



MASTERARBEIT

---

# Durch Nanosekundenlaser erzeugte Röntgenquellen zur Diagnostik dichter Plasmen bei FAIR

---

*Verfasser:*  
Leon Geiger

*Betreuer:*  
Dr. Paul Neumayer

*Durchgeführt am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung  
in Darmstadt  
zum Erhalt des Abschlusses Master of Science*

Institut für Angewandte Physik (IAP)

August 2020



# **Selbstständigkeitserklärung nach §30 (12) Ordnung für den Masterstudiengang**

Hiermit versichere ich, Leon Geiger, dass die vorliegende Arbeit nach den Regeln der guten wissenschaftlichen Praxis selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst wurde. Alle Stellen, Bilder und Zeichnungen, die wörtlich oder sinngemäß Veröffentlichungen oder anderen fremden Texten entnommen wurden, habe ich als solche unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht. Ferner erkläre ich, dass diese Arbeit - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfungs- oder Studienleistung verwendet wurde.

---

Ort, Datum und Unterschrift



# Konstanten und Symbole

Lichtgeschwindigkeit	$c_0 = 2,997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Plancksches Wirkungsquantum	$h = 6,626\,07 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Elementarladung	$e = 1,602\,26 \times 10^{-19} \text{ C}$
Rydbergkonstante	$R_y = 13,606 \text{ eV}$
Atomare Masseneinheit	$u = 1,661 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Avogadro-Konstante	$N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Bohr-Radius	$a_0 = 5,291 \times 10^{-11} \text{ m}$
Boltzmann-Konstante	$k_B = 1,381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
Elektronenmasse	$m_e = 9,109 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Braggwinkel	$\theta$
Ladung/Ionenladung	$Z$
Frequenz	$\nu, \omega$
Temperatur	$T$
Elektronentemperatur	$T_e$
Elektronendichte	$N_e$
Wellenlänge	$\lambda$
Relative Atommasse	$A_u$
Ortsvektor	$\vec{r}$
Geschwindigkeitsvektor	$\vec{v}$
Wellenzahl	$k$
Oszillatorstärke	$f_{osc}$
Elektrische Feldstärke	$\vec{E}$
Magnetische Flussdichte	$\vec{B}$
Stoffmenge	$n$
Volumen	$V$
Wärmekapazität bei $V = \text{const.}$	$C_v$



# Inhaltsverzeichnis

<b>Konstanten und Symbole</b>	<b>v</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Physikalischer Hintergrund</b>	<b>3</b>
2.1 Grundlagen zum Plasma . . . . .	3
2.1.1 Ionisationszustände und Emissionsübergänge . . . . .	5
2.1.2 Wechselwirkungsprozesse im Plasma . . . . .	6
2.1.3 Die Stoßraten im Plasma und die Regemorter-Formel . . . . .	9
2.2 Laser-Materie-Wechselwirkung . . . . .	9
2.2.1 Erzeugung eines Plasmas mithilfe eines Lasers . . . . .	9
2.2.2 Die Hydrodynamik eines Schocks . . . . .	11
2.2.3 Temperatur eines lasererzeugten Plasmas . . . . .	12
2.3 Die K- $\alpha$ -Emission und das Photopumping . . . . .	13
2.4 Ausführung und Zusammenfassung wichtiger Emissionslinien hochionisierten Ionen . . . . .	14
2.5 Röntgenbeugung und Braggbedingung . . . . .	14
2.5.1 Debye-Scherrer-Ringe . . . . .	15
2.6 Auflösung des HOPG-Spektrometers . . . . .	17
2.7 Pinhole-Kamera . . . . .	18
2.8 Grundlagen der Radiografie . . . . .	20
<b>3 Experimenteller Aufbau und Auswertungsmethoden</b>	<b>23</b>
3.1 Aufbau am Experimentierplatz Z6 . . . . .	23
3.1.1 Laserparameter . . . . .	25
3.1.2 Image Plate (IP) . . . . .	25
3.2 Das HOPG-Spektrometer . . . . .	26
3.2.1 Auswertung der Image Plates des HOPG-Spektrometers . . . . .	27
3.3 Pinhole-Kamera und Radiografie Aufbau . . . . .	29
3.3.1 Auswertungsmethoden der Quellgröße und Auflösung der Radiografie . . . . .	31
3.4 Beugungsbox . . . . .	32
3.4.1 Auswertungsmethode der Debye-Scherrer-Ringe . . . . .	33
<b>4 Auswertung der HOPG-Spektren</b>	<b>35</b>
4.1 Die He- $\alpha$ -Emissionen . . . . .	36
4.1.1 Konversionseffizienz C.E. der He- $\alpha$ . . . . .	42
4.2 Auswertung der K- $\alpha$ -Emission und des Photopumpings . . . . .	48
4.2.1 Vergleich mit den theoretischen Erwartungen beim Photopumping	52
<b>5 Bestimmung der Quellgröße mit der Pinhole-Kamera</b>	<b>55</b>

<b>6 Radiografie von Nadel und Folienstapel</b>	<b>59</b>
6.1 Auflösung und Quellgröße aus der Nadelabbildung . . . . .	59
6.2 Folienstapel . . . . .	60
<b>7 Auswertung der Röntgenbeugung</b>	<b>63</b>
<b>8 Ausblick</b>	<b>65</b>
<b>A Transmissionskurven und Dämpfungslänge</b>	<b>67</b>
<b>B Tabelle der Emissionslinien</b>	<b>73</b>
<b>C Linienverbreiterungen <math>\Delta E</math></b>	<b>75</b>
<b>Literatur</b>	<b>77</b>
<b>Danksagung</b>	<b>79</b>

## Kapitel 1

# Einleitung

Ziel dieser Arbeit ist die Demonstration von Analysemethoden, die auf lasererzeugten Röntgenquellen basieren. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeföhrten Vorexperimente zur Emissionsstärke, Emissionsgröße, Radiografie und Beugung sollen helfen, die Diagnostiken für die plasmaphysikalischen Experimente bei HED@FAIR an der GSI in Darmstadt-Wixhausen zu entwickeln. FAIR steht für Facility for Antiproton and Ion Research und dient zur Erforschung von Materie unter extremen Bedingungen wie hohem Druck, Dichte und Temperatur. Solche Zustände der Materie werden als HED (engl. "high energy density") bezeichnet und kommen häufig im Universum vor. Beispielsweise im Inneren von Sternen, braunen und roten Zwergen und Planeten. Auf der Erde werden diese Untersuchungen an HED-Materie für die Interialfusion (ICF), intensive Laser-Materie-Wechselwirkungen und schockgetriebene Hochentropie-Zustände benötigt. Das Besondere an HED@FAIR ist hierbei, dass ein Hochenergielaser (PHELIX) und ein intensiver Ionenstrahl gleichzeitig an Laborexperimenten genutzt werden können. Informationen über alle Inhalte des Projekt finden sich in [Sch+20]. Zum Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit befindet sich FAIR noch in Bau. Die Fertigstellung soll 2025 erfolgen.

Die Arbeitsgruppe Plasmaphysik an der GSI möchte als Teil der internationalen Kolaboration HED@FAIR warme dichte Materie (WDM) durch das Heizen eines Festkörpertargets mit einem Ionenstrahl erzeugen. WDM befindet sich vermutlich im Inneren von großen Gasplaneten wie Jupiter. Hier werden Bedingungen bis zu 100 Mbar Druck, mehrfache Festkörperfichten und Temperaturen zwischen 1 und 10 eV vermutet. Die folgenden Experimente an HED@FAIR sollen helfen die fundamentalen thermodynamischen Eigenschaften der WDM zu verstehen, um zum Beispiel das Planeteninnere modellieren zu können. Auch stark gekoppelte Plasmen zählen zur WDM. Hierbei ist die potentielle Coulombenergie gleich oder größer der thermischen Energie ( $\Gamma = E_{Coulomb}/E_{therm.} \geq 1$ ). Die langreichweitige Interaktion des Coulombpotentials ist relevant bei der Betrachtung eines solchen Plasmas. Die Annahmen für das ideale Plasma, welches von der thermischen Energie dominiert wird, gelten in diesem Fall nicht mehr. Außerdem sind die Elektronen in einem stark gekoppelten Plasma teilweise entartet, was eine quantenmechanische Beschreibung erfordert. Anhand der HED@FAIR-Experimente kann das Verständnis dieser Materiezustände und die zugehörige Theorie verbessert werden. [Sch+20]

Bereits 2021 sollen Vorexperimente mit geringen Ionenstrahlintensitäten durchgeföhrt werden. Um die Vorgänge in der WDM zu verstehen, werden röntgenbasierte Diagnosemethoden wie Radiografie, Röntgenbeugung und Streuung angewendet. Röntgenstrahlung ist hierzu gut geeignet, da diese auch bei hohen Dichten transmittiert wird. Als Quelle für Röntgenemissionen kann ein lasererzeugtes Plasma verwendet werden. Dieses hat den Vorteil, deutlich intensiver als handelsübliche Quellen zu sein, wodurch

eine bessere Auflösung und kürzere Belichtungszeiten möglich sind. Vor diesem Hintergrund werden an der GSI Vorexperimente zu lasererzeugten Röntgenquellen durchgeführt. Ein Teil der Vorexperimente zur Optimierung von intensiven lasererzeugten Röntgenquellen wird in dieser Arbeit behandelt.

## Kapitel 2

# Physikalischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden zunächst Grundlagen zum Plasma und die Wechselwirkungsprozesse beschrieben. Darauf folgt die Theorie zu der Erzeugung von Plasmen mithilfe eines Lasers. Es wird auch auf die Emissionen eines lasererzeugten Plasmas eingegangen. Gegen Ende wird die Theorie der Diagnostiken beschrieben. Diese sind das HOPG-Spektrometer, die Röntgenbeugung (Debye-Sherrer-Ringe), die Pinhole-Kamera und die Radiografie.

### 2.1 Grundlagen zum Plasma

Ein Plasma beschreibt einen Vielteilchenzustand, bei dem die Elektronen eines Atoms teilweise oder auch vollständig vom Atomkern gelöst sind. Daher liegen die atomaren Bestandteile als freie Elektronen und Ionen im Plasma vor. Es können sich aber auch noch vollständige Atome im Plasma befinden. Die freien Ladungsträger sorgen für die Leitfähigkeit des Plasmas und haben elektrische und magnetische Wechselwirkungen zur Folge. Von außen betrachtet muss ein Plasma neutral sein, damit die Bedingung der Quasineutralität erfüllt ist. Die Quasineutralität ist erfüllt, wenn sich deutlich mehr als ein Teilchen in der Debye-Kugel befinden ( $N_D \gg 1$ ). Hierbei ist der Radius der Debye-Kugel die Debye-Länge  $\lambda_D$ . Diese gibt an, ab wann das elektrische Feld einer Ladung auf den  $1/e$ -Teil abgefallen ist. Aufgrund der Trägheit der Ionen dominieren vor allem die Elektronen die vorhandenen Wechselwirkungsprozesse. Die Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  sind daher wichtige Eigenschaften für die Beschreibung eines Plasmas. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen entspricht im Gleichgewicht der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Nach dieser wird die Verteilungskurve mit steigender Temperatur flacher, woraus sich eine zunehmende Angleichung der Elektronengeschwindigkeiten ergibt.

Aufgrund von Ionisation und Strahlungsverlusten befinden sich die meisten Laborplasmen nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Damit analytische Berechnungen zur Plasmaentwicklung durchgeführt werden können, müssen diese in Untergruppen des thermodynamischen Gleichgewichts eingeteilt werden. Zum Beispiel in die Untergruppen: lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) und koronales Gleichgewicht. In einem koronalen Plasma dominiert die Strahlung, in einem LTE-Plasma (Boltzmannverteilung der Elektronenenergie) die Kollisionen der Elektronen. In einem lasererzeugten Plasma liegen verschiedene Zonen mit starken Temperatur- und Druckgradienten vor. Daher lässt sich dieses nicht eindeutig in eine der Untergruppen zuordnen. Weder die Strahlung noch die Kollision dominiert das Laserplasma. Genauer gesagt, die Strahlungsabregung der Ionen ist gleich groß wie die Abregung durch Kollision. Da kein Effekt dominiert, können auch keine Vereinfachungen getroffen werden, welche zur analytischen Lösung führen. Aus diesem Grund müssen die Ionisationszustände und Emissionen eines lasererzeugte Plasmen numerisch berechnet werden. Ein Programm zur Berechnung solcher Plasmen ist FlyCHK [20d]. [Ros19]

Die kollektive Verschiebung der Elektronen zu den Ionen wird als Plasmafrequenz  $\omega_{pe}$  bezeichnet. Die Ionen können aufgrund der deutlich höheren Masse und der damit verbundenen Trägheit als stationär angesehen werden.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_r \epsilon_0 m_e}} \quad (2.1)$$

Die Elektronen schwingen im elektrischen Feld des Lasers. Die Ionen werden auch vom elektrischen Feld beeinflusst, aber aufgrund der deutlich höheren Masse ist der Einfluss sehr gering. Deshalb sind die Elektronen jene Teilchen, die hauptsächlich mit dem Laser wechselwirken und durch die Absorption des Lasers ihre kinetische Energie erhöhen. In Abschnitt 2.2 wird die Laser-Materie-Wechselwirkung genauer erläutert. Eine Eigenschaft eines lasererzeugten Plasmas ist, dass die Elektronendichte zum Target hin zunimmt. Der Laser kann aber nur bis zur kritischen Dichte  $n_c$  in das Plasma eindringen. An der kritischen Dichte ist die Laserfrequenz  $\omega_{laser}$  gleich der Plasmafrequenz  $\omega_{pe}$ . Das Plasma steht dort in Resonanz mit dem Laser. Die kritische Dichte berechnet sich aus der Laserfrequenz  $\omega_L$  bzw. der Laserwellenlänge  $\lambda$  [DDH06]:

$$n_c = \frac{4\pi^2 c^2}{\lambda^2} \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} = \frac{1,148 \cdot 10^{15} m^{-3}}{\lambda^2} \quad (2.2)$$

Der Brechungsindex  $\eta$  ändert sich mit der Elektronendichte  $n_e$ :

$$\eta = \sqrt{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)} \quad (2.3)$$

### Theoretische Beschreibung eines Plasmas

Ein Plasma ist ein System mit einer großen Anzahl an Teilchen  $N$ , die durch elektromagnetische Wechselwirkung aneinander gebunden sind. Um den Fluss der Teilchen im Phasenraum zu beschreiben, wird eine Anzahl von  $6N$  Koordinaten benötigt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines solchen Systems sieht wie folgt aus:

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 r d^3 v \quad (2.4)$$

Eine Integration über jeweils drei Dimensionen im Raum  $d^3 r$  und in der Geschwindigkeit  $d^3 v$  ergibt die Gesamtteilchenzahl  $N$ . Die Verteilung der energetischen Teilchen kann mit der Boltzmann-Transportgleichung beschrieben werden [DDH06]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_r f + \vec{h} \cdot \nabla_v f = \frac{\delta f}{\delta t} \quad (2.5)$$

$\vec{h}$  ist die Beschleunigung. Für ein Plasma wird die Lorentzkraft eingesetzt:

$$\vec{h} = \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.6)$$

Für ein kollisionsfreies Plasma wäre  $\frac{\delta f}{\delta t} = 0$  notwendig. Bei einem lasererzeugten Plasma handelt es sich um ein Kollisionsplasma, weshalb die rechte Seite der Gleichung 2.5 durch Kollisionsterme ersetzt wird.

Aus den Geschwindigkeitsmomenten der Boltzmann-Gleichung 2.5 können die Massendichte  $\rho$  und die Flussgeschwindigkeit  $\vec{u}$  berechnet werden. Die einzelnen Teilchen werden zu einem lokalen Volumen aufsummiert und die kollektive Bewegung mit der Flussgeschwindigkeit beschrieben.

Aus den ersten drei Geschwindigkeitsmomenten folgt: [Neu19]

$$\begin{aligned} \text{Massendichte: } \rho &= mn = m \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v \\ \text{Impulsdichte: } \rho \vec{u} &= m \int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v \\ \text{kin. Energiedichte: } \rho \vec{u}^2 &= m \int |\vec{v}|^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v \end{aligned} \quad (2.7)$$

Für das Plasmavolumen der Dichte  $\rho$  gelten die bekannten Erhaltungssätze:

$$\begin{aligned} \text{Massenerhaltung: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\ \text{Impulserhaltung: } \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} &= -\nabla p + \vec{F} \\ \text{Energieerhaltung: } \frac{\partial}{\partial t} [\rho(\epsilon + u^2/2)] + \nabla \cdot [\rho \vec{u}(\epsilon + u^2/2) + P \vec{u} + q_H + q_{rad}] &= q_{ext} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Um dieses Gleichungssystem mit sechs Unbekannten lösen zu können, benötigt man eine Zustandsgleichung (EOS, engl. „Equation Of State“). Die gesuchte EOS muss Relationen für die innere Energie  $\epsilon$  bzw. die Dichte  $\rho$  und den Druck  $P$  mitbringen. Der einfachste Fall wäre ein ideales Gas:

$$P = nk_b T \quad \text{und} \quad \epsilon = C_v T \quad (2.9)$$

### 2.1.1 Ionisationszustände und Emissionsübergänge

Die Erzeugung von Plasmen mit intensiven Lasern generiert hohe Temperaturen, aus denen hohe Ionisationszustände der im Plasma enthaltenen Ionen resultieren.

