_e^2} \frac{\partial \sigma_e}{\partial r} \frac{\partial B}{\partial r} . \quad (2.200)$$

Für die Leitfähigkeit σ_e wird in diesem Modell Gleichung (2.152) verwendet.

Die Lösung der vorangestellten Grundgleichungen liefert also:

- Elektronendichte,
- Gesamtteilchendichte,
- Elektronentemperatur,
- Schwerteilchentemperatur,
- radiale Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas,
- aktuelle magnetische Flußdichte und
- Gesamt-Besetzungsdichten der einzelnen Ionisationsstufen.

2.6.2 Ergebnisse

In der ursprünglichen Version von PODIUM startet die Rechnung mit den frei wählbaren Eingabeparametern Startdruck, einer gemeinsamen Starttemperatur für Elektronen und Ionen, maximaler Laserintensität, Größe der Strahltaile und magnetischer Flußdichte. Der zeitliche Verlauf der Laserleistung kann über eine Pulsdatei beliebig vorgegeben werden, die intern normiert und anschließend mit der eingegebenen maximalen Laserintensität skaliert wird. Als Ergebnis werden Elektronendichte und Elektronentemperatur, Iontemperatur, die radiale Geschwindigkeit sowie die Stromdichte und die lokale magnetische Flußdichte in Abhängigkeit vom Radius in gewünschten Zeitintervallen ausgegeben.

Die Rechnungen führten zunächst zu unbefriedigenden Resultaten, da die Entladung mit verschiedenen als realistisch betrachteten Startwerten nicht zu einer Zündung führte, wie sie im Experiment beobachtet wurde. Die Ursache dafür liegt darin, daß die Rechnung jeweils nur mit Einzelpulsen arbeitet, im Experiment jedoch eine Repetitionsrate von 6 kHz verwendet wurde und die Restionisation des vorhergehenden Laserpulses, die eine bedeutende Rolle beim Zündvorgang spielen kann, im Programm nicht berücksichtigt ist. Budde [BUD95] erzielte bei Rechnungen mit Starttemperaturen um 15 000 K einigermaßen realistische Ergebnisse. Die in diesem Experiment gemessenen wesentlich höheren Dichten und Temperaturen konnten mit diesen Startbedingungen jedoch nicht erreicht werden. Daher wurde das Programm dahingehend erweitert, daß als Startbedingungen unterschiedliche Ionen- und Elektronentemperaturen gewählt werden können. Eine relativ geringe Iontemperatur bewirkt eine hohe Teilchendichte an Neutralteilchen im Fokusbereich, während eine gegenüber der Iontemperatur deutlich erhöhte Elektronentemperatur zu einem erhöhten Ionisationsgrad und damit einer größeren Elektronendichte führt. Mit dieser höheren Elektronendichte und dem quadratisch mit der Elektronendichte angewachsenen Absorptionskoeffizienten für die Elektron-Ion-inverse Bremsstrahlung konnte auch in den Rechnungen eine Zündung erreicht werden, dann allerdings im Gegensatz zum Experiment bereits zum Beginn des Vorpulses.

Die folgenden Rechnungen gehen daher von einem angenäherten Rechteckpuls ohne Vorpuls mit einer Anstiegs- und Abfallzeit von jeweils 5 ns und einer Pulsbreite von 100 ns aus. Der Strahlradius im Fokus wurde mit $w_0=28 \mu\text{m}$ größer als der berechnete Radius im Fokus von $15 \mu\text{m}$ angenommen, um reale Abweichungen, etwa durch Justagefehler, zu berücksichtigen. Die Pulsspitzenleistung von 0,5 MW entspricht der realen Pulsspitzenleistung. Als Startdruck wurde der reale Kammerdruck von 80 kPa gewählt, als Starttemperatur eine Iontemperatur von 1000 K und eine Elektronentemperatur von 20 000 K. Der Gitterabstand begann im Zentrum bei $1,2 \mu\text{m}$, also deutlich kleiner als die Strahltaile, und wuchs zu größeren Radien hin linear an. Bei einem Radius von 1 mm betrug der Gitterabstand etwa $40 \mu\text{m}$. Das Programm paßte die Größe der Zeitschritte den Plasmabedingungen an, wobei eine maximale Schrittweite von einer Pikosekunde nicht

überschritten werden durfte. In Abbildung 2.16 sind die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte und der Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Radius für 0 Tesla und 8 Tesla von 0 ns bis 100 ns in Zeitschritten von einer Nanosekunde von vorne nach hinten zur Übersicht dargestellt. In den weiteren Abbildungen werden die Ergebnisse der ersten 10 ns näher dargestellt und mit und ohne Magnetfeld miteinander verglichen, anhand derer der Einfluß des Magnetfelds bereits erkennbar ist.

2.6.2.1 Elektronendichte

In Abbildung 2.17 wird die radiale Elektronendichteverteilung bei 8 Tesla und bei 0 Tesla dargestellt.

Sowohl bei 8 Tesla als auch bei 0 Tesla erreicht die Elektronendichte bereits innerhalb der ersten Nanosekunde die kritische Elektronendichte von 10^{25} m^{-3} und es bildet sich ein Hohlprofil aus. Im weiteren Verlauf verstärkt sich das Hohlprofil, wobei die Elektronendichte im Zentrum zunächst absinkt und zum Rand hin auf einen maximalen Wert von etwa 10^{25} m^{-3} anwächst, von dem aus die Elektronendichte steil nach außen abfällt. Die Stelle der maximalen Elektronendichte wandert mit dem expandierenden Plasma nach außen.

Bei 0 Tesla sinkt die Elektronendichte in den ersten vier Nanosekunden langsamer ab als bei 8 Tesla und stabilisiert sich nach etwa sechs Nanosekunden vorübergehend bei einer Elektronendichte von etwa $2,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ um im weiteren Verlauf auf Dichten unter 10^{24} m^{-3} abzufallen.

Der anfänglich schnellere Abfall der zentralen Elektronendichte bei 8 Tesla stabilisiert sich hingegen nach etwa sechs Nanosekunden bei einer merklich höheren Elektronendichte im Bereich von $3 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$, die über die gesamte Pulslänge aufrechterhalten bleibt.

Der anfänglich schnellere Abfall der Elektronendichte im Zentrum bei 8 Tesla kann durch die deutlich höhere Temperatur im Zentrum des Plasmas und die damit verbundene stärkere Expansion des Plasmas bei 8 Tesla erklärt werden, die im weiteren Verlauf höhere Elektronendichte durch den magnetischen Einschluß.

2.6.2.2 Elektronentemperatur

Die Abbildung 2.18 zeigt die radiale Elektronentemperaturverteilung bei 8 Tesla und bei 0 Tesla. Die Elektronentemperatur steigt bei 8 Tesla im Zentrum innerhalb einer Nanosekunde auf etwa 1 000 000 K und fällt nach außen ab. Bereits nach einer Nanosekunde beginnt die Elektronentemperatur im Zentrum zu sinken, während sie nach außen hin mit dem expandierenden Plasma noch zunimmt.

Bei 0 Tesla hingegen steigt die Elektronentemperatur innerhalb der ersten Nanosekunde nur auf 670 000 K und erreicht erst nach zwei Nanosekunden den maximalen Wert von

690 000 K im Zentrum, um im weiteren Verlauf zu sinken. Die Elektronentemperaturen sind durchweg niedriger und fallen zum Rand hin flacher ab als bei 8 Tesla.

Zum Zeitpunkt 100 ns macht sich die abfallende Laserpulsflanke bereits in einer sinkenden Elektronentemperatur bemerkbar.

Die niedrigeren Elektronentemperaturen bei 0 Tesla können vor allem zu späteren Zeitpunkten durch die geringere eingekoppelte Laserleistung erklärt werden, da die absorbierte Laserleistung mit dem Quadrat der Elektronendichte wächst (siehe Gleichung (2.47)).

2.6.2.3 Ionentemperatur

Die Abbildung 2.19 zeigt die radiale Ionentemperaturverteilung in den ersten zehn Nanosekunden sowie einen Vergleich von Elektronen- und Ionentemperatur, der besseren Übersichtlichkeit wegen nur zu den Zeitpunkten 1 ns, 3 ns, 5 ns, 7 ns und 9 ns.

Bei 8 Tesla steigt die zentrale Ionentemperatur über fünf Nanosekunden lang an, um sich anschließend bei etwa 550 000 K zu stabilisieren. Die Ionentemperatur kann dem schnellen Anstieg der Elektronentemperatur dabei zunächst nicht folgen. So steht nach einer Nanosekunde einer zentralen Elektronentemperatur von 1 000 000 K eine Ionentemperatur von nur 100 000 K gegenüber. Selbst nach neun Nanosekunden weichen Elektronen- und Ionentemperatur im Zentrum der Entladung noch um ungefähr 15 % voneinander ab.

Bei 0 Tesla steigt die Ionentemperatur über etwa vier Nanosekunden an, um sich dann bei einem niedrigeren Wert um 350 000 K zu stabilisieren. Auch ohne Magnetfeld kann die Ionentemperatur dem schnellen Anstieg der Elektronentemperatur nicht folgen. Allerdings hat sich die Ionentemperatur nach neun Nanosekunden der Elektronentemperatur mit etwa 10 % besser angenähert als bei 8 Tesla, wobei die absolute Temperatur bei 0 Tesla mit 400 000 K deutlich niedriger liegt als 540 000 K bei 8 Tesla.

2.6.2.4 Radiale Expansionsgeschwindigkeit

Der Vergleich der radialen Expansionsgeschwindigkeit bei 8 Tesla und bei 0 Tesla zeigt in beiden Fällen annähernd gleich große radiale Expansionsgeschwindigkeiten, die im Bereich von 20 km s^{-1} liegen. Vor allem in der ersten Nanosekunde tritt mit Magnetfeld eine wesentlich größere Expansionsgeschwindigkeit auf. Die Ursache für diese annähernd gleich große Expansionsgeschwindigkeit, für den Fall mit Magnetfeld wird eine Verminderung der radialen Expansionsgeschwindigkeit erwartet, liegt in den höheren zentralen Elektronendichten und -temperaturen und dem damit verbundenen höheren Druck im Plasma bei 8 Tesla.

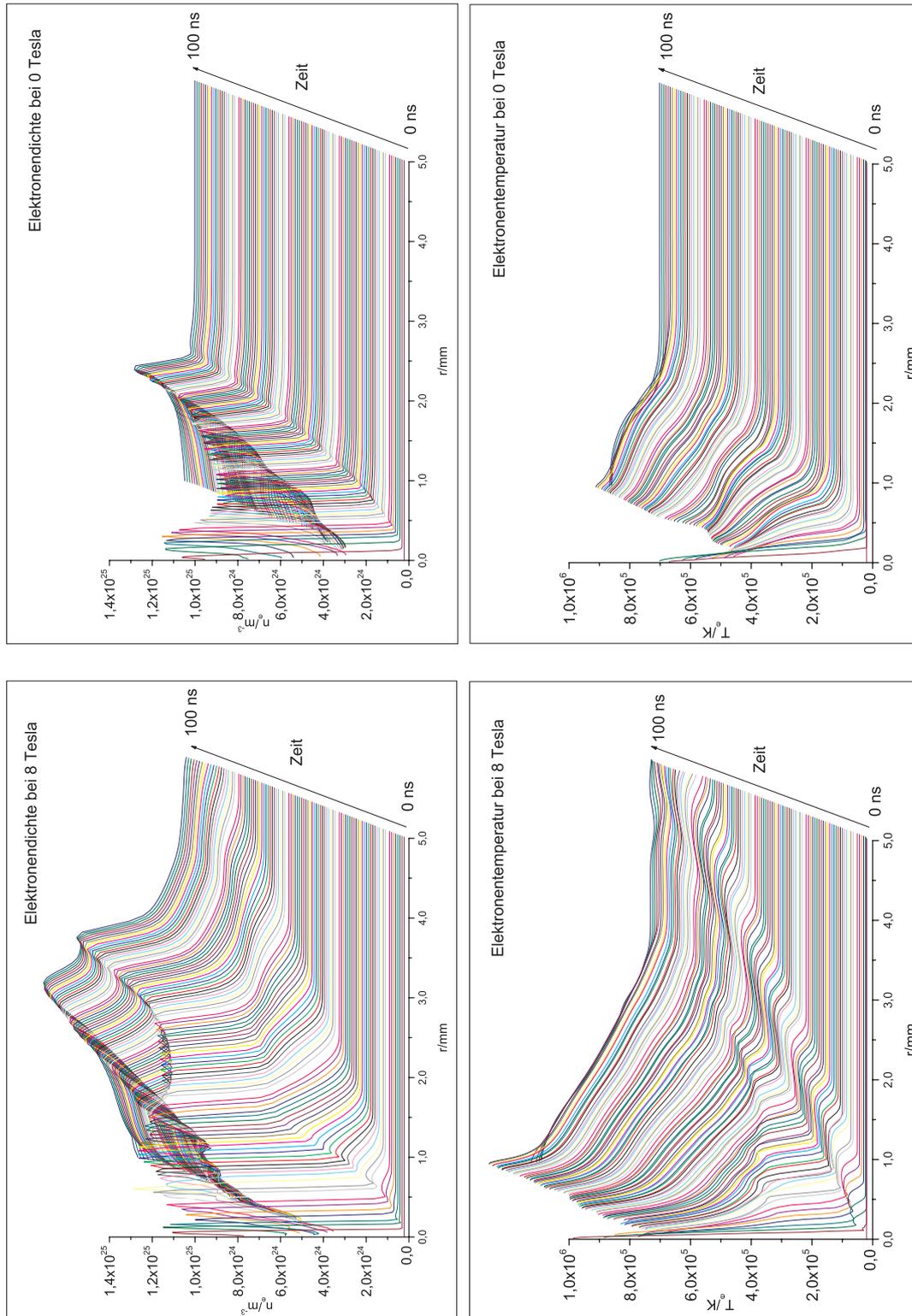


Abbildung 2.16: Übersicht über die zeitliche Entwicklung von Elektronendichte und Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Radius bei 8 Tesla und bei 0 Tesla von 0 ns (vorne) bis 100 ns (hinten) im gleichen Maßstab.

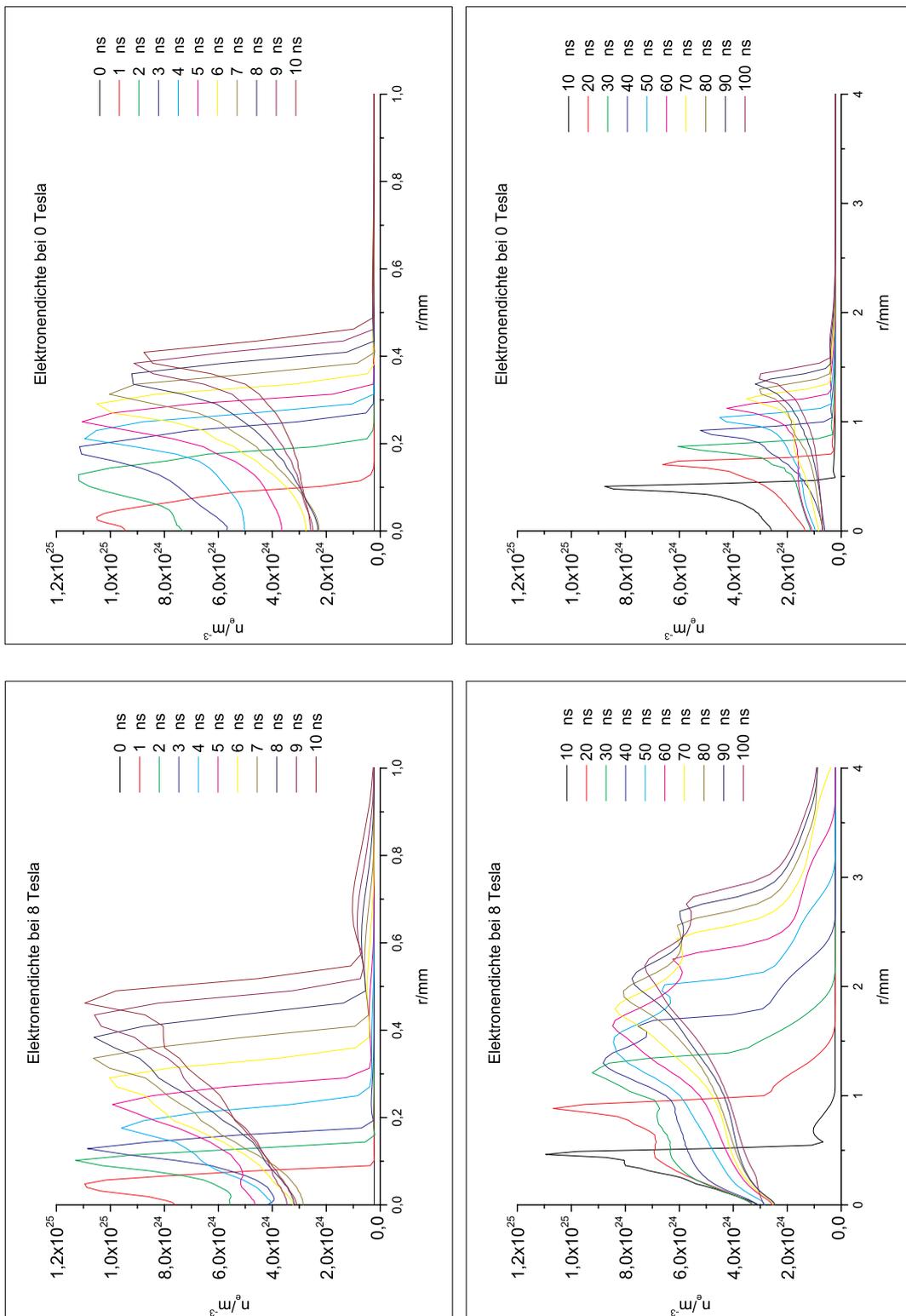


Abbildung 2.17: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte in Abhängigkeit vom Radius bei 0 Tesla und bei 8 Tesla von 0 ns bis 10 ns und von 10 ns bis 100 ns.

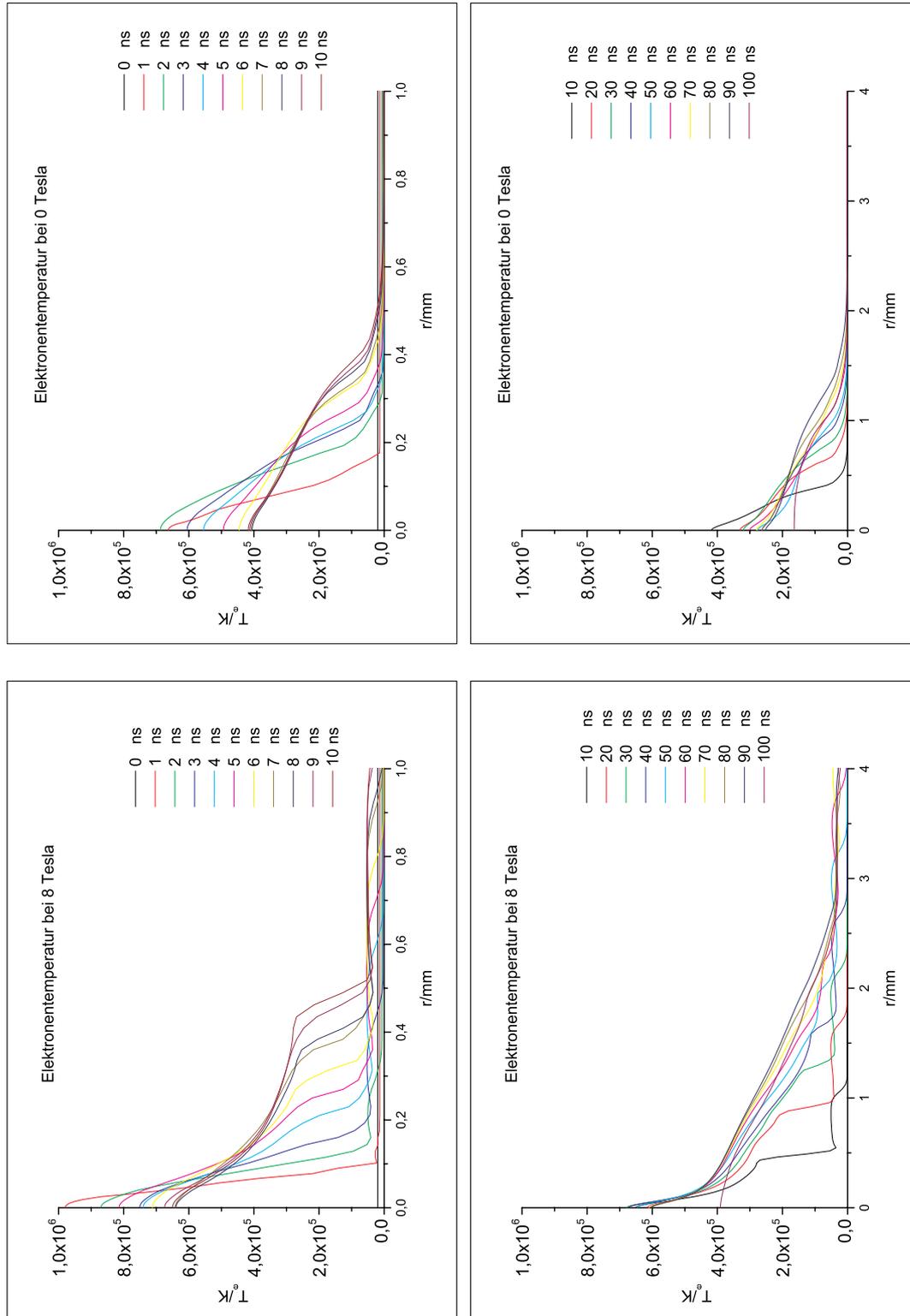


Abbildung 2.18: Zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Radius bei 0 Tesla und bei 8 Tesla von 0 ns bis 10 ns und von 10 ns bis 100 ns.

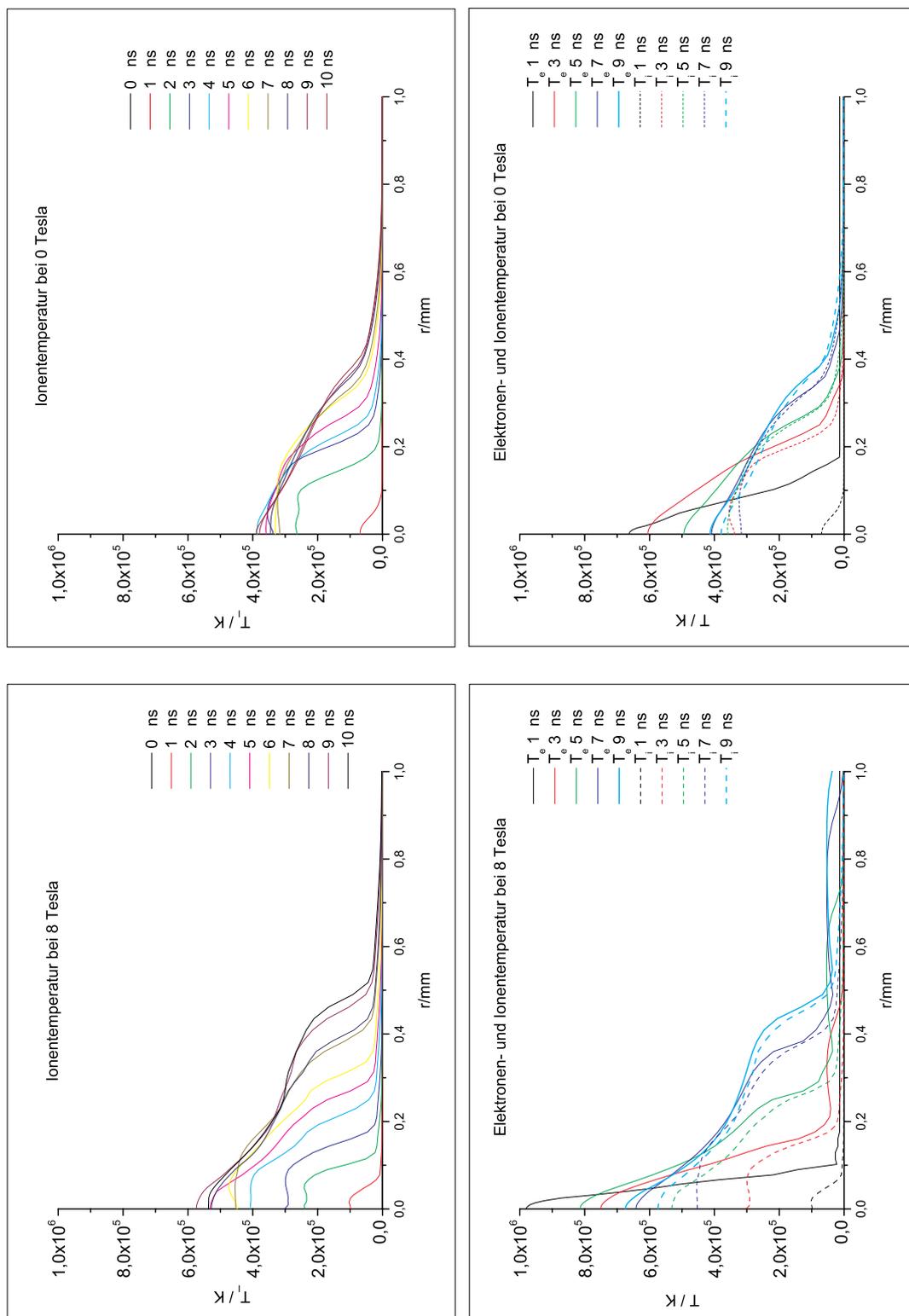


Abbildung 2.19: Zeitliche Entwicklung der Ionentemperatur sowie Vergleich von Elektronen- und Ionentemperatur in Abhängigkeit vom Radius bei 0 Tesla und bei 8 Tesla von 0 ns bis 10 ns.

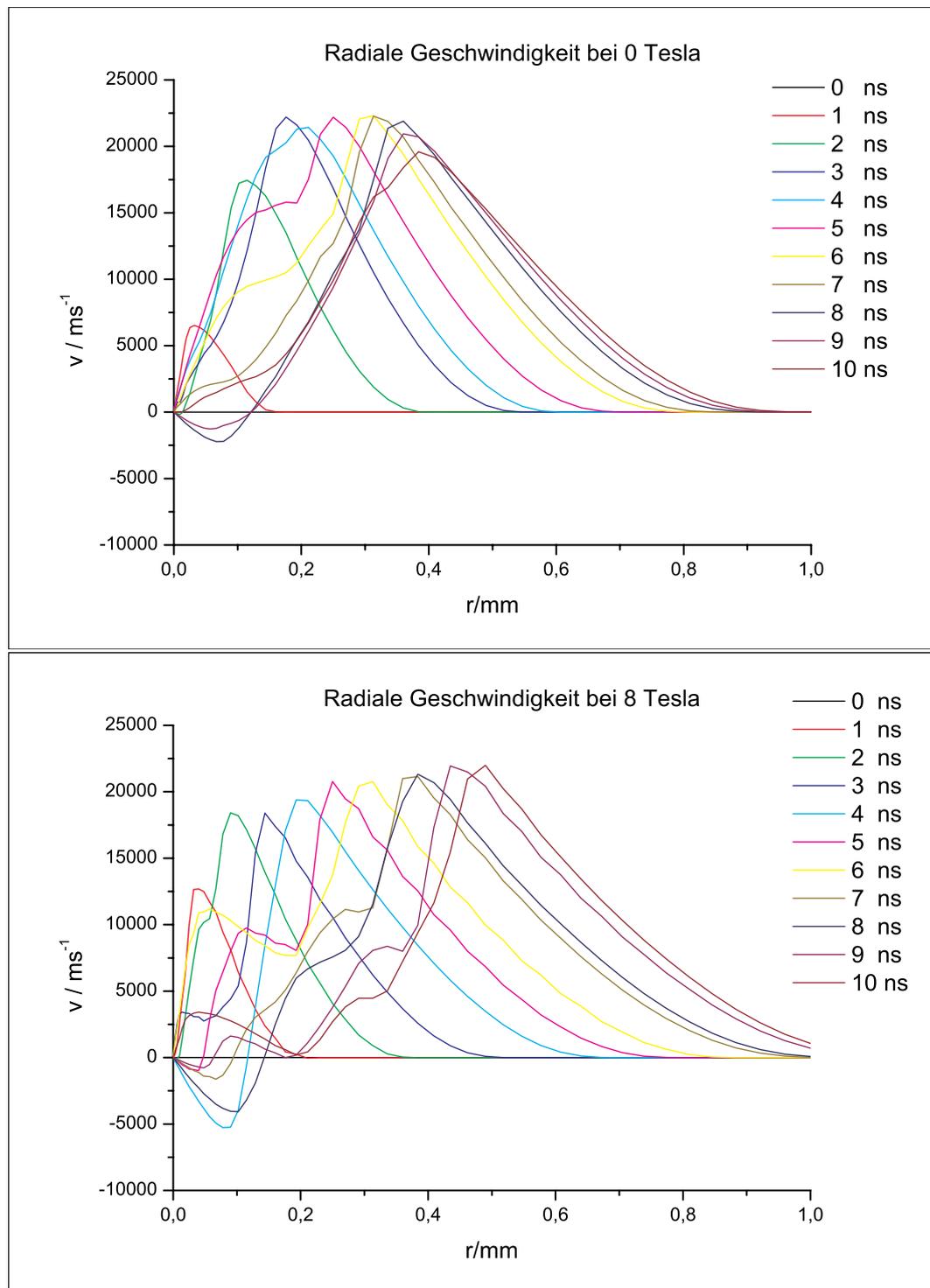


Abbildung 2.20: Zeitliche Entwicklung der radialen Expansionsgeschwindigkeit bei 0 Tesla und bei 8 Tesla von 0 ns bis 10 ns.

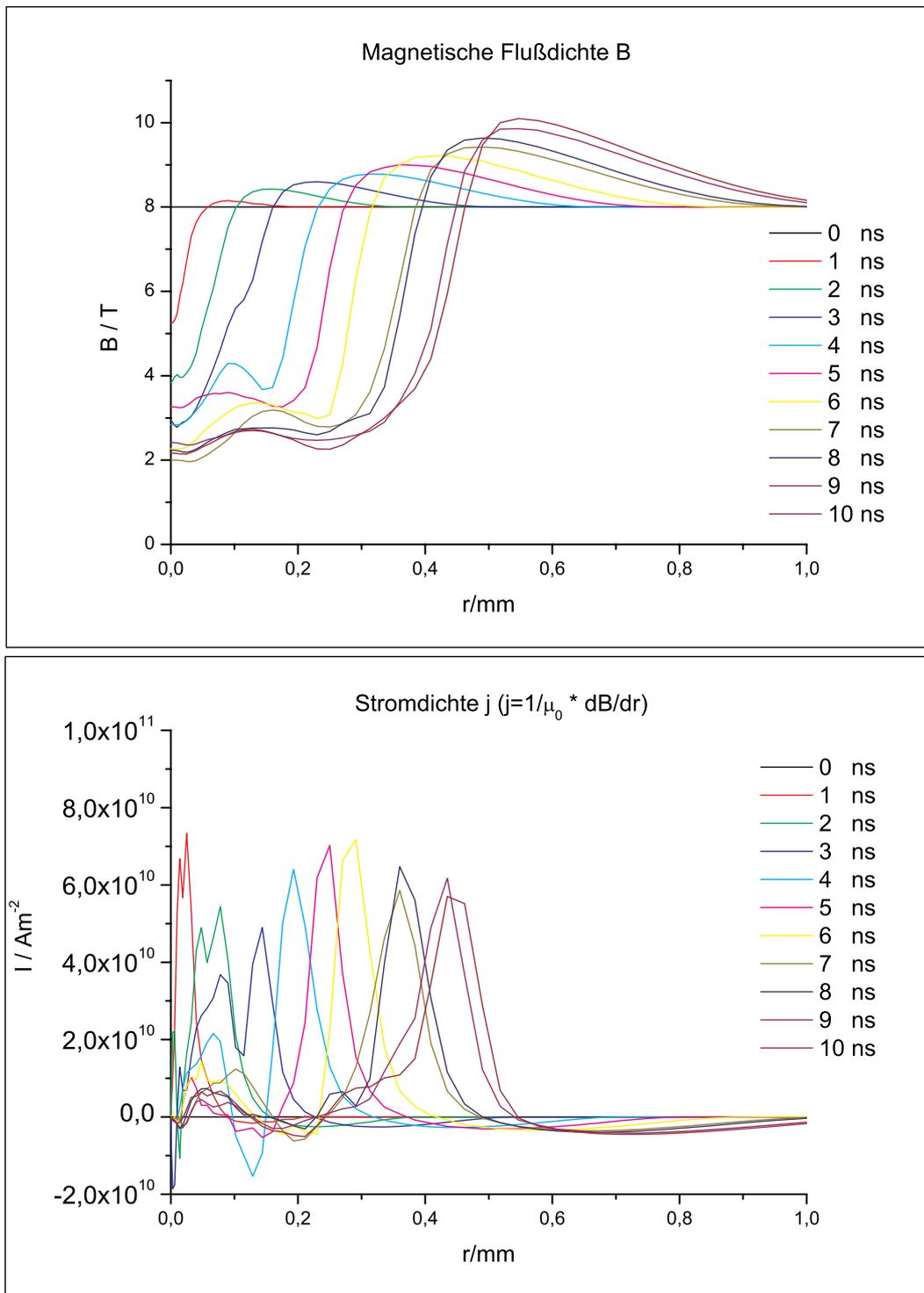


Abbildung 2.21: Zeitliche Entwicklung der lokalen magnetischen Flußdichte B und der Stromdichte j in Abhängigkeit vom Radius bei einer externen magnetischen Flußdichte von 8 Tesla von 0 ns bis 10 ns.

2.6.2.5 Stromdichte und lokale magnetische Flußdichte

In Abbildung 2.21 sind die lokale magnetische Flußdichte \vec{B} sowie die Stromdichte \vec{j} aufgetragen.

Es ist deutlich zu erkennen, wie das Magnetfeld mit zunehmendem Plasmaradius aus dem Plasma heraus verdrängt wird und sich außerhalb des Plasmas konzentriert. Während die Flußdichte im Zentrum des Plasmas von anfänglich 8 Tesla auf etwa 2 Tesla abnimmt, steigt sie am Rand und außerhalb des Plasmas auf Werte von bis zu 10 Tesla.

Die Stromdichte \vec{j} ergibt sich in der diesem Modell zugrunde liegenden vereinfachten Geometrie aus der Ableitung der Flußdichte \vec{B} zu $\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial r}$. Die auftretenden Stromdichten liegen bei bis zu $7 \cdot 10^{10} \text{ Am}^{-2}$. Sie sind für die Ohmsche Heizung des Plasmas verantwortlich.

2.6.2.6 Grenzen des Modells

In [BUD95] sind mehrere kritische Überlegungen zu diesem Modell enthalten. Die größte Abweichung von der Realität liegt in der nur eindimensionalen Berechnung aller physikalischen Größen, da das Plasma nur in grober Näherung zylindersymmetrisch ist und in der Realität eher eine zigarrenförmige Gestalt hat. Außerdem hat die Entladung entlang der Laserachse eine Struktur, so daß die Absorption und damit Elektronentemperatur und -dichte entlang dieser Achse nicht konstant bleiben. Während bei den Versuchen von [BUD95] noch eine Linse mit 250 mm Brennweite benutzt wurde, bei der das Plasma in etwa oben genannte zigarrenförmige Gestalt hatte, führte die Verwendung eines Fokussierspiegels mit 25 mm Brennweite in dieser Arbeit zu einem kürzeren Plasma. Die Form entspricht eher einer gering deformierten Kugel oder einem Tropfen, wie es auch in [GEI80] beschrieben wurde, so daß die Abweichungen des Modells von der Realität größer wurden.

Weiterhin verwendet das Modell - wie die meisten vergleichbaren Modelle - teilweise empirisch bestimmte oder aus der Literatur entnommene Größen. Große Bedeutung hat dies zum Beispiel für die Elektronenenergiebilanz (2.185), in die die Wärmeleitfähigkeit, der Absorptionskoeffizient für inverse Bremsstrahlung, der Gaunt-Faktor für frei-frei-Strahlung, die Ionisationsenergien der einzelnen Ionisationsstufen und die Einsteinkoeffizienten für spontane Emission der einzelnen elektronischen Anregungszustände teilweise nicht als einzelne Größen sondern über interpolierte Mittelungen aus Meßergebnissen eingehen. Auch in anderen der verwendeten Differentialgleichungen spielen empirisch bestimmte Größen eine wichtige Rolle. Die jeweiligen Werte sind teilweise mit nicht sehr großer Genauigkeit bekannt und wurden meist unter stark abweichenden experimentellen Bedingungen, etwa in Bogenentladungen, ermittelt. Innerhalb des komplexen nichtlinearen Differentialgleichungssystems können sich bereits geringe Abweichungen der empirisch

ermittelten Werte sehr stark auswirken, so daß dessen Lösungen grundsätzlich anhand von Experimenten zu verifizieren sind.

Zusätzlich kann es bei diskreten numerischen Lösungen zu einer sogenannten numerischen Heizung kommen. Die Ohmsche Heizung ist proportional zu $(\partial \vec{B} / \partial r)^2$ (siehe Gleichung (2.161)). Bereits geringe numerischen Schwankungen der magnetischen Flußdichte durch numerische Ungenauigkeiten oder die Diskretisierung des Plasmas durch ein Gitter führen zu einer höheren Heizleistung als es der realen Physik entspricht.

