

**Erzeugung eines heißen Plasmas bei
Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150fs
langen Laserpulsen**

ANDREAS SAEMANN

**MPQ-Report
242**

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

**Erzeugung eines heißen Plasmas bei
Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150fs
langen Laserpulsen**

ANDREAS SAEMANN

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85740 Garching, Bundesrepublik Deutschland

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85740 Garching
Hans-Georg-Meyer-Straße 1
D-85740 Garching
Tel.-Nr.: (089) 29905-148

Abstract

The generation of hot, dense matter, which constitutes the subject matter of this MPQ-report has been studied quite often in the past. Only recently, thanks to the advent of femto-second lasers, a new tool became available, by which matter at solid state density can be heated to temperatures in the range 0.1 to 1.0 keV. This is due to the fact, that during the interaction of a fs-laser pulse with matter, the produced plasma does not expand. The present report summarizes our efforts in order to understand the underlying physics and the spectroscopic investigation of matter under extreme conditions.

The experiment was performed with the MPQ-ATLAS Ti:Sapphire laser delivering 150 fs pulses with 200 mJ at $\lambda = 790$ nm. To achieve a high contrast ratio we frequency doubled the pulses and obtained 65-75 mJ at $\lambda = 395$ nm. By focusing with an off-axis parabola (f-number = 2.7) we achieve a mean intensity of 10^{17} W/cm² in a spot diameter of 20 μ m.

With these laser parameters we measured the absorbed energy, the characteristic x-ray source size of the plasma emission and the intensity distribution in the focal plane. This allows the determination of the absorbed intensity, which is an important quantity for absolute comparison with numerical simulations. From the bremsstrahlung emission we could determine the hot electron temperature and the conversion efficiency from laser energy into fast electrons. The result is, that the energy carried by fast electrons is only a small fraction compared to the absorbed energy. Behind the hot, expanded plasma we find a region which is solely heated by electron heat transport and does not expand during the interaction with the laser. In this region a plasma with a temperature of a few 100 eV and solid state density is produced. In order to understand the generation of this plasma region, we investigated the electron heat transport into the solid. For this purpose we utilized 5 mm thick NaCl substrates with an Al surface layer of varying thickness evaporated on top of it. From the intensity of the Al and NaCl line radiation as a function of the Al layer thickness we were able to determine the thickness of the heated layer. The heated plasma layers are extremely thin. Depending on the conditions the layer thickness ranges from 250-500 Å (normal incidence) to 2000-3000 Å (oblique incidence, p-polarization). Furthermore we measured the duration of the plasma line emission with an x-ray streak camera, which is of the order of 2-5 ps depending of the emission line under investigation.

Moreover, we investigated the hot, dense plasma by using a von Hámos crystal spectrometer ($\lambda/\Delta\lambda \geq 1500$) coupled to an x-ray film. Typical spectra measured

under our conditions are characterized by very broad line profiles and an increase of satellite emission. In some cases the satellite emission can even exceed the emission of the resonance lines. In addition a clear red shift of the center of gravity of the lines is observed. This is interpreted as plasma polarization shift and the contribution of higher satellites which blend the resonance lines. The measured spectra were compared with a stationary collisional-radiative code developed by I. E. Golovkin and R. C. Mancini, which includes all necessary satellites. From this analysis we conclude a temperature of 300 eV and densities of $(7 - 10) \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. This is in agreement with the plasma parameters determined by the plasma polarization shift. The fact that we were able to achieve such high densities is attributed to (1) the high laser contrast, (2) the use of the second harmonic of the laser light leading to an even better laser contrast and also to an interaction at higher critical densities, and (3) a thin surface layer of MgO on top of the targets, which acts as a tamper and suppresses the expansion of the plasma.

Numerical simulations consisting of a hydro code combined with an atomic physics code are in good agreement with the experimental results. For instance, the temperatures in the expanded and dense plasma are roughly the same as well as the measured duration of the plasma line emission. An interesting observation is, that our investigation of the heat transport into the solid shows, that, in contrast to experiments with longer laser pulses, the heat flux is not reduced. This is a surprising result considering the steep temperature gradients in the experiment. In our case, the use of a hydro code is justified by the fact, that because of the high density and steep density profile fast electrons are not efficiently produced. This is also confirmed by the weak emission of the cold Al K_α line which is small compared to the emission of the thermal plasma. Thus kinetic effects requiring a more sophisticated treatment of the plasma dynamics compared to a hydro code are not important here.

The bottom line of our analysis is, that we are now able to produce matter under extreme conditions, with a small laser system and a repetition rate of 10 Hz. For example, with the aforementioned plasma parameters, the thermal pressure inside the plasma is of the order of 0.5 Gbar. In nature we find such conditions only in stellar interiors.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Struktur der Arbeit	4
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	Übersicht	5
2.2	Lasersystem	7
2.3	Charakterisierung des Laserfokus	12
2.4	Absorptionsmessung	18
2.5	Plasmadiagnostik	22
2.5.1	Quellgröße der Röntgenstrahlung	22
2.5.2	Raum- und zeitgemittelte Elektronentemperatur	28
2.5.3	Transmissionsgitter - Spektrograph (TGS)	32
2.5.4	Flat - Field - Spektrograph (FFS)	35
2.5.5	Kristallspektroskopie	42
2.6	Sub-ps Röntgen-Schmierbildkamera	46
3	Meßergebnisse	51
3.1	Absorptionsmessung	51
3.2	Quellgröße der Röntgenstrahlung	54
3.3	Raum- und zeitgemittelte Elektronentemperatur	56
3.4	Messung der Energieeindringtiefe	58
3.5	Zeitaufgelöste Messungen	65
3.6	Spektroskopie heißer und dichter Plasmen	68
4	Theorie und Diskussion	75
4.1	Physikalische Modelle der numerischen Simulationen	75
4.1.1	Der Hydrocode MULTI-fs	75
4.1.2	Wärmeleitung und Flußbegrenzung (f-Faktor)	77

4.1.3	Zeitabhängige Berechnung der K-Schalen Emission mit FLY	79
4.2	Diskussion der Messungen zur Energieeindringtiefe	81
4.2.1	Wechselwirkung eines fs-Laserpulses mit einem Festkörper .	81
4.2.2	Vergleich berechneter und gemessener Energieeindringtiefen	86
4.2.3	Skalierungsgesetz für die Energieeindringtiefe	89
4.3	Simulation der Plasmaemissionsdauer	90
4.4	Konversion in schnelle Elektronen	93
4.4.1	Berechnung aus dem Bremsstrahlungskontinuum	93
4.4.2	Berechnung aus der kalten K_α -Strahlung	94
4.5	Interpretation der Spektren heißer und dichter Plasmen	96
4.5.1	Entstehung von Satelliten	96
4.5.2	Simulation der Satellitenemission	98
4.5.3	Analyse der Satellitenemission	99
4.5.4	Plasmapolarisationsverschiebung	103
4.5.5	FLY-Simulationen	104
4.5.6	Fazit der Spektralanalyse	106
5	Zusammenfassung	109
A	Eichung der Röntgen-CCD-Kamera	111
B	Targetmechanismus	115
	Literaturverzeichnis	119

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die Wechselwirkung von Laserlicht mit Materie ist seit der Realisierung des ersten Rubin-Lasers durch Maiman [1] (1960) Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Durch die von Strickland und Mourou [2] (1985) eingeführte „Chirped Pulse Amplification“ (CPA) ist es möglich geworden, diese Untersuchungen bei Laserintensitäten durchzuführen, die bislang für Experimente nicht zugänglich waren. Hohe Laserintensitäten werden bei CPA Lasern durch eine kurze Pulsdauer und eine hohe Pulsenergie erreicht. Das größte System dieser Art steht zur Zeit im Lawrence Livermore National Laboratory¹ (LLNL), USA und liefert typischerweise eine Energie von 400J bei einer Pulsdauer von 400fs. Dies entspricht einer Leistung von einem Petawatt und es sind damit Intensitäten von bis zu 10^{21}W/cm^2 durch Fokussierung erreichbar. Die kürzesten Pulsdauern liegen augenblicklich bei 5fs mit einer Pulsenergie von etwa 0.3mJ [3]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wurden am ATLAS Laser des Max-Planck-Institutes für Quantenoptik in Garching bei München durchgeführt. Dabei handelt es sich um einen CPA Laser mit einer Pulsdauer von 150fs und einer Pulsenergie von etwa 280mJ.

Diese neue Lasertechnologie ermöglicht eine große Anzahl von neuen interessanten Experimenten bei höchsten Intensitäten. Die Experimente befassen sich einerseits mit der Untersuchung von relativistischen Laserplasmen, andererseits haben sie die Erzeugung dichter und heißer Plasmen zum Gegenstand.

Das Szenario bei den relativistischen Laserplasmen besteht aus der Fokussierung des Lasers in ein unterkritisches Plasma, das beispielsweise mit Hilfe eines Vorpulses erzeugt wurde. Aufgrund der relativistischen Selbstfokussierung propa-

¹Quelle: <http://www.llnl.gov/str/Petawatt.html>

giert das Laserlicht in einem Kanal, der mehrere Rayleigh-Längen lang ist [4]. In diesem Kanal werden hochenergetische Elektronen und Ionen erzeugt. Mit dieser Art von Experimenten wurde es beispielsweise erstmals möglich, Fusionsneutronen im Fokus eines Femtosekundenlasers zu erzeugen [5]. Relativistische Laserplasmen sind auch eine Quelle intensiver Gammastrahlung [6]. In Zukunft könnte es sogar möglich werden, mit Lasern auf diese Weise interessante Kernphysik zu betreiben [7,8].

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Erzeugung dichter und heißer Plasmen. Solch ein Materiezustand wird auch als heißer Festkörper bezeichnet. Nach der Entwicklung des Femtosekundenlasers wurde allgemein erwartet, daß es damit leicht möglich sein sollte, solch ein Plasma zu erzeugen. Dies hat sich in der Praxis jedoch als schwierig zu realisieren herausgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit ist es zum erstenmal gelungen, ein heißes Plasma bei Festkörperdichte herzustellen. Dieser Materiezustand wird in der Natur nur im Inneren von Sternen angetroffen. Im Labor können solche Plasmen nur mit sehr großen und teuren Lasersystemen erzeugt werden, wie sie für die Trägheitsfusion (ICF) entwickelt wurden [9]. Diese Lasersysteme besitzen Pulsenergien von wenigstens 10-100kJ und eine Pulsdauer von einigen Nanosekunden. Als Beispiel sei der OMEGA Laser des Laboratory for Laser Energetics (LLE) in Rochester NY, in den USA genannt, der ns-Pulse mit 40kJ Energie liefert (Investitionskosten: 61 Millionen Dollar²). Das für diese Arbeit verwendete ATLAS Lasersystem hingegen ist sehr kompakt („table top“) und die Investitionskosten betragen samt umfangreicher Diagnostik nur eine Million DM. Damit können wir mittlerweile routinemäßig mit einer Repetitionsrate von 10Hz und Pulsenergien von nur ca. 70mJ ein Plasma mit einer Elektronendichte von etwa 10^{24}cm^{-3} und einer Temperatur von 300eV erzeugen. Dies ist das Ergebnis der in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen, deren Ziel die Auffindung und Charakterisierung der dafür notwendigen Bedingungen war.

Für die Erzeugung des dichten, heißen Plasmas ist es essentiell, die Bildung eines Vorplasmas zu vermeiden. Dazu benötigt man einen Laserpuls mit hohem Kontrast. Die Idealvorstellung eines sehr steil ansteigenden Laserpulses ist in der Praxis jedoch nicht realisierbar. Aus diesem Grund bildet sich bereits vor dem Maximum der Laserintensität ein expandierendes Plasma mit einem Dichtegradient. Der Laserpuls wird dann nicht mehr bei Festkörperdichte absorbiert, sondern bei der viel niedrigeren kritischen Dichte. Somit ist der Ort der Laserabsorption vom Festkörper entkoppelt. Es ist daher nicht klar, ob es überhaupt gelingt, den Zustand des heißen Festkörpers zu erzeugen. Deshalb befaßt sich ein Großteil

²Quelle: <http://www.lle.rochester.edu/html/visitors.html>

der vorliegenden Arbeit mit der Untersuchung der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse, die zur Erzeugung eines heißen und dichten Plasmas führen. Die hierbei gewonnenen Erkenntnisse werden anschließend zur Realisierung des heißen Festkörpers eingesetzt und das erzeugte Plasma wird mittels Röntgenspektroskopie analysiert. Dabei werden auch die Auswirkungen dieses extremen Materiezustandes auf die emittierten Spektren ausführlich diskutiert.

Damit steht nun ein neuer Materiezustand zur Verfügung, an dem unter anderem Opazitäten für die Astrophysik gemessen werden können³. Diese bilden ein wesentliches Element vieler astrophysikalischer Modelle [10]. So hat die Opazität einen großen Einfluß auf die Periodendauer und Leuchtstärke der Cepheiden⁴, mit deren Hilfe Entfernungen im Universum bestimmt werden. Die Opazität spielt möglicherweise auch eine Rolle bei der Behandlung des Problems der Sonnenneutrinos [10,11]. Bisherige Messungen von Opazitäten erzielten typischerweise Dichten von etwa 0.01g/cm^3 und Temperaturen von einigen 10eV [12], was etwa den Bedingungen in den äußeren Regionen von Sternen entspricht. Vorliegende Messungen dehnen den experimentell zugänglichen Parameterbereich zu höheren Dichten und Temperaturen aus, wie sie im Inneren von Sternen vorliegen.

Darüber hinaus können die von uns erzeugten Plasmen als Testfall zur Entwicklung neuer Diagnostiken für ICF-Experimente dienen. So wurde im Rahmen einer Zusammenarbeit mit I. E. Golovkin und R. C. Mancini, University of Nevada, Reno, NV, USA, ein Computercode entwickelt und anhand der gemessenen Spektren getestet. Der Code ist in der Lage unsere gemessenen Aluminiumspektren zu beschreiben. Die hier gewonnenen Erkenntnisse sind unmittelbar auf ICF-Experimente und deren Charakterisierung anhand von Röntgenspektren übertragbar.

In zukünftigen Experimenten werden stark gekoppelte Plasmen im Mittelpunkt stehen, die bislang wenig untersucht wurden.

³„Bringing the Stars Down to Earth with Lasers“, B. A. Remington, Varenna (Italien), 1997

⁴Sterne die ihre Größe und Helligkeit innerhalb weniger Tage verändern können

1.2 Struktur der Arbeit

Im folgenden Kapitel wird die Funktion des verwendeten ATLAS-Lasersystems erläutert und seine Parameter spezifiziert. Anschließend erfolgt eine Beschreibung der eingesetzten Plasmadiagnostik.

Kapitel 3 stellt die experimentellen Resultate vor. Diese umfassen die Untersuchungen zur Plasmabildung, zum Energietransport in das Target hinein und unsere zeitaufgelösten Messungen zur Plasmadynamik. Die Beschreibung der Realisierung eines dichten und heißen Plasmas ist Gegenstand des letzten experimentellen Abschnittes 3.6. Dieser Abschnitt baut auf die vorher gewonnenen Erkenntnisse auf.

In Kapitel 4 werden die Meßergebnisse mit Resultaten numerischer Simulationen verglichen. Dabei dienen die Meßergebnisse zum einen als Testfall für die Computercodes, andererseits helfen die Simulationen den Zustand des Plasmas genauer zu verstehen. Die Quintessenz dieses Kapitels ist die Erzeugung eines Plasmas mit Elektronendichten von etwa 10^{24}cm^{-3} und Temperaturen von 300eV.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

2.1 Übersicht

In diesem Kapitel wird das verwendete Lasersystem und die eingesetzte Diagnostik beschrieben. Weil der Plasmazustand in der Praxis von so vielen Parametern abhängt (diverse Laserparameter, Intensitätsverteilung im Fokus usw.), ist es für einen quantitativen Vergleich mit der Theorie unabdingbar, diese Parameter möglichst genau zu messen. Deshalb wurde eine umfangreiche Diagnostik auf-

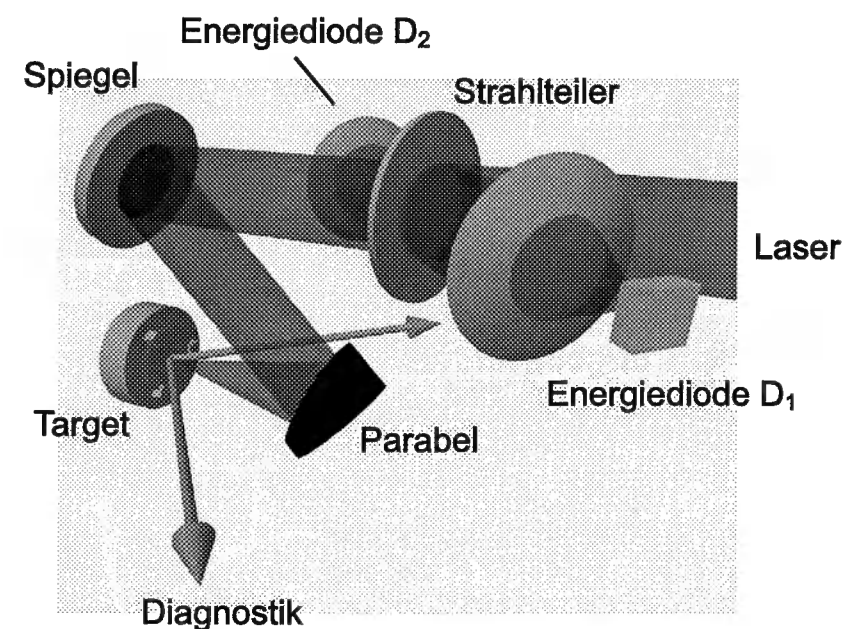


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau der Experimente.

gebaut, deren Ziel eine möglichst vollständige Charakterisierung des erzeugten Plasmazustandes ist.

Abb. 2.1 gibt eine Übersicht über den Aufbau, wie er im Prinzip bei allen Messungen dieser Arbeit verwendet wurde. Die Strahlführung wurde so angelegt, daß möglichst viele Seiten des Targets für Diagnostik frei zugänglich sind. Deshalb wurde der Laserstrahl mittels eines Umlenkspiegels oberhalb des Targets und der Parabel so gefaltet, daß beide Seiten des Targets für Diagnostik (s. Pfeile in Abb. 2.1) zugänglich sind. Von den in Abb. 2.1 gezeigten Komponenten befanden sich bis auf den Strahlteiler mit den Energiedioden alle in einer großen Vakuumkammer. Letztere befanden sich unmittelbar vor der Vakuumkammer und dienten zur Messung der einfallenden und reflektierten Energie (s. Abschnitt 2.4 für Details). Der Druck in der Vakuumkammer betrug typischerweise $\approx 10^{-4}$ mbar. In Abb. 2.2 ist ein Blick in die tatsächliche Targetkammer dargestellt. Im Vordergrund ist der Targetmechanismus, der Umlenkspiegel oberhalb des Targetmechanismus und die Parabel mit einer Schutzplatte (0.5mm dicker Quarzglas-Wafer) zu erkennen. Im Hintergrund sind Teile des Flat-Field-Spektrometers (FFS) erkennbar. Der Strahlweg des Lasers ist durch einen Pfeil angedeutet.

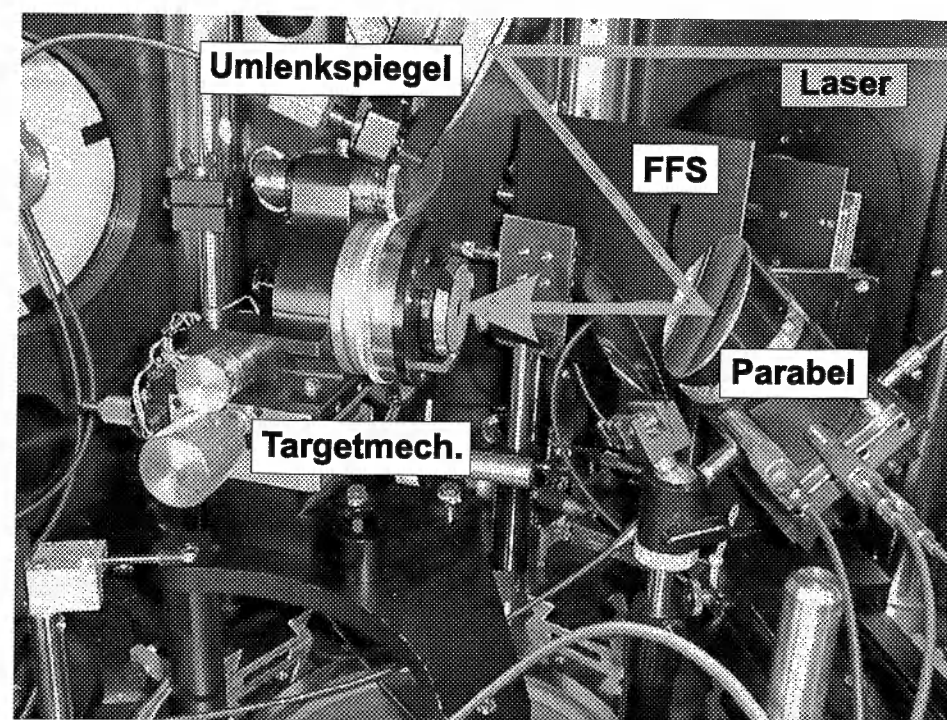


Abbildung 2.2: Blick in die Targetkammer.

Die nachfolgenden Abschnitte sind einer kurzen Beschreibung des Lasersystems, der Fokussierung des Lasers und der Beschreibung der verwendeten Plasma-diagnostik gewidmet.

2.2 Lasersystem

Gegenstand dieses Abschnittes ist das Lasersystem ATLAS („Advanced Ti:Sap-phire Laser System“) des Max-Planck-Institutes für Quantenoptik in Garching bei München. Alle in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden an diesem Laser durchgeführt. Deshalb enthält dieser Abschnitt eine kurze Beschreibung von ATLAS. Im Folgenden wird nicht auf alle Details der Pulserzeugung eingegangen (s. dazu z.B. [13,14]), sondern es werden nur die Modifikationen erläutert, die für die erfolgreiche Durchführung der hier vorgestellten Experimente essentiell waren.

ATLAS ist ein Titan-Saphir Laser, der Pulse mit 150fs Pulsdauer und einer

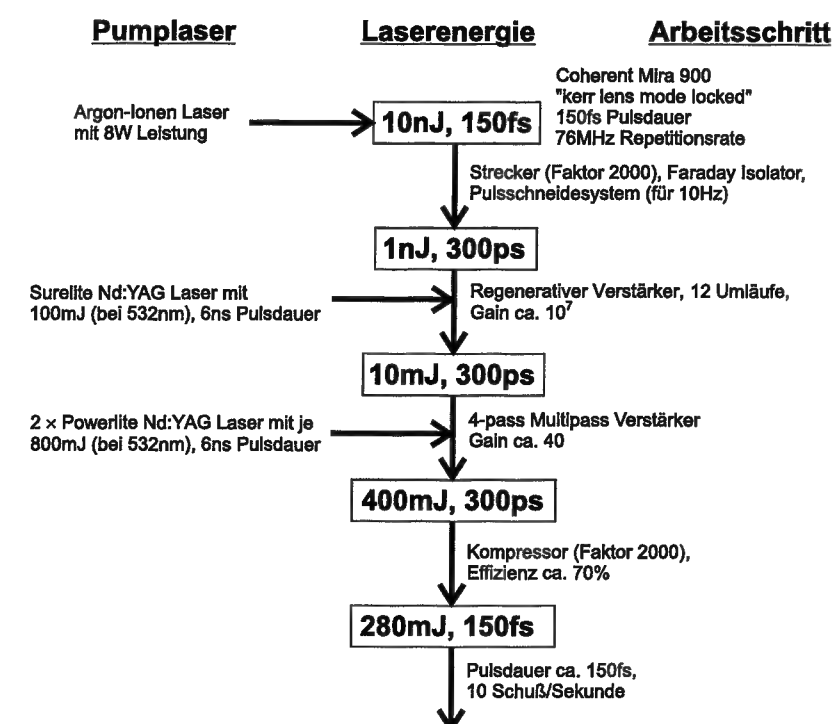


Abbildung 2.3: Energie und Pulsdauer der Laserpulse in den einzelnen Teilen des Lasersystems. Die linke Seite der Abbildung beschreibt die eingesetzten Laser zum Pumpen der Verstärkerkristalle. Die rechte Seite erläutert die in jedem Arbeitsschritt ablaufenden Prozesse.

Energie von ca. 280mJ bei einer Wellenlänge $\lambda = 790\text{nm}$ liefert. Dabei arbeitet der Laser mit einer Repetitionsrate von 10Hz. Mit diesen Parametern werden, bei geeigneter Fokussierung, Intensitäten von 10^{18}W/cm^2 im Fokus erreicht. Die Erzeugung solch hoher Intensitäten ist erst durch das Prinzip der „chirped pulse amplification“ (CPA) möglich geworden [2,15]. ATLAS ist eine Weiterentwicklung des von Chiu *et al.* [16,17] beschriebenen Systems. Ausgehend vom Oszillator werden die Pulse zuerst gestreckt, im Regenerativen- und Multipass-Verstärker verstärkt und anschließend rekomprimiert. Die in jedem dieser Schritte erreichten Pulsparameter sind in Abb. 2.3 einzeln aufgeführt. Das ganze System ist auf zwei optischen Tischen aufgebaut¹. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 2.4 dargestellt. Die Pulsdauer und der Anstieg des Pulses werden mit einem Autokorrelator 2ter-

¹Im Englischen wegen der Kompaktheit des Systems mit „table top“ bezeichnet

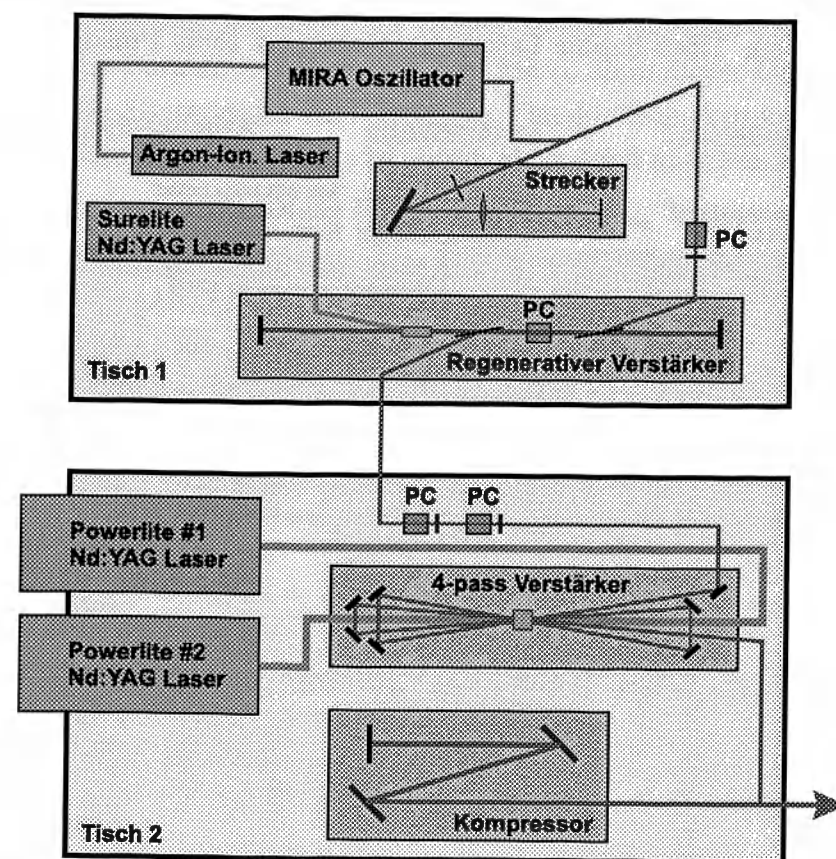


Abbildung 2.4: Der gesamte optische Aufbau von ATLAS ist sehr kompakt und paßt auf zwei Tische. Gegenüber dem in [16,17] beschriebenen System wurden unter anderem zusätzliche Pockels-Zellen (PC) eingesetzt (s. Text).

und 3ter-Ordnung [18–20] im Einzelschuß gemessen. Diese Messungen ergeben eine Pulsdauer von 150fs und einen Pulsanstieg von mehr als drei Größenordnungen innerhalb 1ps vor dem Maximum des Laserpulses.

Ein wesentlicher Aspekt der vorliegenden Arbeit ist es, dem Ideal eines heißen Festkörpers möglichst nahe zu kommen. Der kurze Laserpuls sollte deshalb idealerweise mit einer scharfen Dichtestufe wechselwirken. In der Praxis ist dies jedoch eine nur mit großem Aufwand zu realisierende Aufgabe. Der Grund dafür ist, daß bei Kurzpulslasern die Intensität natürlich nicht beliebig rasch anwächst. Vielmehr sitzt der Laserpuls i. allg. auf einem Podest (Ursache ist die spontane Emission (ASE) des Multipass-Verstärkers) und wird zusätzlich von einer Reihe von Pulsen mit niedriger Intensität angeführt (Vorpulse). Das Verhältnis von Hauptpuls zu Vorpuls bzw. dem Podest bezeichnet man als Kontrastverhältnis (kurz Kontrast) des Lasers. Der endliche Kontrast des Lasers führt in der Praxis dazu, daß sich an der Targetoberfläche bereits ein Plasma bildet, bevor der Hauptpuls eintrifft. Dieses Vorplasma expandiert und ein Dichtegradient entsteht. Die anschließende Wechselwirkung mit dem Hauptpuls findet dann bei niedrigeren Dichten statt und die Ankopplung an den dahinter liegenden Festkörper ist schwierig.

Die von uns gewählte Strategie, die Bildung eines Vorplasmas zu verhindern, bestand aus Maßnahmen am Laser selbst und in der Frequenzverdopplung der Laserstrahlung. Im Laser wurden zusätzlich zu der Pockels-Zelle (PC) im regenerativen Verstärker (RGA) drei weitere Pockels-Zellen eingebaut (s. Abb. 2.4). Damit war es möglich, die aus dem RGA „herausleckenden“ Vorpulse drastisch in ihrer Intensität zu reduzieren. Mit diesen Verbesserungen ist es z.B. erstmals gelungen, Oberflächenharmonische der Grundwelle mit ATLAS zu erzeugen [21]. Es ist eine bekannte Tatsache [14,21], daß Oberflächenharmonische tatsächlich eine ausgezeichnete „Vorpulsdiagnostik“ darstellen. Die Intensität der Vorpulse wurde mit einer Diode mit ns-Zeitauflösung vermessen. Eine ns-Zeitauflösung ist hierbei ausreichend, da die Vorpulse einen zeitlichen Vorlauf besitzen, der ein Vielfaches der Umlaufzeit im RGA beträgt. Der so ermittelte Kontrast bezüglich der Vorpulse beträgt bei der fundamentalen Wellenlänge $10^5 - 10^6$.

Die Erzeugung eines Vorplasmas kann darüber hinaus durch Frequenzverdopplung weiter reduziert werden. Die Konversion der Fundamentalen in 2ω - Licht hängt, falls man sich nicht in Sättigung befindet, quadratisch von der Intensität ab [22]. Die Intensität der Vorpulse und des Podestes sind jedoch erheblich geringer als die des Hauptpulses, so daß durch Frequenzkonversion eine weitere deutliche Steigerung des Kontrastes erreicht wird.

Der zur Frequenzverdopplung eingesetzte KDP-Kristall (KH_2PO_4 , Kaliumdi-

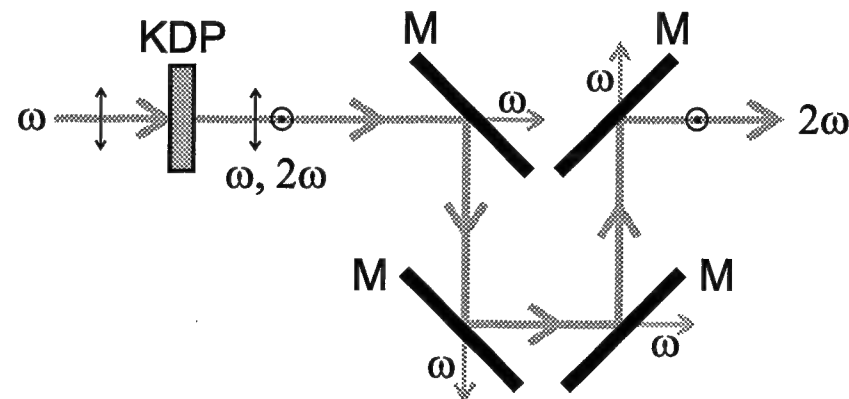


Abbildung 2.5: Aufbau der Frequenzverdopplung. Nach dem KDP-Kristall ist ein „Spiegelkabinett“ zur Wellenlängentrennung aufgebaut. Die Polarisation des Lichtes ist durch Pfeile für ω bzw. durch Kreise für 2ω angedeutet.

hydrogenphosphat) ist ein negativ einachsiger Kristall, bei dem der Brechungsindex des ordentlichen Strahles („o“) größer ist als der des außerordentlichen Strahles („e“) [23]. Die Phasenanpassung von ω und 2ω wird dadurch erreicht, daß ω als ordentlicher und 2ω als außerordentlicher Strahl durch den Kristall propagieren. Diese Anordnung wird als Typ-I („ooe - phase - matching“) Phasenanpassung bezeichnet. Bei diesem Verfahren bleibt die lineare Polarisation des ω -Lichtes erhalten. Das entstehende 2ω -Licht ist ebenfalls linear polarisiert, jedoch senkrecht zum ω -Licht. Der experimentelle Aufbau zur Frequenzverdopplung ist in Abb. 2.5 skizziert. Die Polarisation des einfallenden ω -Lichtes liegt in der Zeichenebene, die des erzeugten 2ω -Lichtes senkrecht zur Zeichenebene. Nach dem Kristall müssen die beiden Wellenlängen separiert werden. Dazu dienen vier dielektrische Spiegel, deren Anordnung in Abb. 2.5 gezeigt ist. Die Spiegel sind für $\lambda=395\text{nm}$ hochreflektierend beschichtet. Für $\lambda=790\text{nm}$ reflektieren sie jedoch nur, je nach Polarisation des Lichtes, entweder 1% (p-Pol.) oder 4% (s-Pol.) [24,25]. Um die Unterdrückung des ω -Lichtes zu maximieren, wurden die Spiegel so aufgestellt, daß das ω -Licht in p-Polarisation auf die Spiegel einfällt. Auf diese Weise ergibt sich eine Unterdrückung des ω -Lichtes um $(10^{-2})^4 = 10^{-8}$. Wie nachfolgende Überlegungen zeigen, ist es in der Tat erforderlich, das ω -Licht so stark zu dämpfen. Die Vorpulse des ω -Lichtes werden, wegen ihrer niedrigen Intensität, praktisch nicht nach 2ω konvertiert. Sie passieren den Kristall daher nahezu unabgeschwächt. Damit liegt nach dem Kristall der Kontrast bezüglich dieser Vorpulse unverändert bei $10^5 - 10^6$. Durch die Unterdrückung des ω -Lichtes um einen Faktor 10^8 werden diese Vorpulse jedoch unterdrückt und der Kontrast (bzgl. der ω -Vorpulse) steigt

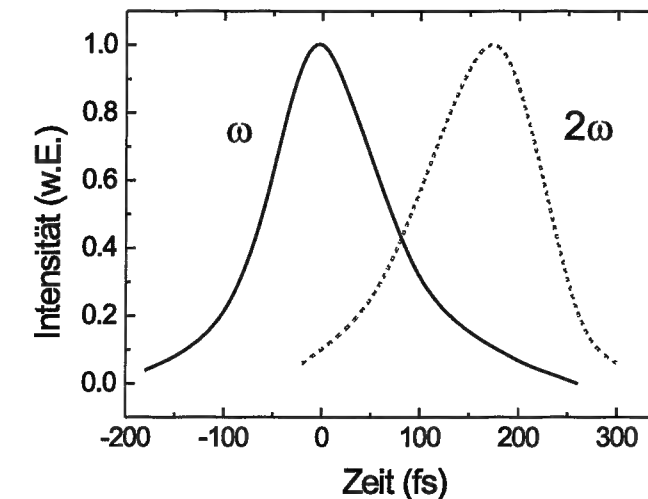


Abbildung 2.6: Pulsformen des ω - und 2ω -Lichtes nach dem Durchlaufen eines 2mm dicken KDP-Kristalls. Die Kurven wurden für die ATLAS Parameter nach [26] berechnet. Das ω -Licht verläßt den Kristall etwa 160fs vor dem 2ω -Licht. Man beachte die Asymmetrie der Pulse.

auf etwa $10^{13} - 10^{14}$ an. Der geringe Bruchteil der Vorpulse des ω -Lichtes, welcher nach 2ω konvertiert wird, führt wegen der quadratischen Intensitätsabhängigkeit zu einem Kontrast von $10^{10} - 10^{12}$.

Bei der Dimensionierung der Kristalldicke gilt es, einen Kompromiß zwischen hoher Konversion und kurzer Pulsdauer des 2ω -Lichtes zu finden. Messungen an ATLAS zeigten [26], daß bis zu einer Kristalldicke von 5mm die Konversion stetig zunimmt. Bei dickeren Kristallen nimmt, wegen der Rückkonvertierung von 2ω nach ω , die Konversion wieder ab. In Kristallen dicker als 2mm tritt jedoch eine Pulsverlängerung des 2ω -Lichtes auf. Ursache dafür ist die unterschiedliche Gruppengeschwindigkeit der beiden Wellenlängen im Kristall („group velocity mismatch“ (GVM)). Dabei läuft der ω -Puls dem 2ω -Puls um 80fs/mm voraus [13]. Deshalb wird in der ansteigenden Flanke des 2ω -Pulses Intensität „aufgebaut“ und der Puls insgesamt länger [13,27]. Dies führt auch zu einer Asymmetrie des 2ω -Pulses. Für die ATLAS Parameter und eine Kristalldicke von 2mm sind die nach [26] berechneten Pulsformen in Abb. 2.6 dargestellt. Auch der ω -Puls wird asymmetrisch, da Energie aus der ansteigenden Flanke in 2ω -Licht umgewandelt wird („pump depletion“). Für eine Kristalldicke von 2mm und mit den ATLAS Parametern ergibt sich eine Pulsverlängerung von nur 10% bei einer Konversion von 25-30%. Dies ist ein guter Kompromiß, weshalb alle Messungen der vorliegenden

Arbeit mit einer Kristalldicke von 2mm durchgeführt wurden.

Zusammenfassend liefert ATLAS mit den oben beschriebenen Maßnahmen bei einer Wellenlänge von 395nm (2ω) eine Pulsdauer von typischerweise 160fs, eine Energie von etwa 75mJ, einen Vorpulskontrast von $10^{10} - 10^{12}$ und einen Pulsanstieg von 6-7 Größenordnungen innerhalb 1ps vor dem Maximum des Pulses. Wie weiter unten gezeigt wird, ist es mit diesen Pulsparametern erstmals möglich geworden, ein heißes Plasma bei Festkörperdichte zu erzeugen.

2.3 Charakterisierung des Laserfokus

Die hier beschriebenen Experimente benutzten zur Fokussierung des Lasers eine Off-Axis-Parabel der Firma JANOS Technology Inc. Um bei $\lambda = 395\text{nm}$ eine hohe Reflektivität zu erzielen, wurde eine mit MgF_2 beschichtete Aluminium-Parabel verwendet. Zur Erzielung einer möglichst hohen Intensität im Fokus ist es unvermeidlich eine Parabel einzusetzen. Eine Linse wäre zwar leichter zu handhaben, kann aber aus zwei Gründen nicht verwendet werden. Zum einen treten bei einer Parabel keine sphärischen und chromatischen Aberrationen auf, weshalb der Fokusbereich i. allg. kleiner ist als bei einer Linse. Zum anderen wird bei einer Linse wegen des Unterschiedes zwischen Phasen- und Gruppengeschwindigkeit im Glas die Amplitudenfront deformiert und somit verlängert sich die Pulsdauer im Fokus. Zu einer weiteren Verlängerung des Pulses führt auch die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (GVD). Beides zusammen kann zu erheblichen Pulsverlängerungen führen und damit die Intensität verringern [28–30].

Für den Idealfall eines Gauß'schen Strahles, der sogenannte TEM_{00} - Mode, erwartet man mit obigen ATLAS Parametern bei perfekter Justierung der Parabel einen Fokusbereich von [25]:

$$2w_0 = \left(\frac{4}{\pi}\right) \frac{\lambda f_0}{D} = 1.4\mu\text{m} \quad (2.1)$$

mit w_0 der Strahlradius, λ die Laserwellenlänge (395nm), f_0 die Brennweite der Parabel (134mm) und D der Strahldurchmesser des Lasers auf der Parabel (50mm). Als Strahlradius bezeichnet man dabei, per definitionem, den Radius, bei dem die Intensität des Strahles auf $1/e^2$ des Maximalwertes abgefallen ist.

Die geometrischen Eigenschaften einer Off-Axis-Parabel sind in Abb. 2.7 erläutert. Die Parameter der Parabel sind $f_m = 114\text{mm}$, $f_o = 134\text{mm}$, $2\phi = 45^\circ$, $\emptyset = 76\text{mm}$. Der Nachteil einer Off-Axis-Parabel ist ihre aufwendige Justierung. Der einfallende Laserstrahl muß die optische Achse der Parabel (Strecke $\overline{P3P4}$ in

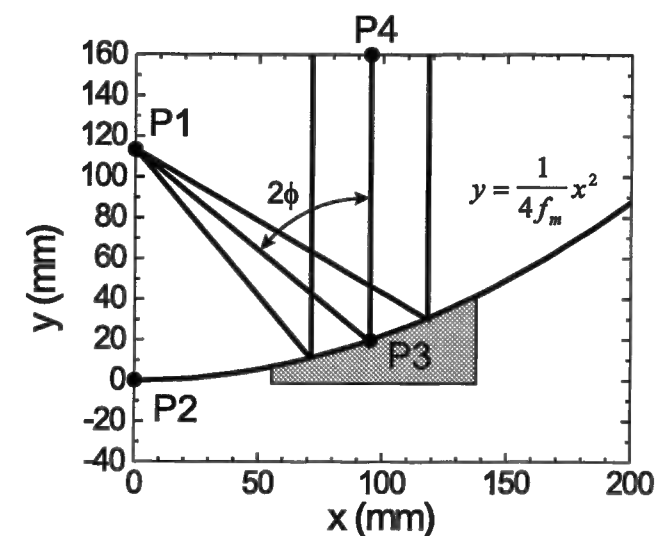


Abbildung 2.7: Geometrische Eigenschaften einer Off-Axis-Parabel. Die Parabel ist ein zylindrischer Ausschnitt aus dem Rotationskörper mit der Funktion $y = 1/(4f_m)x^2$. Die Strecke $f_m := \overline{P1P2}$ ist die Brennweite der Parabel im mathematischen Sinne und die Strecke $f_o := \overline{P1P3}$ im optischen Sinne („reflected effective focal length“).

Abb. 2.7) sehr genau treffen. Bildet der einfallende Laserstrahl einen Winkel $\Delta\phi$ mit der optischen Achse der Parabel, so tritt ein Astigmatismus auf und der Fokusbereich nimmt zu. Ursache dafür ist, daß die Wellenfront dann in zwei zueinander orthogonalen Ebenen unterschiedliche Krümmungsradien besitzt. Dies führt dazu, daß die Fokuspositionen für beide Ebenen nicht zusammenfallen und sich zwei linienförmige Fokusse [31] ausbilden, wodurch der kleinstmögliche Fokusbereich zunimmt. In [32] findet man eine Faustformel für den Zusammenhang zwischen Dejustagewinkel und der Vergrößerung des Fokusbereichs

$$\Delta\phi = \pm \frac{\pi w_0^2}{\lambda f_o \tan \phi} \sqrt{\left(\frac{w_A}{w_0}\right)^2 - 1}. \quad (2.2)$$

Dabei bedeuten w_0 der Strahlradius bei optimaler Justierung und w_A der tatsächliche Strahlradius aufgrund des Dejustagewinkels. Toleriert man eine Zunahme des Strahldurchmessers von 25%, so ergibt sich ein maximaler Dejustagewinkel von $\Delta\phi = 0.6\text{mrad}$ mit unseren Werten (mit $w_0 = 2.5\mu\text{m}$ s.u.). Experimentell zeigt sich, daß eine deutliche Verschlechterung des Fokus auftritt, falls ein Dejustagewinkel von $\Delta\phi \approx 0.5\text{mrad}$ überschritten wird. Damit ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der oben angegebenen Faustformel.

Um eine gute Justierung der Parabel zu gewährleisten, und damit eine hohe

Intensität, wurde eine permanente Richtungsdiagnostik für den einfallenden Laserstrahl installiert. Nachdem die Parabel optimal justiert war, wurde die optische Achse der Parabel mit Hilfe der Richtungsdiagnostik fixiert. Bei jedem Experiment wurde dann der einfallende Laser auf die optische Achse einjustiert. Diese Diagnostik war so ausgelegt, daß der Dejustagewinkel immer unter dem maximal tolerierbaren Wert blieb. Damit ließ sich der optimale Fokus der Parabel einfach und reproduzierbar finden. Eine zusätzliche Schwierigkeit ergab sich daraus, daß der Akzeptanzwinkel des Flat-Field-Spektrometers (s. Abschnitt 2.5.4) sehr klein ist und damit der Fokus der Parabel an einer fest vorgegebenen Stelle in der Vakuumkammer liegen muß. Im allgemeinen liegt der optimale Fokus nach der Justierung nicht an der gewünschten Stelle. Es ist jedoch möglich die Parabel entlang und senkrecht zur optischen Achse zu verschieben, ohne daß sich der Fokus verschlechtert. Damit kann die Lage des Fokus im Raum korrigiert werden.

Für die Justierung und Charakterisierung der Parabel wurde der Fokus mittels eines Objektivs hoher Güte (Zeiss Objektiv Nr.: 807155-4, mit $f=100\text{mm}$) mit einer Vergrößerung von etwa 45 auf eine CCD-Kamera (COHU 4710) abgebildet. Damit wurde ein Fokusbereich von $2w_0 = 5\mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 395\text{nm}$ gemessen (s. Abb. 2.8). Gegenüber dem theoretischen Resultat von $1.4\mu\text{m}$ (s. Gl. 2.1) ergibt dies einen etwa 3.6 mal größeren Wert. Ursache dafür sind die Strahlqualität des fs-Lasers, Abweichungen der Parabel von der Idealform und Aberrationen der optischen Komponenten im Strahlweg des Lasers.

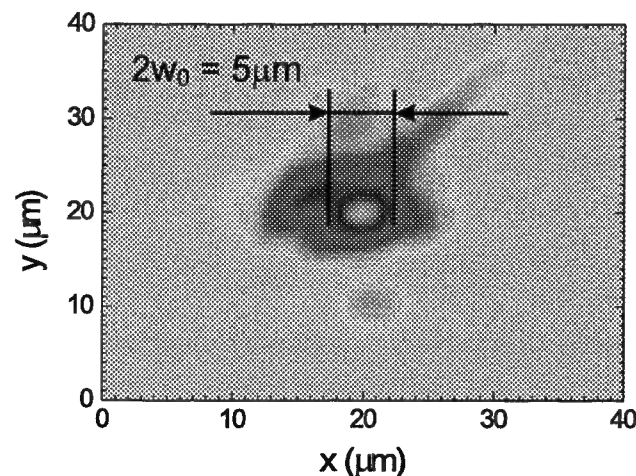


Abbildung 2.8: Typischer Fokus bei $\lambda = 395\text{nm}$. Die Filter vor der CCD-Kamera wurden so gewählt, daß der Zentralbereich nicht übersteuert ist. Der Fokusbereich $2w_0$ beträgt $5\mu\text{m}$.