Im Folgenden werden die Begriffe lithium-, helium- und wasserstoffartige Ionen erläutert. Zunächst werden die Ionenladung  $Z_{Ion}$  sowie die spektroskopische Ionenladung  $Z_{spec}$  definiert.  $Z_{spec}$  stellt die abgeschirmte Kernladung näherungsweise dar, wenn sich mehrere Elektronen im Ion befinden. Denn in diesem Fall sieht das äußere Elektron beim Übergang nur die abgeschirmte Kernladung. Die inneren Elektronen schirmen hierbei die Kernladung ab.  $Z_{spec}$  ist eine Näherung, die es ermöglicht die Bindungsenergie von Ionen mit zwei und drei Elektronen näherungsweise zu berechnen. Die Berechnung der tatsächlichen effektiven Ladung, welche auf ein äußeres Elektron wirkt, ist deutlich komplizierter.

$$Z_{Ion} = Z_{nukleo} - x \quad Z_{spec} = Z_{nukleo} - (x - 1) \quad (2.10)$$

$Z_{nukleo}$  ist die Kernladung.  $x$  ist die Anzahl der Elektronen im Ion.

Bei den lithiumartigen Ionen handelt es sich um Ionen, die durch die in Abschnitt 2.1.2 genannten Wechselwirkungen nur noch drei gebundene Elektronen haben ( $x = 3$ ). Ein heliumartiges Ion hat  $x = 2$  Elektronen. Ein wasserstoffartiges Ion besitzt ein Elektron, weshalb ein elektronischer Übergang in diesem auch lymanartiger Übergang genannt wird.

Für wasserstoffartige Ionen kann die Bindungsenergie äquivalent zum Wasserstoffatom berechnet werden [Ros19]:

$$E_{binding} = -R_y * \frac{Z^2}{n^2} \quad (2.11)$$

Beim Übergang eines Elektrons von Schale n zu m wird die Energie  $E_{mn}$  in Form eines Photons abgestrahlt.

$$E_{nm} = h\nu = -R_y Z^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad \text{for } n > m \quad (2.12)$$

Da die Rydbergformel nur für die wasserstoffartigen Ionen gilt, kann näherungsweise die Übergangsenergie für helium- und lithiumartige Ionen mit der spektroskopischen Kernladung  $Z_{spec}$  berechnet werden. Diese Näherung funktioniert gut für heliumartige Ionen, für lithiumartige Ionen nur ausreichend. Für ein Elektron in einem Wasserstoffatom gilt  $Z_{spec} = Z_{nukleo}$ . [Ros19]

Die Bindungs- und Übergangsenergien sind daher:

$$E_{binding} = -R_y * \frac{Z_{spec}^2}{n^2} \quad \text{und} \quad E_{nm} = h\nu = -R_y Z_{spec}^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (2.13)$$

### 2.1.2 Wechselwirkungsprozesse im Plasma

Im Plasma kommt es zu verschiedenen Wechselwirkungen zwischen Ionen, Elektronen und Photonen. Im weiteren Verlauf werden die Wechselwirkungsprozesse beschrieben (nach [Ros19]). Dabei wird zur Erklärung das Bohrsche Atommodell mit diskreten Positionen der Elektronen auf Kreisbahnen um das Atom angenommen.

#### An- und Abregung durch Kollision mit Elektronen



Die Stoßanregung eines Atom oder Ions geschieht durch eine freies Elektron, das einen Teil seiner kinetischen Energie bei der Wechselwirkung an ein gebundenes Elektron abgibt. Das freie Elektron wird im Coulombfeld des Atoms/Ions abgelenkt und besitzt danach eine geringere kinetische Energie. Das gebundene Elektron hat diese Energie zur Anregung auf eine höhere Schale genutzt.

Umgekehrt kann ein angeregtes Elektron durch Abregung ein freies Elektron, das sich im Coulombfeld des Atoms befindet, beschleunigen. Eine weitere Möglichkeit der Abregung besteht in dem elektronischen Übergang durch Fluoreszenz. Dieser Prozess ist für die diskrete Röntgenstrahlung in den hier erzeugten Laserplasmen verantwortlich. Bei der Fluoreszenz kommt es zu einer spontanen Abregung des Elektrons in eine niedrigere Schale. Hierbei wird ein Photon abgestrahlt.

#### Ionisation und Rekombination durch Kollision mit Elektronen



Ist der Energieübertrag beim Stoß eines freien Elektrons mit einem Atom oder Ion größer als die Bindungsenergie des gebundenen Elektrons, so kommt es zu einer Ionisation. Das gebundene Elektron wird dabei in das Kontinuum gehoben und hat damit keine feste Bindung mehr.

Der Rückprozess ist die 3-Körper-Rekombination. Hierbei wird ein freies Elektron an das Atom gebunden und die überschüssige Bindungsenergie an ein anderes freies Elektron gegeben, wodurch sich dessen kinetische Energie erhöht.

### Photoionisation und -rekombination



Ein Photon kann, sofern es eine höhere Energie als die Bindungsenergie des gebundenen Elektrons hat, jenes gebundene Elektron in das Kontinuum heben (Photoionisation). Umgekehrt wird ein Photon abgestrahlt, sobald ein freies Elektron in einer Schale gebunden wird.

### Auger-Effekt und dielektronische Rekombination



Zum Auger-Effekt bzw. Autoionisation kommt es, wenn ein angeregte Elektronen in eine niedrigere Schale wechselt und die überschüssige Energie an ein anderes Elektron überträgt. Falls die Energie größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist, wird dieses in das Kontinuum gehoben (strahlungsfreier Übergang). Dabei können sich beide Elektronen auch in einem angeregten Zustand befinden. Reicht die überschüssige Energie nicht aus, findet ein Strahlungsübergang (Fluoreszenz) statt.

Die dielektronische Rekombination beschreibt den Prozess, der zum doppelt angeregten Zustand führt. Durch den Elektroneneinfang ist ein Energieüberschuss gegeben, der ein gebundenes Elektron in eine höhere Schale hebt. Wichtig hierbei ist, dass sich das eingefangene Elektron bereits in einer höheren Schale, also angeregt, absetzt.

Der Auger-Effekt ist bei leichten Elementen dominanter als bei schweren. Dies ist mit der geringeren Bindungsenergie von niedrigeren Ordnungszahlen zu erklären. Abstrahierend lässt sich für die K-Schale feststellen, dass der Auger-Effekt bei Ordnungszahlen  $Z < 33$  überwiegt, bei  $Z = 33$  sind beide Effekte gleich wahrscheinlich und  $Z > 33$  der Strahlungsübergang (Fluoreszenz) dominiert.

In Abbildung 2.1 sind die Wahrscheinlichkeiten des Auger-Effekts und der Fluoreszenz in Abhängigkeit der Ordnungszahl  $Z$  aufgetragen. Zusätzlich ist in diesem Graph auch die Prozesswahrscheinlichkeit für die L-Schale eingezeichnet. In der L-Schale sind die Elektronen weniger stark gebunden, weshalb der Auger-Effekt deutlich länger dominant ist.

Anhand der Spektren können Rückschlüsse auf die Wechselwirkungen im Plasma gezogen werden. Die Emission von Photonen kann diskret als Linien oder kontinuierlich stattfinden. Diskrete Emissionen entstehen beim Übergang eines gebundenen Elektrons in eine niedrigere Schale. Ein gebunden-gebunden Übergang hat innerhalb der Energieunschärfe (natürliche Linienbreite) immer dieselbe Energiedifferenz. Die spontane Abregung eines gebunden-gebunden Übergangs nennt sich Fluoreszenz. Die kontinuierliche Emission entsteht durch Bremsstrahlung bei der Ablenkung von geladenen Teilchen, hauptsächlich Elektronen, sowie durch die Photorekombination.

Übergang	Strahlungsprozess	Spektrum
frei-frei	Bremsstrahlung	kontinuierlich
frei-gebunden	Photorekombination	kontinuierlich
gebunden-gebunden	spontane Emission stimulierte Emission stimulierte Absorbtion	diskret diskret diskret

Tabelle 2.1: Einteilung der Strahlungsprozesse [HS08].

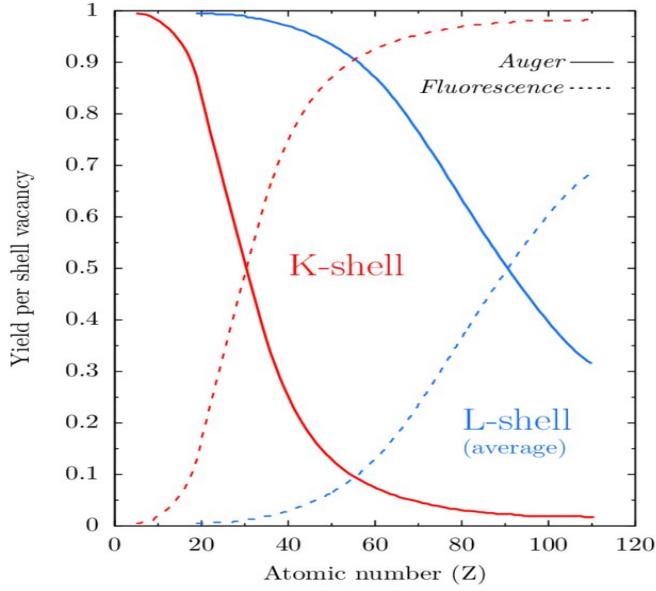


Abbildung 2.1: Wahrscheinlichkeit des Auger-Effekts und der Fluoreszenz für die K- und L-Schale. [Pug17]

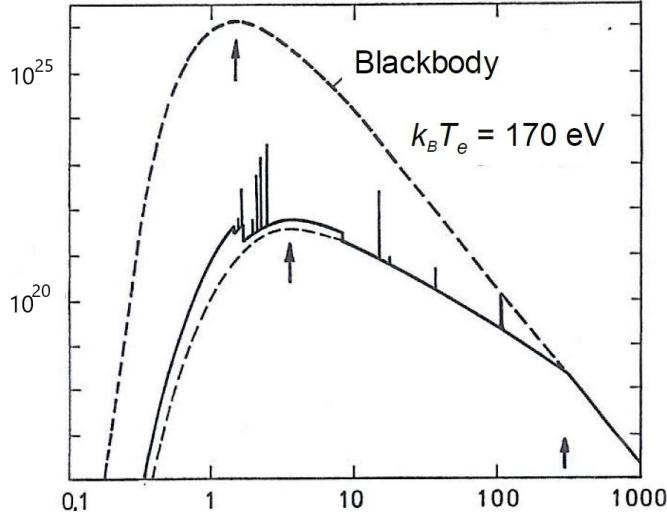


Abbildung 2.2: Intensität [ $\text{W}/\text{m}^3\text{sr}$ ] in Abhängigkeit der Wellenlänge [nm]. Diskrete und kontinuierliche Emission im Vergleich zur Schwarzkörperstrahlung bei gleicher Temperatur. [GG98]

In Abbildung 2.2 ist der Vergleich zwischen einem lasererzeugten Plasma und der Schwarzkörperstrahlung dargestellt. Bei der Schwarzkörperstrahlung liegt ein Gleichgewicht vor, die absorbierte Strahlung wird auch wieder emittiert. Das Schwarzkörperspektrum ist abhängig von der Temperatur. Im Gegensatz dazu befindet sich ein lasererzeugtes Plasma nicht im Gleichgewicht, folglich auch nicht im thermodynamischen Gleichgewicht.

Im Laserplasma ist bei gleicher Temperatur die Emissionsintensität über das ganze Spektrum geringer als die der Schwarzkörperstrahlung. Der Grund hierfür ist das

Nichtgleichgewicht, weil die Laserenergie auch in strahlungsfreien Prozessen (z.B. Ionisierung, Heizen der Elektronen) umgesetzt wird.

Des Weiteren sind in dieser Abbildung die kontinuierliche Emission durch Bremsstrahlung, die diskrete Emission (vertikale Linien) und die Rekombinationskanten (Stufen), die durch den Übergang zur nächsten Schale entstehen, sichtbar.

### 2.1.3 Die Stoßraten im Plasma und die Regemorter-Formel

Der Inhalt dieses Abschnitts stammt aus [Ros19].

Die Stoßrate  $R$  gibt die Anzahl der Elektronenstöße mit einem Atom oder Ion pro Sekunde an.

$$R = \int v \cdot \sigma(E) \cdot f_e(E) \cdot dE = N_e \langle v\sigma \rangle, \quad [R] = 1/s \quad (2.18)$$

Hierbei ist  $v$  die Elektronengeschwindigkeit mit der Energie  $E$ ,  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt und  $f_e(E)$  die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Die Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Verteilungsfunktion ist für die meisten Plasmen ausreichend.

Die Anregungsrate  $\langle v\sigma_{ex} \rangle$  eines Elektrons in einem Ion kann mit der Regemorter-Formel [Reg62] berechnet werden.

$$\langle v\sigma_{ex} \rangle = 3 * 10^{-6} \cdot f_{osc} \cdot \frac{1}{\Delta E_{nm} \sqrt{T_e}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{nm}}{T_e}\right) \quad (2.19)$$

Die Energiedifferenz zwischen den Schalenniveaus  $n$  und  $m$  ist  $\Delta E_{nm}$ .  $f_{osc}$  ist die Oszillatorstärke, welche die Stärke der Kopplung des elektronischen Übergangs beschreibt.

## 2.2 Laser-Materie-Wechselwirkung

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Theorie, wie ein Laser ein Plasma erzeugen kann. Hierfür wurden die Quellen [Neu19], [DDH06], [Web09] und [Sch03] verwendet.

### 2.2.1 Erzeugung eines Plasmas mithilfe eines Lasers

Zunächst soll die Laser-Materie-Wechselwirkung qualitativ beschrieben werden.

Trifft ein intensiver Laserstrahl auf einen Festkörper, wird die Oberfläche geheizt und es kommt zur Verdampfung und Ionisierung von Atomen. Ab einer Intensität von  $10^{10} \text{ W/cm}^2$  beginnt die Oberfläche eines Festkörpertargets zu verdampfen und die ersten Atome werden ionisiert. Dieses Vorplasma ist nötig, damit die Laserenergie in das Plasma deponiert werden kann. Die freien Elektronen werden durch das elektrische Feld des Lasers in Bewegung versetzt. Es kommt zu einer Oszillation in Phase mit dem E-Feld. Die reine Oszillation des Elektrons deponiert noch keine Energie in das Plasma. Es muss zu einer Kollision mit einem anderen Teilchen, hauptsächlich Ionen, kommen. Diese Kollision führt zu einer Phasenverschiebung der Oszillationsbewegung, weshalb das Elektron nun eine Restenergie haben kann, obwohl das Laserfeld wieder bei Null ist. Dieser Prozess nennt sich inverse Bremsstrahlung. Bei der Kollision handelt es sich um die Ablenkung des Elektrons im Coulombfeld des Ions. Trifft der Laserstrahl orthogonal zur Targetoberfläche auf, kommt es an der kritischen Dichte  $n_c$  zur resonanten Absorption ( $\omega_{Pe} = \omega_{Laser}$ ) des Lasers. Hierbei wird die maximale Energie für das Heizen des Plasmas eingekoppelt.

Hat der Laserstrahl einen Einfallswinkel  $\theta$  größer 0 Grad, wird dieser beim Durchqueren des Plasmas in Richtung der kritischen Dichte immer stärker gebrochen. An der

Stelle  $n' = n_c \cos^2 \theta$  verläuft der Laserstrahl parallel zur Targetoberfläche (siehe Abb. 2.3).

Der p-polarisierte Teil des E-Felds kann in die Plasmaschwingungen resonant einkoppeln. Denn der p-polarisierte Teil des E-Felds dringt, im Gegensatz zu den anderen Polarisationsrichtungen, bis zur kritischen Dichte  $n_c$  ein. Hier kommt es zur Resonanz zwischen Plasma- und Laserfrequenz. Die Schwingungsamplitude der Elektronen steigt an, bis diese relativistisch werden und dadurch aus der Schwingung ausbrechen. Diesen Effekt nennt man Resonanzabsorption.