Ein Vergleich der Rechenergebnisse mit den gemessenen Werten von Elektronendichte und Elektronentemperatur wird im Abschnitt 4.2.4.6 gezogen und zeigt, daß trotz der Grenzen dieses Modells und der Verwendung eines Rechteckpulses physikalische Größen wie Elektronen- und Ionentemperatur in der richtigen Größenordnung vorhergesagt werden.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau zur Erzeugung und Untersuchung des Plasmas

3.1 CO₂-Lasersystem

Am Institut stand das CO₂-Oszillator-Verstärker-Lasersystem MIDAS (Microwave-Discharge-Amplifier-System) zur Verfügung. Die Kombination von mehreren wählbaren Oszillatoren geringer bis mittlerer Leistung und einem nachgeschalteten Hochleistungsverstärker ergibt ein flexibles System, das durch Auswahl eines geeigneten Oszillators an verschiedene Einsatzzwecke angepaßt werden kann.

Die Oszillatoren sind mit einer kleinen Fresnel-Zahl auf eine hohe Modenqualität ausgelegt. Bei Bedarf kann die Wellenlänge mit einem Gitter selektiert werden. Die geringe Leistung erlaubt es, die Oszillatoren auf verschiedene Arten gepulst zu betreiben.

Für die Laser-Materialbearbeitung kam ein cw-betriebener Oszillator sowie ein mit mechanischer Güteschaltung versehener Oszillator zum Einsatz. Die mechanische Güteschaltung bestand aus einer Chopperscheibe mit keilförmigen Zähnen in einem Intra-Cavity-Teleskop. Damit war die Erzeugung von Pulsen variabler Pulslänge zwischen etwa 0,16 μ s und 8 μ s im Frequenzbereich bis zu mehreren zehn Kilohertz möglich [BIE99]. Für die Isotopentrennung wurde der Endspiegel durch ein Gitter in Littrow-Anordnung ersetzt und die isotopenselektive Absorption C₁₂- und C₁₃-haltiger Moleküle bei 9,6 μ m ausgenutzt. Für die Erzeugung optischer Entladungen kam ein Oszillator mit einer elektro-optischen Güteschaltung mit Cavity-Dumping zum Einsatz. Er lieferte hohe Pulsspitzenleistungen und konnte dank der elektrischen Ansteuerung leicht mit einer Chopperscheibe zur optischen Entkopplung des Oszillators vom Verstärker synchronisiert werden.

Eine detaillierte Beschreibung des Lasersystems findet sich in [VIÖ88] und [FRE94].

Im folgenden wird das Lasersystem näher vorgestellt und insbesondere auf die vorgenommenen Änderungen eingegangen. Abbildung 3.1 zeigt den Gesamtaufbau des Laserverstärkersystems.

3.1.1 Gleichstromangeregter Laseroszillator

Im folgenden soll der in Abbildung 3.2 abgebildete Oszillator näher beschrieben werden. Das laseraktive Medium (Standardlasergas $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2 = 82:13,5:4,5$) wird mit Gleichstrom in vier 0,85 m langen Entladungsstrecken angeregt. Es befindet sich im Inneren von doppelwandigen Glasröhren (Innendurchmesser $d_0=13,5$ mm), deren Zwischenraum von gekühltem Wasser durchflossen wird. An vier Stellen wird Frischgas zugeführt, an zwei Stellen das verbrauchte Lasergas abgepumpt. Die Strömungsgeschwindigkeit ist dabei so gering, daß Diffusionskühlung dominiert. Die beiden Enden des Glasrohrs sind jeweils mit einem ZnSe-Brewsterfenster abgeschlossen. Die gesamte aktive Länge der vier Entladungsstrecken beträgt 3,4 m. Da im Resonator die Druckverbreiterung die Linienbreite der CO_2 -Linie und damit die Breite des Verstärkungsprofils bestimmt, hängt die Anzahl der Longitudinalmoden innerhalb des Verstärkungsprofils vom Druck und von der Resonatorlänge ab. Die ursprüngliche Resonatorlänge von 4,9 m war dabei gerade so ausgelegt, daß beim gewählten Druckbereich nur eine Longitudinalmode anschwingen konnte. Um die Pulsdauer der Laserpulse zu vergrößern, wurde der Resonator im Rahmen dieser Arbeit einmal gefaltet und die Resonatorlänge L_R auf 10 m verlängert. Bei der Verlängerung wurden mehrere Longitudinalmoden bewußt in Kauf genommen. Mit Modeninjektion könnte eine einzige Longitudinalmode ausgewählt werden. Mit der Laserwellenlänge $\lambda_L=10,6$ μm ergibt sich die Fresnel-Zahl $F=\frac{d_0^2}{4\lambda_L L_R}$ zu 0,43 und erzwingt damit wegen $F<1$ das Anschwingen des Grundmodes TEM_{00} . Mit dem Krümmungsradius $R_1=\infty$ m des planparallelen Endspiegels einerseits und dem auf $R_2=20$ m geänderten Krümmungsradius des gegenüberliegenden Spiegels ergeben sich die folgenden Spiegelparameter:

$$g_1 = 1 - \frac{L_R}{R_1} = 1, \quad (3.1)$$

$$g_2 = 1 - \frac{L_R}{R_2} = 0,5 \quad (3.2)$$

und damit die Rayleigh-Länge z_R :

$$z_R = \frac{L_R \sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2} = 10 \text{ m} . \quad (3.3)$$

Der Radius der Strahltaile ist:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_L z_R}{\pi}} = 5,81 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (3.4)$$

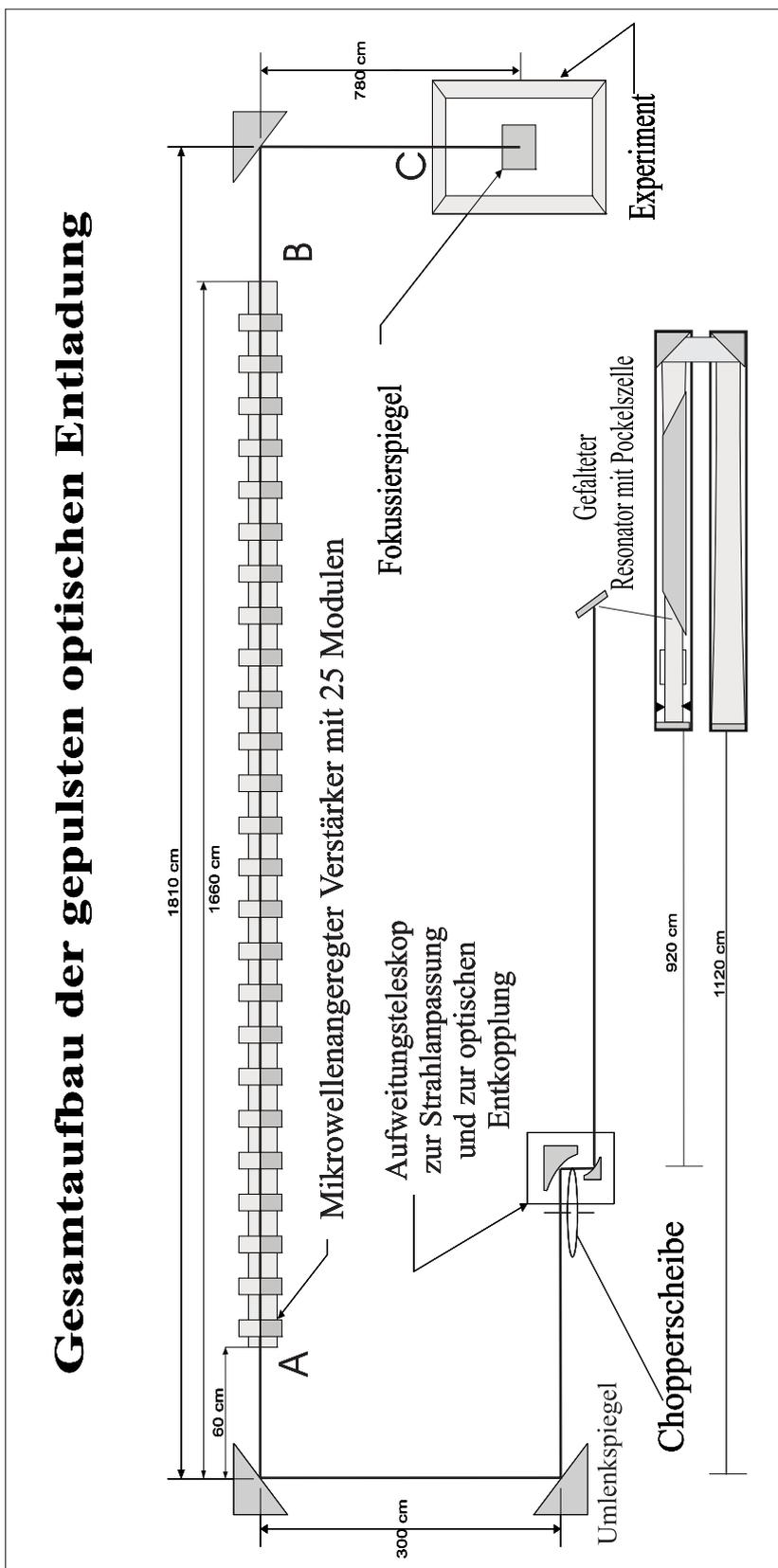


Abbildung 3.1: Gesamtaufbau des Laserverstärkersystems MIDAS mit Experiment.

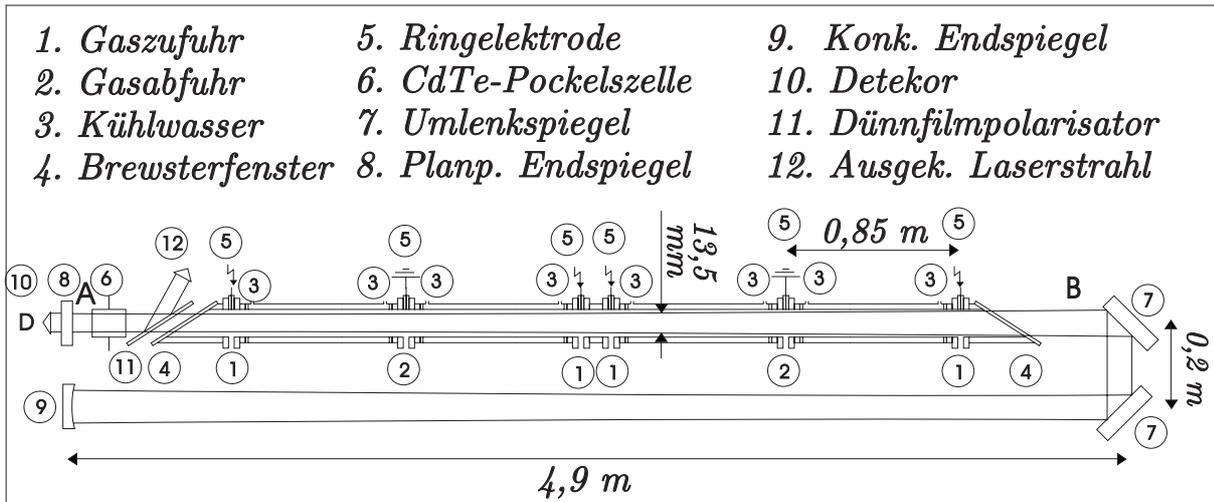


Abbildung 3.2: Aufbau des gütegeschalteten Oszillators mit Pockelszelle (CdTe-Kristall) und seitlicher Auskopplung.

und liegt bei:

$$L_0 = L_R \frac{(1 - g_1)g_2}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2} = 0 \text{ m} , \quad (3.5)$$

also am Planspiegel (Stelle A in Abbildung 3.2). Der Strahlradius ändert sich für einen Gaußstrahl mit dem Abstand z von der Strahltaile gemäß:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_L z}{\pi w_0^2} \right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} . \quad (3.6)$$

Damit hat der Strahl am zweiten Brewsterfenster, im Abstand von 4,8 m vom planen Endspiegel, einen Radius von 6,45 mm (Stelle B in Abbildung 3.2).

Für die Ausbreitung von Gaußstrahlen und die Abbildung mit optischen Elementen wurden von [SEL83] Gleichungen analog zur geometrischen Optik entwickelt, bei denen nacheinander für jedes optische Element aus Größe und Position der Strahltaillen des eintreffenden Strahls die entsprechenden Größen des auslaufenden Strahls berechnet werden können. Dabei werden die Strahltaillen des ein- und auslaufenden Strahls als Gegenstand und Bild betrachtet. Die Abbildungsgleichung für ein abbildendes Element der Brennweite f lautet damit:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g + \frac{z_R^2}{g-f}} + \frac{1}{b} . \quad (3.7)$$

Die Gegenstandsweite g gibt den Abstand der Strahltaile des einlaufenden Strahls vom abbildenden Element an, die Bildweite b entsprechend den Abstand der Strahltaile des auslaufenden Strahls vom abbildenden Element. Es gilt die übliche Vorzeichenkonvention. Aus dieser Abbildungsgleichung folgt, daß es für die Entfernung der Strahltaile vom abbildenden Element jeweils eine maximale Entfernung in positive und negative Richtung gibt.

Für die Vergrößerung m , das Verhältnis des Radius w'_0 der Strahltaile des auslaufenden Strahls zum Radius w_0 der Strahltaile des einlaufenden Strahls gilt:

$$m = \frac{w'_0}{w_0} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{g}{f}\right)^2 + \left(\frac{z_R}{f}\right)^2}} \quad (3.8)$$

und für die Rayleighlänge des auslaufenden Strahls:

$$z'_R = m^2 z_R . \quad (3.9)$$

Mit Position und Größe der Strahltaile sowie der Rayleighlänge des auslaufenden Strahls ist dieser über die Gleichung (3.6) vollständig bestimmt.

3.1.2 Elektro-optische Güteschaltung mit Cavity-Dumping

Zwischen dem planparallelen Spiegel und dem aktiven Medium befindet sich ein parallel zum Brewsterfenster ausgerichteter Dünnpolarisator und eine Pockelszelle als elektro-optischer Modulator. Sie besteht aus einem CdTe-Kristall mit den Abmessungen 14 mm x 14 mm x 50 mm, dessen doppelbrechende Eigenschaften sich beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes senkrecht zur (1 $\bar{1}$ 0) Kristallebene ändern. Ohne externes elektrisches Feld wird die Laserstrahlung in der Polarisation nicht beeinflusst.

Beim Anlegen einer Spannungsdifferenz von 5,9 kV zwischen den gegenüberliegenden Flächen des Kristalls wird hingegen aus dem linear polarisierten Licht, das vom aktiven Medium kommt, bei einfachem Durchgang zirkular polarisiertes Licht. Wird dieses zirkular polarisierte Licht am Endspiegel des Resonators in sich zurückreflektiert, so wird daraus beim nochmaligen Durchgang durch den Kristall wieder linear polarisiertes Licht, dessen Polarisationsebene jedoch um 90° gegenüber dem einfallenden Licht gedreht ist. Der CdTe-Kristall wirkt also bei der richtigen elektrischen Feldstärke wie eine $\lambda/4$ -Platte. Der Dünnpolarisator hat für p-polarisiertes Licht eine Transmission von 98,4 %, für s-polarisiertes Licht hingegen eine Reflexion von 98,3 %.

Der Kristall ist auf beiden Seiten mit einer Antireflexbeschichtung mit einer Reflexion von kleiner als 0,5 % pro Fläche versehen. Da auch die Polarisationsdrehung um 90° nicht perfekt ist, wird auch bei anliegender $\lambda/4$ Spannung nach Angaben des Herstellers II-VI ein Anteil $r_{\min} \approx 1$ % der auftreffenden in Durchlassrichtung polarisierten Strahlung reflektiert. Dies führt in einem Oszillator mit einer Reflektivität $r_2 = 98$ % des dem Kristall gegenüberliegenden Spiegels und einer Länge des aktiven Mediums $L_{\text{akt}} = 3,4$ m nach [VIÖ88] zum Anschwingen des Oszillators, falls die Kleinsignalverstärkung g_0 den Wert

$$g_{0,\max} = -\frac{1}{2L_{\text{akt}}} \ln(r_{\min} \cdot r_2) \quad (3.10)$$

überschreitet. Für den verwendeten Oszillator ist $g_{0,\max} = 0,68 \text{ m}^{-1}$.

Liegt also eine Hochspannung von 5,9 kV an, so erfolgt am Dünnschichtpolarisator eine praktisch komplette Auskopplung. Die Güte des Resonators ist so gering, daß sich kein verstärktes Strahlungsfeld bilden kann. Deshalb kann sich im laseraktiven Medium eine höhere Besetzungsinversion einstellen als es in cw-betriebenen Oszillatoren der Fall ist.

Wird die Hochspannung abgebaut, so findet am Dünnschichtpolarisator nur noch eine sehr geringe Auskopplung statt und die Güte des Resonators steigt sprunghaft an. In diesem Zustand baut sich im Resonator durch induzierte Emission innerhalb von nur wenigen Umläufen ein Strahlungsfeld auf. Beim erneuten Aufbau der Hochspannung wird das gesamte Strahlungsfeld während eines einzigen Umlaufs im Resonator am Dünnschichtpolarisator ausgekoppelt. Die Länge dieses Laserpulses entspricht somit der Laufzeit des Lichtes für einen kompletten Umlauf im Resonator. Durch die endliche Spannungsanstiegszeit am Kristall findet eine geringe Pulsverbreiterung statt. Die typische Halbwertsbreite liegt für eine Resonatorlänge von 4,9 m bei 35 ns, für 10 m bei etwa 75 ns. Vor dem Puls liegt ein durch Leckstrahlung verursachter Vorpuls. Die typischen Aufbauzeiten für das Strahlungsfeld hängen von der Kleinsignalverstärkung, der Resonatorlänge und der Güte des Resonators ab und liegen typischerweise bei 500 ns und 1300 ns für 4,9 m bzw. 10 m Resonatorlänge. In der Praxis ist die Güte des Resonators auch bei angelegter Hochspannung noch so hoch, daß die maximale Kleinsignalverstärkung aus Gleichung 3.10 überschritten wird und ein Anschwingen durch bewußte Verschlechterung der Kleinsignalverstärkung verhindert werden muß. Dazu haben sich als Betriebsbedingungen eine Erhöhung des Entladungsdrucks auf ca. 3,5 kPa bei einem niedrigen Entladungsstrom von insgesamt etwa 75 mA bewährt.

3.1.3 Das mikrowellenangeregte Laserverstärkersystem MIDAS

Zur Verstärkung werden die Laserpulse durch einen mikrowellenangeregten Verstärker geschickt. Das aktive Medium besteht aus dem gleichen Standardlasergasgemisch wie das des Oszillators und wird in Entladungsmodulen durch Mikrowellen der Frequenz 2,45 GHz angeregt. Der Aufbau der Entladungsmodule ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Entladungsmodule bestehen aus zwei T-förmig angeordneten Rechteckhohlleitern. Im einen Teil des Hohlleiters befindet sich ein Glasrohr, in das das Lasergas von unten durch einen Stutzen in die Mitte des Glasrohrs einströmt, sich dort verzweigt und nach beiden Richtungen ausbreitet. Im Verzweigungspunkt der Strömung befindet sich ein Strömungsformer aus perforiertem Aluminiumblech. An den Kanten des Blechs kommt es im Mikrowellenfeld zu einer Feldüberhöhung und damit zu einer verbesserten Zündung eines Plasmas. Die Mikrowellenleistung wird von der hinteren Seite über den anderen Teil des Hohlleiters in das Entladungsmodul eingekoppelt. Die Anzahl der Module wurde im Rahmen dieser Arbeit durch Einbau eines zusätzlichen Moduls an einer bisher ungenutzten Stelle von 24 auf 25 erhöht. Die Gasströmungsverhältnisse an dieser Stelle zwischen zwei verschiedenen

Gaskreisläufen sind zwar ungünstig, was sich in einer geringeren Verstärkung bemerkbar macht, dennoch bewirkt das zusätzliche Modul eine Steigerung der Ausgangsleistung. Bei 14 der 25 Module dienen je zwei 2,7 kW Magnetrons, die über ein magisches T zusammengekoppelt sind, als Sender. Sie werden über ein konventionelles Netzgerät mit festen Vorwiderständen mit der benötigten Hochspannung von 4 kV versorgt. Die anderen zehn Module werden im Gegensatz zur Beschreibung von [FRE94] jeweils von einem einzelnen 6 kW-Magnetron mit Mikrowellenenergie versorgt. Die zu diesen Magnetrons gehörenden Netzgeräte haben eine elektronische Regelung und erlauben sowohl eine Variation der Leistung als auch einen gepulsten Mikrowellenbetrieb mit Pulsspitzenleistungen von maximal 7 kW. Die Anstiegs- und Abfallszeiten der Mikrowellenleistung liegen bei etwa 20 μ s. Die mittlere abgegebene Mikrowellenleistung des Magnetrons darf die Nennleistung von 6 kW nicht übersteigen.

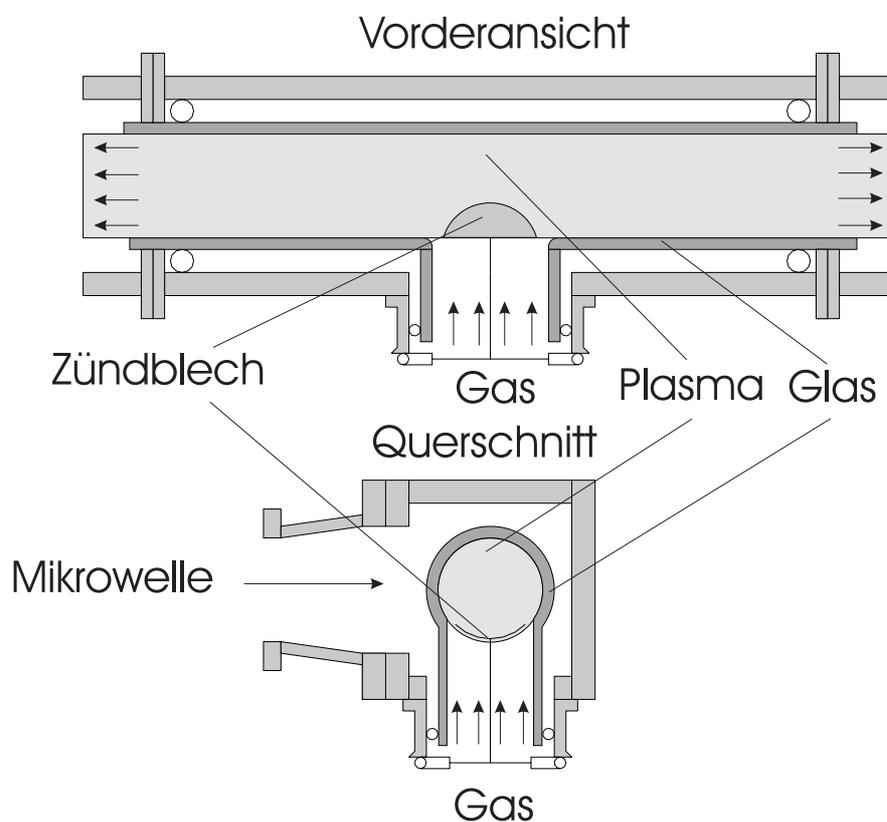


Abbildung 3.3: Aufbau eines Entladungsmoduls.

3.1.4 Optimierung des Entladungsdrucks im Laserverstärkersystem MIDAS

Um aus dem gegebenen Volumen des Verstärkers eine möglichst hohe Leistung zu erhalten, ist zunächst im Prinzip eine möglichst hohe Teilchendichte und damit ein hoher Druck

wünschenswert. Dabei sind jedoch einige bestimmte Bedingungen zu erfüllen, auf die in [FRE94] näher eingegangen wird. Der für eine Lasertätigkeit einer CO₂-Laserentladung optimale Betriebsdruck p_{opt} unterliegt nach [FRE90] einem Ähnlichkeitsgesetz der Form:

$$\frac{E}{p_{\text{opt}}} = \text{const} , \quad (3.11)$$

wobei E/p_{opt} in Gleichstromentladungen einen Wert von etwa 6 V/(m·Pa) [MÜL86], [MÜL87] und in mikrowellenangeregten Entladungen von etwa 9 V/(m·Pa) hat. Ein höherer Druck ist demnach also bei einer höheren elektrischen Feldstärke möglich. Da die sich in einem Hohlleiter ausbreitende Mikrowellenleistung P_M proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke ist, gilt

$$P_M = \tilde{k} \cdot p_{\text{opt}}^2 , \quad (3.12)$$

mit einer Konstanten \tilde{k} . Nach [ZHA88] wird die im Mikrowellenhohlleiter eingekoppelte Mikrowellenleistung im Plasma zu 95 % absorbiert und führt damit zu einer thermischen Erwärmung des Lasergases im Entladungsmodul. Um eine Verschlechterung des Laserwirkungsgrads aufgrund einer zu starken Aufheizung des Lasergases zu vermeiden, muß die durch die absorbierte Mikrowellenleistung erzeugte Wärme abgeführt werden. Im Gegensatz zum diffusionsgekühlten Oszillator kann die Wärme bei den größeren Abmessungen des Entladungsmoduls nur konvektiv mit der Gasströmung abgeführt werden und es muß die folgende Energiebilanz erfüllt werden:

$$0,95 \cdot P_M = c_p \cdot \dot{m} \cdot \Delta T , \quad (3.13)$$

wobei c_p die Wärmekapazität des verwendeten Lasergasgemischs ist ($c_p=4427,9$ J/kg K), \dot{m} der Massenstrom im Entladungsmodul und ΔT die Temperaturerhöhung des Lasergases. Wegen $\dot{m} = \dot{V} \cdot p_{\text{opt}}$ gilt:

$$P_M = \frac{c_p \cdot M_{\text{mol}} \cdot \Delta T}{0,95 \cdot R \cdot \bar{T}} \cdot \dot{V} \cdot p_{\text{opt}} . \quad (3.14)$$

M_{mol} ist dabei die molare Masse des verwendeten Standardlasergases ($M_{\text{mol}}=9,04$ kg/kmol nach [MÜL86]), \bar{T} die mittlere Gastemperatur im Entladungsmodul, \dot{V} der durch die Wälzkolbenpumpen und die Leitwerte des Gaskreislaufs bestimmte Volumenstrom und R die molare Gaskonstante. Aus einem Vergleich der Gleichungen (3.12) und (3.14) folgt die Bedingung für den zur hinreichenden Wärmeabfuhr erforderlichen Volumenstrom:

$$\dot{V} = \frac{\tilde{k} \cdot 0,95 \cdot R \cdot \bar{T}}{c_p \cdot M_{\text{mol}} \cdot \Delta T} \cdot p_{\text{opt}} . \quad (3.15)$$

Eine Druckerhöhung muß also mit einer Erhöhung sowohl der Mikrowellenleistung als auch der Saugleistung der Wälzkolbenpumpen verknüpft werden. Da die Wälzkolbenpumpen

ungeregelt sind und bereits unter Vollast laufen, nimmt bei einer Druckerhöhung der Volumenstrom nicht mehr zu. Eine Erhöhung des Volumenstroms wäre nur mit einer aufwendigen Aufrüstung der Pumpen oder einer weiteren Optimierung des Strömungswiderstands des Gaskreislaufs möglich. Eine mögliche Abhilfe besteht in einem mit den zehn neuen Netzgeräten möglichen gepulsten Mikrowellenbetrieb. In den Mikrowellenpulsen kann die Mikrowellenleistung erhöht und damit die Bedingung (3.12) erfüllt werden, während die mittlere Mikrowellenleistung und damit die thermische Belastung konstant bleiben kann. Die Gültigkeit der Gleichung (3.12) wurde von [FRO89], [GAR90] und [FRE90] an einer Versuchsstrecke für einen cw-Laserbetrieb nachgewiesen. Ebenso konnte in diesen Arbeiten eine Erhöhung der cw-Laserleistung an einer Versuchsstrecke durch gepulsten Mikrowellenbetrieb und Druckanpassung erreicht werden, wobei der optimale Arbeitsdruck jedoch schwächer als mit $\sqrt{P_M}$ zunahm. Für den Fall des mit sechs kHz gepulsten Laserbetriebs wurden von [HAN02] zeitabhängige Berechnungen der Besetzungsdichten und der Kleinsignalverstärkung des Laserverstärkers durchgeführt. Als Grundlage hierfür diente das Sechs-Temperatur-Modell von [VIÖ93]. Im Vergleich zur bisherigen cw-Mikrowellenleistung $P_M=5,4$ kW bei einem Druck $p=5,8$ kPa ist demnach durch einen gepulsten Mikrowellenbetrieb mit höherer Pulsspitzenleistung und Druckvariation eine geringe Verbesserung der Laserverstärkung zu erwarten. Zur experimentellen Überprüfung dieser Ergebnisse und zur Optimierung des Verstärkers wurde die Ausgangsleistung des Verstärkers sowohl bei Variation der cw-Mikrowellenleistung und des Entladungsdrucks als auch bei gepulstem Mikrowellenbetrieb mit verschiedenen Pulsbetriebsarten und verschiedenen Drücken gemessen. Im folgenden werden die dabei erhaltenen Ergebnisse näher vorgestellt.

3.1.5 Variation der cw-Mikrowellenleistung

Unter Beibehaltung des bisherigen Entladungsdrucks von 5,8 kPa wurde in 15 Entladungsmodulen die durch die konventionellen Netzgeräte vorgegebene feste Mikrowellenleistung von jeweils $P_M=5,4$ kW eingespeist und die in die zehn übrigen Entladungsmodulen eingespeiste Mikrowellenleistung mit Hilfe der regelbaren Netzgeräte zwischen drei und fünf kW variiert. Die beste Verstärkung und höchste Ausgangsleistung wird in einem flachen Maximum zwischen vier und 4,75 kW erzielt. Bei kleinerer und größerer Mikrowellenleistung nimmt die Laserausgangsleistung signifikant ab. Während bei einer Mikrowellenleistung von weniger als vier kW pro Entladungsmodul das Lasergas nicht ausreichend angeregt wird, kann ab etwa fünf kW die Wärme vermutlich nicht mehr ausreichend abgeführt werden (siehe Abschnitt 3.1.4 und Gleichung (3.13)). Die Abhängigkeit der Laserausgangsleistung von der Mikrowellenleistung ist in Abbildung 3.4 aufgetragen.

3.1.6 Variation des Entladungsdrucks

Unter Beibehaltung der aus dem vorherigen Versuch ermittelten optimalen Mikrowellenleistung wurde der Entladungsdruck in einem Bereich zwischen 5,1 kPa und 6,0 kPa variiert. Dabei ergab sich eine klare Verbesserung der Ausgangsleistung hin zu kleineren Drücken. Erneut durchgeführte Variationen der Mikrowellenleistung ergaben zudem keine signifikante Verschiebung des optimalen Wertes der Mikrowellenleistung in Abhängigkeit vom Entladungsdruck. Da bereits bei Drücken von kleiner als 5,6 kPa mehrfach ein Wandbrennen der Entladung mit unmittelbar folgender Zerstörung der Quarzrohre durch Aufschmelzen aufgetreten war, wurde auf eine weitere Erniedrigung des Entladungsdrucks verzichtet, obwohl die Meßkurven bei weiter abnehmendem Entladungsdruck noch eine weitere Steigerung der Ausgangsleistung erwarten lassen.

3.1.7 Gepulster Mikrowellenbetrieb

Nach den Ausführungen in Abschnitt 3.1.4 und [VIÖ93] sowie [HAN02] sollte eine höhere Verstärkung des Verstärkers durch einen gepulsten Mikrowellenbetrieb unter Beibehaltung der mittleren zugeführten Mikrowellenleistung möglich sein. Dazu wurden die zehn regelbaren Netzgeräte mit der Frequenz des Lasers unter verschiedenen Bedingungen gepulst betrieben. Die Ansteuerung der Netzgeräte erfolgte direkt mit einem Pulsgenerator über den Pulseingang der Netzgeräte. Der tatsächliche Verlauf der Mikrowellenleistung kann dabei über eine Stromausgangskontrollbuchse der Netzgeräte oder aber über eine Diode im Richtkoppler des Mikrowellenhohlleiters zwischen Magnetron und Entladungsmodul als Spannungssignal auf einem Oszillographen kontrolliert werden. Beginnend mit dem cw-Betrieb bei etwa 4,25 kW (optimale Verstärkung bei cw-Betrieb, siehe Abschnitt 3.1.5) wurde zu Betriebsverhältnissen mit großem Tastverhältnis von Mikrowellenpuls zu Pause (133 μ s an, 33 μ s aus) und schließlich zu kleineren Tastverhältnissen (100 μ s an, 66 μ s aus) übergegangen. Die mittlere Mikrowellenleistung wurde dabei stets konstant gehalten. Da die Netzgeräte eine maximale Pulsspitzenleistungen von 7 kW erlauben, waren kürzere Pulse als etwa 100 μ s nicht möglich, ohne die mittlere Leistung zu reduzieren. Um die Aufbauzeiten für Besetzungsinversion und zeitliche Verzögerungen durch die Strömungsverhältnisse im Verstärker zu berücksichtigen, wurde jeweils der Zeitraum zwischen dem Ende des Mikrowellenpulses und dem Laserpuls zwischen 0 s und einer vollen Periode von 166,7 μ s variiert. Die mittlere Ausgangsleistung des Verstärkers nahm vom Betrieb mit kontinuierlicher Mikrowelle hin zum gepulsten Mikrowellenbetrieb mit kleineren Tastverhältnissen kontinuierlich ab. Auch ein nach dem Ähnlichkeitsgesetz (3.12) geforderter höherer Druck brachte gegenüber den 51 kPa nur eine Verschlechterung der Ausgangsleistung. Nähere Einzelheiten hierzu werden in [HAN02] beschrieben. In Abbildung 3.6 ist der zeitliche Verlauf der Mikrowellenleistung für eine Mikrowellenpulsbreite von 100 μ s bei einer mittleren Mikrowellenleistung von 4,25 kW aufgetragen. Die Anstiegs-

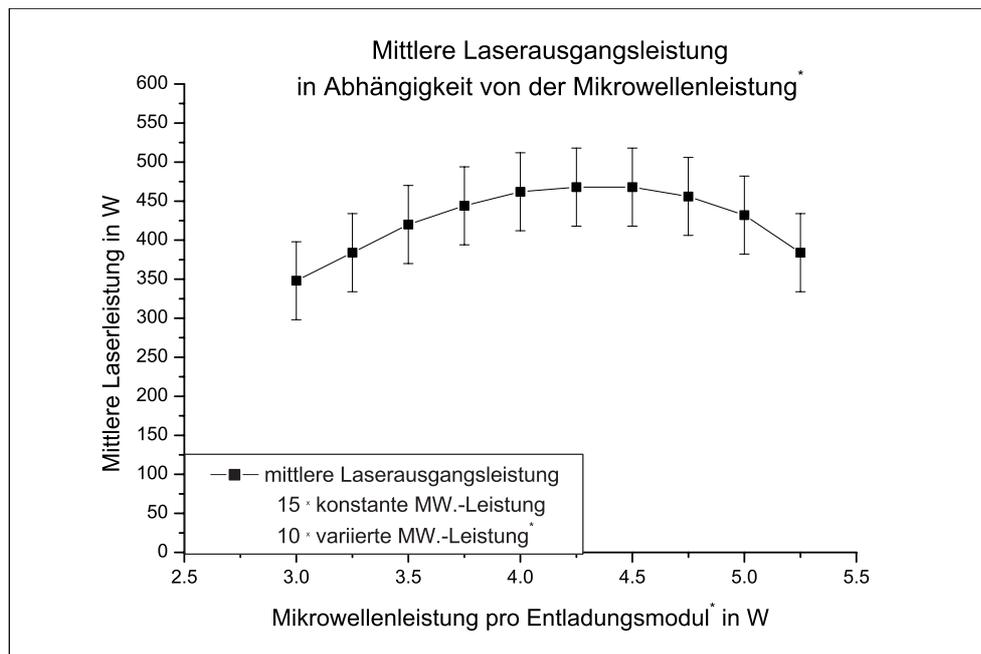


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Laserverstärkers MIDAS von der Mikrowellenleistung pro Entladungsmodul. Mittlere Eingangsleistung 3 W, Pulsfolgefrequenz 6 kHz, 15 Entladungsmodule à 5,4 kW, 10 Entladungsmodule mit variabler Mikrowellenleistung.

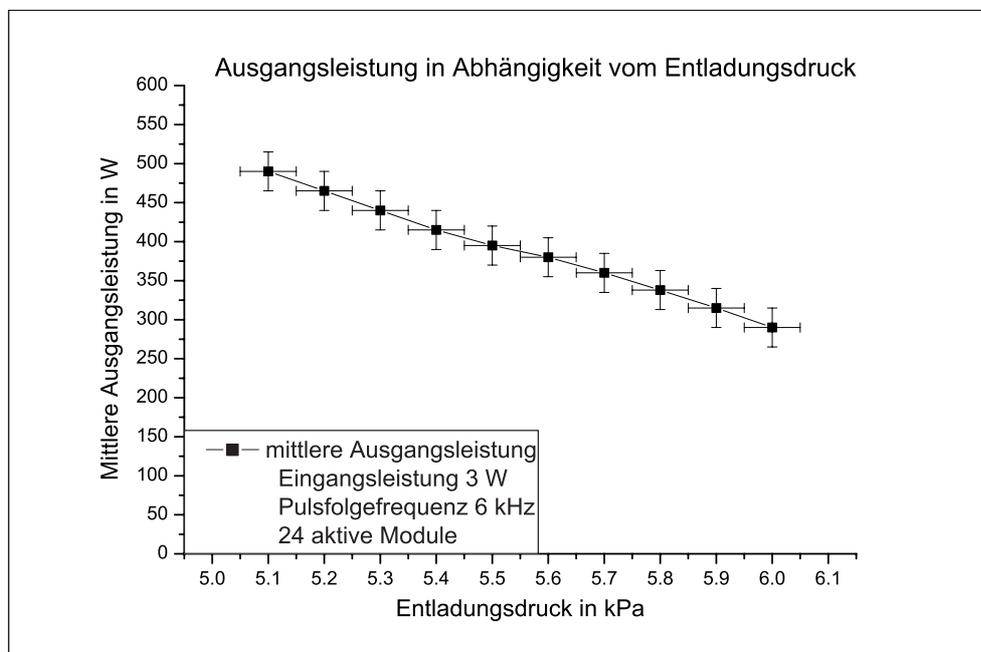


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Laserverstärkers MIDAS vom Entladungsdruck. Mittlere Eingangsleistung 3 W, Pulsfolgefrequenz 6 kHz.

zeit liegt bei etwa $30 \mu\text{s}$. In den Pausen klingt die Mikrowellenleistung nicht vollständig auf Null ab. Entgegen den Rechnungen konnte durch den gepulsten Mikrowellenbetrieb keine Verbesserung der Ausgangsleistung des Verstärkers erzielt werden.