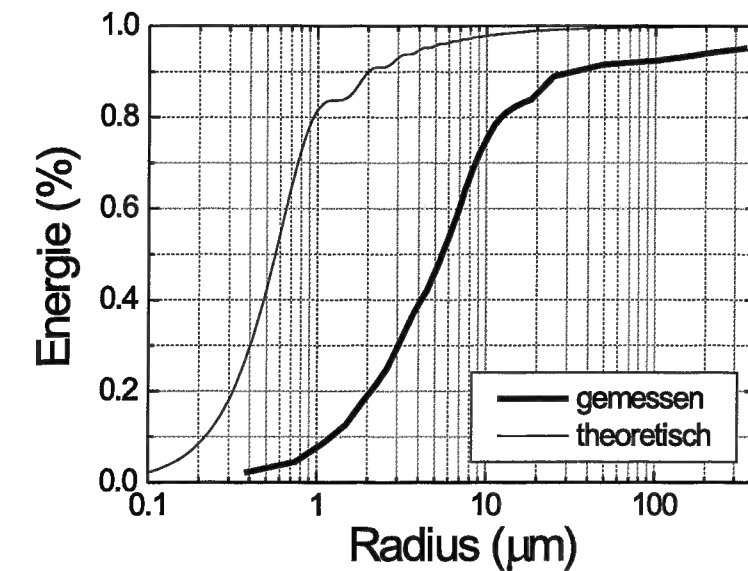


Abbildung 2.9: Theoretische und gemessene radiale Energieverteilung im Fokus. Der Durchmesser $2w_0$ des Fokus beträgt $5\mu\text{m}$. Darin sind 24% der einfallenden Energie enthalten. In einem Radius von $10\mu\text{m}$ sind 75% der einfallenden Energie enthalten.

Eine Methode zur Bestimmung der Energieverteilung im Fokus besteht in der Messung der Transmission durch sogenannte Pinholes mit unterschiedlichen Durchmessern. Jedoch ist bei Pinholedurchmessern unter $50\mu\text{m}$ die Transmission wegen der schwierigen Justierung aus praktischen Gründen nicht meßbar. Deshalb wurde der Bereich unterhalb eines Durchmessers von $50\mu\text{m}$ mit Hilfe einer CCD-Kamera vermessen (s.o.). Wegen des kleinen dynamischen Bereiches der CCD-Kamera (8-Bit Kamera) war es notwendig, mehrere Aufnahmen des Fokus mit unterschiedlich dicken Filtern vor der Kamera zusammenzusetzen (typisch 4-6 Aufnahmen). Damit kann der dynamische Bereich so erweitert werden, daß die Energieverteilung weit weg vom Fokus sichtbar wird. In Abb. 2.9 sind die theoretische und gemessene radiale Energieverteilung im Fokus gezeigt. Aufgetragen ist dabei die Energie, die in einen Kreis mit Radius R um den Fokus liegt, normiert auf die einfallende Energie. Ermittelt wurden die Werte durch Ausintegrieren der CCD-Aufnahmen und durch die Transmissionsmessungen an den Pinholes. Dabei wurde das kleinste Pinhole mit $50\mu\text{m}$ so gewählt, daß der Durchmesser dem der CCD-Kamera (unter Berücksichtigung des Abbildungsmaßstabes) entsprach und damit der Anschluß an die Messungen der CCD-Kamera gegeben war.

Die theoretische Kurve in Abb. 2.9 ergibt sich durch Ausintegrieren des Airy-

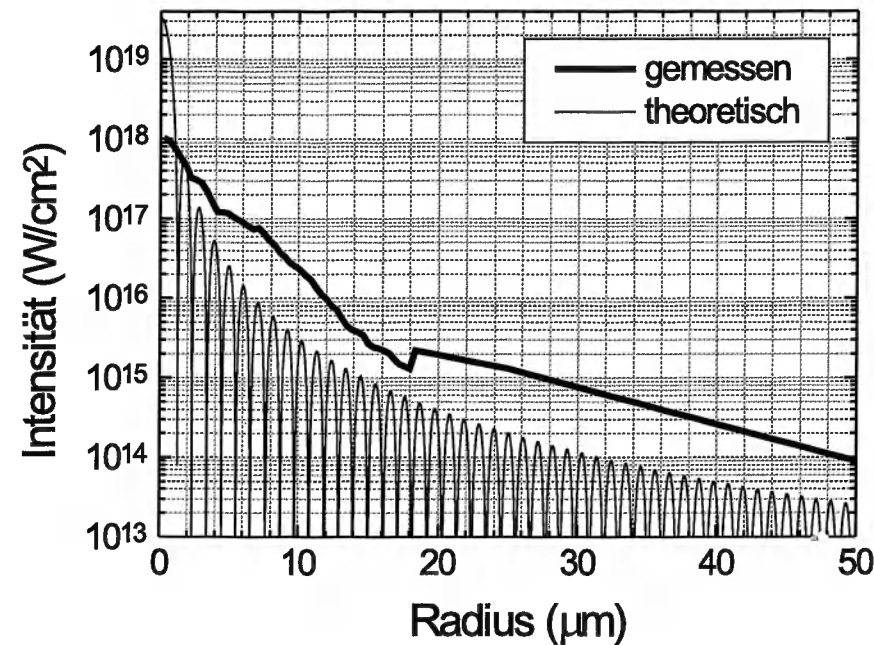


Abbildung 2.10: Vergleich zwischen gemessener und theoretischer Intensitätsverteilung im Fokus.

Mustern, das im Fokus entsteht [33]

$$\frac{E(R)}{E_{ges}} = 1 - J_0^2\left(\frac{\pi DR}{f_o \lambda}\right) - J_1^2\left(\frac{\pi DR}{f_o \lambda}\right), \quad (2.3)$$

wobei J_0, J_1 die Besselfunktionen und D der Strahldurchmesser auf der Parabel bedeuten. Da der Laserstrahl kein idealer Gauß'scher Strahl ist und die Oberfläche der Parabel nicht perfekt ist, ergibt sich eine Abweichung der gemessenen Daten von der Theorie. Der Hauptbeitrag wird hierbei von der Parabel verursacht. Diese ist mittels einer Diamant-Drehbank hergestellt und weist deshalb eine regelmäßige Riefenstruktur auf. Dadurch wird Licht aus dem Fokus gestreut [34].

Aus der gemessenen Energieverteilung kann nun durch Differentiation die Intensitätsverteilung wie folgt bestimmt werden

$$I(R) = \frac{1}{2\pi\tau R} \frac{dE(R)}{dR}. \quad (2.4)$$

Dabei bedeutet τ die Laserpulsdauer. Das Ergebnis für die in Abb. 2.9 gezeigte Energieverteilung ist in Abb. 2.10 dargestellt. Es ist ersichtlich, daß die Wechselwirkung des Lasers mit dem Target bei verschiedenen Intensitäten stattfindet. Es ist daher sinnvoll, eine maximale und eine mittlere Intensität anzugeben. Als

maximale Intensität finden wir entsprechend Abb. 2.10 $I_{max} = 1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Die Definition der mittleren Intensität hängt von der Größe des Mittelungsbereiches ab und ist deshalb nicht eindeutig. Als Mittelungsbereich bieten sich die Halbwertsbreite (FWHM=5 µm) des Fokus bzw. der Bereich der Quellgröße der Plasmaemission an. Letztere wird in Abschnitt 3.2 bestimmt und beträgt für die hier interessierenden Plasmalinien $\varnothing = 20 \mu\text{m}$. Die in beiden Bereichen enthaltene Energie beträgt 24% bzw. 75% der einfallenden Laserenergie. Damit ist die mittlere Intensität $I_{mittl.} = 5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ bzw. $I_{mittl.} = 1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

Eine Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahme eines typischen Kraters in Aluminium ist für zwei verschiedene Vergrößerungen in Abb. 2.11 gezeigt. Der Durchmesser des Kraters ist mit etwa 120 µm viel größer als der Fokusbereich. Der gezeigte Krater entsteht aufgrund von Hydrodynamik, die sich auf einer gegenüber der Laserpulsdauer wesentlich längeren Zeitskala entwickelt. Ein einfaches Bild für die Entstehung des Kraters ist, daß die vom Laser absorbierte Energie in einem kleinen Volumen deponiert wird, dann das umgebene Material aufgeheizt und durch den hohen Druck aus dem Krater getrieben wird („Punktexplosion“). Deshalb besteht zwischen dem Fokusbereich und der Kratergröße kein unmittelbarer Zusammenhang.

Da die Parabel, wie bereits erwähnt, mechanisch hergestellt wurde, weist die Oberfläche eine regelmäßige Riefenstruktur auf, die Laserlicht aus dem Fokus heraus streut. Dies führt zu Zerstörungen der Targetoberfläche. Der Brennfleck besitzt die Form eines „Schmetterlings“ mit dem Krater in der Mitte (s. Abb. 2.12a).

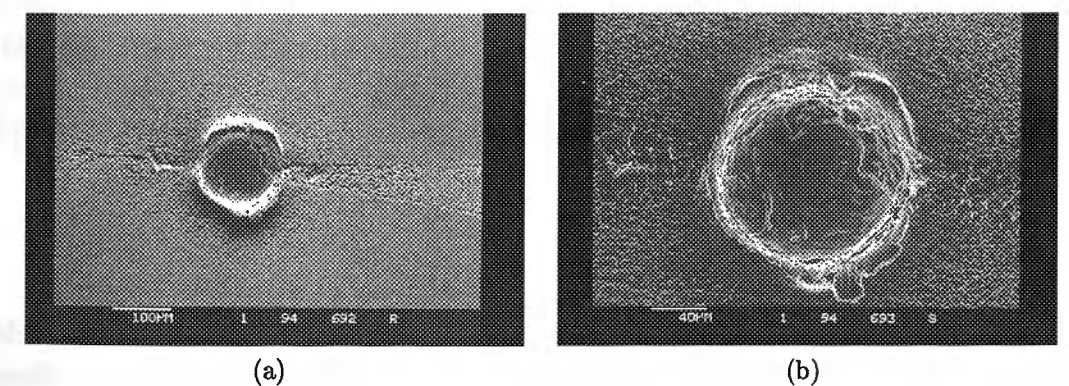


Abbildung 2.11: Bilder eines typischen Kraters aufgenommen mit einem Raster-Elektronen-Mikroskop. Das Targetmaterial war Aluminium. Die erzeugten Krater sind wesentlich größer (hier ca. 120 µm) als der Fokusbereich. (a) 200 fache Vergrößerung, (b) 500 fache Vergrößerung.

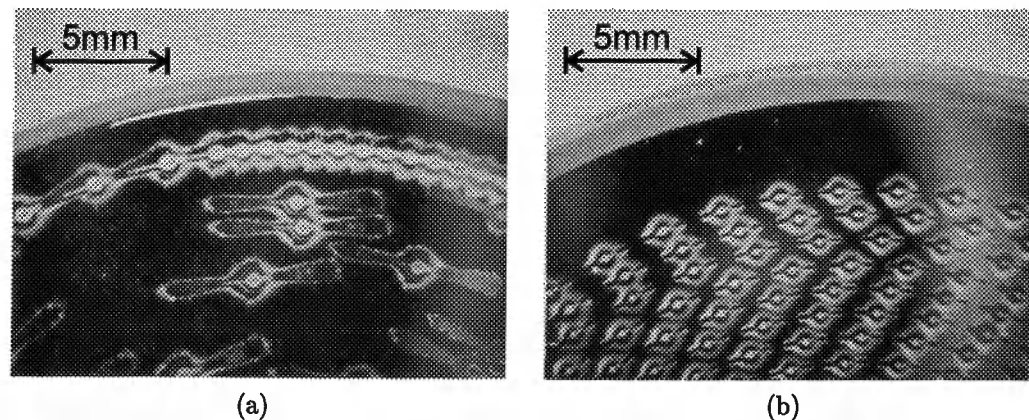


Abbildung 2.12: Da die Parabel mechanisch hergestellt ist, weist sie eine regelmäßige Riefenstruktur auf. Diese Struktur streut das Laserlicht aus dem Fokus heraus und bildet zwei vom Fokus auslaufende Flügel (s. Abb.(a)). Durch Verwendung eines neuen Targetmechanismus und eines Papierschirmes konnte eine Überlappung der Brennflecken vermieden werden (s. Abb.(b)).

Um eine Überlappung der Brennflecken zu vermeiden, wurde ein durch einen Mikrocontroller gesteuerter Targetmechanismus entwickelt, der einen gleichmäßigen und hinreichend großen Kraterabstand gewährleistet (s. Anhang B). Zusätzlich wurde die außerhalb des Fokus auftreffende Laserstrahlung mit Hilfe eines aus Papier bestehenden Schirmes abgeblockt. Das Ergebnis ist in Abb. 2.12b gezeigt.

In Abschnitt 3.2 wird die Quellgröße der Plasmaemission untersucht. Zusammen mit den Ergebnissen dieses Abschnittes ist es damit möglich die charakteristische Laserintensität zu bestimmen, bei der die Plasmaemission stattfindet. Mit der in Abschnitt 3.1 gemessenen Absorption folgt daraus die absorbierte Intensität, welche in den numerischen Simulationen benötigt wird.

2.4 Absorptionsmessung

Nach der vorangegangenen Beschreibung der Erzeugung des Laserpulses und der Fokussierung des Lasers, stellt sich als nächstes die Frage, wie effizient die Energie des Lasers in das Plasma eingekoppelt werden kann. Der zur Messung der Absorption verwendete Versuchsaufbau ist deshalb Gegenstand dieses Abschnitts.

Da die Absorption eine so fundamentale Größe ist, gibt es eine große Anzahl von Veröffentlichungen zu diesem Thema. Eine neue Arbeit, mit einem umfangreichen Literaturverzeichnis, wurde beispielsweise von Feurer *et al.* [35] veröffentlicht.

In der vorliegenden Arbeit spielt die Absorption nur in Hinblick auf die Energiebilanz des Plasmas eine Rolle. Es wurde daher darauf verzichtet, den gesamten Parameterraum, bestehend aus Einfallswinkel, Polarisation und Laserintensität, zu untersuchen. Stattdessen wurden nur diejenigen Fälle untersucht, die für die nachfolgenden Experimente relevant sind.

Ein sehr wichtiger Gesichtspunkt in diesem Zusammenhang ist, daß die gemessenen Werte der Absorption im großen Maße von den Eigenschaften des Lasersystems mitbestimmt werden. Damit ist neben den üblicherweise zitierten Größen wie Pulsform und Pulscontrast auch die Energieverteilung im Fokus gemeint. Letzteres wird insbesondere dann relevant, wenn die Messung bei hohen Intensitäten stattfindet [35]. Wie aus Abb. 2.10 ersichtlich ist, findet die Absorption nicht bei einer scharf definierten Intensität statt, sondern der gemessene Wert ist der mit der Energieverteilung gewichtete Mittelwert. Da aber die Energieverteilung im Fokus von den Eigenschaften des Lasers und der Fokussierung abhängt, lassen sich aus den bisher veröffentlichten Messungen schwerlich allgemeingültige Aussagen treffen. Das ist auch der Grund mit den hier vorliegenden Laserparametern Absorptionsmessungen vorzunehmen. Diese stellen, überspitzt formuliert, nur für unseren Laser gültige Messungen dar oder, vorsichtiger ausgedrückt, gelten nur für sehr ähnliche Versuchsbedingungen. Eine mögliche Lösung des Problems besteht in einer orts aufgelösten Messung der Absorption in Verbindung mit einer gleichzeitigen Messung der Energieverteilung im Fokus. Dieses nicht leicht zu verwirklichende Projekt ist Thema einer anderen Arbeit und wird hier nicht weiter

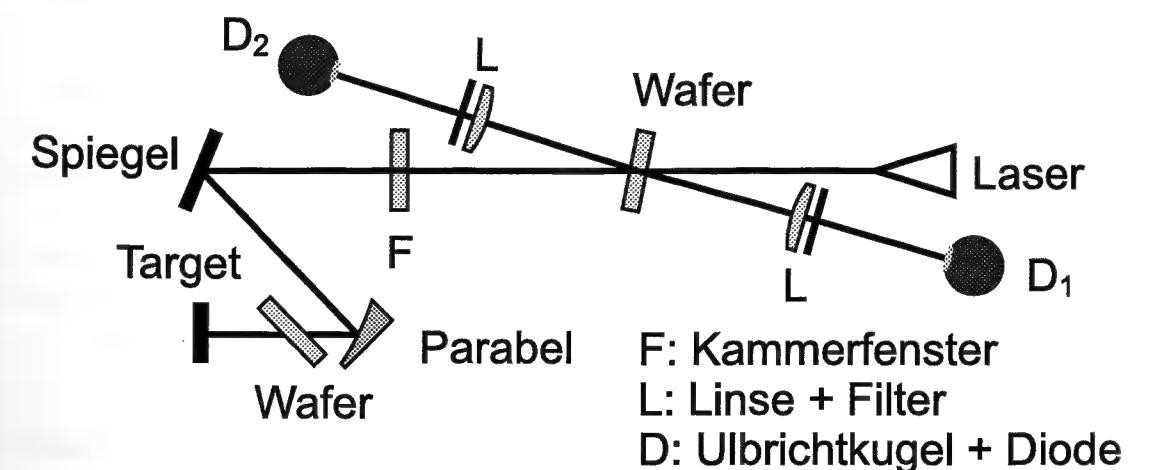


Abbildung 2.13: Prinzip der Absorptionsmessung bei senkrechtem Einfall. Die tatsächliche räumliche Anordnung der Dioden ist in Abb. 2.1 dargestellt.

diskutiert.

Zur Messung der Absorption wurde die Tatsache ausgenutzt, daß der Anteil an diffus gestreutem Licht bei unseren Intensitäten vernachlässigbar ist [35, 36]. Das dies in der Tat zutrifft, wurde experimentell sichergestellt. Dieser Umstand vereinfacht die Messungen dahingehend, daß das Target nicht in eine Ulbrichtkugel eingebaut werden muß und das reflektierte bzw. transmittierte Licht nur in spekulärer Richtung zu messen ist. Damit folgt die Absorption aus der Relation $R + T + A = 1$, wobei R die reflektierte, T die transmittierte und A die absorbierte Energie bedeuten. Bei dicken undurchsichtigen Targets reduziert sich dies auf die Beziehung $R + A = 1$.

Der verwendete Versuchsaufbau ist in den Abb. 2.13 und 2.14 für die Messung bei senkrechtem Lasereinfall und bei schrägem Einfall unter 45° (mit s- oder p-Polarisation) skizziert. Vom einfallenden Laser wurde zur Messung der einfallenden Energie mit einem Strahlteiler (0.5mm dicker Quarzglas-Wafer) ein Teil ausgekoppelt und in eine kleine Ulbrichtkugel mit Diode (D_1) fokussiert. Die Ulbrichtkugel wurde benutzt, weil die Messung damit weniger empfindlich auf Richtungsschwankungen ist (das Loch der Ulbrichtkugel ist größer als die Diode) und Zerstörungen der Dioden vermieden wurden. Der Strahlteiler ist dabei so dick, daß es zu keiner Interferenz zwischen der Reflexion an der Vorder- und Rückseite kommen konnte.

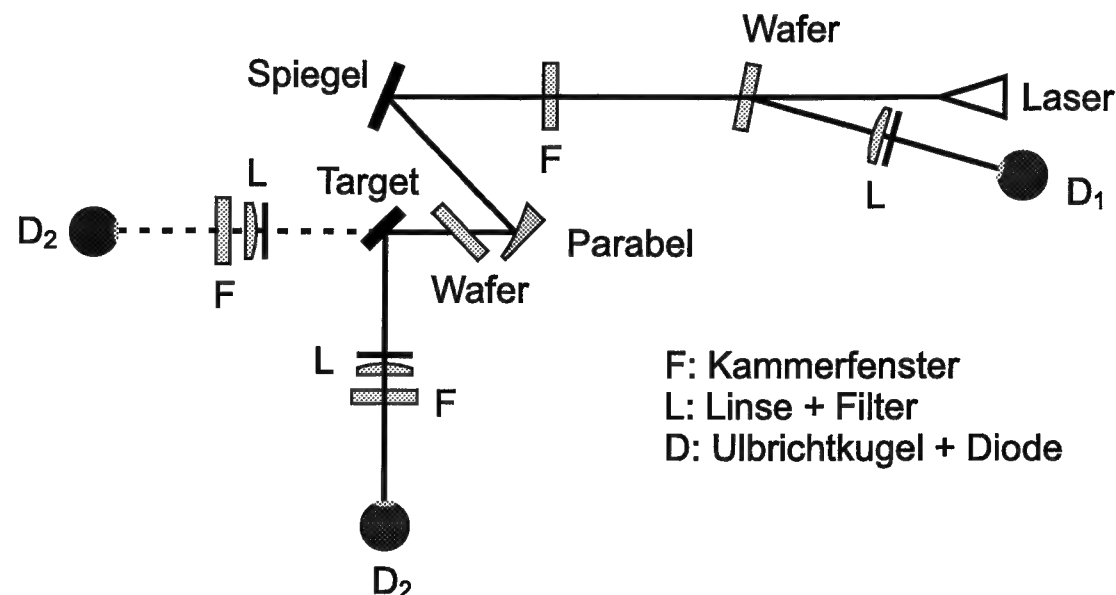


Abbildung 2.14: Prinzip der Absorptionsmessung bei schrägem Einfall unter 45° .

Die Diode D_2 in Abb. 2.13 wurde im Falle des senkrechten Einfalls zur Messung der reflektierten Laserstrahlung eingesetzt. Diese wurde ebenfalls in eine Ulbrichtkugel mit Diode (D_2) fokussiert. Für den Fall, daß das reflektierte Laserlicht auch Anteile enthält, deren Polarisierung gegenüber dem einfallenden Strahl gedreht ist, wurde der Strahlteiler unter einem flachen Winkel aufgestellt. Dies führt zur gleichen Reflektivität des Strahlteilers für die beiden Polarisationsrichtungen s und p. Die Linearität der Dioden wurde durch den Einsatz von Filtern mit bekannter Transmission sichergestellt. Die Signale (D_1, D_2) der Dioden wurden mit einem Oszillographen aufgezeichnet und über mindestens 20 Schüsse gemittelt. Die Eichung der Dioden in Abb. 2.13 erfolgte durch Austausch des Eintrittsfensters F gegen einen Goldspiegel bekannter Reflexion ($R_{\text{Gold}} = 0.45$ bei $\lambda = 395\text{nm}$). Damit kann mit den Signalen D_1^* und D_2^* (der Stern kennzeichnet die Eichmessung) der Dioden die Konstante k aus nachfolgender Gleichung bestimmt werden

$$R_{\text{Gold}} = k \frac{D_2^*}{D_1^*} = 0.45, \quad (\text{Goldspiegel statt Eintrittsfenster F}). \quad (2.5)$$

Die gesuchte Reflektivität des Plasmas folgt dann aus

$$R = k \frac{\frac{1}{r} D_2}{D_1} = k \frac{1}{r^2} \frac{D_2}{D_1}. \quad (2.6)$$

Die Größe r berücksichtigt dabei die Verluste an dem Umlenkspiegel, der Parabel und dem Schutz-Wafer vor der Parabel, welche in der Eichung nicht enthalten sind. Der von D_1 gemessene Wert ist daher auf dem Target um den Faktor r kleiner und die von D_2 gemessene reflektierte Energie ebenfalls. Deshalb ist das Signal der Diode D_1 um den Faktor r zu verkleinern und das der Diode D_2 um einen Faktor $1/r$ zu vergrößern. Das Kammerfenster ist entspiegelt und muß daher in Gl. 2.6 nicht berücksichtigt werden. Aus den bekannten Reflektivitäten der einzelnen Komponenten folgt für den Faktor r der Wert $r = 0.78$.

Bei schrägem Einfall unter 45° war der Versuchsaufbau wie in Abb. 2.14 skizziert. Die Eichung der Dioden erfolgte in diesem Fall ohne Target. Dabei gilt für die auf das Target einfallende Energie E_{inc}

$$E_{\text{inc}} = k_1 D_1^* = k_2 D_2^*. \quad (2.7)$$

Nachdem die Eichung abgeschlossen ist, kann die eigentliche Absorptionsmessung erfolgen. Dabei wird der Laserstrahl zusätzlich an der Targetoberfläche reflektiert. Der übrige Aufbau ist jedoch mit dem der Eichung identisch. Daher folgt

$$E_{\text{refl}} = k_2 D_2 = (1 - A) E_{\text{inc}} = (1 - A) k_1 D_1. \quad (2.8)$$

Weiter folgt für die Absorption mit Gl. 2.7

$$A = 1 - \frac{k_2}{k_1} \frac{D_2}{D_1} = 1 - \frac{D_1^*}{D_2^*} \frac{D_2}{D_1}. \quad (2.9)$$

Abschließend sei noch bemerkt, daß der Anteil der Energie, der bei schrägem Lasereinfall über die Fokussierungsoptik zurück in den Laser reflektiert wird, kleiner als 0.1% ist. Brillouin-Streuung kann dazu führen, daß ein Teil des einfallenden Laserlichtes phasenkonjugiert reflektiert wird [37, 38]. Die Brillouin-Streuung [39] beruht auf der Kopplung zwischen ionenakustischen Wellen im Plasma und dem einfallenden Laserlicht. Innerhalb der kurzen Wechselwirkungszeit bei fs-Laser Pulsen, können ionenakustische Wellen, in einem Plasma mit extrem steilen Gradienten, jedoch nicht anwachsen. Deshalb ist dieser Effekt im vorliegenden Fall nicht wirksam.

2.5 Plasmadiagnostik

Dieser Abschnitt beschreibt die eingesetzte Plasmadiagnostik. Die Diagnostik läßt sich grob in drei Kategorien gliedern. Den größten Teil nimmt dabei die Beschreibung der verschiedenen eingesetzten Röntgen-Spektrometer ein. Der zweite Abschnitt befaßt sich mit der Plasmadynamik und der zur zeitaufgelösten Messung eingesetzten Röntgen-Schmierbildkamera. In die letzte Kategorie fallen alle Diagnostiken, die dazu dienen, den erzeugten Plasmazustand näher zu spezifizieren (z.B. Größe, Temperatur usw.).

2.5.1 Quellgröße der Röntgenstrahlung

Betrachtet man das vom Plasma emittierte Röntgenlicht bei verschiedenen Wellenlängen, so findet man unterschiedliche Quelldurchmesser. Dieses Verhalten spiegelt die Energie- und Intensitätsverteilung im Fokus wieder. So stammt beispielsweise Strahlung kurzer Wellenlänge vornehmlich aus einem Bereich mit hoher Intensität, was gleichbedeutend mit einem kleinen Durchmesser ist. Der Plasmadurchmesser als Funktion der Wellenlänge ist für unsere Untersuchungen von großem Interesse. Diese Funktion liefert die charakteristische Laserintensität bei der die Emission des Röntgenlichtes stattfindet und ist wichtig, weil der Energietransport in das Target aus der Röntgenemission ermittelt wird.

Eine Standardmethode zur Messung der Plasmagröße ist die Abbildung des Plasmas mit einer Lochkamera („pinhole camera“). Hierbei erhält man ein vollständiges zweidimensionales Bild des Plasmas [40]. Die theoretische Ortsauflösung

dieser Anordnung (in der Detektorebene) für Licht der Wellenlänge λ beträgt [41]

$$\Delta x = \sqrt{\left(\lambda \frac{d_2}{D}\right)^2 + \left(D \frac{d_2}{d_1}\right)^2}, \quad (2.10)$$

mit dem Pinholedurchmesser D , dem Abstand vom Plasma zur Pinhole d_1 und dem Abstand vom Plasma zum Detektor d_2 . Der erste Term in Gl. 2.10 stammt von der Fraunhofer-Beugung am Pinhole, der zweite Term berücksichtigt die Quellgröße. Die maximale Ortsauflösung ist gegeben, wenn beide Terme gleich groß sind, und lautet $\Delta x = M\sqrt{2\lambda d_1}$, wobei $M = d_2/d_1$ ist. Ein Nachteil der Pinhole-Methode ist, daß die Wellenlänge des Bildes nur mittels Filter auf dem Eintrittsloch wählbar ist. Will man die Plasmagröße in einem großen Wellenlängenbereich bestimmen, so ist ein häufiger Filterwechsel erforderlich. Darüber hinaus ist die volle zweidimensionale Information meist redundant, denn das Plasma ist i. allg. rotationssymmetrisch.

Hier soll nun eine Methode vorgestellt werden, die es erlaubt, aus der Untersuchung des Halbschattens einer scharfen Kante die Quellgröße der Plasmaemission zu bestimmen. Dieses nachfolgend als Halbschattenmethode bezeichnete Verfahren erlaubt es, die Größe des Plasmas innerhalb eines großen Wellenlängenbereichs zu messen. Zusätzlich kann gleichzeitig ein Spektrum der Quelle registriert werden. Verglichen mit der Pinhole-Methode liefert die Halbschattenmethode auch

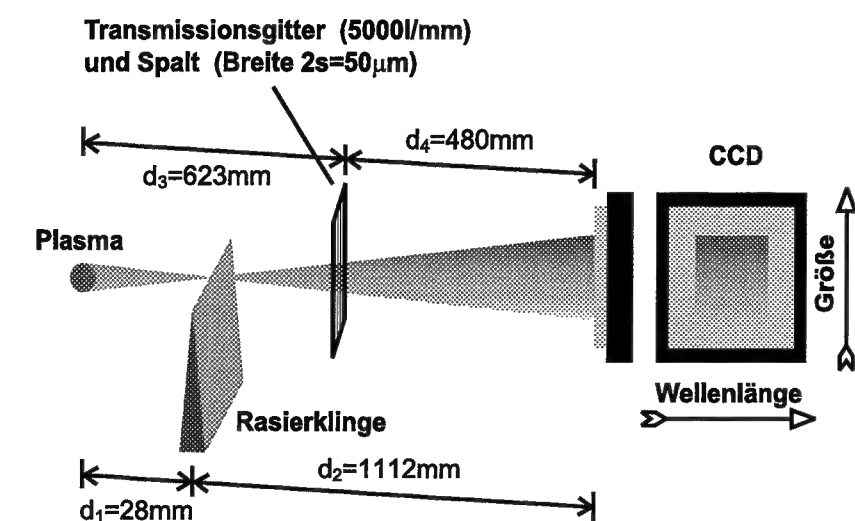


Abbildung 2.15: Prinzip der Quellgrößenmessung. Der Halbschatten der Rasierklinge wird spektral aufgespalten und auf die Röntgen-CCD-Kamera abgebildet.

eine bessere Ortsauflösung. Ursache dafür ist das Fehlen eines der Quellgröße in Gl. 2.10 äquivalenten Ausdruckes im theoretischen Auflösungsvermögen.

Gegenüber einem „pinhole transmission grating“, welches aus einer Pinhole auf einem Transmissionsgitter besteht [42], besitzt unsere Anordnung, abgesehen von der besseren Ortsauflösung, zwei weitere Vorteile. Erstens sind die spektrale und räumliche Auflösung getrennt voneinander wählbar und zweitens ist die Lichtstärke größer. Letzteres ist bei fs-Laser erzeugten Plasmen ein wichtiger Gesichtspunkt, denn die Konversion in Röntgenstrahlung ist bei gutem Laserkontrast klein.

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 2.15 dargestellt. Der Halbschatten einer Rasierklinge wird durch ein Transmissionsgitter (5000l/mm) hindurch auf eine Röntgen-CCD-Kamera abgebildet. Damit wird der Halbschatten in seine spektralen Anteile zerlegt und mit einer einzigen CCD-Aufnahme kann die Plasmagröße im gesamten hier interessierenden Spektralbereich mit Wellenlängen von $5\text{\AA}$ bis $50\text{\AA}$ gemessen werden. Der Teil der Röntgen-CCD-Kamera, welcher außerhalb des Halbschattengebietes liegt, registriert gleichzeitig ein Spektrum der Quelle. Es ist deshalb möglich gleichzeitig mit der Plasmagröße die Emissivität des Plasmas zu bestimmen. Zur Absoluteichung des Transmissionsgitters und der CCD-Kamera sei auf Abschnitt 2.5.3 und den Anhang A verwiesen.

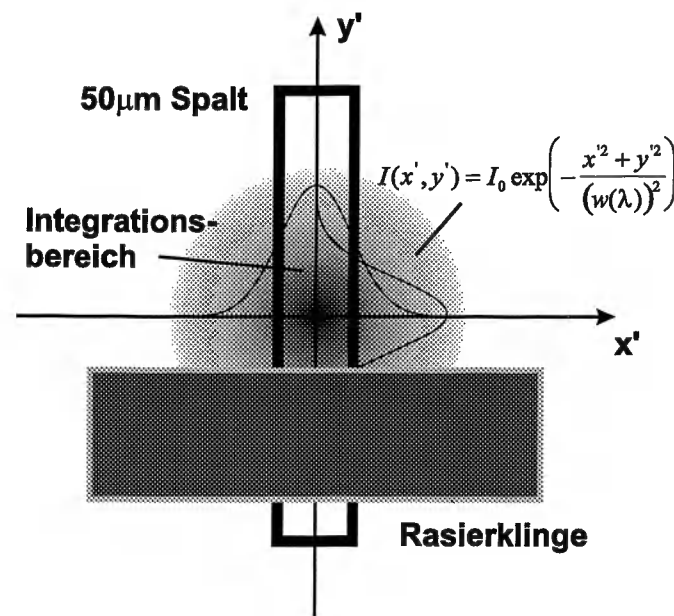


Abbildung 2.16: Projektion der Rasierklinge und des Spaltes aus der Detektorebene ($x = 0, y = 0$) in die Plasmaebene (x', y'). Um die Intensität im Aufpunkt zu erhalten, muß der sichtbare Teil der Intensitätsverteilung in der Plasmaebene aufintegriert werden.

Die Koordinaten in der Plasmaebene seien (x', y') , die in der Detektorebene (x, y) . Zur Auswertung der Daten wurde eine Gauß'sche Intensitätsverteilung in der Plasmaebene angenommen. Diese Annahme ist plausibel, da die Intensitätsverteilung der Plasmaemission mit der Laserintensität im Fokus korreliert. Die Intensität im Punkt (x', y') in der Plasmaebene ist dann gegeben durch

$$I(x', y') = I_0 \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{(w(\lambda))^2}\right), \quad (2.11)$$

wobei für jede Wellenlänge λ ein anderer Durchmesser $2w(\lambda)$ anzunehmen ist.

Um die Energie in einem Punkt (x, y) der Detektorebene zu bestimmen, muß die Intensitätsverteilung in Gl. 2.11 über den gesamten sichtbaren Bereich der Plasmaebene integriert werden. Dazu sind die Rasierklinge und der Spalt entsprechend des Abbildungsmaßstabes in die Plasmaebene zu projizieren. Die Ränder der Rasierklinge und des Spaltes geben dann den Integrationsbereich an (s. Abb. 2.16). Diese einfache Betrachtung vernachlässigt natürlich die Fresnel-Beugung an den jeweiligen Begrenzungskanten. Nachfolgende Überlegung beweist, daß dies in der Tat gerechtfertigt ist. Für die Fresnel-Beugung an einer unendlich langen Kante findet man (z. B. [33])

$$I(v) = \frac{I_0}{2} \left[\left(\frac{1}{2} - C(v) \right)^2 + \left(\frac{1}{2} - S(v) \right)^2 \right], \quad v = y \sqrt{\frac{2(d_1 + d_2)}{\lambda d_1 d_2}}. \quad (2.12)$$

Dabei werden $C(v), S(v)$ Fresnel-Integrale genannt. Für unsere Geometrie und bei einer Wellenlänge von $50\text{\AA}$ ergibt sich die in Abb. 2.17 dargestellte Situation. Da die Pixel der Röntgen-CCD-Kamera $27\mu\text{m}$ groß sind, befinden sich in jedem Pixel mehrere Perioden der Intensitätsschwankungen, die deshalb weggemittelt werden. Zusätzlich werden die Intensitätsschwankungen aufgrund folgender Eigenschaften ausgemittelt: (i) die Lichtquelle ist ausgedehnt, (ii) es wird kein kohärentes Licht emittiert und (iii) es wurden mehrere Laserschüsse aufsummiert. Damit ist die oben beschriebene Auswertung ohne Berücksichtigung von Beugungserscheinungen gerechtfertigt. Die gleichen Argumente gelten auch für die Beugung am Spalt.

Sei $\Omega(x, y)$ der Integrationsbereich, welcher sich durch Projektion des Spaltes und der Rasierklinge (vom Punkt (x, y) aus) in die Plasmaebene ergibt. Die Leistung in (x, y) ist dann

$$\begin{aligned} L(x, y) &= \int_{\Omega(x, y)} dx' dy' I_0 \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{(w(\lambda))^2}\right) \\ &= I_0 \int_{x'_1(x)}^{x'_2(x)} dx' \exp\left(-\frac{x'^2}{w^2}\right) \int_{y'_1(y)}^{\infty} dy' \exp\left(-\frac{y'^2}{w^2}\right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

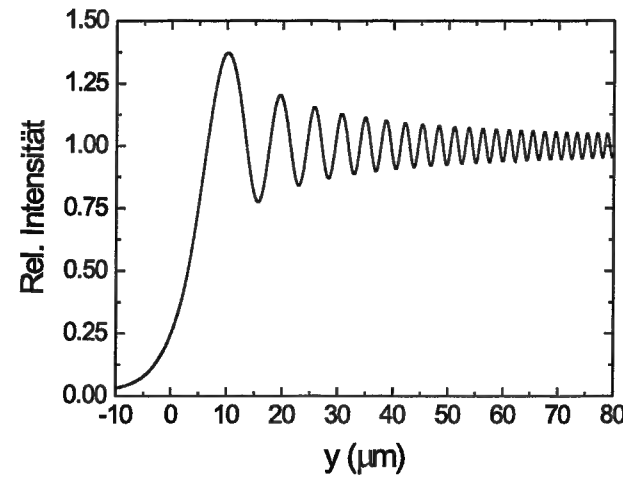


Abbildung 2.17: Fresnel-Beugung von Licht mit einer Wellenlänge $\lambda = 50\text{\AA}$ an einer Kante, beobachtet in der Ebene des Detektors (Röntgen-CCD-Kamera). Die geometrischen Größen entsprechen dem tatsächlichen experimentellen Aufbau. Man beachte, daß ein CCD-Pixel $27\mu\text{m}$ breit ist und bei kürzeren Wellenlängen die Oszillationsfrequenz noch größer ist.

$$= I_0 w^2 \frac{\pi}{4} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x'_2(x)}{w} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x'_1(x)}{w} \right) \right] \left[1 + \operatorname{erf} \left(-\frac{y'_1(y)}{w} \right) \right].$$

Hierbei bezeichnet $\operatorname{erf}(z)$ die Fehlerfunktion. Die Größen x'_1, x'_2, y'_1 sind einfache Funktionen von x, y

$$\begin{aligned} x'_1 &= -\frac{1}{m}(s+x) - s, \quad m = \frac{d_4}{d_3}, \\ x'_2 &= \frac{1}{m}(s-x) + s, \\ y'_1 &= -\frac{1}{M}y, \quad M = \frac{d_2}{d_1}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

mit $2s$ die Spaltbreite und M, m die Vergrößerungen der jeweiligen Abbildung. Insgesamt ergibt sich also folgender Ausdruck

$$\begin{aligned} L(x, y) = I_0 w^2 \frac{\pi}{4} \times & \underbrace{\left[\operatorname{erf} \left(-\frac{(1+m)s+x}{mw} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{(1+m)s-x}{mw} \right) \right]}_{\text{Spaltbild}} \\ & \times \underbrace{\left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{y}{Mw} \right) \right]}_{\text{Halbschatten}}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die Leistung in der Detektorebene ist das Produkt zweier unabhängiger Anteile. Die erste Funktion beschreibt das Bild des Spaltes als Funktion der Spaltbreite und Quellgröße. Sie geht in die Berechnung des spektralen Auflösungsvermögens des Spektrometers ein. Der letzte Term beschreibt den Halbschatten, aus dem die Plasmagröße bestimmt wird.

Bisher wurde die Winkeldispersion des Transmissionsgitters außer acht gelassen. Die Winkeldispersion führt zu einer wellenlängenabhängigen Verschiebung des Spaltbildes in der Detektorebene ($x \rightarrow x + d_4 \lambda / a$, $a = \text{Gitterkonstante}$), wobei die Form des Halbschattens unverändert bleibt. Deshalb muß die Winkeldispersion bei der nachfolgenden Auswertung des Halbschattens nicht berücksichtigt werden.

Die Analyse der Meßdaten wurde wie folgt vorgenommen. Zuerst wurde die Energieverteilung in der Detektorebene über ein kleines x -Intervall gemittelt, wodurch das Signal-Rausch-Verhältnis erhöht wird. Weil die Energieverteilung das Produkt zweier unabhängiger Funktionen ist, bleibt die Form des Halbschattens dadurch unverändert. Natürlich darf der gewählte Bereich nicht zu groß werden, damit $w(\lambda)$ im betrachteten Intervall als konstant angenommen werden kann. Im zweiten Schritt wurden mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate die Parameter p_1, p_2 der Funktion

$$f(p_1, p_2) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - p_1}{p_2} \right) \right) \quad (2.16)$$

ermittelt. Mit anderen Worten, die Parameter wurden solange variiert, bis die Abweichung von den Meßdaten minimal war. Der Parameter p_1 bedeutet dabei nur eine triviale Verschiebung des Ursprungs. Aus dem Wert von p_2 kann dann mit Hilfe der Gleichung

$$\text{Plasmadurchmesser} = 2w = 2 \frac{p_2}{M} \quad (2.17)$$

der Plasmadurchmesser bestimmt werden. Ein Beispiel ist in Abb. 2.18 gezeigt. Hier wurde mit dem ATLAS-Laser ein Goldplasma (ohne Vorpuls) erzeugt und die Größe der Quelle bei $10\text{\AA} \leq \lambda \leq 15\text{\AA}$ ermittelt. Um die Genauigkeit der Methode zu demonstrieren, sind neben den experimentellen Daten und der daraus berechneten Funktion, auch die Funktionen für eine um 50% größere und kleinere Quelle eingezeichnet.

Die theoretische Ortsauflösung folgt aus Gl. 2.12 und ist durch

$$\Delta x = \sqrt{\frac{\lambda}{2} \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2}} \approx \sqrt{\frac{1}{2} \lambda d_1} \quad (2.18)$$

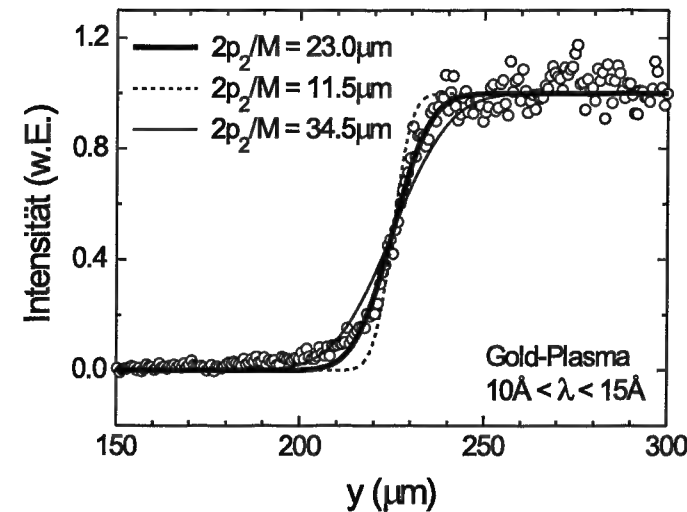


Abbildung 2.18: Analyse der Quellgröße eines Goldplasmas (ohne Vorpuls) im Wellenlängenbereich $10\text{Å} \leq \lambda \leq 15\text{Å}$. Die Punkte sind Meßwerte und die Linien sind entsprechend der Gl. 2.16 berechnete Kurven mit Parametern $2p_2/M = 11.5\mu\text{m}$, $23.0\mu\text{m}$, $34.5\mu\text{m}$. Die Abszisse gibt den Abstand in der Detektorebene an.

gegeben (in der Detektorebene). Bei einer Wellenlänge $\lambda=10\text{Å}$ ist das theoretische Auflösungsvermögen beispielsweise $3.7\mu\text{m}$ in der Detektorebene, bzw. $0.1\mu\text{m}$ in der Plasmaebene. In unserem Fall ist das räumliche Auflösungsvermögen durch die Pixelgröße der Röntgen-CCD-Kamera begrenzt und beträgt $\approx 1\mu\text{m}$ in der Plasmaebene. Ein Vergleich des Auflösungsvermögens der Halbschattenmethode mit der Pinhole-Methode liefert

$$\frac{\Delta x_{\text{Pinhole}}}{\Delta x_{\text{Rasierkl.}}} = 2M, \quad M = d_2/d_1. \quad (2.19)$$

Ursache ist, wie bereits weiter oben erwähnt, das Fehlen einer Quellverbreiterung in Gl. 2.18.

Zusammenfassend demonstrieren die Messungen, daß diese Methode sehr gut geeignet ist, die Quellgröße bei verschiedenen Wellenlängen zu messen. Gleichzeitig kann dabei die Emissivität des Plasmas bestimmt werden.

2.5.2 Raum- und zeitgemittelte Elektronentemperatur

Neben der absorbierten Laserenergie (s. Abschnitt 2.4) ist die Elektronentemperatur ein weiterer wichtiger Parameter, der den Zustand des Plasmas charakterisiert. Beispielsweise kann die Elektronentemperatur unmittelbar mit Werten der

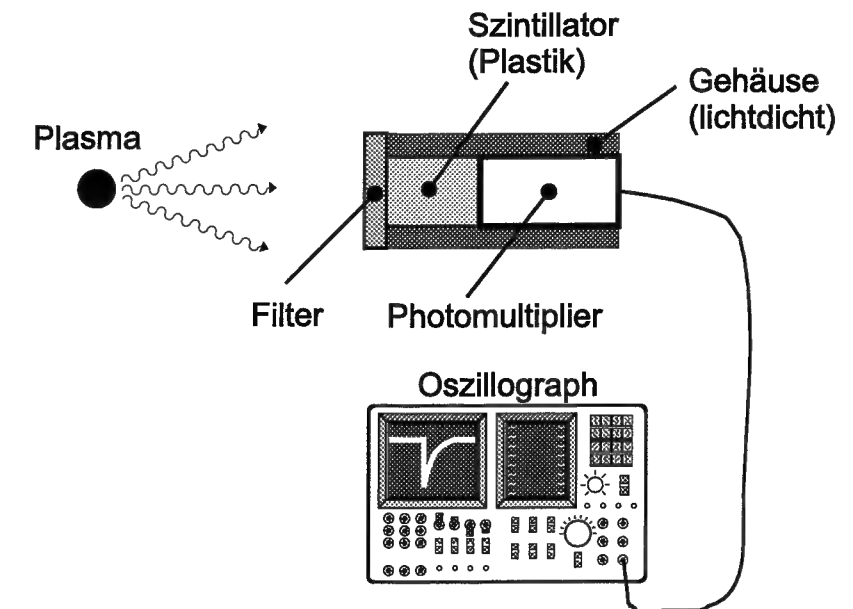


Abbildung 2.19: Die vom Filter transmittierten Photonen werden im Plastik Szintillator (16mm dick) in sichtbares Licht umgewandelt. Der Photomultiplier liefert dann ein Signal auf dem Oszillograph, dessen Höhe zur deponierten Energie proportional ist.

aus numerischen Simulationen erhaltenen Temperatur verglichen werden. Auch für die Berechnung der mittleren freien Weglänge der Elektronen ist die Temperatur erforderlich. In diesem Abschnitt wird die zur Messung verwendete Methode beschrieben.