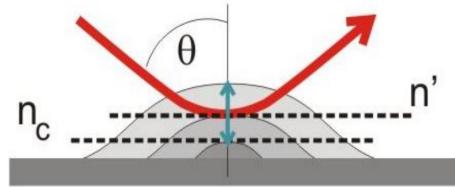


Abbildung 2.3: Strahlengang eines Lasers im Winkel  $\theta$  ins Plasma. In Blau ist das E-Feld eingezeichnet. [Web09]

Es bildet sich ein hoher Temperaturgradient zwischen dem Ort der Laserabsorption und der Umgebung aus. Die Wärme wird an die Targetoberfläche weitergegeben. Der Wärmefluss wird in Abschnitt 2.2.3 erläutert. An der Grenzfläche zwischen Target und Plasma bildet sich eine Schockfront aus, da die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas  $c$  größer als die Schallgeschwindigkeit im Target  $c_s$  ist ( $c > c_s$ ). Das heiße Plasma übt einen hohen Druck auf das Festkörpertarget aus. An der Targetoberfläche werden Atome ionisiert. Die kritische Dichte wandert aufgrund des Abflusses von Materie weiter in Richtung Targetoberfläche, ebenso die Schockfront. Hinter der Schockfront ist ein exponentieller Dichteabfall, die Verdünnungswelle, zu sehen. In Abbildung 2.4 sind schematisch die verschiedenen Zonen eines lasererzeugten Plasmas dargestellt. Dieser Prozess ist so lange aktiv, wie das Plasma heiß ist und das Material ein Momentum in Richtung Targetoberfläche hat.

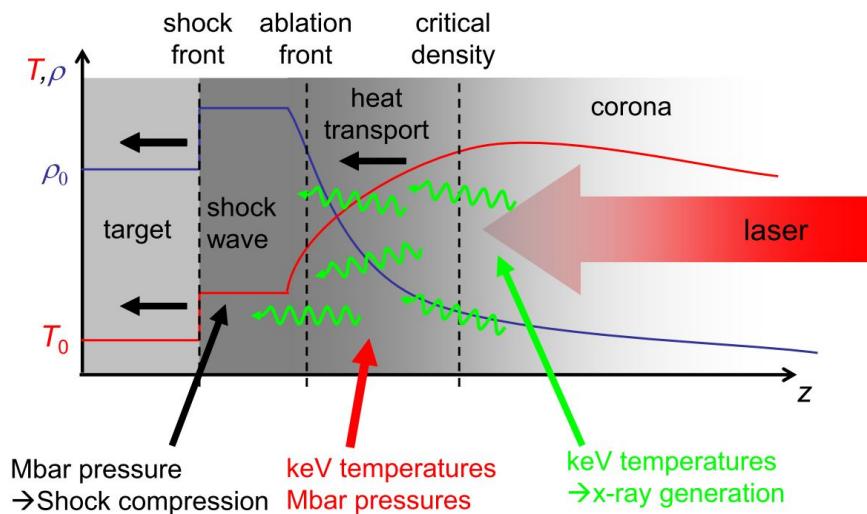


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines lasererzeugten Plasmas. Es sind die Verläufe der Dichte und Temperatur in den verschiedenen Zonen eingezeichnet. [Neu19]

### 2.2.2 Die Hydrodynamik eines Schocks

In Abschnitt 2.1 wurde bereits die Theorie eines lasererzeugten Plasmas vorbereitet. Mit den Erhaltungssätzen aus Gleichung 2.8 und der Annahme eines idealen Gases wird im Folgenden der Schock beschrieben. Dazu wird im nächsten Schritt die Verdichtung des Plasmas in der Schockfront näher betrachtet.

Eine Störung bewegt sich mit der Schallgeschwindigkeit  $c_s$  durch ein Medium. Die Schallgeschwindigkeit ist abhängig von der Änderung des Drucks mit der Dichte bei konstanter Entropie S. Ein einfaches thermodynamisches System wie das ideale Gas hat bei einer schnellen Änderung des Volumens keine Zeit, sich thermisch an die Umgebung anzugeleichen ( $\Delta Q = 0$ ). Solch ein Prozess heißt adiabatische Zustandsänderung und ist für dieses einfache System auch isentrop ( $\Delta S = 0$ ). Die Schockfront eines lasererzeugten Plasmas stellt auch eine adiabatische Zustandsänderung dar, weshalb die Schallgeschwindigkeit wie folgt definiert ist.

$$c_s = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S} \quad (2.20)$$

Eine ideale Schockfront ist eine Heaviside-Stufenfunktion der Dichte  $\rho(x)$ . Die Diskontinuität einer Flüssigkeit wird durch die Rankine-Hugoniot-Gleichungen beschrieben. Die Schockfront steht hierfür still und es gibt einen Upstream ( $\rho_0, P_0, u_0$ ) in die Schockfront hinein und einen Downstream ( $\rho_1, P_1, u_1$ ) aus dieser heraus. Aus den drei Erhaltungssätzen folgen die Rankine-Hugoniot-Gleichungen.

$$\text{Massenerhaltung: } \rho_1 u_1 = \rho_0 u_0$$

$$\text{Impulserhaltung: } P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_0 + \rho_0 u_0^2 \quad (2.21)$$

$$\text{Energieerhaltung: } \rho_1 u_1 (\epsilon_1 + u_1^2/2) + P_1 u_1 = \rho_0 u_0 (\epsilon_0 + u_0^2/2) + P_0 u_0$$

Hinter der Schockfront, im Downstream, kommt es zu einer exponentiellen Abnahme der Dichte.

$$\rho(x, t) = \rho_0 \cdot \exp\left[-\left(1 + \frac{x}{c_s t}\right)\right] \quad (2.22)$$

Möchte man die Rankine-Hugoniot-Gleichungen 2.21 für das ideale Gas lösen, kann eine EOS der inneren Energie  $\epsilon$  gefunden werden:

$$\epsilon(P, \rho) = \frac{f}{2} \frac{P}{\rho} \quad (2.23)$$

Bringt man nun noch den Adiabatenindex  $\gamma = \frac{f+2}{f}$  mit ein, kann man die Rankine-Hugoniot-Gleichungen nach dem Verhältnis der Dichte in der Schockfront  $\rho_1$  und im ungeschockten Gas  $\rho_0$  auflösen.

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma_1 + 1)}{(\gamma_1 - 1)} \quad (2.24)$$

Gleichung 2.24 stellt die maximal mögliche Verdichtung für ein polytropisches Gas bei einer Schockkompression dar. Für ein ideales Gas beträgt das Verhältnis vier, für ein diatomares Gas mit  $\gamma = \frac{7}{5}$  ist eine sechsfache Verdichtung möglich. Befindet sich das Gas im Limit würde eine weitere Druckerhöhung nur die Temperatur erhöhen. Um höhere Verdichtungen erreichen zu können, besteht die Möglichkeit, mehrere

Schocks hintereinander durchzuführen. Dadurch kann die Hugoniot-Kurve des vorherigen Schocks verlassen werden.  $\rho_1$  des vorherigen Schocks ist daraufhin das  $\rho_0$  des folgenden. In Abbildung 2.5 ist ein Multischock im Vergleich zur Adiabate dargestellt.

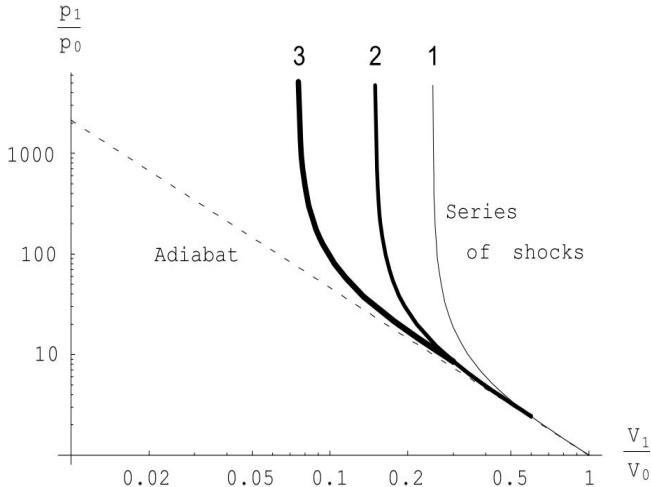


Abbildung 2.5: Darstellung der Hugoniot-Kurven für einen Multischock im PV-Diagramm.  
[Sch03]

### 2.2.3 Temperatur eines lasererzeugten Plasmas

Für ein ideales Plasma kann der Wärmeaustausch zwischen den Teilchen mit der Spitzer-Konduktivität beschrieben werden. Hierbei ist die Skalenlänge der Temperatur größer als die mittlere freie Weglänge der Teilchen. Der Wärmefluss  $q_h$  für ein ideales Plasma mit dem Wärmeleitungskoeffizienten  $\kappa$  ist:

$$q_h \propto \kappa \nabla T \text{ mit } \kappa \propto T^{5/2} \quad (2.25)$$

Aufgrund der hohen Temperaturen und Gradienten in lasererzeugten Plasmen wird die Spitzer-Konduktivität unphysikalisch. Daher wird der maximal mögliche Wärmefluss  $q_{FS}$  (engl. "free streaming limit"), den das Plasma leiten kann, eingeführt. Aus numerischen Simulationen konnte ein Flusslimit  $f$  berechnet werden, das dann in den flusslimitierten Wärmefluss  $q_{FL}$  eingeht:

$$q_{FL} = f \cdot q_{FS} \quad (2.26)$$

Gibt es kein Flusslimit, wäre  $f = 1$ .

Der Wärmefluss von der kritischen Dichte zur Targetoberfläche kann mit der Elektronentemperatur  $T_e$  verknüpft werden. Die folgende analytische Herleitung wurde aus [Neu19] entnommen. Neben dem flusslimitierten Wärmefluss  $q_{FL}$  wird angenommen, dass nur ein gewisser Prozentsatz  $\alpha$  der Laserenergie absorbiert wird. Außerdem wird angenommen, dass es keine Strahlungsverluste gibt. Für die Gleichgewichtstemperatur  $T_e$  eines lasererzeugten Plasmas kann ein Flusslimit von  $f \sim 0,05$  bis  $0,15$  angenommen werden.

$$q_{FL} = f \cdot n_c \frac{(k_B T_e)^{3/2}}{\sqrt{m_e}} \quad (2.27)$$

Das Gleichgewicht zwischen absorbiertener Laserintensität  $I$  und dem Verlust durch den Wärmefluss ergibt:

$$\alpha \cdot I = q_{FL} = f \cdot n_c \frac{(k_B T_e)^{3/2}}{\sqrt{m_e}} \quad (2.28)$$

Umgestellt nach  $T_e$ :

$$T_e = \frac{\sqrt[3]{m_e}}{k_B} \left( \frac{\alpha \cdot I}{f \cdot n_c} \right)^{2/3} \quad (2.29)$$

Nun kann man die kritische Dichte  $n_c$  (Glg. 2.2), welche proportional zu  $1/\lambda_{Laser}^2$  ist, ersetzen und eine Laserabsorption von  $\alpha = 0,5$  annehmen. Es folgt die Gleichgewichtstemperatur  $T_e$  in Abhängigkeit von der Laserintensität  $I$  und der Laserwellenlänge  $\lambda_{Laser}$ .

$$T_e = 1,7 \left( \frac{I}{10^{14} \frac{W}{cm^2}} \left( \frac{\lambda_{Laser}}{\mu m} \right)^2 \right)^{2/3} \quad (2.30)$$

## 2.3 Die K- $\alpha$ -Emission und das Photopumping

Für die K-Schalen-Emission wird zunächst ein energiereiches Elektron oder Photon benötigt. Dieses Teilchen kann, falls dessen Energie höher als die Bindungsenergie des gebundenen K-Schalen-Elektrons ist, dieses aus der Potentialmulde ins Kontinuum heben. Das Atom ist nun ionisiert. Das K-Schalen-Loch wird durch die Elektronen aus den höheren Schalen aufgefüllt. Zunächst aus der L-Schale, danach folgen die M- und N-Schalen. Das Loch wandert auf diese Weise von innen nach außen. Möglich ist aber auch die direkte Besetzung der K-Schale aus der M- und N-Schale. Die elektronischen Übergänge auf die K-Schale werden mit  $\alpha$  ( $n=2$  nach  $n=1$ ),  $\beta$  ( $n=3$  nach  $n=1$ ) und  $\gamma$  ( $n=4$  nach  $n=1$ ) bezeichnet.

Aus der Linienbreite der K-Emission können Rückschlüsse auf die Verteilung der Ionsationszustände gezogen werden [Ros19]. Je mehr Elektronen während der K-Emission am Ion/Atom gebunden sind, desto geringer ist die Emissionsenergie, da das Coulombfeld des Atomkerns teilweise abgeschirmt wird.

In den hier ausgewerteten Plasmen sind nur  $\alpha$ -Emissionen der K-Schale zu beobachten. Die K- $\alpha$ -Emission sollte durch das Photopumping verstärkt werden, indem eine Targetfolie der Ordnungszahl  $Z$  mit einer Schicht aus  $Z+1$  wertigem Element beschichtet wurde. Dabei war das Ziel, durch die Emissionen des  $Z+1$ -Elements (hauptsächlich He- $\alpha$ ) Elektronen des  $Z$ -Elements herauszuschlagen, um die K- $\alpha$ -Emission zu ermöglichen.

Die Annahmen zur Berechnung eines theoretischen Prozentsatzes, die durch die  $Z+1$  He- $\alpha$ -Emissionen angeregt werden, sind folgende. Zunächst wird angenommen, dass sich zuerst das Plasma des  $Z+1$  Elements entwickelt. Die  $Z$  Folie ist zu diesem Zeitpunkt noch ein Festkörper. Der Raumwinkel der He- $\alpha$ -Emissionen bestrahlt 50 % der  $Z$ -Folien-Fläche, das heißt  $A_{aktiv} = 0,5$ . Davon werden in der 5 bis 10  $\mu m$ -dicken Folie 90% absorbiert, das bedeutet He- $\alpha$ -Absorption  $\eta_{He-absorp} = 0,9$ . Durch die Absorption entsteht ein K-Schalen-Loch. Beim Übergang des höheren Elektrons auf dieses Loch kann entweder die Energie als Photon (Fluoreszenz) abgegeben werden oder der Auger-Effekt tritt ein (siehe Abschnitt 2.1.2). Aus [09] bzw. der Abbildung 2.1 wurde die Fluoreszenzausbeute  $\eta_{floures}$  für Titan  $\eta_{floures} = 0,2$  und für Nickel  $\eta_{floures} = 0,45$  abgelesen. Die emittierten K- $\alpha$ -Photonen können reabsorbiert werden. Dies kann für die Foliendicken von 5 bis 10  $\mu m$  vernachlässigt werden, da die Dämpfungslänge bei circa 20  $\mu m$  liegt [20e]. Daher beträgt die K- $\alpha$ -Transmission aufgrund

der fehlenden Reabsorption  $\eta_{K-absorp} = 1$ .

Die Photonen im Raumwinkel, die vom HOPG auf die Image Plate projiziert werden, sind in der Auswertung auf die gesamte Emissionskugel hochgerechnet. Der theoretisch erwartbare Anteil an K- $\alpha$ -Photonen pro He- $\alpha$ -Photonen  $\gamma_{theo}$  beträgt:

$$\gamma_{theo} = A_{aktiv} \cdot \eta_{He-absorp} \cdot \eta_{floures} \cdot \eta_{K-absorp} \quad (2.31)$$

## 2.4 Ausführung und Zusammenfassung wichtiger Emissionslinien hochionisierter Ionen

In dieser Arbeit liegt der Fokus auf der Fluoreszenz in heliumartigen Ionen und deren begleitenden Emissionslinien. Diese Übergänge liegen für die Ordnungszahlen Z = 22 bis 29 im Röntgenbereich und können deshalb für die Radiografie und Röntgenbeugung verwendet werden. Im Anhang B sind alle relevanten Übergangsenergien aufgelistet.

Die Resonanzlinie des heliumartigen Übergangs spaltet sich aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung auf. Diese Feinstrukturaufspaltung hat die Aufspaltung des Schalenniveaus in zwei Energieniveaus zur Folge. Der Gesamtdrehimpuls  $J = |L-S|$  ist daher  $J = 3/2$  und  $J = 1/2$ , diese Zustände werden Triplet und Singulett genannt. Der Singulett-Zustand ist die Resonanzlinie. Diese hat die höchste Übergangsenergie bei einem elektronischen Übergang. Der Triplet-Zustand heißt Interkombinationslinie und besitzt eine niedrigere Übergangsenergie.

Die heliumartigen Übergänge lassen sich in mehrere Gruppen einteilen, die Rydberg-Gruppen. Die He- $\alpha$ -Emissionslinie entspricht dem Übergang von n = 2 nach n = 1. Dementsprechend ist He- $\beta$  n = 3 nach n = 1, He- $\gamma$  n = 4 nach n = 1.

Weitere Begleiter der Resonanzlinie sind die dielektronischen Übergänge (dielektronische Satelliten). Diese haben viele verschiedene diskrete Übergangsenergien. Die Satelliten sind niederenergetischer als die Resonanzlinie und Interkombinationslinie, da die Anwesenheit weiterer angeregter Elektronen das Coulombfeld des Atomkerns abschwächt. Die Vielzahl an Satelliten ist durch die vielen Möglichkeiten der Positionierung der abschwächenden Elektronen in verschiedenen hohen Schalen zu erklären.