3.1.8 Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Anzahl der aktiven Entladungsmodule

Die Ausgangsleistung des Verstärkers wurde in Abhängigkeit von der Anzahl der aktiven Entladungsmodule gemessen. Die ersten 14 Entladungsmodule konnten dabei nur paarweise zugeschaltet werden. Die Abhängigkeit der mittleren Ausgangsleistung von der Anzahl der aktiven Entladungsmodule ist in Abbildung 3.7 für eine typische Oszillatorleistung von $3,1 \text{ W}$ bei den als optimal bestimmten Betriebsparametern aufgetragen. Das Entladungsmodul Nr. 19, das nachträglich zwischen zwei Gaskreisläufen in den Verstärker eingebaut wurde, zeigt aufgrund der ungünstigen Gasströmung eine merklich geringere Verstärkung, trägt aber dennoch nennenswert zur Ausgangsleistung bei. Die Ausgangsleistung hängt auch wesentlich von der Qualität des Lasergases im Verstärker ab. Trotz der Katalysatoren bleibt die Leistung nicht über Stunden hinweg konstant. Vor allem unmittelbar nach der Inbetriebnahme können mittlere Ausgangsleistungen von über 600 W erreicht werden, was einer Pulsenergie von 100 mJ entspricht. Durch anfängliche Reduktion der Streckenzahl und spätere Erhöhung kann die Leistung jedoch über Stunden hinweg bei etwa 500 W konstant gehalten werden. Der Verstärker, der auch zum Laserschneiden bei mittleren Leistungen bis 10 kW eingesetzt wurde, wird in dieser Betriebsart unterhalb der Sättigung betrieben.

3.1.9 Optische Entkopplung und Strahlanpassung

Aufgrund der unterschiedlich großen Durchmesser von Oszillator (Innendurchmesser $13,5 \text{ mm}$) und Verstärker (Innendurchmesser 48 mm) ist es nötig, den vom Oszillator kommenden Strahl in der Größe an den Verstärker anzupassen, um das aktive Medium des Verstärkers vollständig auszunützen. Mit einem größeren Strahldurchmesser verringert sich zugleich die Divergenz des Laserstrahls, was bei den vorhandenen großen Lichtwegen von Bedeutung ist. Um längs des Verstärkers eine möglichst geringe Variation des Strahldurchmessers zu erhalten, wird der Oszillatorstrahl mit einem Aufweitungsteleskop nach Kepler nicht nur aufgeweitet, sondern über eine geeignete Variation des Linsenabstands eine Fernfokussierung mit der Fokusslage im Verstärker durchgeführt, so daß der Strahldurchmesser über die gesamte Weglänge hinweg nur wenig variiert.

Als Anforderungen darf der Strahl einerseits an den begrenzenden Blenden am Eingang und Ausgang von MIDAS sowie am Eingang zur Entladungskammer nicht wesentlich abgeschnitten oder gebeugt werden, andererseits soll das Volumen des aktiven Mediums

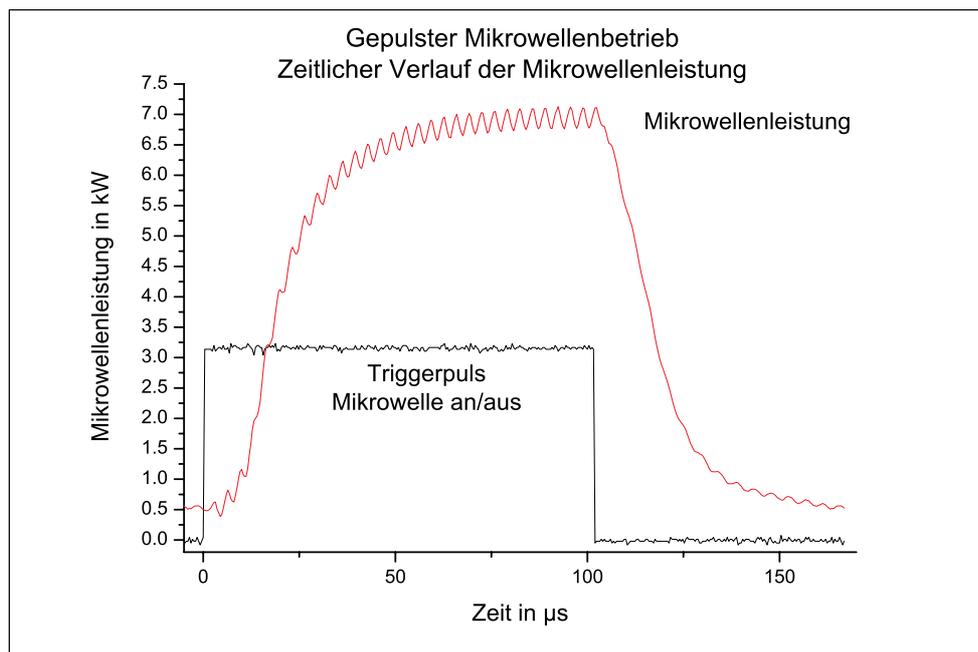


Abbildung 3.6: Zeitlicher Verlauf der Mikrowellenleistung bei gepulstem Mikrowellenbetrieb der zehn regelbaren Netzgeräte. Pulsfolgefrequenz 6 kHz, mittlere Mikrowellenleistung 4,25 kW, Tastverhältnis 3:2 - 100 µs an, 66 µs aus.

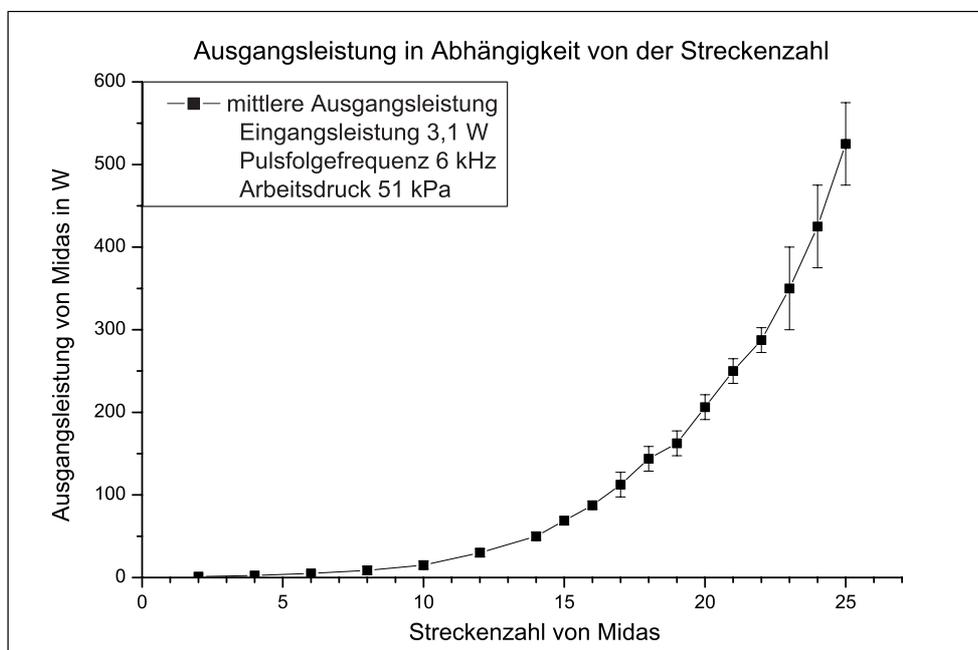


Abbildung 3.7: Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Laserverstärkers MIDAS von der Anzahl der Entladungsstrecken (aktive Entladungsmodule). Eingangsleistung 3,1 W, Pulsfolgefrequenz 6 kHz, Entladungsdruck 51 kPa.

möglichst vollständig ausgeleuchtet werden, um eine optimale Verstärkung zu erzielen. Nicht zuletzt beeinflusst die Fernfokussierung die Lage des Fokus in der Entladungskammer und den minimal erreichbaren Fokusbereich und damit die Spitzenintensität im Fokus.

Im folgenden soll das Teleskop, das neben der Strahlanpassung auch den Verstärker optisch vom Oszillator entkoppelt und das für diese Arbeit aufgebaut und erstmals verwendet wurde, näher vorgestellt werden.

Das Teleskop besteht aus zwei 90° Off-Axis-Parabolspiegeln mit den Brennweiten $f_1=0,1$ m und $f_2=0,2$ m. Bei einem Abstand der beiden Parabolspiegel von 0,3 m findet eine Strahlaufweitung im Verhältnis 1:2 statt. Durch eine geringe Variation dieses Abstandes kann eine Fernfokussierung durchgeführt werden. Mit dem Programm GLAD wurden von [HAN02] und [HAN97] die Strahldurchmesser am Eingang und Ausgang von MIDAS sowie am Eingang zur Entladungskammer, die effektive Fokusbereichslänge und der Fokusbereich in der Entladungskammer in Abhängigkeit vom Abstand der beiden Spiegel berechnet. Dabei wurde mit einem Strahl gerechnet, der Abweichungen vom TEM₀₀-Mode aufgrund des nichtkonstanten Verstärkungsprofils im Oszillator enthält und die Beugung an den begrenzenden Elementen berücksichtigt. Es ergeben sich dadurch nennenswerte quantitative Abweichungen im Vergleich zur Rechnung mit dem idealen Gaußstrahl ohne Blenden nach den Gleichungen (3.6)-(3.9).

Für das Teleskop wurden aus zwei Gründen Parabolspiegel aus Kupfer anstatt Linsen verwendet. Bei Versuchen mit Teleskopen aus Linsen war die Antireflexbeschichtung der Linsen abgeplatzt, was zu einem Anschwingen des Gesamtsystems führte. An Parabolspiegeln sind solche Reflexionen ausgeschlossen. Zusätzlich haben Parabolspiegel im Prinzip geringere Abbildungsfehler (keine sphärische Aberration). In der Praxis erwiesen sich die Parabolspiegel als sehr empfindlich gegenüber geringen Justagefehlern. Kleine Verkippungen oder Verschiebungen führten bereits zu einem merklichen Astigmatismus. Da die Parabolspiegel mit einem Diamanten gefräst werden, enthalten sie herstellungsbedingt feine, im Sichtbaren deutlich erkennbare Riefen. Obwohl diese Rauigkeiten sowie Abweichungen von der idealen Oberfläche nach Prüfprotokoll für die CO₂-Laserstrahlung kleiner als $\lambda/10$ sind, waren sie in der Modenqualität doch deutlich zu erkennen.

Im Fokus des Aufweitungsteleskops rotiert eine Chopperscheibe von 0,254 m Durchmesser, in der sich 20 Spalte von einem mm Länge und 200 μm Breite befinden. Bei einer Laserpulsfolgefrequenz von 6 kHz rotiert die Scheibe mit 300 Umdrehungen pro Sekunde, was einer Umfangsgeschwindigkeit von $v_u=239,4$ ms^{-1} entspricht. Nimmt man sicherheitshalber einen Fokusbereich von 150 μm an, so ergibt sich eine Öffnungszeit vom vollständigen Abdecken des Fokusbereichs über die komplette Freigabe bis zur wieder vollständigen Abdeckung von

$$\tau_{\text{offen}} = \frac{(1,5 \cdot 10^{-4} + 2 \cdot 10^{-4}) \text{ m}}{239,4 \text{ ms}^{-1}} = 1,46 \mu\text{s}. \quad (3.16)$$

In dieser Zeit legt das Licht einen Weg von 438 m zurück. Dies reicht für einen maximal viermaligen Hin- und Rücklauf des Laserpulses bzw. der in der Entladungskammer und am Oszillatortendspiegel reflektierten und in MIDAS verstärkten Anteile des Laserpulses aus. Unter ungünstigen Umständen wurden genau diese vier reflektierten Pulse nachgewiesen. Zum Anschwingen des Gesamtsystems wird jedoch eine Zeitkonstante von mehreren Umläufen benötigt. Bei der verwendeten Pulsfrequenz von 6 kHz beträgt der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen 166,7 μ s. In einem Abstand von etwa einem mm vom Fokus des CO₂-Laserstrahls entgegen der Laufrichtung der Chopperscheibe befindet sich der Fokus eines Helium-Neon-Lasers. Der durch die Spalte tretende Strahl wird von einer schnellen Photodiode detektiert, die die Triggerpulse für den EOM des Oszillators liefert und damit die CO₂-Laserpulse auch bei geringen Drehzahlschwankungen der Chopperscheibe passend zum Spalt der Chopperscheibe synchronisiert. Da die Chopperscheibe für Pulsfrequenzen bis 10 kHz verwendbar sein soll, bei denen die Umfangsgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit von Luft überschreitet, befindet sie sich in einer Heliumatmosphäre ($c=971 \text{ ms}^{-1}$) unter vermindertem Druck ($p=5 \text{ kPa}$). Nähere Einzelheiten zum Aufbau des Teleskops können [GRE95] entnommen werden.

3.1.10 Laserpulsform

Wie beim Aufbau des Oszillators und der elektro-optischen Güteschaltung schon beschrieben, sind die Laserpulse durch einen durch Leckstrahlung verursachten Vorpuls sowie die stochastische Überlagerung mehrerer Longitudinalmoden gekennzeichnet. Diese führt zu einer großen Bandbreite in der Pulsform der Einzelpulse. Je nach Überlagerung der einzelnen Longitudinalmoden können der Zeitpunkt und die Pulsspitzenleistung der einzelnen Pulse stark variieren. Allen Einzelpulsen gemeinsam ist ein zeitlich scharfes Minimum in der Leistung zwischen dem Vorpuls und dem Hauptpuls. Es zeigt den Beginn des Hauptpulses deutlich an und wird deshalb für alle folgenden Grafiken in der Zeitskala als Bezugs- und Nullpunkt gewählt. Vor diesem Zeitpunkt zu formal negativen Zeiten gemessene Elektronendichten und Temperaturen wurden durch den Vorpuls verursacht. Eine Mittelung über die Einzelpulse konvergiert bereits mit wenigen Pulsen gut gegen den Mittelwert. Der so gemittelte Puls hat eine Halbwertsbreite von etwa 76 ns und eine Pulsspitzenleistung von 0,5 MW bei einer mittleren Pulsenergie von $\bar{E}=83 \text{ mJ}$. In Abbildung 3.8 sind der zeitliche Verlauf der Laserleistung eines über 700 Einzelpulse gemittelten Laserpulses sowie drei willkürlich ausgewählte Einzelpulse abgebildet. Einzelpulse haben dabei durchweg eine größere Pulsspitzenleistung als ein gemittelter Puls. Die graue Fläche zeigt die Einhüllende aus 700 Einzelpulsen an und gibt die Bandbreite der auftretenden Pulsformen wieder. Alle Messungen am Plasma wurden über jeweils mindestens einige hundert Pulse gemittelt, um eine sichere Mittelung zu gewährleisten.

Obwohl alle Laserpulse theoretisch die gleiche Pulsenergie haben sollten, wurden den-

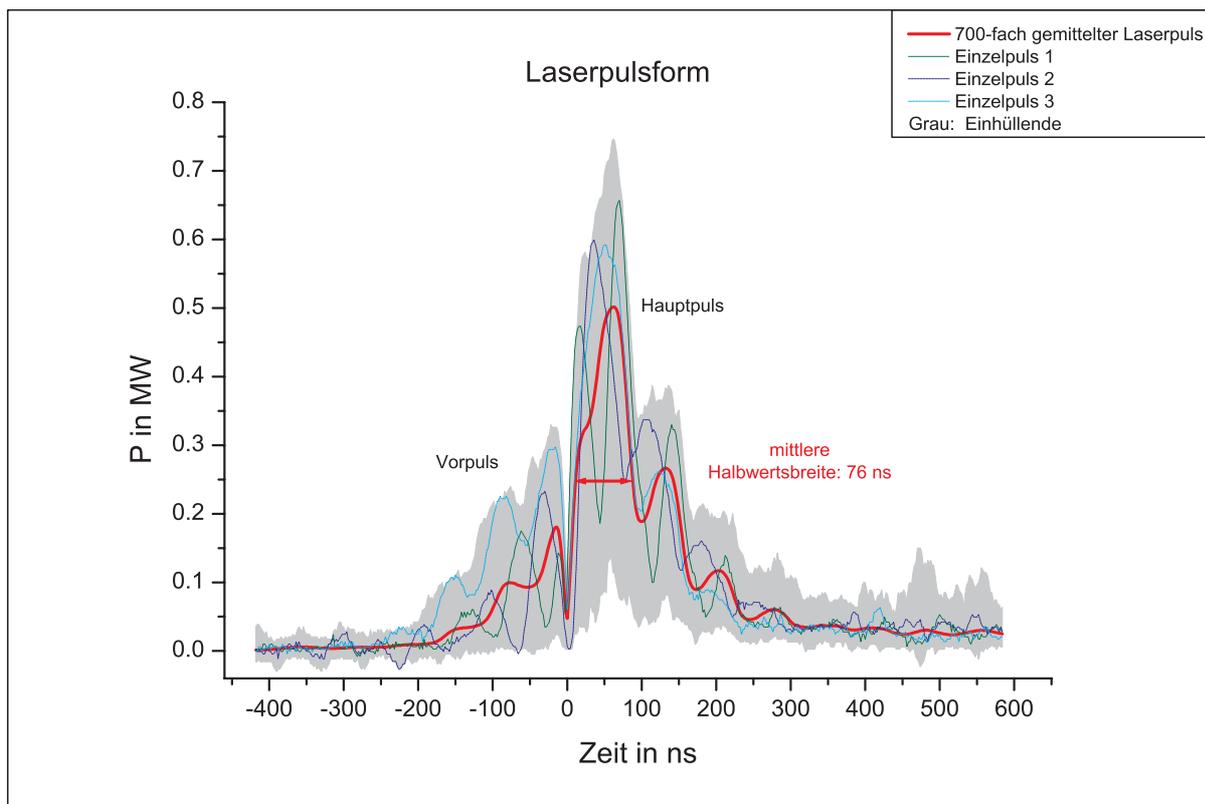


Abbildung 3.8: Zeitlicher Verlauf der Laserpulsleistung von drei zufällig ausgewählten Einzelpulsen sowie einem über 700 Einzelpulse gemittelten Laserpuls. Die graue Fläche ist die Einhüllende der 700 Einzelpulse.

noch nennenswerte Abweichungen in der Pulsenergie einzelner Laserpulse vom Mittelwert beobachtet. Die Standardabweichung liegt mit 9,3 mJ bei 11 %. Obwohl die Laserpulsenergieverteilung nach einer Statistik aus über 200 Laserpulsen nicht ganz symmetrisch um den Mittelwert zu liegen scheint, liegen dennoch wie bei einer Gaußverteilung 68 % der Laserpulse im Energiebereich von $\pm 11\%$ um den Mittelwert. In Abbildung 3.9 ist die Energieverteilung aus diesen 216 gemessenen Einzelpulsen in Intervallen von 2,5 mJ aufgetragen.

3.2 Entladungskammer mit Magnetfeld und Detektionsaufbau

3.2.1 Supraleitender Magnet

Während heute mit guten ferromagnetischen Permanentmagneten in einem kleinen Volumen zwischen Polschuhen Flußdichten von etwa einem Tesla erreicht werden können, führt

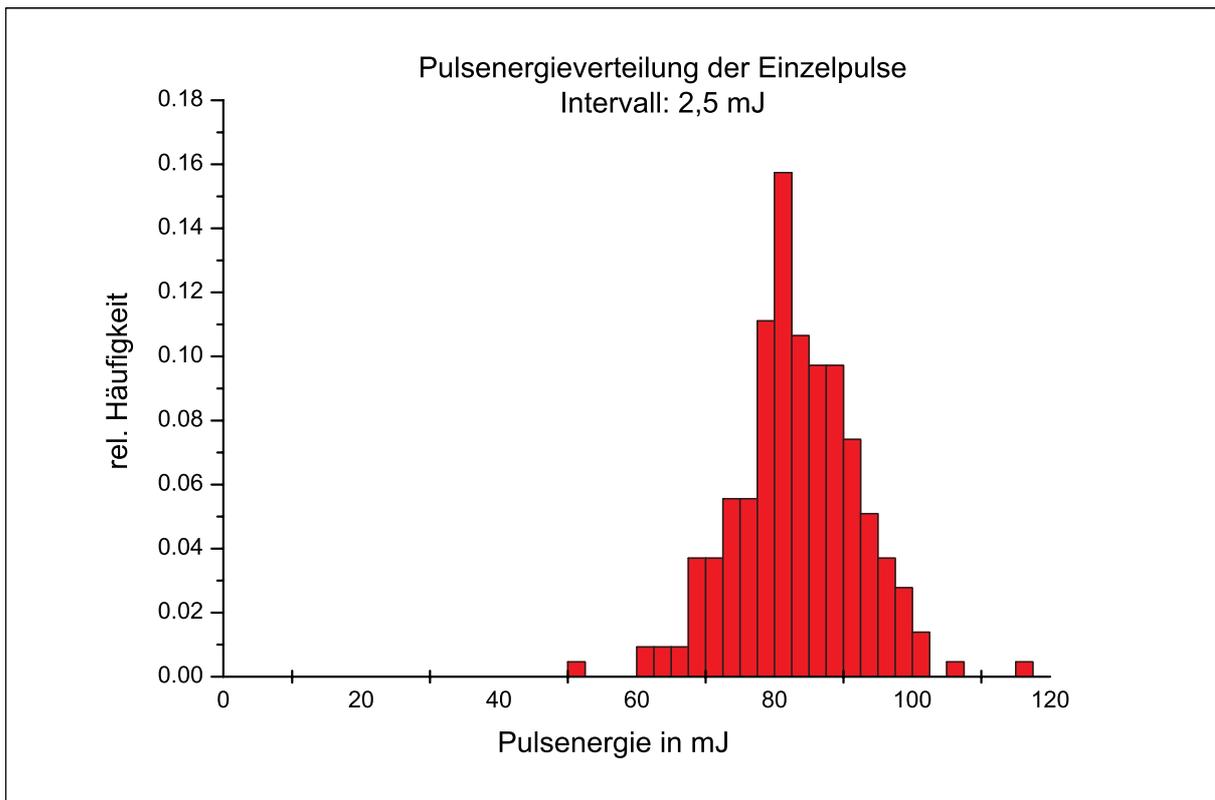


Abbildung 3.9: Aus 216 Einzelpulsen gemessene Laserpulsenergieverteilung. Im Bereich von $\pm 11\%$ um den Mittelwert von $83,3\text{ mJ}$ liegen 68% der Pulsenergieen.

für höhere stationäre Flußdichten und größere Volumina noch kein Weg an stromdurchflossenen Spulen vorbei. In der Regel wird die Flußdichte bei normalleitenden Spulen durch technische Probleme bei der Kühlung begrenzt. Die dafür verantwortliche Ohmsche Heizung der Spule kann durch Verwendung von supraleitenden Spulen vermieden werden. Die hohen möglichen Stromdichten in supraleitenden Materialien erlauben zudem kompakte Spulen. Erkauft wird dieser Vorteil durch eine aufwendige Kühlung der gesamten Spule auf Temperaturen meist deutlich unter der Sprungtemperatur des entsprechenden Supraleiters. Der verwendete Magnet hat eine Spule aus einer Niob-Titan-Legierung und befindet sich in einem Kryostaten in flüssigem Helium bei $4,2\text{ K}$. Der Kryostat ist vakuumisoliert und hat einen zusätzlichen mit flüssigem Stickstoff gefüllten Mantel, der zusammen mit einer evakuierten Folienisolierung eine Strahlungsabschirmung zur Umgebung bewirkt. Das Innere der Spule ist durch eine sogenannte Raumtemperaturbohrung von beiden Seiten bei Zimmertemperatur zugänglich. Die Spule ist auf eine hohe Homogenität des Magnetfelds im Zentrum der Raumtemperaturbohrung ausgelegt. Dort variiert das Magnetfeld in einem Zylinder von 20 mm Länge und 5 mm Durchmesser nach Herstellerangaben um weniger als $0,5\%$. Ein kleiner Teil der Spule ist mit einer elektrischen Heizung versehen, die diesen Teil über die Sprungtemperatur erwärmen kann. Durch Ein- und Ausschalten der

Heizung kann dieser Teil also zwischen normalleitend und supraleitend geschaltet werden und dient somit selbst als Schalter (persistent switch) zum „Öffnen“ und „Schließen“ der Spule. Bei „geöffneter“ Spule (Teilstück ist geheizt) kann über eine abnehmbare Stromzuführung mit einer externen Spannungsversorgung eine Spannung an die Spule angelegt und damit der Spulenstrom und das Magnetfeld aufgebaut werden. Bei der gegebenen Geometrie der Spule gilt für die maximale magnetische Flußdichte in Abhängigkeit vom Spulenstrom: $B(I)=I \cdot 0,0954 \text{ T/A}$ (Spulenkonstante: 10,48 A/T). Bis zu einer Flußdichte von 9 Tesla kann mit Helium unter Normaldruck (Siedetemperatur 4,2 K) gearbeitet werden. Es besteht die Möglichkeit, Flußdichten bis zu 10 Tesla zu erreichen. Hierzu ist jedoch eine Absenkung der Temperatur unter 4,2 K nötig, die durch Abpumpen des Kryostaten unter Ausnutzung der dabei auftretenden Siedetemperaturerniedrigung des Heliums erreicht werden kann. Dabei steigt natürlich der Heliumverbrauch des Gesamtsystems an. Ist die gewünschte Stromstärke und damit auch Flußdichte erreicht, so kann die Spule durch Abschaltung der Heizung „geschlossen“ werden. Der Spulenstrom fließt widerstandslos in einem geschlossenen Kreislauf und es ist jetzt möglich, die Stromzufuhr zu entfernen, die durch ihre Wärmeleitung den Heliumverbrauch erhöht hat. Die Spule ist intern mit Dioden zum Schutz vor Überspannungen versehen und im Falle des Quenchens kann eine Schutzvorrichtung die in der Spule gespeicherte Energie aufnehmen. Mit $E_{\text{Spule}}=1/2 L I^2$ sind bei der Induktivität der Spule von $L=51,2 \text{ H}$ bei 8 Tesla (83,84 A) im Magnetfeld der Spule 180 kJ gespeichert, die im Falle des Quenchens innerhalb etwa einer Sekunde freigesetzt werden. Da beim Hochfahren des Magnetfelds die an die Spule angelegte Spannung den Grenzwert der Schutzdioden nicht überschreiten darf, liegt die zum Aufbau eines Magnetfelds von acht Tesla benötigte Zeit bei etwa einer dreiviertel Stunde.

3.2.2 Entladungskammer

Da sich die Entladung in einem starken homogenen Magnetfeld befinden soll, das durch die Spule erzeugt wird, ist es erforderlich, die Entladungskammer vollständig aus nicht magnetisierbarem Material herzustellen, um Verzerrungen und Inhomogenitäten des Magnetfelds zu vermeiden. Deshalb wurden dafür nur ausgewählte Edelstahllegierungen, Aluminium und Messing verwendet. Der Durchmesser der Raumtemperaturbohrung des Supraleiters (Innendurchmesser 100 mm, Länge 300 mm) begrenzt die Größe der Entladungskammer. Die Laserstrahlachse liegt genau auf der Achse der Raumtemperaturbohrung, wobei der Durchmesser des unfokussierten Laserstrahls mit etwa 48 mm die Raumtemperaturbohrung bereits bis zum halben Radius ausfüllt. Der Supraleiter verhindert eine direkte seitliche Beobachtung des Plasmas etwa durch ein Fenster und erfordert eine aufwendigere Abbildungsoptik. Ausgehend von den Arbeiten [FRE94] und [BUD95] sollte die Möglichkeit bestehen, nicht nur unterhalb des Atmosphärendrucks arbeiten zu können, sondern es

sollte auch die Option bestehen, durch differentielles Pumpen einen hinreichend schnellen Übergang vom relativ hohen Druck im Bereich des Plasmas zum Hochvakuum auf einer sehr kurzen Wegstrecke zu erreichen, um Photonen im VUV- und EUV-Bereich das Entkommen zu ermöglichen und sie nachzuweisen zu können. Aus diesem Grund besteht die Kammer aus zwei verschiedenen Hälften, die auf Linearführungen gelagert sind und jeweils von einer Seite in die Raumtemperaturbohrung des Kryostaten gefahren werden können. Dort können sie miteinander verschraubt werden und bilden dank einer O-Ring-Dichtung eine vakuumdichte Einheit. Die eine Hälfte enthält ein Brewsterfenster zur Strahleinkopplung sowie die Fokussieroptik und eine Abbildungsoptik zur Spektroskopie. In ersten Versuchen wurde mit einem Umlenkspiegel und einem 45°-Off-Axis-Parabolspiegel mit einer Brennweite von 250 mm gearbeitet. An beide Kammerhälften waren zunächst Vakuumpumpen für das differentielle Pumpsystem angeschlossen. Probleme mit dieser Anordnung (siehe Abschnitt 4.1) führten dann jedoch zu einem Aufbau mit einem On-Axis-Parabolspiegel mit einer Brennweite von 25 mm. Obwohl der Strahl direkt in die Einfallrichtung reflektiert wird, kam es aufgrund der kurzen Brennweite und der damit verbundenen großen Divergenz des Laserstrahls nicht zu einem nennenswerten Anschwingen des Gesamtsystems.

3.2.3 Optischer Detektionsaufbau

Die beengten Platzverhältnisse der Entladungskammer in der Raumtemperaturbohrung des Supraleiters erlauben keine direkte Beobachtung des Plasmas. Daher wurde das Plasma über mehrere Spiegel und Linsen nach außen abgebildet. Dort kann das um den Faktor vier vergrößerte Bild des Plasmas beobachtet, auf einen Schirm abgebildet und mit einer gatebaren Kamera aufgenommen werden (siehe Abbildung 4.4) oder aber mit einem Glasfaserende radial und axial orts aufgelöst abgerastert werden (siehe Abbildung 3.10). Das Glasfaserende wird mittels eines Schrittmotors rechnergesteuert automatisch in 24 Schritten von 0,4 mm über den gesamten Querschnitt des Bildes verfahren. Der Kerndurchmesser der Faser beträgt 200 μm , die Ortsauflösung des Plasmas liegt bei 0,1 mm. Das andere Ende der Glasfaser wird auf einen Spektrographen abgebildet, der sich in ausreichender Entfernung von der Entladungskammer und damit des Magnetfelds befindet.

3.2.4 Spektrograph und Vielkanaldetektionssystem

Der zur Verfügung stehende Spektrograph (McPherson Modell 218) hat eine Brennweite von 300 mm und ist in der sogenannten Criss-Cross-Czerny-Turner-Anordnung ausgeführt. Die Spiegel sind zur Verbesserung der Abbildungseigenschaften asphärisch. Das verwendete Gitter hat 1200 l/mm. Anstelle des Austrittsspalts befindet sich eine Halterung für ein intensiviertes, gatebares Diodenarray. Die Halterung enthält zugleich eine Linse zur

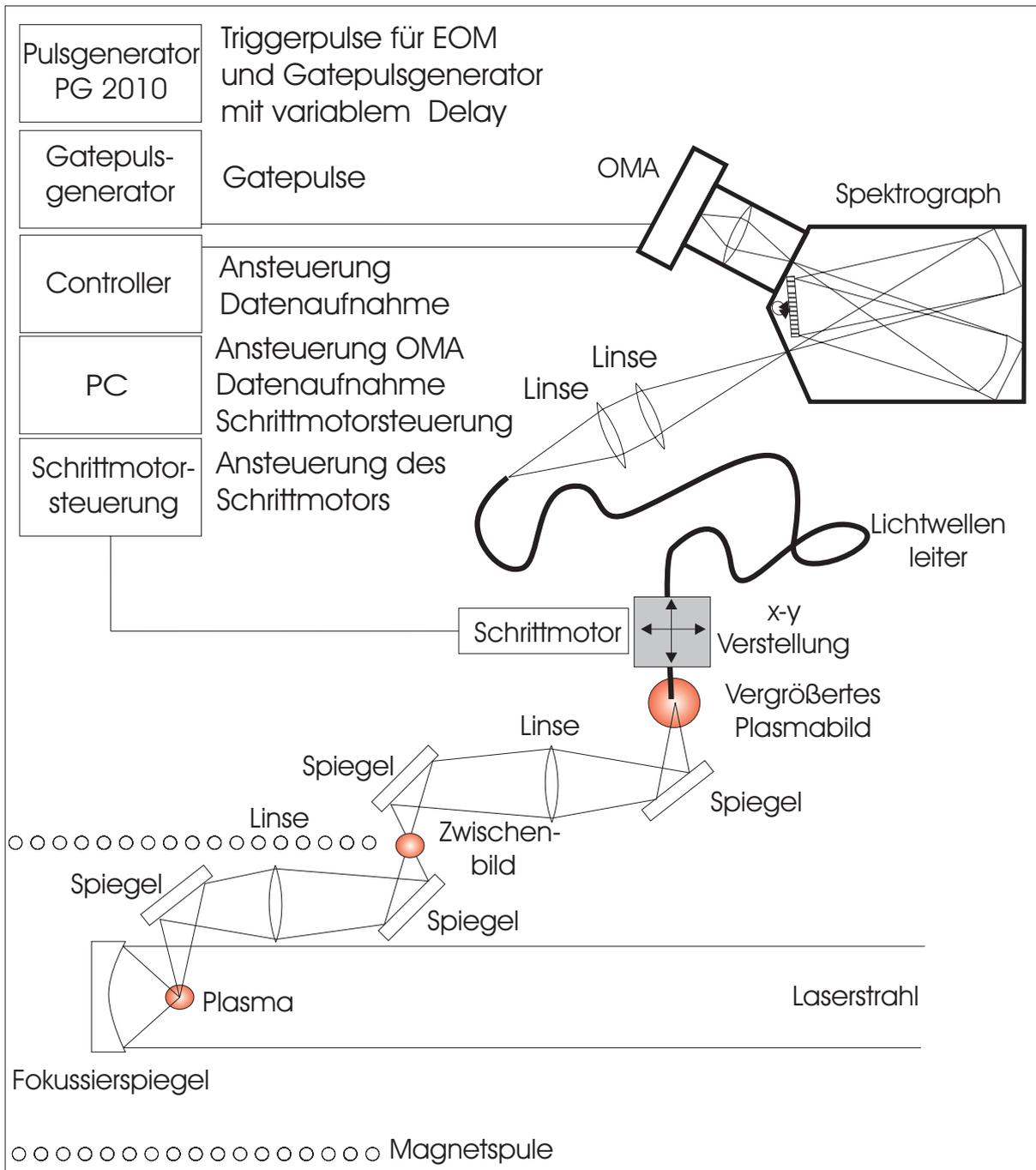


Abbildung 3.10: Schematischer Versuchsaufbau mit optischem Detektionsaufbau, Schrittmotor, Spektrograph und der zugehörigen Rechneransteuerung.

Abbildung und Anpassung des Bildes auf die Ebene des Photodiodenarrays.

Das optische Detektionssystem besteht aus einer Photokathode auf einem Quarzfenster und einer nachgeschalteten Multichannelplatte (MCP), die über einen Phosphorschirm und eine Glasfaseroptik an das Diodenarray gekoppelt ist. Die Photokathodenspannung

(bis -200 V) steuert die Empfindlichkeit des Gesamtsystems. Mit dem Gatepulsgenerator EG&G FPG05 sind damit minimale Belichtungszeiten von 5 ns mit einer Frequenz von bis zu 7,6 kHz möglich. Von den 1024 Pixeln sind 700 aktiv und erlauben die Aufnahme eines Wellenlängenbereichs von etwa 17 nm. Die restlichen 324 Pixel sind abgeschattet und dienen zur Kontrolle des thermischen Rauschens und des Untergrundes. Der gesamte Detektionsaufbau mit Optik, Spektrograph und Rechneransteuerung ist in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt.

3.2.5 Kalibrierung des optischen Aufbaus

Zur eindeutigen Zuordnung der Wellenlänge für jeden einzelnen Pixel wurde die zentrale Wellenlänge des Spektrographen auf die Wellenlänge der später zu untersuchenden He II P_α -Linie eingestellt und das Spektrum einer gepulsten optischen Entladung in Argon aufgenommen. Mit Hilfe von sechs bekannten Ar I- und Ar II-Linien im beobachtbaren Wellenlängenbereich wurde jedem Pixel mit einem Polynom zweiten Grades eine Wellenlänge zugeordnet.