Aus dem Bremsstrahlungskontinuum läßt sich mit Hilfe von gefilterten Szintillatoren die Elektronentemperatur bestimmen. Der Aufbau der Detektoren ist in Abb. 2.19 skizziert. Vor dem Szintillator ist eine Folie angebracht, die alle Photonen unterhalb einer bestimmten Energie $E_{\min}$ abblockt. Die durch den Filter transmittierten Photonen werden nun im Szintillator in sichtbare Photonen umgewandelt [43], falls ihre Energie kleiner als $E_{\max}$ ist. Aufgrund der endlichen Dicke des Szintillators (16mm) können Photonen oberhalb $E_{\max}$ nicht nachgewiesen werden. Insgesamt werden vom Szintillator also nur Photonen mit einer Energie $E_{\min} \leq E \leq E_{\max}$ detektiert. Die spektrale Empfindlichkeit der von uns verwendeten Filter/Szintillator Kombinationen ist in Abb. 2.20 aufgetragen. Das im Szintillator entstehende sichtbare Licht wird anschließend mit einem Photomultiplier registriert und auf einem Oszillographen angezeigt. Die gleichzeitige Verwendung mehrerer Detektoren mit unterschiedlichen Filtern ermöglicht nun die Bestimmung der Elektronentemperatur.

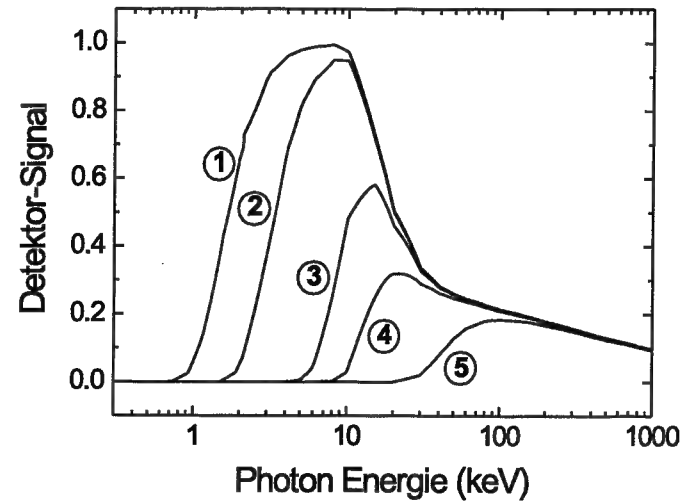


Abbildung 2.20: Spektrale Detektorempfindlichkeit der verwendeten Filter/Szintillator Kombination der Detektoren 1-5. Die verwendeten Filterfolien sind in Tab.2.1 aufgeführt. Die gezeigten Funktionen sind jeweils das Produkt aus $T(E)$ und $A(E)$ für die verschiedenen Filter.

Um den Zusammenhang zwischen den Meßwerten und der Elektronentemperatur herstellen zu können, wird angenommen, daß die Energieverteilung der Elektronen eine Maxwell-Verteilung ist. Dies ist natürlich nicht immer richtig und es werden i. allg. mehrere verschiedene Temperaturen benötigt um das Elektronenspektrum des Plasmas zu beschreiben. Deshalb ist dies nur eine bequeme Annahme, welche zu einer „effektiven Maxwelltemperatur“ führt. Die pro Energieintervall dE , von n_e Elektronen pro Volumen mit der Temperatur T_e und der Wechselwirkung mit n_i Ionen pro Volumen (Ladungszahl Z) resultierende Bremsstrahlungsemission folgt aus [44–46]

$$I(E) = C \frac{n_e n_i Z^2}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right). \quad (2.20)$$

Die Größe C enthält einige numerische Konstanten und quantenmechanische Korrekturen die hier nicht weiter interessieren. Das Signal S im Photomultiplier ist proportional zu

$$S \sim \int_0^\infty dE I(E) T(E) A(E) \eta(E). \quad (2.21)$$

Dabei ist $I(E)$ die Emission des Plasmas pro Energieintervall, $T(E)$ die Transmissionswahrscheinlichkeit durch das Filter, $A(E)$ die Absorptionswahrscheinlichkeit im Szintillator und $\eta(E)$ die Effizienz des Szintillators. Für die Szintillator-

Effizienz η wird angenommen, daß sie unabhängig von der Energie der Photonen ist [47, 48]. Für $A(E), T(E)$ wird folgender Zusammenhang mit dem Massenabsorptionsquerschnitt κ , der Dichte ρ und der Dicke d ausgenutzt (für Plastik und die Filterkombinationen)

$$A(E) = 1 - \exp(-\kappa(E)\rho d), \quad T(E) = \exp\left(-\sum_i \kappa_i(E)\rho_i d_i\right). \quad (2.22)$$

Die Summation erstreckt sich über alle Filter i . Zahlenwerte für κ findet man in [49]. Der Quotient des Signales zweier Detektoren ist dann

$$\begin{aligned} \frac{S_1}{S_2} &= \frac{\int_0^\infty dE I(E) T_1(E) A(E)}{\int_0^\infty dE I(E) T_2(E) A(E)} \\ &= \frac{\int_0^\infty dE \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) T_1(E) A(E)}{\int_0^\infty dE \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) T_2(E) A(E)}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Im letzten Schritt wurde die Bremsstrahlungsformel 2.20 verwendet. Das ist jedoch nur dann möglich, wenn $I(E)$ im von $T(E)A(E)$ vorgegebenen Energiebereich keine Linienstrahlung enthält. Deshalb sollten die Filter ($T(E)$) zur Ermittlung der Temperatur so gewählt werden, daß sie keine Linienstrahlung des Plasmas transmittieren. Dann hängt S_1/S_2 nur noch von der Elektronentemperatur T_e ab. Mit den bekannten Größen $T(E), A(E)$ kann somit die Elektronentemperatur T_e leicht aus dem Quotienten der Signale zweier Detektoren bestimmt werden.

Gleichung 2.23 ist, wie bereits erwähnt, nur gültig, falls die im Szintillator deponierte Energie nur aus Bremsstrahlung stammt. Im allgemeinen Fall trägt zum Integral auch Linienstrahlung bei. Dies kann man sich zunutze machen, um eine Absoluteichung für die Detektoren zu finden. Dazu wurde ein Detektor so gefiltert ($25\mu\text{m Be}$), daß sein Signal allein durch die Emission der Aluminium He_α Linie bestimmt ist. Die Konversion von Laserenergie in Al- He_α Emission ist aus Messungen mit dem Transmissionsgitter bekannt (s. Abschnitt 2.5.3). Damit ist das im Detektor gemessene Signal gleich der gemessenen Al - He_α Konversion. Wegen der Eichung der Detektoren untereinander ist damit auch die Konversion in härtere Bremsstrahlung bestimmt.

Die im Experiment verwendeten Filter- und Szintillator-Kombinationen sind in Tab. 2.1 und Abb. 2.20 aufgeführt. Alle Detektoren waren unter einem Winkel von ca. 45° innerhalb der Targetkammer montiert. Typischerweise wurden die Signale auf einem digitalen Oszillographen über 128 Schüsse gemittelt. Das verwendete

Detektor Nr.	Filter	$E_{\min}$ (in keV)
1	25 μm Be	1.6
2	25 μm Be + 220 μm Be	3.3
3	25 μm Be + 100 μm Al	8
4	25 μm Be + 500 μm Al	12
5	25 μm Be + 1mm Al + 260 μm Cu	42

Tabelle 2.1: Im Experiment verwendete Filterkombinationen und ihre untere Abschneideenergie. Die spektrale Energieempfindlichkeit der Detektoren ist in Abb. 2.20 gezeigt.

Szintillatormaterial ist nicht nur für Photonen sensitiv, sondern auch für Elektronen. Um einen Beitrag der schnellen Elektronen zum Detektorsignal auszuschließen, wurden Tests mit Magneten und Blenden vor den Detektoren durchgeführt. Dabei zeigte sich jedoch, daß der Beitrag schneller Elektronen vernachlässigbar ist.

Abschließend sei nochmals darauf hingewiesen, daß die Messung raum- und zeitgemittelte Werte liefert. Grund ist die fehlende Zeitauflösung der verwendeten Photomultiplier und der große Raumwinkel der Detektoren. Die fehlende Zeitauflösung ist jedoch kein Nachteil, wenn man nur die harte Bremsstrahlung betrachtet. Deren Emission ist nur von kurzer Dauer (einige ps) und damit das Mittelungsintervall klein. Wegen der fehlenden Ortsauflösung ist der Entstehungsort der Bremsstrahlung nicht meßbar. Diese Tatsache hat jedoch keinen Einfluß auf die Bestimmung der Elektronentemperatur.

2.5.3 Transmissionsgitter - Spektrograph (TGS)

Der Transmissionsgitter-Spektrograph (TGS) ist ein universelles, leicht handhabbares Spektrometer, welches häufig für Messungen im weichen Röntgenbereich eingesetzt wird ([50] und Referenzen darin). In Abb. 2.21 ist der Aufbau des TGS skizziert. Der große Vorteil des TGS ist der einfache Aufbau und die daraus resultierende einfache Justierung. Es besteht aus einem freitragenden Transmissionsgitter (TG) mit 5000 Goldstäben pro Millimeter (Hersteller: X-OPT Inc., Gainesville, FL) und einem davor befestigten 50 μm breiten Spalt. Als Detektor wurde eine Röntgen-CCD-Kamera eingesetzt (s. Anhang A). Da die Röntgen-CCD-Kamera auch im sichtbaren Spektralbereich empfindlich ist, wurde zusätzlich ein 1000 $\text{\AA}$ dickes Beryllium-Filter vor dem Spalt angebracht. Damit konnte das

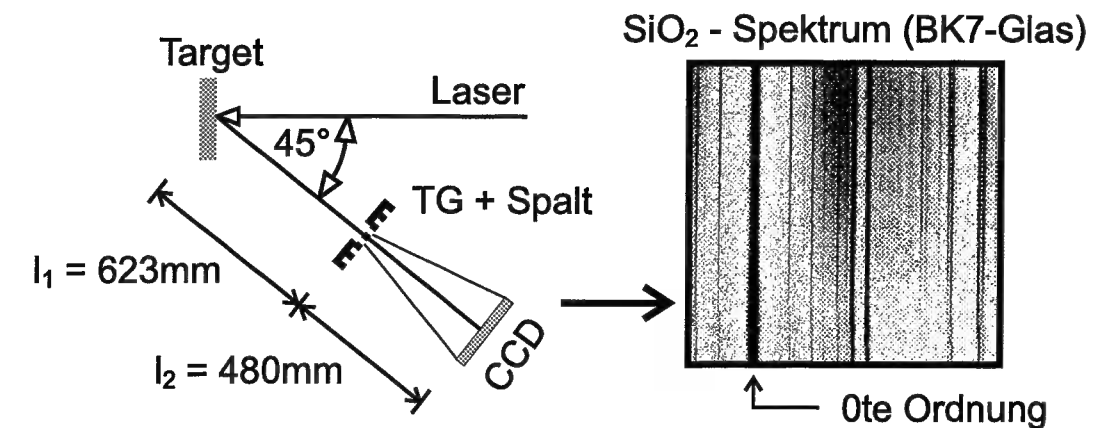


Abbildung 2.21: Aufbau des Transmissionsgitter - Spektrograph (TGS). Das Spektrometer besteht aus dem Transmissionsgitter (TG) mit 5000 Goldstäben pro mm, einem 50 μm breiten Spalt auf dem Gitter und einem 1000 $\text{\AA}$ dicken Beryllium-Filter gegen Streulicht. Als Detektor wurde eine Röntgen-CCD-Kamera verwendet.

sichtbare Licht wirksam unterdrückt werden. Das Spektrometer war so an der Targetkammer montiert, daß dessen Achse einen Winkel von 45° zum einfallenden Laserstrahl bildete. Wegen der endlichen Dicke der Gitterstäbe (typisch 5000 $\text{\AA}$ Gold), werden diese bei Photonenenergien oberhalb von $\approx 2\text{keV}$ durchsichtig und die Effizienz des TG nimmt ab. Deshalb wurden TG bisher nur bis Photonenenergien von ca. 2keV eingesetzt. Unsere Experimente [50] zeigen jedoch, daß TG sogar bis 10keV noch gut einsetzbar sind.

Das theoretische Auflösungsvermögen unseres TGS kann, unter Vernachlässigung der Quellgröße (die Quelle ist sehr klein s. Abschnitt 3.2), wie folgt berechnet werden. Aus der Bedingung, daß die Lineardispersion in der Detektorebene größer als das Bild des Spaltes sein muß, folgt

$$\Delta\lambda \frac{l_2}{d} \geq s \frac{l_1 + l_2}{l_1} \Rightarrow \Delta\lambda = s d \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} \approx 0.4 \text{\AA}. \quad (2.24)$$

Dabei bedeuten s die Spaltbreite (50 μm), d die Gitterperiode (2000 $\text{\AA}$) und die Abstände l_1, l_2 sind der Abb. 2.21 zu entnehmen. Experimentell beträgt das Auflösungsvermögen $\Delta\lambda \approx 0.5 \text{\AA}$, in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert. Das spektrale Auflösungsvermögen $\lambda/\Delta\lambda$ des TGS ist, unter realistischen Versuchsbedingungen, i. allg. kleiner verglichen mit anderen Spektrometern. Das Flat-Field-Spektrometer (s. Abschnitt 2.5.4) beispielsweise besitzt ein ca. fünfmal besseres Auflösungsvermögen im Bereich 10-70 $\text{\AA}$ und ist dabei in unserem Aufbau durch die Ortsauflösung der eingesetzten CCD-Kamera begrenzt. Dieser Nachteil

des TGS wird aber ausgeglichen durch den großen nutzbaren Wellenlängenbereich und die leichte Verstellung der zu messenden Wellenlänge. Damit ist das TGS besonders gut zum Messen von Übersichtsspektren eines Plasmas geeignet.

Um die Plasmaemission in unseren Experimenten absolut zu messen, muß die Effizienz des Transmissionsgitters bekannt sein. Die Effizienz in die m -te Ordnung ($m \geq 1$) folgt aus [51]

$$\eta_m = (1 - f) \left(\frac{\sin((a/d)m\pi)}{m\pi} \right)^2 \times (1 + \exp(-2n''kz) - 2 \exp(-n''kz) \cos(\delta kz)). \quad (2.25)$$

Dieser Ausdruck berücksichtigt auch das durch die Gitterstäbe transmittierte Licht und dessen Phasenverschiebung. Die einzelnen Größen bedeuten dabei:

- f Bruchteil des Gitters, welcher durch die Stützstruktur des Gitters abgedeckt wird
- a Breite der Öffnung zwischen den Gitterstäben
- d Periode des Gitters
- n'' Imaginärteil des Brechungsindex
- $k = 2\pi/\lambda$ Wellenzahl im Vakuum
- z Dicke der Gitterstäbe
- $\delta := 1 - n'$ mit dem Realteil des Brechungsindex n'

Der Quotient η_m/η_1 hängt nach Gl. 2.25 nur noch von a/d ab (s. Abb. 2.22a) und ist deshalb leicht experimentell bestimmbar. Für unser TG wurde $\eta_2/\eta_1 = 0.23$ und $\eta_3/\eta_1 = 0.03$ gemessen, woraus $a/d \approx 0.35$ folgt. Die Dicke der Gitterstäbe beträgt laut Angaben des Herstellers $\approx 5000\text{\AA}$. Damit sind alle zur Berechnung der Effizienz benötigten Größen in Gl. 2.25 bekannt. Das Resultat ist in Abb. 2.22b gezeigt. Weil die Goldstäbe bei kurzen Wellenlängen transparent werden, arbeitet das TG nicht mehr wie ein Amplitudengitter sondern wie ein Phasengitter. Dies führt zu einer Modulation der Effizienz bei kurzen Wellenlängen. Diese Modulation ist in Abb. 2.22b gut zu erkennen. Von uns kürzlich durchgeführte Messungen mit einer Röntgenröhre [50] bestätigen die nach Gl. 2.25 berechnete Effizienz des TG. Für die Absoluteichung des gesamten Spektrometers muß nun nur noch die

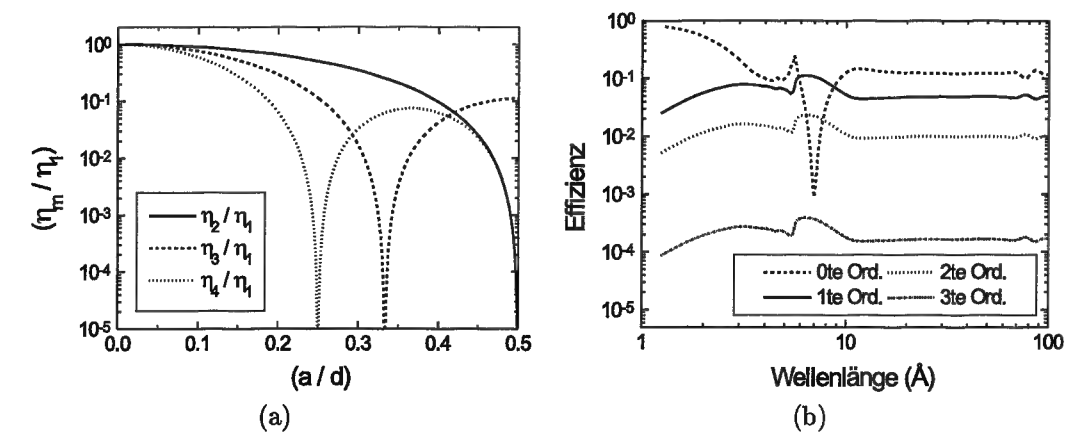


Abbildung 2.22: Theorie zum TG: (a) Verhältnis der Effizienz von m -ter zu 1-ter Ordnung als Funktion von a/d . (b) Effizienz unseres TG in die verschiedenen Ordnungen.

Empfindlichkeit der CCD-Kamera bekannt sein. Diese ist experimentell mit einer gut bekannten Röntgenquelle bestimmt worden (s. Anhang A).

Damit ist der Transmissionsgitter-Spektrograph (TGS) vollständig charakterisiert. Für mit dem TGS gemessene Spektren sei auf die Darstellung der Meßergebnisse in Kapitel 3 verwiesen.

2.5.4 Flat - Field - Spektrograph (FFS)

Das Flat-Field-Gitter (FFG) ist ein konkaves Reflexionsgitter mit variablem Abstand zwischen den Gitterfurchen [52–54]. Letzteres hat den Vorteil, daß das Bild des Plasmas in einer Ebene entsteht und nicht wie sonst üblich auf dem Rowland-Kreis. Damit ist das FFG besonders gut geeignet für flache Detektoren wie die von uns eingesetzte Röntgen-CCD-Kamera (s. Anhang A). Um bei kurzen Wellenlängen eine möglichst hohe Reflektivität zu erzielen, wird das FFG unter streifendem Einfall eingesetzt. Das FFG wird von Hitachi [55] hergestellt und ist in zwei verschiedenen Ausführungen erhältlich. Einmal mit 1200l/mm für Wellenlängen im Bereich $40\text{\AA} \leq \lambda \leq 300\text{\AA}$ und mit 2400l/mm für Wellenlängen $10\text{\AA} \leq \lambda \leq 70\text{\AA}$. Das Gitter mit 1200l/mm ist bereits Gegenstand einiger Veröffentlichungen gewesen [56] und ist mit seinem Wellenlängenbereich nicht für die Untersuchung der K-Schalen Emission der hier interessierenden Elemente geeignet. Deshalb wurde von uns ein auf dem 2400l/mm Gitter basierendes Spektrometer (FFS) aufgebaut. Die Resultate unserer Charakterisierung dieses Spektrometers sind in einer

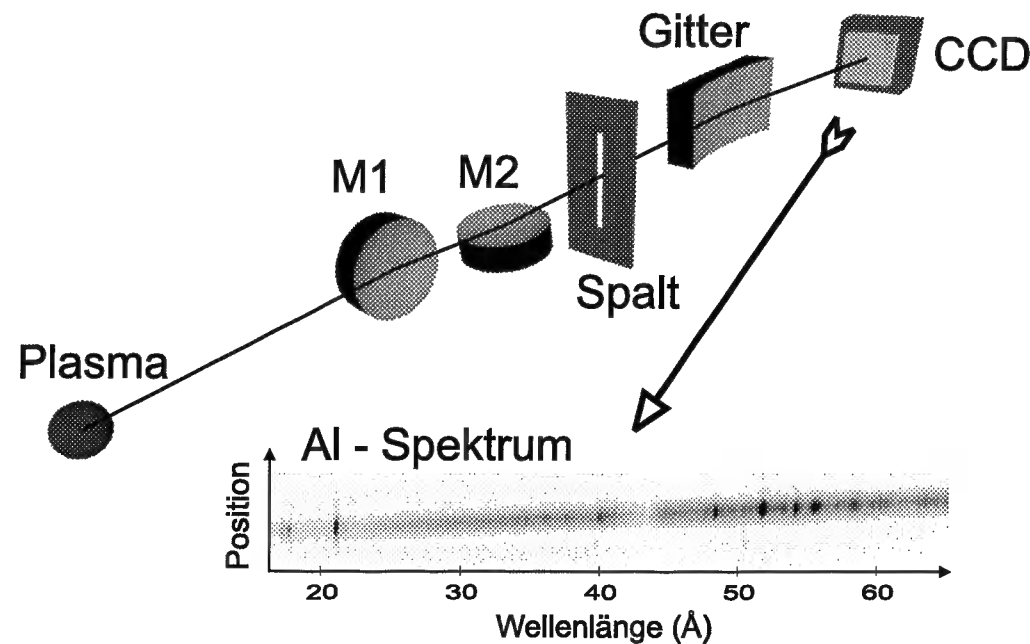


Abbildung 2.23: Aufbau des Flat-Field-Spektrometers (FFS): Die Abstände zwischen den Komponenten betragen: Plasma-M1=270mm, M1-Spalt=270mm, Spalt-Gitter=237mm, Gitter-CCD=235mm, Plasma-M2=350mm, M2-CCD=662mm. Die gezeigten Rohdaten stammen von einem Al-Target.

Veröffentlichung [57] zusammengefaßt. Wegen seines hohen Auflösungsvermögens ($\lambda/\Delta\lambda$) ist das FFS insbesondere zur Spektroskopie des hier interessierenden weichen Röntgenbereichs geeignet.

Der Aufbau des FFS ist in Abb. 2.23 illustriert. Um den Raumwinkel des FFS zu erhöhen und zusätzlich Ortsauflösung zu erhalten, wurde eine modifizierte Kirkpatrick-Baez-Anordnung [58] mit zwei Kollektorspiegeln zusammen mit dem FFG aufgebaut. Die Abbildung und spektrale Zerlegung des Plasmas erfolgt dabei in zwei voneinander unabhängigen und senkrecht zueinander stehenden Richtungen. Der erste Kollektorspiegel M1 (Krümmungsradius $R=7\text{m}$, Einfallswinkel $i = 2.2^\circ$, Durchmesser $d=50\text{mm}$, Vergrößerung $M=1$) bildet das Plasma auf den Eintrittsspalt ab. Der Eintrittsspalt wird seinerseits vom Gitter ($i = 1.3^\circ$) auf die CCD-Kamera abgebildet. Mit dem zweiten Kollektorspiegel M2 ($R=10\text{m}$, $i = 2.6^\circ$,

$d=50\text{mm}$, $M=1.9$) wird das Plasma vergrößert auf die CCD-Kamera abgebildet. Dieser Spiegel sorgt für Ortsauflösung in der Richtung senkrecht zur Richtung der Dispersion. Ein Beispiel eines so entstehenden Plasmabildes ist in Abb. 2.23 enthalten. In der Detektorebene entstehen mit dem beschriebenen Aufbau i. allg. mehrere Bilder. Wegen der sehr kleinen Einfallswinkel der Kollektorspiegel und des FFG ist es möglich, daß ein Teil des vom Plasma emittierten Lichtes einen Kollektorspiegel oder das Gitter verfehlt und trotzdem den Detektor trifft. Dann entsteht entweder an einer falschen Stelle auf dem Detektor ein Bild des Plasmas oder es kommt zu einer Erhöhung des Streulichtlevels. Ersteres ist dann ein nicht fokussiertes bzw. nicht spektral aufgelöstes Bild des Plasmas und ist deshalb nicht brauchbar. Deshalb wurde vor den Spiegeln und dem Gitter jeweils ein Schirm angebracht, welcher nur das von der jeweiligen Komponente spekulär reflektierte Licht passieren läßt. Damit entsteht nur noch ein einziges Bild in der Detektorebene. Diese Schirme sind der Übersichtlichkeit wegen nicht in Abb. 2.23 mit eingezeichnet. Die verwendete Röntgen-CCD-Kamera ist auch für sichtbares Licht empfindlich, weshalb auf dem Eintrittsspalt des Spektrometers ein $1000\text{\AA}$ dicker Al-Filter zur Streulichtunterdrückung angebracht war.

Das FFG und die Kollektorspiegel bestehen aus einem Glassubstrat mit einer aufgedampften Goldschicht. Damit das einfallende Licht bei kurzen Wellenlängen nicht überwiegend absorbiert sondern reflektiert wird, muß der Einfallswinkel unterhalb eines kritischen Winkels θ_c bleiben. Der Winkel θ_c folgt aus $\cos \theta_c = 1 - \delta$ und δ aus dem Brechungsindex $n = 1 - \delta - i\beta$ mit $|\delta|, |\beta| \ll 1$ [58–60]. Letzteres drückt die bekannte Tatsache aus, daß der Brechungsindex für kurze Wellenlängen nahe bei 1 liegt. Für $\lambda = 40\text{\AA}$ findet man für Gold beispielsweise ein θ_c von ca. 6° . Ein Kollektorspiegel mit 2.4° Einfallswinkel besitzt bei dieser Wellenlänge eine Reflektivität von ca. 60%. Bei kürzeren Wellenlängen verschiebt sich θ_c zu kleineren Einfallswinkeln.

Das Design des FFS ist durch die Geometrie der Targetkammer weitestgehend vorgegeben und die Kollektorspiegel mußten dazu passend gewählt werden. Die Kollektorspiegel sind einfache und preiswerte sphärische Goldspiegel. Für kleine Einfallswinkel verhalten sich diese für Meridianstrahlen wie zylindrische Spiegel mit einer Brennweite von [58]

$$f = \frac{R \sin i}{2}, \quad (2.26)$$

i der Einfallswinkel und R der Krümmungsradius. Das theoretisch erreichbare räumliche Auflösungsvermögen wird durch sphärische Aberrationen begrenzt. Eine

Punktquelle wird deshalb in einen Fleck mit Durchmesser [58]

$$w = \frac{3}{2} R M \alpha^2 \left(\frac{M-1}{M} + 2 \frac{\alpha}{i} \frac{M}{M+1} \right) \quad (2.27)$$

abgebildet, wobei M die Vergrößerung ist und $\alpha = d/(2R)$. Mit den Werten unseres Aufbaus finden wir eine Fleckgröße von $w = 88 \mu\text{m}$ in der Detektorebene und entsprechend $w = 46 \mu\text{m}$ in der Plasmaebene. Abb. 2.24 zeigt das räumliche Profil zweier mit unserem fs-Laser erzeugten Plasmalinien. Man beachte, daß der Brennfleck des Lasers kleiner als $20 \mu\text{m}$ ist (s. Abschnitt 2.3). Die Halbwertsbreite (FWHM) der Sauerstoff- He_α Linie beträgt $48 \mu\text{m}$, ist also von der Größenordnung des Auflösungsvermögens. Daraus kann auf eine Quelle mit einem Durchmesser kleiner $46 \mu\text{m}$ geschlossen werden. Für die 2p-3d Aluminium-Linie finden wir einen Durchmesser von $67 \mu\text{m}$. Dies bedeutet eine Quellgröße von etwa $50 \mu\text{m}$. Die in Abschnitt 2.5.1 vorgestellte Methode liefert die gleichen Quellgrößen, jedoch mit einer besseren Ortsauflösung.

Da die Kollektorspiegel eine Rauigkeit im $\text{\AA}$ -Bereich besitzen (RMS-Wert typisch $\sigma=1\text{-}2\text{\AA}$ [59]), nimmt für sehr kurze Wellenlängen der spekulare reflektierte Anteil gegenüber dem gestreuten Licht stark ab. Deshalb ist es nicht möglich, mit immer kleineren Einfallswinkeln eine hohe Reflexion bei kurzen Wellenlängen

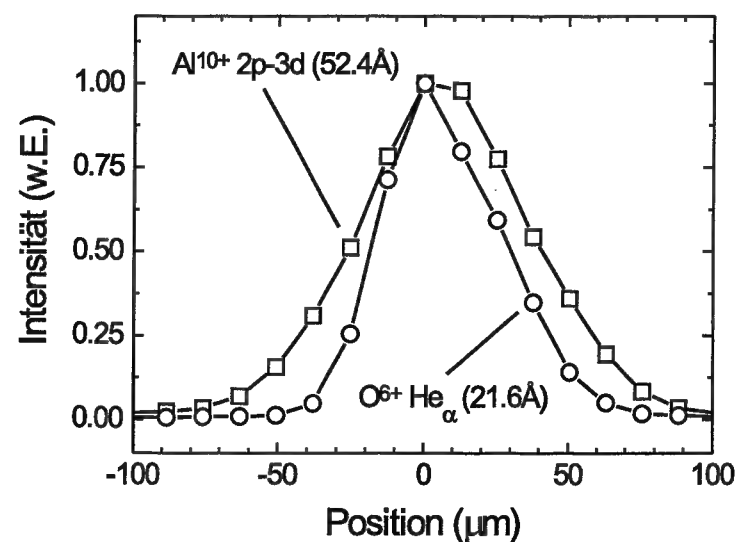


Abbildung 2.24: Räumliches Auflösungsvermögen des FFS. Gezeigt sind zwei Schnitte durch zwei verschiedene Plasmalinien. Die Quadrate stammen von einem Aluminium-Target (2p-3d Linie bei $52.4\text{\AA}$) und die Kreise von der Sauerstoff- He_α Linie (bei $21.6\text{\AA}$) eines BK7-Glas Targets.

zu erreichen. Mit einer, der Debye-Waller-Theorie aus der Festkörperphysik angelehnten theoretischen Beschreibung, findet man eine um den Faktor [59]

$$D = \exp \left\{ -2 \left(\frac{2\pi\sigma \sin(i)}{\lambda} \right)^2 \right\} \quad (2.28)$$

reduzierte spekulare Reflexion bei Berücksichtigung der Streuung. Für unsere Parameter $\lambda_{\min} \approx 10\text{\AA}$, $i \approx 2^\circ$ ist dieser Effekt jedoch noch vernachlässigbar.

Trotz der Komplexität durch die kleinen Einfallswinkel ist die Justierung des FFS relativ einfach. Zuerst werden die Spiegel und das Gitter in den entsprechenden Entfernungen montiert und anschließend die Winkel mit einem HeNe-Laser eingestellt. Mit einer Punktlichtquelle, bestehend aus dem Ende einer optischen Faser und einem am anderen Ende eingekoppelten HeNe-Laser, werden dann die Spiegel, das Gitter und die Schirme so einjustiert, bis allein das Bild der Faser in 0ter-Ordnung in der Detektorebene erscheint.

Für die Messung der Konversion von Laserlicht in Röntgen-Photonen ist eine absolute Eichung des FFS erforderlich. Dazu wurde mit unserem fs-Laser ein Gold-Plasma erzeugt und das FFS mit dem geeichten TGS (s. Abschnitt 2.5.3) verglichen. Beide Spektrometer waren dabei unter dem gleichen Winkel montiert

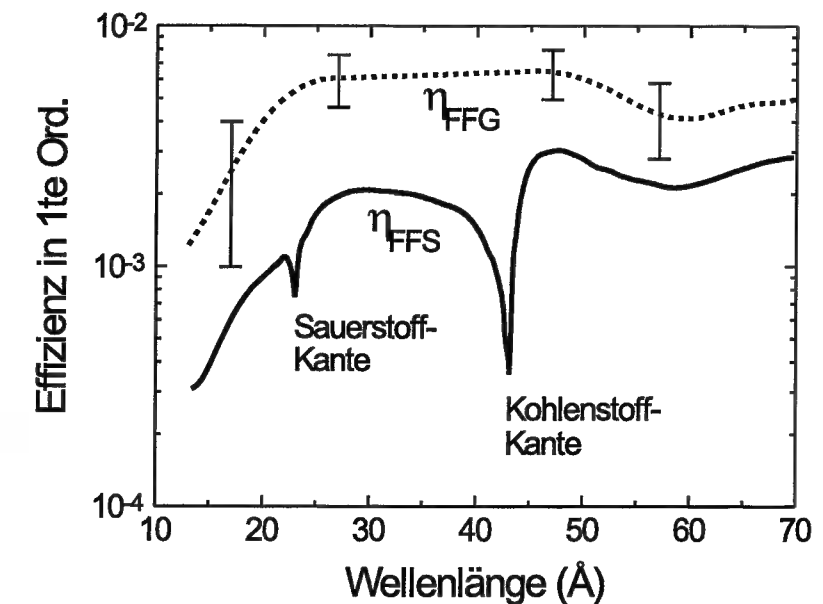


Abbildung 2.25: Effizienz des FFS und des FFG. Die durchgezogene Kurve ist die Effizienz des gesamten Spektrometers. Durch Entfalten der Kollektorspiegel folgt die Effizienz des FFG alleine (gestrichelte Kurve).

und die Messung am Gold-Plasma erfolgte gleichzeitig. Die Effizienz η_{FFS} des FFS folgt bei bekannter Effizienz η_{TGS} des TGS aus

$$\eta_{\text{FFS}}(\lambda) = \eta_{\text{TG}}(\lambda) \cdot \left(\frac{\Delta\Omega_{\text{TGS}}}{\Delta\Omega_{\text{FFS}}} \right) \cdot \left(\frac{\eta_{\text{CCD,FFS}} N_{\text{FFS}}}{\eta_{\text{CCD,TGS}} N_{\text{TGS}}} \right) \cdot \left(\frac{\left(\frac{d\lambda}{dx} \right)_{\text{TG}} \Delta x_{\text{TGS}}}{\left(\frac{d\lambda}{dx} \right)_{\text{FFG}} \Delta x_{\text{FFS}}} \right), \quad (2.29)$$

wobei $\Delta\Omega$ der Raumwinkel, $(dx/d\lambda)$ die Lineardispersion, Δx die Pixelgröße der CCD-Kamera, η_{CCD} die reziproke Sensitivität der CCD-Kamera und N die Anzahl der CCD-Counts bezeichnet. Die Eigenschaften (η_{CCD}) der verwendeten CCD-Kamera sind aus einer anderen Eichmessung bekannt (s. Anhang A). Das Resultat der Flat-Field-Eichung ist in Abb. 2.25 gezeigt. Die Einbrüche der Effizienz an der Kohlenstoff- und Sauerstoffkante sind auf eine Ölschicht auf den optischen Komponenten zurückzuführen. Diese stammt von den Vakuumpumpen und diversen ölgeschmierten mechanischen Bauteilen innerhalb der Vakuumkammer. Die Effizienz des FFG alleine folgt durch Entfalten der Reflektivität der zwei Goldspiegel. Durch Berücksichtigung der Ölschicht auf den reflektierenden Goldoberflächen konnten die Einbrüche an den K-Kanten beseitigt werden. Dabei wurde die Ölschichtdicke mit 30-50 Å (insgesamt auf allen Oberflächen) so gewählt, daß die Einbrüche möglichst klein werden. Das Resultat ist ebenfalls in Abb. 2.25

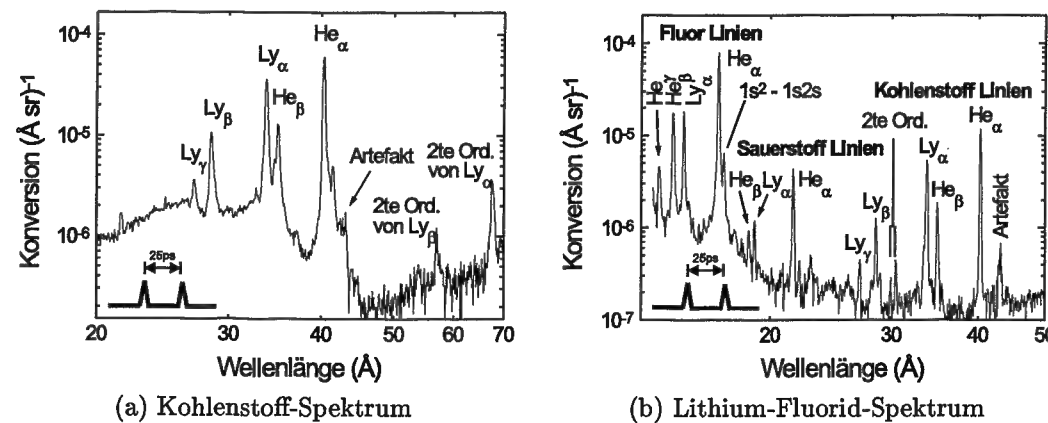


Abbildung 2.26: Beispielspektren. Zur Erhöhung der Röntgenemission wurden Doppelpulse gleicher Energie mit einer relativen Verzögerung von 25ps verwendet. Die Konversion ist die Energie ΔE aus dem Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$, die in den Raumwinkel $\Delta\Omega$ abgestrahlt wird, normiert auf die einfallende Laserenergie E_0 (Konversion = $(\Delta E/E_0)/(\Delta\Omega\Delta\lambda)$).

zu finden. Die Effizienz des FFG in die erste Ordnung liegt demnach im Bereich von (0.5-0.8)% für $20\text{Å} \leq \lambda \leq 50\text{Å}$. Mit der Eichung in Abb. 2.25 kann die Emission des Plasmas aus

$$\frac{d^2 E}{d\Omega d\lambda} = \frac{(\eta_{\text{CCD,FFS}}/QE)}{\eta_{\text{FFS}} \Delta\Omega_{\text{FFS}} \Delta x_{\text{FFS}} (d\lambda/dx)_{\text{FFG}}} \cdot N_{\text{FFS}} \quad (2.30)$$

berechnet werden. QE bezeichnet die Quanteneffizienz der CCD-Kamera (s. Anhang A).

Um die Möglichkeiten des FFS zu demonstrieren sind in den Abb. 2.26(a-b) zwei Beispielspektren von Kohlenstoff und Lithium-Fluorid gezeigt. Die Spektren wurden an unserem ATLAS Laser gemessen. Um eine möglichst intensive Röntgenemission anzuregen wurden Doppelpulse gleicher Energie mit einer relativen Verzögerung von 25ps benutzt.

Unter optimalen Bedingungen ist das Auflösungsvermögen $\lambda/\Delta\lambda$ des FFS durch die Ortsauflösung der CCD-Kamera (Pixelgröße $24\mu\text{m}$ oder $27.3\mu\text{m}$) begrenzt. Das theoretische Auflösungsvermögen beträgt dann $\lambda/\Delta\lambda=200$ bei 15Å (F-Ly $_{\alpha}$) bzw. $\lambda/\Delta\lambda=310$ bei 40.3Å (C-He $_{\alpha}$). Experimentell finden wir $\lambda/\Delta\lambda=160$ bei 15Å und $\lambda/\Delta\lambda=370$ bei 40.3Å . Um das Auflösungsvermögen zu erhöhen, könnte man einen Röntgenfilm mit besserer Ortsauflösung (typisch $1\mu\text{m}$) einsetzen. Das hat aber längere Belichtungszeiten zur Folge, denn ein Film ist wesentlich unempfindlicher als eine CCD-Kamera.

Eine interessante Eigenschaft unseres FFG ist die kleine Effizienz in höheren Ordnungen. Beim Hitachi-Gitter mit 1200l/mm ist die Effizienz in höheren Ordnungen viel größer, was die Interpretation der Spektren erheblich kompliziert. Die gemessene Effizienz in zweite Ordnung ist für einige Linien in Tab. 2.2 zusammengefaßt.

Linie	Wellenlänge (Å)	Effizienz (%)
Kohlenstoff-Ly $_{\alpha}$	33.7	2.3
Kohlenstoff-Ly $_{\beta}$	28.5	3.2
Fluor-Ly $_{\alpha}$	15.0	5.0
Fluor-He $_{\beta}$	14.5	7.1

Tabelle 2.2: Gittereffizienz in zweite Ordnung, normiert auf die erste Ordnung. Die angegebenen Zahlenwerte stammen aus den jeweiligen Rohdaten.

2.5.5 Kristallspektroskopie

Hochauflösende Spektroskopie bei kurzen Wellenlängen ($\lambda \leq 10\text{\AA}$) ist mit den bisher beschriebenen Reflexions- und Transmissionsgittern nicht möglich. Dies liegt an dem nach unten begrenzten Spektralbereich und dem geringen Auflösungsvermögen. Das Reflexionsgitter besitzt z. B. bei kurzen Wellenlängen nur eine kleine Reflektivität. Ursache dafür ist, daß der Brechungsindex der meisten Materialien bei kurzen Wellenlängen nur wenig von 1 verschieden ist und hohe Reflektivität nur erreicht wird, wenn der Einfallswinkel kleiner als der kritische Winkel θ_c ist (s. Diskussion in Abschnitt 2.5.4). Bleibt man mit dem Einfallswinkel unterhalb von θ_c , so ist die Reflektivität 100%, falls man die Absorption vernachlässigt. Für Wellenlängen unter $10\text{\AA}$ ist deshalb für die gängigsten Materialien (z.B. Gold) ein Einfallswinkel kleiner 1° zu verwenden. Einfallswinkel kleiner 1° sind jedoch nicht praktikabel. Das in Abschnitt 2.5.4 beschriebene Flat-Field-Spektrometer liegt mit einem Einfallswinkel von 1.3° hier gerade an der Grenze des praktisch Machbaren. Bei dem von uns eingesetzten Transmissionsgitter (Abschnitt 2.5.3) ergeben sich bei kurzen Wellenlängen folgende Probleme. Erstens sind die Gitterstäbe bei kurzen Wellenlängen transparent, womit das Gitter dann wie ein Phasengitter arbeitet. Die Gittereffizienz bei verschiedenen Wellenlängen ist dann schwierig zu berechnen. Zweitens ist die Lineardispersion des Transmissionsgitters zu gering, und damit das Auflösungsvermögen zu klein (Abschnitt 2.5.3).

Eine mögliche Lösung ist die Verwendung eines Kristalls in Bragg-Reflexion. Die gesamte Reflexion setzt sich dann aus einzelnen Reflexionen an den Netzebenen des Kristalls zusammen und ist deshalb sehr groß. Die einzelnen Reflexionen addieren sich jedoch nur dann konstruktiv, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt ist

$$2d \sin \varphi = m\lambda, \quad (2.31)$$

wobei φ der Einfallswinkel ist, m die Beugungsordnung (nachfolgend immer 1), d der Netzebenenabstand und λ die Wellenlänge der einfallenden Strahlung. Abgesehen von der hohen Reflektivität und der sich daraus ergebenden hohen Effizienz ist das spektrale Auflösungsvermögen ($\lambda/\Delta\lambda$) i. allg. sehr groß.

Die einfachste Methode besteht in der Verwendung eines ebenen Kristalls und wird als Bragg'sche Methode bezeichnet. Diese besitzt jedoch den Nachteil, daß sie nicht abbildend ist, weshalb die Intensität in der Detektorebene klein ist. Besser ist es, einen gebogenen, in einer Dimension abbildenden Kristall einzusetzen. Der von uns verwendete Kristall arbeitet nach dem von v. Hámos entwickelten Prinzip [61–63] und ist zylindrisch gebogen (s. Abb. 2.27). Das Plasma und der Detektor liegen in der Achse des gekrümmten Kristalls. Die sich daraus gegenüber der

Bragg'schen Methode ergebende höhere Intensität in der Detektorebene läßt sich leicht ausrechnen (bei gleicher Dispersion und $\lambda = 7.75\text{\AA}$) [62]

$$\frac{I_{\text{Hámos}}}{I_{\text{Bragg}}} = \theta \sin \varphi \sqrt{\frac{R_B}{s}} \tan \varphi, \quad R_B = \left(\frac{2d}{\lambda}\right)^2 R. \quad (2.32)$$

Dabei bedeutet s die Breite des Eintrittsspalt, oder wie in unserem Fall die Quellgröße (etwa $10\mu\text{m}$). Mit den in Abb. 2.27 angegebenen Zahlenwerten ergibt dies eine um einen Faktor 33 höhere Intensität.

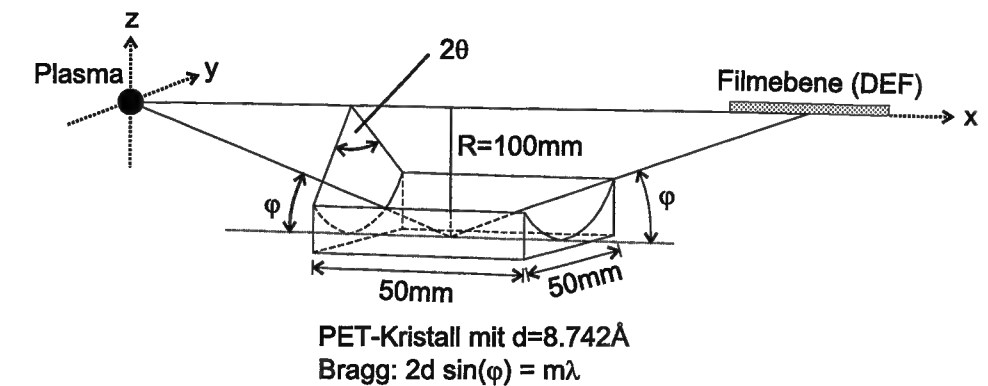


Abbildung 2.27: Kristallspektrometer nach v. Hámos [61, 62].

Die Position einer Wellenlänge λ auf dem Film läßt sich mit Gl. 2.31 und den in Abb. 2.27 eingeführten Bezeichnungen leicht berechnen

$$x = 2R \sqrt{\left(\frac{2d}{\lambda}\right)^2 - 1}. \quad (2.33)$$

Daraus folgt durch Differentiation die (inverse) lineare Dispersion

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{2d} \frac{\lambda^2}{2R} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2}. \quad (2.34)$$

Für einen perfekten Kristall ist das spektrale Auflösungsvermögen $\lambda/\Delta\lambda$ durch die Breite der Reflexionskurve $\Delta\varphi$, die Quellgröße und den Strahlversatz aufgrund der Eindringtiefe der Strahlung in den Kristall begrenzt. Die Abbildungsfehler des gebogenen Kristalls haben in diesem Zusammenhang nur einen vernachlässigbaren Einfluß [62]. Bei einer Wellenlänge von $7.75\text{\AA}$ für die Al-He α Linie beträgt die Eindringtiefe der Strahlung in den Kristall etwa $3.7\mu\text{m}$. Mit Gl. 2.34 sieht man schnell, daß dieser Effekt die spektrale Auflösung kaum beschränkt ($\lambda/\Delta\lambda \approx 120000$).

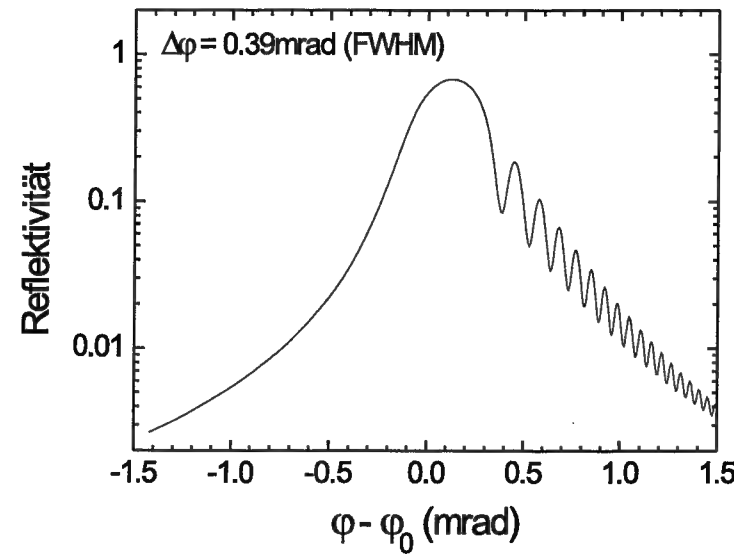


Abbildung 2.28: Reflexionskurve („rocking curve“) eines PET-Kristalls mit $2d = 8.74\text{\AA}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 7.75\text{\AA}$ (Al- He_α).