Im vorherigen Abschnitt wurde bereits die K- $\alpha$ -Emission erläutert, da diese auch eine wichtige Emissionslinie in den Spektren darstellt.

## 2.5 Röntgenbeugung und Braggbedingung

Im Gegensatz zur Reflexion von optischen Wellenlängen an einem Spiegel, bei dem unter jedem Winkel reflektiert wird, kommt es bei der Röntgenbeugung nur zu einer Reflexion bei einem ausgezeichneten Winkel  $\theta$ .

Bei der Reflexion an einem Atomgitter bzw. Kristallgitter kann nur reflektiert werden, wenn die Photonen einer Wellenlänge konstruktiv interferieren (siehe Abb. 2.6). Die Röntgenstrahlung kann in den Kristall eindringen und wird daher nicht nur an der obersten Netzebene, sondern auch an den darunterliegenden Ebenen reflektiert. Beträgt der Gangunterschied  $\Delta s = 2dsin(\theta)$ , interferieren zwei Wellenpakete konstruktiv. Hierbei ist d der Abstand zweier Netzebenen und n das Vielfache der Wellenlänge. Die Bragg-Bedingung lautet:

$$n\lambda = 2d \cdot sin(\theta_{Bragg}) \quad (2.32)$$

Entspricht der Einfallswinkel nicht dem Braggwinkel  $\theta_{Bragg}$ , d. h. der Gangunterschied beträgt keinem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge, kommt es zur destruktiven Interferenz. Eine abgeschwächte Reflexion resultiert aus der teilweisen Interferenz.

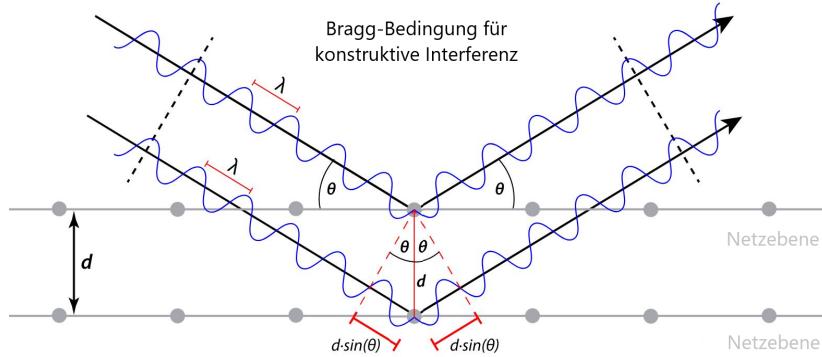


Abbildung 2.6: Darstellung der Röntgenbeugung bei konstruktiver Interferenz. [20a]

Für die Röntgenbeugung wurde in dieser Arbeit ein HOPG-Kristall verwendet. HOPG steht für **H**ighly **O**riented **P**yrolytic **G**raphite. Ein HOPG besteht aus einzelnen Kristalliten, die jeweils eine zweidimensionale hexagonale Kohlenstoffstruktur aufweisen. Diese Kristallite haben sehr ähnliche Orientierungen und können daher als übereinanderliegende Schichten zusammengefasst werden. Der Netzaabstand dieser Schichten beträgt in dem verwendeten HOPG-Kristall  $d = 0,3354 \text{ nm}$ . Dieser HOPG-Kristall hat eine Dicke von  $100 \mu\text{m}$  und besteht daher aus rund 300.000 Schichten. Bei einer leicht unterschiedlichen Orientierung der Kristallite spricht man von Mosaizität. Die Mosaizität und die Reflexion in den verschiedenen Schichten führen zu einer Verbreiterung des Reflexionsstrahls. Im Abschnitt 2.6 wird dies näher erläutert. Aufgrund der begrenzten Länge des HOPG-Kristalls konnte nur die erste Ordnung ( $n = 1$ ) auf der Image Plate abgebildet werden.

### 2.5.1 Debye-Scherrer-Ringe

Die Informationen in folgendem Abschnitt stammen aus [Cul14] und [20b].

Die Netzebenenschar wird durch die millerschen Indizes  $h$ ,  $k$  und  $l$  ausgedrückt. Mit diesen drei Indizes wird im reziproken Raum eine Fläche aufgespannt. Der reziproke Raum ist die Fouriertransformierte des Ortsraums und vereinfacht die Berechnung der Interferenz von Röntgenphotonen.  $\vec{G}$  steht senkrecht auf der Ebene  $hkl$ .

$$\vec{G} = h\vec{g}_1 + k\vec{g}_2 + l\vec{g}_3 \quad (2.33)$$

Ein Kristall hat mehrere symmetrisch äquivalente Flächen, deren Lage mit den millerschen Indizes beschrieben wird. Die millerschen Indizes sind ganze Zahlen. Zum Beispiel werden die Seiten eines kubischen Kristalls als  $h = 1, k = 0, l = 0$  (abgekürzt 100), 010 und 001 beschrieben. Der Netzaabstand  $d$  wird daher auch  $d_{hkl}$  genannt. Der Abstand der Netzebenen ist:

$$d_{hkl} = \frac{1}{\sqrt{(\frac{h}{a})^2 + (\frac{k}{b})^2 + (\frac{l}{c})^2}} \quad (2.34)$$

Hierbei sind  $a$ ,  $b$  und  $c$  die Gitterkonstanten, welche die kleinste Einheit eines Gitters, auch Elementarzelle genannt, beschreiben. Diese sind die Längen der Gittervektoren,

die die Elementarzelle aufspannen. Die Winkel zwischen den Gittervektoren sind  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ .

Die in dieser Arbeit verwendeten Metallfolien, an denen die Röntgenbeugung stattfindet, sind kubische Kristallsysteme. Die Kristallstruktur der Eisenfolie ist bcc (body centered cubic) und die der Aluminiumfolie ist fcc (face centered cubic). In kubischen Systemen gilt  $a = b = c$ , weshalb  $\alpha = \beta = \gamma = 90$  Grad folgt. Dadurch vereinfacht sich der Netzaabstand zu:

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (2.35)$$

Die Netzebene, an der reflektiert wird, ist nicht beliebig, sondern abhängig von der Kristallstruktur. Dies bedeutet, es gibt Auswahlregeln, welche in Tabelle 2.2 aufgelistet sind. Diese Auswahlregeln hängen neben der Position der Atome in der Elementarzelle ebenso von der Eigenschaft der millerschen Indizes ab, nur ganzzahlig zu sein. Genaueres findet sich in Kapitel 16 - Diffraction from Crystals - aus [Wil09].

Kristallstruktur	Auswahlregeln	mögliche hkl
Primitiv (simple cubic)	alle $h, k, l$	alle, z.B.: 100, 110, 220
bcc (body centered cubic)	$h + k + l = \text{gerade}$	110, 200, 211
fcc (face centered cubic)	$h, k$ und $l$ alle gerade oder alle ungerade	111, 200, 220
hcp (hexagonal close packed)	$h + 2k = 3n$ mit $l$ ungerade $h + 2k = 3n$ mit $l$ gerade $h + 2k = 3n \pm 1$ mit $l$ ungerade $h + 2k = 3n \pm 1$ mit $l$ gerade	001 002 111 110

Tabelle 2.2: Auflistung der Auswahlregeln für die klassischen Kristallstrukturen. [Wil09]

Bei der Röntgenbeugung an einer Folie können Debye-Scherrer-Ringe entstehen. Voraussetzung dafür ist eine vielfältige Ausrichtung der Kristallite in der Folie. Andernfalls gibt es, wie beim HOPG-Kristall, eine ausgezeichnete Reflexionsrichtung. Der Konus des Debye-Scherrer-Rings spannt einen Winkel von  $4\theta_{Bragg}$  auf. In Abbildung 2.7 ist ein Debye-Scherrer-Ring abgebildet.

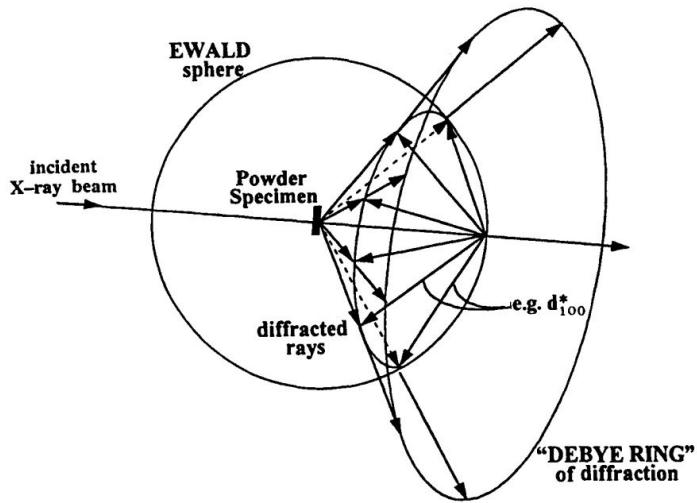


Abbildung 2.7: Konus des Debye-Scherrer-Rings für die Röntgenbeugung an einem Pulver.  
[JS96]

## 2.6 Auflösung des HOPG-Spektrometers

HOPG-Kristalle werden gerne verwendet, da sie eine hohe Reflektivität aufweisen. Diese hohe Reflektivität wird durch Einschränkungen bei der Auflösung erreicht. Grund dafür ist die verbreiterte reflektierte Strahlung durch den HOPG-Kristall, wodurch die Auflösung sinkt. Diskrete Linienemissionen können deshalb überlappen und teilweise nicht mehr voneinander unterschieden werden. Des Weiteren kann mit der Image Plate nur eine Auflösung von  $100 \mu\text{m}$  erreicht werden. Diese ist durch auftretendes Streulicht beim Scanprozess limitiert. Aber auch die Quellgröße beschränkt die Auflösung. Alle drei Einflüsse auf die Auflösung werden als  $\Delta E$  in den Spektren angegeben. Allgemein wurde  $\Delta E$  aus der Auftreffposition 0 und der Position  $0 + \Delta$  berechnet (Formel 2.36). In Abschnitt 3.2 ist die Berechnung der Photonenergie in Abhängigkeit der Position erläutert.

$$\Delta E = E_{0+\Delta} - E_0 \quad (2.36)$$

Die Eigenschaften des HOPG-Kristalls, die zu einer Verbreitung führen, sind die Mosaizität  $\Delta\theta$  sowie die Schichtdicke D. Die Mosaizität sorgt dafür, dass dieselbe Wellenlänge auf unterschiedliche Positionen auf der Image Plate auftrifft. In Abbildung 2.8 ist der Idealfall zu sehen, bei dem die Kristallite so verkippt sind, dass sie auf einem Kreisbogen (Rowland-Kreis) liegen und die jeweiligen Abstände von Quelle und Detektor zum HOPG gleich sind. Die an unterschiedlichen Kristalliten reflektierten Strahlen werden fokussiert (Parafokussierung).

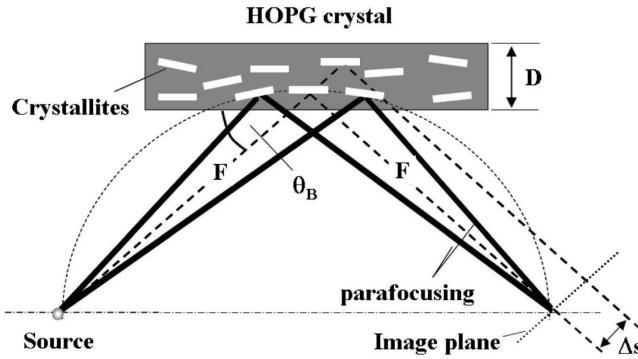


Abbildung 2.8: Darstellung der Mosaizität im Idealfall, bei dem die Kristallite auf dem Rowland-Kreis liegen und es zur Parafokussierung kommt. Zusätzlich die Darstellung der Verbreiterung  $\Delta s$  durch die Schichtdicke  $D$ . Abbildung aus [Leg+06].

Die Mosaizität des in dieser Arbeit verwendeten HOPGs beträgt  $\Delta\theta = 3 \text{ mrad} \approx 0,2$  Grad, woraus sich mit der in [IS90] angegebenen Formel die Energiebreite berechnen lässt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta\theta}{\tan(\theta_{Bragg})} \quad (2.37)$$

Aufgrund der Schichtdicke  $D$  des HOPG-Kristalls werden auch in tieferen Schichten Photonen reflektiert. Die dadurch bedingte Verschiebung des Reflexionsortes in der Horizontalen bedingt zudem eine horizontale Verschiebung der auf der Image Plate ankommenden Photonen (siehe Abb. 2.8). Die Dicke des verwendeten HOPG-Kristalls beträgt  $D = 100 \mu\text{m}$ . Es kommt zu der Verbreiterung  $\Delta s$  [IS90]:

$$\Delta s = 2D \cos(\theta_{Bragg}) \quad (2.38)$$

Aufgrund der begrenzten Auflösung der Image Plate (IP) von  $100 \mu\text{m}$  resultiert eine Energiedifferenz  $\Delta E_{PixelSizeIP}$ . Die Energiedifferenz berechnet sich aus der Position 0 und  $0 + 100 \mu\text{m}$  auf der IP.

Zuletzt wurde die Auflösung mittels der Quellgröße berechnet. Die Quelle emittiert Photonen gleicher Energie über den gesamten Durchmesser d. Dies führt zu einem maximalen Abstand auf der IP bzw. Verbreiterung von  $\Delta L_{IP} = d/\sin(\theta_{Bragg})$ . Daraus folgt die Energieverbreiterung  $\Delta E_{SourceSize}$ .

Unter der Annahme, dass alle Verbreiterungen gaußförmig und unabhängig voneinander sind, lassen sich die Einflüsse quadratisch addieren:

$$\Delta E_{ALL} = \sqrt{\Delta E_{Mosaic}^2 + \Delta E_{ThicknessHOPG}^2 + \Delta E_{SourceSize}^2 + \Delta E_{PixelSizeIP}^2} \quad (2.39)$$

Im Anhang C sind die berechneten Verbreiterungen aufgelistet.

## 2.7 Pinhole-Kamera

Eine Pinhole-Kamera bzw. Lochkamera ist die einfachste Art eines abbildenden Systems. Aufgrund der Simplizität einer Pinhole-Kamera wurde diese für die Abbildung der Röntgenemissionsquellen verwendet. Im Gegensatz dazu sind Röntgenlinsen deutlich aufwändiger in der Fertigung, denn der Brechungsindex für Röntgenstrahlung in

Materie ist nur geringfügig kleiner als 1. Betrachtet man den Strahlengang der äußersten Emissionspunkte in Abbildung 2.9 wird klar, wieso die Pinhole-Kamera sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen ein spiegelverkehrtes Bild auf die Image Plate projiziert.

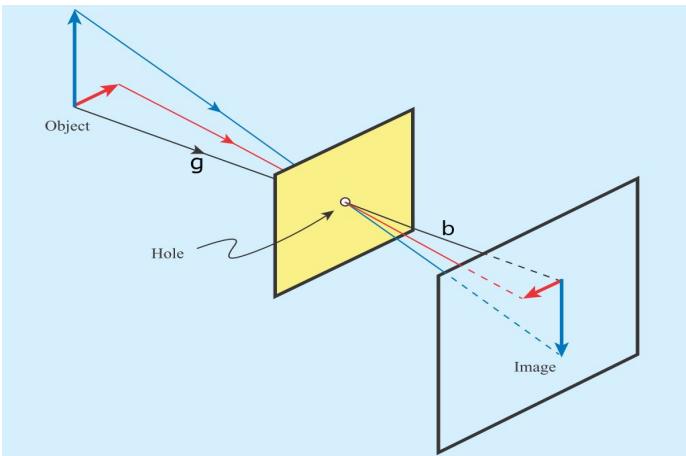


Abbildung 2.9: Strahlengang durch ein Loch bzw. Pinhole. [Mor+19]

Die Vergrößerung  $V$  der Abbildung wird aus der Gegenstandsweite  $g$  und der Bildweite  $b$  berechnet.

$$V = \frac{b}{g} \quad (2.40)$$

Der Durchmesser des Pinholes  $D$  hat einen Einfluss auf die Bildschärfe, denn je kleiner der Durchmesser, desto schärfer das Bild. Der Durchmesser  $D$  kann aber nicht beliebig verkleinert werden, da die Intensität, sprich die Anzahl an Photonen, mit dem Durchmesser sinkt.