Da die Position des Plasmas in der Entladungskammer mit einer Wolframbandlampe nicht direkt zugänglich war und auch ein Aufbau mit wenigen Klappspiegeln nicht möglich war, konnte keine Absolutkalibrierung durchgeführt werden. Mit einem offenen Aufbau mit etwas veränderter Geometrie wurde das Spektrum einer Quarz-Wolfram-Halogenlampe (Oriol 63358) aufgenommen. Diese hat in einem Abstand von 0,5 m eine spektral bekannte Bestrahlungsstärke $E_e(\lambda)$, die es ermöglichte, die wellenlängenabhängige Reflexion der Spiegel und des Gitters im Spektrographen, die Transmission der Linsen und der Glasfaser sowie die Empfindlichkeit der einzelnen Pixel des Detektors in je einem Faktor zu ermitteln. Die gemessenen Spektren wurden pixelweise mit diesem Faktor korrigiert. Die Linearität des Detektors wurde durch Messungen mit Graufiltern und unterschiedlich langen Belichtungszeiten für den verwendeten Intensitätsbereich überprüft.

Die Argonlinien dienten auch zur Bestimmung des Apparateprofils im entsprechenden Wellenlängenbereich. Wegen der möglichen Verbreiterung dieser Linien stellen diese Werte obere Grenzen für das Apparateprofil dar. Durch Vergleich mit $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$ einer schmalbandigen Spektrallinie einer Niederdruckquecksilberlampe bei 546 nm konnte eine Verbreiterung der verwendeten Argonlinien über das Apparateprofil hinaus jedoch ausgeschlossen werden. Da beim verwendeten Detektor mit Torschaltung durch Störfelder ein erhöhtes Übersprechen (Cross-Talking) zwischen den einzelnen Pixeln auftreten kann, das zu einer weiteren Verbreiterung gemessener Linienprofile führt, wurden zur Bestimmung des Apparateprofils die gleichen Einstellungen wie bei den späteren Messungen verwendet. Das so erhaltenen Apparateprofil hat eine Halbwertsbreite von 0,20 nm.

3.2.6 Entabelung

Bei der Spektroskopie eines Plasmas wird die über eine Sichtlinie gemittelte Emission des Plasmas gemessen. Hat ein Plasma mit einem Radius R eine zylindersymmetrische Verteilung der Emission $\varepsilon(r)$, so wird bei transversaler Spektroskopie im radialen Abstand y von der Zylinderachse die Funktion

$$h(y) = 2 \int_y^R \varepsilon(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad (3.17)$$

aufgenommen. Die Funktion $h(y)$ heißt die Abeltransformierte der Funktion $\varepsilon(r)$. Die gesuchte Funktion $\varepsilon(r)$ kann durch Rücktransformation aus der Funktion $h(y)$ gewonnen werden:

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dh}{dy} \cdot \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy . \quad (3.18)$$

Die gemessene Funktion $h(y)$ liegt meist als mit Rauschen behaftete diskrete Funktion an den Stützstellen y_j vor. Eine numerische Differentiation kann dann mit großen Fehlern behaftet sein. Deshalb ist es üblich, eine der Funktionen $h(y)$ oder $\varepsilon(r)$ durch geeignete analytische Funktionen $\tilde{h}(y)$ bzw. $\tilde{\varepsilon}(r)$ anzufitten, etwa eine Entwicklung nach Basisfunktionen gemäß

$$\tilde{h}(y) = \sum_n a_n \cdot f_n(y), \quad (3.19)$$

bzw.

$$\tilde{\varepsilon}(r) = \sum_n a_n \cdot f_n(r), \quad (3.20)$$

wobei die Koeffizienten a_n durch Ausgleichsrechnung derart bestimmt werden, daß an den Stützstellen y_j (bzw. r_i bei Entwicklung von $\tilde{\varepsilon}(r)$) die quadratische Fehlersumme

$$\chi^2 = \sum_j \left| h(y_j) - \tilde{h}(y_j) \right|^2 = \sum_j \left| h(y_j) - \left(\sum_n a_n \cdot f_n(y_j) \right) \right|^2, \quad (3.21)$$

bzw.

$$\chi^2 = \sum_j \left| \varepsilon(r_j) - \tilde{\varepsilon}(r_j) \right|^2 = \sum_j \left| \varepsilon(r_j) - \left(\sum_n a_n \cdot f_n(r_j) \right) \right|^2 \quad (3.22)$$

ein Minimum annimmt. Das in [PRE91] beschriebene Verfahren entwickelt $\tilde{\varepsilon}(r)$ nach den Basisfunktionen $f_n(r) = 1 - (-1)^n \cdot \cos\left(\frac{n\pi r}{R}\right)$, [FRE94] verwendete dafür Tschebyscheff-Polynome $T_n(r)$ der Form $f_n(r) = T_n^2\left(\frac{r}{R} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2(n+1)}\right)\right)$ für ($n \geq 1$) und $f_0 \equiv 1$. Die Koeffizienten a_n wurden dabei erst nach der Abeltransformation bestimmt.

In dieser Arbeit wird $h(y)$ nach Basisfunktionen entwickelt. Werden zum Beispiel als Basisfunktionen die $f_n(y) = y^n$ gewählt, so ist $\tilde{h}(y)$ ein Polynom in y vom Grad k und es

existieren für das Integral der Abelrücktransformation analytische Lösungen. Polynome erwiesen sich bei den gemessenen Spektren jedoch als weniger geeignete Interpolationsfunktion, da sie sich relativ schlecht an die gemessene Funktion $h(y)$ anschmiegen und zu Überschwingern zwischen den Meßpunkten führten, die nicht der physikalischen Realität entsprechen. In dieser Arbeit wurden mit einer Entwicklung von $h(y)$ nach den Funktionen $f_n(y) = \cos\left(\frac{y}{R}(2n-1)\frac{\pi}{2}\right)$ gute Ergebnisse erzielt. Für 20 über den kompletten Querschnitt des Plasmas aufgenommene Meßpunkte reichten sechs bis sieben Glieder der Reihe aus. Alle $f_n(y)$ nehmen an der Stelle $y=R$ den Wert 0 an und damit ist auch $\tilde{h}(R)=0$ immer erfüllt, auch wenn die Meßwerte durch Streulicht noch eine Restintensität vortäuschen können. Für die Abelrücktransformation

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(r) &= -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{d\tilde{h}}{dy} \cdot \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy & (3.23) \\
 &= -\frac{1}{\pi} \int_r^R \sum_n \left(-a_n \cdot \frac{(2n-1) \cdot \pi}{2R} \sin\left(\frac{(2n-1) \cdot \pi}{2} \cdot \frac{y}{R}\right) \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \\
 &= \sum_n a_n \cdot \frac{(2n-1)}{2R} \cdot \int_r^R \sin\left(\frac{(2n-1) \cdot \pi}{2} \cdot \frac{y}{R}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \\
 &= \sum_n a_n \cdot \frac{(2n-1)}{2R} \cdot I_n
 \end{aligned}$$

reicht es aus, die Integrale I_n für jedes r ein einziges Mal numerisch zu bestimmen.

In die Entabelung wurde die Annahme gesteckt, daß die gemessene Emission über eine Sichtlinie gemittelt wurde, die eine Gerade ist. Durch den ortsabhängigen Brechungsindex des Plasmas kann jedoch diese Sichtlinie analog zum Abschnitt 2.1.11 deformiert werden, so daß systematische Fehler auftreten können. Diese machen sich in erster Näherung durch eine verfälschte radiale Zuordnung des radialen Temperaturprofils bemerkbar, in zweiter Ordnung durch verfälschte Temperaturen. Da die Ablenkwinkel näherungsweise proportional zum Quadrat der Wellenlänge und zur Länge des Plasmas sind, sind sie für die für die Spektroskopie verwendete HeII P_α -Linie bei einer Wellenlänge von 468,6 nm verglichen mit der CO₂-Laserstrahlung bei 10,6 μm alleine aufgrund der Wellenlänge um etwa einen Faktor 500 geringer. Zusätzlich ist die radiale Ausdehnung des Plasmas geringer als die Länge des Plasmas. In der Auswertung kann daher in guter Näherung von einer geraden Sichtlinie ausgegangen werden.

3.2.7 Signallaufzeiten und Signalverbreiterung

Für zeitaufgelöste spektroskopischen Messungen sind die Laufzeiten der Laserpulse, die des vom Plasma emittierten Lichts sowie die Laufzeiten der Triggersignale in den BNC-

Kabeln und die internen Verzögerungen in der Kamera zu berücksichtigen, um eine zeitliche Zuordnung zwischen Laserpuls und vom Plasma emittiertem Licht zu ermöglichen. Die minimale Belichtungszeit der Kamera und Dispersionseffekte in verwendeten optischen Bauteilen begrenzen die zeitliche Auflösung. Während die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Laserpuls und der Emission des Plasmas mit c_0 angesetzt werden können, bedarf die Laufzeit der Signale in den Koaxialkabeln sowie die des Lichts in der Glasfaser einer näheren Betrachtung.

3.2.7.1 Ausbreitung von Signalen in Koaxialkabeln

In einem Koaxialkabel stellt neben den auch ausbreitungsfähigen TE- und TM-Wellen die TEM-Welle die Grundwelle dar. Sie hat keine kritische Wellenlänge. Hat der Leiter einen merklichen Widerstand und das Dielektrikum eine endliche Leitfähigkeit, so breitet sich ein Signal als gedämpfte Welle aus, deren Phasengeschwindigkeit von der Frequenz abhängt. Da die Fourierkomponenten verschiedene Laufzeiten haben, ändert sich nicht nur die Amplitude eines Signals sondern auch deren Form [GER99]. Diese Effekte können jedoch meist vernachlässigt werden. Für das verlustfreie Koaxialkabel mit dem Innenradius r_i und dem Außenradius r_a gelten die folgenden Gleichungen für die E- und H-Komponenten:

$$E_r = U_0 \cdot \ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} , \quad (3.24)$$

$$E_\varphi = E_z = 0 , \quad (3.25)$$

$$H_\varphi = U_0 \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{Z_0 r} \cdot \ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) \cdot e^{i(\omega t - \beta z)} , \quad (3.26)$$

$$H_z = H_r = 0, \quad \text{mit} \quad (3.27)$$

$$\beta^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r . \quad (3.28)$$

Hierbei ist Z_0 der Wellenwiderstand des Vakuums und ε_r die Dielektrizitätskonstante des Materials im Zwischenraum. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Signalen in Koaxialkabeln gilt somit $c_s = c_0 / \sqrt{\varepsilon_r}$. Bei den verwendeten BNC-Kabeln mit dem Dielektrikum Teflon mit $\varepsilon_r = 2,0$ [KUC89] als Isolator zwischen Innen- und Außenleiter ergibt sich damit eine Signallaufzeit von 4,718 ns/m.

3.2.7.2 Ausbreitung von Licht in Lichtwellenleitern

Die Ausbreitung von Licht in einer zylindrischen Glasfaser mit einer Stufe im Brechungsindex, wie sie im optischen Aufbau in Abbildung 3.10 verwendet wurde, nutzt die Totalreflexion am optisch dünneren äußeren Mantel. Sind n_1 und n_2 die Brechungsindizes des

Faserkerns und des Fasermantels, so gilt für den Grenzwinkel θ_T der Totalreflexion innerhalb der Faser: $\cos \theta_T = n_2/n_1$. Daraus folgt der maximale halbe Akzeptanzwinkel ϑ_{\max} der Faser bzw. die numerische Apertur:

$$N_A = \sin \vartheta_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} . \quad (3.29)$$

Die verwendete Faser hat einen Kerndurchmesser von $d=200 \mu\text{m}$ und mit $n_1=1,457$ und $n_2=1,448$ eine numerische Apertur von $N_A = 0,162$ oder einen halben Akzeptanzwinkel von $\vartheta_{\max}=9,3^\circ$ und einen faserinternen Grenzwinkel der Totalreflexion von $\theta_T = 6,4^\circ$. Da die einzelnen Wellen innerhalb der Faser konstruktiv interferieren müssen, ist die Ausbreitung ähnlich wie bei Hohlleitern auf bestimmte Moden und damit auf diskrete Winkel θ beschränkt. Nach [CHA89] gilt als Abschätzung für die Zahl der Moden in einer Glasfaser:

$$N \approx 0,5 \left(\frac{\pi d N_A}{\lambda} \right)^2 \quad (3.30)$$

Für die verwendete Glasfaser sind also bei $468,6 \text{ nm}$ (HeII P_α -Linie) $2,4 \cdot 10^4$ Moden ausbreitungsfähig. Es handelt sich also um eine Multimodefaser. Den verschiedenen Moden entsprechen unterschiedliche optische Weglängen in der Faser und damit auch unterschiedliche Laufzeiten. Man spricht dabei von der modalen Dispersion. Nach [GHA98] gilt für die Laufzeit t in einer Glasfaser der Länge L :

$$t = \frac{n_1 L}{c_0 \cos \theta} \quad (3.31)$$

und damit als Abschätzung für die maximale Laufzeitdifferenz verschiedener Moden mit den maximal möglichen Werten von $\theta = \theta_T$ und $\theta = 0$:

$$\Delta t = t_{\max} - t_{\min} = \frac{n_1 L}{c_0} \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) . \quad (3.32)$$

Setzt man als mittlere Laufzeit des Lichtes $\bar{t} = \frac{1}{2}(t_{\max} + t_{\min})$ an, so sind für diese Faser Signallaufzeiten von $4,875 \text{ ns/m}$ zu berücksichtigen. Die längenbezogene modale Dispersion von $\frac{\Delta t}{\bar{t}} = 0,03 \text{ ns/m}$ bewirkt bei der verwendeten Glasfaser von 12 m Länge eine weitere maximale Verschlechterung der Zeitaufösung von $0,36 \text{ ns}$ (minimale Gatezeit des Detektors: 5 ns). Neben der Modendispersion tritt bei breitbandigen Lichtquellen auch die Materialdispersion aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex auf. Der Spektrograph erfaßt einen Wellenlängenbereich von 17 nm im Bereich der HeII P_α -Linie, d.h. $\Delta\lambda/\lambda_0 = 3,6 \cdot 10^{-2}$. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem von in der Nachrichtentechnik verwendeten LEDs. Für diese spektrale Bandbreite liegt die Materialdispersion bei Quarzglas abhängig von der Wellenlänge bei typisch 1 ns/km . Sie ist damit wesentlich kleiner als die Modendispersion der verwendeten Faser und kann daher vernachlässigt werden. Bei Verwendung von Gradientenfaseren oder Monomodefaseren in der Nachrichtentechnik wird jedoch in der Regel die Materialdispersion zur die Übertragungsbandbreite begrenzenden Größe.

Kapitel 4

Meßergebnisse

4.1 Versuche mit dem Off-Axis-Parabolspiegel

4.1.1 Zündverhalten und Pulsabsorption

In der Anordnung des Versuchsaufbaus mit dem Off-Axis-Parabolspiegel einer Brennweite von 250 mm wurde zunächst das Zündverhalten in Abhängigkeit vom Gasdruck in Helium studiert. Zugleich sollte die absorbierte Pulsleistung in Abhängigkeit vom Druck bestimmt werden. Die mit GLAD berechnete Strahltaille im Fokus liegt für diese Brennweite bei $w_0=150 \mu\text{m}$. Der Aufbau der Entladungskammer ließ dabei nur die Detektion des zeitlichen Verlaufs der Laserpulsform in der Mitte des stark aufgeweiteten, durch das Plasma transmittierten Laserstrahls zu. Die hohen Temperaturen im Bereich des Fokus führen zu Dichtegradienten und damit Gradienten des Brechungsindex. Bei der Repetitionsrate des

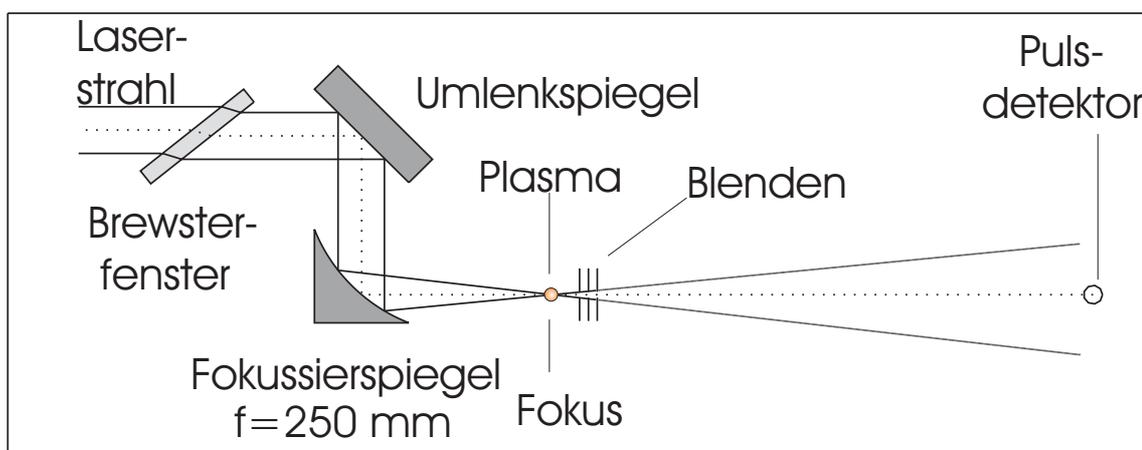


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau zur Messung der transmittierten Laserpulse bei Verwendung des Off-Axis-Parabolspiegels mit der Brennweite $f=250 \text{ mm}$.

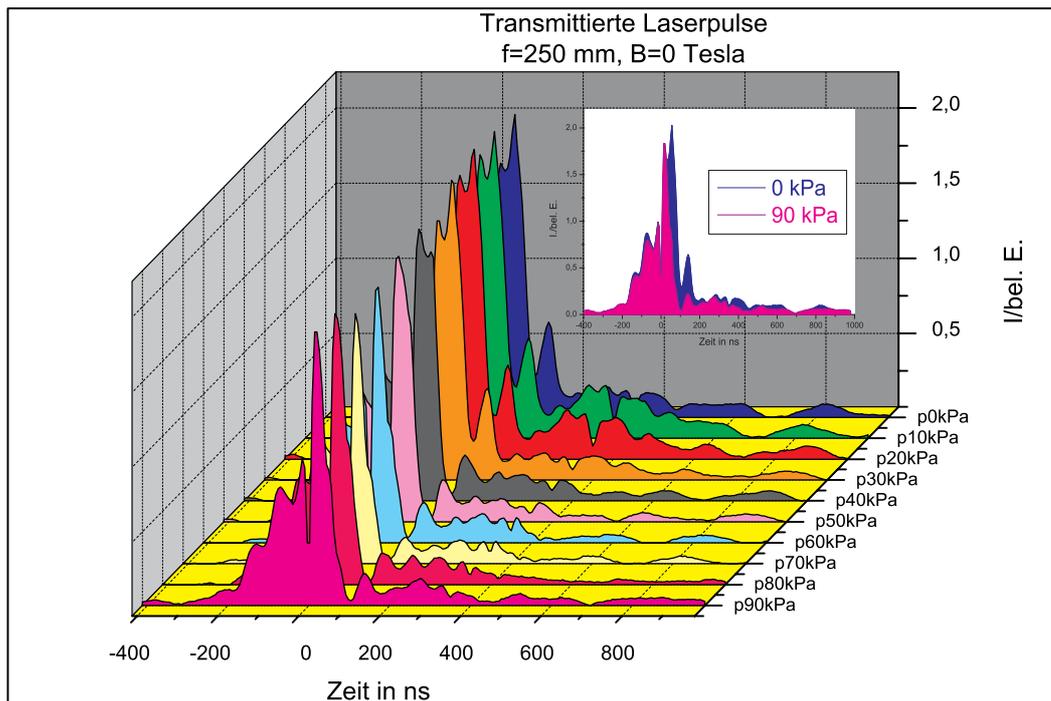


Abbildung 4.2: Transmitted Laser Pulses at Pressures from 0 kPa (back) to 90 kPa (front). Focal length $f=250$ mm, $B=0$ Tesla, $\nu=6$ kHz, $\bar{P}=500$ W.

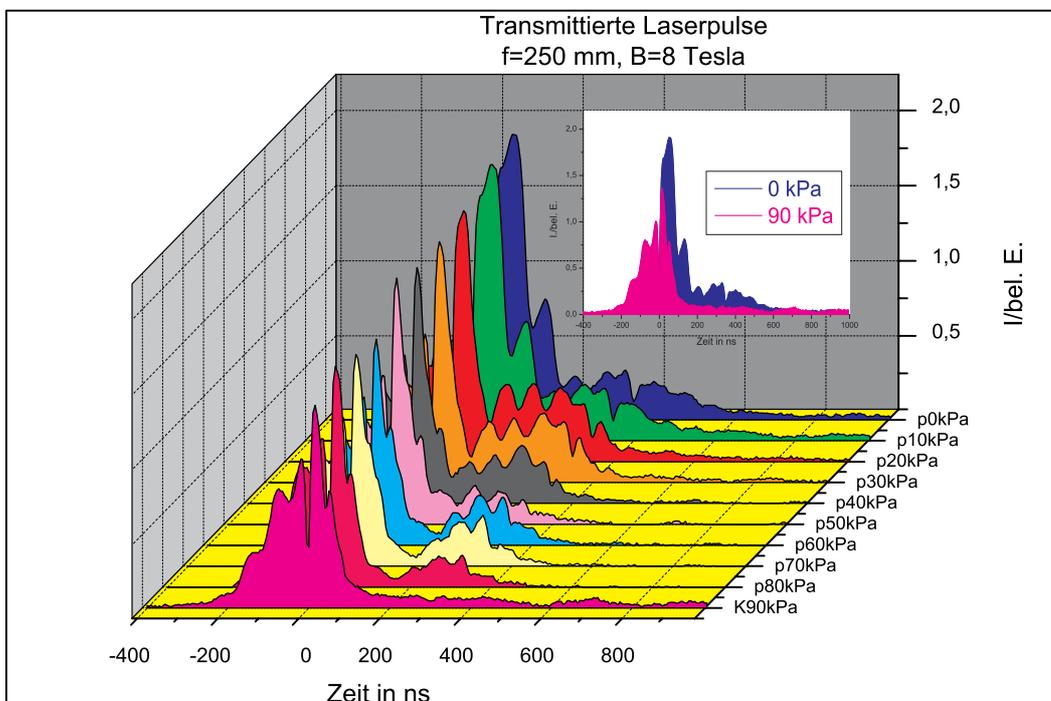


Abbildung 4.3: Transmitted Laser Pulses at Pressures from 0 kPa (back) to 90 kPa (front). Focal length $f=250$ mm, $B=8$ Tesla, $\nu=6$ kHz, $\bar{P}=500$ W.

Lasers von 6 kHz können Temperatur- und Dichtegradienten noch vom vorherigen Laserpuls vorhanden sein. Zusätzlich ändert sich der Brechungsindex im Bereich des Fokus beim Zünden eines Plasmas durch das Vorhandensein von freien Elektronen (siehe auch Abschnitt 2.1.11). Werden Elektronendichten im Bereich der kritischen Dichte erreicht, so wird der Laserstrahl am Plasma reflektiert. Durch diese im Bereich des Fokus auftretenden Effekte ändert sich die Intensität und die räumliche Intensitätsverteilung des transmittierten Laserpulses zeitabhängig. Mit nur einem Detektor können diese Effekte nicht von der Absorption unterschieden werden. Der Aufbau zur Messung der transmittierten Pulse ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt.

Zunächst wurde die Entladungskammer evakuiert und die ungestörten Laserpulse ohne Magnetfeld über mehrere hundert Pulse gemittelt aufgenommen. Anschließend wurde Helium in die Entladungskammer eingefüllt und der Druck schrittweise erhöht. Ab etwa 30 kPa begann die Zündung eines Plasmas, die sich durch Lichtemission und eine geringere Laserintensität im Pulsschwanz bemerkbar machte. Dieser Zünddruck ist niedriger als nach Abbildung 2.3 erwartet. Die zum Zünden benötigte Leistung wird zunächst nur in der Pulsspitze erreicht und von diesem Zeitpunkt an wird meßbar Leistung im Plasma absorbiert. Mit zunehmendem Druck zündet das Plasma stabiler und es ist vom Pulsende her beginnend eine deutliche Abnahme der transmittierten Laserintensität gegenüber dem ungestörten Laserpuls erkennbar. Die zum Zünden benötigte Leistung wird bereits in der ansteigenden Pulsflanke erreicht und bei 90 kPa bricht der transmittierte Laserpuls vor Erreichen der maximalen Leistung zusammen. Dieses Verhalten stellt eine Verbesserung gegenüber dem in [BUD95] festgestellten Absorptionsverhalten bei den dort neben anderen auch untersuchten 35 ns-Pulsen dar, bei denen nur ganz am Pulsende im Bereich der fallenden Flanke Absorption festgestellt wurde. Die aufgenommenen Pulse sind in Abbildung 4.2 in Schritten von 10 kPa aufgetragen.

Die gleiche Meßreihe wurde bei einer Flußdichte von 8 Tesla wiederholt. Unter dieser Bedingung konnte eine Zündung des Plasmas bereits ab etwa zehn kPa beobachtet werden und ab etwa 20 kPa ist ein merklicher Einbruch des transmittierten Laserpulses gegenüber dem ungestörten Puls zu erkennen. Nach Abbildung 2.3 ist zwar bei 8 Tesla eine Zündung bei deutlich geringerem Druck zu erwarten, aber auch hier setzt die Zündung bei einem kleineren Druck ein als berechnet. Eine mögliche Ursache für diese Abweichung liegt in der hohen Repetitionsrate der Laserpulse, die in der Graphik nicht berücksichtigt ist. Bei der zeitbestimmten Zündung kann eine hohe Restionisation zu einer merklichen Verringerung der benötigten Zündintensität führen. Insbesondere bei hohem Druck von 80 kPa und 90 kPa bricht der transmittierte Laserpuls mit 8 Tesla zeitlich früher ein als ohne Magnetfeld. Die aufgenommenen Pulse sind in Abbildung 4.3 in Schritten von 10 kPa aufgetragen. Geringfügige Unterschiede in der Form des ungestörten Laserpulses zwischen den Abbildungen 4.2 und 4.3 bei 0 Tesla und 8 Tesla sind in der Justage des Oszillators an verschiedenen Tagen begründet (z.B. Abweichungen durch thermische Ausdehnung).

4.1.2 Aufnahmen mit einer schnellen intensivierten CCD-Kamera

Das vergrößerte Plasmabild aus dem vom Off-Axis-Spiegel abgesehen gleichen Versuchsaufbau wie in Abbildung 3.10 wurde mit Hilfe eines weiteren Spiegels und eines Achromaten nochmals vergrößert auf einen transparenten Schirm abgebildet und dieses Bild von der Rückseite her mit der intensivierten CCD-Kamera mit Torschaltung Soliton 4 Quick E unter verschiedenen Bedingungen aufgenommen.

Die Kamera liefert Bilder mit 768×572 Pixeln bei einer Auflösung von 8 Bit. Die minimale Belichtungszeit beträgt 1,5 ns. Der Zeitpunkt der Aufnahme kann über ein externes Triggersignal gesteuert werden. Der Jitter wird dabei durch die Pulsflanke des Triggerpulses bestimmt und liegt für die verwendeten Triggerpulse unter einer Nanosekunde. Eine kamerainterne einstellbare Verzögerung hat einen weiteren Jitter von 20 ps. Es können mehrere Aufnahmen aufsummiert werden und es stehen dann statt 8 Bit 14 Bit zur Verfügung. Bei den in dieser Arbeit dargestellten Aufnahmen wurden den letzten 8 Bit jeweils 256 Graustufen von weiß bis schwarz zugeordnet. Mit jedem weiteren Bit beginnen die Graustufen erneut bei weiß, so daß mit zunehmender Helligkeit weiß, grau und schwarz mehrfach durchlaufen werden können. Die Aufnahme eines Plasmas mit zum Zentrum hin zunehmender Helligkeit kann mehrere aufeinanderfolgende, geschlossene weiße, graue und schwarze Bereiche haben, die, vergleichbar den Höhenlinien einer Landkarte, die über den sichtbaren Spektralbereich gemittelte Helligkeit des Plasmas angeben. In Abbildung 4.4 ist der schematische Aufbau für die Aufnahmen mit der CCD-Kamera dargestellt. Abbildung 4.5 zeigt in der linken Spalte Bilder des Plasmas, die jeweils über den gleichen Zeitraum (Einzelbelichtungszeit 5 ns) von einigen hundert aufeinanderfolgenden Laserpulsen gemittelt wurden. Im Vergleich fällt auf, daß das Plasma sich nicht stabil an ein und derselben Stelle befand, sondern in einem Zeitraum von einer halben bis etwa einer Sekunde in einem Bereich von einem bis zu drei Millimetern hin- und herwanderte. Mit der Funktion Live-Monitor der Kamera konnte dieser Vorgang auch direkt beobachtet werden. Außerdem konnten gelegentlich zwei Plasmen in einem Abstand von bis zu einem Millimeter beobachtet werden. Die Aufnahmen lassen wegen der zeitlichen Mittelung keine Aussage darüber zu, ob die beiden Plasmen ein und demselben oder aber verschiedenen Laserpulsen zuzuordnen sind. In der Literatur wird von ähnlichen Beobachtungen berichtet. In [MEE78] wird im Falle einer großen sphärischen Aberration der Fokussieroptik von mehreren „Feuerbällen“ bei einem einzigen Laserpuls berichtet. Beim verwendeten Parabolspiegel gibt es keine sphärische Aberration, jedoch führen Winkelfehler in der Justage zu Astigmatismus. Bei einer Folge von Laserpulsen, wie etwa beim Mode-Locking, kann bei jedem Laserpuls ein neues Plasma zünden, welches gegenüber dem vorherigen etwas in Richtung des einfallenden Laserstrahls versetzt ist. Die Zündstelle scheint dabei auf einer Detonationswelle des Plasmas des vorhergehenden Laserpulses zu liegen [MEE78].

Bei extrem starken Laserstrahlen im Multigigawattbereich wurden mehrere zufällig auf der Laserstrahlachse angeordnete Plasmen beobachtet, die auf die Anwesenheit von Staub oder Aerosolen zurückgeführt wurden. Im vorliegenden Fall ist das Zünden an vom vorhergehenden Laserpuls verbliebenen freien Ladungsträgern am plausibelsten.

In der mittleren und rechten Spalte von Abbildung 4.5 ist die zeitliche Entwicklung des Plasmas bei 0 und bei 8 Tesla von oben nach unten in Abständen von 10 ns dargestellt. Das Plasma wandert, von den oben bereits beschriebenen, für jede Aufnahme zufälligen Schwankungen auf der Laserstrahlachse, im Laufe des Laserpulses auf den in diesen Aufnahmen von links einlaufenden Laserstrahl zu. Zum einen wird die für die Zündung benötigte Intensität zu späteren Zeiten auch etwas vor dem Fokus erreicht, zum anderen wird bereits vor dem Fokus Leistung absorbiert, die dann im Fokusbereich nicht mehr zur Verfügung steht. Das Plasma hat jeweils die Form eines langgezogenen Tropfens, dessen Spitze in die Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls zeigt. Erst zu späteren, nicht mehr dargestellten Zeitpunkten nach dem Ende des Laserpulses unterscheiden sich die Plasmen mit und ohne Magnetfeld deutlich. Mit Magnetfeld ist das Plasma dann nennenswert länger in der Ausdehnung. Bei der Spektroskopie am Plasma mußte aus Intensitätsgründen über eine Zeitspanne von mehreren tausend Laserpulse gemittelt werden. In dieser Zeitspanne unterliegt das Plasma großen Schwankungen in der Position auf der Laserstrahlachse und die Gestalt zu einem Zeitpunkt im Laserpuls variiert stark. Daher konnte an diesem Plasma keine eindeutige orts- und zeitaufgelöste Spektroskopie

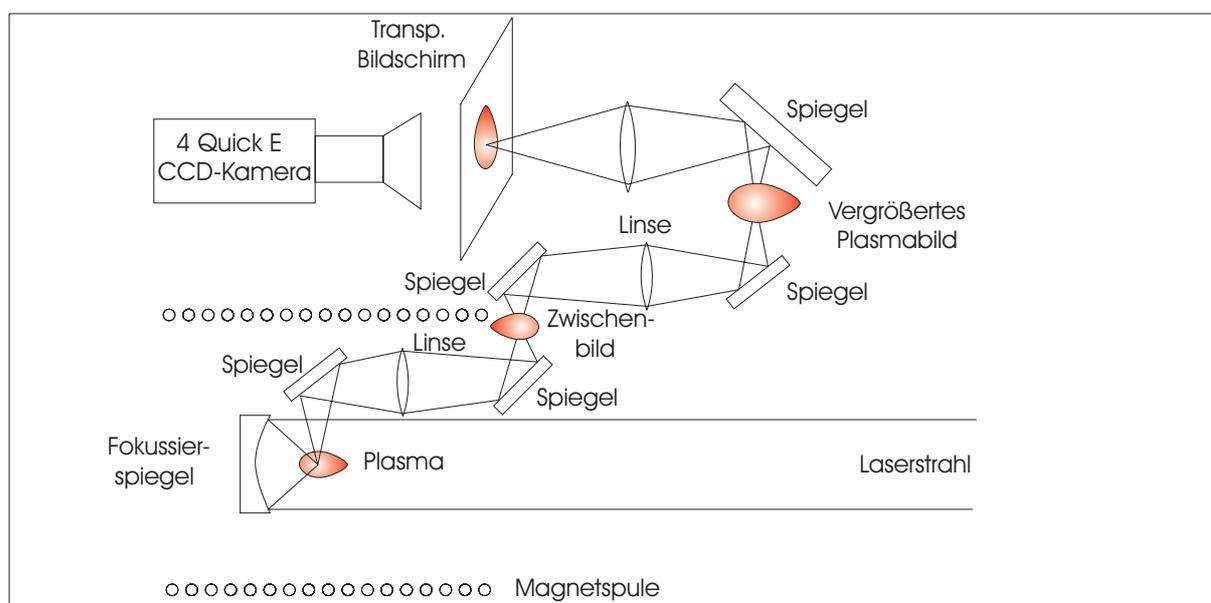


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau zur seitlichen Aufnahme des Plasmas mit der CCD-Kamera. Für die Brennweiten 25 mm und 250 mm des Fokussierspiegels unterscheidet sich der Aufbau nur in der Position des Fokussierspiegels.

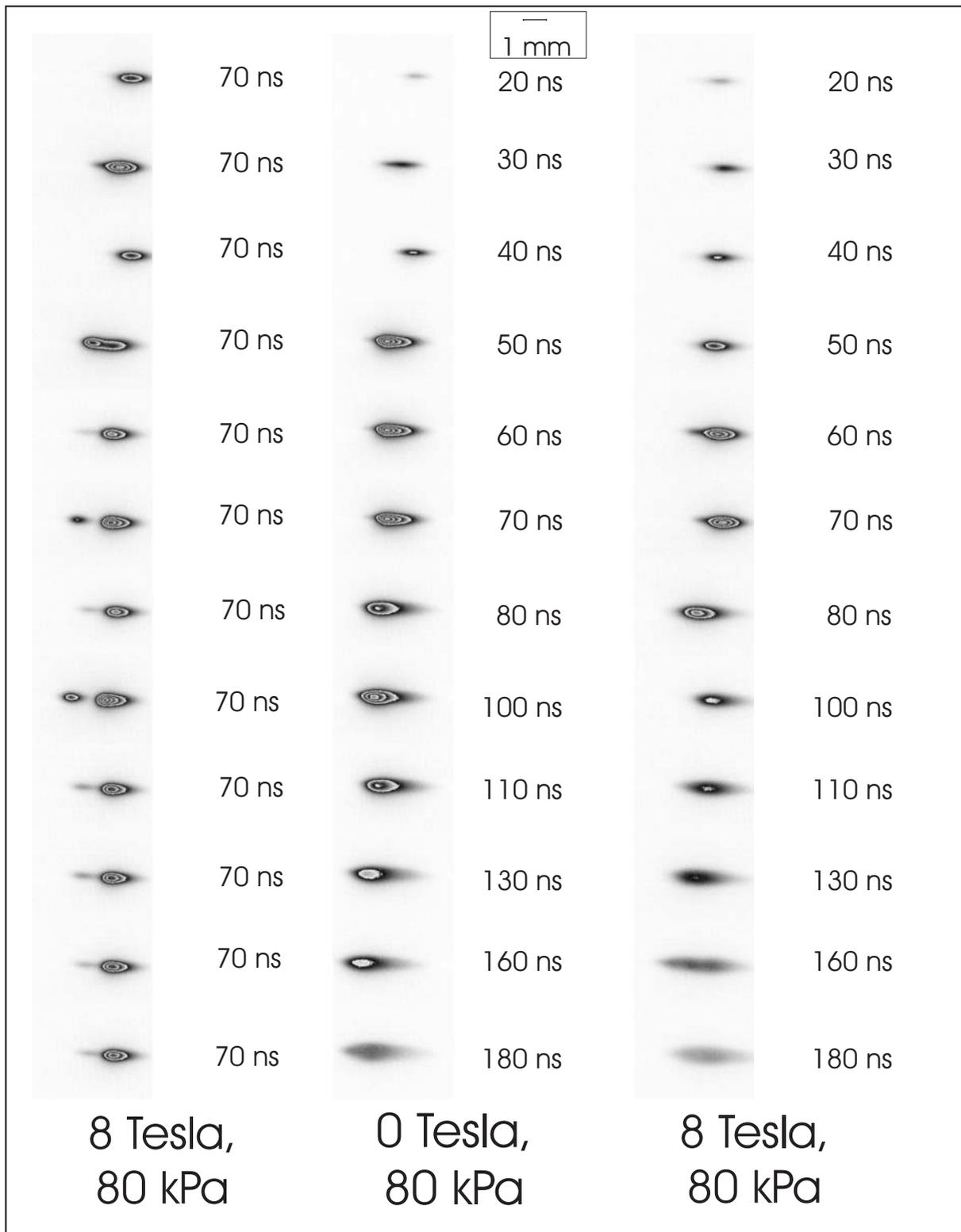


Abbildung 4.5: Seitliche Aufnahmen des Plasmas mit dem Off-Axis-Parabolspiegel mit $f=250$ mm. Links: Aufnahmen zum jeweils gleichen Zeitpunkt im Laserpuls. Mitte und rechts: zeitliche Entwicklung des Plasmas bei 0 Tesla und bei 8 Tesla. Jede einzelne Aufnahme wurde über den gleichen Zeitraum von mehreren hundert Laserpulsen gemittelt. Die Zeitangaben beziehen sich auf Abbildung 3.8.

durchgeführt werden. Ein für die Spektroskopie benötigtes räumlich und zeitlich mit fester Periode stabiles Plasma konnte jedoch durch Verwendung eines On-Axis-Parabolspiegels mit einer zehnfach kürzeren Brennweite von 25 mm erhalten werden, wie im folgenden Abschnitt zu erkennen ist. Die weiteren Untersuchungen wurden mit dieser kurzen Brennweite durchgeführt.