Die Quellgröße ($\approx 10\mu\text{m}$) liefert $\lambda/\Delta\lambda \approx 90000$. Den größten Einfluß auf das Auflösungsvermögen hat die Breite der Reflexionskurve. Für den hier verwendeten PET-Kristall (PET=Pentaerythrit) ist die Reflexionskurve in Abb. 2.28 für die Al- He_α Linie bei $\lambda = 7.75\text{\AA}$ dargestellt. Sie wurde nach der dynamischen Theorie der Röntgenbeugung berechnet [64–67]. Aus der Abbildung kann man eine Halbwertsbreite (FWHM) von $\Delta\varphi = 0.39\text{mrad}$ ablesen. Durch Differentiation der Gl. 2.31 findet man so ein Auflösungsvermögen von $\lambda/\Delta\lambda = \tan\varphi/\Delta\varphi \approx 5000$ bei $\lambda = 7.75\text{\AA}$. Zusammenfassend erwartet man also für den perfekten Kristall ein Auflösungsvermögen von etwa $\lambda/\Delta\lambda \approx 4000 - 5000$. Das tatsächliche Auflösungsvermögen ist jedoch kleiner (typisch ≈ 2000). Dies liegt an der Mosaikstruktur, die beim Biegen des Kristalls entsteht [68]. Aus der Feinstruktur der Al- Ly_α , die in unseren Experimenten noch leicht aufgelöst wird, schließen wir auf ein Auflösungsvermögen von $\lambda/\Delta\lambda \geq 1500$ bei $\lambda = 7.2\text{\AA}$.

Um die Charakterisierung des von uns verwendeten v. Hámos Spektrometers zu vervollständigen, ist in Abb. 2.29 die spektrale Abhängigkeit der integrierten Reflektivität für unseren Kristall angegeben [69]. Integrierte Reflektivität bedeutet dabei das Integral über die Breite $\Delta\varphi$ der Reflexionskurve (wie in Abb. 2.28) für

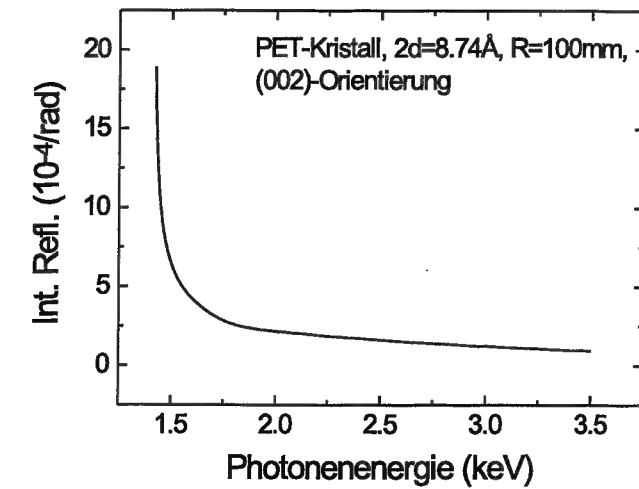


Abbildung 2.29: Messung der integrierten Reflektivität unseres PET-Kristalls. Die Messungen wurden am Synchrotron BESSY in Berlin durchgeführt [69].

die jeweilige Wellenlänge

$$R_{\text{int}} = \frac{1}{I_0} \int_{\varphi_0 - \Delta\varphi}^{\varphi_0 + \Delta\varphi} I(\varphi) d\varphi. \quad (2.35)$$

Die Messungen wurden von Förster *et al.* [69] am Synchrotron BESSY in Berlin durchgeführt.

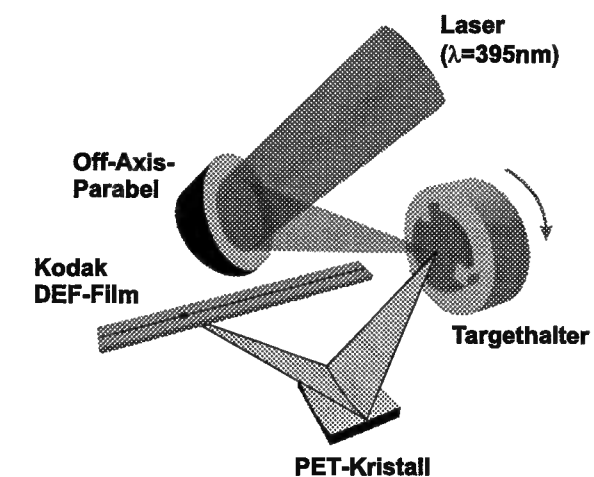


Abbildung 2.30: Experimenteller Aufbau mit v. Hámos Kristall, Film, Targethalter und Parabel.

Das Spektrometer war in unseren Experimenten so angebracht, daß die Achse des Kristalls mit der Targetnormalen zusammenfiel (s. Abb. 2.30). Der Einfallswinkel des Lasers betrug dabei 30° . Der Kristall war in einem lichtdichten Gehäuse eingebaut und als Eintrittsfenster diente ein $20\mu\text{m}$ dickes Beryllium-Filter. Als Detektor wurde ein Kodak „Direct Exposure Film“ (DEF) eingesetzt. Ein Film ist umständlich in der Handhabung und weniger empfindlich als beispielsweise eine Röntgen-CCD-Kamera [70]. Darüber hinaus ist ein Film ein nichtlinearer Detektor. Dadurch erhöht sich die Belichtungszeit und die Entfaltung der Spektren ist schwierig. Es gibt an dieser Stelle jedoch keine Alternative. Die Ortsauflösung von einem Film ($\approx 1\mu\text{m}$) ist im Vergleich zu einer Röntgen-CCD-Kamera ($\approx 24\mu\text{m}$) wesentlich größer. Das Gleiche gilt für die Größe des Detektors wenn man bedenkt, daß übliche Röntgen-CCD's nur etwa $25\text{mm} \times 25\text{mm}$ groß sind und das Spektrum hier auf einer Länge von ca. $150\text{mm} \times 1\text{mm}$ entsteht. Zum Entfalten des Filmes wurden die Daten und Modelle aus [71–73] verwendet. Je nach Intensität der zu untersuchenden Linie wurden 10–300 Laserschüsse auf einem Film addiert.

2.6 Sub-ps Röntgen-Schmierbildkamera

Zur zeitaufgelösten Messung der Plasmaemission wurde von uns kürzlich eine Röntgen-Schmierbildkamera mit sub-ps Zeitauflösung in Betrieb genommen. Diese Schmierbildkamera wurde am Institut National de la Recherche Scientifique der University Québec in Kanada entwickelt und wird nun von der Firma Axis Photonique Inc.² kommerziell vertrieben. Die Schmierbildkamera basiert auf einer Philips Photonics Röhre. Das Neue an dieser Schmierbildkamera ist, daß die Fokussierungen in zeitlicher und räumlicher Richtung voneinander entkoppelt sind und deshalb getrennt optimierbar sind [74]. Die einzelnen Komponenten der Kamera sind in Abb. 2.31 gezeigt. An der Photokathode bestehend aus KBr oder KI werden die einfallenden Röntgenphotonen in Photoelektronen umgewandelt. Anschließend werden sie vom Beschleunigungsspalt in Richtung Phosphorschirm beschleunigt. Die Abbildung des Kathodenspaltes auf den Phosphor geschieht mit einer Reihe von Elektronenlinsen, wobei, wie bereits erwähnt, die beiden Dimensionen (Zeit und Ort) unabhängig voneinander sind. Bevor die Elektronen auf den Phosphorschirm auftreffen, werden sie durch eine an den Ablenkplatten angelegte linear anwachsende Spannung abgelenkt. Damit wird die von den Elektronen getragene zeitliche Information in eine Ortsablenkung umgewandelt. Die auf dem

²E-mail: cycote@axis-photon.com

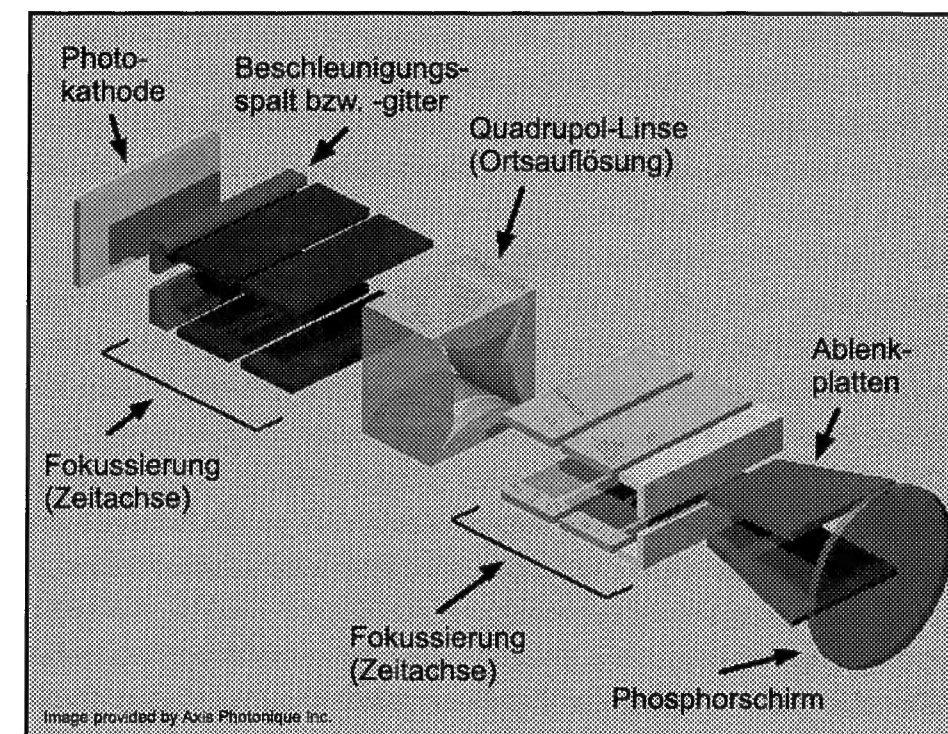


Abbildung 2.31: Aufbau der Röntgen-Schmierbildkamera.

Phosphorschirm auftreffenden Elektronen regen den Phosphor zum Leuchten an und das so entstehende Bild kann photographisch festgehalten werden. In unserem Fall sitzt hinter dem Phosphorschirm ein Bildverstärker mit einer CCD-Kamera (Fa. Hadland).

In [75] wird gezeigt, daß diese Schmierbildkamera ein zeitliches Auflösungsvermögen von ca. 500fs (FWHM) besitzt. Um das Auflösungsvermögen unserer Meßanordnung zu bestimmen, wurde das Licht unseres fs-Lasers frequenzverdreifacht ($\lambda = 267\text{nm}$) und eine Kathode aus Palladium verwendet, die für diese Wellenlänge geeignet ist. Der 150fs lange Laserpuls ist wesentlich kürzer als das zu erwartende Auflösungsvermögen und es ist auf diese Weise möglich, unmittelbar die Impulsantwort der Kamera zu bestimmen. Das Auflösungsvermögen unserer Schmierbildkamera beträgt demnach 1.2ps (FWHM) und ist kleiner als der maximal mögliche Wert von 500fs. Ursache ist das beschränkte Ortsauflösungsvermögen unseres Auslesesystems (bestehend aus Bildverstärker und CCD-Kamera).

Erste Messungen mit der Schmierbildkamera haben gezeigt, daß bei Experimenten mit hohem Laserkontrast so wenig Röntgenlicht emittiert wird, daß es schwierig ist, im Einzelschußbetrieb ein genügend starkes Signal für eine Aufnahme zu er-

halten. Zur Lösung dieses Problems bieten sich zwei Möglichkeiten an. Erstens ist es möglich, den Raumwinkel zu vergrößern, indem man die Schmierbildkamera näher an der Röntgenquelle montiert oder das Plasma auf die Kathode abbildet. Zum Abbilden des Plasmas bietet sich insbesondere das in Abschnitt 2.5.5 vorgestellte von Hámos Spektrometer an, welches zusätzlich Wellenlängenauflösung bietet. Dies ist ein Projekt, was in naher Zukunft verwirklicht werden soll. Hier wurde stattdessen eine andere, zweite Möglichkeit genutzt, nämlich das Akkumulieren von Laserschüssen. Um dies zu verwirklichen ohne dabei Zeitauflösung zu verlieren, muß die Schmierbildkamera immer präzise zum gleichen Zeitpunkt ausgelöst werden. Das bedeutet eine Genauigkeit des Triggersignals von wenigstens 1.2ps. Dies kann mit vom Laserpuls getriggerten GaAs-Halbleiterschaltern erreicht werden [76]. Das Prinzip des dazu notwendigen Aufbaus ist im Blockschaltbild in Abb 2.32 gezeigt. Die eingesetzten Halbleiterschalter sind sogenannte Auston-Switches. Es werden zwei Schalter benötigt, da die Ablenkplatten jeweils mit einer positiven und negativen Spannung betrieben werden. Zum Schalten der Auston-Switches wird ein Teil der Fundamentalen des Laserpulses (bei 790nm) ausgekoppelt und auf die zwei Halbleiterschalter abgebildet. An die Halbleiterschalter ist eine Hochspannung angelegt, welche durch die im Halbleitermaterial von den Laserphotonen erzeugten freien Ladungsträgern an die Ablenkplatten

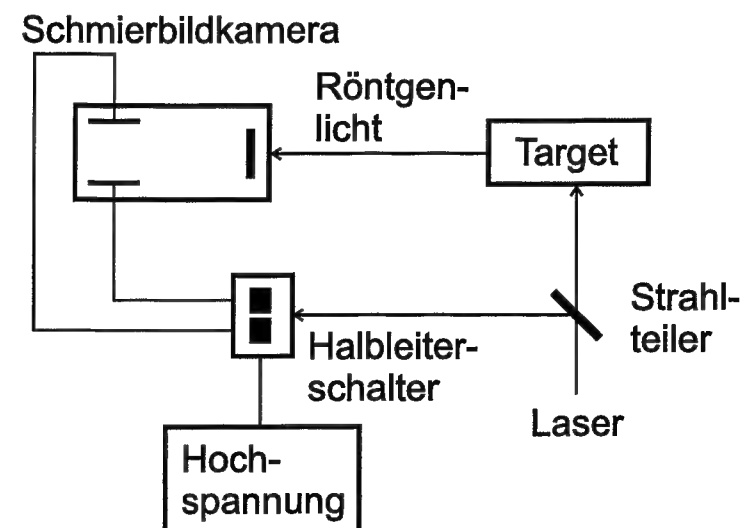


Abbildung 2.32: Aufbau zum Akkumulieren mehrere Laserschüsse. Um ein präzises und reproduzierbares Auslösen der Schmierbildkamera zu gewährleisten wurde ein vom Laser geschalteter Halbleiterschalter (Auston-Switch) eingesetzt.

durchgeschaltet wird. Die Photoelektronen in der Röhre der Schmierbildkamera werden dann, wie üblich, durch die angelegte Spannungsrampe abgelenkt. Der genaue Triggerzeitpunkt der Schmierbildkamera kann nun mittels einer optischen Verzögerungsstrecke für den auf die Schalter treffenden Laserpuls eingestellt werden.

Damit die Halbleiterschalter auch tatsächlich immer zum gleichen Zeitpunkt durchschalten, ist es notwendig einen Laser mit möglichst steilen Pulsanstieg zu verwenden. Da der Halbleiterschalter die einfallende Energie integriert, würde andernfalls der Schaltzeitpunkt stark von den Details der Anstiegsflanke des Laserpulses abhängen. Deshalb wurde vor den Halbleiterschaltern zusätzlich ein sättigbarer Absorber angebracht, der für einen steileren Pulsanstieg sorgt.

Getestet wurde das zeitliche Auflösungsvermögen dieser Anordnung wieder mit frequenzverdreifachtem Laserlicht. Das Resultat ist ein Auflösungsvermögen von 1.7ps (FWHM). Dieser Wert ist weitestgehend unabhängig von der Anzahl der akkumulierten Laserschüsse. So konnten bis zu 6000 Schüsse akkumuliert werden, ohne feststellbare Verschlechterung des Auflösungsvermögens. Berücksichtigt man, daß das Auflösungsvermögen im Einzelschuß 1.2ps beträgt, so folgt daraus eine zeitliche Schwankung des Triggersignals von nur 1.2ps.

Kapitel 3

Meßergebnisse

Dieses Kapitel beschreibt die experimentellen Resultate. Ziel der Messungen war es, die Bedingungen zu finden und zu charakterisieren, unter denen ein dichtes und heißes Plasma erzeugt wird. Deshalb befaßt sich ein Großteil des vorliegenden Kapitels mit der experimentellen Untersuchung der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse. Anschließend werden die hierbei gewonnenen Erkenntnisse bei der Realisierung eines dichten und heißen Plasmas eingesetzt. Dieses wird mittels Röntgenspektroskopie ausführlich analysiert.

3.1 Absorptionsmessung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Absorptionsmessung an Aluminium dargestellt. Die Messungen wurden entsprechend dem Aufbau in Abschnitt 2.4 für zwei verschiedene Fälle durchgeführt: (a) senkrechter Einfall und (b) schräger Einfall unter 45° . Im Fall (b) wurde zusätzlich noch die Lage der Polarisation relativ zu derjenigen Ebene gedreht, welche von der Targetnormalen und dem Wellenvektor des einfallenden Laserlichtes aufgespannt wird (s. Abb. 3.1). Dazu konnte die Polarisation mit einem $\lambda/2$ -Plättchen zwischen den beiden Extremen s-Polarisation (mit 90° bezeichnet) und p-Polarisation (mit 0° bezeichnet) beliebig gedreht werden.

Die Resultate unserer Absorptions- und Reflexionsmessungen an Aluminium sind für die verschiedenen Fälle in der Tab. 3.1 zusammengestellt. Bei schrägem Lasereinfall mit p-Polarisation wird siebenmal mehr Laserlicht absorbiert als bei senkrechtem Einfall. Die Ursache dafür ist die Resonanzabsorption, also die Anregung von Elektron-Plasmawellen bei der kritischen Dichte (s. a. Abschnitt 4.1.1). In einem Plasma mit linearem Dichteprofil ist die durch Resonanzabsorption absor-

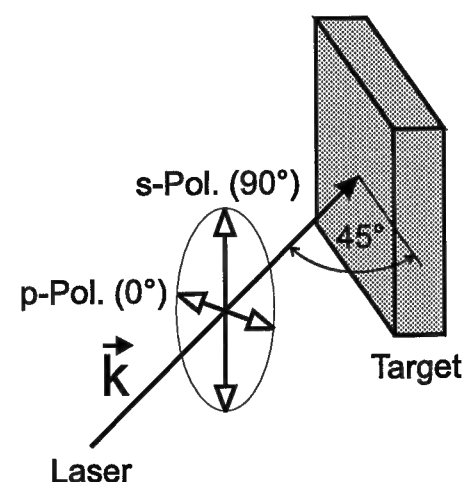


Abbildung 3.1: Experiment bei schrägem Lasereinfall unter 45° . Die Polarisation konnte zwischen den Werten p-Polarisation (mit 0° bezeichnet) und s-Polarisation (mit 90° bezeichnet) beliebig eingestellt werden. Für zwei Zwischenwerte der Polarisation ist die Absorption eines Aluminium-Targets in Tab. 3.1 zu finden.

bierte Energie nur eine Funktion von $q = (kL)^{2/3} \sin^2 \phi$ [77–80]. Dabei bedeuten k der Wellenvektor des einfallenden Laserlichtes, $L = |n_e / \nabla n_e|$ die Gradientenlänge des Plasmas und ϕ der Einfallswinkel des Lasers. Die absorbierte Energie als Funktion von q ist in Abb. 3.2 gezeigt [78]. Voraussetzung für die Gültigkeit der dargestellten Absorption ist die Bedingung $kL > 1$. Für $kL \approx 1$ ergeben sich zuerst Abweichungen für $q > 1$, dort wird die Absorption kleiner [80]. Im Fall $kL < 1$ verschiebt sich das Maximum der Absorption zu kleineren Werten von q und die Absorption kann im Extremfall $kL \rightarrow 0$ sogar 100% betragen [80]. Die absorbierte

	Polarisationswinkel	Absorption (%)	Reflexion (%)
Senkrechter Einfall	-	(7 ± 1)	(93 ± 1)
	p	(49 ± 4)	(51 ± 4)
Schräger Einfall 45°	30°	(33 ± 3)	(67 ± 3)
	60°	(13 ± 2)	(87 ± 2)
	s	(4 ± 0.5)	(96 ± 0.5)

Tabelle 3.1: An Aluminium gemessene Absorption und Reflexion bei senkrechtem und schrägem Lasereinfall unter 45° .

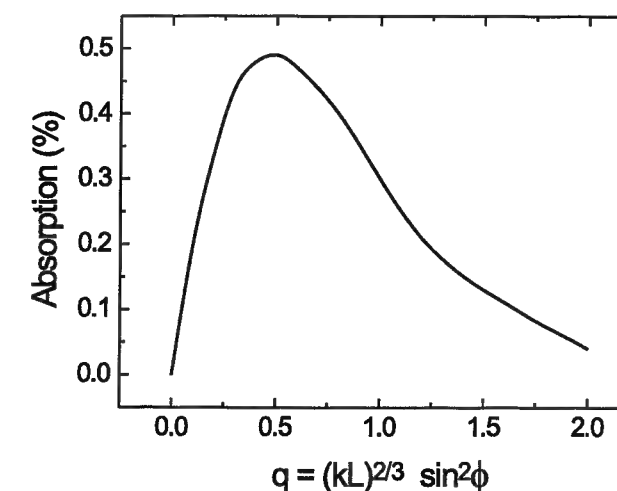


Abbildung 3.2: Durch Resonanzabsorption absorbierte Laserenergie nach [78, 79]. Für lineare Dichteprofile ist die absorbierte Energie nur eine Funktion von $q = (kL)^{2/3} \sin^2 \phi$.

Energie als Funktion von q ist darüber hinaus im Bereich 0–50 keV unabhängig von der Temperatur [78, 80].

Um diese Theorie mit unserem Experiment vergleichen zu können, benötigen wir die Gradientenlänge unseres Plasmas. Wie in [81] gezeigt, ist die Effizienz mit der Festkörperharmonische erzeugt werden, stark von der Gradientenlänge des Plasmas abhängig. Die in [81] vorgestellten Messungen wurden mit exakt den gleichen ATLAS Parametern wie in der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß die Gradientenlänge des Plasmas $L = 0.2\lambda$ beträgt, mit $\lambda = 395\text{ nm}$ als Laserwellenlänge. Obwohl daraus $kL \approx 1$ folgt, kann wegen $q = 0.6$ die Absorption aus Abb. 3.2 abgelesen werden. Der so ermittelte Wert von 47% stimmt mit der experimentell bestimmten Absorption von 49% überein.

Durch Resonanzabsorption wird ein Teil der Elektronen des Plasmas auf hohe Temperaturen aufgeheizt. Näherungsweise ist deren Energie durch

$$E = \left(\frac{m_e \omega_{\text{Laser}} I_{\text{abs}}}{n'_c} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

gegeben [77], wobei m_e die Elektronenmasse, $\omega_{\text{Laser}} = 2\pi\nu$ die Laserfrequenz, $I_{\text{abs}} = 0.5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ die absorbierte Intensität und $n'_c \approx n_c / L = 7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} / (0.2\lambda)$ der Dichtegradient bei der kritischen Dichte ist. Mit den angegebenen Zahlenwerten für schrägen Einfall unter 45° und p-Polarisation, folgt daraus eine Temperatur

von etwa 30keV. Die in der Messung gefundene Temperatur der schnellen Elektronen in Abschnitt 3.3 ist damit in Übereinstimmung.

Wie bereits in Abschnitt 2.4 diskutiert, ist die gemessene Absorption der mit der Intensitätsverteilung im Laserfokus gewichtete Mittelwert der Absorption bei verschiedenen Intensitäten. Deshalb kann vorliegende Messung nur mit Resultaten anderer Autoren verglichen werden, wenn diese unter ähnlichen Versuchsbedingungen gemessen wurden. Für senkrechten Einfall gibt es Messungen von Price *et al.* [36], die mit einem vergleichbaren Lasersystem und auch mit hohem Laserkontrast durchgeführt wurden. Dort wurde für Aluminium, in Übereinstimmung mit unserer Messung, auch eine Absorption von 7% gefunden. Für schrägen Lasereinfall gibt es bisher keine vergleichbaren Messungen anderer Autoren.

3.2 Quellgröße der Röntgenstrahlung

Die Resultate der Messung zur Bestimmung der Quellgröße der Röntgenstrahlung sind Gegenstand dieses Abschnitts. Durchgeführt wurden die Messungen mit der in Abschnitt 2.5.1 vorgestellten Anordnung. In Abb. 3.3 sind die Resultate graphisch aufgetragen. Die mit Quadraten und Kreisen bezeichneten Messungen wur-

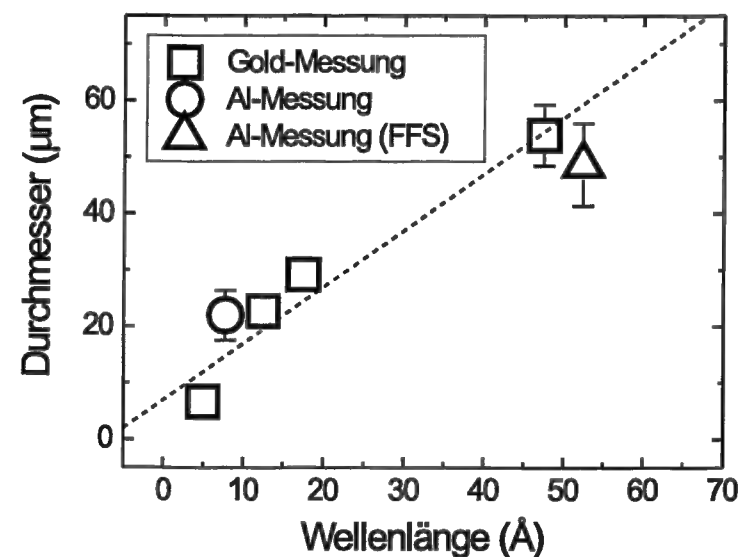


Abbildung 3.3: Quellgröße der Röntgenemission. Gemessen wurde an Gold (Quadrate) und an Aluminium (Kreis und Dreieck). Zum Vergleich wurde das Resultat einer Messung mit dem Flat-Field-Spektrometer (FFS) aus Abschnitt 2.5.4 mit aufgenommen. Die eingezeichnete Gerade ist ein linearer Fit an die Meßwerte.

den mit Einzelpulsen durchgeführt und die mit dem Dreieck bezeichnete Messung mit Doppelpulsen. Als Targetmaterial wurden Gold und Aluminium verwendet. Gold ist hier besonders geeignet, da es in einem großen Wellenlängenbereich quasikontinuierlich emittiert und damit die Quellgröße für verschiedene Wellenlängen gleichzeitig meßbar ist. Die Resultate der Gold-Messung sind als Quadrate in Abb. 3.3 eingezeichnet. Bei dem Aluminium-Target wurde die Quellgröße der Al-He α Linie vermessen. Der gemessene Durchmesser ist 22µm und ist als Kreis in Abb. 3.3 eingezeichnet. Der Durchmesser der Aluminium-Linie ist mit dem der Gold-Emission bei gleicher Wellenlänge vergleichbar. Das in Abschnitt 2.5.4 beschriebene Flat-Field-Spektrometer (FFS) besitzt auch Ortsauflösung, allerdings ist diese mit ca. 46µm schlechter, als die hier verwendete Methode. Das Resultat einer Messung der Quellgröße von Al $^{10+}$ 2p-3d bei Doppelpulsen ist in Abb. 3.3 als Dreieck mit aufgenommen. Doppelpulse bedeuten hier zwei Laserpulse mit einem zeitlichen Abstand von 25ps und gleicher Energie. Nur bei Doppelpulsen ist die Emission der Al $^{10+}$ 2p-3d vom darunterliegenden Kontinuum unterscheidbar. Wegen des ohnehin großen Durchmessers führt der Doppelpuls nur zu einem Fehler von ca. 5%. Berücksichtigt man die typische Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas von 1×10^7 cm/s und den Zeitabstand der beiden Pulse von 25ps, so folgt eine Vergrößerung des Quelldurchmessers von ca. 2.5µm und ist damit vernachlässigbar. Der mit dem FFS gemessene Durchmesser der Al $^{10+}$ 2p-3d Linie beträgt 50µm und ist somit vergleichbar mit dem Durchmesser der Gold-Emission

Material	Wellenlänge (Å)	Durchmesser $2w$ (µm)	Intensität (W/cm 2)
Au ^a	5	(6.7 ± 1.3)	$\geq 2.2 \times 10^{17}$
Al	7.8	(22 ± 4.4)	$\geq 1.5 \times 10^{16}$
Au	10-15	(22.7 ± 2.3)	$\geq 1.4 \times 10^{16}$
Au	15-20	(29.2 ± 3.0)	$\geq 3.5 \times 10^{15}$
Au	45-50	(53.9 ± 5.4)	$\geq 1.0 \times 10^{15}$
Al ^b	52.4	(50 ± 7.5)	$\geq 1.3 \times 10^{15}$

Tabelle 3.2: Quellgröße des Plasmas bei verschiedenen Wellenlängen. Die angegebenen Intensitäten sind als Mindestintensität zu verstehen. Die mittlere Intensität ist wesentlich größer (s. Abschnitt 2.3).

^aGold M-Band Emission

^bMessung mit dem FFS aus Abschnitt 2.5.4.

bei gleicher Wellenlänge.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt. Dort ist auch die Intensität angegeben, die am Rand der leuchtenden Plasmascheibe vorliegt. Man beachte, daß die mittlere Intensität jeweils größer ist (s. Abschnitt 2.3).

3.3 Raum- und zeitgemittelte Elektronentemperatur

Dieser Abschnitt hat die raum- und zeitgemittelte Messung der Elektronentemperatur an Aluminium zum Inhalt. Diejenigen schnellen Elektronen, welche in das Target hinein propagieren, erzeugen dort Bremsstrahlung. Mit den in Abschnitt 2.5.2 vorgestellten Methoden kann daraus auf die Elektronentemperatur geschlossen werden. Die zur Messung der Bremsstrahlung verwendeten Detektoren sind darüber hinaus absolut geeicht (s. ebd.). Die nachfolgenden Spektren zeigen deshalb immer die im Szintillator absorbierte Energie ΔE_{sc} als Funktion der Photonenenergie oder gleichbedeutend, als Funktion des unteren Abschneideparameters E_{min} des jeweiligen Filters. Die im Szintillator absorbierte Energie

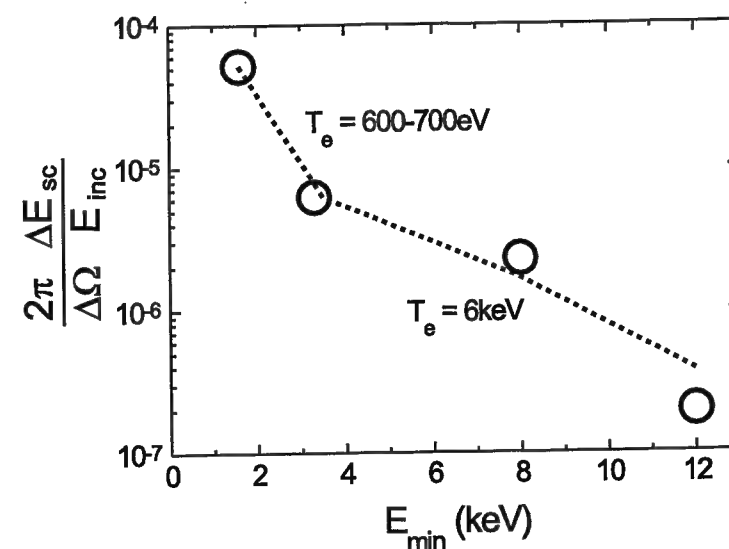


Abbildung 3.4: Bremsstrahlungsspektrum eines Aluminium-Targets bei senkrechtem Lasereinfall. Das Spektrum läßt sich mittels zweier Elektronentemperaturen beschreiben. Für den niederenergetischen Teil finden wir eine Temperatur von 600-700eV und für den hochenergetischen Teil eine Temperatur von 6keV.

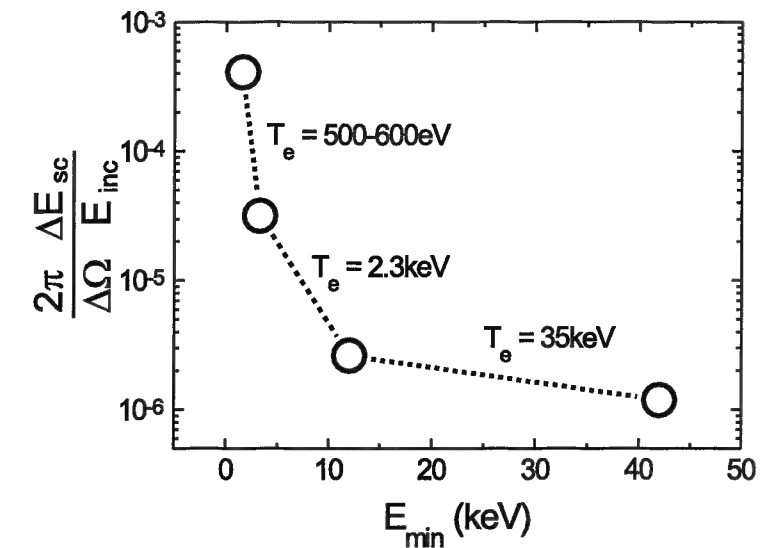


Abbildung 3.5: Bremsstrahlungsspektrum eines Aluminium-Targets bei schrägem Lasereinfall unter 45° und p-Polarisation. Zur Beschreibung des Spektrums sind mehrere Temperaturen im Bereich von 500eV bis 35keV notwendig.

ist dabei auf die einfallende Laserenergie E_{inc} normiert und auf den Halbraum umgerechnet, letzteres entspricht einem Faktor $2\pi/\Delta\Omega$. Untersucht wurden zwei verschiedene Fälle: (a) senkrechter Lasereinfall und (b) schräger Lasereinfall unter 45° mit p-polarisiertem Licht. Die eingezeichneten Temperaturen sind aus den Quotienten der Detektorsignale entsprechend Gl. 2.23 bestimmt worden.

Für senkrechten Einfall ist das von einem Aluminium-Target emittierte Bremsstrahlungsspektrum in Abb. 3.4 gezeigt. Wie bereits in Abschnitt 2.5.2 erwähnt, läßt sich das Spektrum nicht durch eine einzige Temperatur beschreiben. Vielmehr sind zwei Temperaturen notwendig. Der niederenergetische Teil des Spektrums läßt sich mit einer Temperatur von 600-700eV beschreiben und der hochenergetische Teil mit einer Temperatur von 6keV.

In Abb. 3.5 ist das Bremsstrahlungsspektrum für Aluminium bei schrägem Lasereinfall unter 45° mit p-polarisiertem Licht gezeigt. Wie wir bereits aus Abschnitt 3.1 wissen, wird in diesem Fall siebenmal mehr Laserenergie absorbiert. Deshalb erwartet man in diesem Fall auch eine höhere Elektronentemperatur. Für die größere Absorption ist, wie bereits erwähnt, die Resonanzabsorption verantwortlich. Das bedeutet, daß in diesem Fall verstärkt Elektron-Plasmawellen angeregt werden, was ebenfalls zu einer verstärkten Produktion von schnellen Elektronen führen kann [39, 77]. Das Resultat unserer Messung in Abb. 3.5 zeigt in

der Tat wesentlich höhere Spitzentemperaturen als bei senkrechtem Lasereinfall. Das Bremsstrahlungsspektrum liefert Temperaturen von 500eV bis 35keV. Die hohe Elektronentemperatur von 35keV ist mit der in Abschnitt 3.1 abgeschätzten Elektronenenergie der durch Resonanzabsorption erzeugten schnellen Elektronen konsistent.

In den nachfolgenden Kapiteln werden die hier gemessenen Temperaturen mit Simulationen verglichen (s. Abschnitt 4.1) und es ist möglich aus den Bremsstrahlungsspektren auf die Konversion von Laserenergie in schnelle Elektronen zu schließen (s. Abschnitt 4.4.1).

Ein interessanter Aspekt in diesem Zusammenhang ist die Materialabhängigkeit der Bremsstrahlungsemission. So finden wir bei Dielektrika, wie z.B. Glas, eine bis zu 100 mal geringere Emission als bei Aluminium. Dies widerspricht dem Bild eines materialunabhängigen Verhaltens bei hohen Intensitäten [36]. Weil dies im folgenden jedoch nicht weiter benötigt wird, sei für eine Diskussion auf unsere Veröffentlichung verwiesen [82].

3.4 Messung der Energieeindringtiefe

Der hinter dem Plasma liegende Festkörper wird durch elektronische Wärmeleitung und mittels Stoßheizung aufgeheizt. Letzteres geschieht aufgrund der durch den Festkörper propagierenden Stoßwelle. Idealerweise geschieht beides bei Festkörperdichte, also ohne Expansion¹, oder aufgrund der Stoßwelle auch eventuell bei höherer Dichte als im Festkörper selbst. Man spricht dann vom „heißen Festkörper“. In dem vorliegenden Abschnitt soll untersucht werden, inwieweit dieses realisierbar ist und wie dick die aufgeheizten Schichten sind. Um beispielsweise spektroskopische Untersuchungen am heißen Festkörper durchführen zu können, ist es notwendig genaue Kenntnis über die Dicke der geheizten Plasmaschicht zu besitzen. Dies ist von größter Wichtigkeit für praktische Erwägungen, wie z.B. das Design der in Abschnitt 3.6 verwendeten Targets und nicht zuletzt dienen diese Experimente als Testfall für numerische Simulationen. Unter Energieeindringtiefe soll im folgenden die Tiefe verstanden werden, bis zu der die vom Plasma emittierten Strahlung auf 1/e ihres maximalen Wertes abgefallen ist. Diese Untersuchungen sind von zentraler Bedeutung für den weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit. Die hier gewonnenen Erkenntnisse trugen maßgeblich zur erfolgreichen Erzeugung des heißen Festkörpers bei (s. Abschnitt 3.6).

¹Im Englischen: isochoric heating

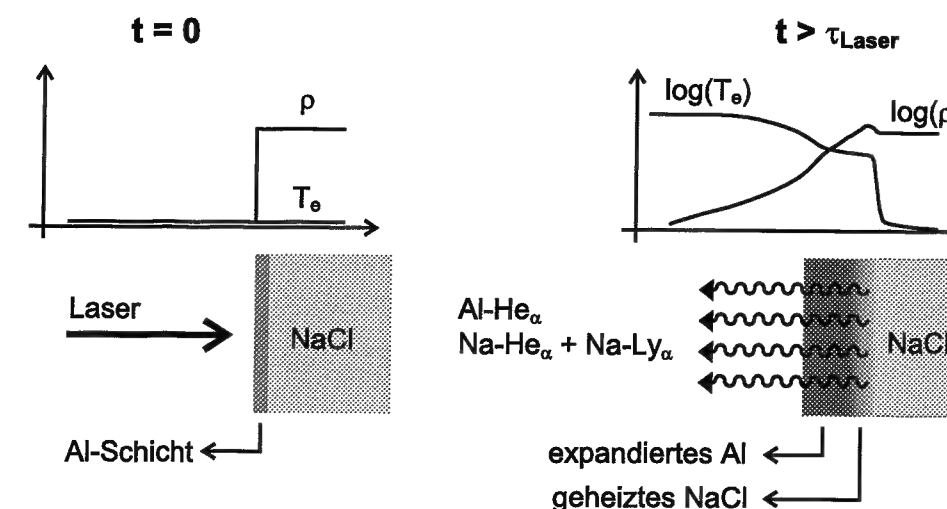


Abbildung 3.6: Meßprinzip: NaCl-Targets werden mit Aluminium-Schichten verschiedener Dicke bedampft. Aus der Emission des darunterliegenden NaCl läßt sich die Energieeindringtiefe bestimmen.

Um zu bestimmen, aus welchen Tiefen die Emission des Plasmas erfolgt, wurden als Targets polierte NaCl-Scheiben (5mm dick, 50mm Durchmesser) mit einer aufgedampften Aluminium-Schicht verwendet. Aus der K-Schalen Emission des Natriums und des Chlors bei Aluminium-Schichten verschiedener Dicken kann gemessen werden, bis zu welcher Tiefe das Target aufgeheizt wird. Das Meßprinzip ist in Abb. 3.6 illustriert. Als Targetsubstrat wurde NaCl gewählt, da die Na- und Cl-Emission bei Wellenlängen erfolgt, bei denen Aluminium transparent ist. Diese Meßmethode ist nicht mit der Messung der Eindringtiefe heißer Elektronen in den kalten Festkörper zu verwechseln, bei welcher die kalte K_α -Strahlung des Targetmaterials detektiert wird. Die Messung der kalten K_α -Emission ist Gegenstand von Abschnitt 4.4.2.

Experimentell wurden zwei verschiedene Situationen untersucht: (1.) senkrechter Lasereinfall und (2.) schräger Einfall unter 45° mit p-Polarisation des Laserlichtes. Für beide Fälle sind typische, absolut geeichte Spektren in Abb. 3.7 und 3.8 gezeigt. Die Messungen wurden mit dem in Abschnitt 2.5.3 vorgestellten Transmissionsgitter-Spektrograph (TGS) durchgeführt. Die in den Abbildungen aufgetragene Konversion ist die pro Raumwinkel und Wellenlänge emittierte Strahlung, normiert auf die einfallende Laserenergie. Jedes Spektrum entstand durch die Akkumulation von 300 Laserschüssen.

Die um einen Faktor fünf größere Emission der Na-He $_\alpha$ Linie im Fall mit schrä-

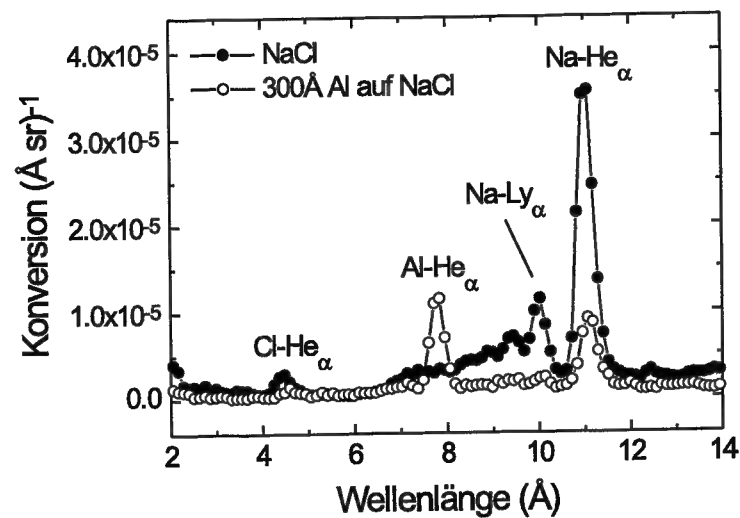


Abbildung 3.7: Typisches Spektrum bei senkrechtem Einfall. Dargestellt sind die Spektren eines reinen NaCl-Targets und eines NaCl-Targets, auf welches 300Å Aluminium aufgedampft waren.

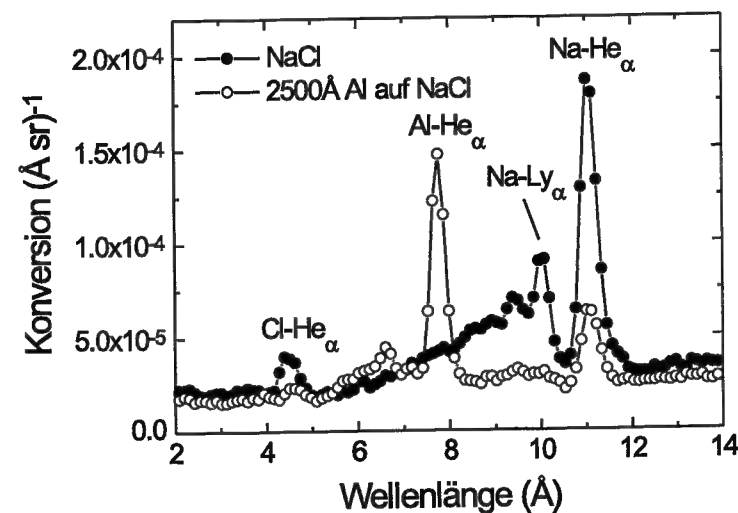


Abbildung 3.8: Typisches Spektrum bei schrägem Einfall (45°) mit p-Polarisation des Laserlichtes. Dargestellt sind die Spektren eines reinen NaCl-Targets und eines NaCl-Targets, auf welches 2500Å Aluminium aufgedampft waren.

gem Einfall wird durch die höhere Absorption verursacht. Diese ist, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, eine Konsequenz der Resonanzabsorption. Die Abb. 3.7 und 3.8 zeigen jeweils die Emission eines reinen NaCl-Targets und eines NaCl-Targets mit einer aufgedampften Aluminium-Schicht. Der Rückgang in der Na-He α

und Na-Ly α Emission im Fall mit aufgedampftem Aluminium ist deutlich sichtbar. Wiederholt man dieses Experiment mit verschiedenen Aluminium-Schichtdicken, so läßt sich daraus die Energieeindringtiefe ermitteln.

Für die Bestimmung der Eindringtiefe wurde die Emission des Plasmas innerhalb des in den Abb. 3.7 und 3.8 dargestellten Bereiches von 2-14Å gemessen. Ausgewertet wurden die Na-He α , Na-Ly α und Al-He α Linien. Die Cl-He α Linie wurde nicht zur Auswertung herangezogen, weil deren Emission zu schwach ist.

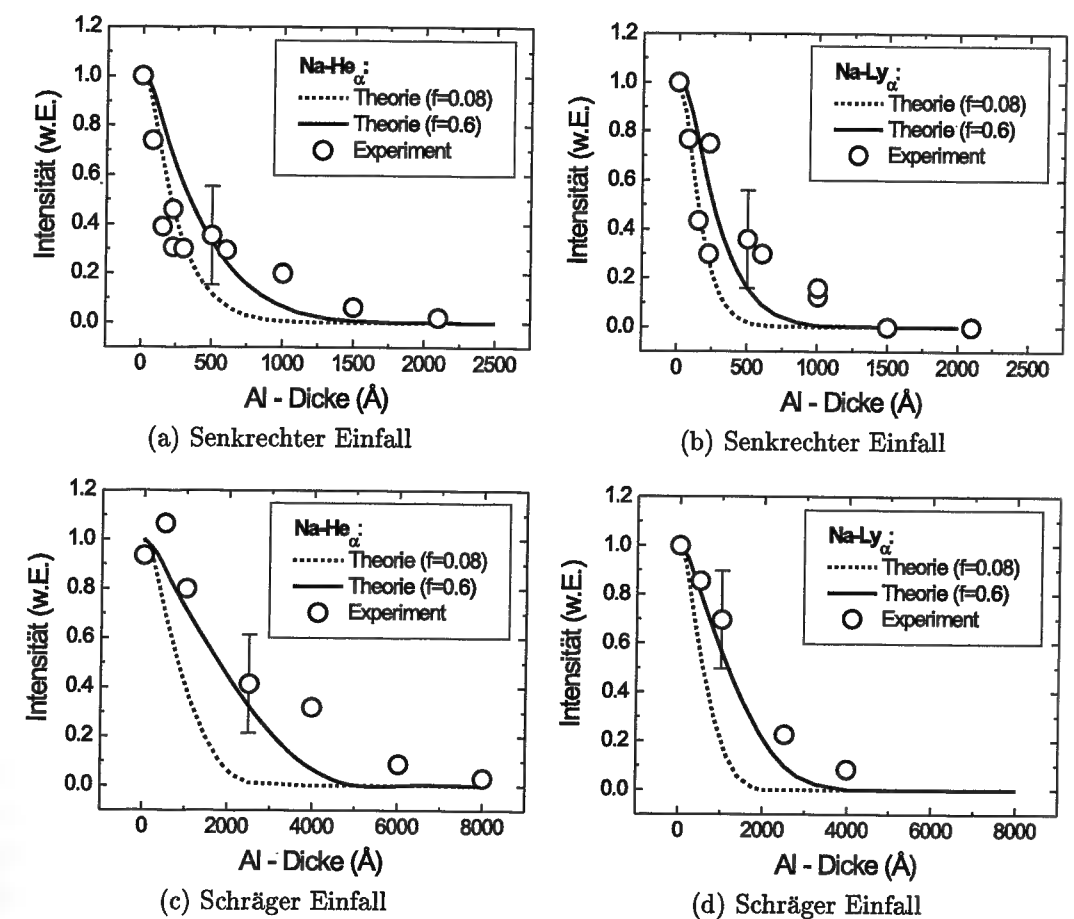


Abbildung 3.9: Experiment bei senkrechtem Lasereinfall: (a) Die Na-He α Emission kommt aus Tiefen von bis zu 250-500Å. (b) Die Na-Ly α Emission erfordert höhere Temperaturen als Na-He α und kommt daher aus Tiefen von nur 180-450Å. Experiment bei schrägem Lasereinfall unter 45° und mit p-Polarisation: (c) Die Na-He α Emission kommt aus Tiefen bis zu 2700Å. (d) Die Na-Ly α Emission erfordert höhere Temperaturen als Na-He α und kommt daher aus Tiefen von ca. 1650Å. Die theoretischen Kurven sind entsprechend der Theorie in Abschnitt 4.1 berechnet.