Die Auflösung einer Pinhole-Kamera wird durch den Zerstreuungskreis limitiert. Je größer dieser ist, desto geringer die Auflösung. Der Zerstreuungskreis gibt an, wie groß eine Punktquelle auf der Image Plate erscheint. Der Zerstreuungskreis  $S$  folgt aus dem zweiten Strahlensatz:

$$S = D \cdot \frac{b + g}{g} \quad (2.41)$$

Dies kann auf den verwendeten Aufbau mit den Vergrößerungen 4,6 und 5,9 und einer Auflösung der Image Plate von  $100 \mu\text{m}$  bezogen werden. Der Zerstreuungskreis ist:

$$\begin{aligned} S_{V=4,6} &= 25 \mu\text{m} \cdot \frac{100 \text{ mm} + 21,6 \text{ mm}}{21,6 \text{ mm}} = 140 \mu\text{m} \\ S_{V=5,9} &= 25 \mu\text{m} \cdot \frac{104 \text{ mm} + 17,6 \text{ mm}}{17,6 \text{ mm}} = 172 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (2.42)$$

Eine Quellgröße von  $50 \mu\text{m}$  wird durch die Vergrößerung von 4,6 als  $230 \mu\text{m}$  Abbildung auf der Image Plate dargestellt. Der Zerstreuungskreis ist kleiner, weshalb die Quelle ausreichend scharf dargestellt wird. Die Image Plate mit einer Auflösung von  $100 \mu\text{m}$  ist hierbei nicht der auflösungsbegrenzende Faktor. In diesem Fall beträgt die Auflösung am Ort des Objekts  $140 \mu\text{m}/4,6 = 30 \mu\text{m}$ .

## 2.8 Grundlagen der Radiografie

Dieser Abschnitt führt in die physikalischen Vorgänge zwischen durchdringender Strahlung und Materie ein. Die Inhalte stammen aus [HS95] und [Ste95].

Die Transmission  $T$  durch ein Material ist das Verhältnis der Intensität nach dem Austritt  $I$  zu vor dem Eintritt  $I_0$ .

$$T = \frac{I}{I_0} \quad (2.43)$$

Zunächst wird der Massenschwächungskoeffizient  $\mu_m$  eingeführt. Dessen SI-Einheit ist  $\text{m}^2/\text{kg}$ .

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \sigma_{ges} \cdot \frac{N_A}{m_{Atom}} \quad (2.44)$$

Hierbei ist  $\mu$  der lineare Absorptionskoeffizient und  $\rho$  die Dichte des Materials. Der Massenschwächungskoeffizient  $\mu_m$  wird oft in dieser Form angegeben, da so der Absorptionskoeffizient nicht mehr von der Dichte des Materials abhängt.

Das Lambert-Beersche Gesetz beschreibt die Abschwächung der Intensität mit der Dicke  $d$ :

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu_m \rho d) \quad (2.45)$$

Der Gesamtwirkungsquerschnitt ist von mehreren Wechselwirkungen der Photonen mit dem Atom abhängig.

$$\sigma_{ges} = \sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} + \sigma_{ph.n} \quad (2.46)$$

Im weiteren Verlauf werden diese Wechselwirkungen kurz beschrieben.

*Der Photoeffekt ( $\sigma_{pe}$ ):* Ein Photon wird in der Elektronenhülle des Atoms absorbiert. Die absorbierte Energie kann dazu führen, dass ein gebundenes Elektron aus dem atomaren Bindungspotential gehoben wird. Dies ist der Ionisationsfall, welcher zuvor auch in Abschnitt 2.1.2 als Photoionisation beschrieben wurde. Die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Photons ist abhängig von der Kernladung  $Z$  und der Photonenenergie  $E_\gamma$ :

$$W \propto \frac{Z^5}{\sqrt{E_\gamma^7}} \quad (2.47)$$

*Die kohärente ( $\sigma_{coh}$ ) und inkohärente ( $\sigma_{incoh}$ ) Streuung:* Die kohärente Streuung, auch Rayleigh Streuung genannt, führt zu einer kleinen Ablenkung des Photons in Vorwärtsrichtung. Dies hat eine vernachlässigbare Absenkung der Photonenenergie zur Folge. Der Einfluss auf das Photon ist hauptsächlich geometrisch. Damit ist gemeint, dass beispielsweise bei der Radiografie ein Photon aufgrund der Ablenkung nicht mehr auf der ursprünglichen Image Plate Position auftrifft.

Die inkohärente Streuung, auch Compton-Effekt genannt, hat einen Energieverlust des Röntgenphotons zur Folge. Das Photon gibt einen Teil der Energie an ein gebundenes Elektron ab. Somit erhöht sich die Wellenlänge des gestreuten Photons. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ist:

$$W_{Compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (2.48)$$

*Die Paar- ( $\sigma_{pair}$ ) und Tripletterzeugung ( $\sigma_{trip}$ ):* Bei der Paarbildung zerfällt das Röntgenphoton in ein Positron und ein Elektron.

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+$$

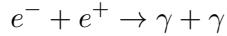
Hierbei wird die Photonenergie hauptsächlich in die Masse bzw. Ruheenergie des Elektrons und Positrons umgewandelt. Da diese Wechselwirkung im Coulombfeld des Atomkerns der Masse M stattfindet, erhält auch dieser einen kleinen Impuls. Die Mindestenergie wird wie folgt berechnet:

$$E_{\gamma,min} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M}\right) \quad (2.49)$$

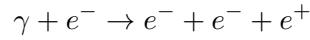
Die Mindestenergie beträgt circa 1,02 MeV. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit beträgt:

$$W_{pair} \propto Z^2 \ln(E_\gamma) \quad \text{für } E_\gamma > 1,02 \text{ eV} \quad (2.50)$$

Da das Positron kein stabiles Teilchen ist, zerstrahlt dieses in Verbindung mit einem Elektron zu zwei Photonen.

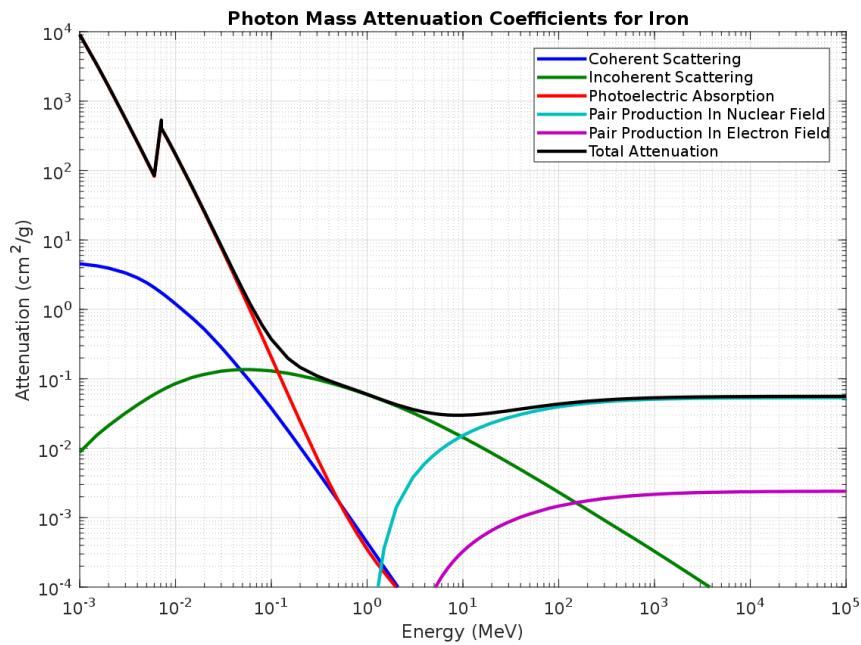


Die Tripletterzeugung findet im Coulombfeld eines Elektrons statt, wobei es hier zur Paarerzeugung kommt. Das Elektron, an dem gestreut wird, erhält die überschüssige Energie aus der Paarbildung und wird beschleunigt.



*Die Kernabsorption  $\sigma_{ph,n}$ :* Hierbei wird das Photon vom Atomkern absorbiert. Daraufhin kann dieser angeregte Kern einzelne oder mehrere Neutronen oder Protonen emittieren. Da dieser Effekt erst bei Photonenergien ab 5 MeV stattfindet, würde man bei diesen nicht mehr von Röntgenphotonen, sondern von Gammastrahlung sprechen.

In einen Graphen aufgetragen, sehen die Abschwächungsstärken der verschiedenen Wechselwirkungen gegen die Photonenergie wie in Abbildung 2.10 dargestellt aus. Im Bereich von 1 bis 10 keV dominiert der Photoeffekt. Ähnlich wird dieser Graph für die verwendete Polycarbonatfolie aussehen, deren Bestandteile Kohlenstoff, Sauerstoff und Wasserstoff sind und die Photonenergien im Experiment zwischen 4 und 10 keV liegen.



---

Abbildung 2.10: Abschwächungsstärke von Eisen in Abhängigkeit der Photonenenergie.  
[Jar20]

## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau und Auswertungsmethoden

Dieses Kapitel beschreibt den experimentellen Aufbau an der Z6 Targetkammer und die Diagnostiken zur Auswertung der lasererzeugten Plasmen. Des Weiteren sollen hier auch die dazugehörigen Auswertungsmethoden dargestellt und erläutert werden.

### 3.1 Aufbau am Experimentierplatz Z6

Der Experimentierplatz Z6 ist ein abgetrennter Bereich in der großen Experimentierhalle der GSI. An der Vakuumkammer, deren horizontaler Durchmesser circa 1200 mm beträgt, wurden an den CF-DN25 Flanschen (400 mm Außendurchmesser) die verschiedenen Diagnostiken an- bzw. eingebaut. Die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse wurden mit einem HOPG-Spektrometer (Abschnitt 3.2), einer Beugungsbox (Abschnitt 3.4) und einem Pinhole/Radiografie-Aufbau (Abschnitt 3.3) erstellt. Der Vollständigkeit halber werden noch das KAP-Spektrometer, welches in [Kar19] verwendet wurde, und die testweise verwendete Streak-Kamera erwähnt. Diese Diagnostiken sind nicht Teil dieser Arbeit. Die Anordnung der einzelnen Geräte ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

Im Zentrum der Targetkammer, an TCC (Target Chamber Center), befindet sich die Targetleiter (Abbildung 3.2), an der bis zu acht Targets angebracht werden können. Für diese Arbeit wurden Titan ( $Z=22$ ), Eisen ( $Z=26$ ), Nickel ( $Z=28$ ) und Kupfer ( $Z=29$ ) verwendet. Zusätzlich wurden für das Photopumping Schichttargets eingesetzt, bei denen entweder Vanadium ( $Z=23$ ) auf Titan oder Kupfer auf Nickel aufgedampft waren. Die Targetleiter konnte mittels eines schrittmotorgetriebenen Verstelltisches in alle Richtungen elektronisch verschoben werden. Hiermit wurde die Position und damit auch der Laserfokus in 0,05 mm Schritten verändert. Eine Verstellung im einstelligen Mikrometerbereich wäre möglich, wurde aber nicht benötigt. Die einzelnen Targets bestanden aus Metallfolien (zwischen 5 und 25  $\mu\text{m}$  Dicke), die auf den Targethalterungen angeklebt wurden. Eine schnelle Auswechselung der fertigen Targets wurde durch einen Schraubmechanismus an der Targetleiter gewährleistet.

Um einen möglichst kleinen Fokus auf der Targetoberfläche zu erzielen, wurde der Laser auf einen CCD-Sensor fokussiert, welcher an der TCC-Position installiert war. So konnte auch die Fokusgröße und Intensitätsverteilung im Fokus direkt gemessen werden. In Abbildung 3.3 sind die Laserfokusse für die zwei verwendeten Laser dargestellt. Anschließend konnte ein Mikroskop eingebaut werden, welches für den einfachen Ein- und Ausbau bei der Justage der Targets auf einer magnetischen Halterung positioniert wurde. Das Mikroskop wurde einmalig eingestellt, sodass die Oberfläche des

CCD-Sensors scharf abgebildet war. Da die Position des Mikroskops fest war, konnte durch Scharfstellen der Targetoberfläche im Mikroskop diese an die TCC-Position gefahren werden.

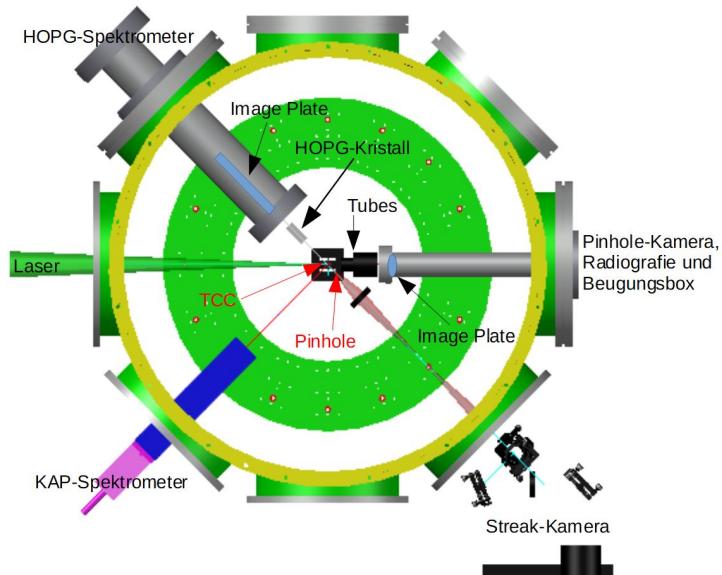


Abbildung 3.1: Draufsicht auf die Z6-Targetkammer. (Links oben) HOPG-Spektrometer, (Links Mitte) Strahlengang des Lasers (Grün) auf das Target (TCC), (Links unten) KAP-Spektrometer, (Rechts Mitte) Pinhole/Radiografie Aufbau, (Rechts unten) Streak-Kamera. Die Beugungsbox ist hier nicht sichtbar.



Abbildung 3.2: Targetleiter mit teilweiser Bestückung. Die unteren zwei Targets bestehen aus einer Metallfolie und aufgedampftem Material (Schichttargets). Die oberen Targets sind einfache Metallfolien. Die oberste Position ist mit einer Nadel zur groben Justage bestückt.

### 3.1.1 Laserparameter

Für die Experimente an Z6 stehen zwei Laseranlagen zur Verfügung, Nhelix und PHELIX (Petawatt High-Energy Laser for Heavy Ion EXperiments).

Der Laserstrahl, der in der Targetkammer ankommt, hat für Nhelix eine Energie von bis zu 40 J im grünen Wellenlängenbereich bei einer Pulsdauer von 8 ns. Die Wellenlänge beträgt 532 nm, entsprechend der 2. Harmonischen des Nhelix-Lasers. Der Fokusdurchmesser auf dem Target beträgt FWHM = 49,5  $\mu\text{m}$  (Abb. 3.3). Dies entspricht einer maximalen Intensität von  $2,5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Der Nhelix-Strahl war senkrecht auf die Targetoberfläche ausgerichtet.

Für höhere Intensitäten wurde PHELIX verwendet. Die  $2\omega$ -Wellenlänge betrug 527 nm. Bei Pulsdauern von 1 - 4 ns, Energien bis 160 J und einer Fokusgröße von 60,5  $\mu\text{m}$  konnten Inetnsitäten von bis zu  $5,4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  genutzt werden. Aufgrund der Strahlführung von PHELIX stand dieser unter einem Winkel von 15 Grad zur Normalen der Targetoberfläche.

Die Laserenergie wurde mit einem Kalorimeter, welches sich hinter einem teildurchlässigen Spiegel befand, gemessen.



Abbildung 3.3: Laserfokusse des Nhelix- (links) und PHELIX-Lasers (rechts).

### 3.1.2 Image Plate (IP)

Die Diagnostiken verwenden Image Plates (IP) zur Aufzeichnung der Röntgenstrahlung. Dabei handelt es sich um die Fujifilm Typ BAS-SR.

Es wurde Aluminiumfolie verwendet, sodass keine optischen Wellenlängen auf die IPs kamen. Teilweise mussten zusätzliche Aluminiumschichten angebracht werden, um die Röntgenstrahlung abzuschwächen, da es sonst zur Überbelichtung der IPs kam. Die Transmissionskurven der Materialien, die sich im Strahlengang befanden, sind im Anhang A zu finden.

**Einschub: Funktionsweise einer Image Plate und der Auslesevorgang.** Eine Image Plate ist in drei Schichten unterteilt: einer Trägerfolie, einer Leuchtstoffschicht und einer Schutzschicht. Die Trägerfolie ist meist magnetisch und kann dadurch leicht an metallischen Oberflächen angebracht werden. Ein häufig verwendetes Material ist  $BaFBr : Eu^{2+}$  [Kol03]. Bei der Absorption eines Röntgenphotons entstehen Elektron-Loch-Paare, welche bei Raumtemperatur stabil sind, aber durch auftreffende optische Photonen neutralisiert werden. Die Position dieser Anregungen entspricht der Position der aufgetroffenen Röntgenphotonen.

In einem IP-Scanner wird die IP mit einem Laser abgefahrene und dadurch die photostimulierte Lumineszenz (PSL) ausgelöst. PSL bedeutet, dass das Elektronen-Loch-Paar durch den Laser in einen instabilen Zustand versetzt wird. Dieser Zustand zerfällt nach kurzer Zeit über die Emission eines Photons wieder in den Grundzustand. Dieses emittierte Photon wird vom IP-Scanner registriert. Ein Laser wird verwendet, da die Zahl der auslesbaren Defektzentren pro Zeitintervall mit der Intensität der Lichtquelle steigt, weshalb auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert wird [Kol03].