4.2 Versuche mit dem On-Axis-Parabolspiegel

Der Versuchsaufbau mit dem On-Axis-Parabolspiegel der Brennweite 25 mm entspricht dem in Abbildung 3.10 dargestellten Aufbau. Zur Veranschaulichung dient Abbildung 4.6, in der der Fokussierspiegel außerhalb der Entladungskammer mit einem in Luft gezündeten Plasma zu sehen ist. Der unfokussierten Laserstrahl trifft von rechts kommend auf den Spiegel und wird nach rechts fokussiert. Das Plasma bildet sich im Bereich des Fokus. Der Kupferspiegel hat einen Durchmesser von 50 mm, das Luftplasma einen Durchmesser von etwa 2 mm–3 mm. Die abgebildete Münze dient zum Größenvergleich. Die berechnete Größe der Strahltaile liegt nach [HAN02] bei $w_0=15\ \mu\text{m}$. Die maximale Intensität im Fokus bei einer Pulsspitzenleistung von 0,5 MW liegt damit bei $1,4\cdot 10^{15}\ \text{Wm}^{-2}$.

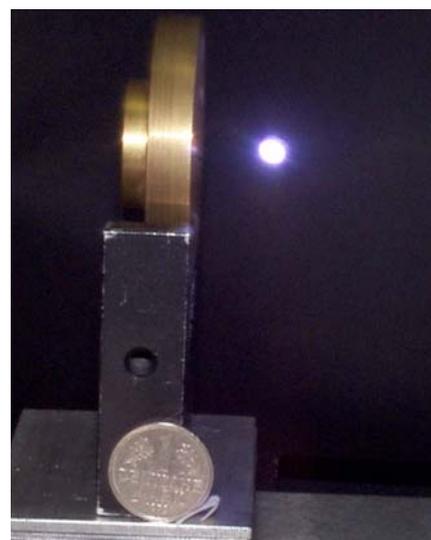


Abbildung 4.6: *Fokussierspiegel mit in Luft gezündetem Plasma.*

4.2.1 Zündverhalten und Pulsabsorption

Analog zum Abschnitt 4.1.1 sollte auch mit der kurzen Brennweite die zeitliche Pulsabsorption untersucht werden. Die Anordnung mit der kurzen Brennweite, bei der der Laserstrahl fokussiert in Richtung des einlaufenden Strahls reflektiert wird, erschwert die Messung der transmittierten Laserleistung und damit der Pulsabsorption. Es wurde daher versucht, diese mit einem Aufbau nach Abbildung 4.7 zu messen. In dieser Anordnung ist der am Fokussierspiegel reflektierte und durch das Plasma transmittierte Laserstrahl wegen der kürzeren Brennweite sehr viel stärker aufgeweitet als bei der Anordnung nach Abbildung 4.1. Zudem wird am Brewsterfenster nur der depolarisierte Anteil des am Fokussierspiegel reflektierten Laserpulses ausgekoppelt. Zusätzlich zu den Beugungseffekten durch nicht konstanten Brechungsindex im Plasma kann ein Teil des unfokussierten einlaufenden Laserstrahls bei Erreichen der kritischen Elektronendichte am Plasma reflektiert werden. Dieser Teil wird zusammen mit dem transmittierten Laserstrahl detektiert

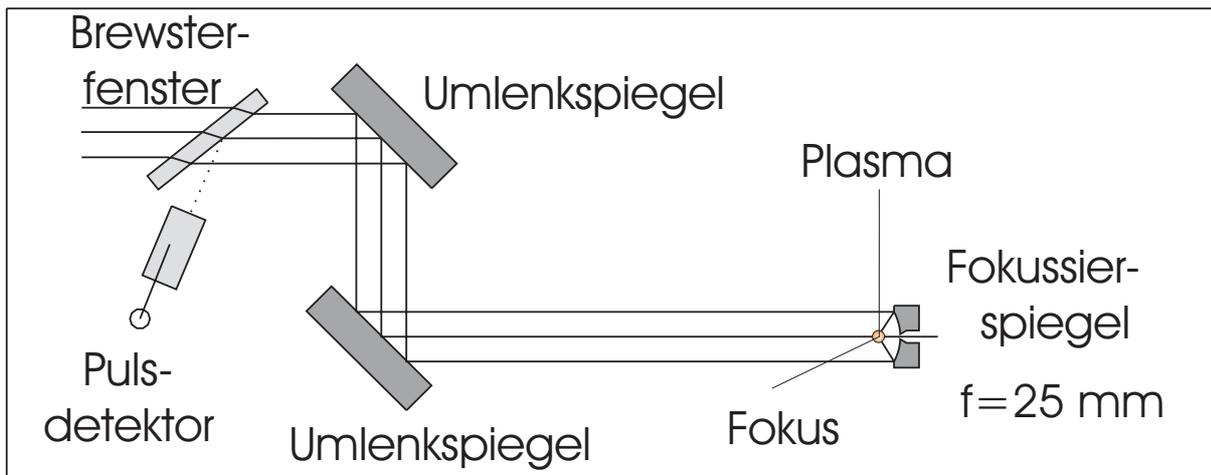


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau zur Messung der „transmittierten“ Laserpulse bei Verwendung des On-Axis-Parabolspiegels mit der Brennweite $f=25 \text{ mm}$. Der gemessene Laserpuls wird durch Absorption, Beugung und Reflexion beeinflusst.

und täuscht eine erhöhte Transmission des durch das Plasma transmittierten Laserstrahls vor. In dieser Anordnung können also im Plasma absorbierte, im Plasma gebeugte und am Plasma reflektierte Anteile des Laserpulses nicht unterschieden werden. Die Absorption kann also nicht quantitativ bestimmt werden. Änderungen im Signal sind jedoch ein Maß für die Wechselwirkung des Laserstrahls mit dem Plasma. Bei der Mittelung über viele Laserpulse konnte in dieser Anordnung im Gegensatz zu den Abbildungen 4.2 und 4.3 mit zunehmendem Gasdruck keine eindeutige und mit dem Druck zunehmende Absorption des Laserpulses festgestellt werden. Der bei den verwendeten Laserpulsen zum Zünden benötigte Druck erhöhte sich trotz des kleineren Fokus und der damit verbundenen höheren Spitzenintensitäten. Ohne Magnetfeld stieg der benötigte Druck auf etwa 45 kPa , bei 8 Tesla auf etwa 30 kPa an. Dieser beobachtete Anstieg steht im Widerspruch zur Zündtheorie in Gleichung (2.38), nach der die benötigte Laserleistung mit kleiner werdendem Fokus abnimmt und nur bei Dominanz der Diffusionsverluste und der Verluste durch inelastische Stöße konstant bleibt, nicht jedoch zunehmen sollte. Dieser Widerspruch konnte auch durch sorgfältige Justage nicht beseitigt oder erklärt werden.

Sehr viel aufschlußreicher als die gemittelten transmittierten Laserpulse hingegen waren die transmittierten Einzelpulse. Wegen der statistischen Schwankungen der Einzelpulse mußte dabei jeder transmittierte Einzelpuls mit demselben unbeeinflussten Einzelpuls vor Eintritt in die Entladungskammer verglichen werden. Dies war nur mit dem unverstärkten Oszillatorpuls möglich, der über eine Strahlteilerplatte aufgenommen wurde.

In Abbildung 4.8 werden die Oszillatorpulse unter drei Bedingungen mit den transmittierten Laserpulsen verglichen. Wegen der unterschiedlichen Einzelpulse mit jeweils individuellem Zündverhalten wurden für jede Bedingung jeweils drei Einzelpulse dargestellt.

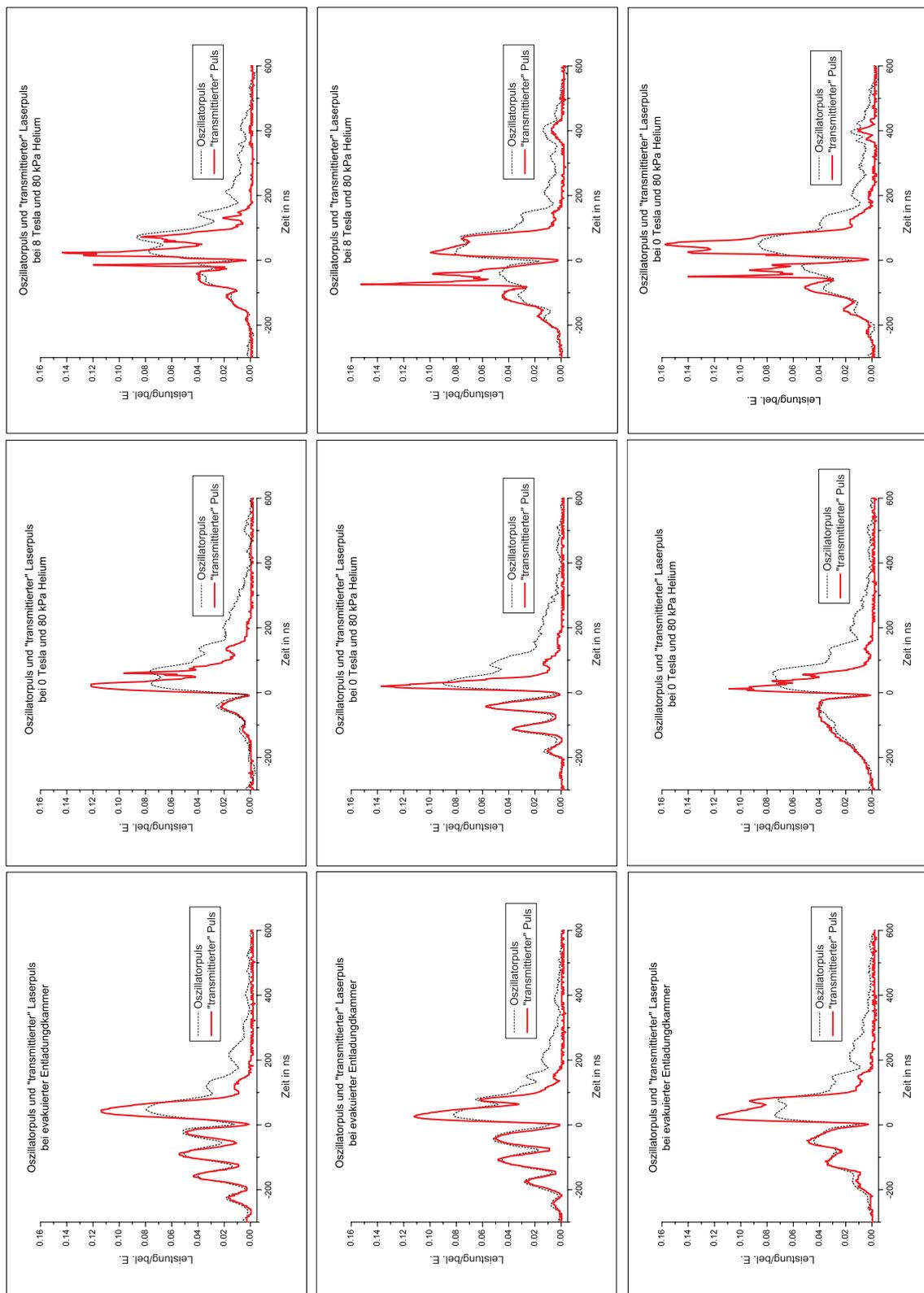


Abbildung 4.8: Vergleich der Oszillatorpulse mit den „transmittierten“ Laserpulsen bei evakuierter Kammer sowie bei 80 kPa Helium ohne und mit Magnetfeld von 8 Tesla. Es sind jeweils drei Messungen für gleiche Bedingungen abgebildet, um die Fluktuationen bei den Einzelpulsen zu verdeutlichen

In der Darstellung wurde die Pulsleistung des Oszillatorpulses mit einem festen Faktor multipliziert, der die unterschiedlichen Reflexionsgrade der optischen Bauteile und Empfindlichkeiten der Detektoren berücksichtigt, und die Vorpulse von verstärktem und unverstärktem Laserpuls auf die gleiche Intensität skaliert.

Zunächst wird ein unverstärkter Oszillatorpuls mit dem verstärkten, durch die evakuierte Kammer transmittierten und am Brewsterfenster (siehe Abbildung 4.7) reflektierten Laserpuls verglichen.

Während die Vorpulse von Oszillatorpuls und verstärktem Laserpuls gut übereinstimmen, hat der Hauptpuls des verstärkten Laserpulses eine höhere Spitzenintensität, fällt jedoch wegen einer geringeren Halbwertsbreite schneller ab. Mögliche Ursachen hierfür können Unterschiede in der Polarisation von Vor- und Hauptpuls durch die Pockelszelle sowie der Abbau der Besetzungsinversion im Verstärker während des Hauptpulses sein.

Bei mit 80 kPa gefüllter Kammer verhält sich jeder transmittierte Einzelpuls aufgrund des unterschiedlichen Zündverhaltens der verschiedenen Einzelpulse anders. So treten überwiegend im Hauptpuls, vereinzelt auch im Vorpuls, eine oder mehrere nur wenige Nanosekunden dauernde, meist scharfe Maxima im transmittierten Puls auf. Es kann in dieser Anordnung nicht geklärt werden, ob diese Maxima durch Selbstfokussierung des fokussierten Laserstrahls im Plasma oder durch Reflexion des nicht fokussierten, einlaufenden Laserstrahls am Plasma erzeugt werden. Die Maxima geben jedoch Zeitpunkt und Zeitdauer an, in der sich die Elektronendichte oder zumindest die Elektronendichteverteilung im Plasma wesentlich ändern. Gelegentlich bleiben diese scharfen Maxima auch aus und der transmittierte Puls fällt etwa beim Erreichen der maximalen Intensität stark ab, was die Interpretation als einsetzende Absorption nahelegt.

Bei 80 kPa und einem Magnetfeld von 8 Tesla werden die scharfen Maxima ausgeprägter und verlagern sich zu früheren Zeitpunkten hin. Sie treten jetzt regelmäßig bereits im Vorpuls auf. Dieses Verhalten steht in guter Übereinstimmung mit der verringerten benötigten Zündleistung bei 8 Tesla nach Abbildung 2.3.

Ein ähnliches Verhalten zeigen die transmittierten Laserpulse bei 60 kPa, wobei die Maxima jedoch insgesamt zu späteren Zeitpunkten hin verschoben sind. Diese Verschiebung zu späteren Zeitpunkten und damit höheren Laserleistungen bei geringerem Druck ist qualitativ ebenfalls nach Abbildung 2.3 zu erwarten.

4.2.2 Aufnahmen mit einer schnellen intensivierten CCD-Kamera

Um neben den aus den Laserpulsen erhaltenen Informationen über die zeitliche Entwicklung der Laserpulswechselwirkung auch Kenntnisse über die räumliche Plasmaentstehung und Expansion zu gewinnen, wurde das mit dem Parabolspiegel der Brennweite $f=25$ mm

erzeugte Plasma mit dem Aufbau in Abbildung 4.4 mit der intensivierten CCD-Kamera über mehrere hundert Laserpulse gemittelt aufgenommen. In Abbildung 4.9 ist die zeitliche Entwicklung des Plasmas bei 50 kPa ohne und mit Magnetfeld dargestellt. Die Zeitangaben beziehen sich auf den in Abbildung 3.8 dargestellten Laserpuls.

Ohne Magnetfeld setzt die durch Lichtemission erkennbare Zündung des Plasmas etwa 20 ns nach Beginn des Hauptpulses ein. Im Gegensatz zum Spiegel mit der Brennweite $f=250$ mm ist das Plasma während der gesamten Expansions- und Abklingphase annähernd kugelförmig mit einer nur geringen Abweichung hin zu einer Tropfenform.

Bei 8 Tesla sind bereits während des Vorpulses 80 ns vor Einsetzen des Hauptpulses erste Anzeichen einer kugelförmigen Lichtemission zu erkennen. Mit Einsetzen des Hauptpulses bilden sich statt des einen Plasmas zwei hintereinander auf der Laserstrahlachse liegende, miteinander verbundene Plasmen, die jedoch innerhalb von zehn bis zwanzig Nanosekunden zu einem einzigen tropfenförmigen Plasma verschmelzen, das rasch an Helligkeit und Größe zunimmt. Nach Überschreiten der Pulsspitze nimmt die Helligkeit insgesamt ab. Während die Abmessung des Plasmas senkrecht zu Laserstrahl und Magnetfeld abnimmt, findet in Ausbreitungsrichtung des fokussierten Laserstrahls, der sich in dieser Abbildung wegen des On-Axis-Parabolspiegels von rechts nach links ausbreitet, noch eine weitere Expansion statt. Das Plasma geht von der Tropfenform in eine Zigarrenform mit einem Verhältnis von Länge zu Durchmesser von etwa 3:1 über.

In beiden Fällen sind die maximalen Helligkeiten annähernd gleich groß, jedoch nimmt die Helligkeit mit Magnetfeld langsamer ab. Insbesondere ist die Position des Plasmas auf der Laserstrahlachse bei Verwendung des Spiegels mit 25 mm Brennweite zeitlich sehr stabil und gut reproduzierbar im Vergleich zum Spiegel mit 250 mm Brennweite in Abbildung 4.5. Da bereits bei einem nur um einige kPa geringeren Druck die Zündung bereits unzuverlässiger wird, wurden die spektroskopischen Untersuchungen im Gegensatz zu den gezeigten Aufnahmen erst ab einem etwas höheren Druck von 60 kPa ausgeführt. Zur Untersuchung der Druckabhängigkeit des Zündverhaltens und der Plasmaentwicklung wurden auch Aufnahmen bei 80 kPa gemacht. In Abbildung 4.10 ist die zeitliche Entwicklung des Plasmas bei einem höheren Druck von 80 kPa ohne und mit Magnetfeld dargestellt.

Der höhere Druck verringert die benötigte Zündintensität, so daß bei 80 kPa auch ohne Magnetfeld die Zündung bereits im Vorpuls etwa 20 ns vor Beginn des Hauptpulses erkennbar ist. Die Abweichungen von der Kugelform des Plasmas in Richtung Tropfenform (etwa eiförmig) sind deutlicher zu erkennen als bei 50 kPa, jedoch ist das Plasma immer noch kompakter als mit Magnetfeld.

Bei 8 Tesla bewirkt die Druckerhöhung nur ein geringfügig früheres Einsetzen der Zündung etwa 90 ns vor Beginn des Hauptpulses und damit immer noch wesentlich früher als ohne Magnetfeld. Die weitere Entwicklung der Plasmaform entspricht in etwa der beim

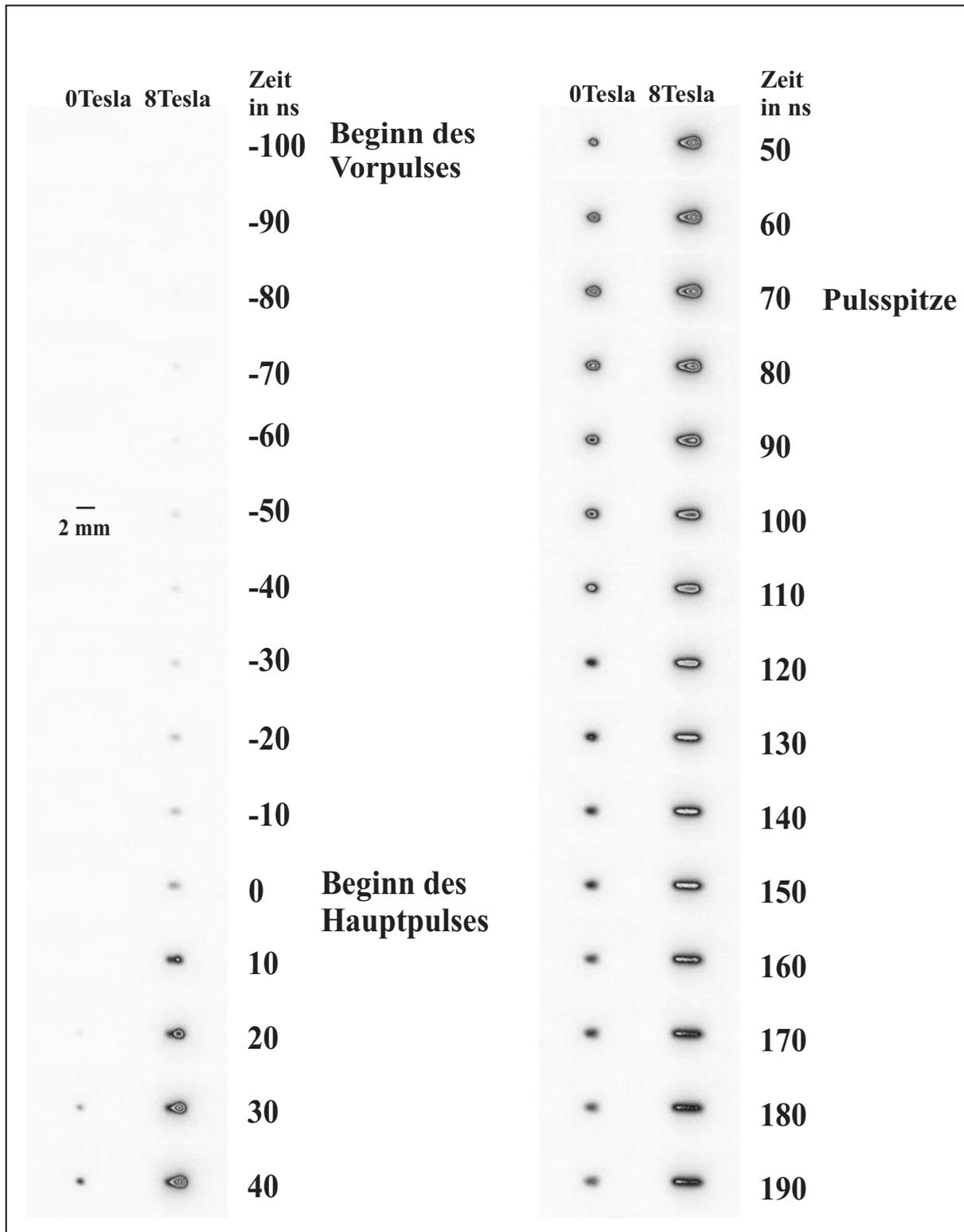


Abbildung 4.9: Zeitliche Entwicklung des Plasmas in Helium bei 0 Tesla und bei 8 Tesla bei einem Druck von 50 kPa bei Verwendung des On-Axis-Parabolspiegel mit einer Brennweite $f=25$ mm. Die Zeitangaben beziehen sich auf Abbildung 3.8.

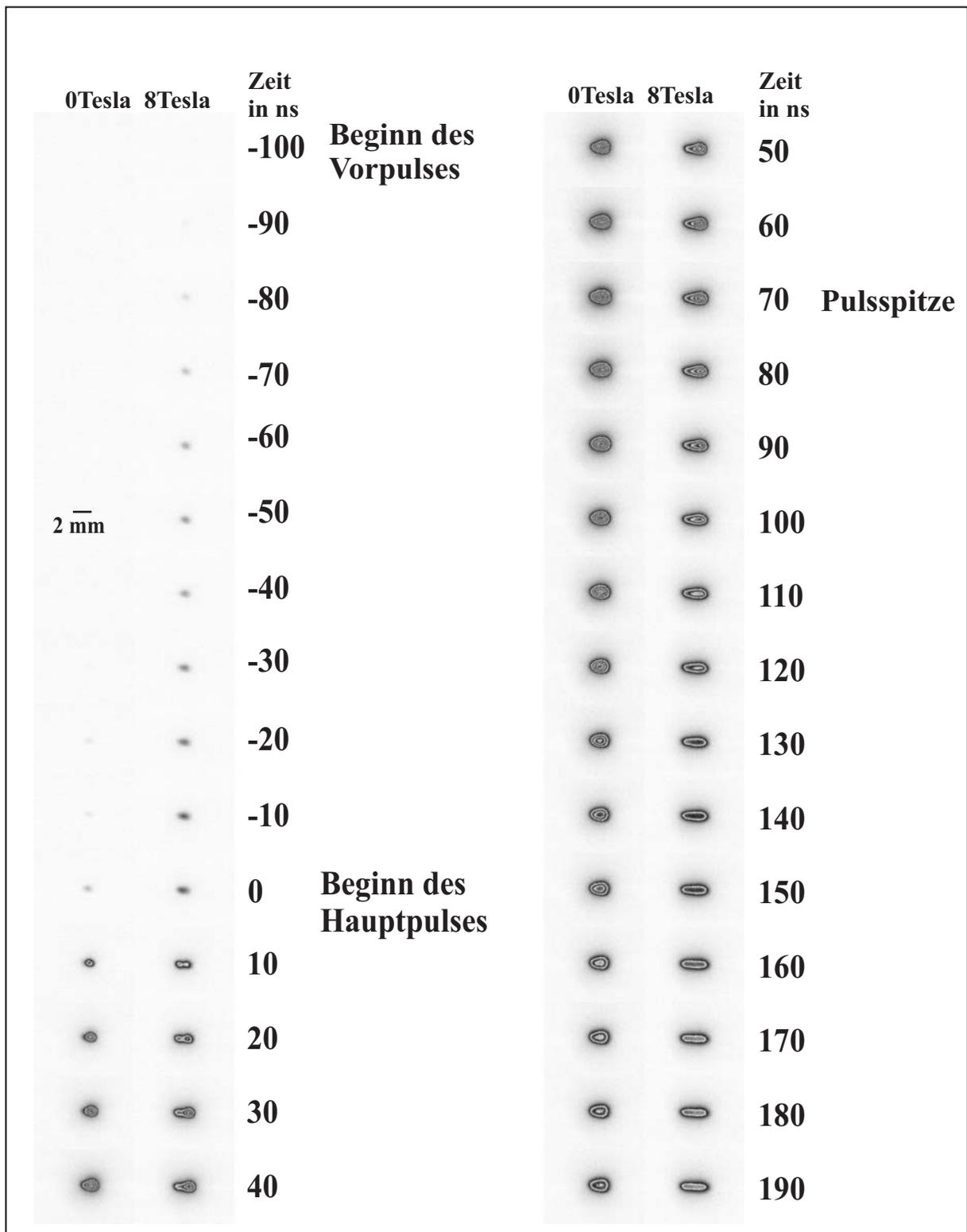


Abbildung 4.10: Zeitliche Entwicklung des Plasmas in Helium bei 0 Tesla und bei 8 Tesla bei einem Druck von 80 kPa bei Verwendung des On-Axis-Parabolspiegel mit einer Brennweite $f=25$ mm. Die Zeitangaben beziehen sich auf Abbildung 3.8.

Druck von 50 kPa. Auch bei 80 kPa ist das Plasma räumlich und zeitlich stabil und reproduzierbar.

War bei 50 kPa die maximale Helligkeit des Plasmas mit und ohne Magnetfeld annähernd gleich groß, so hat sie bei 80 kPa mit und ohne Magnetfeld zugenommen. Ohne Magnetfeld hat die Helligkeit des Plasmas jedoch sehr viel stärker zugenommen und übertrifft die des Plasmas mit Magnetfeld.

Ein Vergleich der Abbildung 4.8 mit den Abbildungen 4.9 und 4.10 zeigt, daß die Lichtemission etwas früher einsetzt als die Maxima im transmittierten Laserpuls. Die Tendenz von Lichtemission und Maxima im transmittierten Laserpuls, mit steigendem Druck und Magnetfeld zu früheren Zeitpunkten aufzutreten, stimmt jedoch überein. Im dargestellten Zeitraum erreicht das Plasma Durchmesser von ungefähr 2 mm und Längen bis zu etwa 4 mm. In der vor allem mit Magnetfeld mehrere μs andauernden Abklingphase nimmt das Plasma noch etwa an Größe zu.

Ein Vergleich mit den zur Zündung benötigten Leistungen in Abbildung 2.3 erklärt qualitativ nicht nur den großen Unterschied im Zeitpunkt der Zündung zwischen 80 kPa und 50 kPa bei 0 Tesla und den großen Unterschied im Zeitpunkt der Zündung zwischen 0 Tesla und 8 Tesla bei 50 kPa, sondern auch den geringen Unterschied zwischen 50 kPa und 80 kPa bei 8 Tesla, da bei dieser magnetischen Flußdichte die Zündleistung im betrachteten Druckbereich nur schwach vom Druck abhängig ist. Qualitativ gibt es insbesondere bei 8 Tesla eine Diskrepanz zwischen den Berechnungen in Abbildung 2.3 und den Messungen. Während nach den Rechnungen bei den verwendeten Pulsleistungen bereits ab einem Druck von weniger als 10 kPa eine zuverlässige Zündung zu erwarten ist, tritt sie im Experiment erst ab einem wesentlich höheren Druck von über 50 kPa auf.

Die Aufnahmen bestätigen die bei der Messung der vom Plasma beeinflussten Laserpulse gewonnenen Erkenntnisse über den Zeitpunkt der Zündung. Der mäßige aber deutlich erkennbare Einfluß des Magnetfelds auf die radiale Expansion des Plasmas steht ebenfalls in Übereinstimmung zu den Überlegungen in Abschnitt 2.5, nach denen der magnetische Druck von der gleichen Größenordnung wie der erwartete kinetische Druck ist und nach denen die Elektronen aufgrund des Hallparameters χ_e von der Größenordnung eins zwar nicht stark magnetisiert, aber auch nicht unmagnetisiert sein sollten.

4.2.3 Auswertung der aufgenommenen Spektren

Zur quantitativen Bestimmung von Elektronendichte und -temperatur wurden mit der Anordnung von Abbildung 3.10 Spektren der HeII P_α -Linie aufgenommen. Zur besseren Anschauung des zeitlichen Verlaufs der Spektren und der Auswertung sollen einige Beispiele dienen. In den Abbildungen 4.11 und 4.12 sind einige typische Spektren der HeII- P_α -Linie mit der zeitlichen Zuordnung in Bezug auf den Laserpuls dargestellt. Der besseren Übersicht wegen sind sie einmal über zunehmender und einmal über abnehmen-

der Zeit aufgetragen, um den Anstieg und das Abklingen der Spektrallinie erkennen zu können. Bei den ersten Spektren, die in Abständen von zehn Nanosekunden aufgenommen wurden, ist eine große Linienbreite mit zunächst zunehmendem Kontinuumsanteil erkennbar. Bei den folgenden Spektren, mit einem zeitlichen Abstand von fünfzig Nanosekunden, nehmen die Halbwertsbreite, die Kontinuums- und die Linienintensität ab. Eine Spektrallinie des neutralen Heliums bei 471,3 nm nimmt hingegen in der Intensität im Vergleich zur HeII- P_α -Linie zu. Zu späteren nicht mehr dargestellten Zeitpunkten übertrifft sie die HeII- P_α -Linie an Intensität. Da die Intensität der Kontinuumsstrahlung für die Auswertung benötigt wird, wurde zusätzlich zu den spektralen Aufnahmen des Plasmas unter ansonsten gleichen Bedingungen jeweils auch eine Aufnahme ohne Plasma gemacht. Sie enthält neben eventuellen unerwünschten Streulichtanteilen aus der Umgebung auch das Ausleserauschen und insbesondere das thermische Rauschen der nur auf +5°C stabil kühlbaren Diodenzeile. Diese Aufnahme wurde als Untergrund von den jeweils gemessenen und mit der spektralen Empfindlichkeit des OMA und des optischen Aufbaus gewichteten Spektren subtrahiert. In Abbildung 4.13 ist ein auf diese Weise erhaltenes Spektrum dargestellt. Der rechte und linke Rand des Photodiodenarrays sind abgeschattet und nur die mittleren 850 von insgesamt 1024 Dioden sind aktiviert. Die abgeschatteten Dioden an den beiden Rändern liefern ein Signal, das zwar im Mittel Null ist, wegen der Subtraktion des thermischen Rauschens aber auch negative Werte enthalten kann. Das Signal der verbliebenen Dioden wird für die Auswertung verwendet. Durch Anfitzen mit der gewünschten Funktion werden neben dem Kontinuumsanteil unterhalb der Linie die Halbwertsbreite der Linie und damit die Elektronendichte sowie die Fläche unter der Linie und damit die über die ganze Linie integrierte Linienintensität ermittelt. Beim Spektrum in Abbildung 4.13, das zu einem Zeitpunkt während des Hauptpulses aufgenommen wurde, ist neben einer deutlich sichtbaren Kontinuumsstrahlung eine Verbreiterung der Linie erkennbar. Im Vergleich dazu ist in Abbildung 4.14 ein Spektrum wiedergegeben, das erst einige Zeit nach dem Ende des Laserpulses aufgenommen wurde. Die Verbreiterung der Linie hat aufgrund der geringeren Elektronendichte merklich abgenommen. Das Plasma ist bereits soweit abgekühlt, daß die Kontinuumsstrahlung unter der P_α -Linie vergleichsweise gering ist und eine Spektrallinie des neutralen Heliums bei 471,3 nm auftaucht und beim Anfitzen mitberücksichtigt werden muß. Mit der in Abschnitt 2.2.6 beschriebenen Starkverbreiterung und dem nach Abschnitt 2.4 beschriebenen Verhältnis von Linien- zu Kontinuumsstrahlung werden aus den entabelten Spektren die orts- und zeitaufgelösten Elektronendichten und Elektronentemperaturen gewonnen, die im nächsten Abschnitt näher vorgestellt werden.

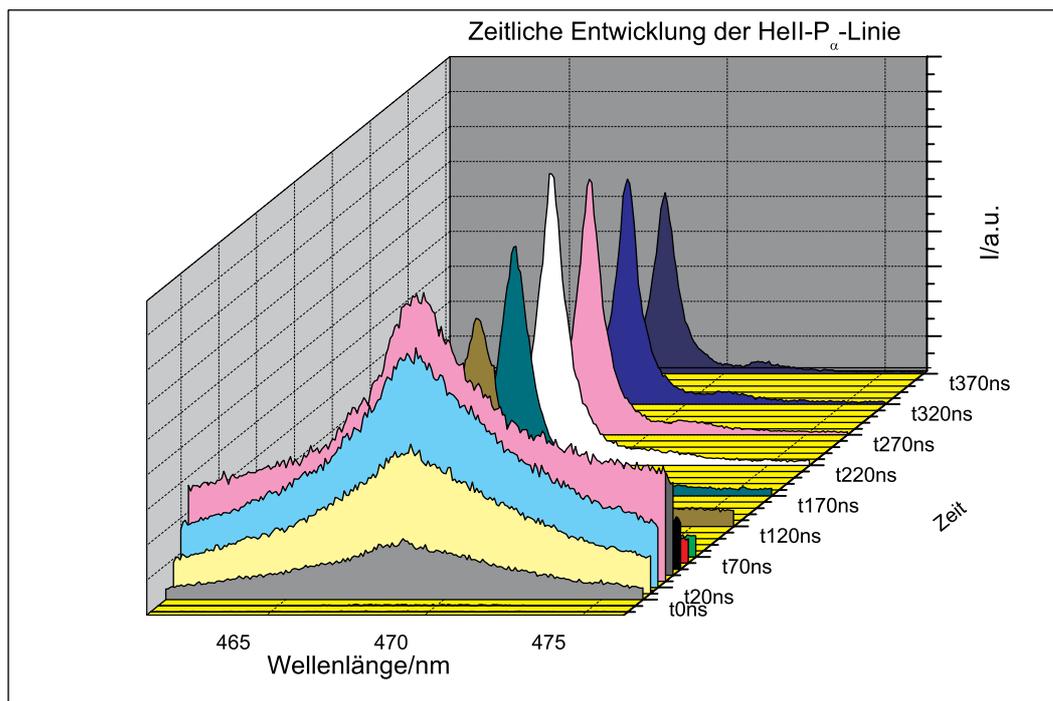


Abbildung 4.11: Zeitliche Entwicklung der HeII- P_α -Linie auf nach hinten ansteigender Zeitskala.