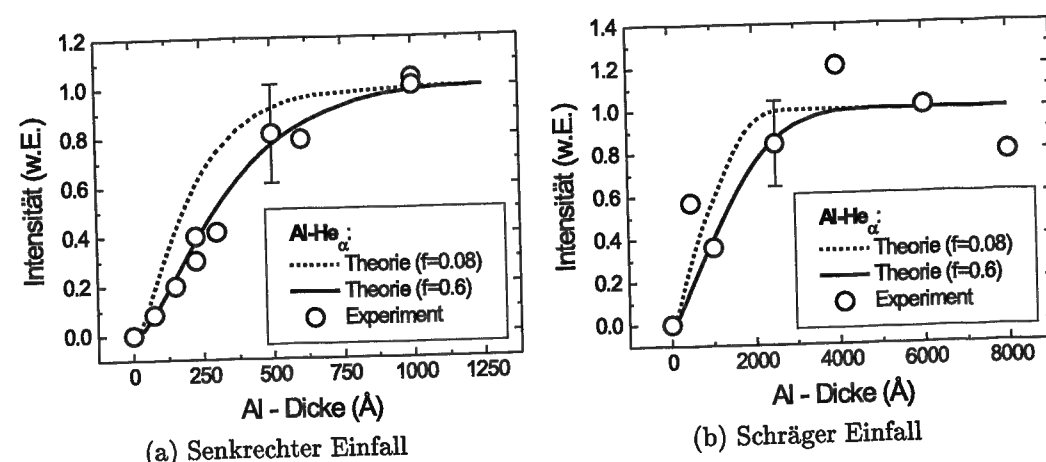


Abbildung 3.10: Zunahme der Al-He α -Emission bei Zunahme der Al-Schichtdicke auf dem NaCl-Target. (a) Für senkrechten Einfall sättigt die Al-He α innerhalb von ca. 500 Å. (b) Bei schrägem Einfall unter 45° und p-Polarisation sättigt die Al-He α innerhalb von ca. 2000 Å.

Die in unseren Experimenten erreichte Plasmatemperatur von ca. 300 eV reicht nicht, um starke Emission dieser Linie anzuregen.

Für den Fall des senkrechten Einfalls ist der gemessene Abfall der Na-He α und Na-Ly α Emission als Funktion der Aluminium-Schichtdicke in Abb. 3.9(a-b) gezeigt. Offensichtlich ist die Dicke der geheizten Schicht sehr klein (einige 100 Å). An dieser Stelle wird deutlich, daß die Anstrengungen zur Unterdrückung von Vorpulsen und der steile Pulsanstieg (s. Abschnitt 2.2) von entscheidender Bedeutung sind. Besitzt das Lasersystem einen schlechten Kontrast, dann ablatiert ein Teil des Targets bereits bevor der Hauptpuls eintrifft. Die so gemessene Energieeindringtiefe ist dann wesentlich größer als für einen Laser mit gutem Kontrast. Dies konnte durch Einführung eines künstlichen Vorpulses bestätigt werden. Aus Abb. 3.9(a-b) ist auch ersichtlich, daß die Emission der Na-Ly α Linie aus einem unmittelbar an der Targetoberfläche gelegenen Bereich stammt (180-450 Å). Die Emission der Na-He α Linie stammt dagegen aus Tiefen von bis zu 500 Å. Dies ist eine Konsequenz der höheren Anregungsenergie von Na-Ly α . Daher wird zur Anregung eine höhere Plasmatemperatur benötigt, die jedoch in größeren Tiefen nicht mehr erreicht wird.

Wie in Abschnitt 3.1 erläutert findet man bei schrägem Lasereinfall mit p-Polarisation eine wesentlich höhere Absorption. Damit steht mehr Energie für den Transport in den Festkörper zur Verfügung und es ist eine größere Energieeindringtiefe zu erwarten. Diese Erwartung wird, wie Abb. 3.9(c-d) zeigt, auch

vom Experiment bestätigt. Die Eindringtiefe beträgt jetzt ca. 1700 Å für die Na-Ly α Linie und 2700 Å für die Na-He α Linie.

Zusätzlich zur Messung des Rückgangs in der Emission der Na-Linien mit zunehmender Dicke der Aluminium-Schicht konnte gleichzeitig auch das Anwachsen der Al-He α Emission beobachtet werden. Ergebnisse dieser Messung sind für senkrechten und schrägen Einfall (45°, p-Polarisation) in Abb. 3.10 gezeigt. Für schrägen Einfall gilt wieder, daß die Dicke der Al-Schicht, innerhalb derer die Al-He α Emission zunimmt, wesentlich größer ist als für senkrechten Einfall. Dies ist wiederum eine Konsequenz der höheren absorbierten Laserenergie in diesem Fall.

Um den Meßfehler der Experimente zu ermitteln wurden die Messungen für jede Aluminium-Schichtdicke 2-3 mal wiederholt, und aus der Streuung der Meßergebnisse der Fehler bestimmt. Der Meßfehler der einzelnen Experimente ist jeweils in den Abb. 3.9 und 3.10 für einen Meßwert mit eingezeichnet.

In den Abbildungen 3.9(a-d) und 3.10(a-b) sind neben den experimentellen Ergebnissen auch Resultate numerischer Simulationen eingezeichnet. Die diesen Simulationen zugrunde liegende Theorie wird in Abschnitt 4.1 vorgestellt. Die Abbildungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Resultaten und den numerischen Daten.

Ein Vergleich unserer Messungen mit Resultaten anderer Autoren ist in Tab. 3.3 wiedergegeben. Dabei handelt es sich durchweg um Messungen mit senkrechtem Lasereinfall. Die Definition der Eindringtiefe hängt von dem Erreichen einer, vorher durch die Wahl des Targetmaterials festgelegten, Temperatur innerhalb des Targets ab (hier etwa 300 eV s. Abschnitt 4.5). Verschiedene Messungen müssen daher, um überhaupt vergleichbar zu sein, vergleichbare Emissionslinien des Plas-

Nr.	Autor	$I[\text{W}/\text{cm}^2]$	$\tau_L[\text{ps}]$	$\lambda[\mu\text{m}]$	Target	$\Delta x[\text{nm}]$	$v[\text{cm}/\text{s}]$
1	Rousse [83]	3×10^{16}	0.1	0.62	Al/SiO $_2$	250	2.5×10^8
2	Zigler [84]	3×10^{16}	0.6	0.248	MgF $_2$ /SiO $_2$	300	5×10^7
3	Jiang [85]	4×10^{18}	0.3	0.5	Al/Si	200	6.7×10^7
4	Kieffer [86]	10^{18}	0.4	0.53	Al/Si	80	2×10^7
5	Saemann	5×10^{17}	0.15	0.4	Al/NaCl	40	2.7×10^7

Tabelle 3.3: Vergleich unserer Messung (Nr.5) mit bisherigen Messungen an fs-Lasern. Die Geschwindigkeit v ist der Quotient aus der Eindringtiefe Δx und der Laserpulsdauer τ_L . Alle Messungen erfolgten bei senkrechtem Lasereinfall.

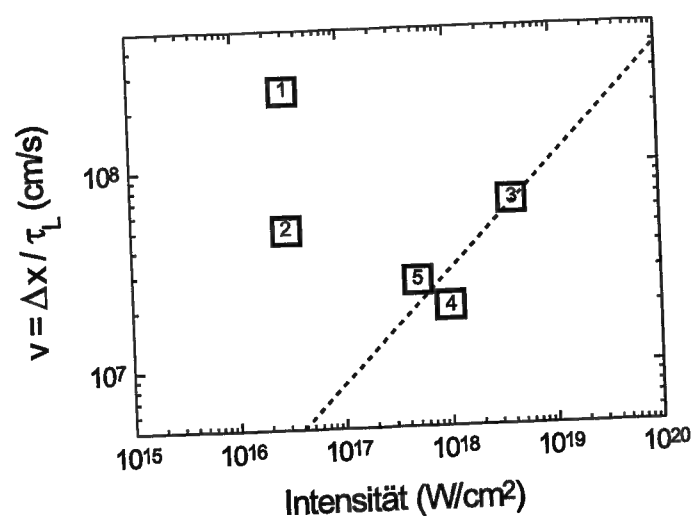


Abbildung 3.11: Vergleich unserer Messung (Nr.5) mit bisherigen Messungen. Die Zahlen korrespondieren mit den Zahlen in Tab. 3.3. Die eingezeichnete Kurve stammt aus dem im Abschnitt 4.2.3 besprochenen Skalierungsgesetz.

mas zur Diagnostik verwenden. Bei den in Tab. 3.3 angeführten Experimenten ist diese Bedingung erfüllt. Da der Laserpuls der „Quellterm“ für die Propagation der Energie in das Target ist, findet man für eine längere Laserpulsdauer τ_L auch eine größere Eindringtiefe Δx . Um dies beim Vergleich mit anderen Autoren zu berücksichtigen wurde die Geschwindigkeit $v = \Delta x / \tau_L$ in Tab. 3.3 eingeführt. Damit sind die verschiedenen Experimente vergleichbar. In Abb. 3.11 ist für die verschiedenen Messungen aus Tab. 3.3 die auf die Laserpulsdauer normierte Eindringtiefe ($v = \Delta x / \tau_L$ „Eindringgeschwindigkeit“) als Funktion der Laserintensität aufgetragen. Die Messungen Nr. 1-2 weichen deutlich von den übrigen Messungen ab. Diese Messungen wurden bei der fundamentalen Wellenlänge des Lasers durchgeführt und vermutlich war der Kontrast des Lasers nicht groß genug. Die Messungen Nr. 3-5 erfolgten bei frequenzverdoppeltem Laserlicht und garantieren damit einen guten Laserkontrast. Daher liefern diese Messungen (Nr. 3-5) mit fs-Lasern auch alle das gleiche Bild einer sehr kleinen Eindringtiefe.

Es sei auch darauf hingewiesen, daß ähnliche Ergebnisse von uns bereits in [87] veröffentlicht wurden. Für diese Messungen ist eine Al/Ti-Target Kombination verwendet worden, bei der die L-Schalen Emission von Titan untersucht wurde. Da L-Schalen Spektren schwieriger zu berechnen sind als die der K-Schale, sind die in dieser Arbeit vorgestellten Resultate wesentlich einfacher zu interpretieren (s. Abschnitt 4.1).

3.5 Zeitaufgelöste Messungen

Dieser Abschnitt beschreibt die Ergebnisse unserer zeitaufgelösten Messungen der Plasmaemission. Dazu wurde die in Abschnitt 2.6 beschriebene Schmierbildkamera zusammen mit dem Halbleiterschalter eingesetzt. Dies ermöglicht ein reproduzierbares Auslösen der Schmierbildkamera und es können mehrere Laserschüsse akkumuliert werden. Um spektrale Auflösung zu erreichen, verwendeten wir entweder den Transmissionsgitter-Spektrographen (TGS) aus Abschnitt 2.5.3 oder die Plasmaemission war so gefiltert, daß nur Wellenlängen oberhalb der Filterkante transmittiert wurden. Ein typisches Bild der Schmierbildkamera in Verbindung mit dem TGS ist in Abb. 3.12 für ein Tantal- und Aluminium-Target gezeigt. Neben der eigentlichen Schmierbildaufnahme enthält das Bild auch eine Struktur, welche mit „direktes Licht“ in Abb. 3.12 bezeichnet ist. Die Schmierbildkamera war so an der Experimentierkammer befestigt, daß das Plasma vom Phosphorschirm der Kamera aus durch die Kathode hindurch sichtbar ist. Damit können Röntgenphotonen, die von der Kathode transmittiert wurden, direkt den Phosphorschirm treffen und zum Leuchten anregen. Das entstehende Bild ist dann ein zeitintegriertes Spektrum des Plasmas. Oberhalb des direkten Lichtes befin-

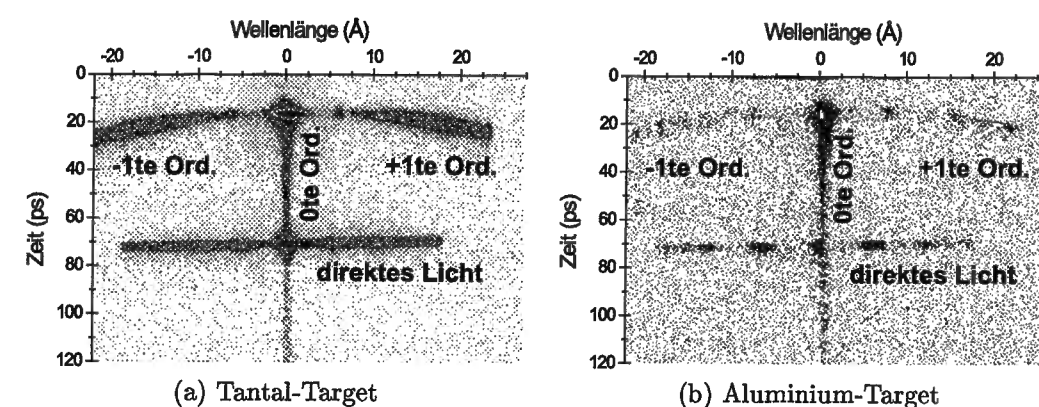


Abbildung 3.12: (a) Schmierbildaufnahme eines Tantal-Plasmas (6000 Schüsse). Das Emittierte Licht wurde mit dem TGS (s. Abschnitt 2.5.3) spektral aufgespalten und mit der Schmierbildkamera zeitaufgelöst gemessen. Die Nullte-Ordnung liegt in der Mitte des Bildes. (b) Schmierbildaufnahme eines Aluminium-Plasmas (6000 Schüsse). Bei $\pm 7.75 \text{ Å}$ ist in der Aufnahme schwach die Al-He $_{\alpha}$ Emission zu sehen. Im zeitintegrierten Signal (direktes Licht) ist die $\pm 1\text{te}$ - und $\pm 2\text{te}$ -Ordnung der Al-He $_{\alpha}$ Linie leicht zu erkennen. Das direkte Licht entsteht jeweils durch die Photonen, die direkt den Phosphor der Kamera treffen.

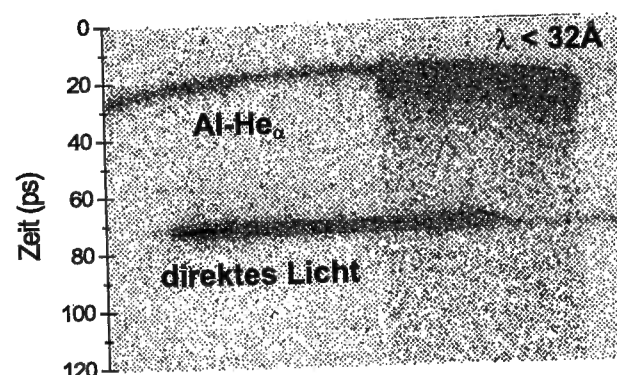


Abbildung 3.13: Schmierbildaufnahme eines Aluminium-Plasmas (100 Schüsse). Wellenlängenauflösung wurde durch geeignete Filter erreicht. Die linke Seite der Aufnahme zeigt die Emission der He_α -Linie und die rechte Seite die Emission mit Wellenlängen kleiner 32Å . Beim direkten Licht sind die Verhältnisse genau umgekehrt, denn im Gegensatz zu der Elektronenabbildung gibt es hier keinen Zwischenfokus.

det sich die spektral und zeitlich aufgelöste Emission des Plasmas. In der Mitte des Schirmes ist die 0te-Ordnung des Gitters zu sehen und symmetrisch dazu die ± 1 te- und höhere Ordnungen. Die Krümmung der Schmierbildaufnahme entsteht dadurch, daß die äußeren Elektronen einen größeren Weg in der Röhre der Kamera zurücklegen müssen und daher später eintreffen. Da die Abbildungsmaßstäbe für das direkte Licht und die Abbildung der Elektronen des Schmierbildes unterschiedlich sind, besitzen beide Spektren auch eine unterschiedliche Wellenlängenskala. Die in Abb. 3.12 eingezeichnete Wellenlängenskala bezieht sich nur auf die eigentliche Schmierbildaufnahme. Das direkte Licht könnte durch Kippen der Kamera leicht eliminiert werden. Es ist jedoch auch nützlich, in einer Messung gleichzeitig ein zeitaufgelöstes und zeitintegriertes Spektrum zu erhalten.

Um möglichst viele Röntgenphotonen zu erhalten, wurden die Messungen am Tantal- und Aluminium-Target mit schrägem Einfall unter 45° und mit p-polarisiertem Licht durchgeführt. Für Spektren wie in Abb. 3.12 wurden typischerweise 6000 Laserschüsse akkumuliert. Das Tantal-Target wurde in diesem Experiment deshalb gewählt, weil es in einem großen Bereich quasikontinuierlich emittiert. Dadurch wird in besonderem Maße deutlich, wie die Emissionsdauer mit der Energie der Photonen verknüpft ist. Für die Emission hochenergetischer Photonen wird eine höhere Temperatur benötigt als für niederenergetische Photonen. Dies bedeutet, daß letztere auch dann noch emittiert werden, wenn das Plasma bereits

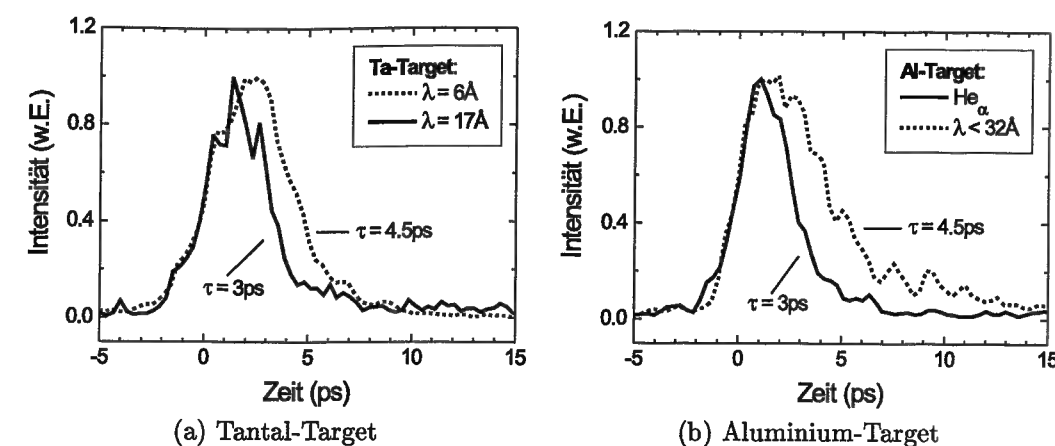


Abbildung 3.14: Auswertung der Aufnahmen in Abb. 3.12, 3.13. (a) Für das Tantal-Target ist die Emission für die Wellenlängen $\lambda \approx 6\text{Å}$, $\lambda \approx 17\text{Å}$ gezeigt. (b) Emissionsdauer der Al-He_α Linie und der gesamten Emission mit Wellenlängen kleiner 32Å .

abkühlt. Daraus ergibt sich insgesamt eine länger andauernde Emission.

Die Aluminium-Schmierbildaufnahme in Abb. 3.12 ist wegen der schwachen Al-He_α Emission weniger deutlich als die entsprechende Aufnahme mit Tantal. Das zeitintegrierte Spektrum des direkten Lichtes zeigt die ± 1 te- und ± 2 te-Ordnung der Al-He_α Linie bei 7.75Å etwas deutlicher. Um die Signalstärke der Al-He_α zu erhöhen, konnte anstelle des TGS, mit einer etwa 5-10%igen Effizienz in die 1te-Ordnung, eine geeignete Filterkombination zur Wellenlängenauflösung eingesetzt werden. Das Ergebnis ist in Abb. 3.13 gezeigt. Der Filter vor der Kathode der Schmierbildkamera bestand aus einem $0.7\mu\text{m}$ dicken Al-Filter, der auf einer Hälfte zusätzlich mit einem $10\mu\text{m}$ dicken Be-Filter versehen war. Damit konnten wir Wellenlängen kleiner 15Å und kleiner 32Å beobachten. Aus den zeitintegrierten Messungen in Abschnitt 3.6 wird klar, daß die Aluminium-Emission unterhalb 15Å von der Al-He_α Emission dominiert ist. Der dickste Filter mißt daher nur diese Emission. Die Effizienz ist bei dieser Methode mit einer 40%igen Transmission des Filters deutlich größer als beim TGS. Dieses besitzt darüber hinaus noch einen $50\mu\text{m}$ breiten Eintrittsspalt, der zu einer weiteren Reduzierung der Signalstärke führt. Wie aus Abb. 3.13 ersichtlich, können auf diese Weise Schmierbildaufnahmen der Al-He_α mit hoher Qualität und mit nur 100 Laserschüssen gemessen werden. Die Ursache dafür, daß das direkte Licht die zwei Wellenlängen in Abb. 3.13 gegenüber dem Schmierbild umgekehrt abbildet, liegt an dem Zwischenfokus der Elektronenabbildung in der Schmierbildkamera.

Für zwei verschiedene Wellenlängen ist für Tantal ($\lambda \approx 6\text{Å}$ und $\lambda \approx 17\text{Å}$) und

Aluminium (Al-He_α und $\lambda < 32\text{\AA}$) der in Abb. 3.12, 3.13 gemessene zeitliche Verlauf der Emission in Abb. 3.14 gezeigt. Die Emissionsdauer folgt aus den Abb. 3.14 unter Berücksichtigung des zeitlichen Auflösungsvermögens der Schmierbildkamera

$$\tau_{\text{Exp}} = \sqrt{\tau_{\text{Kamera}}^2 + \tau_{\text{Plasma}}^2}, \text{ mit } \tau_{\text{Kamera}} = 1.7\text{ps (FWHM)}. \quad (3.2)$$

Daraus folgt, daß die Emission der hochenergetischen Photonen etwa 2.5ps andauert, wohingegen die Emissionsdauer der niederenergetischen Photonen in beiden Fällen etwa 4.2ps lang ist.

3.6 Spektroskopie heißer und dichter Plasmen

In diesem Abschnitt werden die bisher gesammelten Erkenntnisse zur Erzeugung eines dichten und heißen Plasmas eingesetzt. Es soll demonstriert werden, daß es mit dem ATLAS-Laser möglich ist, solche Plasmen tatsächlich zu erzeugen. Gezeigt werden Spektren, die mit den in Kapitel 2.5 beschriebenen Spektrometern gemessen wurden. Aus einer Analyse der emittierten Plasmalinien können die im Experiment erzielte Elektronendichte und -temperatur bestimmt werden. Die detaillierte Interpretation der Spektren ist Gegenstand von Abschnitt 4.5.

Abb. 3.15 zeigt ein Aluminium-Spektrum für senkrechten Lasereinfall. Der Wellenlängenbereich 5-14Å wurde mit dem TGS aus Abschnitt 2.5.3 und der Bereich 14-70Å mit dem FFS aus Abschnitt 2.5.4 gemessen. Aufgetragen ist die Konversion von einfallender Laserenergie in vom Plasma emittierte Strahlung pro Raumwinkel und Wellenlänge. Für einen Vergleich zwischen einem Plasma mit hoher und niedriger Elektronendichte sind in Abb. 3.15 mittels Einzel- und Doppelpuls erzeugte Aluminium-Spektren gezeigt. Mit Doppelpulsen sind zwei Laserpulse mit gleicher Intensität und einem zeitlichen Abstand von 25ps gemeint. Auf diese Weise trifft der zweite Laserpuls in ein bereits expandiertes Plasma und die Elektronendichte ist deshalb niedrig. Eine Konsequenz der Doppelpulse ist die bekannte Zunahme der Emission des Plasmas [88].

Die Aluminium-Spektren in Abb. 3.15 zeigen neben der Aluminium-Emission auch Linien von Sauerstoff und Kohlenstoff. Letztere stammen von einer dünnen Ölschicht auf dem Target. Da die Vakuumpumpen der Targetkammer ölgeschmiert sind, ist dies kaum zu vermeiden. Die Sauerstoff-Linien sind Ursache der Aluminiumoxid-Schicht die sich auf der Targetoberfläche bildet. Ein Vergleich der beiden Spektren in Abb. 3.15 zeigt, daß für hohe Elektronendichte (Einzelimpuls) die Li-artige Emission von Aluminium nicht mehr aus einzelnen Linien besteht, sondern nur noch ein breites Kontinuum emittiert wird. Ursache ist vermutlich

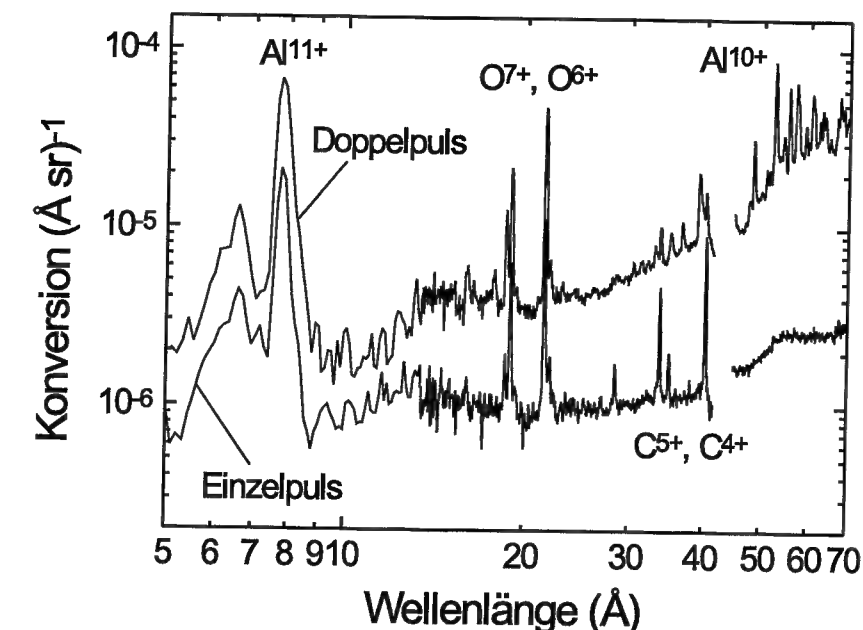


Abbildung 3.15: Aluminium-Spektrum mit Einzel- und Doppelpuls bei senkrechtem Lasereinfall. Die Konversion ist die Energie ΔE aus dem Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$, die in den Raumwinkel $\Delta\Omega$ abgestrahlt wird, normiert auf die einfallende Laserenergie E_0 (Konversion = $(\Delta E/E_0)/(\Delta\Omega\Delta\lambda)$).

die große Starkverbreiterung und das Quenching [89] der Linien aufgrund hoher Elektronendichten. Alle anderen Linien zeigen keine Hinweise auf eine hohe Elektronendichte. Bei den H- und He-artigen Aluminium-Linien liegt das an dem beschränkten Auflösungsvermögen des TGS (s. Abschnitt 2.5.3). Die Sauerstoff- und Kohlenstoff-Linien stammen, wie bereits erwähnt, aus einer sehr dünnen Schicht auf der Oberfläche des Targets. Weiter unten wird demonstriert, daß Strahlung aus diesem Bereich nicht durch hohe Elektronendichte gekennzeichnet ist.

Insgesamt deuten die Li-artigen Linien von Aluminium zwar auf eine hohe Elektronendichte hin, jedoch ist wegen des Fehlens einzelner Linien eine genaue Analyse nicht möglich. Abb. 3.15 läßt vermuten, daß es sinnvoller ist, die H- und He-artigen Aluminium-Linien mit Hilfe hochauflösender Spektroskopie zu untersuchen. Dies soll nachfolgend gezeigt werden.

Betrachtet man den Wellenlängenbereich von 6.4-8.4Å in Abb. 3.15 mit dem hochauflösenden Kristallspektrometer aus Abschnitt 2.5.5, so findet man eine Fülle von interessanten Effekten, die alle auf eine sehr hohe Elektronendichte hinweisen. Eine systematische Untersuchung dieses Bereiches ist in Abb. 3.16 gezeigt.

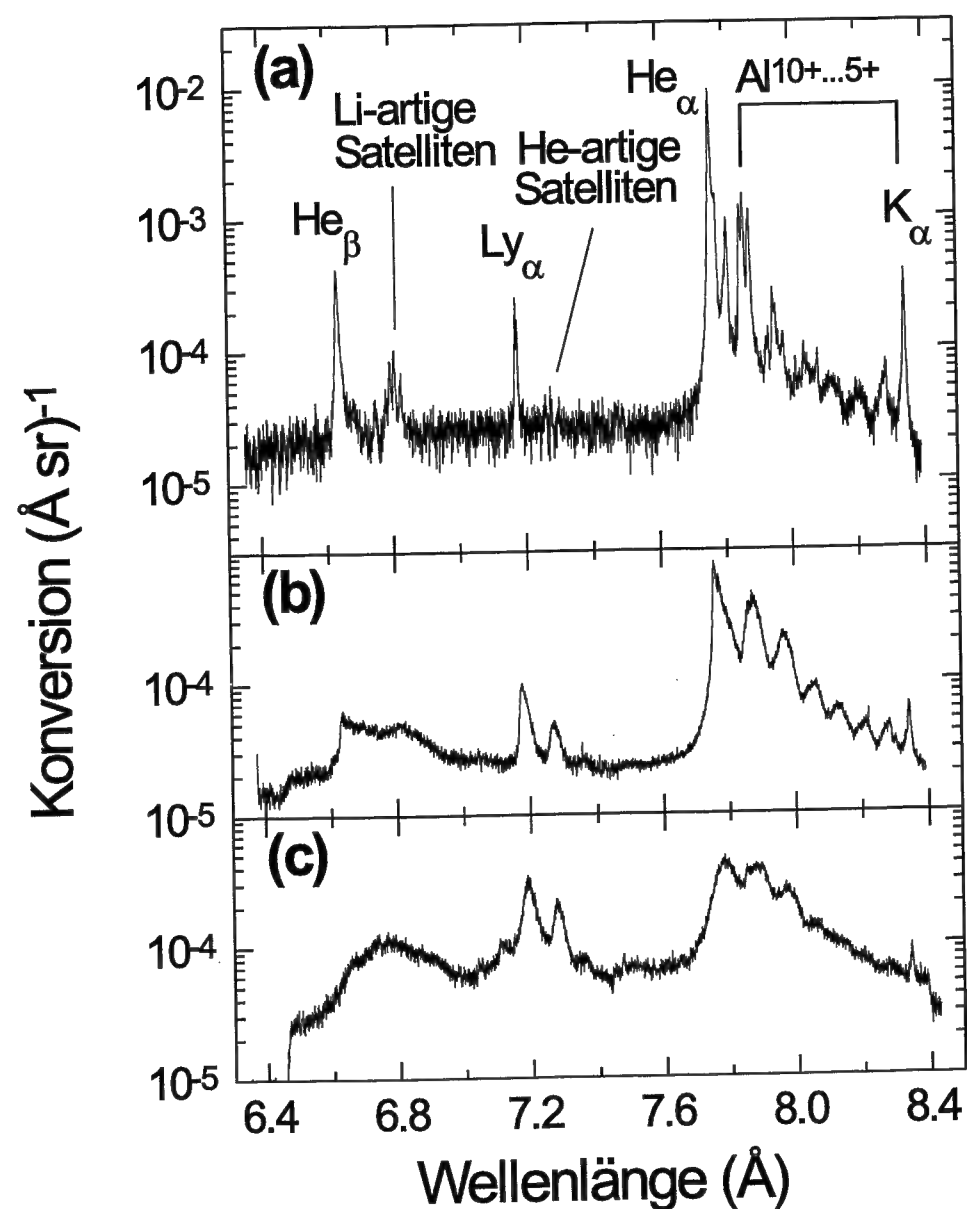


Abbildung 3.16: Emission eines Aluminium-Plasmas bei schrägem Lasereinfall unter 30° mit p-Polarisation. (a) Typische Emission bei niedrigen Elektronendichten erzeugt durch Doppelpulse. (b) Bei einem Einzelpuls ohne Tamper (s. Text) erhält man eine Superposition der Emission eines dichten und dünnen Plasmas. (c) Durch einen $300\text{\AA}$ dicken MgO-Tamper werden zeitliche und räumliche Gradienten vermieden und die Emission findet bei hohen Elektronendichten statt. Die Konversion ist die Energie ΔE aus dem Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$, die in den Raumwinkel $\Delta\Omega$ abgestrahlt wird, normiert auf die einfallende Laserenergie E_0 (Konversion = $(\Delta E/E_0)/(\Delta\Omega\Delta\lambda)$).

Um eine starke Plasmaemission zu erhalten, wurden diese und die nachfolgenden Spektren alle bei schrägem Lasereinfall unter 30° und mit p-Polarisation durchgeführt. Der mit (a) bezeichnete Teil von Abb. 3.16 zeigt ein Spektrum, das mit einem Doppelpuls erzeugt wurde und dient daher als Beispiel eines typischen Aluminium-Plasmas bei niedrigen Elektronendichten. Das Spektrum zeigt eine starke Al-He $_{\alpha}$ Emission zusammen mit den Al $^{10+...5+}$ Satelliten von unterschiedlich geladenen Ionen. Diese Serie wird zu längeren Wellenlängen hin durch die kalte K $_{\alpha}$ -Emission von Aluminium begrenzt. Außerdem sind die Al-He $_{\beta}$ Linie zusammen mit ihren Li-artigen Satelliten und die Al-Ly $_{\alpha}$ Linie mit zugehörigen He-artigen Satelliten zu sehen.

Bei einem Einzelpuls mit sehr gutem Laserkontrast ändert sich das Spektrum gegenüber dem Spektrum eines Doppelpulses deutlich. Dies ist in Abb. 3.16(b) gezeigt. Die Resonanzlinien sind jetzt viel breiter und die Intensität der Ly $_{\alpha}$ - und He $_{\alpha,\beta}$ -Satelliten hat gegenüber den Resonanzlinien deutlich zugenommen. Die He $_{\beta}$ -Linie beispielsweise ist von den Li-artigen Satelliten nicht mehr unterscheidbar und es entsteht eine breite Struktur. Auch die Al $^{10+...5+}$ Satelliten der He $_{\alpha}$ -Linie nehmen in ihrer Intensität zu.

Die Form der Emissionslinien in Abb. 3.16(b) ist offensichtlich etwas unsymmetrisch. So ist der Anstieg der Linien auf der kurzwelligen Seite steiler als auf der langwelligen Seite. Dies ist eine Konsequenz der Expansion des Plasmas während der Emission der jeweiligen Linie. Dadurch ist das zeitintegrierte Spektrum eine Superposition eines Plasmas mit hoher und niedriger Dichte. Eine quantitative Analyse des Spektrums wird hierdurch erschwert. Um die Expansion zu vermeiden, wurde in Abb. 3.16(c) eine $300\text{\AA}$ dicke MgO-Schicht auf ein Aluminium-Target aufgedampft. Diese nachfolgend als Tamper² bezeichnete MgO-Schicht verringert die Expansion des Plasmas und verkleinert daher zeitliche und räumliche Gradienten. Abb. 3.16(c) ist zu entnehmen, daß die Linien nun nicht mehr unsymmetrisch sind. Außerdem sind die einzelnen Linien nun sogar noch etwas breiter und die Al $^{8+...5+}$ Satelliten der Al-He $_{\alpha}$ Linie verschmelzen zu einem Quasikontinuum.

Eine genaue Analyse der Spektren in Abb. 3.16(c) zeigt neben der großen Starkverbreiterung auch eine Verschiebung der Linien zu längeren Wellenlängen hin³. Dies wird besonders bei der Ly $_{\alpha}$ -Linie deutlich. Dazu ist der Bereich um die Ly $_{\alpha}$ -Linie aus Abb. 3.16(a) und (c) nochmals vergrößert in Abb. 3.17 gezeigt. Die beiden Spektren wurden in Abb. 3.17 der Übersichtlichkeit wegen in vertikaler Richtung gegeneinander versetzt gezeichnet. Der Abbildung ist eine Verschiebung

²Englisch für Stampfer

³Im Englischen auch als „red shift“ bezeichnet

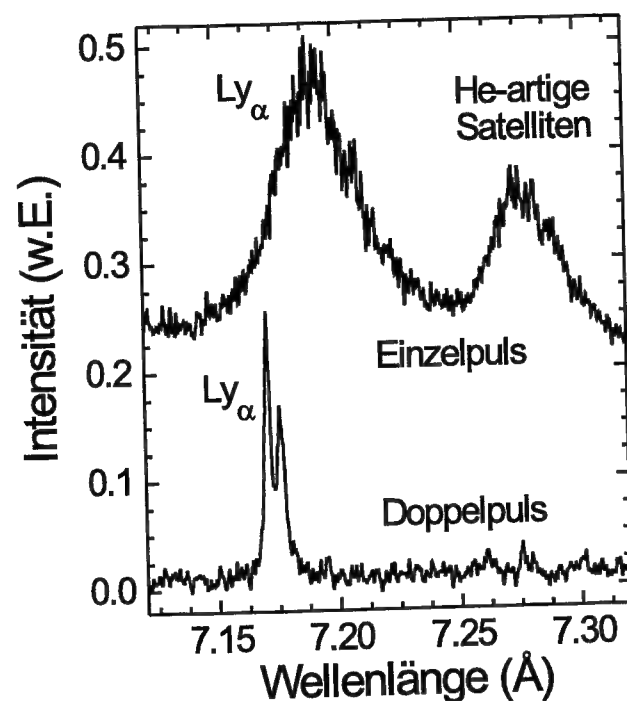


Abbildung 3.17: Für hohe Elektronendichten (Einzelpuls + Tamper) ist die Ly_α -Linie gegenüber dem Fall mit niedriger Elektronendichte (Doppelpuls) um ca. $(17 \pm 3.5) \text{ mÅ}$ zu langen Wellenlängen hin verschoben. Der Übersichtlichkeit wegen wurden die Spektren in vertikaler Richtung zueinander versetzt gezeichnet. Für niedrige Elektronendichte ist die Feinstrukturaufspaltung der Ly_α -Linie sichtbar.

der Ly_α -Linie von $(17 \pm 3.5) \text{ mÅ}$ zu entnehmen. Der genaue Wert der Verschiebung hängt allerdings davon ab, ob die Ly_α -Linie eventuell mit höheren Satelliten verschmolzen ist. Dies wird in Abschnitt 4.5 weiter diskutiert. Bei den He-artigen Linien finden wir eine Rotverschiebung von $(22 \pm 5) \text{ mÅ}$ für die He_α -Linie und 70 mÅ für die He_β -Linie. Letztere ist mit ihren Satelliten derart verschmolzen, daß die Bestimmung der Rotverschiebung nur mit Hilfe einer numerischen Simulation gelingt, welche die Satelliten mit berücksichtigt (s. Abschnitt 4.5). Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Wellenlängeneichung der gezeigten Spektren anhand der K_α -Linie vorgenommen wurde. Diese ist weder Starkverbreitert noch verschoben und garantiert daher eine genaue Wellenlängeneichung.

Um die Dicke der aufgeheizten Aluminium-Schicht zu bestimmen wurde hier ein zu Abschnitt 3.4 analoges Experiment durchgeführt. Dazu wurden Aluminium-Targets mit einer aufgedampften MgO-Schicht verwendet. Aus der K-Schalenemission des Aluminiums bei MgO-Schichten verschiedener Dicken konnte gemes-

sen werden, bis zu welcher Tiefe das Target aufgeheizt wird. Die Dicke der aufgeheizten Aluminium-Schicht beträgt demnach $1000\text{--}1500 \text{ Å}$.

Vergleicht man unsere Ergebnisse mit den Resultaten anderer Autoren [68, 85, 90, 91], so zeigen unsere Spektren eine deutlich höhere Elektronendichte. Bisherige Experimente erzielten Elektronendichten von einigen 10^{23} cm^{-3} . Die in Abschnitt 4.5 folgende Analyse unserer Spektren zeigt, daß in vorliegenden Experimenten Elektronendichten von bis zu 10^{24} cm^{-3} erreicht wurden. Wir führen unsere hohen Dichten auf drei Umstände zurück: (1.) Der ATLAS Laser besitzt frequenzverdoppelt einen sehr guten Pulscontrast (2.) Verwendung eines Tampers zur Vermeidung von zeitlichen und räumlichen Gradienten (3.) Die kurze Laserwellenlänge von 395 nm und die daraus resultierende kritische Dichte von $7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Ein anderer offensichtlicher Unterschied zu den zitierten Arbeiten ist die geringe Emission kalter K_α -Strahlung in unserem Experiment. Dies läßt auf eine geringe Konversion von absorbierte Laserenergie in schnelle Elektronen schließen (s. Abschnitt 4.4.2). Insgesamt zeigen unsere Spektren ein thermisches Plasma, bei dem die bei schlechtem Lasercontrast auftretenden kinetischen Effekte von untergeordneter Rolle sind. Dies sind ideale Voraussetzungen, um unter gut definierten Bedingungen einen Vergleich mit modernen Computercodes für Spektroskopie vorzunehmen (s. Abschnitt 4.5).

Kapitel 4

Theorie und Diskussion

Dieses Kapitel vergleicht die in Kap. 3 präsentierten Meßergebnisse mit theoretischen Vorhersagen. Ziel der nachfolgenden Abschnitte ist eine Beschreibung der eingesetzten Computer-Programme zur numerischen Simulation der Messungen. Dabei soll die enthaltene Physik im Vordergrund stehen und nicht eine genaue Beschreibung der Implementation mit allen technischen Details. Anschließend folgt eine Diskussion und Interpretation der Meßergebnisse.

4.1 Physikalische Modelle der numerischen Simulationen

4.1.1 Der Hydrocode MULTI-fs

MULTI-fs ist eine speziell für die numerische Simulation von Experimenten mit fs-Lasern erweiterte Version des von Ramis *et al.* [92] entwickelten Programms MULTI. Gelöst werden hierbei die hydrodynamischen Gleichungen in Lagrange-Koordinaten (hier: Massenkoordinate) in einer räumlichen Dimension, d.h. es können ebene, zylindrische und sphärische Probleme in einer Dimension gelöst werden. Das Plasma wird im Einflüssigkeitsmodell beschrieben, weshalb keine Ladungstrennung auftreten kann. Wegen des großen Massenunterschieds zwischen Elektronen und Ionen erfolgt der Energieaustausch zwischen beiden um den Faktor m_e/m_i langsamer als untereinander. Es ist deshalb sinnvoll für Elektronen und Ionen jeweils eine eigene Energiegleichung zu lösen. Darüber hinaus wird in MULTI-fs der Strahlungstransport in der Diffusionsnäherung für mehrere, nach Photonenenergie eingeteilte, Photonen-Gruppen gelöst („multigroup radiation diffusion“). Im Einzelnen werden nachfolgende Gleichungen zusammen mit den not-

wendigen Anfangs- und Randbedingungen integriert

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(p_e + p_i + p_{\text{vis}})}{\partial m} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial e_e}{\partial t} + p_e \frac{\partial u}{\partial m} = -\frac{\partial S_e}{\partial m} - \sum_k \frac{\partial S_k}{\partial m} + \frac{\partial S_L}{\partial m} - \chi_{ei}(T_e - T_i) \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial e_i}{\partial t} + (p_i + p_{\text{vis}}) \frac{\partial u}{\partial m} = \chi_{ei}(T_e - T_i) \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial S_k}{\partial m} = q_k - c\kappa_{P,k}U_k \quad (4.5)$$

$$cg_k^2 \frac{\partial U_k}{\partial m} = -\kappa_{R,k}S_k. \quad (4.6)$$

Die Größen m, v, p_α, u und e_α mit $\alpha = e, i$ sind die Massenkoordinate (Lagrange-Koordinate), das spezifische Volumen ($v = 1/\rho, \rho = \text{Massendichte}$), der Druck für Elektronen und Ionen, die Geschwindigkeit und die spezifische innere Energie für Elektronen und Ionen. Als Zustandsgleichung, also für die Funktionen $p_\alpha(e_\alpha, \rho)$ und $T_\alpha(e_\alpha, \rho)$ mit $\alpha = e, i$, wurde die Los Alamos SESAME-Datenbank [93] verwendet. $\partial S_L / \partial m$ ist die pro Masseneinheit deponierte Laserenergie. Der Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen wird durch einen Term der Form $\chi_{ei}(T_e - T_i)$ berücksichtigt, wobei $\chi_{ei} \sim \nu_{ei}$ der Elektron-Ion Stoßfrequenz proportional ist. Die elektronische Wärmeleitung wird durch S_e berücksichtigt. Sie wird weiter unten ausführlich diskutiert. S_k ist der Strahlungsfluß und U_k die Energiedichte der Strahlung für die Photonengruppe mit Energien $h\nu$ aus $h\nu_k \leq h\nu \leq h\nu_{k+1}$. Die Größen $\kappa_{P,k}$ und $\kappa_{R,k}$ sind die Planck- und Rosseland-Opazitäten und q_k der spezifische Emissionskoeffizient, gemittelt über die Photonen-Gruppe k . Die Opazitäten wurden entsprechend [94] berechnet (SNOP-Code). g_k ist der sogenannte Eddington-Faktor und ist abhängig vom Emissionswinkel und der Photonen-Gruppe. Für Details hierzu sei auf die Literatur verwiesen [92]. Der Druck p_{vis} wird als der „viskose“ Druck bezeichnet und dient der numerischen Stabilität der Simulation sowie der Heizung der Ionen durch Stöße [95].

Um die Absorption von fs-Laserpulsen zu modellieren, wurde die Wellengleichung für die elektromagnetischen Felder $\mathbf{E}, \mathbf{B}$ mit der in [24] beschriebenen Methode gelöst. Die Wellengleichungen für $\mathbf{E}$ und $\mathbf{B}$ lauten dabei

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \ddot{\mathbf{E}} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \quad (4.7)$$

und

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{\epsilon}{c^2} \ddot{\mathbf{B}} + \nabla \ln \epsilon \times (\nabla \times \mathbf{B}) = 0. \quad (4.8)$$

4.1 Physikalische Modelle der numerischen Simulationen

Die Plasmaeigenschaften werden durch die komplexe dielektrische Funktion ϵ berücksichtigt

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{ie})}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}. \quad (4.9)$$

Die Stoßfrequenz ν_{ei} muß für die Simulation der Laser-Plasma-Wechselwirkung einen sehr großen Temperaturbereich vom Festkörper mit $\nu_{\text{Phonon}} \sim T_i$ bis zum heißen Plasma mit $\nu_{\text{Spitzer}} \sim T_e^{-3/2}$ abdecken. Dies wird durch Interpolation zwischen diesen beiden Grenzfällen erreicht. Zur Interpolation wird dabei das harmonische Mittel verwendet

$$\frac{1}{\nu_{ei}} = \frac{1}{\nu_{\text{Phonon}}} + \frac{1}{\nu_{\text{Spitzer}}}. \quad (4.10)$$

Die aus diesen Gleichungen ermittelte Laserabsorption taucht dann in der Energiebilanz der Elektronen des Plasma-Fluids als $\partial S_L / \partial m$ auf.