Aus Kalibrationsmessungen konnte die Energie bestimmt werden, die ein PSL erzeugt. Dieser Wert beträgt 1 MeV/PSL und wurde für die Auswertung der IPs verwendet. Zwar kann der IP-Scanner im Abstand von bis zu  $25 \mu\text{m}$  die IPs scannen, aber die Auflösung der digitalisierten Daten liegt bei  $100 \mu\text{m}$ . Grund dafür ist Streulicht, welches während des Leseprozesses der IPs auftritt. Dieses limitiert die Auflösung, da umliegende Pixel das Streulicht registrieren.

## 3.2 Das HOPG-Spektrometer

Die wichtigste Diagnostik in dieser Arbeit ist das HOPG-Spektrometer. Damit können die Emissionen des lasererzeugten Plasmas im Röntgenbereich analysiert werden, um die spektralen Eigenschaften und die Photonenzahl zu bestimmen. Die Sichtachse des Spektrometers steht in einem Winkel von 45 Grad zur Targetoberfläche. Aufgrund der Verwendung von Image Plates sind die Spektren zeitintegriert aufgenommen.

Entscheidend war, dass das Spektrometer insgesamt einen großen Energiebereich abdecken kann, welcher von 4 bis 10 keV reicht. Dies entspricht einer Wellenlänge von 0,31 bis 0,12 nm. Da Elemente von  $Z = 22$  bis  $Z = 29$  Emissionen im Bereich von 4 bis 10 keV erzeugen, der Energiebereich über die Länge des HOPG-Kristalls aber nur wenige keV beträgt, musste eine Höhenverstellung des HOPG-Kristalls realisiert werden. Daraus resultierten drei fixe Höhenpositionen, die vor jedem Schuss angefahren wurden.

Jede Wellenlänge der emittierten Röntgenstrahlung hat auf dem HOPG-Kristall einen bestimmten Winkel, unter dem diese reflektiert wird. Dieser Winkel ist der Bragg-Winkel (siehe Abschnitt 2.5). Durch die unterschiedlichen Reflexionswinkel wird die Emission in ein Spektrum aufgespalten, welches auf der Image Plate abgebildet wird. Der HOPG ist ebenso reflektiv für optische Wellenlängen, weshalb im Flansch ein Kohlenstofffaserfenster ( $600 \mu\text{m}$  dick) angebracht ist. Dies dient dem Abblocken der optischen Wellenlängen. Ein direkter Lichteinfall von der Quelle auf die Image Plate ist nicht möglich, da die IP von dem circa 5 mm dicken Edelstahlflansch abgeschattet ist. Diffuse Reflexion von Röntgenstrahlung an anderen Oberflächen konnten in diesem Setup nicht verhindert werden.

Das Kohlenstofffaserfenster bildet auch die Abgrenzung zwischen Normaldruck und Vakuum. Damit befindet sich die Image Plate außerhalb der Vakuumkammer und kann einfach, d.h. ohne Belüften der Targetkammer, nach jedem Laserschuss entnommen werden.

Des Weiteren wurde eine Mylarfolie (PET-Folie) mit  $100 \mu\text{m}$  zum Schutz des HOPG-Kristalls vor Verunreinigungen durch das Plasma angebracht. Vor dem Kohlenstofffaserfenster befanden sich mehrere Lagen Aluminiumfolie mit jeweils  $11 \mu\text{m}$ , um eine Überbelichtung bei hohen Laserintensitäten zu vermeiden.

### 3.2.1 Auswertung der Image Plates des HOPG-Spektrometers

Die entnommenen Image Plates werden zunächst eingescannt. Abbildung 3.5 zeigt ein typisches Rohbild eines Schusses auf eine Titanfolie. Die vertikalen Linien entsprechen einer Emissionslinie bzw. einer Gruppe von Emissionslinien.

Bei der Auswertung mit Hilfe eines Python-Skriptes wird ein Mittelwert über die Vertikale gebildet. Entlang der horizontalen Achse berechnet sich aus der Pixelkoordinate, der Höhe des HOPG-Kristalls ( $h_{HOPG}$ ) und dem Abstand der Image Plate zur Quelle ( $x_{HOPG}$ ) ein Energiewert in Elektronenvolt. Durch Anpassung der Parameter  $x_{HOPG}$  und  $h_{HOPG}$  kann die erzeugte Energieskala an die Position der eindeutig bestimmbar Linien angepasst werden. Dafür bietet sich hauptsächlich die Linienemission der heliumartigen Ionen an (gelbe Liniengruppe in Abb. 3.5). Im Abschnitt 2.1.1 wird genauer auf die erwarteten Ionisationszustände im lasererzeugten Plasma eingegangen.

Die Energie an der Pixelkoordinate  $i$  und dem Gitterabstand  $d$  berechnet sich aus der Braggbedingung  $n\lambda = 2d \cdot \sin(\theta)$  wie folgt:

$$E(\text{Pixelkoordinate } i)[\text{eV}] = \frac{h \cdot c \cdot e}{2d \cdot \sin(\theta)} \quad (3.1)$$

Hierbei ist  $n = 1$ , da nur die erste Ordnung auf die Image Plate auftreffen kann. Mit der Berechnung des Braggwinkels  $\theta$  aus der Geometrie des Aufbaus und der Pixelkoordinate  $i$  (Pixelbreite  $50 \mu\text{m}$ ) ergibt sich:

$$\theta = \arctan \left( \frac{h_{HOPG}}{(x_{HOPG} + i \cdot 50 \mu\text{m}) \cdot 0,5} \right) \quad (3.2)$$

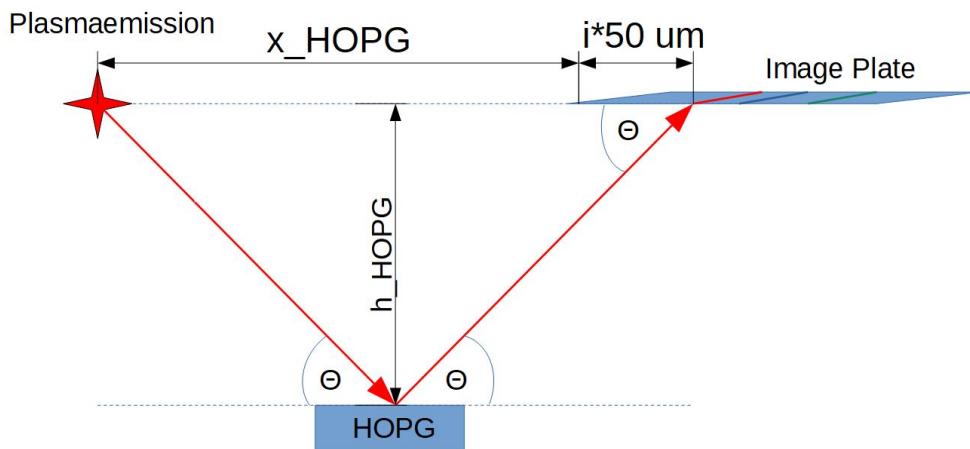


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des HOPG-Spektrometers.

Die in dieser Arbeit gezeigten Spektren sind bezüglich der Transmission des Kohlenstofffensters und der Aluminiumschichten korrigiert worden. Die Transmission der HOPG-Schutzfolie ist in den Spektren nicht korrigiert, wird aber in den Photonenzahlen der He-Alpha Linie und K-Alpha Linie berücksichtigt.

Außerdem ist zu erwähnen, dass die Opazität des Plasmas nicht in die Korrektur der Spektren und Photonenzahlen eingegangen ist. Da es nicht das Ziel war, die Elektronentemperaturen zu bestimmen, musste die Opazitätskorrektur nicht eingearbeitet werden (siehe Abschnitt 4.1). Zum Beispiel dämpft die Opazität die He- $\alpha$ -Emission



Abbildung 3.5: Gescannte Image Plate mit  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  Pixelgröße. Darstellung von Grauwerten in Falschfarben. Schuss Nr. 34.

stärker als die He- $\beta$ -Emission. Daher kann kein Verhältnis zwischen den beiden Emissionen berechnet und folglich keine Temperatur bestimmt werden. Für den Vergleich der He- $\alpha$ -Emissionen untereinander ist die Opazität nicht entscheidend. Beispielhaft ist in Abbildung 3.6 ein Spektrum abgebildet.

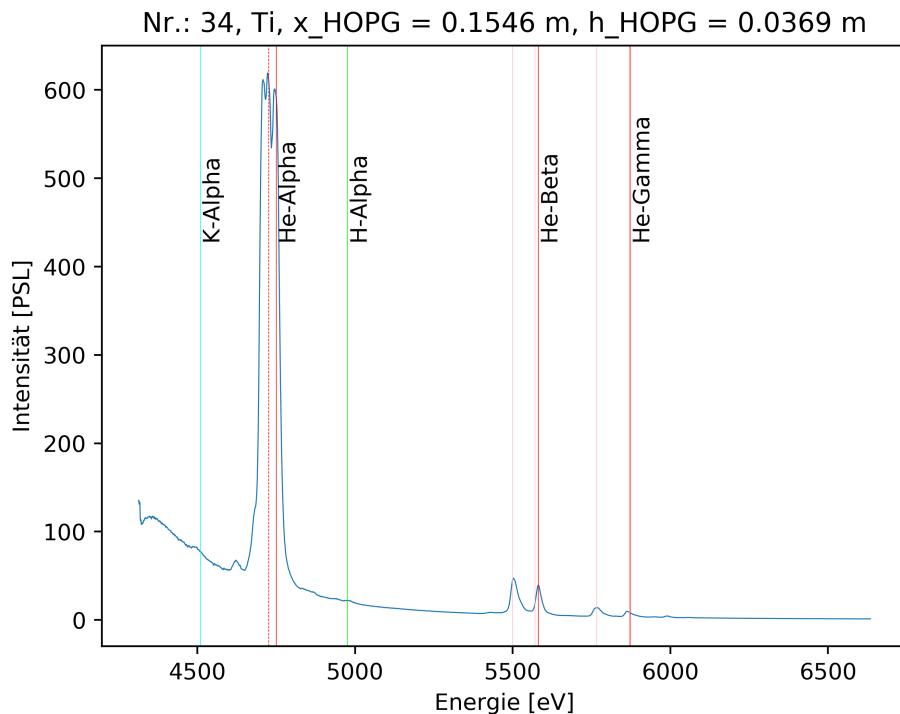


Abbildung 3.6: Titanspektrum von Schuss 34 bei einer Laserenergie von 122 Joule.  $I_{\text{Laser}} = 1,7 \times 10^{15} \text{ Watt/cm}^2$ .

### Berechnung der gesamten Photonen des Plasmas

Für die Berechnung der Konversionseffizienz C.E. (engl. "Conversion Efficiency") ist es nötig, die gesamte Anzahl der emittierten Photonen zu kennen. Auf der IP wird aber nur ein Teil der Emissionssphäre abgebildet. Die auf der IP abgebildete Teilfläche setzt sich aus der effektiven Breite der Reflexion in spektraler Richtung sowie der Breite des Pixels zusammen  $A_{\text{IP}} = d_{\text{HOPG}} * d_{\text{Pixel}}$ . Es wird eine isotrope Strahlungsquelle angenommen.

Es gilt für die Anzahl der gemessenen Photonen auf der IP  $N_{mess}$ :

$$N_{mess} = \frac{A_{IP}}{A_{Kugel}} \cdot N_{total} \quad (3.3)$$

Der Raumwinkel ist wie folgt definiert:

$$\Delta\Omega = \frac{A_{IP}}{A_{Kugel}} = \frac{\alpha_{HOPG} \cdot \alpha_{Pixel} \cdot r^2}{4\pi \cdot r^2} = \frac{\alpha_{HOPG} \cdot \alpha_{Pixel}}{4\pi} \quad (3.4)$$

Der Winkel  $\alpha_{HOPG}$  ist die integrierte Reflektivität des HOPG-Kristalls und beträgt 3 mrad. Diesen erhält man durch die Integration der Reflektivität über den Winkel und entspricht ungefähr der Halbwertsbreite (FWHM) der Rocking Curve multipliziert mit der maximalen Reflektivität. Diese Verbreiterung wird durch die Mosaizität des Kristalls hervorgerufen (siehe Abschnitt 2.6). Die hohe Reflektivität eines HOPG-Kristalls wird durch die Mosaizität und eine gewisse Dicke erreicht. Daher wäre ein idealer Kristall kein idealer Monochromator für die experimentelle Anwendung [FMB96].

Der Winkel für einen 50  $\mu\text{m}$  breiten Pixel beträgt  $\alpha_{Pixel} = \frac{50\mu\text{m}}{2L}$ , dabei ist  $2L$  die Wegstrecke eines Photons von der Quelle über den HOPG-Kristall zur IP. Aus Gleichung 3.3 und 3.4 kann nun die gesamte emittierte Photonenzahl  $N_{total}$  berechnet werden.

$$N_{total} = N_{mess} \cdot \frac{4\pi}{\alpha_{HOPG} \cdot \alpha_{Pixel}} \quad (3.5)$$

### 3.3 Pinhole-Kamera und Radiografie Aufbau

Sowohl die Abbildung der Plasmaquelle mit dem Pinhole als auch die Radiografie wurden mit demselben Basisaufbau durchgeführt. Der Basisaufbau bestand aus dem Re-entrant-Tube, den Optic-Tubes und der Image Plate. Anstelle des Pinholes konnte das Radiografieobjekt in die Optic-Tubes eingeschraubt werden. Der Re-entrant-Tube hatte auf der Stirnseite ein Loch im Flansch, in dem ein Plastikfenster eingeklebt wurde. Durch dieses konnte die Röntgenstrahlung auf die IP gelangen. Optische Wellenlängen wurden durch Aluminiumfolie, die vor der IP angebracht war, geblockt. Dadurch konnte die röntgenaktive Zone, im weiteren Verlauf als Quellgröße bezeichnet, aufgenommen werden.

Der Re-entrant-Tube war nötig, um näher an das Target heranzukommen, sodass mehr Photonen auf der IP auftreffen. Ein weiterer Vorteil war die Entnahme der IP, ohne Belüften zu müssen.

Da beide Diagnostiken auf denselben Basisaufbau zurückgreifen, konnten sie nicht zeitgleich durchgeführt werden.

In Abbildung 3.7 ist das Pinholesetup mit dem 25  $\mu\text{m}$  Wolfram Pinhole dargestellt. Davor befindet sich zum Schutz vor Verunreinigungen eine PET-Folie.

Es wurde ein Wolfram-Pinhole verwendet, da Wolfram aufgrund der hohen Ordnungszahl eine geringe Transmission bei keV-Photonenenergien hat. Im Vergleich zu reinem Eisen hat Wolfram bei gleicher Dicke im Bereich von 4 bis 10 keV meistens eine geringere Transmission. Eine Ausnahme ist die Absorptionskante von Eisen bei etwa 7400 eV. [20f]

Das Radiografieobjekt (Abb. 3.8) bestand aus einer Nadelspitze und einem Folienstapel, der aus fünf übereinander und seitlich versetzten Polycarbonatfolien mit jeweils einer Dicke von 100  $\mu\text{m}$  besteht.



Abbildung 3.7: Optic-Tube-Aufbau mit 25  $\mu\text{m}$  Wolfram Pinhole und PET-Schutzfolie.

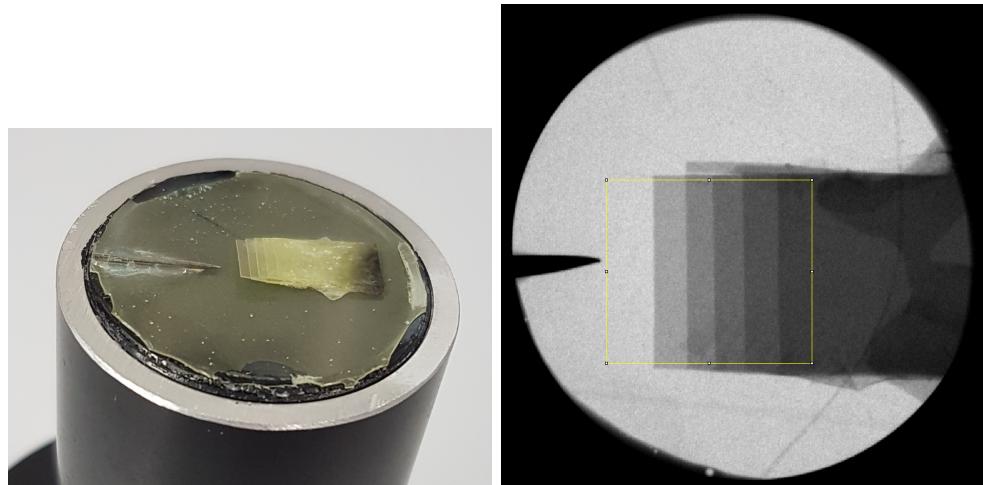


Abbildung 3.8: Radiografieobjekt: Nadelspitze und Folienstapel (5 Polycarbonatfolien je 100  $\mu\text{m}$ ). Auf der rechten Seite ist ein Image Plate Bild von Schuss Nr. 30 mit Eisen als Röntgenquelle zu sehen.