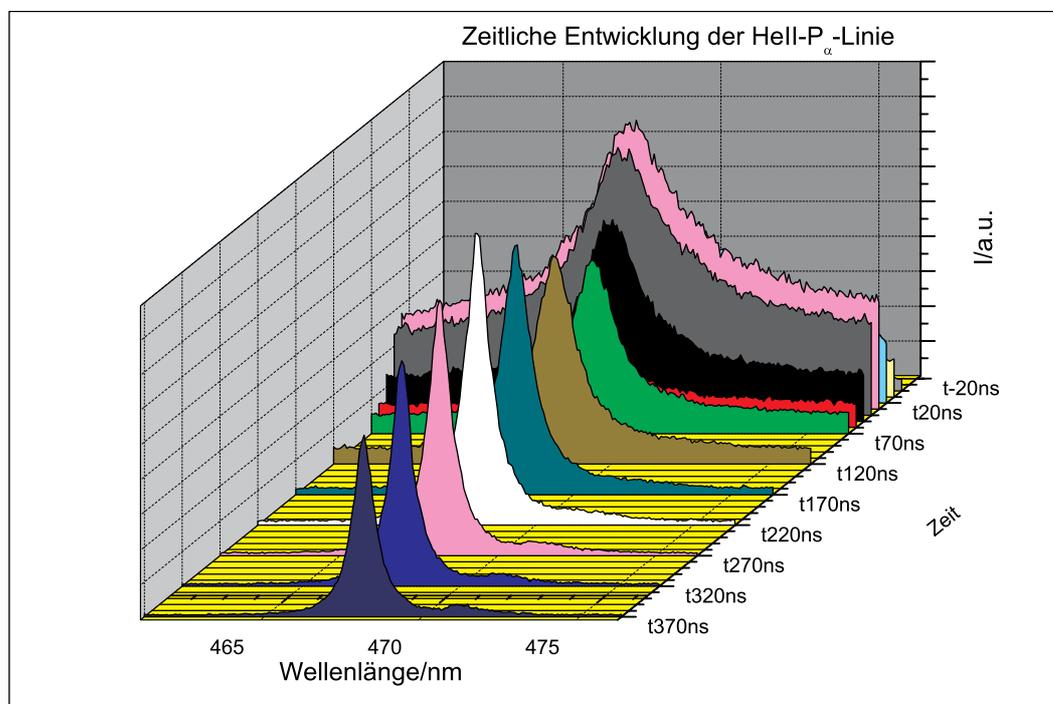


Abbildung 4.12: Zeitliche Entwicklung der HeII- P_α -Linie auf nach vorne ansteigender Zeitskala.

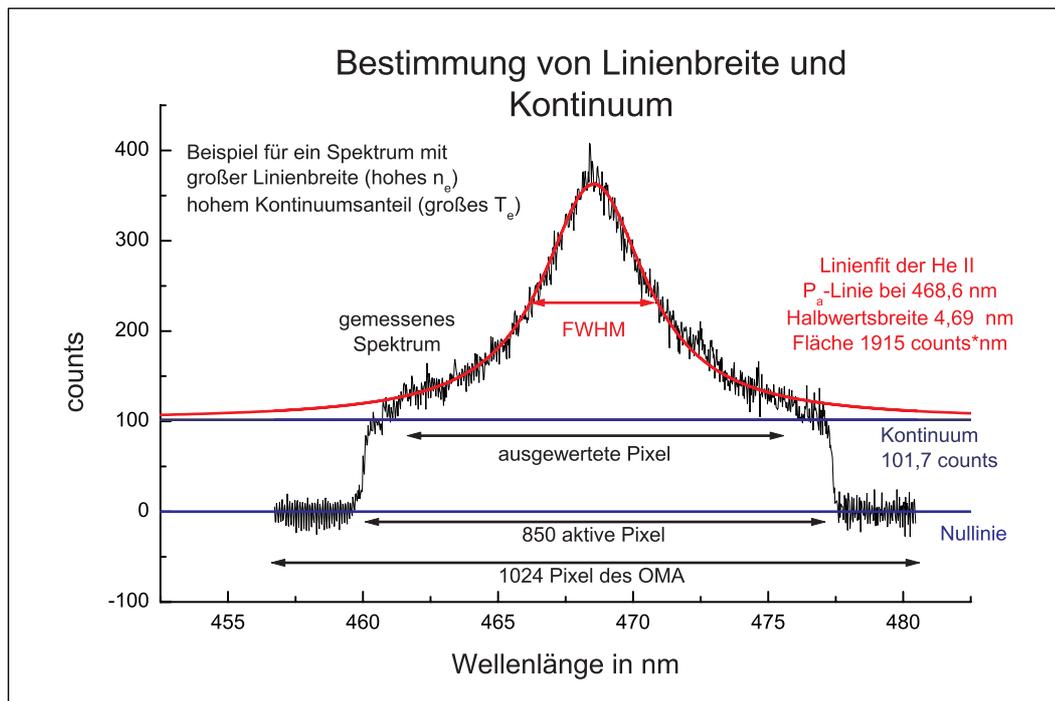


Abbildung 4.13: Gemessenes Spektrum mit Fit von Linie und Untergrund bei hoher Elektronendichte und hoher Elektronentemperatur während des Laserpulses.

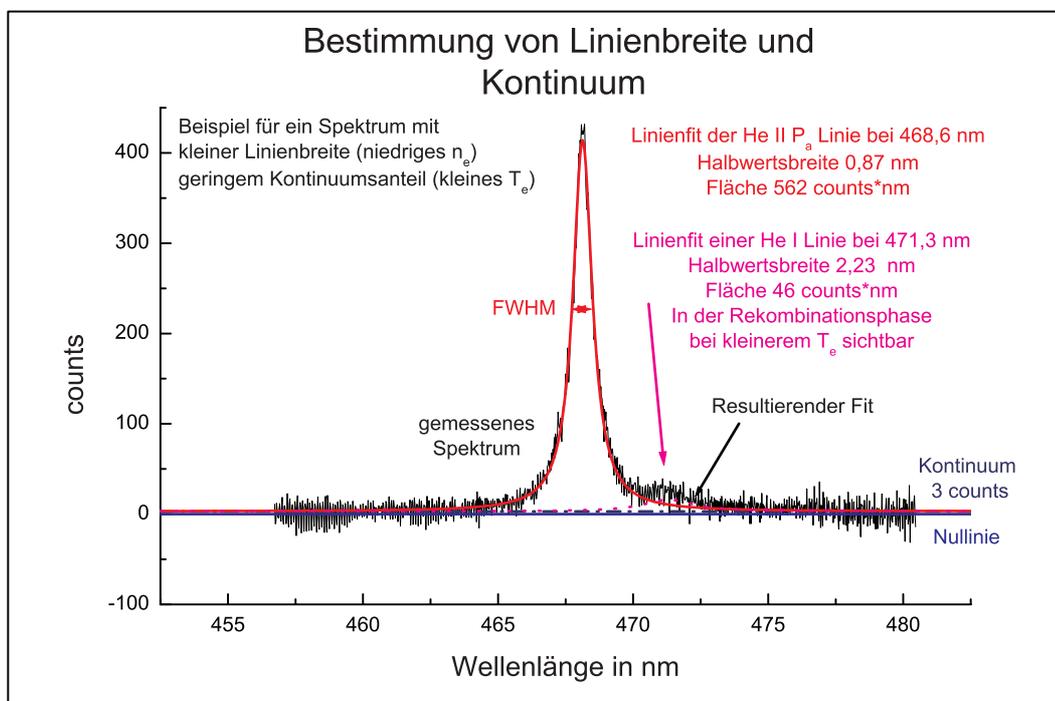


Abbildung 4.14: Gemessenes Spektrum mit Fit von Linie und Untergrund bei geringer Elektronendichte und Elektronentemperatur nach dem Laserpulsende.

4.2.4 Elektronendichte und Elektronentemperatur

4.2.4.1 Elektronendichteverteilung auf der Laserstrahlachse

Zum Zeitpunkt 30 Nanosekunden nach Beginn des Hauptpulses hat das Plasma bei einem Druck von 80 kPa bereits eine axiale Ausdehnung von etwa 2 Millimetern ohne bzw. 3 Millimetern mit Magnetfeld. In Abbildung 4.15 ist die Elektronendichteverteilung

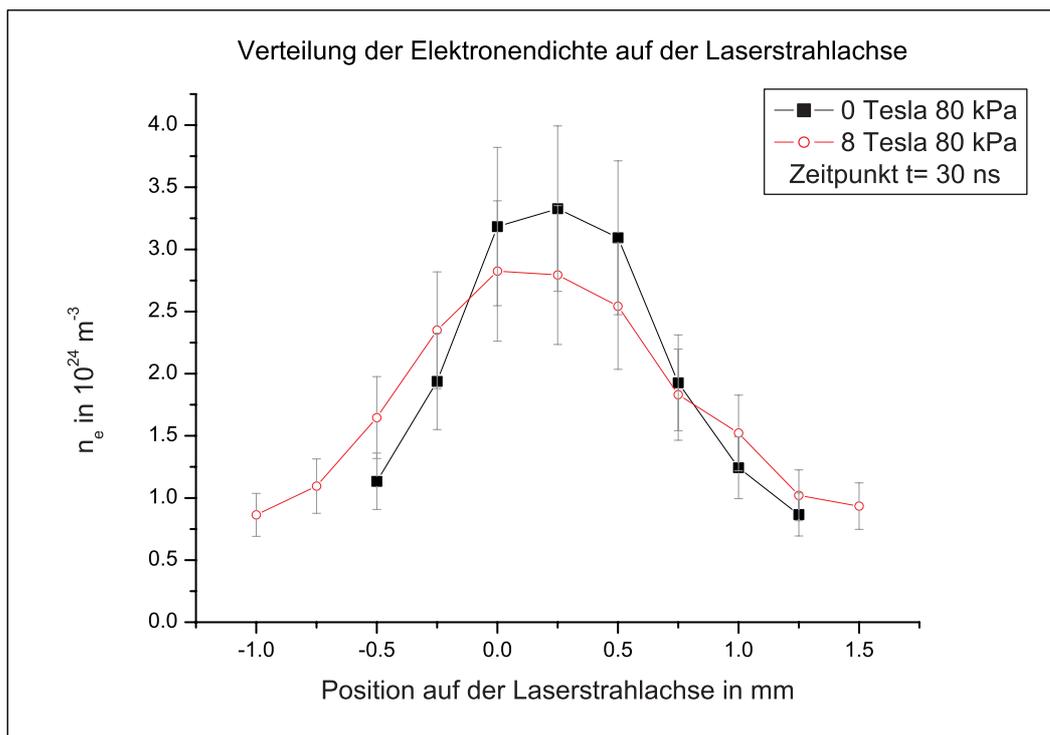


Abbildung 4.15: Elektronendichteverteilung auf der Laserstrahlachse bei 0 Tesla und bei 8 Tesla jeweils bei 80 kPa zum Zeitpunkt $t=30$ ns.

auf der Laserstrahlachse für diese Bedingungen dargestellt. Ohne Magnetfeld erreicht die Elektronendichte höhere maximale Werte. Die Elektronendichte hat auf einer Länge von etwa 0,5 mm nahezu konstante Werte und sinkt außerhalb dieses zentralen Bereichs rasch ab. Mit dem Magnetfeld von 8 Tesla ist die Verteilung der Elektronendichte auf der Laserstrahlachse insgesamt homogener und erstreckt sich in Übereinstimmung mit den Plasmaphotos in Abbildung 4.10 über einen längeren Bereich. Zu späteren Zeitpunkten wird die Elektronendichteverteilung auf der Laserstrahlachse mit und ohne Magnetfeld bei deutlich geringeren Werten insgesamt homogener. Mit Magnetfeld ist die Elektronendichte durchweg auf einer längeren Strecke nachweisbar, da die durch den magnetischen Druck verringerte radiale Expansion des Plasmas zu einer größeren axialen Expansion führt. Im weiteren wird auf den zeitlichen Verlauf von Elektronendichte und -temperatur an der Stelle auf der Laserstrahlachse eingegangen, an der die maximalen Elektronendichten

gemessen wurden.

4.2.4.2 Maximale Elektronendichte und Elektronentemperatur

Der zeitliche Verlauf von Elektronendichte und Elektronentemperatur wurde an verschiedenen Positionen auf der Laserstrahlachse radial orts aufgelöst bei den zwei Drücken 60 kPa und 80 kPa aufgenommen. In den Abbildungen 4.16 bis 4.19 sind typische Verläufe mit den maximal erreichten Elektronendichten und Elektronentemperaturen an der axialen Position 0,25 mm dargestellt. In Übereinstimmung mit den CCD-Aufnahmen in den Abbildungen 4.9 und 4.10 zündet das Plasma bei 80 kPa früher als bei 60 kPa und jeweils bei 8 Tesla früher als ohne Magnetfeld. Die absolut höchsten Elektronendichten und -temperaturen wurden bei 80 kPa und 0 Tesla gemessen. Die Elektronendichte erreicht dabei Werte von etwa $5,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und die Elektronentemperatur steigt bis auf etwas über 600 000 K an, wie in Abbildung 4.16 zu erkennen ist. In der Abbildung 4.18 rechts gegenüber sind die Werte für den gleichen Druck bei 8 Tesla aufgetragen. Hier wird nur eine Elektronendichte von $4,1 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von etwa 400 000 K erreicht. Beim Druck von 60 kPa und 0 Tesla zündet das Plasma deutlich später und nach Abbildung 4.17 liegt die maximale nachgewiesene Elektronendichte bei etwa $3,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$, wobei die Elektronentemperatur bis auf etwa 245 000 K ansteigt. In der Abbildung 4.19 rechts gegenüber sind die Werte für 60 kPa bei 8 Tesla aufgetragen. Durch das Magnetfeld zündet das Plasma trotz des geringeren Drucks deutlich früher. Die maximale Elektronendichte liegt bei $2,0 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und die Elektronendichte erreicht immerhin noch etwa 200 000 K. Unabhängig von Druck und Magnetfeld wird die höchste Elektronendichte in der Anstiegsphase des Hauptpulses oder bereits im Vorpuls erreicht, während die Elektronentemperatur ihr Maximum zeitlich versetzt erst während des Hauptpulses zu einem Zeitpunkt erreicht, bei dem die Elektronendichte bereits am Abnehmen ist. Im Vorpuls und teilweise auch in der Anstiegsflanke des Hauptpulses wird das Helium ionisiert. Während des Hauptpulses hat das Plasma unter allen untersuchten Bedingungen auf der Laserstrahlachse Elektronentemperaturen über 100 000 K, so daß es als nahezu vollständig ionisiert gelten kann und die weitere Absorption von Laserenergie keine weiteren Elektronen mehr freisetzen kann. Die Aufheizung des Plasmas führt jedoch zu einer Expansion und damit zu einer geringeren Dichte.

Die Tendenz zu höheren Elektronendichten und -temperaturen mit zunehmendem Startdruck, bei 0 Tesla und 60 kPa $3,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und 245 000 K, bei 80 kPa $5,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und 600 000 K, setzt sich auch mit weiter steigendem Druck noch fort. Bei 90 kPa wurde eine Elektronendichte von etwa $9,8 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ erreicht und die Elektronentemperatur stieg zeitlich versetzt bis auf 800 000 K an.

auf Artefakten beruhen könnte.

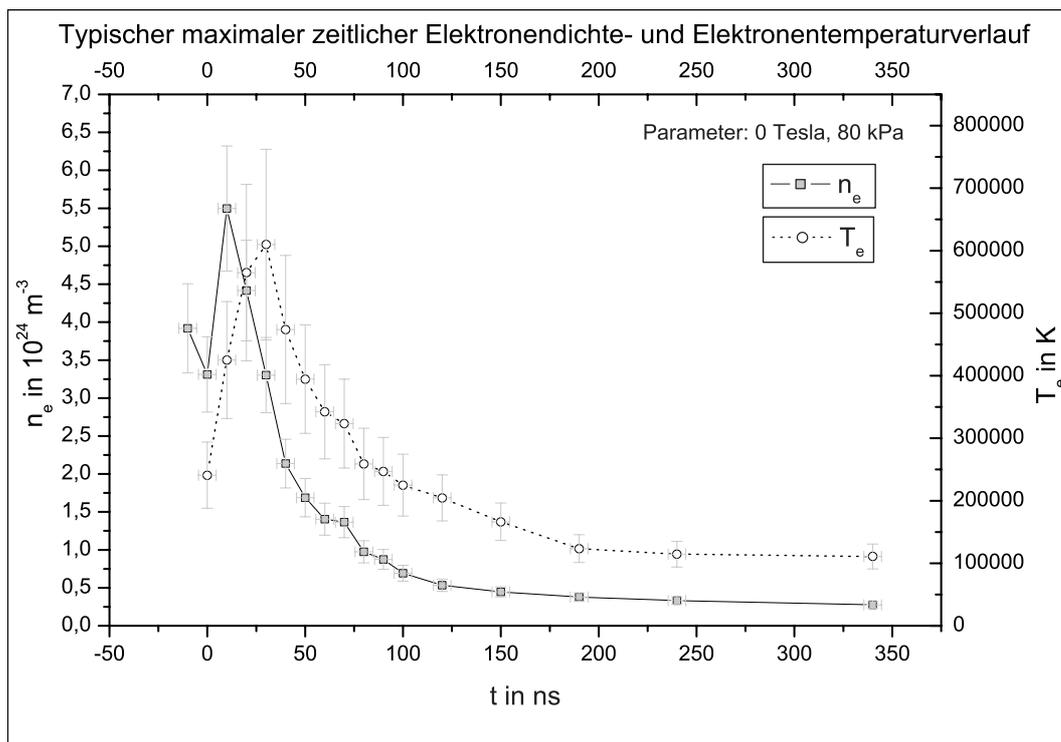


Abbildung 4.16: Maximaler zentraler Elektronendichte- und Elektronentemperaturverlauf bei 80 kPa und 0 Tesla.

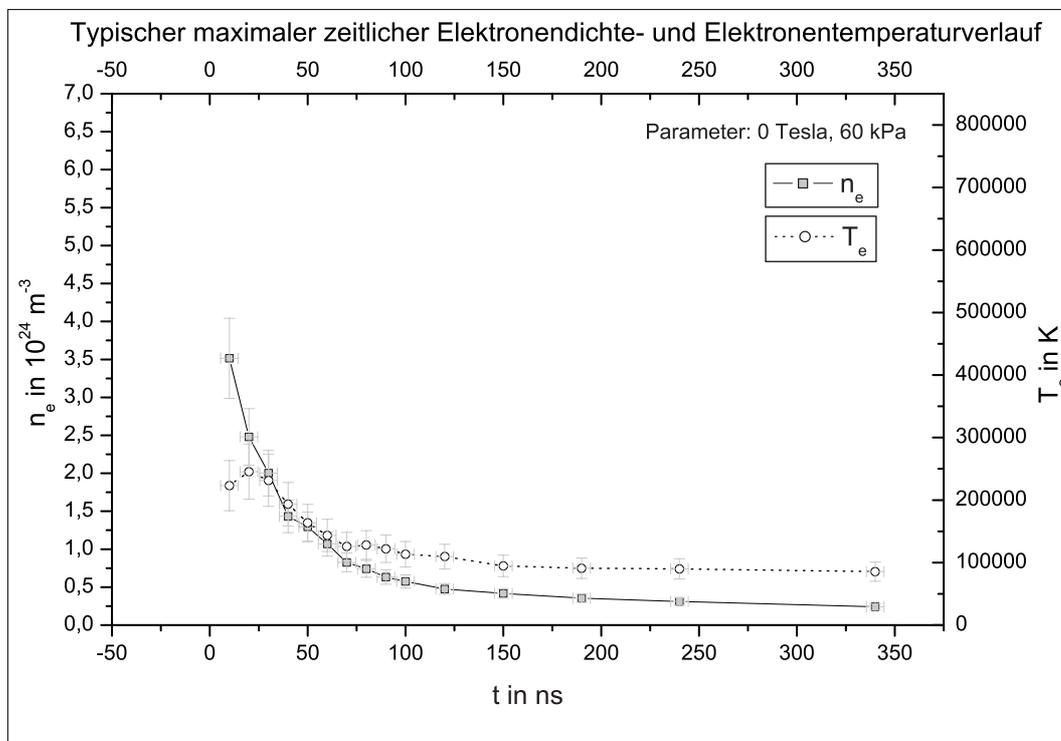


Abbildung 4.17: Maximaler zentraler Elektronendichte- und Elektronentemperaturverlauf bei 60 kPa und 0 Tesla.

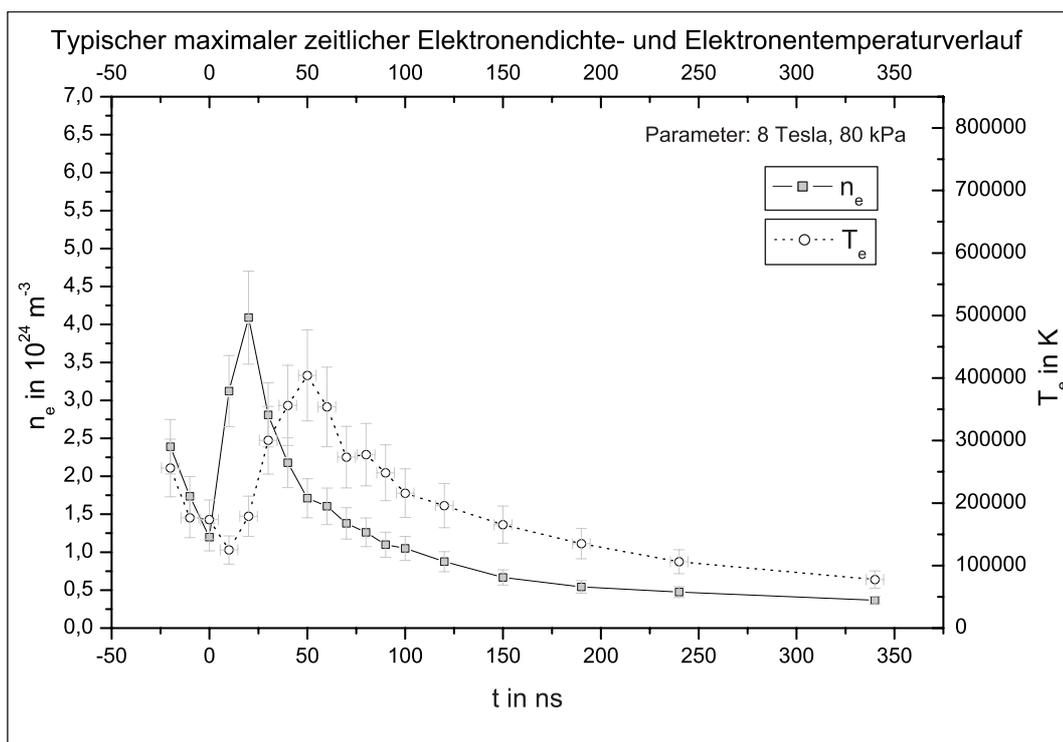


Abbildung 4.18: Maximaler zentraler Elektronendichte- und Elektronentemperaturverlauf bei 80 kPa und 8 Tesla.

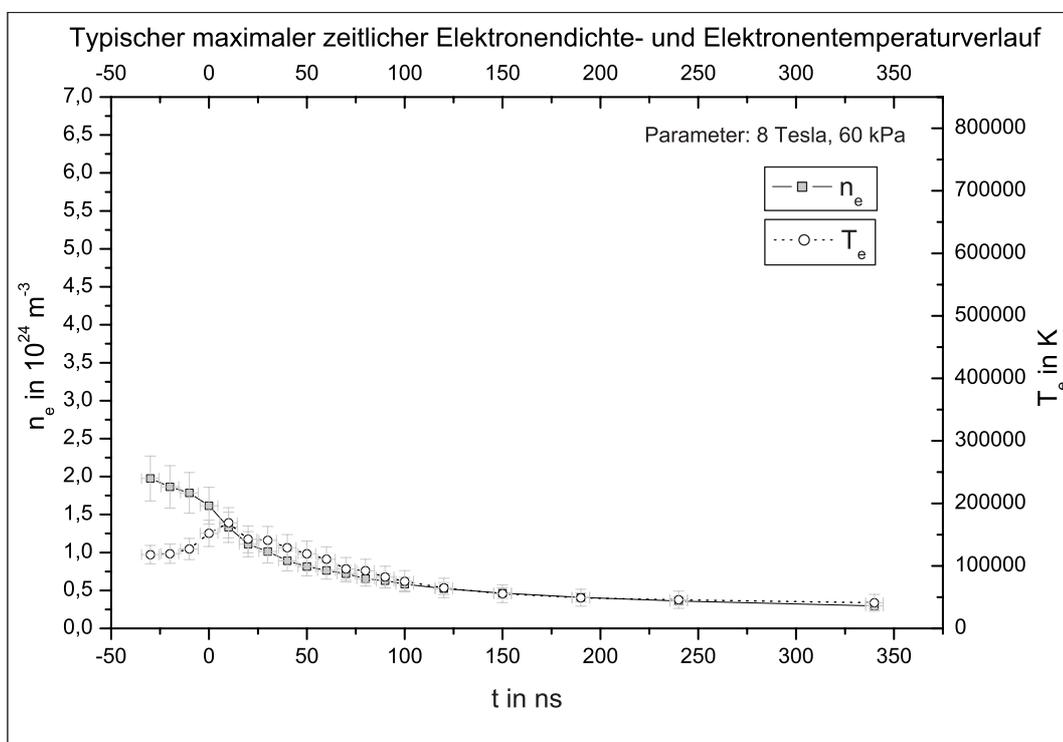


Abbildung 4.19: Maximaler zentraler Elektronendichte- und Elektronentemperaturverlauf bei 60 kPa und 8 Tesla.

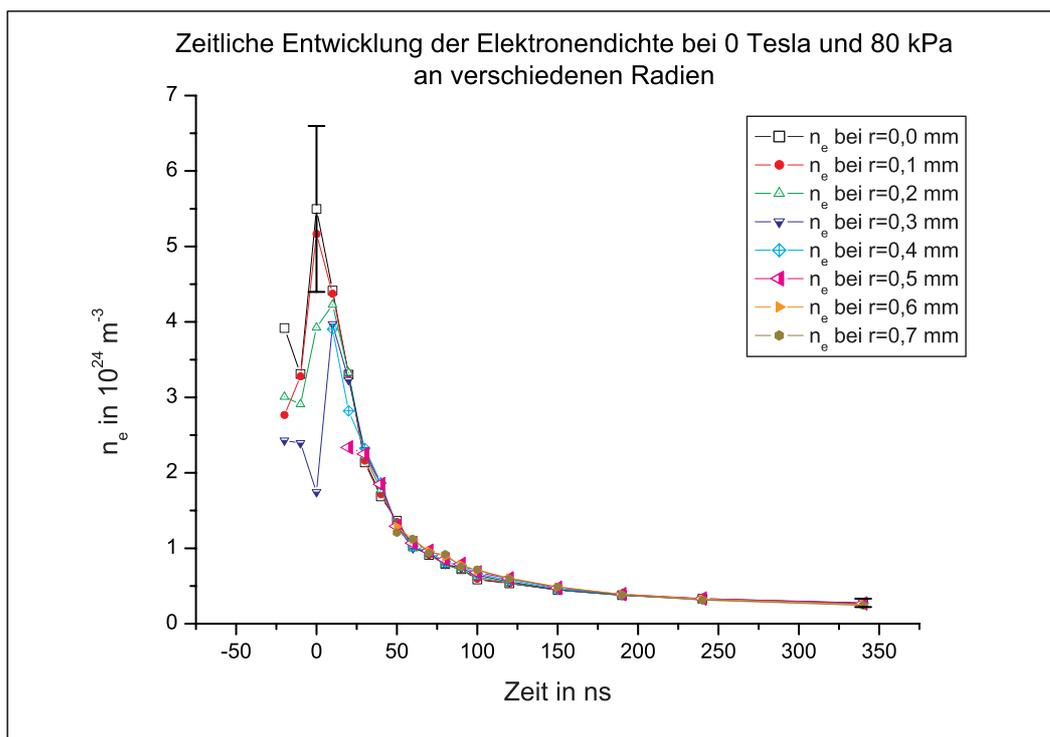


Abbildung 4.20: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte bei 0 Tesla und 80 kPa an verschiedenen Radien.

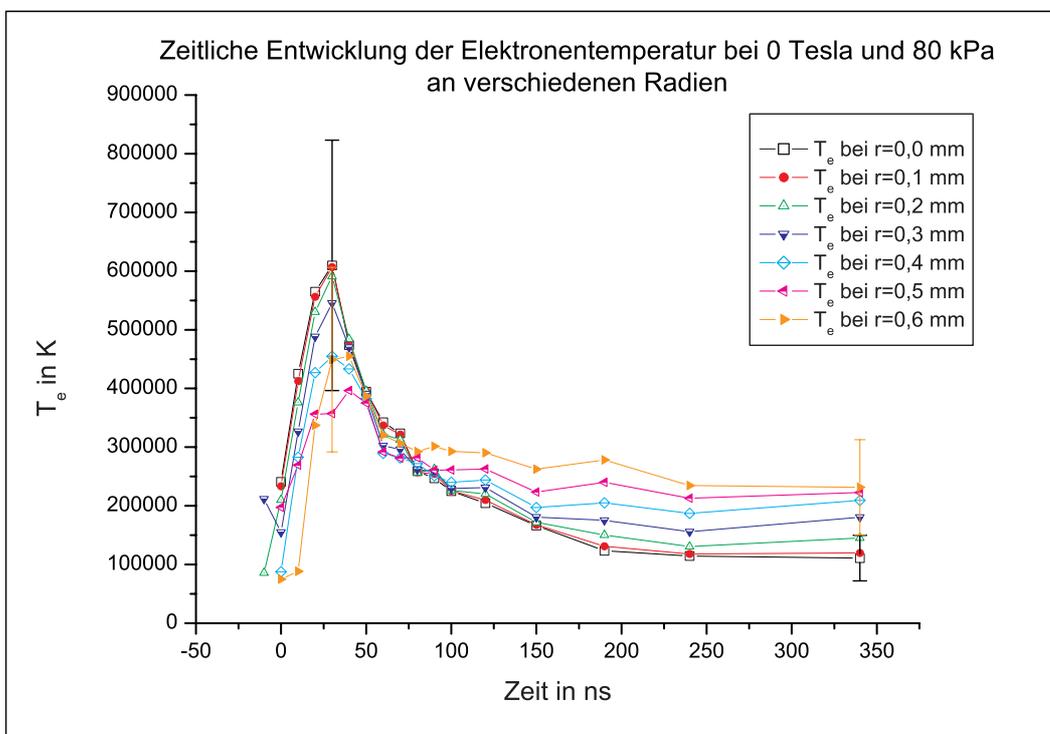


Abbildung 4.21: Zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur bei 0 Tesla und 80 kPa an verschiedenen Radien.

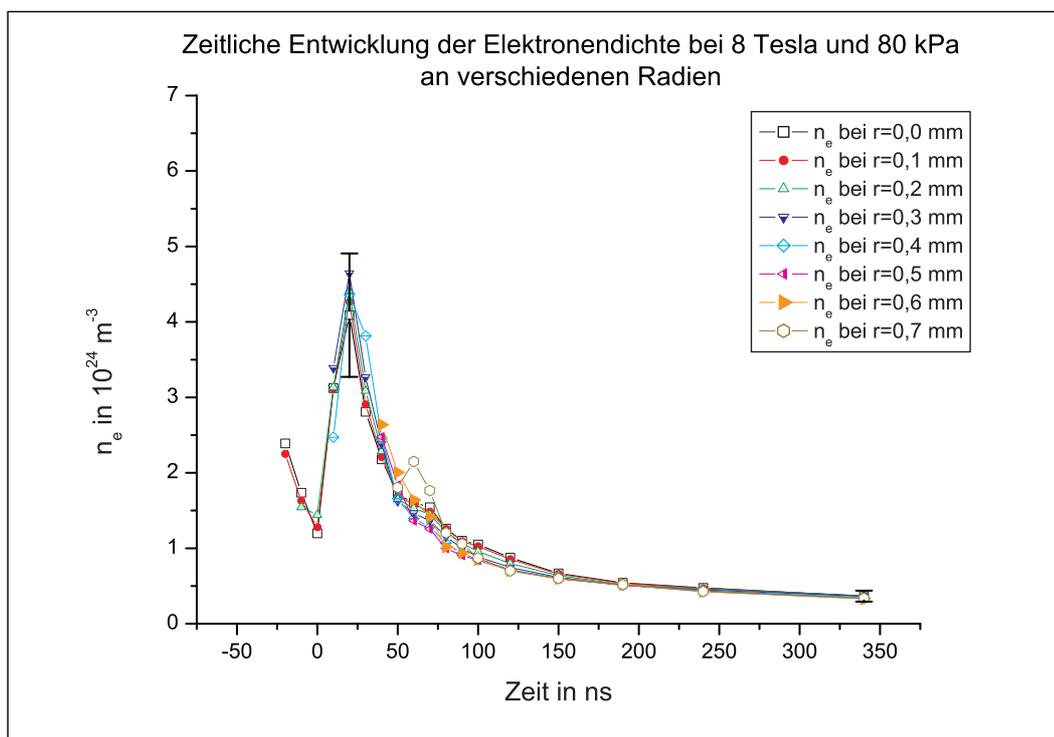


Abbildung 4.22: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte bei 8 Tesla und 80 kPa an verschiedenen Radien.

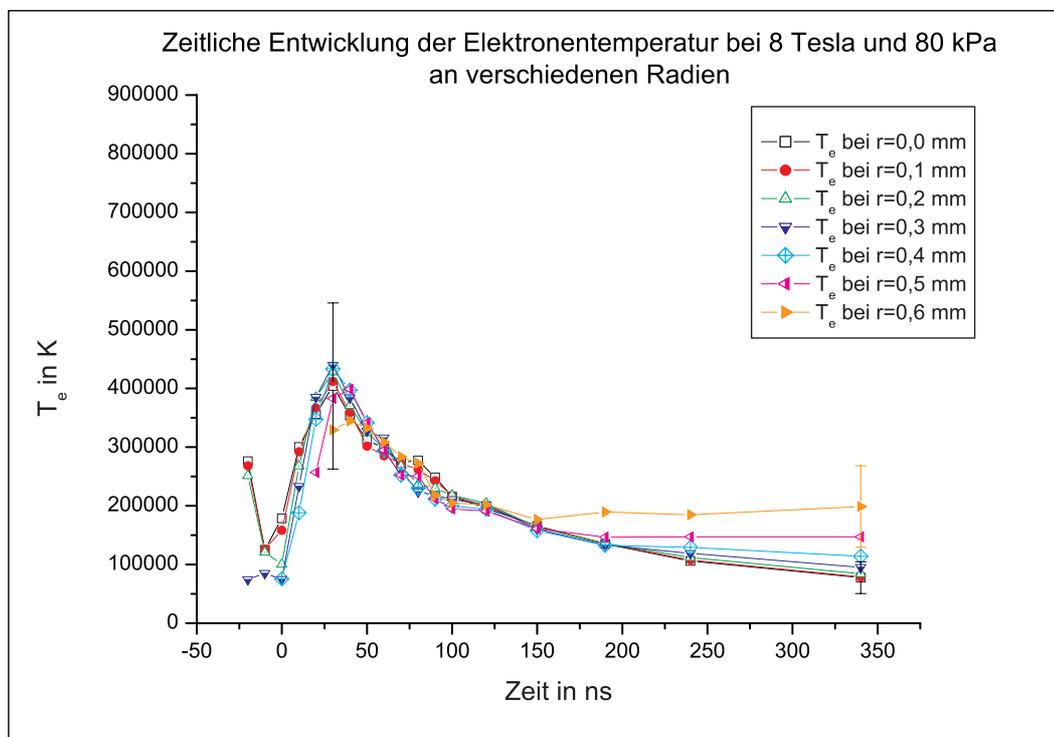


Abbildung 4.23: Zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur bei 8 Tesla und 80 kPa an verschiedenen Radien.

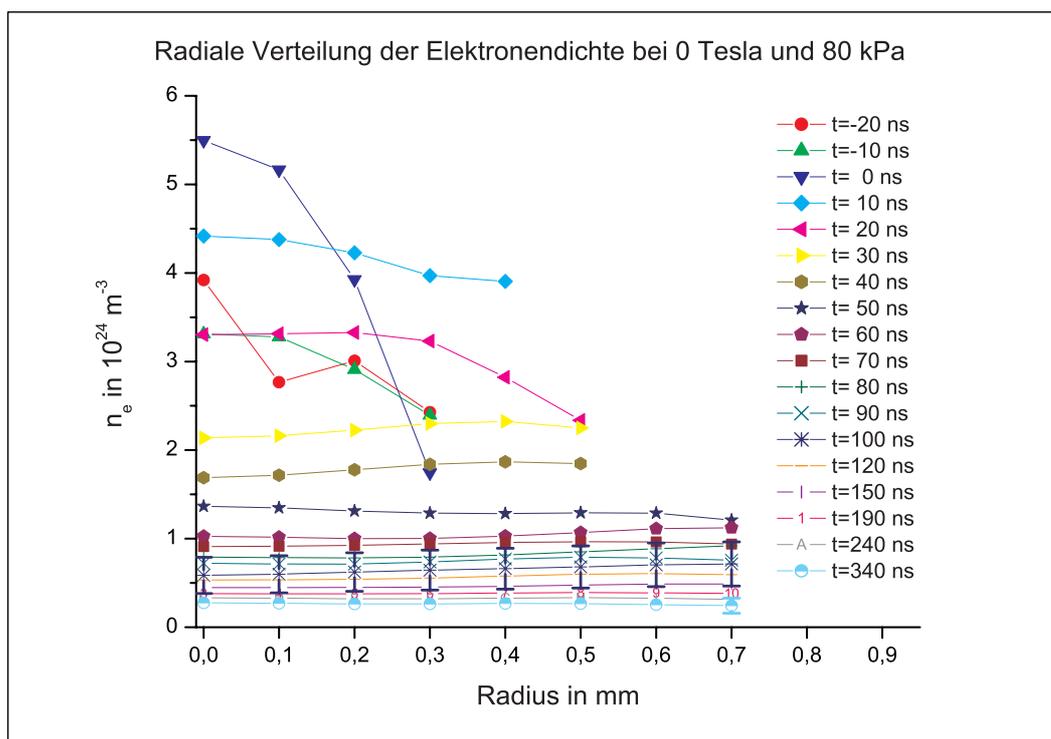


Abbildung 4.24: Radiales Elektronendichteprofil bei 0 Tesla und 80 kPa zu verschiedenen Zeiten.