Das Gleichungssystem, bestehend aus den hydrodynamischen Gleichungen des Plasmas und den Wellengleichungen des elektromagnetischen Feldes, enthält keine Anregung von Elektron-Plasmawellen. Deshalb ist es nicht in der Lage Resonanzabsorption im üblichen Sinne zu beschreiben. Trotzdem zeigt die Lösung der Gleichungen 4.7 bzw. 4.8 dasselbe resonanzähnliche Verhalten einer starken Absorption bei der kritischen Dichte, falls mit schrägem Einfall und p-Polarisation eingestrahlt wird. Dies wird anhand der Poisson-Gleichung plausibel

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \Leftrightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} E_z. \quad (4.11)$$

Dabei wurde angenommen, daß sich die dielektrische Funktion nur entlang der z-Achse ändert. Anhand der Poisson-Gleichung wird klar, daß das E-Feld longitudinale Komponenten entlang der z-Achse besitzt (wie bei Elektron-Plasmawellen) und daß eine Resonanz bei $\epsilon = 0$ existiert. Vernachlässigt man Stöße ($\nu_{ei} = 0$), so folgt aus $\epsilon = 0$, daß $\omega = \omega_p$ gilt und damit Resonanzabsorption vorliegt.

4.1.2 Wärmeleitung und Flußbegrenzung (f-Faktor)

Die elektronische Wärmeleitung des Plasmas wird üblicherweise durch eine einfache Diffusionsgleichung beschrieben

$$S_e = -\kappa \nabla T_e, \quad \kappa \sim T_e^{5/2}. \quad (4.12)$$

Diese einfache Diffusionsnäherung gilt nur solange, wie die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_e wesentlich kleiner als die Gradientenlänge $L = T_e / |\nabla T_e|$ ist. Weil der Wärmestrom von den schnellen Elektronen mit $(3 - 4) \times v_{\text{th}}$ getragen

wird und wegen $\lambda_e \sim v_{th}^4$, gilt Gl. 4.12 nur für $L \geq 200\lambda_e$ [39]. Ist diese Bedingung verletzt, dann liefert Gl. 4.12 einen viel zu großen Wärmestrom. Dieser kann sogar den Wärmestrom von freien, mit der thermischen Geschwindigkeit v_{th} strömenden Elektronen übersteigen und Gl. 4.12 ist nicht mehr sinnvoll. Außerdem tritt in einem solchen Fall ein Vorheizen des Targetmaterials vor dem Eintreffen der eigentlichen Wärmewelle auf. Dies wird durch schnelle Elektronen verursacht und verdeutlicht klar das Zusammenbrechen einer lokalen Wärmeleitungstheorie. In den vergangenen Jahren gab es deshalb eine Vielzahl von Veröffentlichungen, welche entweder durch eine kinetische Beschreibung des Plasmas (Fokker-Planck-Codes z.B. [96]) oder durch delokalisieren des Wärmestromes dieses Problem gelöst haben. Letzteres geschieht durch eine Integralformulierung der Art $S_e(x) = \int dx' S_{e,0} w(x, x')$, mit einem geeigneten Integralkern w (s. z.B. [97]). Darüber hinaus ist zu beachten, daß der elektronische Wärmetransport natürlich auch mit einem elektrischen Strom einhergeht. Daher müßten für eine selbstkonsistente Behandlung auch die elektromagnetischen Felder zusammen mit der Leitfähigkeit des Targetmaterials einschließlich des kalten Targets berücksichtigt werden. Dazu gibt es bereits einige interessante Ansätze in [98, 99].

Es ist also klar, daß eine vollständig selbstkonsistente Beschreibung des Wärmestromes eine komplexe Aufgabenstellung ist. Dies sprengt den Rahmen der hier verwendeten hydrodynamischen Laser-Plasma-Simulation. Deshalb ist es üblich eine einfachere Methode anzuwenden und einen neuen freien Parameter einzuführen (f-Faktor) [39]. Auf diese Weise kann zwar nicht die Targetvorheizung beschrieben werden, es ist aber möglich den durch Gl. 4.12 überschätzten Wärmestrom zu korrigieren und trotzdem die einfache Beschreibung in Gl. 4.12 beizubehalten. Um dies zu erläutern, ist es nützlich die Gleichung 4.12 etwas umzuformen

$$|S_e| = \kappa |\nabla T_e| = \gamma_0 \left(\frac{\lambda_e}{L} \right) S_f, \quad S_f = (n_e k_B T_e) \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (4.13)$$

S_f ist der Wärmefluß, der von freien, mit der thermischen Geschwindigkeit strömenden Elektronen getragen wird¹. γ_0 ist eine numerische Konstante deren Wert zwischen 2 und 13 liegt [100]. Die Methode besteht nun darin den Wärmestrom nach

$$|S_e| = \min \left\{ \gamma_0 \left(\frac{\lambda_e}{L} \right) S_f, f S_f \right\} \quad (4.14)$$

zu berechnen. Dadurch ist der Wärmestrom nach oben durch $f S_f$ begrenzt und überschätzt diesen nicht für steile Temperatur-Gradienten. Die Größe f stellt

¹Im Englischen: free streaming heat flux

dabei eine einfache numerische Konstante dar und wird als Flußbegrenzungsfaktor oder kurz f-Faktor bezeichnet. In MULTI-fs ist die elektronische Wärmeleitung auf diese Weise realisiert, wobei f ein frei wählbarer Parameter ist. Für ein thermisches Plasma mit einer Maxwell-Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten findet man einen f-Faktor von $f=0.6$ [39]. Die oben zitierten Theorien liefern meist eine gute Übereinstimmung mit der einfachen Wärmeleitung, wenn $f=0.1$ gewählt wird. Dies ist auch das Ergebnis vieler Messungen (s. z.B. [39]) an Lasern mit langen Pulsen (wenigstens einige 100ps). Für Werte $f < 0.6$ spricht man in diesem Zusammenhang von einem reduzierten Wärmestrom.

4.1.3 Zeitabhängige Berechnung der K-Schalen Emission mit FLY

Die MULTI-fs Simulationen liefern die Dichte und Temperatur des Plasmas als Funktion der Zeit. Ein Beispiel ist in Abb. 4.1 für Aluminium bei schrägem Lasereinfall mit 45° und p-Polarisation gezeigt. Als f-Faktor wurde $f=0.6$ gewählt. Ein großer Teil der Experimente bestand in der Messung der Plasmaemission. Um diese Messungen mit den Vorhersagen von MULTI-fs vergleichen zu können, ist es notwendig mit einem atomphysikalischen Computercode die zu erwartende Strahlung des Plasmas ausgehend von den MULTI-fs Resultaten zu berechnen. Dazu

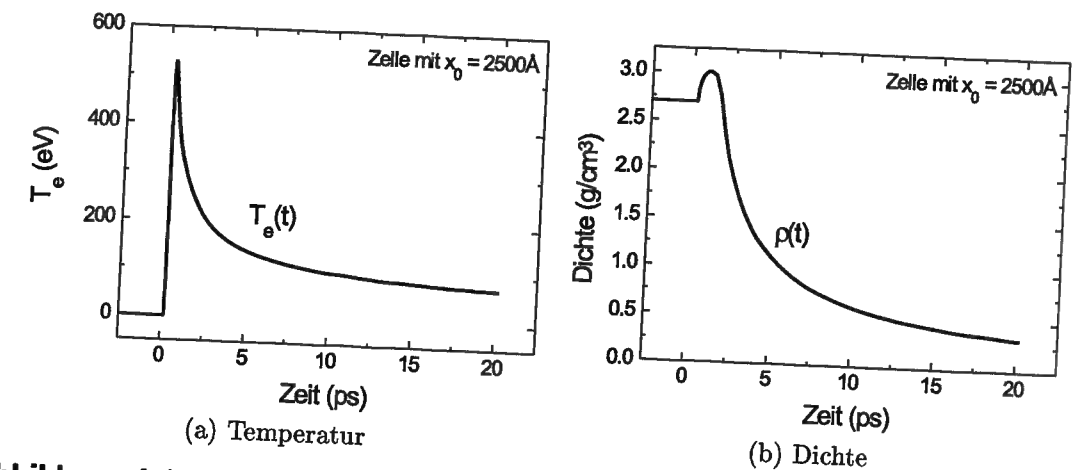


Abbildung 4.1: Resultate einer MULTI-fs Simulation für Aluminium bei schrägem Lasereinfall unter 45° mit p-Polarisation und f-Faktor $f=0.6$. (a) zeigt die Temperatur als Funktion der Zeit. Die Schicht befand sich zur Zeit $t=0$ in einer Tiefe von 2500Å unter der Targetoberfläche. (b) die zugehörige Dichte als Funktion der Zeit.

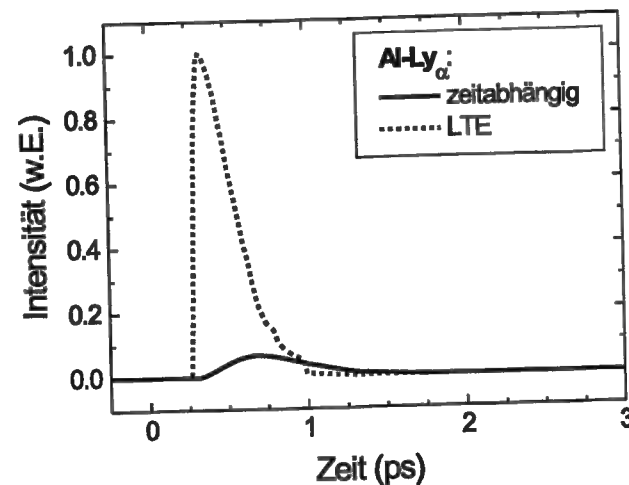


Abbildung 4.2: Vergleich der Al- Ly_α Emission für eine zeitabhängige Rechnung und eine Rechnung im thermischen Gleichgewicht (LTE). Die Zeitabhängigkeit der LTE-Rechnung ist wesentlich verschieden von der zeitabhängigen Rechnung und es wird etwa siebenmal mehr emittiert.

wurde der FLY-Code [101–103] verwendet, welcher die vollständig zeitabhängige Simulation der K-Schalen Emission des Plasmas ermöglicht. Auf diese Weise wurde die zeitabhängige K-Schalen Emission der einzelnen Schichten des Plasmas berechnet. Im Fall der geschichteten Al/NaCl-Targets aus Abschnitt 3.4 trägt nur der Teil hinter der Aluminium-Schicht zur Na-Emission bei. Durch Integration über den vom NaCl eingenommenen Raum, findet man also die gesamte Emission des NaCl-Targets in Abhängigkeit von der Aluminium-Schichtdicke. Da die Messungen zeitintegriert sind (für zeitabhängige Messungen s. Abschnitt 3.5), ist noch über die gesamte Emissionsdauer zu integrieren. Das Ergebnis dieser Prozedur ist die Intensität der Natrium K-Schalen Emission als Funktion der Aluminium-Schichtdicke. In den Abb. 3.9(a-d) ist das Resultat dieser Simulationen für $f = 0.6$ und $f = 0.08$ eingezeichnet. Um das Anwachsen der Aluminium-Emission mit zunehmender Aluminium-Schichtdicke theoretisch zu beschreiben, muß im Gegensatz zu dem soeben beschriebenen Fall nur über den Bereich von der Targetoberfläche bis zum NaCl-Substrat integriert werden. Nach einer Zeitintegration findet man die Aluminium-Emission als Funktion der Aluminium-Schichtdicke. Das Resultat dieser Rechnung ist für $f = 0.6$ und $f = 0.08$ in den Abb. 3.10(a-b) eingezeichnet.

Es wird darauf hingewiesen, daß es notwendig ist, die K-Schalen Emission vollständig zeitabhängig zu berechnen. Um dies zu demonstrieren, wurde die Ly_α -Emission der Aluminium-Schicht in einer Tiefe von $2500\text{\AA}$ aus der in Abb. 4.1

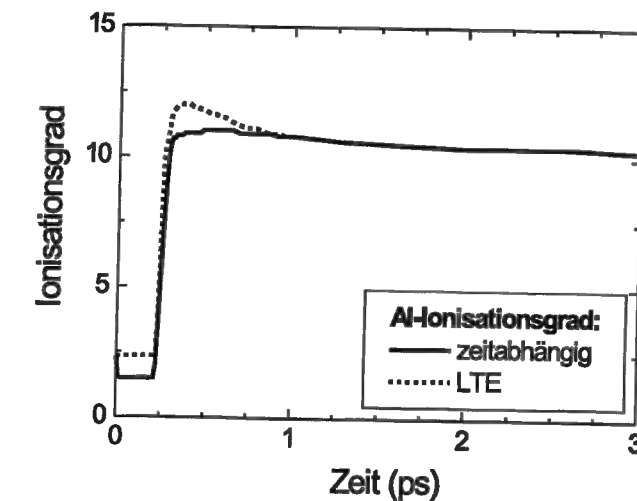


Abbildung 4.3: Vergleich des mittleren Ionisationsgrades für eine zeitabhängige Rechnung und eine Rechnung im thermischen Gleichgewicht (LTE). Bei der zeitabhängigen Rechnung wird maximal 11-fach ionisiertes Aluminium erreicht. Im Gegensatz dazu wird in der LTE-Rechnung bis zu 12-fach ionisiertes Aluminium erreicht.

gezeigten Temperatur und Dichte einmal zeitabhängig und einmal im thermischen Gleichgewicht (LTE) berechnet. Das Resultat ist in Abb. 4.2 gezeigt. Die Simulation in LTE, besitzt ein anderes zeitliches Verhalten der Emission und ist zeitintegriert etwa siebenmal größer. Die Ursache für diesen Unterschied in der Emission liegt in der Ionisationsdynamik. In Abb. 4.3 ist der mittlere Ionisationsgrad für die beiden Fälle aus Abb. 4.2 gezeigt. Die LTE-Rechnung überschätzt den Ionisationsgrad des Plasmas, da hierbei keine Ionisationsdynamik berücksichtigt wird und der Ionisationsgrad zu jedem Zeitpunkt nur von der momentanen Dichte und Temperatur abhängt. Dies ist in einem transienten Plasma nicht der Fall und zeigt die Notwendigkeit einer zeitabhängigen Rechnung.

4.2 Diskussion der Messungen zur Energieeindringtiefe

4.2.1 Wechselwirkung eines fs-Laserpulses mit einem Festkörper

Bevor die Messungen aus Abschnitt 3.4 im Detail mit den numerischen Simulationen verglichen werden, sollen zuerst die prinzipiell bei der Wechselwirkung

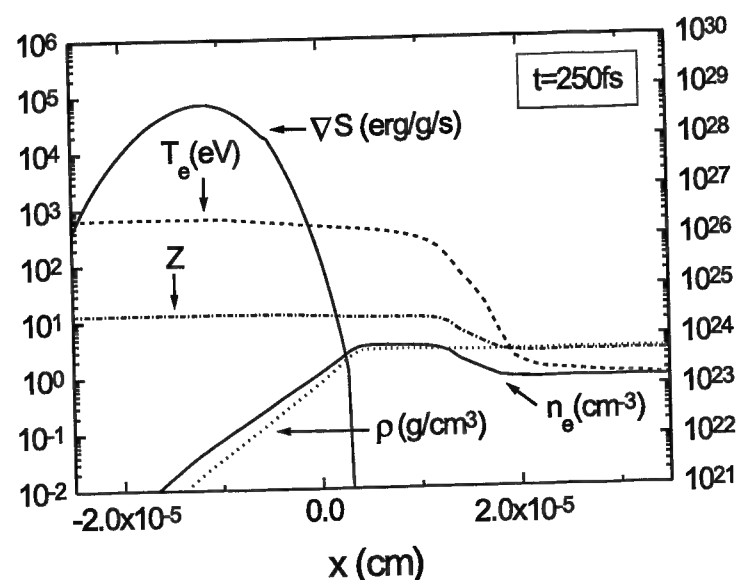


Abbildung 4.4: Senkrechter Lasereinfall. Momentaufnahme des Plasmas 50fs vor dem Ende eines 150fs langen Laserpulses. Für die Temperatur, die Dichte und den Ionisationsgrad ist jeweils die linke Ordinate und für die Elektronendichte und das Laserenergiedepositionsprofil die rechte Ordinate zu benutzen. Die MULTI-fs Simulationen wurden mit einem f-Faktor von $f=0.6$ durchgeführt. Die Oberfläche des Festkörpers befand sich zur Zeit $t = 0$ am Ort $x = 0$.

des fs-Lasers mit dem Festkörper ablaufenden Prozesse erläutert werden. Dazu sind in Abb. 4.4 und 4.5 MULTI-fs Simulationen gezeigt. Dargestellt sind jeweils die Temperatur, Dichte, Elektronendichte, Ionisationsgrad und das Laserenergiedepositionsprofil zur Zeit $t=250$ fs, d.h. 50fs vor dem Abschalten eines 150fs (FWHM) langen Laserpulses. Es werden zwei verschiedene Fälle betrachtet: (a) senkrechter Einfall in Abb. 4.4 und (b) schräger Einfall unter 45° mit p-polarisiertem Licht in Abb. 4.5. Die Parameter der Simulationen sind identisch mit denen der Experimente. Weil die dem MULTI-fs Code zugrundeliegende Stoßabsorption bei hohen Intensitäten die absorbierte Intensität unterschätzt, wurde die einfallende Intensität soweit erhöht, bis die absorbierte Intensität in der Simulation mit der im Experiment übereinstimmte. Die absorbierte Intensität im Experiment folgt aus der absorbierten Energie in Abschnitt 3.1, der Messung der Plasmagröße in Abschnitt 3.2 und der in Abschnitt 2.3 gemessenen Intensitätsverteilung im Fokus. Als f-Faktor wurde $f=0.6$ gewählt, da, wie weiter unten gezeigt wird, damit die Experimente sehr gut beschrieben werden.

Man kann das erzeugte Plasma anhand der Abb. 4.4 und 4.5 in zwei Gebie-

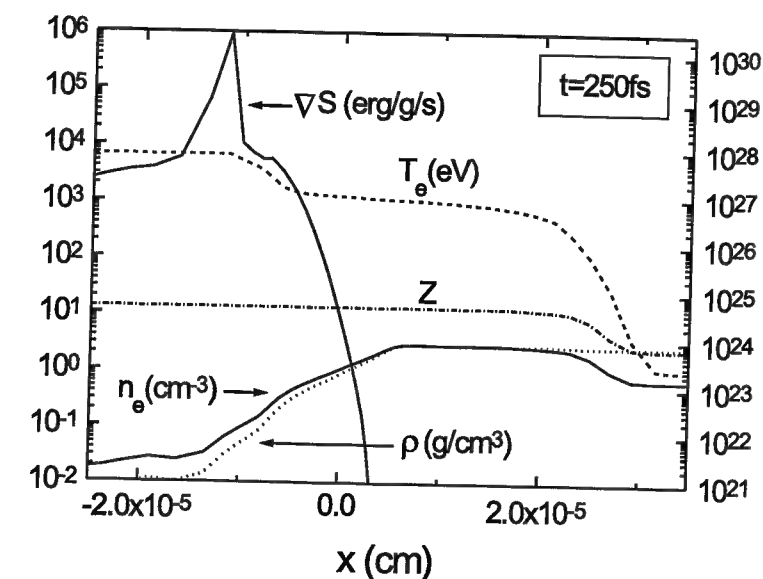


Abbildung 4.5: Wie Abb. 4.4, jedoch für schrägen Lasereinfall unter 45° mit p-Polarisation.

te aufteilen. Einmal der Teil des Plasmas, welcher sich von der ursprünglichen Targetoberfläche ins Vakuum hinein erstreckt (expandiertes Plasma) und der verbleibende Teil welcher sich in den (halbunendlichen) Festkörper hinein erstreckt (dichtes Plasma). Das expandierte Plasma ist dabei durch eine hohe Elektronentemperatur im keV-Bereich und eine niedrige Dichte gekennzeichnet. Das dichte Plasma ist derjenige Teil, welcher in der vorliegenden Arbeit von besonderem Interesse ist. Hier können Elektronentemperaturen von einigen 100eV und sehr hohe Elektronendichten ($\approx 10^{24}\text{cm}^{-3}$) erreicht werden. Dies ist der Bereich, der als heißer Festkörper bezeichnet wird.

Der Mechanismus, durch den das dichte Plasma erzeugt wird, beruht auf der elektronischen Wärmeleitung und der Stoßheizung. Letzteres geschieht aufgrund der Schockwelle, welche durch den Festkörper läuft. Obwohl die Wärmeleitung der dominierende Mechanismus ist, sind beide i. allg. nicht leicht voneinander zu trennen. Deshalb wird nachfolgend summarisch von Energietransport in das Target hinein gesprochen. Nur zu frühen Zeiten (≈ 100 fs), zu denen der Stoß sich aufgrund der Trägheit der Ionen noch nicht entwickelt hat, besteht der Energietransport in das Target ausschließlich aus Wärmeleitung. Zu späteren Zeiten holt der Stoß die Front der Wärmeleitung ein und beide Mechanismen überlagern sich. Die zeitliche Entwicklung der Stoßwelle ist in Abb. 4.6 für verschiedene Zeiten dargestellt. Die Parameter der Simulation sind die gleichen wie in Abb. 4.5.

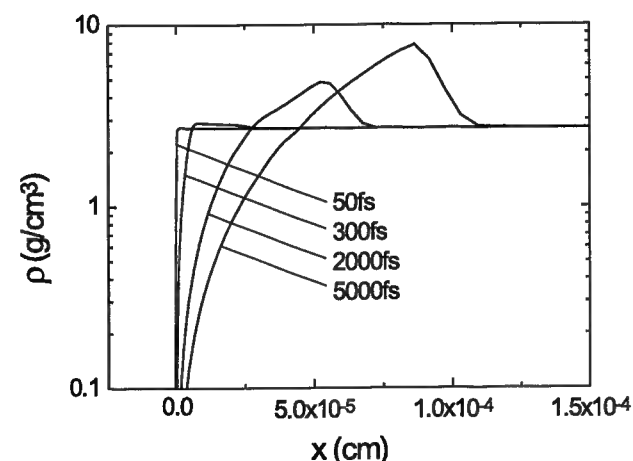


Abbildung 4.6: Entwicklung der Stoßwelle für vier verschiedene Zeiten. Die Parameter der Simulation sind die gleichen wie in Abb. 4.5 (schräger Lasereinfall unter 45° mit p-Polarisation).

Bei einem sehr kurzen Laserpuls von etwa 10fs erfolgt keine Expansion des Plasmas und die absorbierte Energie wird innerhalb der Skintiefe $\delta = c/(\omega_p^2 - \omega_L^2)^{1/2} \approx c/\omega_p$ deponiert. Die sich einstellende Temperatur ist bei Vernachlässigung von Ionisation proportional zur Energiedichte, d.h. $T \sim \Delta E/\delta$. Für vollständig ionisiertes Aluminium bei Festkörperdichte beträgt die Skintiefe $\delta \approx 60\text{\AA}$. Mit der in Abschnitt 3.1 experimentell bestimmten absorbierten Intensität von $0.5 \times 10^{17}\text{W/cm}^2$ bei schrägem Lasereinfall und p-Polarisation folgt demnach eine Plasmatemperatur von

$$\frac{3}{2}n_e k_B T = \frac{3}{2}7 \times 10^{23}\text{cm}^{-3} k_B T = \frac{I_{\text{abs}} \tau_{\text{Laser}}}{\delta} = \frac{0.5 \times 10^{17}\text{W/cm}^2 \cdot 150\text{fs}}{6 \times 10^{-7}\text{cm}} \\ \Rightarrow T \approx 75\text{keV}.$$

In den nachfolgenden Abschnitten wird gezeigt, daß die in den Experimenten aus der Linienstrahlung des Plasmas geschlossene Temperatur stattdessen nur etwa $T \approx 300\text{eV}$ beträgt. Ursache für diese Diskrepanz ist die lange Pulsdauer von 150fs und der zwar hohe aber dennoch endliche Kontrast des in unseren Experimenten verwendeten Lasers. Damit hat das Plasma während der Dauer des Laserpulses Zeit zur Expansion. Die Absorption findet dann nicht mehr an der Festkörperoberfläche statt, sondern bei der kritischen Dichte ($n_c \approx 7 \times 10^{21}\text{cm}^{-3}$), welche sich etwa 100nm vor dem Festkörper befindet (s. Abb. 4.4 und 4.5). Der Ort an dem absorbiert wird ist deshalb vom Festkörper entkoppelt und dieser kann nur durch Wärmeleitung geheizt werden. A priori ist deshalb nicht klar, inwieweit

es überhaupt gelingt, einen Teil der absorbierten Energie in den Festkörper einzukoppeln und ein dichtes Plasma zu erzeugen. Unsere Messungen in Abschnitt 3.4 zeigen, daß es tatsächlich möglich ist den Festkörper aufzuheizen und daß Schichten von bis zu $\Delta x \approx 3000\text{\AA}$ aufgeheizt werden. Letzteres gilt nur für schrägen Lasereinfall mit p-Polarisation. Die MULTI-fs Simulationen liefern die gleichen Resultate. Den Simulationen ist auch zu entnehmen, daß der Energieinhalt im expandierenden Plasma und im dichten Plasma etwa gleich groß sind. Im expandierten Plasma ist die Elektronentemperatur zwar wesentlich größer als im dichten Plasma, jedoch verhält es sich mit den Teilchendichten genau umgekehrt. Dies hat einen etwa gleich großen Energieinhalt der beiden Teile zur Folge. Berücksichtigt man also, daß die Energie im dichten Plasma nur etwa die Hälfte der gesamten absorbierten Energie beträgt und daß die Energiedichte wegen $\Delta x \approx 3000\text{\AA} \gg \delta \approx 60\text{\AA}$ kleiner ist, so folgt $T = 750\text{eV}$. Diese einfache Abschätzung der Temperatur liefert die gleiche Größenordnung wie wir sie experimentell finden.

Die MULTI-fs Simulation liefert für das expandierte Plasma eine Elektronentemperatur von $\approx 1\text{keV}$ bei senkrechtem Einfall und $\approx 10\text{keV}$ bei schrägem Einfall und p-Polarisation. Diejenigen heißen Elektronen, welche in das Target propagieren, erzeugen dort Bremsstrahlung und im kalten Festkörper hinter dem Plasma charakteristische K_α -Strahlung des Targetmaterials. Die Messung der Bremsstrahlung ist in Abschnitt 3.3 wiedergegeben. Das dort gefundene Bremsstrahlungsspektrum läßt sich zwar nicht durch eine einzige Elektronentemperatur beschreiben, jedoch stimmen die Größenordnungen mit der Vorhersage von MULTI-fs überein. So liegt die aus dem Bremsstrahlungsspektrum ermittelte Temperatur bei senkrechtem Einfall im Bereich 0.6-6keV und bei schrägem Einfall mit p-Polarisation im Bereich 2-35keV. Die aus der Bremsstrahlung gemessene Anzahl von schnellen Elektronen, welche in das Target propagieren, wird in Abschnitt 4.4.1 ermittelt. Aus der charakteristischen K_α -Strahlung kann diese Anzahl ebenfalls berechnet werden. Dies ist Gegenstand von Abschnitt 4.4.2.

Im dichten Plasma liefert die MULTI-fs Simulation Temperaturen von 400eV bzw. 850eV für senkrechten bzw. schrägen Lasereinfall mit p-Polarisation. Auch diese Werte sind von der im Experiment aus der Linienemission ermittelten Größenordnung. Im Abschnitt 4.5 werden hochaufgelöste Messungen der Linienemission behandelt. Dort wird auch die Temperatur des heißen, dichten Plasmas genauer untersucht.

Im Falle des schrägen Einfalls mit p-Polarisation ist in Abb. 4.5 in dem Laserenergiedepositionsprofil eine Überhöhung der Absorption bei der kritischen Dichte sichtbar. Ursache ist die in Abschnitt 4.1.1 besprochene Resonanzabsorption.

Die Tatsache, daß es mit einer Hydro-Simulation gelingt das Experiment zu beschreiben, mag im Zusammenhang mit fs-Lasern überraschen. Eine kinetische Behandlung des Plasmas scheint hier unvermeidlich. Alle experimentellen Ergebnisse zeigen jedoch, daß in unserem Fall ein thermisches Plasma erzeugt wurde, welches sich sehr wohl hydrodynamisch beschreiben läßt. Dies deutet auch der f-Faktor mit $f=0.6$ an. Diejenigen Effekte, wie z.B. die Erzeugung schneller Elektronen, welche eine kinetische Behandlung erfordern, spielen in unserem Experiment eine untergeordnete Rolle (s. Konversion in schnelle Elektronen in den Abschnitten 4.4.1 und 4.4.2).

4.2.2 Vergleich berechneter und gemessener Energieeindringtiefen

Für den Vergleich der Simulationen mit den Experimenten aus Abschnitt 3.4 wurden MULTI-fs Simulationen mit zwei verschiedenen f-Faktoren ($f = 0.6, f = 0.08$) durchgeführt und anschließend entsprechend Abschnitt 4.1.3 die Emission berechnet. Die so erhaltenen Kurven sind in Abb. 3.9 und Abb. 3.10 zusammen mit den Meßwerten dargestellt. Die Meßergebnisse sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Simulation mit $f=0.08$ wegen des reduzierten Wärmestromes zu einer kleineren Eindringtiefe als mit $f=0.6$ führt.

Bei senkrechtem Lasereinfall ist wegen der geringen Absorption von 7% die Eindringtiefe sehr klein. Deshalb beträgt auch der Unterschied zwischen $f=0.08$ und $f=0.6$ nur 140-180Å. Der Unterschied zwischen den Simulationen ist damit von der Größenordnung des Meßfehlers. Es kann deshalb im Falle eines senkrechten Lasereinfalls experimentell nicht zwischen $f=0.08$ und $f=0.6$ unterschieden werden.

	Senkrechter Einfall		Schräger Einfall	
	Na-Ly $_{\alpha}$ (Å)	Na-He $_{\alpha}$ (Å)	Na-Ly $_{\alpha}$ (Å)	Na-He $_{\alpha}$ (Å)
Experiment	180-450	250-500	1650	2700
Theorie $f=0.6$	320	450	1500	2250
Theorie $f=0.08$	180	270	720	1050

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der gemessenen Eindringtiefen und Vergleich mit der Theorie. Die Eindringtiefe wurde dabei per definitionem als die Tiefe festgelegt, bei der die Emission der betrachteten Linie auf $1/e$ abgefallen ist.

4.2 Diskussion der Messungen zur Energieeindringtiefe

Beide Simulationen beschreiben das Experiment im Rahmen der Meßgenauigkeit sehr gut.

Für schrägen Lasereinfall und p-polarisiertes Licht liegt die Absorption bei 49% der einfallenden Energie. Damit werden die Eindringtiefen wesentlich größer (s. Tab. 4.1) und auch der Unterschied zwischen $f=0.6$ und $f=0.08$ wird so groß, daß zwischen beiden f-Faktoren experimentell unterschieden werden kann. Wie Abb. 3.9 und Tab. 4.1 zu entnehmen ist, werden die Meßergebnisse besser durch $f=0.6$ beschrieben. Insgesamt reproduzieren die Simulationen den Abfall in der Emission mit zunehmende Aluminium-Schichtdicke sehr gut.

Es ist ein überraschendes Ergebnis, daß die Simulationen das Experiment mit einem f-Faktor von $f=0.6$ besser beschreiben als mit $f=0.08$. Wie bereits in Abschnitt 4.1.2 erwähnt benötigt man zur Simulation von Experimenten mit längeren Laserpulsen einen f-Faktor von $f=0.08$ oder noch kleiner [39]. Bisher gibt es nur eine Veröffentlichung, die ebenfalls über Hinweise auf einen nicht reduzierten Wärmestrom mit $f \approx 1$ bei Laserpulsen mit hohem Kontrast berichtet [104].

Für die theoretische Modellierung des Plasmas ist dies ein sehr wichtiges Ergebnis. Der f-Faktor bestimmt nämlich, wieviel Energie in das dichte Plasma eingekoppelt werden kann. Entsprechend der Theorie aus Abschnitt 4.1.2 wird durch den f-Faktor immer dann der Wärmestrom auf einen Wert von fS_f reduziert, falls $\lambda_e/L \gg 0.01$ gilt. In Abb. 4.7 ist der Quotient λ_e/L für die Simulation mit den Parametern aus Abb. 4.5 dargestellt. Wie ersichtlich, wird die Flußbe-

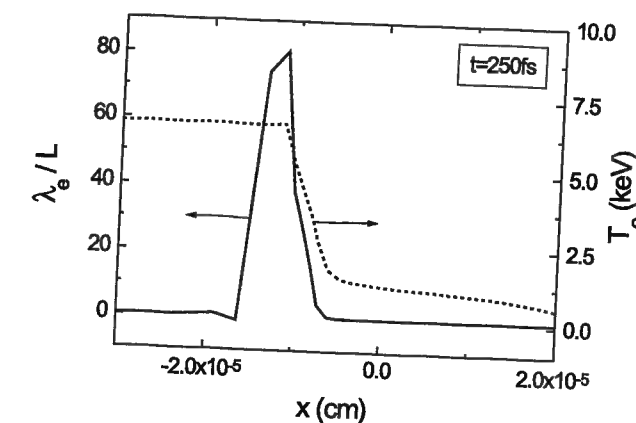


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt, in welchem Bereich des Plasmas die Flußbegrenzung wirksam wird. Ist der Quotient aus $\lambda_e/L \gg 0.01$ so wird der Wärmestrom auf den Wert fS_f reduziert. Die Parameter der Simulation sind die gleichen wie in Abb. 4.5.

grenzung bei der kritischen Dichte wirksam. Das bedeutet, daß die dort deponierte Energie für kleine f -Faktoren schlechter durch Wärmeleitung in das dichte Plasma transportiert werden kann als für große f -Faktoren. Wird die bei der kritischen Dichte deponierte Energie schlechter abtransportiert, so nimmt die Temperatur im expandierten Plasma zu. Damit hat der f -Faktor auch einen Einfluß auf die absorbierte Laserenergie. Mit zunehmender Temperatur nimmt nämlich die Stoßabsorption ab. Dies spielt allerdings nur solange eine Rolle, wie die Stoßabsorption der dominierende Absorptionsmechanismus ist (z.B. bei senkrechtem Einfall). Zur Erzeugung eines dichten und heißen Plasmas ist ein f -Faktor von $f=0.6$ günstiger als ein kleinerer Wert, da wie eben erläutert, mehr Energie in das dichte Plasma eingekoppelt wird.

Als mögliche Erklärung für das hohe $f=0.6$ bieten sich zwei Spekulationen an. In Experimenten mit langen Laserpulsen ($\tau > 100\text{ps}$) ist die erzielte Energieeindringtiefe im Vergleich zum Fokusbereich von der gleichen Größenordnung. Bei Experimenten mit fs-Lasern ist die Eindringtiefe wesentlich kleiner als der Fokusbereich. Vergleicht man den Durchmesser der Al-He $_{\alpha}$ -Emission in Abschnitt 3.2 mit der Eindringtiefe in Tab. 4.1, so ist letztere wenigstens zwei Größenordnungen kleiner. Deshalb handelt es sich im Falle von fs-Lasern um ein eindimensionales Wärmeleitungsproblem. Für lange Pulse ist dies offensichtlich nicht der Fall und es liegt ein dreidimensionales Wärmeleitungsproblem in komplizierter Geometrie mit der Möglichkeit zur Bildung starker Magnetfelder vor. Eine zweite mögliche Erklärung hängt mit der kurzen Laser-Pulsdauer und der Trägheit der Ionen zusammen. So wurde von Manheimer [105] gezeigt, daß die Ausbildung von Ionenturbulenzen zu einem reduzierten Wärmestrom führen kann. Dieser Mechanismus ist bei fs-Laser Plasmen wegen der Trägheit der Ionen nicht effektiv. Um diese Frage endgültig klären zu können sind weitere Untersuchungen notwendig. Hier genügt es jedoch zu wissen, daß die Simulationen die experimentellen Verhältnisse für $f = 0.6$ sehr gut beschreiben.

Aus dem Verhältnis der Na-He $_{\alpha}$ und Na-Ly $_{\alpha}$ Linien in Abb. 3.7 und 3.8 kann auf die Plasmatemperatur geschlossen werden. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Messungen zeit- und raumintegriert sind. Während sich das Plasma nach Abschalten des Laserpulses abkühlt, nimmt die Emission der Na-Ly $_{\alpha}$ Linie gegenüber der Na-He $_{\alpha}$ Linie ab. Ursache ist die gegenüber der Na-He $_{\alpha}$ Linie höhere Anregungsenergie der Na-Ly $_{\alpha}$ Linie. Eine zeitintegrierte Messung gibt daher den zeitlichen Mittelwert des Linienverhältnisses wieder. Außerdem werden tiefer im Target liegende Schichten nicht so heiß wie Schichten in der Nähe der Oberfläche. Deshalb ist das Linienverhältnis von Na-Ly $_{\alpha}$ und Na-He $_{\alpha}$ in den verschiedenen Tiefen unter-

schiedlich. Dies ist auch in Abb 3.9 zu sehen, in der die Emission der Na-Ly $_{\alpha}$ Linie mit zunehmender Aluminium-Schichtdicke wesentlich schneller abfällt als die Emission der Na-He $_{\alpha}$ Linie. Das ist mit einer Änderung des Linienverhältnisses äquivalent. Demnach wird also auch ein räumlicher Mittelwert des Linienverhältnisses gemessen. Eine detaillierte Berechnung der Temperatur in den unterschiedlichen Targettiefen ist aber auch wegen der unbekannten optischen Dicke der Na-Linien schwierig. Wie sich der Einfluß der optischen Dicke bei der Bestimmung der Plasmatemperatur bemerkbar macht wird in Abschnitt 4.5 beschrieben. Dort wird die Plasmatemperatur mit viel genaueren Methoden bestimmt. Hier soll nur eine „effektive mittlere“ Temperatur bestimmt werden. Dazu wurde das Linienverhältnis des massiven NaCl-Targets aus Abb. 3.8 mit einer FLY-Rechnung für ein optisch dünnes Na-Plasma in LTE verglichen. Das LTE-Plasma der Simulation besitzt das gleiche Linienverhältnis wie im Experiment gemessen, falls die Temperatur in der FLY-Simulation $T_{\text{eff}}=270\text{eV}$ beträgt.

4.2.3 Skalierungsgesetz für die Energieeindringtiefe

Entsprechend den bisherigen Ergebnissen sollte sich die Energieeindringtiefe recht gut durch das Lösen der nichtlinearen Wärmeleitungsgleichung beschreiben lassen. Für eine mathematisch exakte Herleitung eines Skalierungsgesetzes muß die nichtlineare Wärmeleitungsgleichung mit entsprechenden Anfangs- und Randbedingungen gelöst werden. Dazu sei auf das Standardwerk von Zeldovich *et al.* [106] verwiesen. Es ist jedoch möglich, mittels einfacher Dimensionsanalyse zu den gleichen Skalierungen zu gelangen [107]. Dabei bleibt allerdings der genaue Vorfaktor im Skalierungsgesetz unbekannt. Dieser kann nur durch Lösen der Wärmeleitungsgleichung bestimmt werden. Um die Skalierungsgesetze herzuleiten sei angenommen, daß die Absorption während der Dauer des Laserpulses konstant ist. Dann gilt für die pro Fläche absorbierte Energie

$$E_{\text{abs}}(t) = \begin{cases} E_{\text{abs,ges}}(t/\tau_L) = I_{\text{abs,ges}} t & \text{falls } t \leq \tau_L \\ E_{\text{abs,ges}} = I_{\text{abs,ges}} \tau_L & \text{falls } t > \tau_L. \end{cases} \quad (4.15)$$

Für den Fall eines fs-Lasers kann in erster Näherung angenommen werden, daß es keine Expansion gibt. Die Änderungsrate der Temperatur bei konstanter Dichte $\dot{T}$ ist proportional der Divergenz des Wärmestromes q , welcher aus $q = -\kappa \nabla T$ folgt, mit κ als Wärmeleitfähigkeit. Die klassische Wärmeleitfähigkeit ist proportional zu $\kappa \sim T^{5/2}$. Mit der Gradientenlänge Δx (= Eindringtiefe) folgt $T/\dot{T} \sim T^{7/2}/\Delta x^2$ oder gleichbedeutend $\Delta x \sim T^{5/4} \dot{T}^{-1/2}$. Nimmt man nun an, daß die erreichte Tem-

peratur proportional der Energiedichte $E_{\text{abs}}/\Delta x$ ist, so folgt

$$\Delta x \sim E_{\text{abs}}^{5/9} t^{2/9} \sim \begin{cases} E_{\text{abs,ges}}^{5/9} t^{7/9} & \text{falls } t \leq \tau_L \\ E_{\text{abs,ges}}^{5/9} t^{2/9} & \text{falls } t > \tau_L. \end{cases} \quad (4.16)$$

Die Annahme, daß die erreichte Temperatur proportional der Energiedichte ist, gilt nur solange die Hydrodynamik vernachlässigt werden kann. Damit ist diese Theorie auf sehr kurze Laserpulse beschränkt ($\tau_L \ll 100\text{fs}$). Die fehlenden Faktoren in Gl. 4.16 findet man in [107]. Berücksichtigt man, daß die Wärmewelle nach Gl. 4.16 praktisch nur während der Laserpulsdauer propagiert, so lautet das Skalierungsgesetz für die Eindringtiefe

$$\Delta x[\text{cm}] = 1.4 \times 10^{-4} \left(I_{\text{abs,ges}}[\text{W}/\text{cm}^2] \right)^{5/9} (\tau_L[\text{s}])^{7/9}. \quad (4.17)$$

Mit der mittleren Intensität von $10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$ (s. Abschnitt 2.3) und der gemessenen Absorption von 49% für p-Pol. bzw. 7% für s-Pol. (s. Abschnitt 3.1) liefert diese Skalierung $\Delta x \approx 2800\text{\AA}$ bzw. $\Delta x \approx 900\text{\AA}$. Berücksichtigt man, daß die Vernachlässigung von Expansion bei unserer Pulsdauer von 160fs nicht streng erfüllt ist, so ist dieses Skalierungsgesetz erstaunlich gut.

4.3 Simulation der Plasmaemissionsdauer

Mit den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Simulationen (MULTI-fs und FLY) ist es auch möglich, die Emissionsdauer eines Aluminium-Plasmas zu berechnen. Dazu ist nur die Zeitintegration aus Abschnitt 4.1 wegzulassen und der Beitrag aller Aluminium-Schichten zu summieren. Das Resultat einer solchen Simulation für die stärkste Aluminium-Linie (Al-He $_{\alpha}$) ist in Abb. 4.8 gezeigt. Simuliert wurde der Fall mit schrägem Lasereinfall unter 45° mit p-polarisiertem Licht. In Abb. 4.8(a) ist ein Vergleich der Emissionsdauer zwischen einer Simulation mit $f=0.08$ und $f=0.6$ gezeigt. Für diese Fälle findet man eine Emissionsdauer (FWHM) von $\approx 1\text{ps}$ ($f=0.08$) bzw. $\approx 2\text{ps}$ ($f=0.6$). Auf den ersten Blick ist es überraschend, daß für $f=0.6$ die Emission länger dauert. Naiv würde man genau das umgekehrte erwarten, da sich für $f=0.6$ das Plasma, wegen der besseren Wärmeleitung, schneller abkühlen sollte. Dieser Effekt ist hier jedoch gegenüber dem nachfolgend erläuterten Effekt von kleinerer Bedeutung. Die Ursache für die länger andauernde Emission ist aus Abb. 4.8(b) ersichtlich. Hier ist der Beitrag verschiedener Aluminium-Schichten an der gesamten Al-He $_{\alpha}$ Emission für $f=0.6$ gezeigt. Man erkennt, daß tiefe Schichten, wegen der endlichen Geschwindigkeit

4.3 Simulation der Plasmaemissionsdauer

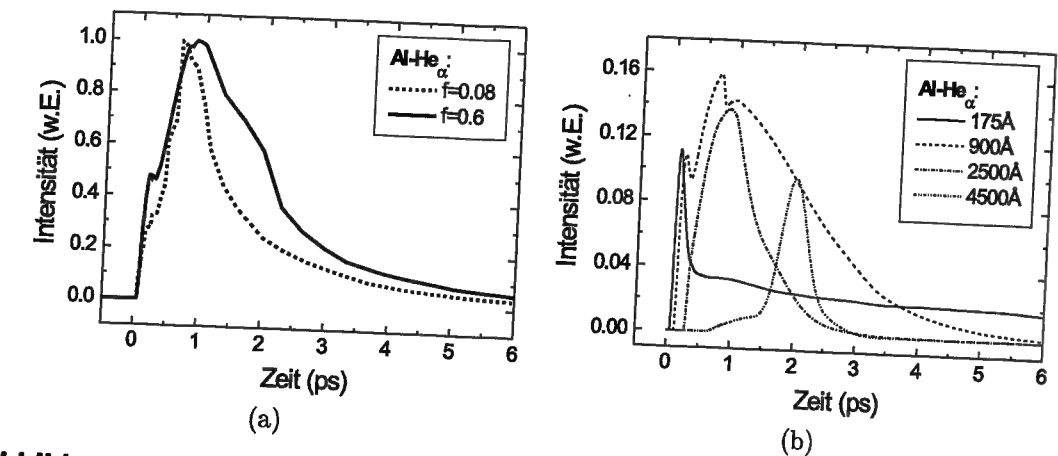


Abbildung 4.8: Simulation der Al-He $_{\alpha}$ Emission. (a) Vergleich der Al-He $_{\alpha}$ Emission für schrägen Einfall unter 45° mit p-Polarisation und $f=0.6$ bzw. $f=0.08$. Die Emission im Fall mit $f=0.6$ ist etwa doppelt solange wie für $f=0.08$. (b) Für die Simulation mit $f=0.6$ ist der Beitrag von Schichten in unterschiedlichen Tiefen zur Gesamtemission dargestellt. Deutlich ist die unterschiedliche Emissionscharakteristik der verschiedenen Schichten erkennbar.

des Energietransportes, später emittieren. So erreicht eine Aluminium-Schicht in einer Tiefe von $4500\text{\AA}$ beispielsweise das Maximum ihrer Emission erst zur Zeit $t=2\text{ps}$. Das entspricht einer Geschwindigkeit des Energietransportes von $v = 4.5 \times 10^{-5}\text{cm}/2 \times 10^{-12}\text{s} = 2.25 \times 10^7\text{cm/s}$. Damit ist die längere Emissionsdauer für $f=0.6$ ein „Propagationseffekt“. Bei höheren Intensitäten erwarten wir entsprechend Gl. 4.17 eine größere Eindringtiefe. Damit erwartet man also auch eine längere Emissionsdauer. Dies wird von Messungen anderer Autoren bestätigt [74, 86, 108]. Um möglichst kurze Röntgen-Emission, trotz hoher Intensitäten zu erhalten, kann man dünne Targetfolien verwenden. Das Plasma kühlt dann wegen der 2-dimensionalen Expansion schneller ab, womit eine kürzere Emissionsdauer folgt [109].