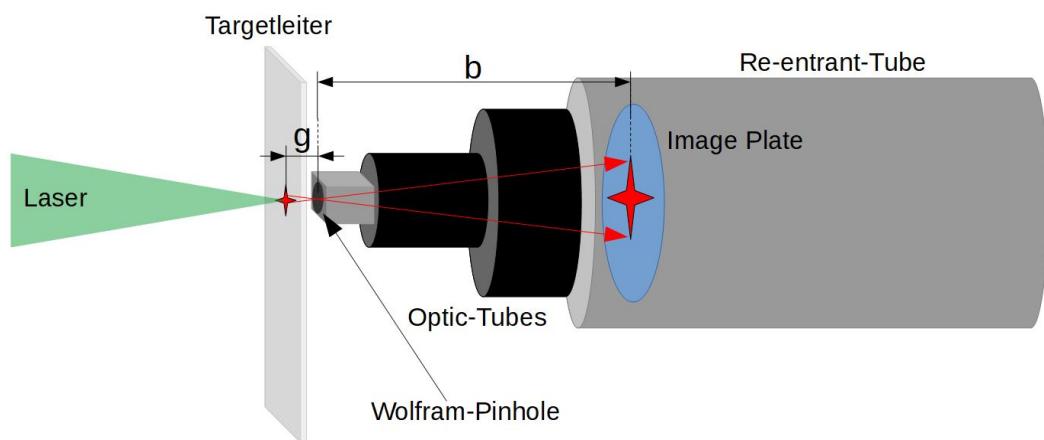


Abbildung 3.9: Skizze des Pinhole-Aufbaus. Für die Radiografie wurde der vordere Teil der Optic-Tubes durch das Radiografieobjekt ausgetauscht.

### 3.3.1 Auswertungsmethoden der Quellgröße und Auflösung der Radiografie

Aus den Quellabbildungen wird die Quellgröße bestimmt. Zur Bestimmung der Quellgröße werden horizontale und vertikale Schnitte in den Abbildungen gelegt. Danach wird eine Gaußkurve angefittet und die Halbwertsbreite (FWHM) ausgemessen. Ein Mittelwert für die Halbwertsbreite wird aus der Vertikalen und Horizontalen gebildet. Die Vergrößerung kann aus den Messwerten für die Bildweite  $b$  und die Gegenstandsweite  $g$  berechnet werden:

$$V = \frac{b}{g} \quad (3.6)$$

Aufgrund von Anpassungen während der Experimentierzeit wurden die Vergrößerungen  $V = 3,21$ ,  $V = 4,6$  und  $V = 5,9$  realisiert.

Aus den Radiografiedaten kann die Auflösung anhand der Nadelabbildung sowie die Anwendungsmöglichkeit zur Dichteauflösung gezeigt werden.

Über das Programm ImageJ kann für die Nadelkante die zugehörige Edge Spread Function (ESF) bestimmt werden. Dazu werden innerhalb des Programms die Grauwerte entlang einer Linie, welche senkrecht zu Nadelkante steht, bestimmt. Um die Auflösung am Objekt  $Aufl.Objekt$  zu berechnen, teilt man die ESF durch die Vergrößerung  $V^*$ , die aus dem Strahlensatz resultiert.  $Aufl.Objekt$  sowie die Quellgröße  $Q_{IP}$  werden folgendermaßen berechnet:

$$Aufl.Objekt = \frac{ESF}{V^*} \quad Q_{IP} = \frac{ESF}{V} \quad (3.7)$$

Die Werte für die Vergrößerungen betragen:

$$V^* = \frac{(b+g)}{g} = 2,84 \quad V = \frac{b}{g} = 1,84 \quad (3.8)$$

Zur Auswertung des Folienstapels wird ein Lineout über die Grenzflächen der einzelnen Schichten gemacht.

Die Grauwerte des Lineouts werden über die Breite aufsummiert und durch die Breite geteilt. Mit steigender Breite  $b_{Lineout}$  sollte das Rauschen proportional zu  $1/\sqrt{b_{Lineout}}$  sinken. Aus dem so erstellten Lineout wird das Rauschen (Differenz zwischen Minimum und Maximum) und die durchschnittlichen Grauwerte pro Stufen abgelesen.

Da die Röntgenquelle ein breites Spektrum an Emissionslinien emittiert, wird eine effektive Photonenergie  $E_{eff.}$  bestimmt. Diese erhält man durch die normierte logarithmische Auftragung der Grauwerte gegen die Schichtdicke  $d_{Schicht}$ . Die daraus gewonnene Steigung soll nun gleich der Steigung der folgenden Exponentialfunktion sein:

$$\exp(-d_{Schicht}/d_{Attenuation}) \quad (3.9)$$

Die Steigung (PSL pro Schichtdicke) ist abhängig von der Photonenergie, da sich die Transmission durch das Radiografieobjekt mit der Wellenlänge ändert. Die Anpassung der Steigung der Exponentialfunktion 3.9 erfolgt über die Abschwächungslänge  $d_{Attenuation}$ .  $d_{Attenuation}$  entspricht bei orthogonalem Strahleintritt der Dicke, an dem die Intensität auf den 1/e-Teil abgefallen ist. In [20e] kann für die Polycarbonatfolie die zugehörige Photonennregie zur Abschwächungslänge  $d_{Attenuation}$  herausgesucht werden.

Mittels des Rauschens kann eine Aussage über die Ungenauigkeit der Bestimmung

einer Stufe getroffen werden. Allgemeiner kann aber auch die Ungenauigkeit der Dickenbestimmung ausgerechnet werden. Dazu wird zunächst die lokale Steigung an einer Stufe im Grauwert-Schichtdicke-Diagramm bestimmt, genannt  $m_{lokal}$ . Teilt man das Rauschen  $\Delta PSL$  durch die Steigung, erhält man die lokale Auflösung  $\delta$ :

$$\delta = \frac{\Delta PSL}{m_{lokal}} \quad (3.10)$$

### 3.4 Beugungsbox

Eine weitere Diagnostik ist die Beugungsbox, mit der es möglich ist, Debye-Scherrer-Ringe aufzuzeichnen. Die Beugungsbox wurde hinter dem Target, anstelle der Optic-Tubes für das Pinhole/Radiografieobjekt eingebaut. Die Röntgenquelle befand sich auf einer horizontalen Linie mit dem Eingang der Beugungsbox, sodass die geometrischen Verzerrungen minimiert wurden.

Die Beugungsbox (Abb. 3.10) ist auf der Rück- und Oberseite mit Image Plates ausgestattet, womit Winkel von 0 bis 90 Grad ab der Strahlachse abgebildet werden können. Die Röntgenemissionen treffen am Eingang der Beugungsbox auf eine Metallfolie. Diese ist um 45 Grad geneigt, damit es bei großen Reflexwinkeln keine Abschattung durch die Halterung gibt. Im Verlauf der Experimentierzeit wurde auf die Halterung verzichtet und die Metallfolie direkt an die Innenseite der Beugungsbox geklebt. Das Material der Metallfolien besteht aus Eisen und Aluminium. Um die Menge der Röntgenemission zu begrenzen und um einen möglichst senkrecht zur Box eintreffenden Strahl zu gewährleisten, wurde ein Pinhole mit circa 0,5 mm Durchmesser verwendet. In Abbildung 3.11 ist die Halterung der Metallfolie und das Pinhole im ausgebauten Zustand zu sehen.

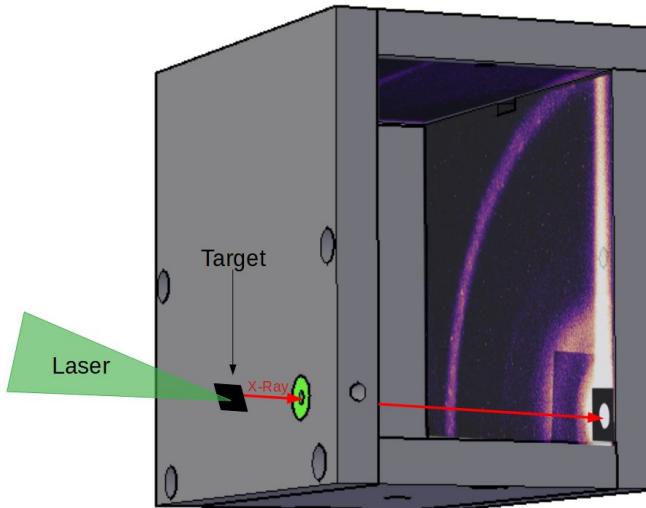


Abbildung 3.10: Aufbau der Beugungsbox mit Strahlengang. Innerhalb der Box sind beispielhaft die IPs von Schuss 54 in Falschfarbendarstellungen zu sehen (Ober- und Rückseite). In Hellgrün ist die Halterung mit Pinhole dargestellt.

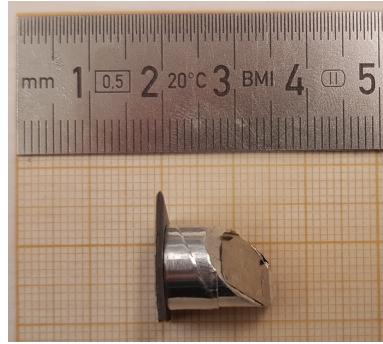


Abbildung 3.11: Metallfolie mit Halterung und Bleipinhole, die in die Frontplatte der Beugungsbox eingesetzt wurde.

### 3.4.1 Auswertungsmethode der Debye-Scherrer-Ringe

Auf den eingescannten Image Plates war aufgrund des Aufbaus nur circa ein viertel der Debye-Scherrer-Ringe sichtbar. An diese Teilstücke wird eine Ellipsengleichung angepasst. Daraus resultieren die Halbachsen  $a$  und  $b$ . Zur vereinfachten Auswertung wird angenommen, dass die Beugungsbox nur entlang der vertikalen Achse verdreht ist. Daher bleibt die vertikale Halbachse gleich dem Radius, der nur vom doppelten Braggwinkel  $2\theta$  und der Entfernung Folie-IP abhängt, wenn die Image Plate in vertikaler Ebene senkrecht zur Strahlachse steht.

Die Ellipsengleichung lautet:

$$\frac{(x - x_0)^2}{a^2} + \frac{(y - y_0)^2}{b^2} = 1 \quad (3.11)$$

Für die Debye-Scherrer-Ringe gilt die Braggsbedingung:

$$n\lambda = 2d \cdot \sin(\theta) \quad (3.12)$$

Der Abstand  $d$  der Netzebenen von kubischen Kristallen lässt sich aus den Miller-Indizes  $(h,k,l)$  (für die Auswahlregeln siehe Theorie 2.5.1) und der Gitterkonstante  $g$  berechnen:

$$d = \frac{g}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (3.13)$$

Aus Gleichung 3.12 und 3.13 berechnet sich der doppelte Braggwinkel:

$$2\theta = 2 * \arcsin \left( \frac{\lambda}{2g} n \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \right) \quad (3.14)$$

Die Gitterkonstante  $g$  beträgt für die Eisenfolie (bcc)  $g_{Fe} = 286,6 \text{ pm}$ , für die Aluminiumfolie (fcc)  $g_{Al} = 404 \text{ pm}$ .



## Kapitel 4

# Auswertung der HOPG-Spektren

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse des HOPG-Spektrometers präsentiert. Anhand der Spektren konnte die Zusammensetzung der Plasmaemission bei Photonenenergien im Kiloelektronenvolt-Bereich untersucht werden. Die Targetmaterialien mit Ordnungszahlen von 22 bis 29 werden bei Laserintensitäten von  $2,5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  bis  $5,4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  zu heliumartigen Ionen ionisiert. Daher ist die intensivste Linie die des elektronischen Übergangs von  $n=2$  nach  $n=1$ , auch He- $\alpha$  genannt. Dazu zählen die Resonanzlinie ( $1s2s\ 1P$  nach  $1s^2\ 1S$ ), die Interkombinationslinie ( $1s2s\ 3P$  nach  $1s^2\ 1S$ ) und die dielektronischen Satelliten der Resonanzlinie. Weitere beobachtete Emissionen sind He- $\beta$  ( $n=3$  nach  $n=1$ ) und He- $\gamma$  ( $n=4$  nach  $n=1$ ). Die nächsthöhere Ionisationsstufe ist die des wasserstoffartigen Ions in dem die Lymanübergänge stattfinden. Diese konnte nicht bzw. nur zu schwach für einen verlässlichen Nachweis mit diesem HOPG-Spektrometer nachgewiesen werden. Eine genauere Beschreibung der Ionisationszustände und deren Emissionen ist in Abschnitt 2.1.1 zu finden. Im Anhang B sind alle wichtigen Emissionslinien, deren Energie sowie deren elektronischer Übergang aufgelistet.

Des Weiteren ist in den Spektren die K- $\alpha$ -Emission zu beobachten. Die Emission der K- $\alpha$  soll durch die Verwendung von Schichttargets erhöht werden (Photopumping). In Abschnitt 2.3 wird näher darauf eingegangen.

Der Untergrund der Spektren setzt sich aus der kontinuierlichen Bremsstrahlung, frei-gebunden Rekombination und Rauschen, das z.B. durch die diffuse Reflexion auf die Image Plate auftrifft, zusammen.

In Tabelle 4.1 sind zunächst die Targets und ihre Eigenschaften aufgeführt.

Element	Ordnungszahl	Art des Targets	Dicke
Titan (Ti)	22	Folie	$5 \mu\text{m}$
Eisen (Fe)	26	Folie	$25 \mu\text{m}$
Nickel (Ni)	28	Folie	$10 \mu\text{m}$
Kupfer (Cu)	29	Folie	$10 \mu\text{m}$
Vanadium auf Titan (VonTi)	23 22	V gesputtert auf Ti-Folie	$200 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ $5 \mu\text{m}$
Kupfer auf Nickel (CuonNi)	29 28	Cu gesputtert auf Ni-Folie	$200 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ $10 \mu\text{m}$

Tabelle 4.1: Aufstellung der Targeteigenschaften

## 4.1 Die He- $\alpha$ -Emissionen

Die He- $\alpha$ -Emissionslinie stellt zusammen mit ihrer Interkombinationslinie und den dielektronischen Satelliten die intensivste Liniengruppe in den Spektren dar. Diese Emissionen der verwendeten Elemente sind mit einer Wellenlänge im Bereich von  $10^{-10}$  m zwischen weicher und harter Röntgenstrahlung einzuordnen.

Im Folgenden sind beispielhaft die Spektren von den verwendeten Targets Titan, Eisen, Nickel und Kupfer bei hohen Laserenergien bzw. Laserintensitäten dargestellt. Die gezeigten Spektren sind bis auf eine Ausnahme auf die Transmission der Materialien, die sich im Strahlengang befunden haben, korrigiert. Auf die sich ebenso im Strahlengang des HOPG-Spektrometers befindliche Schutzfolie wurden die Spektren nicht korrigiert. In Abbildung A.7 in Anhang A ist die Transmissionskurve der Schutzfolie dargestellt. Jedoch wurde diese Schutzfolie in der Berechnung der Photonenzahl und Konversionseffizienz berücksichtigt. Die Opazität des Plasmas wurde nicht bestimmt und daher auch nicht korrigiert, da der Vergleich der Anzahl an emittierten Photonen und nicht die Untersuchung der Plasmaparameter im Vordergrund steht.

In den Spektren stellen die vertikalen Linien die tabellierten Emissionslinien dar. Diese stimmen aufgrund des im Python-Skript formulierten Auswertungsverfahren nicht ganz mit den Maxima der Emissionslinien überein. Grund dafür sind neben der ausschließlichen Anpassung der Variablen  $x\_HOPG$  und  $h\_HOPG$  ebenso weitere auf das Spektrum Einfluss nehmende Faktoren in Aufbau und Durchführung. So wurde eine leichte Verkipfung des HOPG-Kristalls in der Halterung festgestellt. Diese Abweichung von der Waagerechten beträgt 0,4 mm vom einen zum anderen Ende des Kristalls. Zusätzlich kann die Image Plate durch den händischen Einbau leicht schräg in der Halterung sitzen. Außerdem ist die He- $\alpha$ -Resonanzlinie aufgrund der Linienverbreiterung und der Auflösung des HOPG-Spektrometers mit der Interkombinationslinie und den dielektronischen Satelliten verschmolzen. Dies ist für die Auswertung der Photonenzahl und der Konversionseffizienz irrelevant, führt aber in den Spektren dazu, dass die Position der He- $\alpha$ -Resonanzlinie innerhalb einer Gruppe teilweise kein Maxima trifft. Manche dielektronische Satelliten können auch intensiver als die Resonanzlinie sein. Dies kann bei den erreichten Laserintensitäten auftreten, da die Temperatur für reine heliumartige Zustände noch nicht hoch genug ist. Es befinden sich neben dem He- $\alpha$ -Übergangselektron weitere angeregte Elektronen im Ion, die die Übergangsenergie verringern. Und da die Linien ineinander verschmolzen sind, kann keine eindeutige Aussage über die Intensität der einzelnen Linien getroffen werden.