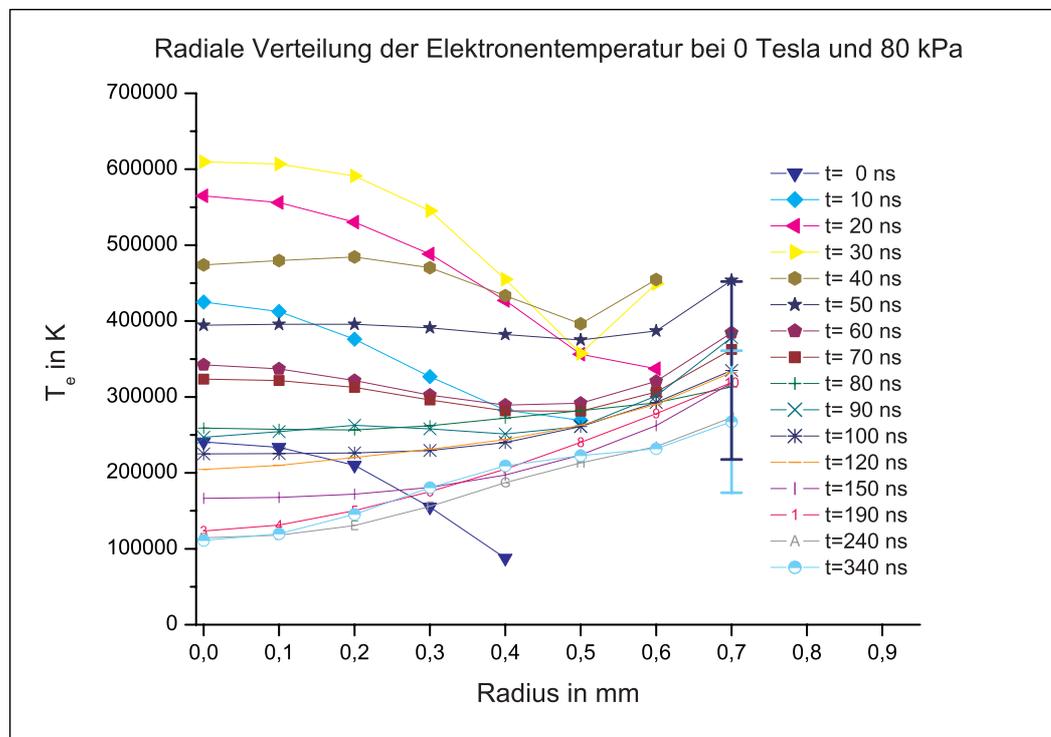


Abbildung 4.25: Radiales Elektronentemperaturprofil bei 0 Tesla und 80 kPa zu verschiedenen Zeiten.

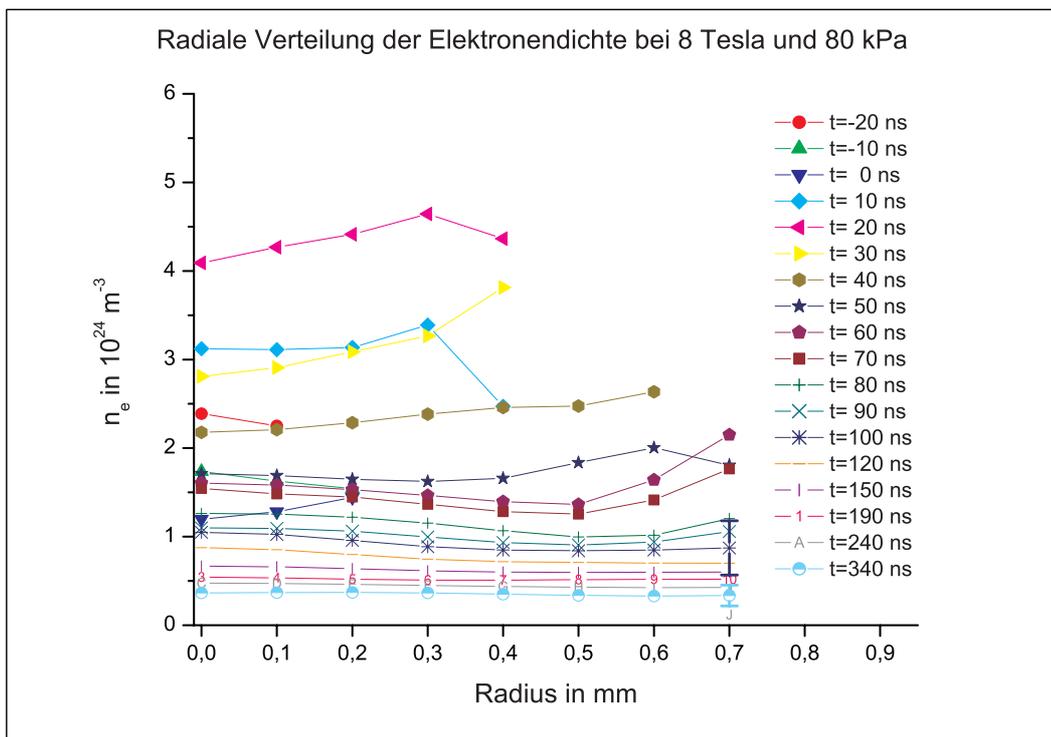


Abbildung 4.26: Radiales Elektronendichteprofil bei 8 Tesla und 80 kPa zu verschiedenen Zeiten.

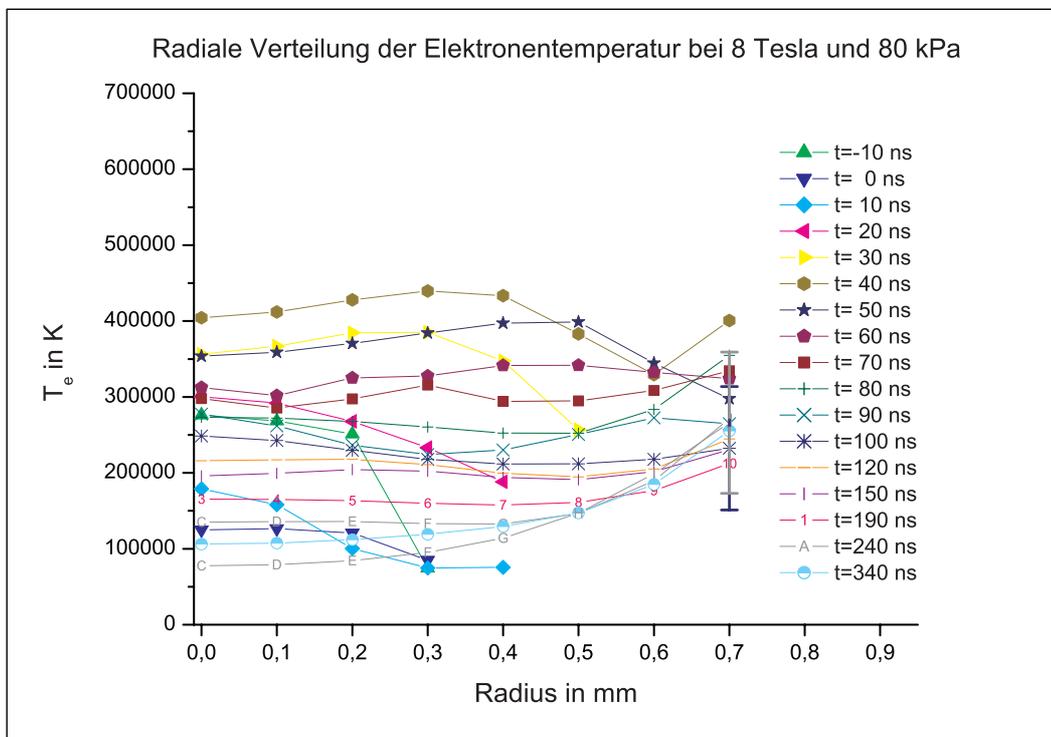


Abbildung 4.27: Radiales Elektronentemperaturprofil bei 8 Tesla und 80 kPa zu verschiedenen Zeiten.

4.2.4.3 Abkühlrate der Elektronentemperatur

Der Verlauf der Elektronentemperatur kann bei 0 Tesla vom Zeitpunkt der maximalen Elektronentemperatur an in erster Näherung durch einen exponentiellen Abfall mit einer Zeitkonstanten von 44 ns angenähert werden, wohingegen bei 8 Tesla die Zeitkonstante 62 ns beträgt. Diese Beobachtung stimmt mit Messungen von [LOT74] überein, der bei 8,73 Tesla ebenfalls eine verringerte Abkühlrate feststellte. Für die zeitliche Abnahme der Elektronendichte besteht kein signifikanter Unterschied in den Zeitkonstanten, die jeweils bei etwa 32 ns liegen.

4.2.4.4 Radiale Verteilung von Elektronendichte und Elektronentemperatur

Durch die Entabelung sind auch Aussagen über die radiale Verteilung von Elektronendichte und -temperatur möglich. In den Abbildungen 4.20 bis 4.23 sind $n_e(t)$ und $T_e(t)$ für den Druck von 80 kPa bei 0 Tesla und bei 8 Tesla für verschiedene Radien an der axialen Position 0,25 mm aufgetragen.

Die Elektronendichte nimmt bei 0 Tesla in Abbildung 4.20 zunächst radial nach außen ab, ist jedoch ab etwa 30 Nanosekunden im Rahmen der Meßgenauigkeit gleichmäßig bis 0,7 mm über den Radius verteilt. Zum Beginn des Hauptpulses kann die Elektronendichte bis zum Radius 0,3 mm bestimmt werden, größere Radien erst zehn bis zwanzig Nanosekunden später.

Die Elektronentemperatur bei 0 Tesla in Abbildung 4.21 nimmt zu Beginn des Hauptpulses ebenfalls radial nach außen hin ab, hat jedoch ab etwa 60 Nanosekunden ein nahezu konstantes Temperaturprofil und beginnt anschließend ein Hohlprofil mit nach außen zunehmender Temperatur anzunehmen. Wegen der insgesamt geringeren Dichte zu diesen späten Zeitpunkten mit einer daraus resultierenden geringeren Intensität der emittierten Kontinuumsstrahlung ergeben sich hier relativ große Fehlergrenzen. Insbesondere kann es im Randbereich zu Artefakten aus der Entabelung kommen, so daß ein tatsächliches Hohlprofil nicht sicher nachgewiesen werden kann. Der besseren Übersichtlichkeit wegen sind nur für den Zeitpunkt 340 ns die Fehlerbalken für den Radius 0,0 mm und 0,6 mm eingetragen.

Bei 8 Tesla in Abbildung 4.22 hat die Elektronendichte bereits zu frühen Zeitpunkten eine homogenere radiale Verteilung, deren Ursache in der früheren Zündung des Plasmas liegen dürfte.

Die radiale Elektronentemperaturverteilung bei 8 Tesla in Abbildung 4.23 zeigt nur ganz zu Beginn einen radialen Temperaturabfall, ist kurz nach Beginn des Hauptpulses nahezu homogen und zeigt erst nach etwa 150 ns Anzeichen eines schwächer als bei 0 Tesla ausgeprägtes Hohlprofils, das auch hier auf Artefakten beruhen könnte.

4.2.4.5 Energiebilanz und Laserpulsabsorption

In einer einfachen Abschätzung der Energiebilanz mit nur einer Teilchentemperatur T und nur Elektronen und zweifach ionisiertem Helium gilt für die in einem Plasma enthaltene Energie E :

$$E = \left(\epsilon_i \cdot n_i + \frac{3}{2} \cdot (n_e + n_i) \cdot k_B T \right) \cdot V , \quad (4.1)$$

wobei ϵ_i die Ionisationsenergie des neutralen Heliums zu zweifach ionisiertem Helium ($\epsilon_i=79 \text{ eV}=1,27 \cdot 10^{-17} \text{ J}$) und V das Volumen des Plasmas ist. Die Ionendichte n_i ist gerade die halbe Elektronendichte n_e . Für die Elektronendichte von $5,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ bei einer Elektronentemperatur von $425\,000 \text{ K}$ Zeitpunkt 10 ns in Abbildung 4.16 ist demnach bei einem als zylinderförmig angenommenem Plasmavolumen von etwa $0,3 \text{ mm}$ Länge und $0,2 \text{ mm}$ Radius, in dem diese Werte vorliegen, im Plasma die Energie von $3,9 \text{ mJ}$ enthalten. Zu diesem Zeitpunkt hatte der Vorpuls, in dessen Verlauf die Pulsabsorption erst begann, eine Pulsenergie von etwa 15 mJ und der Hauptpuls bis zu diesem Zeitpunkt etwa $1,6 \text{ mJ}$. Diese Zahlen deuten zusammen mit der Anstiegsrate von Elektronentemperatur und -dichte in der Anstiegsflanke des Hauptpulses trotz erheblicher Unsicherheit im genauen momentanen Volumen des Plasmas auf eine zumindest zeitweise sehr viel höhere Laserpulsabsorption hin, als etwa die 4% , wie sie bei Messungen mit einem TEA-CO₂-Laser von [GEO71] bestimmt wurden. Ebenfalls für eine wesentlich höhere Laserpulsabsorption spricht die Absorptionslänge von $0,89 \text{ mm}$ nach [LAX76] für die oben genannten Elektronendichten- und temperaturen, nach der auf einer Länge von $0,3 \text{ mm}$ eine momentane Laserpulsabsorption von 28% zu erwarten ist, nach Gleichung (2.47) sogar von 85% .

4.2.4.6 Vergleich der Rechnungen mit PODIUM mit den Meßergebnissen

Im folgenden sollen die Ergebnisse der Berechnungen mit dem Programm PODIUM mit den Meßergebnissen verglichen werden. Es ist zu beachten, daß die Berechnungen mit Podium mit einem Rechteckpuls bei einem Startdruck von 80 kPa durchgeführt wurden. Daher erfolgt der Vergleich mit den Messungen bei 80 kPa .

Sowohl bei 8 Tesla als auch bei 0 Tesla ergeben die Rechnungen einen sehr schnellen Anstieg der zentralen Elektronendichte innerhalb etwa einer Nanosekunde in den Bereich der kritischen Elektronendichte von 10^{25} m^{-3} und einen Abfall der Elektronendichte auf Werte unterhalb von $5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ innerhalb von drei weiteren Nanosekunden. In den Messungen hingegen ist bei 8 Tesla und bei 0 Tesla eine Anstiegszeit der Elektronendichte von etwa 20 ns zu beobachten, die durch die langsamere Anstiegszeit des Laserpulses erklärt werden kann. Zusätzlich ist vor dem eigentlichen Hauptpuls ein Abfall der Elektronendichte von einer Zündung im Vorpuls meßbar, der in den Rechnungen mit dem Rechteckpuls natürlich nicht auftreten kann.

Die absoluten maximalen Elektronendichten liegen nur etwa halb so hoch wie die berechneten Werte. Für diese Abweichung kommen neben der abweichenden Pulsform vor allem die in der Rechnung verwendete eindimensionale Geometrie in Betracht, die wegen der verschwindenden axialen Verluste und der Vernachlässigung der axialen Abhängigkeit der absorbierten Laserleistung grundsätzlich höhere Elektronendichten und Temperaturen erwarten läßt. Drei Punkte sprechen jedoch für deutlich höhere Elektronendichten in der Anfangsphase der Zündung als sie durch Messungen nachgewiesen werden konnten: erstens die abfallende Elektronendichte am Beginn der Messungen, die auf eine höhere Elektronendichte vor den ersten meßbaren Werten hindeutet, zweitens die Mittelung über zu verschiedenen Zeitpunkten im Laserpuls gezündete Plasmen und drittens die scharfen Maxima der reflektierten Laserpulse, die durch Reflexion des einfallenden Laserstrahls am Plasma mit überkritischer Elektronendichte entstanden sein können, aber nicht müssen (siehe auch Abschnitt 4.2.1). Selbst bei reproduzierbaren Einzelpulsen wären die berechneten hohen Elektronendichten, die jeweils nur über wenige Nanosekunden an einer Position auftreten, mit dem verwendeten Detektor durch die minimale Belichtungszeit von 5 ns nicht nachweisbar. Die Rechnungen liefern also eine wichtige Ergänzung zu den Messungen, indem sie auf zeitlich scharfe Maxima in der Elektronendichte hinweisen.

In der Berechnung werden für 8 Tesla sowohl etwas höhere Elektronendichten als auch deutlich höhere Elektronentemperaturen erwartet als bei 0 Tesla. In den Messungen werden hingegen bei 0 Tesla mit einer Elektronendichte von bis zu $5,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und einer Elektronentemperatur von etwas über 600 000 K höhere Werte beobachtet als bei 8 Tesla mit einer Elektronendichte von $4,1 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ und einer Elektronentemperatur von etwa 400 000 K. Dies kann auf den Einfluß des in der Berechnung nicht berücksichtigten Vorpulses und die damit verbundene frühere Zündung und Expansion des Plasmas zurückgeführt werden, in deren Folge im Hauptpuls geringere Elektronendichten erreicht werden.

Auch die radiale Elektronendichteverteilung stimmt mit den Messungen unbefriedigend überein. In der Rechnung werden mit und ohne Magnetfeld ausgeprägte Hohlprofile erwartet, die bei 8 Tesla nur in etwas geringer Ausprägung nachgewiesen werden konnten, während hingegen die Messungen bei 0 Tesla einen deutlichen radialen Abfall der Elektronendichte zeigen. Mögliche Erklärungen für diese Diskrepanz sind die Mittelung der Messungen über unterschiedliche Laserpulse sowie die abweichende Geometrie, die im Experiment einen schnelleren radialen Elektronendichteabfall erwarten läßt.

Die Berechnung läßt für 0 Tesla und 8 Tesla zu allen Zeitpunkten jeweils radial nach außen stark abfallende Elektronentemperaturprofile erwarten. Die Messungen zeigen für 0 Tesla in den ersten 40 ns ein ähnliches Verhalten, während hingegen zu späteren Zeitpunkten die Elektronentemperatur auf dem Radius annähernd homogen ist und sich schließlich sogar Hohlprofile andeuten, die im Rahmen der Meßgenauigkeit jedoch auch flach sein können. Bei 8 Tesla geht das Elektronentemperaturprofil noch früher in eine annähernd homogene Elektronentemperaturverteilung über.

Unterschiede gibt es auch im zeitlichen Verhalten der Elektronentemperatur, die in den Rechnungen im Zentrum innerhalb von ein bis zwei Nanosekunden ihren maximalen Wert annimmt, während sie in den Messungen erst nach einigen zehn Nanosekunden ihren maximalen Wert zeitlich versetzt zur Elektronendichte erreichen.

Die radialen Abmessungen des Plasmas in den Berechnungen bei 0 Tesla sind mit bis zu 1,5 mm etwa um den Faktor zweieinhalb größer als bei den Messungen, bei 8 Tesla mit bis zu drei Millimetern sogar um einen Faktor vier. Die geringere radiale Ausdehnung des vermessenen Plasmas ist zum Teil auf die Expansion auch in Richtung der Laserstrahlachse zurückzuführen, zum Teil auf die Laserpulsform. Im Experiment wurde nach Überschreiten der Laserpuls Spitze keine weitere Expansion des Plasmas beobachtet.

Für den Verlauf der Iontemperatur, der Radialgeschwindigkeit sowie der Stromdichte und der lokalen magnetische Flußdichte liegen keine Meßergebnisse vor.

Die Rechnungen mit PODIUM geben trotz der Vereinfachungen in der Symmetrie oder dem Rechteckpuls die richtige Größenordnung von Elektronendichte und Elektronentemperatur wieder. Insbesondere die radialen Profile von Elektronentemperatur und -dichte betreffend gibt es jedoch mit und ohne Magnetfeld systematische Abweichungen von den Meßergebnissen. Um die in den Rechnungen vorhergesagten kurzzeitig auftretenden sehr hohen Elektronendichten experimentell überprüfen zu können sind reproduzierbare Laserpulse und ein Detektionssystem mit verbesserter zeitlicher Auflösung erforderlich.

Für genauere Ergebnisse wäre ein verfeinertes Modell nötig, das insbesondere die Abweichungen von der tatsächlichen Geometrie und eine veränderliche lokale Absorption des Laserpulses entlang der Laserstrahlachse berücksichtigt. Darüberhinaus wären noch Verbesserungen in der numerischen Stabilität wünschenswert.

4.2.4.7 Fehlerabschätzung

Zuordnung des Zeitpunkts

Für die Zuordnung des Zeitpunkts relativ zum Laserpuls wurde ein zweiter Kanal des Pulsgenerators verwendet, der auch die Pockelszelle ansteuerte und bei dem ein variables Delay genauer als eine Nanosekunde eingestellt werden konnte. Die Länge der verwendeten Kabel, der Glasfaser und Weglängen des Lichts innerhalb der Entladungskammer und innerhalb des Spektrographen bis zum Detektor konnten auf wenige Zentimeter genau bestimmt werden, so daß sich hier eine Unsicherheit von unter einer Nanosekunde ergibt. Die Triggerschwelle der verwendeten Kameras konnte durch Variation der Pulshöhe der verwendeten Triggerpulse bestimmt werden. Da der Pulsgenerator sehr saubere Pulse liefert und die Triggerschwelle in einer steilen Anstiegsflanke liegt, kann auch hier von einer Genauigkeit und Reproduzierbarkeit von unter einer Nanosekunde ausgegangen werden. Die interne Verzögerung der verwendeten Kameras wurde experimentell ebenfalls auf et-

wa eine Nanosekunde genau bestimmt. Schließlich ist noch zu berücksichtigen, daß die minimale Belichtungszeit des verwendeten Detektors bei fünf Nanosekunden liegt. Die ermittelten Elektronendichten und -temperaturen können dem Laserpuls somit in einem Zeitfenster von etwa neun Nanosekunden Breite zugeordnet werden.

Elektronendichtebestimmung

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur wurde die Linienbreite der HeII P_α -Linie bestimmt. Der Fehler hängt somit von der Genauigkeit ab, mit der der Zusammenhang zwischen Linienbreite und Elektronendichte bekannt ist, und von der Genauigkeit, mit der diese Linienbreite bestimmt wird. Die einzelnen Theorien unterscheiden sich bis um den Faktor zwei. Die verwendete Theorie stimmt am besten mit Meßwerten unterschiedlicher Arbeitsgruppen überein, die meist weniger als 20 % davon abweichen. Zur Anfitung der Linie wurde das Lorentzprofil verwendet, mit dem vergleichbare oder sogar bessere Übereinstimmung mit den Meßdaten erreicht wurde als mit Näherungsformeln nach [GRI64] in [FRE94]. Die Unsicherheit in der Halbwertsbreite liegt, abhängig von den Plasmabedingungen, bei typisch ein bis drei Prozent. Die Elektronendichte wird somit mit einer Genauigkeit von ungefähr 20 % bestimmt.

Temperaturbestimmung

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur wurde das Verhältnis I_c der Linienstrahlung der HeII P_α -Linie zur Kontinuumsstrahlung im Bereich von 10 nm unter dieser Linie verwendet. Die Elektronentemperatur ist eine Funktion des Verhältnisses der Linienstrahlung zur Kontinuumsstrahlung, so daß nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz für den mittleren Fehler ΔT_e der Temperatur T_e gilt:

$$\Delta T_e = \frac{\partial T_e}{\partial I_c} \Delta I_c \quad (4.2)$$

Eine Untersuchung der Ableitung $\frac{\partial T_e}{\partial I_c}$ ergibt für $T_e=100\,000$ K etwa -5500 K/Wm⁻²sr, für $T_e=250\,000$ K etwa $-52\,100$ K/Wm⁻²sr und für $T_e=500\,000$ K etwa $-283\,300$ K/Wm⁻²sr. Somit sind für Temperaturen um $100\,000$ K bei gleichem Fehler ΔI_c wesentlich genauere Temperaturbestimmungen möglich als etwa bei $500\,000$ K. Auch für gleiche relative Fehler $\Delta I_c/I_c$ sind die relativen Temperaturfehler $\Delta T_e/T_e$ für $100\,000$ K geringer als für $500\,000$ K. Für Elektronendichten deutlich über 10^{20} m⁻³ hält Griem [GRI64] die theoretischen Unsicherheiten dieses Verhältnisses für komplett vernachlässigbar, so daß im Temperaturbereich von $75\,000$ K bis $500\,000$ K eine Genauigkeit des Verhältnisses von 10 % zu einer relativen Temperaturunsicherheit von weniger als 10 % führt. Bei den verwendeten hohen Drucken ist die Annahme der annähernd vollständigen zweifachen Ionisation unter ungünstigen Umständen erst ab Temperaturen deutlich über $100\,000$ K

erfüllt. Der Fehler der Annahme $n_{\text{He}^{2+}} \approx \frac{1}{2}n_e$, der direkt in das Verhältnis der Linien- zur Kontinuumsstrahlung eingeht, beträgt jedoch bei 100 000 K und einem zweifachen Ionisationsgrad von 70 % (siehe Abbildung 2.7) nur etwa 15 %. Bei den aufgenommenen Spektren bei Temperaturen unter 100 000 K, wie etwa in Abbildung 4.14, ist die Kontinuumsstrahlung im Vergleich zum thermischen Rauschen so gering, daß bereits kleine absolute Unsicherheiten im thermischen Rauschen des Detektors, etwa durch geringe Temperaturschwankungen des Detektors, zu einer erheblichen Unsicherheit führen können. Bei großen Elektronendichten wie in Abbildung 4.13 ist die HeII P_α -Linie so stark verbreitert, daß die Linienflügel nur unvollständig erfaßt werden. Bei der Anpassung der Linie kann dann ein relativ geringer Fehler in der Linienbreite die Intensität der Linie erhöhen oder erniedrigen, auf Kosten oder Zugunsten des Kontinuumsanteils. Bei den aufgenommenen Spektren dürfte daher die Unsicherheit der Elektronentemperatur je nach Temperatur und Elektronendichte eher bei etwa 20 % liegen, im Randbereich bei geringeren Dichten und Temperaturen auch bei bis 30 %, auch wenn die statistischen Fehler bei der Anpassung von Linie und Untergrund nur Fehler von wenigen Prozent vorgeben.

Weitere Fehler

Bei den bisherigen Fehlerbetrachtungen wurde nicht berücksichtigt, daß Elektronentemperatur und -dichte jeweils über mehrere tausend individuelle Pulse gemittelt wurden. Wie die Pulsabsorptionsmessungen an Einzelpulsen gezeigt haben, findet die Zündung für jeden Einzelpuls zu individuellen Zeitpunkten statt. Damit ist auch für jeden Einzelpuls ein anderer zeitlicher Verlauf von Elektronendichte und -temperatur gegeben, der bei der Mittelung nicht erfaßt wird. Insbesondere ist davon auszugehen, daß bei den einzelnen Pulsen kurzzeitig wesentlich höhere Elektronendichten und -temperaturen auftreten, als sie bei der Mittelung nachgewiesen werden konnten. Außerdem wurden die Messungen über einen Zeitraum von fünf Nanosekunden gemittelt, wobei Temperaturänderungen von bis zu 10 000 K/ns auftraten.

4.2.4.8 Vergleich mit anderen Messungen

Das in dieser Arbeit untersuchte Plasma wurde auch von Han [HAN02] spektroskopisch untersucht. Dabei kam ein Spektrograph in Seya-Namioka-Anordnung zum Einsatz, mit dem die HeII P_α -Linie sowie die im Vakuum-Ultravioletten liegende HeII Balmer- α -Linie bei 164 nm aufgenommen wurden. Da im Vakuum-Ultravioletten keine Lichtleiter zur Verfügung standen war der Spektrograph direkt hinter dem Fokussierspiegel an die Entladungskammer angeflanscht und es wurde durch eine kleine Bohrung im Zentrum des Fokussierspiegels hindurch spektroskopiert. Dadurch war keine orts aufgelöste, sondern nur eine über die gesamte Länge des Plasmas gemittelte Spektroskopie möglich. Die dabei erhaltene höhere Lichtintensität erlaubte auch zu etwas früheren Zeitpunkten eine Elek-

tronendichtebestimmung. Die auf diese Weise erhaltenen Elektronendichten sind durchweg niedriger als die bei der radial orts aufgelösten Spektroskopie erhaltenen Werte.

Die größte Elektronendichte wird von Han [HAN02] beim Druck von 60 kPa mit 0 Tesla kurz nach Beginn des Hauptpulses mit etwa $2,4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ gemessen. Beim Druck von 80 kPa und 0 Tesla werden bereits etwa 40 ns vor Beginn des Hauptpulses $1,1 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ nachgewiesen und kurz nach Beginn des Hauptpulses steigt die Elektronendichte bis auf etwa $1,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ an.

Bei den Messungen mit Magnetfeld wurden insgesamt deutlich geringere Elektronendichten bestimmt. Bei 60 kPa steigt die Elektronendichte zwar bereits 60 ns vor Beginn des Hauptpulses auf $1,2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$, erreicht aber als maximalen Wert in der Anstiegsflanke des Hauptpulses nur noch $1,4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ im Vergleich zu $2,4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ beim gleichen Druck ohne Magnetfeld. Beim Druck von 80 kPa wird die höchste Elektronendichte bereits etwa 100 ns vor Beginn des Hauptpulses mit $1,4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ erreicht. Von diesem Zeitpunkt an sinkt die Elektronendichte bis zum Beginn des Hauptpulses auf etwa $0,6 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$, um im Hauptpuls nochmals geringfügig auf $0,8 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ anzusteigen.

Die insgesamt geringeren Elektronendichten im Vergleich zu einer radial orts aufgelösten Messung können weitgehend durch die Mittelung über die gesamte Längsachse des Plasmas mit den Randbereichen geringerer Elektronendichte verstanden werden.

Die bei höherem Druck geringere Elektronendichte steht zunächst im Widerspruch zu den in den Abbildungen 4.16-4.19 und in Abschnitt 4.2.4.2 erläuterten Meßergebnissen. Eine wichtige Rolle spielt in diesem Zusammenhang die Laserpulsform, insbesondere die Größe des Vorpulses. Die Größe des Vorpulses nahm im Laufe der Zeit, vermutlich durch Alterung optischer Bauteile, geringfügig zu, was verstärkt zur Zündung bereits während des Vorpulses führte. Die Messungen von Han wurden zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt als die Messungen, deren Ergebnisse in den Abbildungen 4.16 bis 4.19 dargestellt sind. Zeitgleich mit diesen Messungen durchgeführte Meßreihen mit radialer Auflösung an einer Stelle auf der Längsachse bestätigten die Tendenz insgesamt geringerer Elektronendichten mit diesen Laserpulsen sowie abnehmender Elektronendichten bei zunehmendem Druck. Sie zeigen auch ein etwas früheres Zünden des Plasmas an, als es in der Abbildung 4.10 beobachtet werden konnte. Ein früheres Zünden im Vorpuls erklärt auch die geringeren Elektronendichten bei Verwendung des Magnetfelds von 8 Tesla, die bei beiden Messungen übereinstimmend beobachtet wurden.

Bei vorhergehenden Messungen am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Universität Düsseldorf an Laserplasmen in Helium von Freisinger [FRE94] und Niehaus [NIE93] war mit mittels einer Chopperscheibe erzeugten CO_2 -Laserpulsen ohne Vorpuls gearbeitet worden. Die Pulse hatten mit 0,8 MW eine etwa vergleichbar große Spitzenleistung, mit 160 ns eine etwa doppelt so große Halbwertsbreite und mit 155 mJ auch etwa die doppelte Pulsenergie, wurden jedoch mit einer Brennweite von 250 mm statt 25 mm fokussiert.

Die Repetitionsrate war mit 7,6 kHz etwa höher als die in dieser Arbeit verwendeten 6 kHz. Die bei einem Druck von 93 kPa erreichten Elektronendichten lagen bei bis zu $2,2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$, die Elektronentemperaturen bei bis zu 220 000 K. Messungen bei verschiedenen Drücken von 80 kPa und 93 kPa an einer festen Stelle im Plasma ergaben maximale Elektronendichten von $0,9 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ bei 80 kPa und $1,6 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ bei 93 kPa. Die maximalen Elektronentemperaturen an dieser Stelle lagen bei etwa 200 000 K bei 80 kPa und 150 000 K bei 93 kPa. Die Erhöhung des Startdrucks von 80 kPa auf 93 kPa führte also zu einer fast doppelt so hohen Elektronendichte bei einer etwas geringeren Elektronentemperatur. Im Rahmen der geringeren Zeitauflösung dieser Messungen und der größeren Pulshalbwertsbreite verlaufen Elektronendichte und Elektronentemperatur etwa in gleicher Phase, ein Nachhinken der Elektronentemperatur gegenüber der Elektronendichte ist im Gegensatz zu dieser Arbeit nicht feststellbar. Die Laserpulsabsorption lag bei etwa 50 %.

Bei Messungen mit TEA-CO₂-Lasern ähnlicher Leistungsdaten, z.B. George et al. [GEO71] mit 200 ns Halbwertsbreite, 0,25 J Pulsenergie und 1 MW-2 MW Pulsspitzenleistung wurden bei einem Druck von 75 kPa Elektronendichten knapp unter 10^{25} m^{-3} gemessen, wobei nur etwa 4 % der Pulsenergie absorbiert wurden. Teilweise wurden auch Elektronendichten im Bereich der kritischen Dichte von 10^{25} m^{-3} gemessen [GAU81]. Dies ist durch die hohe Neutralteilchendichte zu Beginn der Zündung im durch die geringe Repetitionsrate relativ kalten Gas möglich. Die niedrige Starttemperatur dürfte auch für die geringe Pulsabsorption mit verantwortlich sein.

Bei Versuchen mit einem Rubinlaser mit einer Pulsenergie von 5-10 J bei einer Brennweite von 65 mm und einem Startdruck von 48 kPa reinem Helium wurden von Braerman et al. [BRA69] über das Plasma gemittelte Elektronentemperaturen von bis zu 500 000 K und Elektronendichten von etwa $6 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ gemessen. Während die Größe des Plasmas bei [BRA69] zeitintegriert etwa ein Zentimeter lang war und einen Durchmesser von einem Zentimeter hatte und bei [FRE94] das Plasma als tropfenförmig mit einer Länge von einem Zentimeter und einem Durchmesser von fünf Millimetern angegeben wird, wobei nur in einem Kerndurchmesser von 1,5 mm ionisiertes Helium nachgewiesen werden konnte, war das Plasma in dieser Arbeit aufgrund der kleineren Brennweite und der geringeren Pulsenergie mit 3 mm Länge und 2 mm Durchmesser ohne Magnetfeld und etwa 4 mm bis 5 mm Länge bei 2 mm Durchmesser bei 8 Tesla deutlich kompakter. Auch in dieser Arbeit konnte jedoch ionisiertes Helium nur in einem Durchmesser von bis zu 1,5 mm nachgewiesen werden.

Die in dieser Arbeit gemessenen Elektronendichten und -temperaturen liegen im oberen Bereich der bei vergleichbarem Druck in Helium bei verschiedenen oben erwähnten Arbeitsgruppen gemessenen Werte, obwohl die verwendete Pulsenergie die geringste ist und mit einer hohen Repetitionsrate gearbeitet werden konnte. Hierfür sind mehrere Gründe verantwortlich. Günstig wirkte sich die gute Fokussierung mit der sehr kurzen Brennwei-

te von 25 mm auf die Stabilität und Reproduzierbarkeit bei der hohen Repetitionsrate aus, auch wenn die benötigte Zündleistung etwas anstieg gegenüber der Brennweite von 250 mm. Während bei einer Pulshalbwertsbreite von 35 ns in [FRE94] die Zündung erst in der abfallenden Pulsflanke einsetzte und Laserleistung absorbierte, so daß zu den mit der Chopperscheibe erzeugten Pulsen übergegangen wurde, erwies sich die Pulshalbwertsbreite von 76 ns mit einem Vorpuls als insgesamt günstig für die Zündung und die Absorption der Laserenergie. Eine Zündung kurz vor Beginn des Hauptpulses sorgt für eine ausreichende Elektronendichte für eine gute Laserpulsabsorption während des Hauptpulses.

Das Magnetfeld von 8 Tesla erniedrigt den Zünddruck und die benötigte Zündintensität. Dies führt zu einem früheren Zünden des Plasmas zu früheren Zeitpunkten im Vorpuls mit bereits beginnender Expansion des Plasmas. In der Anstiegsflanke des Hauptpulses hat das Plasma bereits eine größere Ausdehnung auf der Laserstrahlachse. Im Hauptpuls werden dann jedoch geringere Elektronendichten und -temperaturen erreicht.

Der Einfluß des Magnetfelds macht sich besonders gegen Ende des Hauptpulses und in der anschließenden Rekombinationsphase auch in der radialen Ausdehnung des Plasmas bemerkbar.

Ausblick

Wegen des großen Einflusses der Pulsform auf die Plasmaeigenschaften und den zeitlichen Verlauf von Elektronendichte und Elektronentemperatur ist es für zukünftige Experimente wünschenswert, einheitliche Laserpulse zu erhalten und Einfluß auf die Pulsform nehmen zu können. Da die unterschiedlichen Pulsformen in dieser Arbeit durch stochastische Überlagerung verschiedener Longitudinalmoden entstehen, ist es für einheitliche Pulse notwendig, einzelne Longitudinalmoden auswählen zu können, etwa durch ein Fabry-Pérot-Interferometer im Oszillator oder durch Modeninjektion. Die Pulslänge sollte durch Änderung der Länge des Laserresonators variiert werden können, ohne daß dabei eine neue Justage erforderlich wird. Besonders wünschenswert wäre eine bessere Unterdrückung oder gezielte Beeinflussung des Vorpulses. In der bisherigen Anordnung mit einer Pockelszelle mußte zur Unterdrückung des unerwünschten Anschwingens des Oszillators bereits die Kleinsignalverstärkung bewußt verschlechtert werden. Mit einer zweiten Pockelszelle am anderen Ende des Oszillators könnte das Anschwingen des Oszillators sicherer unterdrückt werden und es wäre ein höherer Füllfaktor des Oszillators mit deutlich höherer Leistung möglich. Die zweite Pockelszelle würde zusätzlich die Neigung des Gesamtsystems zum Anschwingen verringern. Für diese Änderungen ist jedoch eine Neukonstruktion des Oszillators nötig.