Interessant ist auch die unterschiedliche Charakteristik der Emission aus unterschiedlichen Tiefen in Abb. 4.8(b). Die Emission einer Aluminium-Schicht unmittelbar an der Oberfläche (genauer bei $175\text{\AA}$) steigt schnell an, fällt genauso schnell ab und bleibt dann sehr lange (ca. 5-10ps) auf einem konstanten Level (ca. 1/3 des Maximums). Eine Schicht am Ende der Energieeindringtiefe fängt erst spät an zu emittieren (endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wärmewelle) und emittiert einen kurzen Puls ohne lange nachzuleuchten. Schichten aus der Mitte der Energieeindringtiefe erreichen das Maximum ihrer Emission gegenüber einer

Schicht an der Oberfläche ca. 1ps später und leuchten mit ca. 3ps sehr lange. Diese unterschiedliche Charakteristik in der Emission der verschiedenen Targetschichten legt eine andere Möglichkeit nahe, um die Emission des Röntgenlichtes zu verkürzen. Wird auf das Targetmaterial eine Schicht eines anderen, im betrachteten Wellenlängenbereich durchsichtigen Materials aufgedampft, so entfällt das lange Nachleuchten der oberen Targetschichten. Allerdings wird dann auch die Intensität der Emission insgesamt geringer.

Ein Vergleich zwischen einer Simulation mit $f=0.6$ und dem Experiment ist in Abb. 4.9 gezeigt. Dazu wurde das Resultat der Simulation mit dem gemessenen Auflösungsvermögen der Schmierbildkamera gefaltet. Die numerische Simulation beschreibt die Messung sehr gut. Mit Hilfe der zeitaufgelösten Messung kann jedoch nicht zwischen $f=0.6$ oder $f=0.08$ entschieden werden. Der geringe Unterschied in der Emissionsdauer von nur etwa 1ps ist von der Schmierbildkamera nicht auflösbar. Neben den gemessenen Elektronentemperaturen in Abschnitt 3.3 und der Messung der Energieeindringtiefe in Abschnitt 4.1, zeigt dieser Abschnitt abermals, daß MULTI-fs in Verbindung mit FLY die experimentelle Situation sehr gut beschreibt.

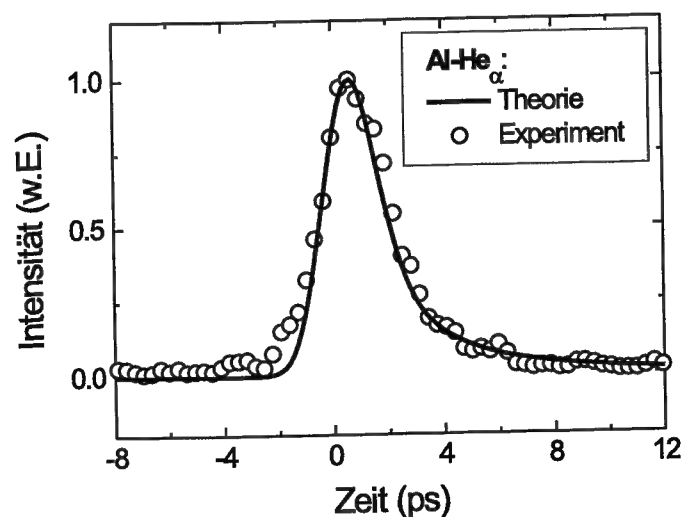


Abbildung 4.9: Vergleich von Theorie und Experiment. Das Ergebnis der Simulation mit $f=0.6$ wurde mit dem zeitlichen Auflösungsvermögen der Schmierbildkamera (FWHM = 1.7ps) gefaltet. Die Simulation paßt perfekt zu den Meßwerten. Die Simulation mit $f=0.08$ liefert auch eine sehr gute Übereinstimmung, da sich beide Simulationen in der Emissionsdauer um weniger als 1ps unterscheiden und deshalb innerhalb des Auflösungsvermögens liegen.

4.4 Konversion in schnelle Elektronen

4.4.1 Berechnung aus dem Bremsstrahlungskontinuum

In Abschnitt 2.5.2 wurde ein Verfahren vorgestellt, welches die Absoluteichung der dort verwendeten Szintillatoren erlaubt. Hier soll nun gezeigt werden, wie damit und mit der Absoluteichung des Transmissionsgitter-Spektrographen (TGS) aus Abschnitt 2.5.3 die Konversion von Laserlicht in schnelle Elektronen berechnet werden kann. Die nachfolgenden Überlegungen gelten für ein Aluminium-Target, sind jedoch auch auf andere Targetmaterialien übertragbar.

Die gesuchte Konversion von Laserlicht in schnelle Elektronen $E_{el,tot}/E_{Laser}$ läßt sich in drei Terme zerlegen

$$\frac{E_{el,tot}}{E_{Laser}} = \underbrace{\frac{E_{He\alpha}}{E_{Laser}}}_{\text{TGS-Eichung}} \times \underbrace{\frac{E_{x-ray}}{E_{He\alpha}}}_{\text{Szintillator-Eichung}} \times \underbrace{\frac{E_{el,tot}}{E_{x-ray}}}_{\text{Gl. 4.19}}. \quad (4.18)$$

Die Konversion von Laserlicht in Al-He α Emission $E_{He\alpha}/E_{Laser}$ ist aus der Eichung des TGS bekannt und aus der Eichung der Szintillatoren folgt $E_{x-ray}/E_{He\alpha}$. Um die Konversion in schnelle Elektronen entsprechend Gl. 4.18 zu berechnen, fehlt noch die Effizienz der Konversion von schnellen Elektronen mit der Energie $\bar{E}_{el}$ in Röntgenphotonen. Dazu findet man in [110] folgenden Zusammenhang

$$\frac{E_{x-ray}}{E_{el,tot}} \approx 10^{-6} Z \bar{E}_{el} [\text{keV}]. \quad (4.19)$$

Für Elektronen mit $\bar{E}_{el} \approx 10\text{keV}$ und für Aluminium $Z = 13$ liefert Gl. 4.19 also $E_{x-ray}/E_{el,tot} \approx 10^{-4}$.

In Tab. 4.2 sind die für Gl. 4.18 benötigten Größen und die Konversion von Laserlicht in schnelle Elektronen $E_{el,tot}/E_{Laser}$ für die Fälle (a) senkrechter Einfall

Fall	$E_{He\alpha}/E_{Laser}$	$E_{x-ray}/E_{He\alpha}$	$E_{el,tot}/E_{x-ray}$	$E_{el,tot}/E_{Laser}$
(a)	$(9.7 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	10^4	$(1.5 \pm 0.3)\%$
(b)	$(7.9 \pm 0.8) \times 10^{-4}$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	10^4	$(8.6 \pm 1.7)\%$

Tabelle 4.2: Konversion von Laserenergie in schnelle Elektronen $E_{el,tot}/E_{Laser}$. (a) Senkrechter Lasereinfall und (b) schräger Lasereinfall unter 45° mit p-Polarisation. Die angegebenen Prozentzahlen beziehen sich auf Elektronen mit einer Energie $\bar{E}_{el} \geq 10\text{keV}$.

und (b) schräger Einfall unter 45° mit p-Polarisation zusammengestellt. Als Elektronenenergie wurde $\bar{E}_{\text{el}} = 10\text{keV}$ angenommen. Damit bedeuten die in Tab. 4.2 angegebenen Prozentzahlen die Konversion in Elektronen mit einer Energie $\bar{E}_{\text{el}} \geq 10\text{keV}$.

4.4.2 Berechnung aus der kalten K_α -Strahlung

Wird durch einen Ionisationsprozeß mittels hochenergetischer Elektronen oder Photonen aus der K-Schale eines Atomes ein Elektron entfernt, so wird das entstandene Loch durch Übergang eines Elektrons aus einer höheren Schale aufgefüllt. Die freiwerdende Energie kann dabei als Röntgenphoton emittiert oder strahlungslos in Form eines Auger-Elektrons abgegeben werden. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon emittiert wird, bezeichnet man als Fluoreszenzausbeute ω . Für Aluminium gilt $\omega = 0.0357$ [111]. Handelt es sich bei dem ionisierten Atom zuvor um ein *neutrales* Atom, so bezeichnet man die entstehende Röntgenstrahlung als K-Linie des entsprechenden Elements. Übergänge von der L-Schale in die K-Schale heißen K_α , Übergänge von der M-Schale in die K-Schale heißen K_β usw. Es handelt sich hierbei um die gleiche charakteristische Strahlung, wie man sie von Röntgenröhren kennt. Nachfolgend wird erläutert, wie aus der in Abschnitt 3.6 gemessenen K_α -Strahlung auf die Konversion in schnelle Elektronen geschlossen werden kann.

Die Anzahl der durch ein schnelles Elektron erzeugten K-Löcher läßt sich wie folgt ausdrücken

$$N_{\text{K-Loch}}(\bar{E}_{\text{el}}) = n_{\text{Al}} \bar{r}(\bar{E}_{\text{el}}) \sigma(\bar{E}_{\text{el}}) = \frac{\sigma(\bar{E}_{\text{el}})}{\sigma_{\text{tot}}(\bar{E}_{\text{el}})}. \quad (4.20)$$

Dabei bezeichnet n_{Al} die Anzahl von neutralen Aluminium-Atomen pro Volumen, $\bar{r}(\bar{E}_{\text{el}})$ die Reichweite eines Elektrons mit der Energie $\bar{E}_{\text{el}}$ in Aluminium [112, 113], $\sigma(\bar{E}_{\text{el}})$ der Wirkungsquerschnitt für K-Schalen Stoßionisation [111] und $\sigma_{\text{tot}}(\bar{E}_{\text{el}})$ der totale Wirkungsquerschnitt für den Energieverlust von Elektronen mit der Energie $\bar{E}_{\text{el}}$ in Aluminium. Im letzten Schritt in Gl. 4.20 wurde $\bar{r} = 1/(n_{\text{Al}}\sigma_{\text{tot}}(\bar{E}_{\text{el}}))$ ausgenutzt. Ein Elektron mit der mittleren Energie $\bar{E}_{\text{el}}$ erzeugt somit $N_{\text{K}_\alpha} = N_{\text{K-Loch}}(\bar{E}_{\text{el}})\omega$ K_α -Photonen. Ist $E_{\text{el,tot}}$ die gesamte, von den schnellen Elektronen getragene Energie, so werden

$$N_{\text{K}_\alpha} = \frac{E_{\text{el,tot}}}{\bar{E}_{\text{el}}} N_{\text{K-Loch}} \omega = \frac{N_{\text{K-Loch}} \omega}{\bar{E}_{\text{el}}} E_{\text{el,tot}} = R E_{\text{el,tot}} \quad (4.21)$$

K_α -Photonen erzeugt. Entscheidend ist nun, daß die Größe R im hier interessierenden Bereich $5\text{keV} \leq \bar{E}_{\text{el}} \leq 30\text{keV}$ nur schwach von $\bar{E}_{\text{el}}$ abhängt. Sind nur

4.4 Konversion in schnelle Elektronen

Elektronen für die K-Schalen Ionisation verantwortlich, so folgt mit konstantem R aus Gl. 4.21 bei bekanntem N_{K_α} unmittelbar die gesamte von den schnellen Elektronen getragene Energie $E_{\text{el,tot}}$. Die mittlere Energie eines einzelnen Elektrons (Temperatur) kann allerdings nicht aus dieser Überlegung bestimmt werden.

Im allgemeinen Fall muß auch die durch hochenergetische Photonen verursachte K-Schalen Ionisation berücksichtigt werden. Ein Photon mit einer Energie E_{ph} oberhalb der Aluminium K-Kante bei 1560eV kann mit einer Wahrscheinlichkeit $\kappa(E_{\text{ph}})$ ein K-Loch erzeugen. Die anschließende Abregung führt mit einer Wahrscheinlichkeit ω zur Emission eines K_α -Photons. In unserem Fall trägt nur die Al- He_α Emission mit einer Energie $E_{\text{He}_\alpha} = 1600\text{eV}$ zu diesem als Photopumpen bezeichneten Prozeß bei. Für κ gilt bei der Energie der Al- He_α $\kappa = 0.91$ [114]. Bezeichnet N_{He_α} die gesamte in den Aluminium-Festkörper hinein propagierende Anzahl von Al- He_α Photonen, so gilt für die Anzahl $N_{\text{K}_\alpha}^*$ der durch Photopumpen erzeugten K_α -Photonen

$$N_{\text{K}_\alpha}^* = N_{\text{He}_\alpha} \kappa \omega. \quad (4.22)$$

An dieser Stelle macht sich nun eine experimentelle Unsicherheit bemerkbar. Aus den Röntgenspektren ist die Größe $\Delta N_{\text{He}_\alpha}/\Delta\Omega$ bekannt, die jedoch auf der Vorderseite des Plasmas, also der dem Festkörper abgewandten Seite, gemessen wurde. Die in den Halbraum hinter dem Plasma abgestrahlte Anzahl von Al- He_α Photonen beträgt dann $2\pi\Delta N_{\text{He}_\alpha}/\Delta\Omega$. Allerdings ist nicht klar, ob diese Photonen den kalten Festkörper auch tatsächlich erreichen. Wegen des Temperaturgradienten auf der Rückseite des Plasmas kann die mittlere freie Weglänge der Photonen so klein sein, daß sie vollständig absorbiert werden. Formal kann dies durch einen effektiven Raumwinkel Ω_{eff} mit $0 \leq \Omega_{\text{eff}} \leq 2\pi$ berücksichtigt werden. Die unbekannte Größe Ω_{eff} bestimmt deshalb nachfolgend den experimentellen Fehler der hier vorgestellten Methode. Dies wird durch $\Omega_{\text{eff}} = \pi \pm \pi$ berücksichtigt.

Insgesamt folgt aus den Gln. 4.21 und 4.22

$$N_{\text{K}_\alpha,\text{tot}} = \underbrace{N_{\text{K}_\alpha}^*}_{\text{Photonen}} + \underbrace{N_{\text{K}_\alpha}}_{\text{Elektronen}} = \Omega_{\text{eff}} \frac{\Delta N_{\text{He}_\alpha}}{\Delta\Omega} \kappa \omega + R E_{\text{el,tot}}. \quad (4.23)$$

Aus den experimentell bestimmten Größen $N_{\text{K}_\alpha,\text{tot}}$ und $\Delta N_{\text{He}_\alpha}/\Delta\Omega$ läßt sich damit die gesamte, von schnellen Elektronen getragene Energie berechnen. Das Ergebnis dieser Rechnung ist für die Fälle (a) senkrechter Lasereinfall und (b) schräger Lasereinfall unter 30° mit p-Polarisation in Tab. 4.3 zusammengefaßt.

Die aus der K_α -Strahlung berechnete Konversion von Laserlicht in schnelle Elektronen liefert ein ähnliches Ergebnis wie die Überlegungen des vorangegangenen Abschnittes. Der Unterschied im Fall mit schrägem Einfall ist auf die verschie-

Fall	$N_{K\alpha, \text{tot}}$	$N_{K\alpha}^*$	$N_{K\alpha}$	$E_{\text{el, tot}}$	$E_{\text{el, tot}}/E_{\text{Laser}}$
(a)	1.0×10^{10}	3×10^9	$(7 \pm 3) \times 10^9$	$(3 \pm 1.3) \text{ mJ}$	$(4 \pm 1.7) \%$
(b)	2.8×10^9	2.7×10^8	$(2.5 \pm 0.3) \times 10^9$	$(1 \pm 0.1) \text{ mJ}$	$(1.4 \pm 0.1) \%$

Tabelle 4.3: Konversion von Laserenergie in schnelle Elektronen $E_{\text{el, tot}}/E_{\text{Laser}}$. (a) senkrechter Lasereinfall und (b) schräger Lasereinfall unter 30° mit p-Polarisation.

denen Einfallswinkel zurückzuführen. Die Messung dieses Abschnittes erfolgte bei einem Einfallswinkel von 30° und die im vorangegangenen Abschnitt bei 45° . Damit liefern zwei unabhängige Methoden das gleiche Ergebnis einer geringen Konversion in schnelle Elektronen. Im Fall mit senkrechtem Lasereinfall werden ca. 14% der absorbierten Energie in schnelle Elektronen umgewandelt, die in das Target propagieren. Bei schrägem Lasereinfall unter 30° bzw. 45° mit p-Polarisation werden ca. 8-17% der absorbierten Energie in schnelle Elektronen umgewandelt, die in das Target propagieren.

4.5 Interpretation der Spektren heißer und dichter Plasmen

Das Fazit der vorangegangenen Abschnitte ist, daß ein Teil der absorbierten Laserenergie in den Festkörper eingekoppelt wird und dort ein heißes und dichtes Plasma entstehen sollte. Insbesondere ist dies ein thermisches Plasma, in dem kinetische Effekte eine untergeordnete Rolle spielen. Insgesamt sind dies also ideale Voraussetzungen für die Untersuchung dichter und heißer Plasmen, dem die anschließenden Abschnitte gewidmet sind.

4.5.1 Entstehung von Satelliten

Als Satelliten bezeichnet man Emissionslinien, die dicht neben einer Resonanzlinie auf der langwelligen Seite liegen. Sie wurden erstmals von Edlén *et al.* (1939) [115] in Funkenentladungen beobachtet und später von Gabriel *et al.* (1969) [116] klassifiziert. Satelliten entstehen, wenn in der Atomhülle mehr als ein Elektron angeregt ist. Dies ist in Abb. 4.10 für H-artiges Aluminium (Al^{12+}) skizziert. Das darin gezeigte Spektrum ist ein vergrößerter Ausschnitt der Al-Ly_α Linie und deren Satelliten aus Abb. 3.16(c). Die Resonanzlinie entsteht wenn das einzige Elektron in

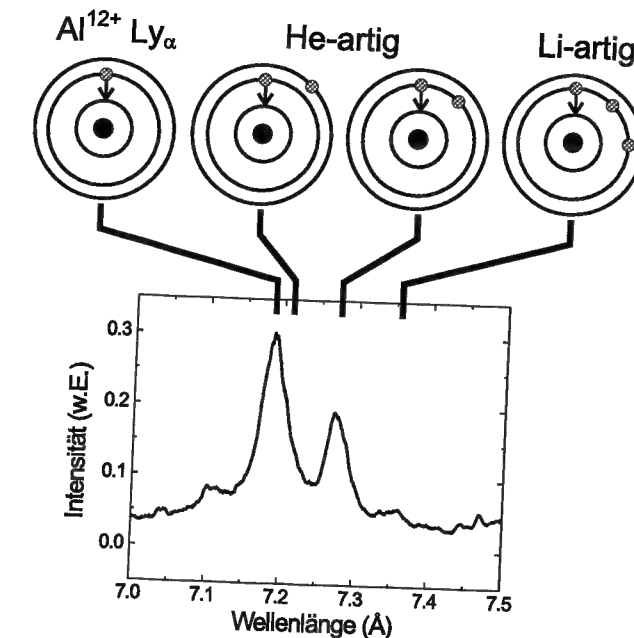
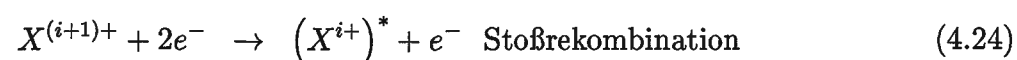


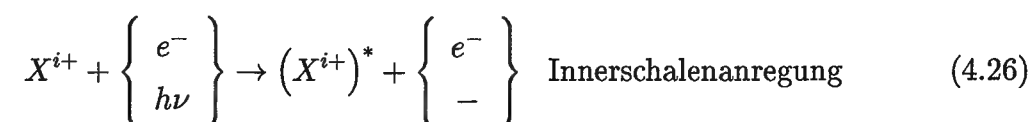
Abbildung 4.10: Entstehung von Satelliten. Als Beispiel sind gemessene Satelliten der Al-Ly_α mit der entsprechenden Elektronenkonfiguration gezeigt. Das Spektrum ist ein vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 3.16(c).

Al^{12+} einen Übergang von $n=2$ nach $n=1$ macht. Bei 11-fach ionisiertem Aluminium, also für He-artiges, kommt ein zweites zusätzliches Elektron hinzu, welches als Zuschauerelektron bezeichnet wird, da es dem Übergang von $n=2$ nach $n=1$ des anderen Elektrons unbeteiligt „zuschaut“. Ist dieses Elektron nicht angeregt, also ein $1s$ -Elektron, so handelt es sich bei der beobachteten Linie um die He_α -Linie von 11-fach ionisiertem Aluminium. Befindet sich das Zuschauerelektron hingegen in einem angeregten Zustand, so kann es zur Abschirmung des Kernes nur noch teilweise beitragen und der Übergang des anderen Elektrons liegt bei einer Wellenlänge zwischen der He_α - und Ly_α -Linie. Je weiter das Zuschauerelektron vom Kern entfernt ist, um so kleiner ist die abschirmende Wirkung und die Wellenlänge der emittierten Strahlung verschiebt sich in Richtung der Ly_α -Linie. Sind nicht nur zwei, sondern drei angeregte Elektronen in der Hülle vorhanden (Li-artiges Aluminium), so wird bei dem Übergang des einen Elektrons von $n=2$ nach $n=1$ wegen der Abschirmung durch zwei Elektronen eine Linie emittiert, welche weiter in Richtung der He_α -Linie verschoben ist. Berücksichtigt man die verschiedenen Kopplungsmöglichkeiten der Drehimpulse und Spins der Elektronen untereinander, so folgt daraus eine große Anzahl von Satelliten.

Die der Emission von Satelliten zugrundeliegenden Anregungsmechanismen sind die dielektronische Rekombination und Innerschalenanregung. Bei der dielektronischen Rekombination sind ein gebundenes Elektron und ein freies Elektron beteiligt. Das gebundene Elektron nimmt einen Teil der Energie des freien Elektrons auf, welches anschließend ebenfalls gebunden ist. Zurück bleibt ein Atom/Ion mit zwei angeregten Elektronen. Die dielektronische Rekombination ist nicht mit der Stoßrekombination² zu verwechseln, bei der zwei freie Elektronen beteiligt sind.



Bei der Innerschalenanregung wird durch Absorption eines Photons oder durch Elektronenstoß ein Elektron aus der inneren Schale angeregt.



Sind zwei Elektronen angeregt, so ist die Summe der Anregungsenergien i. allg. größer als die Ionisationsenergie eines Elektrons. Deshalb kann ein solcher Zustand entweder strahlungslos durch Autoionisation³ oder durch Emission eines Photons zerfallen. Letzteres führt zu einem Satelliten im Emissionsspektrum.



4.5.2 Simulation der Satellitenemission

Zur Simulation der in Abschnitt 3.6 gemessenen Spektren wurde im Rahmen einer Zusammenarbeit ein von I. E. Golovkin und R. C. Mancini⁴ entwickelter Computercode eingesetzt. Dieser Computercode wurde speziell für die Simulation der He-artigen Satelliten der Ly α -Linie und der Li-artigen Satelliten der He β -Linie entwickelt. Durch einen Vergleich der berechneten Spektren mit den Meßergebnissen ist es möglich die Elektronendichte und -temperatur des Plasmas zu bestimmen. Satelliten sind hierfür besonders gut geeignet, da sie im Gegensatz zu den Resonanzlinien i. allg. optisch dünn sind. Nachfolgend wird die im Computercode

²Auch Dreikörperrekombination genannt

³Autoionisation und Auger-Effekt sind synonym

⁴University of Nevada, Reno NV, USA

4.5 Interpretation der Spektren heißer und dichter Plasmen

enthaltene Physik beschrieben. Es sei noch darauf hingewiesen, daß der in Abschnitt 4.1.3 beschriebene FLY-Code nur einige wenige Satelliten berücksichtigt und darüber hinaus für diese keine Starkverbreiterung enthält.

Der zur Simulation eingesetzte Computercode berechnet die stationäre Lösung der Ratengleichungen für die Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus des betrachteten Atoms/Ions. Übergänge zwischen den Niveaus erfolgen durch Stoß- und Strahlungsprozesse und werden durch entsprechende Ratenkoeffizienten beschrieben⁵. Um Effekte der optischen Dicke mit einzubeziehen wird die Strahlungstransportgleichung in einer Dimension gelöst. Dabei wird die Starkverbreiterung und ein eventuelles Überlappen der Linienprofile berücksichtigt. Die Starkverbreiterung entsteht aufgrund der von den Elektronen und Ionen erzeugten Mikrofelder. Dopplerverbreiterung und natürliche Linienbreiten sind ebenso enthalten, sind hier jedoch von untergeordneter Bedeutung. Eine Verschiebung der Plasmalinien aufgrund der Plasmapolarisationsverschiebung ist nicht enthalten.

Um die Resultate der Simulation mit den Meßergebnissen zu vergleichen, wurden diese mit dem spektralen Auflösungsvermögen des Spektrometers gefaltet. Wegen des Fehlens der Plasmapolarisationsverschiebung mußte die Wellenlänge der synthetischen Spektren verschoben werden. Die Größe der Verschiebung ist dann die durch das Plasma verursachte Polarisationsverschiebung. Für eine ausführlichere Beschreibung der Simulationen sei auf unsere Veröffentlichung [117] und Referenzen darin verwiesen.

4.5.3 Analyse der Satellitenemission

In Abb. 4.11 ist ein Vergleich zwischen dem Experiment und den Simulationen für die Aluminium He β -Linie samt ihrer Li-artigen Satelliten gezeigt. Das dargestellte experimentelle Spektrum ist eine Vergrößerung des Wellenlängenbereiches 6.5-7.1Å aus Abb. 3.16(c). Abb. 4.11 zeigt zwei Simulationen mit unterschiedlichen Parametern. Die durchgezogene Linie wurde mit einer Elektronendichte $n_e = 1 \times 10^{24} \text{cm}^{-3}$ und einer Elektronentemperatur $T_e = 250 \text{eV}$ berechnet. Die gestrichelte Linie sind $n_e = 8 \times 10^{23} \text{cm}^{-3}$ und $T_e = 220 \text{eV}$. Weil die experimentellen Spektren aus einer zeitintegrierten Messung stammen, sind die angegebenen Dichten und Temperaturen als effektive oder mittlere Werte zu verstehen. Für die der durchgezogenen Linie zugrundeliegende Simulation ist außerdem der Beitrag der einzelnen Liniengruppen (a-d) mit eingezeichnet. Die zugehörige Elektronenkonfiguration ist Tab. 4.4 zu entnehmen.

⁵Im Englischen: steady state collisional radiative code

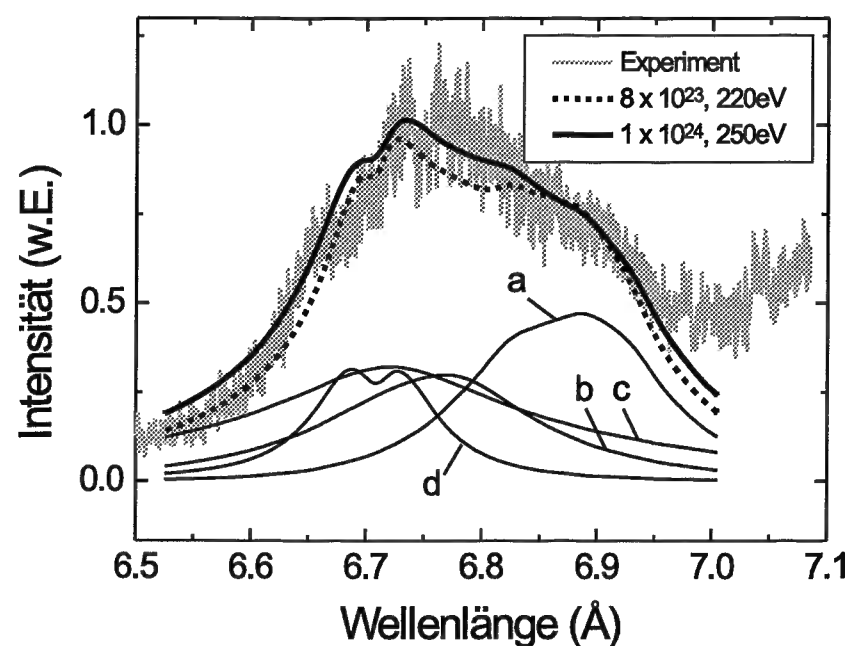


Abbildung 4.11: Vergleich der He_β -Linie und ihrer Satelliten aus Abb. 3.16(c) mit zwei verschiedenen Simulationen bei den angegebenen Elektronendichten und -temperaturen. Für die Simulation mit $n_e = 1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 250 \text{ eV}$ sind die Beiträge der einzelnen überlappenden Liniengruppen mit eingezeichnet (a-d). Die zugehörige Elektronenkonfiguration ist aus Tab. 4.4 zu entnehmen.

- (a) $1s2l3l' - 1s^22l$
- (b) $1s3l3l' - 1s^23l$
- (c) $1s3l4l' - 1s^24l$
- (d) $1s3l - 1s^2 \text{ Aluminium-He}_\beta$

Tabelle 4.4: Elektronenkonfiguration der mit (a-d) bezeichneten Liniengruppen in Abb. 4.11. Dabei bedeuten l, l' die Bahndrehimpulse der Elektronen mit möglichen Werten $l, l' = s, p$ für $n=2$, $l, l' = s, p, d$ für $n=3$ und $l, l' = s, p, d, f$ für $n=4$.

Der Abb. 4.11 ist zu entnehmen, daß in der Simulation sehr hohe Elektronendichten benötigt werden, um die Meßergebnisse zu beschreiben. Bei Simulationen mit kleineren Elektronendichten als $8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ entsteht zwischen der He_β -Linie (d) und den $n=2$ Satelliten (a) eine Lücke, die im Experiment nicht beobachtet wird. Diese hohen Elektronendichten führen zu einer sehr effektiven Stoßanregung der oberen Satellitenniveaus, weshalb deren Intensität stark zunimmt und sogar

4.5 Interpretation der Spektren heißer und dichter Plasmen

stärker als die Emission der Resonanzlinie werden kann. Dazu kommt, daß Satelliten deren Zuschauerelektron eine hohe Hauptquantenzahl n besitzt eine große Starkverbreiterung zeigen. Beides zusammen führt zu einer Überlappung bzw. zum Verschmelzen der Liniengruppen und es entsteht eine breite Struktur. Bei höheren Elektronendichten als $1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ zeigen die Simulationen noch breitere Strukturen, und der Anstieg der Linien bei kurzen Wellenlängen wird sehr flach. Aus den experimentellen Daten schließen wir deshalb auf eine Elektronendichte von $(0.8 - 1.0) \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$.

Die in den Simulationen ermittelte optische Dicke der in Abb. 4.11 gezeigten Struktur beträgt 0.25. Damit ist der Einfluß der optischen Dicke auf die Linienprofile gering. Der Simulation liegt hierbei die in Abschnitt 3.6 gemessene Plasmadicke von etwa 1400 Å zugrunde.

Neben den Satelliten der He_β -Linie bieten sich auch die Ly_α -Satelliten als Plasdiagnostik an. Die Simulationen zeigen, daß diese Linien auch optisch dünn sind und nur eine optische Dicke von 0.2 besitzen. Im Gegensatz dazu ist die optische Dicke der He_α - und Ly_α -Linien größer als 1. Einen Vergleich zwischen den gemessenen und simulierten Spektren ist in Abb. 4.12 gezeigt. Das dargestellte expe-

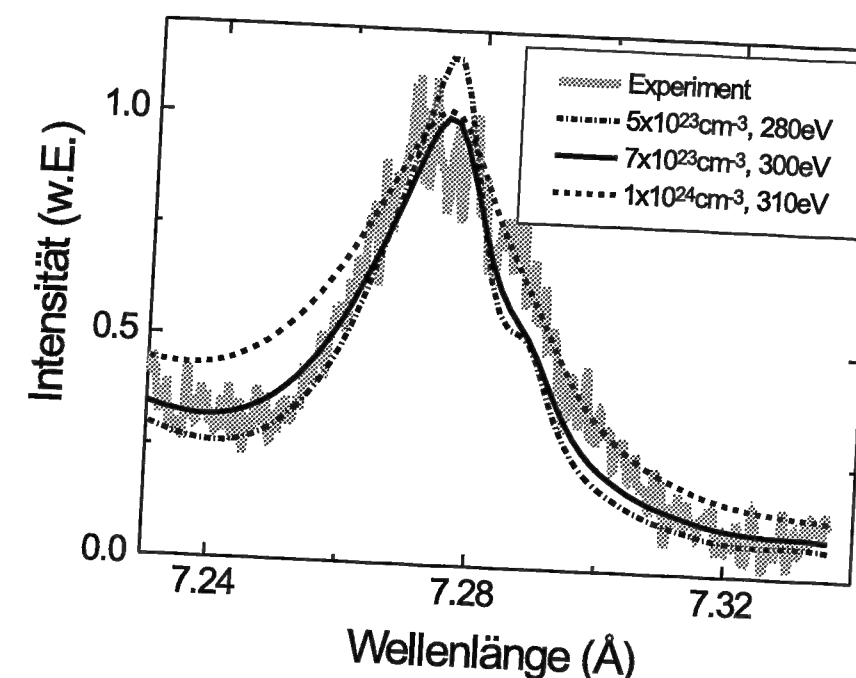


Abbildung 4.12: Verglichen werden das gemessene Spektrum der Ly_α -Satelliten und drei Simulationen bei verschiedenen Elektronendichten. Das gezeigte Spektrum ist ein vergrößert dargestellter Teil aus Abb. 3.16(c).

rimentelle Spektrum ist eine Vergrößerung des Wellenlängenbereiches 7.23–7.35 Å aus Abb. 3.16(c). Die Simulationen wurden für Elektronendichten im Bereich $n_e = (0.5 - 1.0) \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen von $T_e = 280 - 310 \text{ eV}$ durchgeführt. In der Simulation sind folgende Elektronenkonfigurationen enthalten: $2l2l'-1s2l'$, $2l3l'-1s3l'$ und die Resonanzlinie $2l-1s$. Für die Drehimpulse der Elektronen gilt $l, l' = s, p$ für $n=2$ und $l, l' = s, p, d$ für $n=3$. Eine Elektronendichte von 10^{24} cm^{-3} liefert verglichen mit dem Experiment in Abb. 4.12 zu breite Linien und der Anstieg bei kurzen Wellenlängen wird zu flach. Die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Daten ergibt sich für eine Elektronendichte von $(5-7) \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Damit finden wir hier eine ähnlich hohe Elektronendichte wie bei den He_β -Satelliten. Innerhalb der „Ionisationskette“ werden die Ly_α - und He_β -Satelliten zu unterschiedlichen Zeiten erzeugt. Außerdem sind deren Anregungsenergien verschieden. Beides könnte die Ursache dafür sein, daß das gesamte gemessene Spektrum nicht mit einer einheitlichen Dichte beschrieben werden kann. Aufschluß darüber könnte hier in Zukunft die geplante zeitaufgelöste Messung der Spektren liefern.

Bisher wurde hauptsächlich der Effekt der Elektronendichte in Abb. 4.11 und 4.12 diskutiert. Diese bestimmt wegen der Starkverbreiterung das Linienprofil und aufgrund der Stoßanregung und dielektronischen Rekombination auch das Verhältnis der Satelliten zu der jeweiligen Resonanzlinie. Die Plasmatemperatur hat hingegen nur einen geringen Einfluß auf die Linienprofile. Dieser kommt über die Abhängigkeit der Mikrofelder von der Ionen- und Elektronentemperatur zustande. Den größeren Einfluß hat die Temperatur auf das Verhältnis der Satelliten zu der jeweiligen Resonanzlinie. Wird die Temperatur kleiner, so nimmt die Emission der Satelliten gegenüber der Resonanzlinie zu. Bei höheren Temperaturen verhält es sich genau umgekehrt. Damit also das Verhältnis der He_β -Linie zu den Satelliten in Abb. 4.11 gleichbleibt, muß bei kleinerer Elektronendichte die Temperatur etwas verkleinert werden. Im Beispiel in Abb. 4.11 wurde deshalb die Temperatur um 30 eV reduziert. Dies ist auch der Grund für die unterschiedlichen Temperaturen in der Abb. 4.12. Um das Experiment mit einer Simulation beschreiben zu können müssen daher zwei Bedingungen erfüllt sein. Die Linienbreiten und Profile, insbesondere der Anstieg und Abfall des Linienprofils, müssen mittels der Elektronendichte und die relativen Verhältnisse der Resonanzlinie zu den Satelliten mittels der Elektronentemperatur simultan angepaßt werden.

Abschließend sei noch erwähnt, daß die in Abb. 3.16(a) gezeigte Emission der Ly_α - und He_β -Satelliten (dem Fall mit Doppelpulsen, also niedriger Dichte) charakteristisch ist für ein Plasma mit einer Elektronendichte von etwa 10^{22} cm^{-3} .

4.5.4 Plasmapolarisationsverschiebung

Die Plasmapolarisationsverschiebung (PPS) wurde erstmalig von Berg *et al.* [118] entdeckt. Ursache für eine Verschiebung des Linienschwerpunktes ist das von den Ionen und Elektronen erzeugte Mikrofeld. Dieses führt zu einer Starkverbreiterung der Linien und zu einer Verschiebung. Das von den Ionen erzeugte Mikrofeld resultiert in einer Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen und das Mikrofeld der Elektronen in einer Verschiebung zu längeren Wellenlängen. Theoretische Untersuchungen zeigen jedoch, daß der Einfluß der Elektronen überwiegt und insgesamt eine Verschiebung zu längeren Wellenlängen (Rotverschiebung) auftritt.

Für H-artiges Aluminium beträgt die zu erwartende Rotverschiebung nach Nguyen *et al.* [119] bei einem Übergang von $n = 2$ nach $n = 1$, also die Ly_α -Linie, $\Delta E [\text{eV}] = -0.044 \times n_e [10^{22} \text{ cm}^{-3}]$, wobei $T = 300 \text{ eV}$ angenommen wurde. Bei einer Elektronendichte von $n_e = 8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ folgt daraus eine Rotverschiebung von 14.5 mÅ . Verglichen mit der gemessenen Rotverschiebung von $(17 \pm 3.5) \text{ mÅ}$ ist die theoretische Vorhersage kleiner. Allerdings könnte die Ly_α -Linie auf der langwelligen Seite von höheren Satelliten verdeckt sein. Dies würde den Linienschwerpunkt zu langen Wellenlängen hin verschieben und eine größere Rotverschiebung vortäuschen. Insgesamt gilt jedoch, daß die gemessene PPS der Ly_α -Linie in Übereinstimmung ist mit einer sehr großen Elektronendichte in unserem Experiment.

Eine theoretische Behandlung der PPS für He-artige Übergänge findet man in Koenig *et al.* [120]. Mit $n_e = 1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ und $T = 300 \text{ eV}$ folgt daraus für die Aluminium He_α -Linie eine theoretische Rotverschiebung von 20.4 mÅ . Das Experiment liefert eine damit konsistente Rotverschiebung von $(22 \pm 5) \text{ mÅ}$. Aus der gemessenen Aluminium He_β -Linie samt ihrer Satelliten ist es a priori nicht möglich eine Rotverschiebung abzuleiten. Dies liegt an der sehr breiten Struktur dieser Linien. In der in Abb. 4.11 gezeigten Simulation sind die einzelnen Beiträge der Resonanzlinie und ihrer Satelliten dargestellt. Da wie bereits erwähnt, die Simulation keine PPS berücksichtigt, ist eine Übereinstimmung mit dem Experiment nur durch Verschiebung des synthetischen Spektrums möglich. Die dazu in Abb. 4.11 notwendige Rotverschiebung beträgt 70 mÅ und ist daher ein Maß für die PPS der He_β -Linie. Dieses Resultat stimmt mit der theoretischen Vorhersage von 67.8 mÅ überein, wobei $n_e = 1 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ und $T = 300 \text{ eV}$ angenommen wurde.

Zusammenfassend liefert die Analyse der PPS von H- und He-artigem Aluminium die gleichen Plasmaparameter wie wir sie bereits aus der Untersuchung der Satellitenemission im vorangegangenen Abschnitt bestimmt haben.

4.5.5 FLY-Simulationen

Wie bereits erwähnt, sind in FLY nur einige wenige Satelliten enthalten, bei denen darüber hinaus keine Starkverbreiterung berücksichtigt wird. Damit sind nur die Resonanzlinien einer Analyse mit FLY zugänglich. Nachfolgend soll erläutert werden, wie es trotz dieser Einschränkungen möglich ist mit FLY auf die Elektronentemperatur und -dichte zu schließen.

Aus der Linienbreite der Al-Ly_α und Al-He_α ist es nicht möglich, direkt die Elektronendichte zu bestimmen. Ursache ist eine Modifikation des Linienprofils aufgrund der optischen Dicke und einer Verdeckung durch höhere Satelliten. Betrachtet man jedoch den Fuß der Linien auf der kurzwelligen Seite, so ist dort die optische Dicke klein und eine Verdeckung durch Satelliten ist nicht möglich. Dies ist in Abb. 4.13 für die Al-He_α Linie bei drei verschiedenen Elektronendichten gezeigt. Die Elektronentemperatur spielt hierbei keine Rolle. Der Abb. 4.13 ist zu entnehmen, daß zu niedrige Elektronendichten zu einem sehr steilen Anstieg im Linienfuß führen, wohingegen bei zu hohen Elektronendichten der An-

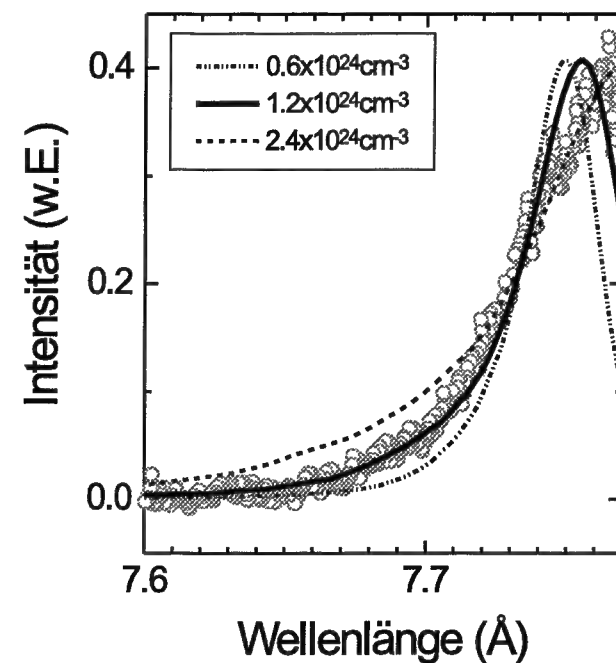


Abbildung 4.13: Analyse der Al-He_α Linie mit FLY. Der Fuß der Linie auf der kurzwelligen Seite ist weder optisch dick, noch gibt es hier Satelliten, welche die Resonanzlinie überdecken könnten. Deshalb kann durch Anpassen der synthetischen Linienprofile auf die Elektronendichte geschlossen werden.

4.5 Interpretation der Spektren heißer und dichter Plasmen

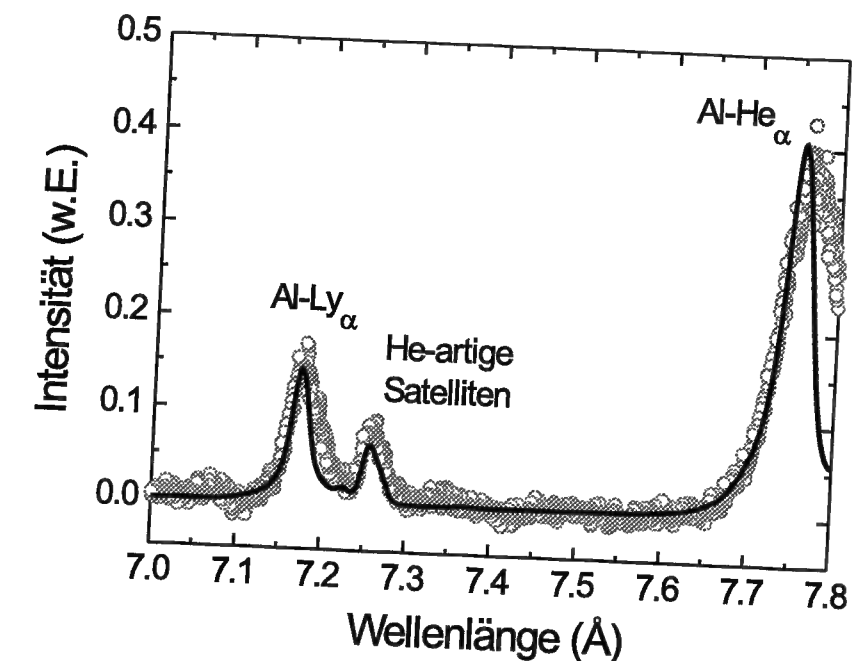


Abbildung 4.14: Vergleich zwischen einer FLY-Simulation mit den Parametern $n_e = 1.2 \times 10^{24} \text{cm}^{-3}$, $T_e = 350 \text{eV}$ und dem Experiment.

stieg zu flach ist. Die beste Übereinstimmung wird mit einer Elektronendichte von $n_e = (1.2 \pm 0.4) \times 10^{24} \text{cm}^{-3}$ erreicht. Dies gilt im übrigen gleichermaßen für die Ly_α - und He_α -Linie.

Die Elektronentemperatur kann aus dem Verhältnis der Al-He_α und Al-Ly_α Linien bestimmt werden. Hierbei ist jedoch die optische Dicke der Linien von Bedeutung. Mit zunehmender optischer Dicke wird der Quotient $\text{He}_\alpha/\text{Ly}_\alpha$ kleiner und es muß eine größere Temperatur angenommen werden als im optisch dünnen Fall. Das bedeutet, daß man die Temperatur auf diese Weise überschätzen würde. In unserem Fall ist die Dicke der emittierenden Aluminiumschicht aus Abschnitt 3.6 bekannt und der Einfluß der optischen Dicke kann somit berücksichtigt werden. Damit folgt aus der Simulation mit FLY eine Elektronentemperatur von $T_e = (350 \pm 50) \text{eV}$.

In Abb. 4.14 ist ein Vergleich des Experimentes mit einem synthetischen Spektrum gezeigt, wie es aus einer FLY-Simulation mit den Parametern $n_e = 1.2 \times 10^{24} \text{cm}^{-3}$ und $T_e = 350 \text{eV}$ folgt. In FLY werden sechs der prominentesten He-artigen Satelliten der Ly_α -Linie berücksichtigt. Weil, wie bereits mehrfach erwähnt, bei diesen keine Starkverbreiterung berücksichtigt wird, wurden die Satelliten unter Beibehaltung ihrer Fläche durch Faltung mit einer Gaußkurve künstlich aus-

geschmiert. Mit den angegebenen Parametern der FLY-Simulation ergibt sich insgesamt eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

Zusammenfassend ist es trotz der Einschränkungen von FLY möglich, die Plasmaparameter aus den gemessenen Resonanzlinien zu bestimmen. Die hier vorgestellte Methode ist zwar weniger direkt als die Untersuchung der Satelliten, liefert aber trotzdem vergleichbare Resultate.

4.5.6 Fazit der Spektralanalyse

Die Analysen der vorangegangenen Abschnitte liefern alle das Ergebnis, daß in unserem Experiment ein Plasma mit einer Elektronendichte von $n_e \approx 10^{24} \text{cm}^{-3}$ und einer Elektronentemperatur von $T_e \approx 300 \text{eV}$ erzeugt wurde. Mit ATLAS kann somit routinemäßig ein Plasma erzeugt werden, welches einen extremen Materiezustand darstellt. So beträgt beispielsweise der Druck bzw. die Energiedichte des Plasmas $p = 0.5 \text{Gbar}$, falls ein ideales Gasgesetz angenommen wird.

Wegen der hohen Elektronentemperatur handelt es sich in dem vorliegenden Fall nicht um ein entartetes Plasma. Denn der Entartungsparameter $\theta_e = k_B T_e / E_F$, mit $E_F = \hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3} / (2m_e)$ als Fermi-Energie des Elektronengases, beträgt $\theta_e \approx 8$ und ist damit deutlich größer 1, weshalb Quanteneffekte vernachlässigbar sind [121]. Allerdings ist der Kopplungsparameter $\Gamma_i = (Ze)^2 / (r_i k_B T_i) \approx 5$, mit $r_i = (4\pi n_i / 3)^{-1/3} \approx 1.5 \text{\AA}$ der halbe mittlere Ionenabstand, größer 1, weshalb wir uns im Übergangsbereich zu einem stark gekoppelten Plasma befinden [121]. Interessant ist es auch, den Erwartungswert des Bahnradius eines Elektrons $\langle r_{nl} \rangle$ mit dem mittleren Abstand der Ionen zu vergleichen. Für den Bahnradius gilt [122]

$$\langle r_{nl} \rangle = \frac{n^2 a_0}{Z} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{l(l+1)}{n^2} \right] \right\}, \quad a_0 = 0.53 \text{\AA} \text{ Bohr'scher Radius.}$$

Daraus folgt beispielsweise $\langle r_{30} \rangle = 0.5 \text{\AA}$, $\langle r_{40} \rangle = 1.0 \text{\AA}$ und $\langle r_{50} \rangle = 1.5 \text{\AA}$. Das bedeutet, daß die Elektronenbahnen bei diesen hohen Ionendichten bereits für Hauptquantenzahlen $n = 5$ zu überlappen beginnen. Damit kann diese Elektronenbahn nicht mehr existieren und der Zustand liegt im Kontinuum. Dies wird auch als Druckionisation bezeichnet. Wegen der kleinen Debye-Länge von $\lambda_D = (4\pi e^2 n_e (Z+1) / (k_B T))^{-1/2} \approx 0.4 \text{\AA}$ können solche Zustände aber auch aufgrund der Debye-Abschirmung nicht mehr existieren. Man bezeichnet diesen Effekt als Kontinuumserniedrigung (s. [123] und Referenzen darin). Die Anzahl der Teilchen innerhalb der Debye-Kugel ist mit 0.3 Teilchen jedoch bereits kleiner als Eins, weshalb das Konzept der Debye-Abschirmung seine Gültigkeit zu verlieren beginnt. Darüber hinaus führt die Überlappung der Starkverbreiterten Linien

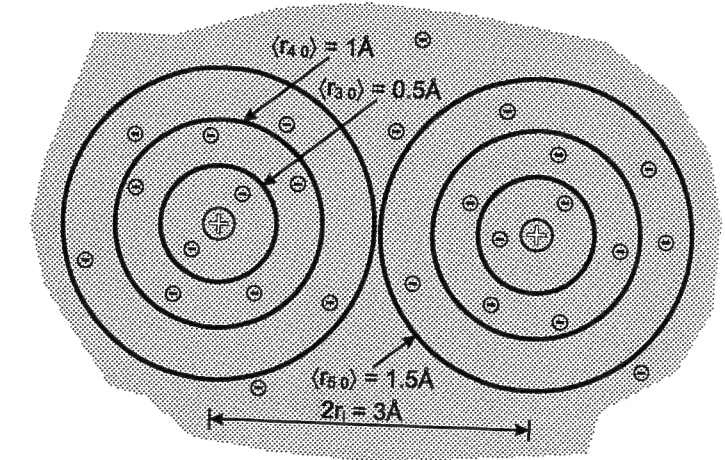


Abbildung 4.15: Veranschaulichung eines Aluminium-Plasmas bei Elektronendichten $n_e = 10^{24} \text{cm}^{-3}$ und Temperaturen $T_e = 300 \text{eV}$. Eingezeichnet sind zwei Aluminium-Atomrümpfe, 26 Elektronen und der Erwartungswert der Elektronenbahn für ein gebundenes Elektron in $n=3,4,5$ mit $l=0$.

zu einem Quasikontinuum. Dieser Effekt ist unter dem Namen Inglis-Teller-Effekt bekannt [124]. Die soeben beschriebenen Verhältnisse sind in Abb. 4.15 illustriert. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das dichte und heiße Plasma eine große Anzahl von interessanten Fragestellungen aufwirft, die in Zukunft experimentell untersucht werden können.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist es erstmals gelungen, unter Benutzung eines Femtosekundenlasers ein heißes Plasma bei Festkörperdichte zu erzeugen. Durch den Einsatz hochauflösender Röntgenspektroskopie in Verbindung mit numerischen Simulationen, konnten eine Elektronendichte von bis zu 10^{24}cm^{-3} und eine Temperatur von etwa 300eV nachgewiesen werden.

Darüber hinaus wurde systematisch untersucht, unter welchen Bedingungen solche Plasmen erzeugt werden können. Für das Erreichen und die Charakterisierung solch extremer Materiezustände ist es essentiell, räumliche und zeitliche Gradienten in der Temperatur und der Dichte des Plasmas zu vermeiden. Dies wurde hier durch drei Maßnahmen erreicht: (1.) durch Frequenzverdopplung und Optimierung des verwendeten Lasersystems besitzen die Laserpulse einen sehr guten Kontrast, (2.) die Expansion des Plasmas wurde mit einem Tamper unterdrückt und (3.) der Ort der Laserabsorption liegt bei der kritischen Dichte und diese ist wegen der Frequenzverdopplung näher am Festkörper.

In Kombination mit umfangreichen numerischen Simulationen haben die durchgeführten Experimente zum Verständnis derjenigen physikalischen Prozesse beigetragen, die zur Erzeugung eines heißen, dichten Plasmas führen. Um sicherzustellen, daß die in der Simulation des Plasmas verwendete absorbierte Intensität mit der im Experiment übereinstimmt, wurden die Absorption und die Quellgröße der Röntgenemission gemessen. Dadurch wird eine realistische Simulation des Plasmas gewährleistet. Die gemessene Elektronentemperatur, die Emissionsdauer von 2.5ps der Aluminium- He_α Linie und die Energieeindringtiefe stimmen mit den Resultaten der numerischen Simulationen überein. Eine Analyse des Energietransportes in das Target hinein hat ergeben, daß die Laserenergie bei der kritischen Dichte absorbiert wird, etwa die Hälfte davon durch Wärmeleitung in den Festkörper hinein

propagiert und dort ein heißes, dichtes Plasma erzeugt wird. Dabei sind die Energieeindringtiefen, also die durch Wärmeleitung aufgeheizten Schichtdicken, sehr klein. In den untersuchten Fällen mit senkrechtem Lasereinfall bzw. schrägem Lasereinfall unter 45° mit p-polarisiertem Laserlicht beträgt die Dicke der aufgeheizten Schicht nur etwa $250\text{-}500\text{\AA}$ bzw. $2000\text{-}3000\text{\AA}$. Trotz dieser geringen Energieeindringtiefen ist die Wärmeleitung im Gegensatz zu Experimenten mit langen Laserpulsen nicht durch einen reduzierten Wärmestrom gekennzeichnet. Vorliegende Messungen haben ergeben, daß wegen des guten Pulscontrastes des ATLAS Lasers die Konversion von Laserenergie in schnelle Elektronen niedrig ist. Dies zeigt, daß in unseren Experimenten ein thermisches Plasma erzeugt wurde, bei dem Effekte, die eine kinetische Beschreibung des Plasmas erfordern, vernachlässigbar sind. Deshalb ist das Plasma durch eine hydrodynamische Simulation beschreibbar.

Das in den Experimenten erzeugte thermische Plasma mit hoher Dichte und Temperatur ist ein idealer Materiezustand, um daran Spektroskopie unter extremen Bedingungen zu betreiben. Mittels hochauflösender Röntgenspektroskopie ist ein Aluminium-Plasma unter diesen Bedingungen untersucht worden. Die hohe Elektronendichte von 10^{24}cm^{-3} führt zu einer großen Starkverbreiterung und Linienverschiebungen von mehreren $10\text{m\AA}$. Außerdem nimmt die Emission von Satelliten der Resonanzlinien drastisch zu. Mit Hilfe eines Stoß-Strahlungs-Codes wurde die Emission des Plasmas simuliert und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Diese Simulationen und die große Linienverschiebung sind konsistent mit einem Plasma mit einer Elektronendichte von etwa 10^{24}cm^{-3} und einer Temperatur von etwa 300eV .

Anhang A

Eichung der Röntgen-CCD-Kamera

Der Einsatz einer Röntgen-CCD-Kamera¹ bringt gegenüber der traditionellen Meßmethode mit Film drei wesentliche Vorteile. Erstens ist die Handhabung erheblich einfacher, denn eine Entwicklung und das Densitometrieren, wie es beim Film notwendig ist, entfällt bei einer CCD-Kamera. Stattdessen erhält man unmittelbar nach der Belichtung das Resultat der Aufnahme. Der zweite Vorteil ist die Linearität der Röntgen-CCD-Kamera. Beim Film muß demgegenüber die logarithmische Intensitätsabhängigkeit der Schwärzung berücksichtigt werden. Die Entfaltung mittels der Schwärzungskurve bedeutet einen zusätzlichen Arbeitsaufwand. Drittens ist die Röntgen-CCD-Kamera in dem von uns betrachteten Wellenlängenbereich von etwa $5\text{-}100\text{\AA}$ ca. 100 mal empfindlicher als der in diesem Bereich oft eingesetzte Kodak 101 Film [70]. Ein Nachteil der CCD-Kamera ist die kleine Ortsauflösung und ihre i. allg. kleine Größe. Die Ortsauflösung wird durch die Pixelgröße der CCD-Kamera bestimmt und beträgt typischerweise $24\mu\text{m}$. Beim Film wird die Ortsauflösung durch die Korngröße bestimmt und ist z.B. bei Kodak DEF mit etwa $1\mu\text{m}$ deutlich besser. In manchen Anwendungen ist es notwendig, einen möglichst großen Detektor einzusetzen. Ein Beispiel ist das in dieser Arbeit vorgestellte Kristallspektrometer in Abschnitt 2.5.5. Hier ist eine Röntgen-CCD-Kamera mit $10\text{-}25\text{mm}$ Kantenlänge meist zu klein und es muß auf Film zurückgegriffen werden. Zusammenfassend besitzt eine Röntgen-CCD-Kamera wegen ihrer leichten Handhabung und der hohen Empfindlichkeit viele Anwendungsmöglichkeiten in der Spektroskopie.

Für die Absoluteichung der gemessenen Röntgenspektren ist eine Eichung der

¹CCD bedeutet „charge coupled device“

eingesetzten Röntgen-CCD-Kamera notwendig. Die spektrale Empfindlichkeit der CCD-Kamera $\epsilon_{\text{CCD}}(\lambda)$ ist definiert als die Energie pro Fläche, welche für einen CCD-Count benötigt wird. Die Wellenlängenabhängigkeit wird dabei durch die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ verursacht. Diese ist die Wahrscheinlichkeit ein Photon mit der Wellenlänge λ zu detektieren. Um eine von der Wellenlänge unabhängige Kenngröße der CCD-Kamera zu erhalten, wird die reziproke Sensitivität η_{CCD} wie folgt definiert

$$\epsilon_{\text{CCD}} = \frac{\eta_{\text{CCD}}}{QE(\lambda)} \tag{A.1}$$

Die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ folgt aus einem einfachen Modell [70], bei dem die Oxidschicht (Dicke $\approx 100\text{\AA}$), die Totschicht (Dicke $\approx 200\text{\AA}$) und die aktive Region (Dicke $\approx 10\mu\text{m}$) der CCD-Kamera berücksichtigt werden. Die angegebenen Dicken sind typische Werte für unseren CCD-Typ [70].

Für die Bestimmung von η_{CCD} benötigt man eine geeichte Röntgenquelle. In dem hier interessierenden Wellenlängenbereich von ca. $5\text{--}100\text{\AA}$ ist es schwierig eine hierfür geeignete Röntgenquelle zu finden. Eine Möglichkeit ist es, die Röntgenemission eines mit ns-Laserpulsen erzeugten Gold-Plasmas zu verwenden. Diese Plasmen sind Gegenstand umfassender Untersuchungen gewesen [125,126] und sind sehr reproduzierbar zu erzeugen. Diese Methode bietet sich insbesondere deshalb

Kamera Typ	TK512	SI003B
Format	512×512	1024×1024
Pixelgröße	$27.3\mu\text{m} \times 27.3\mu\text{m}$	$24\mu\text{m} \times 24\mu\text{m}$
Elektron-Loch-Paare pro CCD-Count ^a	11.56	4.8
Rechnung η_{CCD} (erg/cm ²)	0.9×10^{-5}	0.49×10^{-5}
Messung η_{CCD} (erg/cm ²) ^b	3.75×10^{-5}	1.8×10^{-5}
Messung η_{CCD} (erg/cm ²) ^c	0.6×10^{-5}	nicht verfügbar

Tabelle A.1: Vergleich der gemessenen und berechneten reziproken Sensitivität η_{CCD} . Die Rechnung basiert auf dem vom Hersteller angegebenen Zusammenhang zwischen Elektron-Loch-Paaren und CCD-Counts. Bei der aus Silizium bestehenden CCD-Kamera benötigt man zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares eine Energie von 3.65eV, woraus unmittelbar auf η_{CCD} geschlossen werden kann.

^aVom Hersteller Photometrics angegeben
^bMit einem Gold-Plasma gemessen
^cMit einer andern Methode von Li *et al.* [70] gemessen

an, weil viele Laboratorien, welche die Laser-Materie-Wechselwirkung studieren, einen ns-Laser zur Verfügung haben. Außerdem läßt sich damit ohne große Mühe jederzeit die Eichung wiederholen und eine Veränderung der Eigenschaften der Röntgen-CCD-Kamera durch Alterung, Verunreinigung oder Zerstörung nachweisen.

Zur Eichung der Röntgen-CCD-Kameras wurde dementsprechend mit unserem Nd:Glas Laser ein Gold-Plasma erzeugt und mit dem geeichten Transmissionsgitter-Spektrograph (TGS) aus Abschnitt 2.5.3 auf die zu eichende CCD-Kamera abgebildet. Die Details der Eichung sind in unserer Veröffentlichung nachzulesen [57]. Das Ergebnis ist für die von uns eingesetzten zwei verschiedenen Röntgen-CCD-Kameras in Tab. A1 zusammengefaßt. Die in der Zeile „Rechnung“ angegebenen Zahlenwerte basieren auf dem vom Hersteller angegebenen Zusammenhang zwischen den Elektron-Loch-Paaren und den CCD-Counts. Bei der aus Silizium bestehenden CCD-Kamera benötigt man zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares eine Energie von 3.65eV, womit unmittelbar auf η_{CCD} geschlossen werden kann.

Anhang B

Targetmechanismus

Die Tatsache, daß zur Aufnahme eines Spektrums mehrere Schüsse aufsummiert werden müssen, macht es notwendig das Target während der Belichtungszeit fortzubewegen. Dabei ist sicherzustellen, daß der Kraterabstand hinreichend groß ist um jeweils eine neue Stelle auf dem Target zu treffen. Vorversuche zeigten die Notwendigkeit eines sehr großen Kraterabstandes. Die aufgedampften Schichten platzten dabei in einem Radius ab, der in etwa dem zehnfachen des Durchmessers des Brennfleckes entspricht. Dies ist typischerweise ein Abstand von 1-2mm. Damit sind also große Targetflächen notwendig. Weiterhin ist zu beachten, daß bei einer Bewegung des Targets die Fokusposition beizubehalten ist. Kritisch wird dies insbesondere für kurze Brennweiten der Fokussieroptik. Aus mechanischer Sicht ist deshalb ein rotierendes Target gegenüber einem linear verfahrenen vorzuziehen. Darum wurde ein Mechanismus aufgebaut, der die üblichen runden 2 Zoll Plansubstrate aufnimmt und dessen Bewegung aus einer Rotation und Translation besteht. Dabei wurde eine Positionsgenauigkeit von mindestens $4\mu\text{m}$ leicht erreicht. Der Nachteil besteht in einer komplizierteren Ansteuerung der Motoren, da nun eine Spiralbahn einzuhalten ist.

Um das Problem der elektrischen Ansteuerung des Targetmechanismus zu lösen wurde auf einen Mikrocontroller i8052 der Firma Intel zurückgegriffen. Dies ist im wesentlichen ein Computer ohne Tastatur, Bildschirm und Laufwerke. Das Steuerprogramm steht in einem nichtflüchtigen Speicher und wird nach dem Einschalten automatisch gestartet. Damit ist es ein Leichtes, mittels Änderung des Programmes verschiedenste Steuerungs- und Regelungsprobleme zu lösen.

Im Folgenden ist die Schaltung abgebildet, welche die Anpassung des Mikrocontrollers an das hier gestellte Steuerproblem erlaubt. Die gesamte Steuerung findet auf zwei Platinen im Europa-Format Platz. Den größten Platzbedarf haben

die Spannungsversorgungen. Hier wurden getrennte Spannungsversorgungen für die Motoren und den Mikrocontoller bzw. die Positionserfassung verwendet, um die Gefahr von Spannungsspitzen zu minimieren. Des weiteren wurden überall Siebglieder verwendet, um die Einstreuungen vom Plasma zu verhindern.

Der Targetmechanismus samt Steuerung ist in Abb. B.1 gezeigt. Dort sind auch die Bedienelemente erläutert. Die externe Beschaltung des Mikrocontollers, welche zur Anpassung des Mikrocontollers an das vorliegende Steuerproblem notwendig ist zeigt Abb. B.2.

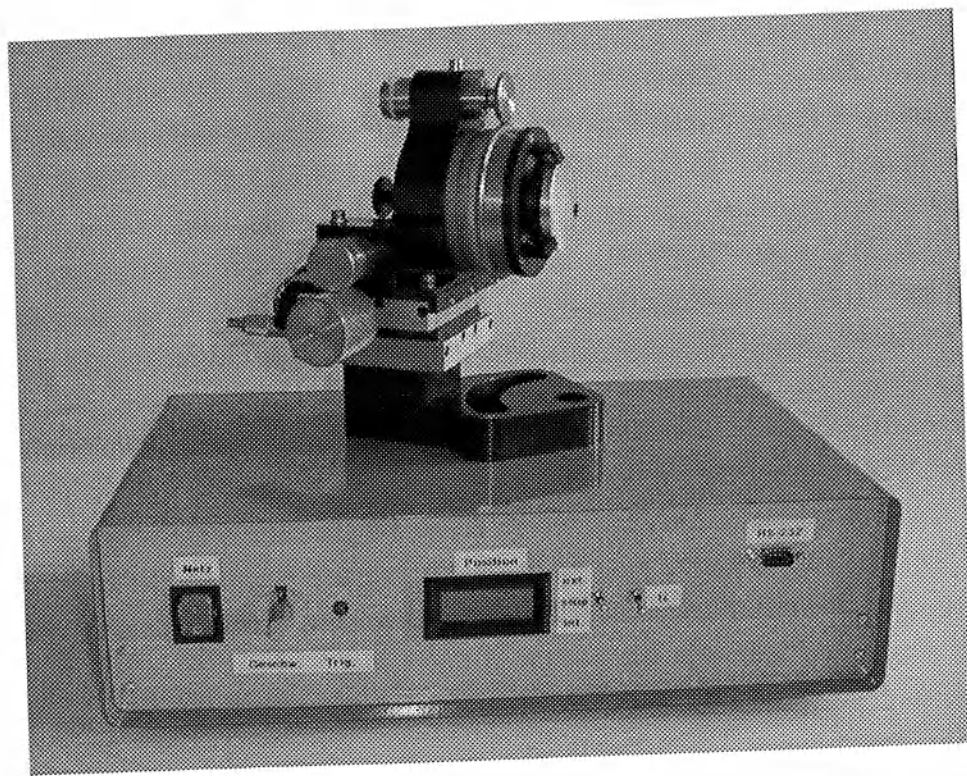


Abbildung B.1: Fertiges Gerät mit Targetmechanismus. Die Bedienelemente haben folgende Funktion: Netzschalter für Ein/Aus, Positionsanzeige (0-25mm), Geschwindigkeitspoti, Richtung Vor/Zurück, Triggerung Intern/Extern, Signalleuchte Target fährt, RS-232 Schnittstelle für den Anschluß an einen PC. Auf der Rückseite befindet sich der externe Triggereingang (TTL-Pegel), zwei Buchsen zum Anlegen der Programmiervoltspannungen und der Anschluß für das Steuerkabel zum Targetmechanismus.

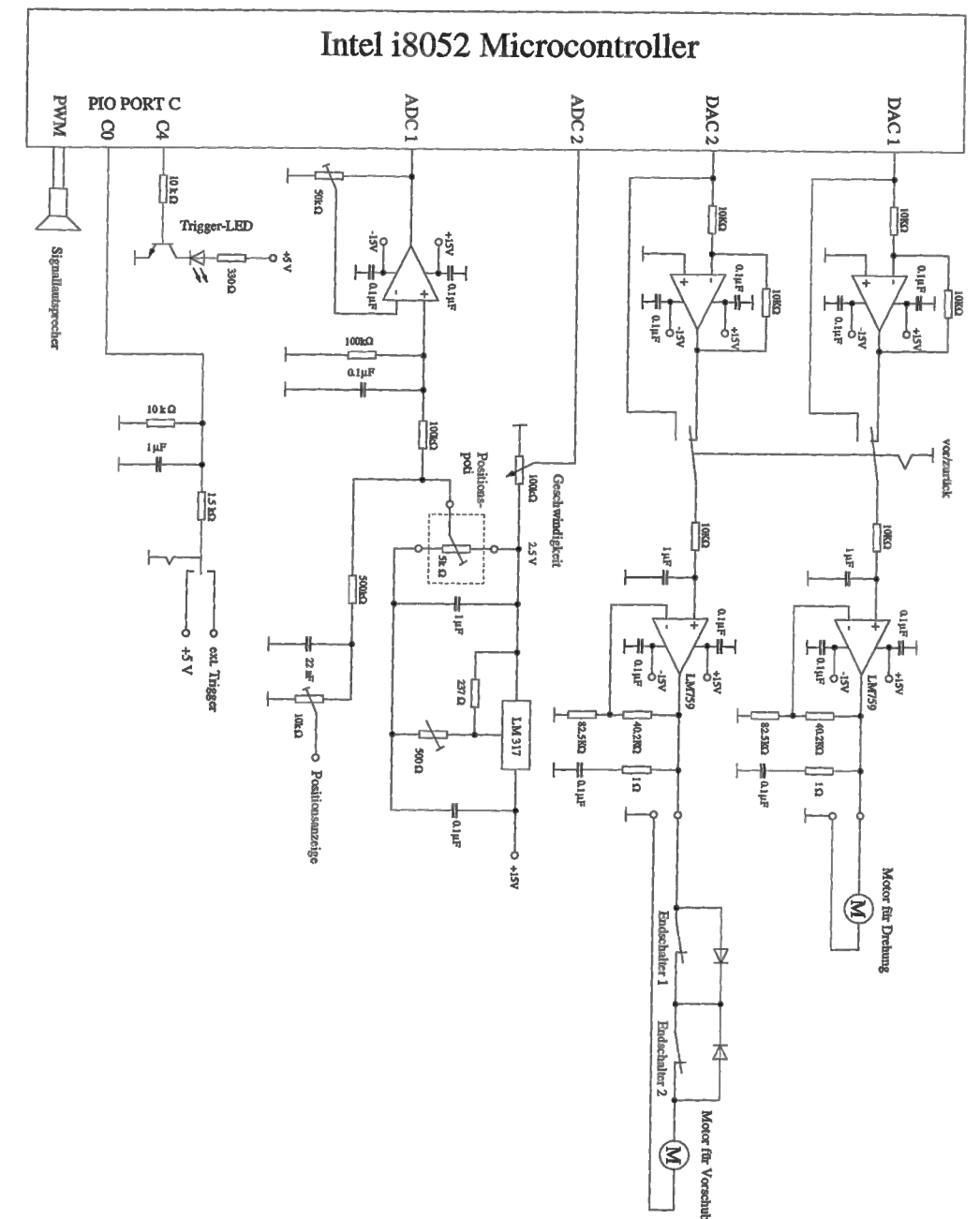


Abbildung B.2: Externe Beschaltung des Intel Mikrocontrollers i8052.

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman, *Optical and microwave-optical experiments in ruby*, Phys. Rev. Lett. **4**, 564 (1960).
- [2] D. Strickland und G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [3] C. Spielmann, N. H. Burnett, S. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnürer, C. Kan, M. Lenzner, P. Wobrauschek und F. Krausz, *Generation of Coherent X-rays in the Water Window Using 5-Femtosecond Laser Pulses*, Science **278**, 661 (1997).
- [4] A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasmas: Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3975 (1996).
- [5] G. Pretzler, A. Saemann, A. Pukhov, D. Rudolph, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf, D. Habs, K. Eidmann, G. D. Tsakiris, J. Meyer-ter-Vehn und K. J. Witte, *Neutron production by 200-mJ ultrashort laser pulses*, Phys. Rev. E **58**, 1165 (1998).
- [6] C. Gahn, G. Pretzler, A. Saemann, G. D. Tsakiris, K. J. Witte, D. Gassmann, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf und D. Habs, *MeV γ -ray yield from solid targets irradiated with fs-laser pulses*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3662, (1998).
- [7] S. Karsch, D. Habs, J. Meyer-ter-Vehn, A. Pukhov, U. Schramm und P. Thirolf, *Particle Physics with Petawatt Class Lasers*, submitted to Laser Part. Beams (1998).
- [8] P. L. Shkolnikov, A. E. Kaplan, A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Positron and gamma-photon production and nuclear reactions in cascade processes*

- initiated by a sub-terawatt femtosecond laser*, Appl. Phys. Lett. **71**, 3471 (1997).
- [9] N. C. Woolsey, B. A. Hammel, C. J. Keane, C. A. Back, J. C. Moreno, J. K. Nash, A. Calisti, C. Mossé, R. Stamm, B. Talin, A. Asfaw, L. S. Klein und R. W. Lee, *Competing effects of collisional ionization and radiative cooling in inertially confined plasmas*, Phys. Rev. E **57**, 4650 (1998).
- [10] F. J. Rogers und C. A. Iglesias, *Astrophysical Opacity*, Science **263**, 50 (1994).
- [11] D. Normile, *Weighing In on Neutrino Mass*, Science **280**, 1689 (1998).
- [12] K. Eidmann, A. Bar-Shalom, A. Saemann und G. Winhart, *Measurement of the extreme UV opacity of a hot dense gold plasma*, Europhys. Lett. **44**, 459, (1998).
- [13] J. C. Diels und W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, San Diego, 1996).
- [14] S. Kohlweyer, *Erzeugung von Harmonischen durch Reflexion hochintensiver Laserpulse an einem überdichten Plasma*, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Report **213**, (1996).
- [15] M. D. Perry und G. Mourou, *Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers*, Science **264**, 917 (1994).
- [16] P. H. Chiu, A. Magana, K. Yamakawa und J. D. Kmetec, *1.5 TW, 10Hz, Ti:Sapphire laser system: design and performance*, Proc. SPIE **1861**, 49 (1993).
- [17] K. Yamakawa, P. H. Chiu, A. Magana und J. D. Kmetec, *Generation of High Peak and Average Power Femtosecond Pulses at a 10 Hz Repetition Rate in a Titanium-Doped Sapphire Laser*, IEEE J. Quantum. Electron. **30**, 2698 (1994).
- [18] J. Etchepare, G. Grillon und A. Orszag, *Third Order Autocorrelation Study of Amplified Subpicosecond Laser Pulses*, IEEE J. Quantum. Electron. **19**, 775 (1983).
- [19] F. Salin, P. Georges, G. Roger und A. Brun, *Single-shot measurement of a 52-fs pulse*, Appl. Opt. **26**, 4528 (1987).

- [20] P. Pax, J. Weston und W. E. White, *Single shot measurement of duration and contrast of high power picosecond pulses*, Proc. SPIE **1229**, 82 (1990).
- [21] M. Zepf, G. Pretzler, U. Andiel, D. M. Chambers, A. E. Dangor, P. A. Norreys, J. S. Wark, I. Watts und G. D. Tsakiris, *Optimizing Harmonics from Solid Targets*, AIP Conference Proceedings **426**, 264 (1998).
- [22] G. Patterson, M. D. Perry und E. M. Campbell, Proc. SPIE **1040**, 160 (1989).
- [23] V. G. Dimitriev, G. G. Gurzadyan und D. N. Nikogosyan, *Handbook of Non-linear Optical Crystals* (Springer, Berlin, 1991).
- [24] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1983).
- [25] H. Hügel, *Strahlwerkzeug Laser* (Teubner, Stuttgart, 1992).
- [26] E. Gaizauskas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, A. Piskarskas, S. Kohlweyer und G. D. Tsakiris, *Influence of spatial distribution and pedestal of femtosecond terawatt pulses on frequency doubling efficiency*, Lithuanian J. Phys. **36**, 307 (1996).
- [27] V. Krylov, A. Rebane, A. G. Kalintsev, H. Schwoerer und U. P. Wild, *Second-harmonic generation of amplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses*, Opt. Lett. **20**, 198 (1995).
- [28] Z. Bor, *Distortion of femtosecond laser pulses in lenses and lens systems*, J. Mod. Opt. **35**, 1907 (1988).
- [29] Z. Bor, *Distortion of femtosecond laser pulses in lenses*, Opt. Lett. **14**, 119 (1989).
- [30] S. Szatmari und G. Kühnle, *Pulse front and pulse duration distortion in refractive optics, and its compensation*, Opt. Commun. **69**, 60 (1988).
- [31] Hrsg. vom Wiss. Rat d. DUDEN Red., *DUDEN BAND 1* (Bibliographisches Institut, Mannheim/Wien/Zürich, 1986).
- [32] S. Borik, *Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern* (Teubner, Stuttgart, 1993), pp. 78–82.
- [33] E. Hecht, *Optik* (Addison-Wesley, New York, 1989), p. 482.

- [34] W. B. Wetherell, in *Applied Optics and Optical Engineering*, edited by R. R. Shannon und J. C. Wyant (Academic Press, Inc., San Diego, 1980), Vol. 7, Chap. 6, pp. 172–316.
- [35] T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, I. Uschmann, D. Altenbernd, U. Teubner, P. Gibbon, E. Förster, G. Malka und J. L. Miquel, *Onset of diffuse reflectivity and fast electron flux inhibition in 528-nm-laser-solid interactions at ultrahigh intensity*, Phys. Rev. E **56**, 4608 (1997).
- [36] D. F. Price, R. M. More, R. S. Walling, G. Guethlein, R. L. Shepherd, R. E. Stewart und W. E. White, *Absorption of Ultrashort Laser Pulses by Solid Targets Heated Rapidly to Temperatures 1-1000 eV*, Phys. Rev. Lett. **75**, 252 (1995).
- [37] B. Y. Zeldovich, V. I. Popovichev, V. V. Ragulskii und F. Faisullov, *Connection Between the Wave Fronts of the Reflected and Exciting Light in Stimulated Mandel'shtam-Brillouin Scattering*, Sov. Phys. JETP **15**, 109 (1972).
- [38] B. H. Ripin, F. C. Young, J. A. Stamper, C. M. Armstrong, R. Decoste, E. A. McLean und S. E. Bodner, *Enhanced Backscatter with a Structured Laser Pulse*, Phys. Rev. Lett. **39**, 611 (1977).
- [39] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, New York, 1988).
- [40] A. P. Fews, M. J. Lamb und M. Savage, *Thermonuclear particle imaging by maximum entropy*, Opt. Commun. **94**, 259 (1992).
- [41] M. H. Key, K. Eidmann, C. Dorn und R. Sigel, *Space resolved x-ray measurements on laser produced plasmas*, Physics Lett. A **48**, 121 (1974).
- [42] K. Eidmann, M. Kühne, P. Müller und G. D. Tsakiris, *Characterization of Pinhole Transmission Gratings*, J. X-Ray Sci. Tech. **2**, 259 (1990).
- [43] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillating Counting* (Pergamon Press Ltd., Oxford, 1964).
- [44] G. Elwert, *Die weiche Röntgenstrahlung der ungestörten Sonnenkorona*, Z. Naturforsch. **9a**, 637 (1954).
- [45] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill, New York, 1964).

- [46] P. Mulser, R. Sigel und S. Witkowski, *Plasma Production By Laser*, Phys. Rep. (Sect. C of Phys. Lett.) **6**, 187 (1973).
- [47] A. J. Meyerott, P. C. Fisher und D. T. Roethig, *Plastic Scintillator Response to 1-10 keV Photons*, Rev. Sci. Instrum. **35**, 669 (1964).
- [48] K. J. Roulston und S. J. H. Nagvi, *Nucleonics* **15**, 86 (1957).
- [49] W. J. Veigele, *X-ray cross section compilation from 0.1 keV to 1 MeV, discussion and results* (Kaman Sciences Corporation, Colorado Springs, 1971).
- [50] E. Fill, H. Stephan, P. Predehl, G. Pretzler, K. Eidmann und A. Saemann, *Transmission grating spectroscopy in the 10 keV-range*, submitted to Rev. Sci. Instrum. (1998).
- [51] H. W. Schnopper, L. P. Van-Speybroeck, J. P. Delvaille, A. Epstein, E. Källne, R. Z. Bachrach, J. Dijkstra und L. Lantward, *Diffraction grating transmission efficiencies for XUV and soft x rays*, Appl. Opt. **16**, 1088 (1977).
- [52] R. J. Fonck, A. T. Ramsey und R. V. Yelle, *Multichannel grazing-incidence spectrometer for plasma impurity diagnosis: SPRED*, Appl. Opt. **21**, 2115 (1982).
- [53] T. Kita, T. Harada, N. Nakano und H. Kuroda, *Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings for a flat-field grazing-incidence spectrograph*, Appl. Opt. **22**, 512 (1983).
- [54] M. C. Hettrick, J. H. Underwood, P. J. Batson und M. J. Eckart, *Resolving power of 35000 (5mÅ) in the extreme ultraviolet employing a grazing incidence spectrometer*, Appl. Opt. **27**, 200 (1988).
- [55] T. Harada und T. Kita, *Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings*, Appl. Opt. **19**, 3987 (1980).
- [56] W. Schwanda und K. Eidmann, *Characterization of a Flat-Field Grazing-Incidence XUV Spectrometer*, J. X-Ray Sci. Technol. **4**, 8 (1993).
- [57] A. Saemann und K. Eidmann, *Absolute calibration of a flat field spectrometer in the wavelength range 10-70 Å*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 1949 (1998).
- [58] P. Kirkpatrick und A. V. Baez, *Formation of Optical Images by X-Rays*, J. Opt. Soc. Am. **38**, 766 (1948).

- [59] A. G. Michette, *Optical systems for soft x rays* (Plenum Press, New York, 1986).
- [60] A. G. Michette und C. J. Buckley, *X-ray science and technology* (IOP Publishing Ltd., Bristol, 1993).
- [61] L. v. Hámos, *Röntgenspektroskopie und Abbildung mittels gekrümmter Kristallreflektoren. Kurze Originalmitteilungen.*, Naturwissenschaften **20**, 705 (1932).
- [62] L. v. Hámos, *Röntgenspektroskopie und Abbildung mittels gekrümmter Kristallreflektoren*, Ann. Phys. **17**, 716 (1933).
- [63] M. A. Blochin, *Methoden der Röntgenspektralanalyse* (Teubner, Leipzig, 1963).
- [64] H. Cole und N. R. Stemple, *Effect of Crystal Perfection and Polarity on Absorption Edges Seen in Bragg Diffraction*, J. Appl. Phys. **33**, 2227 (1962).
- [65] Z. G. Pinsker, *Dynamical Scattering of X-Rays in Crystals* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978).
- [66] I. Uschmann, E. Förster, K. Gäbel, G. Hölzer und M. Ensslen, *X-ray Reflection Properties of Elastically Bent Perfect Crystals in Bragg Geometry*, J. Appl. Cryst. **26**, 405 (1993).
- [67] G. Hölzer, O. Wehrhan und E. Förster, *Characterization of Flat and Bent Crystals for X-ray Spectroscopy and Imaging*, Cryst. Res. Technol. **33**, 555 (1998).
- [68] U. Teubner, T. Misalla, I. Uschmann, E. Förster, W. Theobald und C. Wülker, *X-ray spectra from highly ionized dense plasmas produced by ultrashort laser pulses*, Appl. Phys. B **62**, 213 (1996).
- [69] E. Förster, J. Heinisch, P. Heist, G. Hölzer, I. Uschmann, F. Scholze und F. Schäfers, *Measurements of the Integrated Reflectivity of Elastically Bent Crystals*, BESSY Annu. Rep. 481 (1992).
- [70] Y. Li, G. D. Tsakiris und R. Sigel, *Self-calibration of a thinned, backside illuminated charge coupled devices in the soft x-ray region*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 80 (1995).

- [71] B. L. Henke, J. Y. Uejio, G. F. Stone, C. H. Dittmore und F. G. Fujiwara, *High-energy x-ray response of photographic films: models and measurement*, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 1540 (1986).
- [72] B. L. Henke, S. L. Kwok, J. Y. Uejio, H. T. Yamada und G. C. Young, *Low-energy x-ray response of photographic films. I. Mathematical models*, J. Opt. Soc. Am. B **1**, 818 (1984).
- [73] B. L. Henke, F. G. Fujiwara, M. A. Tester, C. H. Dittmore und M. A. Palmer, *Low-energy x-ray response of photographic films. II. Experimental characterization*, J. Opt. Soc. Am. B **1**, 828 (1984).
- [74] P. Gallant, Z. Jiang, J. Fuchs, J. C. Kieffer, H. Pépin, D. Gontier, A. Mens, N. Blanchot, J. L. Miquel, J. F. Pelletier und M. Sutton, *Sub-Picosecond Time resolved X-ray Spectroscopy of Plasmas Produced by High Intensity Ultrashort laser Pulses*, SPIE **3157**, 44 (1997).
- [75] C. Y. Côté, D. Kaplan, M. Bouvier, K. Eidmann und J. C. Kieffer, *A laser-triggered ultrafast streak camera for the measurement of ultrafast events on the femtosecond time scale*, Proceedings of the SPIE-Laser and Material in Industry and Opto-Contact Workshop, Québec City, July (1998).
- [76] W. Knox und G. Mourou, *A simple jitter-free picosecond streak camera*, Opt. Commun. **37**, 203 (1981).
- [77] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse und L. I. Rudinski, *Resonant Absorption of Laser Light by Plasma Targets*, Phys. Rev. Lett. **28**, 795 (1972).
- [78] D. W. Forslund, J. M. Kindel, K. Lee, E. L. Lindemann und R. L. Morse, *Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma*, Phys. Rev. A **11**, 679 (1975).
- [79] T. Speziale und P. J. Catto, *Linear wave conversion in an unmagnetized, collisionless plasma*, Phys. Fluids **20**, 990 (1977).
- [80] H. J. Kull, *Linear mode conversion in laser plasmas*, Phys. Fluids **26**, 1881 (1983).
- [81] M. Zepf, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D. M. Chambers, P. A. Norreys, U. Andiel, A. E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek,

- J. S. Wark und K. Witte, *Role of the plasma scale length in the harmonic generation from solid targets*, Phys. Rev. E **58**, R5253, (1998).
- [82] A. Saemann und K. Eidmann, *X-ray emission from metallic (Al) and dielectric (glass) targets irradiated by intense ultrashort laser pulses*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1334 (1998).
- [83] A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre, F. Fallies, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon und A. Antonetti, *Efficient K_α x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas*, Phys. Rev. E **50**, 2200 (1994).
- [84] A. Zigler, P. G. Burkhalter, D. J. Nagel, M. D. Rosen, K. Boyer, G. Gibson, T. S. Luk, A. McPherson und C. K. Rhodes, *Measurement of energy penetration depth of subpicosecond laser energy into solid density matter*, Appl. Phys. Lett. **59**, 534 (1991).
- [85] Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, O. Peyrusse, D. Gilles, G. Korn, A. Maksimchuk, S. Coe und G. Mourou, *X-ray spectroscopy of hot solid density plasmas produced by subpicosecond high contrast laser pulses at $10^{18} - 10^{19} \text{ W/cm}^2$* , Phys. Plasmas **2**, 1702 (1995).
- [86] J. C. Kieffer, Z. Jiang, A. Ikhlef, C. Y. Côté und O. Peyrusse, *Picosecond dynamics of a hot solid-density plasma*, J. Opt. Soc. Am. B **13**, 132 (1996).
- [87] A. Saemann und K. Eidmann, *Soft x-ray spectroscopy and heat transport in plasmas created by high-contrast fs-laser pulses*, AIP Conference Proceedings **426**, 264 (1998).
- [88] D. Kühlke, U. Herpers und D. von der Linde, *Soft x-ray emission from subpicosecond laser-produced plasmas*, Appl. Phys. Lett. **50**, 1785 (1987).
- [89] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn und R. W. Falcone, *X-Ray Emission Studies of Sub-Picosecond Laser Produced Plasmas*, OSA Proceedings on Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications Vol. **2**, 189 (1988).
- [90] P. Audebert, J. P. Geindre, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz, J. P. Chambaret und A. Antonetti, *High-Resolution X-Ray Spectroscopy of a 80 fs Laser-Produced Al Plasma*, Europhys. Lett. **19**, 189 (1992).

- [91] J. C. Gauthier, J. P. Geindre, P. Audebert, S. Bastiani, C. Quoi, G. G. A. Mysyrowicz, A. Antonetti und R. C. Mancini, *Theoretical and experimental studies of laser-produced plasmas driven by high-intensity femtosecond laser pulses*, Phys. Plasmas **4**, 1811 (1997).
- [92] R. Ramis, R. Schmalz und J. Meyer-ter-Vehn, *MULTI - A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*, Comp. Phys. Commun. **49**, 475 (1988).
- [93] *Report LALP-83-4* (T4 Group, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, 1983).
- [94] K. Eidmann, *Radiation transport and atomic physics modeling in high-energy-density laser-produced plasmas*, Laser Part. Beams **12**, 223 (1994).
- [95] R. D. Richtmyer und K. W. Morton, *Difference Methods for Initial-Value Problems* (Interscience, New York, 1967).
- [96] E. M. Epperlein, *Fokker-Planck modeling of electron transport in laser-produced plasmas*, Laser Part. Beams **12**, 257 (1994).
- [97] P. Mora und J. F. Luciani, *Nonlocal electron transport in laser created plasmas*, Laser Part. Beams **12**, 387 (1994).
- [98] A. R. Bell, J. R. Davies, S. Guerin und H. Ruhl, *Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser-solid experiments*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 653 (1997).
- [99] J. R. Davies, A. R. Bell, M. G. Haines und S. M. Guerin, *Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets*, Phys. Rev. E **56**, 7193 (1997).
- [100] S. I. Braginskii, in *Reviews of plasma physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1965), Vol. 1, pp. 205-311.
- [101] R. W. Lee, B. L. Whitten und R. E. Strout, *SPECTRA - A model for K-shell spectroscopy*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **32**, 91 (1984).
- [102] R. W. Lee, *Plasma line shapes for selected transitions in Hydrogen-, Helium-, and Lithium-like ions*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **40**, 561 (1988).
- [103] R. W. Lee und J. T. Larsen, *A time-dependent model for plasma spectroscopy of K-shell emitters*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **56**, 535 (1996).

- [104] G. Guethlein, M. E. Foord und D. Price, *Electron Temperature Measurements of Solid Density Plasmas Produced by Intense Ultrashort Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1055 (1996).
- [105] W. M. Manheimer, *Energy flux limitation by ion acoustic turbulence in laser fusion schemes*, Phys. Fluids **20**, 265 (1977).
- [106] Y. B. Zeldovich und Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Vol. II* (Academic Press, New York and London, 1967), p. 652.
- [107] M. D. Rosen, *Scaling laws for femtosecond laser-plasma interactions*, Proc. SPIE **1229**, 160 (1990).
- [108] C. Y. Côté, J. C. Kieffer und O. Peyrusse, *Picosecond time-resolved spectroscopy of a controlled preformed plasma heated by an intense sunpicosecond laser pulse*, Phys. Rev. E **56**, 992 (1997).
- [109] Z. Jiang, P. Gallant, J. C. Kieffer, H. Pépin, O. Peyrusse und J. L. Miquel, *Isochoric Heating of Solid Density Matter with Ultra-High Intensity Femtosecond Laser*, AIP Conference Proceedings **426**, 231 (1998).
- [110] R. D. Evans, *The Atomic Nucleus* (McGraw-Hill, New York, 1955).
- [111] X. Long, M. Liu, F. Ho und X. Peng, *Cross sections for K-shell ionisation by electron impact*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **45**, 353 (1990).
- [112] M. J. Berger und S. M. Seltzer, in *Studies in penetration of charged particles in matter*, edited by U. Fano (National Academy of Sciences - National Research Council, Washington, DC, 1964), Vol. 1133, Chap. 10, pp. 205–265.
- [113] L. V. Spencer, *Energy dissipation by fast electrons* (National Bureau of Standards Monograph No. 1, Washington, DC, 1959).
- [114] J. D. Hares, *Transport studies in laser plasma interactions* (Thesis, Imperial College London, 1980).
- [115] B. Edlén und F. Tyrén, Nature **143**, 940 (1939).
- [116] A. H. Gabriel und C. Jordan, *Long Wavelength Satellites to the He-like Ion Resonance Lines in the Laboratory and in the Sun*, Nature **221**, 947 (1969).

- [117] A. Saemann, K. Eidmann, I. E. Golovkin, R. C. Mancini, E. Andersson, E. Förster und K. Witte, *Isochoric Heating of Solid Aluminum by Ultrashort Laser Pulses Focused on a Tamped Target*, submitted to Phys. Rev. E, Rapid Commun. (1998).
- [118] H. F. Berg, A. W. Ali, R. Lincke und H. R. Griem, *Measurement of Stark Profiles of Neutral and Ionized Helium and Hydrogen Lines from Shock-Heated Plasmas in Electromagnetic T Tubes*, Phys. Rev. **125**, 199 (1962).
- [119] H. Nguyen, M. Koenig, D. Benredjem, M. Caby und G. Coulaud, *Atomic structure and polarization line shift in dense and hot plasmas*, Phys. Rev. A **33**, 1279 (1986).
- [120] M. Koenig, P. Malnault und H. Nguyen, *Atomic structure and line broadening of He-like ions in hot and dense plasmas*, Phys. Rev. A **38**, 2089 (1988).
- [121] S. Ichimaru, *Statistical Plasma Physics Volume II: Condensed Plasmas* (Addison-Wesley, Tokyo, 1994).
- [122] T. Mayer-Kuckuck, *Atomphysik* (B. G. Teubner, Stuttgart, 1985).
- [123] M. Nantel, G. Ma, C. Y. Côté, J. Itatani, T. Buma, A. Maksimchuk und D. Umstadter, *Experimental study of continuum lowering*, SPIE **3157**, 93 (1997).
- [124] D. R. Inglis und E. Teller, *Ionic depression of series limits in one-electron spectra*, Astrophys. J. **90**, 439 (1939).
- [125] W. C. Mead, E. K. Stover, R. L. Kauffman, H. N. Kornblum und B. F. Lasinski, *Modeling, measurements, and analysis of x-ray emission from 0.26 μ m-laser-irradiated gold disks*, Phys. Rev. A **38**, 5275 (1988).
- [126] K. Eidmann und W. Schwanda, *Conversion of laser light into soft X rays with 3-ns and 30-ps laser pulses*, Laser Part. Beams **9**, 551 (1991).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ) in Garching bei München durchgeführt.

Mein Dank gilt zuerst Herrn Prof. Dr. Peter Mulser für die bereitwillige Übernahme der Betreuung und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Den Herren Dr. Klaus Eidmann und Prof. Dr. Klaus Witte möchte ich ganz besonders danken für die Vergabe des Themas der Arbeit, für das hervorragende Arbeitsklima in der Laserplasma-Gruppe und für die stete Bereitschaft mit Rat und Tat zum Gelingen der Arbeit beizutragen.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Seelig danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Dem Direktorium des MPQ möchte ich für die Vergabe eines Promotionsstipendiums danken, welches mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte.

Weiterhin möchte ich danken:

Den Herren Josef Bayerl, Alois Böswald, Walter Fölsner, Harald Haas, Peter Sachsenmair und Helmut Stehbeck für die hilfreiche technische Unterstützung,

Dipl.-Phys. Ulrich Andiel, Dipl.-Phys. Andreas Kemp, Dipl.-Phys. Robert Pfund und Frau Gertrud Prüfke für die kritische Durchsicht des Manuskripts,

den Mitgliedern der Arbeitsgruppe für das freundliche Arbeitsklima,

und schließlich meinen Eltern für den persönlichen Rückhalt während der Zeit dieser Arbeit.