Als problematisch erwies sich die Zugänglichkeit des Laserfokus in der Magnetspule für die Diagnostik und Justage. Hilfreich wäre in diesem Zusammenhang eine Anordnung der Magnetspulen in zwei getrennten Paaren, die einen direkten seitlichen Zugang ermöglicht.

Sinnvoll wäre es auch, die Magnetspule unabhängig von der Entladungskammer und der Diagnostik von der Entladungskammer wegfahren zu können, und so innerhalb von Sekunden zwischen Messungen mit und ohne Magnetfeld wechseln zu können. Für künftige Experimente sollte auch die Verwendung von flüssigen Targets, etwa Tröpfchen, möglich sein. Neue Imaging-Spektrographen ermöglichen es mit inzwischen erhältlichen intensivierten CCDs bis zu 50 Spektren gleichzeitig aufzunehmen. Damit wäre eine wesentliche Reduzierung der Meßzeit verbunden. Die höhere Empfindlichkeit dieser CCDs bei reduziertem Rauschen läßt mit einer besseren Zugänglichkeit des Plasmas bei optimierter Abbildung Einzelschußaufnahmen zumindest in greifbare Nähe rücken. Bei besserer Zugänglichkeit wäre auch eine Erweiterung der Diagnostik, etwa durch Interferometrie, sinnvoll. Für eventuelle Anwendungen von laserproduzierten Plasmen als Strahlungsquelle im VUV- oder XUV-Bereich ist der Betrieb im Vakuum erforderlich, der bei niedrigen Repetitionsraten durch gepulsten Gaseinlaß möglich ist. Bei den hohen Repetitionsfrequenzen des verwendeten Lasers dürfte die Verwendung eines flüssigen Targets, etwa Tröpfchen oder ein Flüssigkeitsstrahl, wie sie in mehreren Arbeitsgruppen bei geringeren Repetitionsraten mit anderen Lasern erfolgreich eingesetzt wurden, am erfolgsversprechendsten sein [RYM93], [MAL96], [MOU98], [BER98].

Kapitel 5

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein vorhandener CO₂-Laser für die Erzeugung von laserproduzierten Plasmen optimiert und die damit erzeugten Plasmen in einem Magnetfeld von bis zu 8 Tesla spektroskopisch untersucht. Der Laser bestand aus einem Oszillator mit nachgeschaltetem Hochleistungsverstärker. Die Halbwertsbreite der Pulslänge wurde durch eine Verlängerung des Oszillators von 35 ns auf etwa 76 ns vergrößert und damit ein verbessertes Zündverhalten erreicht. Das Anschwingen des Lasersystems zwischen dem Oszillatortendspiegel am einen Ende und dem Plasma am anderen Ende konnte durch eine optische Entkopplung von Oszillator und Verstärker mit einer schnellaufenden Chopperscheibe im Fokus eines Aufweitungsteleskops unterdrückt werden. Durch Änderung der in den Verstärker eingespeisten Mikrowellenleistung und des Betriebsdrucks des Lasergases konnte die Ausgangsleistung des Verstärkers erhöht werden. Der Laser hatte eine Repetitionsrate von 6 kHz, eine Pulsenergie von 80 mJ, eine Halbwertsbreite des Hauptpulses von etwa 80 ns, eine mittleren Spitzenleistung im Hauptpuls von etwa 0,5 MW und einen ausgeprägten Vorpuls mit etwa 0,2 MW Spitzenleistung bei der Wellenlänge von 10,6 μm. Zur Erzeugung der Plasmen wurde der Laserstrahl mit einem Parabolspiegel der Brennweite $f=25$ mm fokussiert. In Helium kann damit ab einem Druck von 45 kPa eine gepulste optische Entladung erzeugt werden. Ein Magnetfeld der Flußdichte 8 Tesla verringert den benötigten Druck auf etwa 30 kPa. Bei höheren Drücken wandert der Zeitpunkt der Zündung durch das Magnetfeld vom Hauptpuls in den Vorpuls. Über die Halbwertsbreite der HeII P_α-Linie und das Verhältnis dieser Linie zur Kontinuumsstrahlung unter der Linie wurde die Elektronendichte und -temperatur des Plasmas spektroskopisch bestimmt. Bei einem Heliumdruck von 80 kPa steigt die Elektronendichte auf bis zu $5,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ an und es werden Elektronentemperaturen bis zu 600 000 K erreicht. Die Intensität des Vorpulses beeinflusst den Zeitpunkt der Zündung und den Verlauf von Elektronendichte und -temperatur wesentlich. Ein frühes Zünden im Vorpuls, wie es bei einem äußeren Magnetfeld von 8 Tesla auftritt, führt zu einer frühen Expansion des Plasmas mit geringerer Dichte und kleineren Temperaturen im Hauptpuls. Ein sehr spätes Zünden im Haupt-

puls, etwa bei geringem Druck, führt ebenfalls zu einer geringen Laserpulsabsorption und ebenfalls geringeren Elektronendichten und -temperaturen. In dieser Arbeit nahm die maximale Elektronendichte und -temperatur mit abnehmendem Druck und zunehmendem Magnetfeld ab. Bei einer höheren Intensität des Vorpulses kann sich die Druckabhängigkeit bei insgesamt geringeren Elektronentemperaturen jedoch auch umkehren. Das Magnetfeld erniedrigte nicht nur den benötigten Zünddruck und verschob den Zünddruck zu früheren Zeitpunkten, sondern beeinflusste in der Anstiegsflanke des Hauptpulses und vor allem in der Rekombinationsphase die Form des Plasmas und führte zu einer Elongation auf der Laserstrahlachse. Die radiale Verteilung von Elektronendichte und Elektronentemperatur über den Querschnitt wird mit Magnetfeld homogener. Berechnungen mit dem Programm PODIUM, das eine radialsymmetrische optische Entladung berechnet, geben Elektronendichte und Elektronentemperatur des Plasmas in der richtigen Größenordnung wieder, weisen aber vor allem in der radialen Abhängigkeit von Elektronendichte und Temperatur systematische Abweichungen auf.

Literaturverzeichnis

- [ASK72] G.A. ASKAR'YAN, S.D. KAĬTMAZOV, AND A.A. MEDVEDEV:
Light Flash from a "Stron" Shock Wave of a Laser Spark. The Effect of a Strong External Magnetic Field
Sov. Phys. JETP **35**, 487-489 (1972)
- [BAS78] STANLEY BASHKIN AND JOHN O. STANEV, JR.:
Atomic energy levels and Grotrian diagrams 1, hydrogen I-phospor XV
North-holland/american elsevier (1978)
- [BEC78] R. BECKER:
Theorie der Wärme
Springer, Berlin (1978)
- [BER66] H.F. BERG:
Plasmaeffekte an einer ionisierten Heliumlinie
Z. Physik **191**, 503-506 (1966)
- [BER81] L. BERGMANN:
Bergmann-Schäfer · Lehrbuch der Experimentalphysik, Band IV, Teil 2, Aufbau der Materie
Walter de Gruyter · Berlin · New York · (1981)
- [BER98] M. BERGLUND, L. RYMELL, AND H.M. HERTZ:
Cryogenic liquid-jet target for debris-free laser-plasma soft x-ray generation
Rev. Sci. Instrum. **69(6)**, 2361-2364 (1998)
- [BET77] H.A. BETHE, E.E. SALPETER:
Quantum Mechanics of One and Two-Electron Atoms
Plenum Publishing Corporation (1977)
- [BIB60] L.M. BIBERMAN AND G.E. NORMAN:
On the Calculation of Photoionisation Absorption
Optics and Spectroscopy, 230-232 (1960)

- [BIE93] U. BIELESCH, M. BUDDE, J. EHLBECK, B. FREISINGER, X. LUO, J.H. SCHÄFER, J. STAŃCO, J. UHLENBUSCH, W. VIÖL:
Plasmastrahlquellen: Experimentelle und theoretische Behandlung eines gepulsten Mikrowellenplasmas am Beispiel einer CO₂-Laserentladung.
Abschlußbericht zum F&E-Vorhaben 13 N5721 2
Universität Düsseldorf (1993)
- [BIE99] U. BIELESCH:
Laserstrahlschneiden von Metallen mit Hochleistungs-CO₂-Laserpulsen hoher Repetitionsfrequenz
Dissertation, Universität Düsseldorf (1999)
- [BRA65] S.I. BRAGINSKII:
Transport Processes in a Plasma
Reviews of Plasma Physics **1**, 205-311 (1965)
- [BRA69] W.F. BRAERMAN, C.R. STUMPFEL AND H.-J. KUNZE:
Spectroscopic Studies of a Laser-Produced Plasma in Helium
J. Appl. Phys. **40**, 2549-2554 (1969)
- [BRA83] B.H. BRANSDEN AND C.J. JOACHAIN:
Physics of atoms and molecules
Longman Scientific & Technical, Hong Kong (1983)
- [BRU68] J. BRUNETEAU, E. FABRE, H. LOMAIN, AND P. VASSEUR:
Expansion dans un champs magnetique d'un plasma créé par irradiation laser de solide
Phys. Lett. **28A**, 84 (1968)
- [BRY91] B.A. BRYUNETKIN, L. KARPIŃSKI, M. MROCKOWSKI, I.YU. SKOBELEV, A.YA. FAENOV:
Population inversion of the levels of the hydrogen-like F IX ion in a recomining laser plasma compressed in a strong magnetic field
Sov. J. Quantum Electron. **21**(8), 909-912 (1991)
- [BRY92] B.A. BRYUNETKIN, U.SH. BEGIMKULOV, V.M. DYAKIN, G.A. KOLDASHOV, S.N. PRIYATKIN, A.YU. REPIN, E.L. STUPITSKIÏ, AND A.YA. FAENOV:
Laser plasma expansion in a magnetic field
Sov. J. Quantum Electron. **22**(3), 223-226 (1992)

- [BUD95] M. BUDDE:
Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Lichtemission einer gepulsten optischen Entladung vom sichtbaren Spektralbereich bis ins Vakuum-Ultraviolett
Dissertation, Universität Düsseldorf (1995)
- [CAP72] F. CAP:
Einführung in die Plasmaphysik, I. Theoretische Grundlagen
Vieweg, Braunschweig (1975)
- [CAR83] C. CARLHOFF:
Spektroskopische und interferometrische Untersuchungen an einer kontinuierlichen optischen Entladung bei hohem Druck
Dissertation, Universität Düsseldorf (1983)
- [CHA68] R.W. CHAN, C. DEMICHELIS AND B. KRONAST:
Laser-Produced Sparks in a 200-kG Magnetic Field
J. Appl. Phys. **13** 202 (1968)
- [CHA73] C.H. CHAN, C.D. MOODY, W.B. MCKNIGHT:
Significant loss mechanisms in gas breakdown at 10,6 μ
J. Appl. Phys. **44** 1179-1188 (1973)
- [CHA89] J.C.A. CHAIMOWICZ:
Lightwave Technology, An Introduction
Butterworth & Co. LTD, London (1989)
- [COH72a] D.R. COHN, C.E. CHASE, W. HALVERSON AND B. LAX:
Magnetic-Field-Dependent Breakdown of CO₂-Laser-Produced Plasma
Appl. Phys. Lett. Vol. **20**, No. 6, 225-227 (1972)
- [COH75] D.R. COHN, M.P. HACKER, B. LAX, AND W. HALVERSON:
Effects of pressure and magnetic fields upon physical processes in laser-induced gas breakdown
J. Appl. Phys. **46**, **2**, 668-675 (1975)
- [DEV68] R.S. DEVOTO, C.P. LI:
Transport coefficients of partially ionized helium
J. Plasma Physics **2(1)**, 17-32 (1968)
- [DIV01] D.A. DIVER:
A plasma formulary for physics, technology and astrophysics
Wiley-VCH, Berlin (2001)

- [DRA65] H.W. DRAWIN:
Data For Plasmas In Local Thermodynamical Equilibrium
Gauthier Villars, Paris (1965)
- [DYA97] V.M. DYAKIN, A.I. MAGUNOV, T.A. PIKUZ, I.YU. SKOBELEV, A.YA. FAENOV, T. PISARCZYK, A. KASPERCZUK, J. WOŁOWSKI, E. ZIELIŃSKA:
Observation of the characteristics of laser-plasma expansion in a strong transverse magnetic field on the basis of x-ray emission spectra
Quantum Electronics **27**(11) 988-991 (1997)
- [ECK56] G. ECKER UND W. WEIZEL:
Zustandssumme und effektive Ionisierungsspannung eines Atoms im Inneren des Plasmas
Ann. Phys. Leipzig **17**, 126-140 (1956)
- [ECK66] G. ECKER AND W. KRÖLL:
Degree of ionisation in a plasma in equilibrium
Z. Naturforsch. **21a**, 2023 (1966)
- [EDW65] D.F. EDWARDS, M.M. LITVAK:
Recombination Mechanism for Laser-Produced Discharges in Argon
Bull. Am. Phys. Soc. **10**, 73 (1965)
- [EGB98] A. EGBERT, D.M. SIMANOWSKII, B.N. CHIKOV AND B. WELLEGEHAUSEN:
Optically field-ionized He-plasmas
Phys. Rev. E **56**(6), 7138-7145 (1998)
- [EIN74] D. EINFELD:
Diagnostik von Heliumplasmen unter besonderer Berücksichtigung der Kontinuumsstrahlung
Dissertation, TU Berlin (1974)
- [FAE95] A. FAENOV, V. DYAKIN, A. MAGUNOV, T. PIKUZ AND I. SKOBELEV:
Using X-ray Spectroheliograph Technique for Investigation of Laser-produced Plasma under Interaction with Strong Magnetic Field
Physica Scripta. Vol. 53, 591-596 (1996)
- [FLE84] C. FLEURIER AND P. LEGALL:
Shift of the HeII P_α line in high density plasmas
J. Phys. B: At. Mol. Phys. **17**, 4311-4322 (1984)
- [FRE94] B. FREISINGER:
Entwicklung eines mikrowellenangeregten Verstärkers zur Erzeugung gepulster

- optischer Entladungen hoher Repetitionsrate*
Dissertation, Universität Düsseldorf (1994)
- [FRE90] B. FREISINGER, M. PAULS, J.H. SCHÄFER, J. UHLENBUSCH:
High Power CO₂ Laser Excited By 2,45 GHz Microwave Discharges
8th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers ed. M. Orza
Proc. SPIE 1397 311-317 (1990)
- [FRO89] H. FROWEIN:
Aufbau und Optimierung eines Hochleistungs-CO₂-Lasers mit Mikrowellenanregung
Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (1989)
- [FUS92] G. FUSSMAN:
Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen
Habilitationsschrift, Universität Augsburg (1992)
- [GAR90] C. GARTHE:
Optimierung eines axial angeströmten CO₂-Lasers mit Mikrowellenanregung bei hohen Leistungsdichten
Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (1990)
- [GAU81] J.-C. GAUTHIER, J.-P. GEINDRE, C. GOLDBACH, N. GRANDJOUAN AND G. NOLLEZ:
Stark Broadening of HeI-Lines in a CO₂ laser produced plasma
J. Phys. B At. Mol. Phys. **14**,2099-2109 (1981)
- [GAW88] A. GAWRON, S. MAURMANN, F. BÖTTCHER, A. MECHLER AND H.-J. KUNZE:
He II P_α Stark-broadening and intensity ratio of C IV and C III lines calibrated with Thomson scattering for high density plasma diagnostics
Phys. Rev. A **38(9)**, 4737-4742 (1988)
- [GAW89] A. GAWRON, J.D. HEY, X.J. XU AND H.-J. KUNZE:
Stark shift of the HeII P_α-Line in a dense plasma
Phys. Rev. A **40(12)**, 7150-7157 (1989)
- [GEI80] J.P. GEINDRE, J.C. GAUTHIER AND N. GRANDJOUAN:
A study of shock and ionisation waves in laser gas-breakdown using near resonant absorption of nanosecond tunable-laser light
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **13**, 601-613 (1973)

- [GEL73] S. GELTMAN:
Free-Free Radiation In Electron-Neutral Atom Collisions
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **13**, 601-613 (1973)
- [GEO71] E.V. GEORGE, G. BEKEFI, AND B. YA'AKOBI:
Structure of the Plasma Fireball Produced by a CO₂-Laser
Phys. Fluids **14**, 2708-2713 (1971)
- [GER99] F.H. VOGEL:
Gerthsen Physik
Springer · Berlin · Heidelberg · New York, 20. Auflage (1999)
- [GHA98] A. GHATAK, K. THYAGARAJAN:
Introduction to fiber optics
Cambridge university press, Cambridge (1998)
- [GOL98] R.J. GOLDSTON, P.H. RUTHERFORD
Plasmaphysik
Vieweg · Braunschweig · Wiesbaden (1998)
- [GRE76] R.L. GREENE:
Stark Broadening of the 1640- and 4686 Å lines of ionized helium
Phys. Rev. **A 14(4)**, 1447-1451 (1976)
- [GRE95] F. GREMME:
*Vorrichtung zur optischen Entkopplung des CO₂-Laser-Oszillator-Verstärker
Systems „MIDAS“*
Diplomarbeit, Düsseldorf (1995)
- [GRI61] H.R.GRIEM AND K.Y.SHEN:
*Stark Broadening of Hydrogen and Hydrogenic Neutral and Ionized Helium
Lines in a Plasma*
Phys. Rev. **122(5)**, 1490-1496 (1961)
- [GRI64] H.R. GRIEM:
Plasma Spectroscopy
Academic Press, New York (1964)
- [GRI74] H.R. GRIEM:
Spectral Line Broadening by Plasmas
Academic Press New York (1974)

- [GRI83] H.R. GRIEM:
Shifts of ionized-helium lines from electron collisions in dense plasmas
Phys. Rev. A **27(5)**, 2566-2576 (1983)
- [GÜN70] H. GÜNDEL:
Zustandssumme und effektive Ionisierungsspannung eines Atoms im Plasma und Möglichkeiten ihrer experimentellen Überprüfung. Teil I
Beitr. Plasmaph. **10**, 455 (1970)
- [HAK96] H. HAKEN, H.C. WOLF:
Atom- und Quantenphysik
Springer-Verlag, Berlin 6. Auflage (1996)
- [HAN97] S.-C. HAN:
Calculation of Output Beam of CO₂-Laser and Optimization of Beam Delivery System
Diplomarbeit, Düsseldorf (1997)
- [HAN02] S.-C. HAN:
Optimization of Microwave-Excited CO₂ Laser System and Generation of Pulsed Optical Discharges in Strong Magnetic Fields
Dissertation, Düsseldorf (2002)
- [HAS82] S. HASHIMOTO:
Stark Shifts of Ionized Helium Lines
Journal of the Physical Society of Japan **51(5)**, 1613-1619 (1982)
- [HIN83] F.L. HINTON:
Collisional Transport in Plasma,
in Hrsg. M. ROSENBLUTH AND A. A. GALEEV:
Handbook of Plasma Physics, Vol. 1,
North Holland Publishing Company, Amsterdam (1983)
- [HUG75] T.P. HUGHES:
Plasma and Laser Light
Adam Hilger, The Institute of Physics, Bristol, England (1975)
- [HUB94] J.D. HUBA:
NRL Plasma Formulary
Naval Research Laboratory, Washington DC (1994)
- [JAN87] R.K. JANEV, W.D. LANGER, K. EVANS, D.E. POST:
Elementary Processes in Hydrogen-Helium-Plasmas, Cross Sections and Rate

Coefficients

Springer Series on Atoms and Plasmas, Volume 4, Berlin (1987)

- [JOH67] R.R. JOHNSTON:
Free-Free Radiative Transitions- A Survey of Theoretical Results
J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer **7**, 815-835 (1967)
- [KAG00] K. KAGAWA, T.J. LIE, R. HEDWIG, S.N. ABDULMAJID, M.M. SULIYANTI,
H. KURNIAWAN:
*Subtarget Effect on Laser Plasma Generated by Transversely exited CO₂ Laser
at Atmospheric Gas Pressure*
JPN. J. APPL. PHYS. PT., 1 MAY 2000, **39 (5A)**, 2646-2646 (2000)
- [KAI71] S.D. KAÏTMAZOV, A.A. MEDVEDEV AND A.M. PROKHOROV:
Effect of a 400-kOe magnetic field on a laser-spark plasma
JETP Lett. **14**, 208 (1971)
- [KAI78] S.D. KAÏTMAZOV, E.I. SHKLOVSKIÏ:
Laser-produced plasma in a strong magnetic field
Sov. J. Plasma Phys. **4**(1), Jan.-Feb. (1978)
- [KAS96] A. KASPERCZUK, R. MIKLASZEWSKI AND T. PISARCZYK:
*Influenc of the Illumination Characteristics on the Laser Plasma Dynamics in
a Strong Axial Magnetic Field*
Physica Scripta. Vol. 54, 636-696 (1996)
- [KEG98] W.H. KEGEL:
Plasmaphysik, Eine Einführung
Springer-Verlag · Berlin · Heidelberg · (1998)
- [KEP72] P.C. KEPPLER:
*Improved Stark-Profile Calculation for the HeII Lines at 256, 304, 1085, 1216,
1640, 3203 and 4686 Å*
Phys. Rev. **A 6**(1), 1-9 (1972)
- [KIH63] T. KIHARA, O. AONO, Y. ITIKAWA:
Unified Theory of Relaxations in Plasmas, II Applications
J. Phys. Soc. J., Vol. **18** No. 7, 1043-1050 (1963)
- [KIM89] D. KIM, C.H. SKINNER, A. WOUTERS, E. VALEO, D. VOORHEES AND S.
SUCKEWER:
Soft-X-Ray amplification in lithiumlike Al XI (154 Å) and Si XIII (129 Å)
J. Opt. Soc. America, **B 6**, 115-125 (1989)

- [KNE95] F.K. KNEUBÜHL, M.W. SIGRIST:
Laser
B.G. Teubner, Stuttgart (1995)
- [KOB89] R. KOBILAROV, N. KONJEVIĆ AND M.V. POPOVIĆ:
Influence of ion dynamics on the width and shift of isolated HeI lines in plasmas
Phys. Rev. **A40**, 3871-3879 (1989)
- [KOR72] M. KORTEN:
Berechnung einiger Spektrallinien der 2. Lyman-Serie des einfach ionisierten Helium
Dissertation, RWTH Aachen (1972)
- [KRA85] E. KRAMETZ:
Experimentelle und theoretische Untersuchungen des Temperatur- und Strömungsfeldes einer optischen Entladung
Dissertation, Universität Düsseldorf (1985)
- [KRI67] H. KRIENER UND D. SCHLÜTER:
Der kontinuierliche Absorptionskoeffizient von Helium und Lithium
Z. Astrophys. **67**, 165-167 (1967)
- [KUN71] H.-J. KUNZE:
Collisional Ionisation Rates for Lithium- and Beryllium-like Ions
Phys. Rev. **A 3**, 3, 937-941 (1971)
- [KUN89] H.-J. KUNZE:
Emissionsspektroskopie
in: J. WINTER ED.
Moderne Probleme der Plasmaphysik
1. IPP-Ferienkurs, 293-317, FZ Jülich (1989)
- [KUC89] H. KUCHLING:
Taschenbuch der Physik
Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 12. Auflage (1989)
- [LAX50] B. LAX, W.P. ALLIS, S.C.BROWN:
Effect of magnetic field on microwave breakdown
J. Appl. Phys. **21**, 1297 (1950)
- [LAX73] B. LAX, D.R. COHN:
Cyclotron resonance breakdown with submillimeter lasers
Appl. Phys. Lett. **23**, 363 (1976)

- [LAX76] B. LAX, D.R. COHN:
Laser Interaction with Plasmas in Magnetic Fields, in:
Principles of Laser Plasmas
edited by GEORGE BEKEFI
John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto (1976)
- [LEL92] V.M. LELEVKIN, D.K. OTORBAEV, D.C. SCHRAM:
Physics of Non-Equilibrium Plasma
North-Holland Publishers, Amsterdam (1992)
- [LOC68] W. LOCHTE-HOLTGREVEN ED.:
Plasma Diagnostics
North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)
- [LOT74] N. LOTTER, G. RAFF, D. COHN AND W. HALVERSON:
Effect of a magnetic field upon plasmas by laser-induced gas breakdown
J. Appl. Phys. **45**, 97 (1974)
- [MAC95] A.J. MACKINNON:
The interaction of picosecond and subpicosecond laser pulses with gases and plasmas
Ph.D., Imperial College, London (1995)
- [MAK64] P.D. MAKER, R.W. TERHUNE AND C.M. SAVAGE:
Proc. 3rd Int. Conf. on Quantum Electronics
(eds. P. Grivet and N. Bloembergen).
Rev. Sci. Instrum. **67**(12), 4150-4153 (1996)
- [MAL96] L. MALMQVIST, L. RYMELL, M. BERGLUND, AND H.M. HERTZ:
Liquid-jet target for laser-plasma soft x-ray generation
Columbia Univ. Press, New York (1964)
- [MAN65] S.L. MANDEL'SHTAM, P.P. PASHININ, A.V. PROKHINDEEV, M. PROKHOROV AND N.K. SUKHODREV:
Study of the „Spark“ produced in air by focused laser radiation
Sov. Phys.-JETP **20**(4), 1344-1346 (1965)
- [MAR96] W.C. MARTIN AND W.L. WIESE:
Atomic Spectroscopy, in:
G.W.F. DRAKE:
Atomic, Molecular and Optical Physics Handbook
AIP Press, Woodbury, NY (1996)

- [MCW65] R.W.P. MCWHIRTER:
Spectral Intensities, in:
R.H. HUDDLESTONE (HRSG.):
Plasma Diagnostic Techniques, 201-264
Academic Press, New York (1965)
- [MEE78] C.G. MORGAN, in:
J.M. MEEK AND J.D. CRAGGS:
Electrical Breakdown of Gases
John Wiley & Sons, Ltd. (1978)
- [MIN64] R.W. MINCK
Optical Frequency Electrical Discharges in Gases
J. Appl. Phys. **35**, 252 (1964)
- [MOU98] L.C. MOUNTFORD, R.A. SMITH, M.H.R. HUTCHINSON
Characterisation of sub-micron liquid spray for laser-plasma x-ray generation
Rev. Sci. Instrum. Vol. **35(11)** 3780-3788 (1998)
- [MÜL86] S. MÜLLER:
Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Entwicklung und Optimierung von konvektiv gekühlten CO₂-Hochleistungslasern
Dissertation, Universität Düsseldorf (1986)
- [MÜL87] S. MÜLLER UND J. UHLENBUSCH:
Influence of turbulence and convection on the output of a high-power CO₂ laser with fast axial flow
J. Phys. D: Appl. Phys. **20**, 697-708 (1987)
- [MUR83] K. MURAKAWA:
Stark Shifts of the HeII Spectral Lines
Journal of the Physical Society of Japan **52(6)**, 1969-1973 (1983)
- [NEL71] R.H. NELSON AND A.J. BARNARD:
Profiles of HeI 4471 Å and 4922 Å in a Pulsed Arc
Phys. Rev. **A33**, 1279-1290 (1986)
- [NEU49] J. v. NEUMANN, R. D. RICHTMEYER:
Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks
J. Appl. Phys. **21**, 232-237 (1949)
- [NGU86] H. NGUYEN, M. KOENIG, D. BENREDJEN, M. GABY AND G. COULAND:
Atomic Structure and polarization line shift in dense and hot plasmas
Phys. Rev. **A33**, 1279-1290 (1986)

- [NIE93] A. NIEHAUS:
Räumlich und zeitlich aufgelöste Vermessung der Zustandsgrößen einer optischen gepumpten Entladung
Diplomarbeit, Düsseldorf (1993)
- [OLS61] H.N. OLSEN:
Partition Function Cutoff and Lowering of the Ionisation Potential in an Argon Plasma
Phys. Rev. **124**(6), 1703-1708 (1961)
- [PAU90] J. PAULINI:
Inverse Bremsstrahlung absorption coefficient for CO₂- and Nd:YAG-laser radiation in low temperature plasmas
Interner Bericht,
Institut für Theoretische Physik,
Technische Universität Braunschweig (1990)
- [PIS94] T. PISARCZYK, B.A. BRYUNETKIN, A.YA. FAENOV, A.FARYŃSKI, H. FIEDOROWICZ, M.O. KOSHEVOY, R. MIKLASZEWSKI, M. MROCZKOWSKI, M.V. OSIPOV, P.PARYS, I.YU. SKOBELEV, AND M. SZCZUREK:
Influence of an External Strong Magnetic Field on Hydrodynamic Parameters and Radiation Emission of Laser Produced Plasma
Physica Scripta. Vol. 50, 72-81 (1994)
- [PIT81] T.L. PITTMAN AND D.E. KELLEHER:
Some comments on Hydrogenic Lines in a Plasma - Shifts, Asymmetries and Widths
in: B. WENDE ED.:
Spectral Line Shapes 165-176,
Walter de Gruyter, Berlin (1981)
- [PIT83] T.L. PITTMAN AND C. FLEURIER:
Red Shift of the HeII H_α- and P_α-Lines
in: K. BURNETT ED.:
Spectral Line Shapes 87-100,
Walter de Gruyter, Berlin (1983)
- [PIT86] T.L. PITTMAN AND C. FLEURIER:
Red Shift of the HeII H_α- and P_α-Lines
Phys. Rev. **A 33**(2), 1291-1296 (1986)

- [PRE91] G. PRETZLER:
A New Method For Numerical Abel-Inversion
Z. Naturforsch. **46a**, 639-641 (1991)
- [RAE64] H. RAETHER:
Electron avalanches and breakdown in gases
Butterworths, London (1964)
- [RAI97] YU.P. RAIZER:
Gas Discharge Physics
Springer-Verlag · Berlin · Heidelberg · New York (1997)
- [REI01] D. REITER:
Einführung in die Plasmaphysik
Vorlesungsskript WS 2000/2001 Düsseldorf (2001)
- [REI87] F. REIF:
Statistische Physik und Theorie der Wärme
Walter de Gruyter · Berlin · New York (1987)
- [RÜD92] F. RÜDERS:
Theoretische und experimentelle Untersuchungen an einer CO₂-Laser-gepumpten hochrepetierenden Lichtquelle
Diplomarbeit, Düsseldorf (1992)
- [RYM93] L. RYMELL AND H.M. HERTZ:
Droplet target for low-debris laser-plasma soft x-ray generation
Optics Communications Vol. **103(1,2)**, 105-110 (1993)
- [SCH65] D. SCHLÜTER:
Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten von Seriengrenzkontinua mit Anwendung auf die schweren Edelgase
Z. Astrophys. **61**, 69-75
- [SCH68] D. SCHLÜTER:
Die Emissionskontinua thermischer Edelgasplasmen
Z. Physik **210**, 80-91 (1968)
- [SCH00] H. SCHWOERER, ST. DÜSTERER, R. SAUERBREY:
Novel Applications of table top Terawatt lasers
Photonics Science News 5, p.52-54 (2000)

- [SEA62] M.J. SEATON:
The Theory of Excitation and Ionisation by Electron Impact, in:
D. R. BATES (HRSG.):
Atomic and Molecular Processes:
Academic Press, New York (1962)
- [SEL83] S.A. SELF:
Focusing of spherical Gaussian beams
Applied Optics Vol. **22**, No. **5(1)** March (1983)
- [SKI87] C.H. SKINNER, D. KIM, A. WOUTERS, D. VOORHEES, AND S. SUCKEWER:
Progress with gain measurements in Li-like ions at 15,4 nm (Al XI) and 12,9 nm (Si XII)
Proceedings of SPIE 31st Annual International Technical Symposium, San Diego. Ca. (1987)
- [SKI88] C.H. SKINNER, D. DIDICCO, D. KIM, L. MEIXLER, C.H. NAM, W. TIGHE, AND S. SUCKEWER:
Toward Shorter Wavelength Lasers and Soft X-Ray Laser Microscopy
IEEE Transactions on Plasma Science. Vol. **16**, No 5 (1988)
- [SOB57] I.I. SOBELMAN:
Über die Theorie der Linienbreite von Atomen
Fortschritte der Physik **5**, 175-216 (1957)
- [SPI62] L. SPITZER:
Physics of fully ionized gases
Interscience Publishers, New York (1962)
- [STO98] M. STOBBE, A. KÖNIES, S. GÜNTER AND J. HALENKA:
Shift and width of HeII Lines
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol. **60(4)** 531-542, (1998)
- [SUC85] S. SUCKEWER, C.H. SKINNER, H. MILCHBERG, C. KEANE, AND D. VOORHEES:
Amplification of Stimulated Soft-X-Ray Emission in a Confined Plasma Column
Phys. Rev. Lett. Vol.**55**(17), 1753-1756 (1985)
- [TSU97] Y.Y. TSUI, D. VICK AND R. FEDOSEJEVS:
Guiding and confinement of a laser produced plasma by a curved magnetic field
Appl. P. Lett. **70**(15) 1953-1955 (1997)

- [UHL83a] J. UHLENBUSCH:
High pressure optical discharges
invited paper 119-130, Proc. ICPIG XVI, Düsseldorf (1983)
- [UHL83b] J. UHLENBUSCH:
Einführung in die Plasmaphysik I
Vorlesungsskript WS 82/83, Universität Düsseldorf (1983)
- [UHL90] J. UHLENBUSCH AND W. VIÖL:
H_β-line profile measurement in optical discharges
JQSRT **44**(1), 47-56 (1990)
- [UNS48] A. UNSÖLD:
Z. Astrophysik **24**, 355 (1948)
- [UNS68] A. UNSÖLD:
Physik der Sternatmosphären
Springer-Verlag, Berlin (1968)
- [VAR67] L.E. VARDZIGULOVA, S.D. KAĪTMAZOV AND A.M. PROKHOROV:
Laser spark in a strong magnetic field
JETP Lett. 6, 253 (1967)
- [VIÖ88] W. VIÖL:
Hochleistungs-CO₂-Laserpulse hoher Repetitionsfrequenz zur Erzeugung optischer Entladungen
Dissertation, Universität Düsseldorf (1988)
- [VIÖ93] W. VIÖL:
Gütegeschaltete Niederdruck-CO₂-Laser
Habilitation, Universität Düsseldorf (1993)
- [VOL73] T.B. VOLYAK, S.D. KAĪTMAZOV, A.M. PROKHOROV, AND E.I. SHKLOVSKII
Effect of magnetic field on soft x-radiation from laser plasma
Sov. Phys. JETP **37**, 245 (1973)
- [VOL74] T.B. VOLYAK, S.D. KAĪTMAZOV, A.M. PROKHOROV, A.A. MEDVEDEV, AND E.I. SHKLOVSKII
Investigation of soft x-ray emission from a laser plasma in a magnetic field
Sov. Phys. JETP **40**, 671 (1974)

- [WIE66] W.L. WIESE, M.W. SMITH AND B.M. GLENNON:
Atomic Transition Probabilities, Volume I: Hydrogen Through Neon,
National Standard Reference Data Series, National Bureau of Standards **4**,
Washington D.C. (1966)
- [WIL62] R. WILSON:
The Spectroscopy of non-thermal Plasmas
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **2**, 477-490 (1962)
- [ZAN88] J. ZANGERS:
Untersuchung des Emissionskontinuums von Argonplasmen
Dissertation, Universität Düsseldorf (1988)
- [ZHA88] Z. ZHANG:
*Experimentelle und theoretische Untersuchungen von mikrowellenangeregten
CO₂-Lasern*
Dissertation, Universität Düsseldorf (1988)

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr. J. Uhlenbusch für die Möglichkeit zur Promotion am Institut für Laser- und Plasmaphysik sowie zahlreiche Anregungen und Diskussionen im Zusammenhang mit der Arbeit und dem Manuskript.

Danken möchte ich auch Herrn Professor Dr. O. Willi für die Übernahme des Zweitgutachtens und Anregungen zum Skript sowie Prof. Dr. D. Reiter und Prof. Dr. G. Pretzler für die kritische Durchsicht des Manuskripts und konstruktive und freundliche Diskussionen. Vielen Dank auch an die DFG und den Graduiertenkolleg Hochtemperaturplasmaphysik der Universität Düsseldorf für die finanzielle Förderung dieser Arbeit.

Besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Schäfer für die Hilfe bei allen technischen Schwierigkeiten und Problemen und seine stete Gesprächsbereitschaft. Außerdem danke ich Herrn Dr. H. Kempkens, Herrn M. Rosemann und den Angehörigen der Werkstatt für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung sowie Herrn Bolten und Herrn Borrmann für zahlreiche Elektronikarbeiten, insbesondere aber für die Geduld bei der häufigen Reparatur der Altersschwächen der alten Netzgeräte, der Beseitigung der Kinderkrankheiten der neuen Netzgeräte sowie der Suche nach und der Umgehung von Fehlern an der Steuerung SUCOS von MIDAS.

Danke allen Mitarbeitern des Instituts für Laser- und Plasmaphysik für hilfreiche Hinweise, Aushilfen oder die Korrektur des Manuskripts. Besonderer Dank gilt Herrn Dr. U. Bielech für die Einweisung in Bedienung und Justage der gesamten Laseranlage, Herrn S.-C. Han für die gute Zusammenarbeit beim Betrieb der Laseranlage und bei den Experimenten sowie wertvolle Diskussionen und Herrn Dr. F. Rüdgers, Frau Dr. M. Baeva und Herrn T. Toncian für die Hilfe zum Programm PODIUM.

Insbesondere aber danke ich meiner Familie für die vielfältige Unterstützung während des gesamten Studiums.