Die roten Balken in den Spektren stellen die berechneten Energieverbreiterungen  $\Delta E$  aufgrund des Spektrometers, der Quellgröße und der Auflösung der Image Plate dar. Die angegebenen Verbreiterungen beziehen sich auf die He- $\alpha$ -Linie. In Abschnitt 2.6 wird die Theorie und Berechnung erläutert. In Anhang C sind die Werte tabelliert. In den Spektren sind aufgrund der Übersichtlichkeit unbeschriftete vertikale Linien (orange gestrichelte Linien) enthalten. Diese entsprechen den dielektronischen Satelliten der jeweiligen Gruppe (He- $\alpha$ , - $\beta$ , - $\gamma$ ).

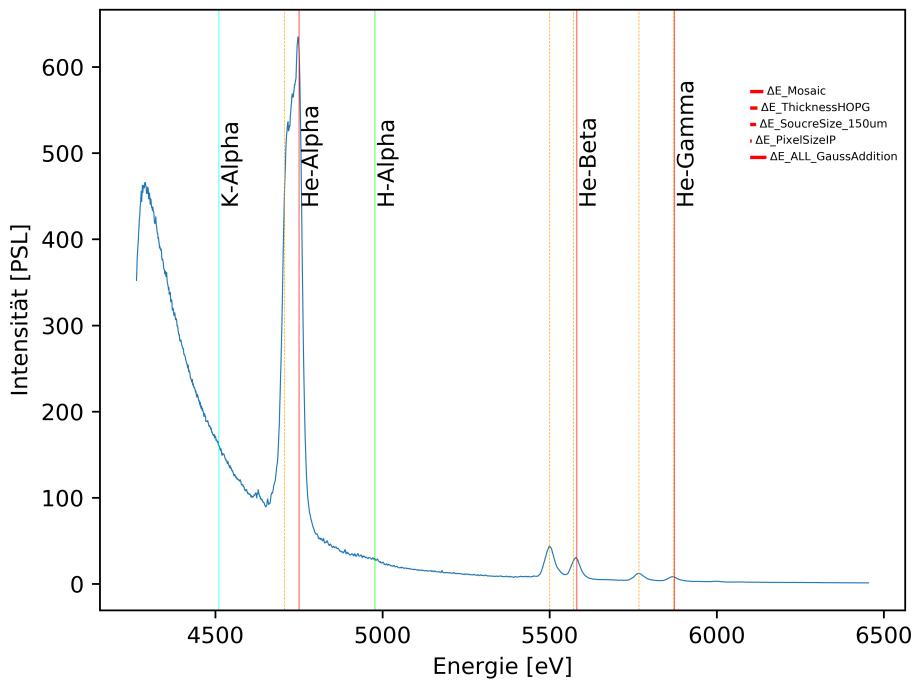


Abbildung 4.1: Titanspektrum von Schuss 57 bei einer Laserenergie von 156 Joule.  
 $I_{\text{Laser}} = 2,2 \times 10^{15} \text{ Watt/cm}^2$ .

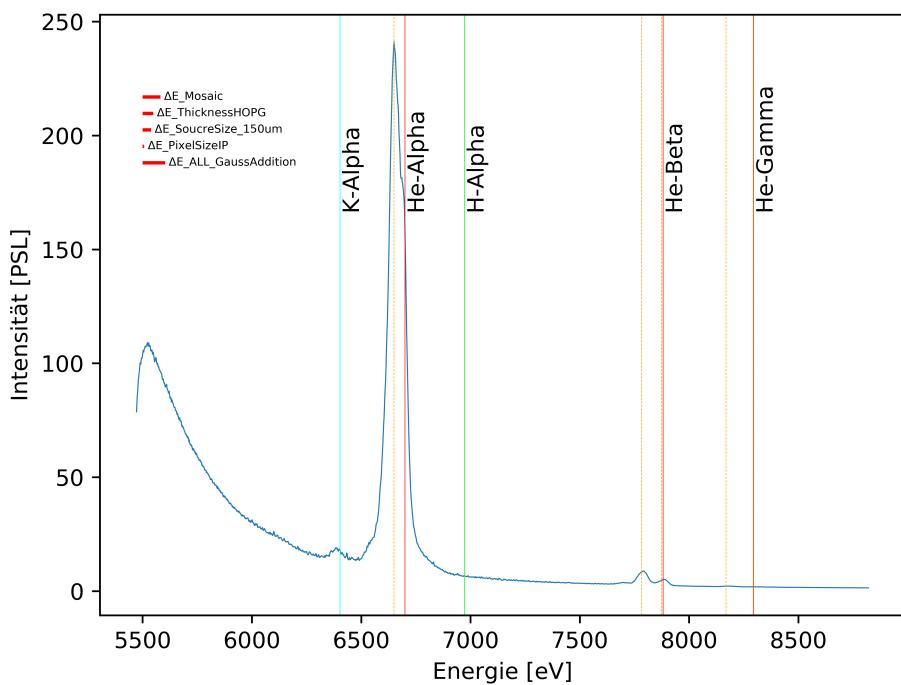


Abbildung 4.2: Eisenspektrum von Schuss 64 bei einer Laserenergie von 137 Joule.  
 $I_{\text{Laser}} = 4,8 \times 10^{15} \text{ Watt/cm}^2$ .

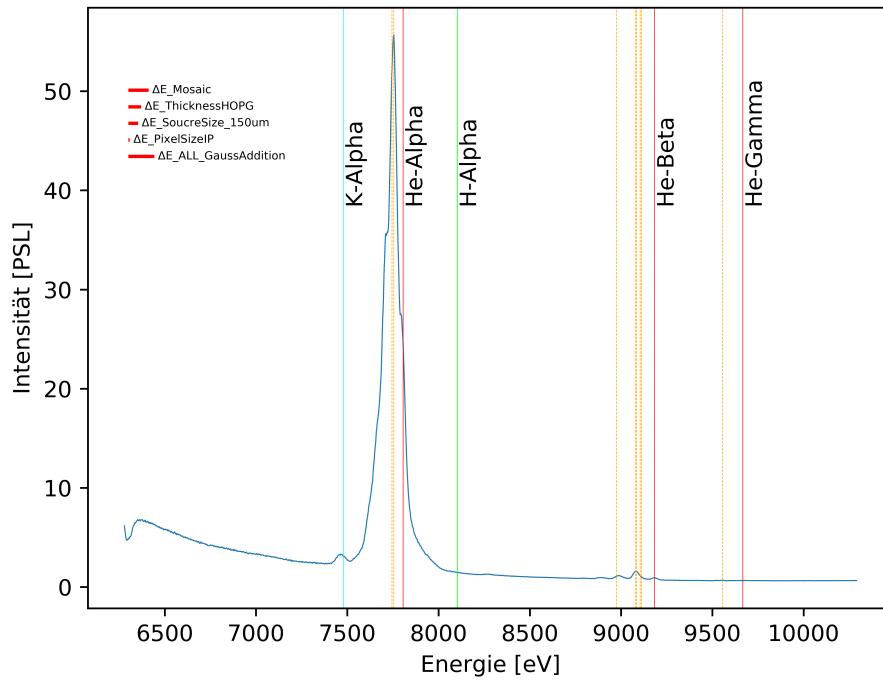


Abbildung 4.3: Nickelspektrum von Schuss 36 bei einer Laserenergie von 145 Joule.  
 $I_{\text{Laser}} = 2 \times 10^{15} \text{ Watt/cm}^2$ .

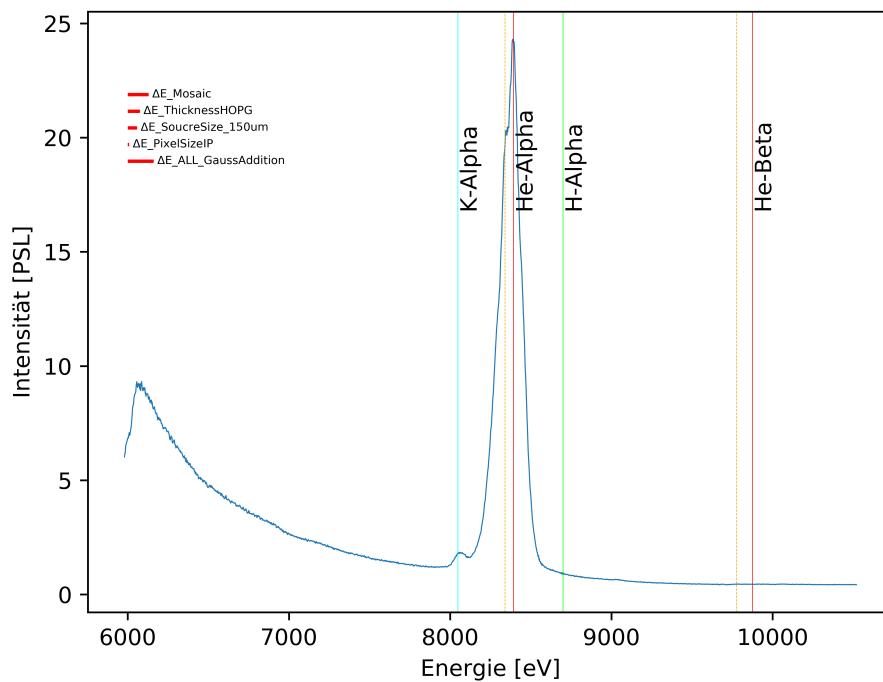


Abbildung 4.4: Kupferspektrum von Schuss 63 bei einer Laserenergie von 146 Joule.  
 $I_{\text{Laser}} = 5,1 \times 10^{15} \text{ Watt/cm}^2$ .

Bei der Betrachtung der Spektren fällt zunächst auf, dass sowohl die Anzahl der Rydberg-Gruppen (He- $\alpha$ , He- $\beta$ , He- $\gamma$ ) als auch die Intensität der jeweiligen Gruppen mit steigender Ordnungszahl abnimmt. Für Titan sind angeregte Zustände bis zur vierten Schale nachweisbar (He- $\gamma$ -Emission). Dagegen sind bei Kupfer nur Emissionen bis zur zweiten Schale (He- $\alpha$ -Emission) sichtbar. Dies kann mit der Regemorter-Formel 2.19 aus Abschnitt 2.1.3 erklärt werden. Zur Erinnerung ist hier die Anregungsrate verkürzt dargestellt:

$$\langle v\sigma_{ex} \rangle \propto \exp\left(-\frac{\Delta E_{nm}}{T_e}\right) \quad (4.1)$$

Steigt die Ordnungszahl, erhöht sich ebenso die Energiedifferenz zwischen Elektronenniveau  $n$  und  $m$   $\Delta E_{nm}$ . Diese Energiedifferenz  $\Delta E_{nm}$  wird auch für die höheren Rydbergzustände immer größer. Der Exponentialteil lässt die Anregungsrate mit steigender Energiedifferenz  $\Delta E_{nm}$  stark sinken. Mit der Anregungsrate sinkt auch die Emission bei der Abregung, weshalb die Intensität bzw. die Zahl der Rydberg-Gruppen abnimmt.

Die dielektronischen Satelliten der He- $\alpha$  sind bei allen Elementen aufgrund der Auflösung des Spektrometers ineinander verschmolzen, da diese Satelliten energetisch sehr nahe bei der He- $\alpha$ -Resonanzlinie liegen. Die Präsenz der He- $\beta$ -Satelliten und der ungleichmäßigen Form der He- $\alpha$ -Gruppe zeugt von der Anwesenheit der He- $\alpha$ -Satelliten. Dies spricht für eine hohe Anzahl an lithiumartiger Ionen, die die heliumartige Emission bzw. den dielektronischen Übergang durchführen.

Abbildung 4.5 zeigt die Photonenanzahl der He- $\alpha$ -Gruppe unter der Annahme einer isotropen Abstrahlung in den gesamten Raumwinkel in Abhängigkeit der Laserintensität. Aus den zuvor genannten Gründen erreicht Titan die höchste Photonenanzahl.

Trotz der geringeren Intensität bei höheren Ordnungszahlen, sind Elemente wie Kupfer interessant, da diese Spektren keine höheren Rydbergzustände aufweisen und härtere Röntgenstrahlung als die niedrigeren Z-Targets emittieren. Aufgrund dessen ist Kupfer für Diagnosiken, in denen eine möglichst schmale Wellenlängenverteilung benötigt wird, von Vorteil, wie beispielsweise bei der Beugung an Folien (Kapitel 7).

Der Untergrund setzt sich zusammen aus einer Kombination von Bremsstrahlung (frei-frei Übergang) und kontinuierlicher Rekombination (frei-gebunden Übergang). Auch Streulicht, welches durch die Reflexion an anderen Oberflächen in der Targetkammer auf die Image Plate trifft sowie Schwarzkörperstrahlung kann nicht ausgeschlossen werden. Zum Untergrund wurden keine weiteren Auswertungen durchgeführt.

Die Zahl der Photonen ist mit einem Fehler behaftet. Die systematischen Fehler können in zwei Gruppen eingeteilt werden: Kalibrationsfehler und Auswertungsfehler.

Zu den Kalibrationsfehlern gehören die integrierte Reflektivität des HOPGs ( $\alpha_{HOPG} = 3 \text{ mrad}$ ) und die Energie, die 1 PSL auf der Image Plate hervorruft (beträgt 1 MeV/PSL). Da die Annahme eines Kalibrationsfehlers von jeweils 50 % alle Messdaten gleichermaßen betrifft, wurde dieser Fehler nicht in den Graphen eingetragen.

Aufgrund der Auswertung sind folgende Fehler aufgetreten. Bei der Anfertigung der Lineouts auf der Image Plate kann es zu Informationsverlusten kommen, da ein starres Lineout für alle Messdaten verwendet wurde. Hierfür wurde ein 1 %iger Fehler abgeschätzt. Für die Berechnung der Photonenanzahl wurde angenommen, dass alle Photonen einer Gruppe dieselbe Photonenenergie haben. Im Falle der He- $\alpha$ -Gruppe war das die Resonanzlinie. Die Energiedifferenz zwischen den dielektronischen Satelliten und der Resonanzlinie beträgt etwa 50 eV. Hinzu kommt noch die Verbreiterung

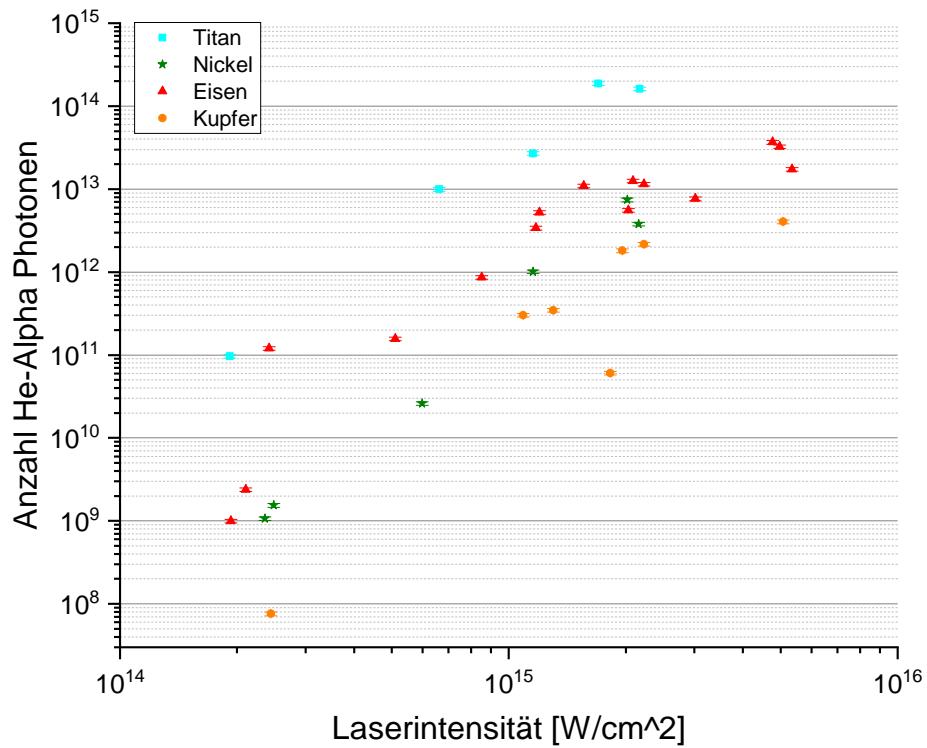


Abbildung 4.5: Anzahl der emittierten Photonen gegen die Laserintensität.

Die Anzahl der Photonen bezieht sich auf die Photonenergien der He- $\alpha$ -Gruppe: Titan 4750 eV, Eisen 6700 eV, Nickel 7806 eV und Kupfer 8392 eV.

durch das Spektrometer (siehe Anhang C). Zusammen ergibt sich eine Unsicherheit von 100 eV, woraus sich im Verhältnis zur Resonanzlinie ein 2 %iger Fehler ergibt. Zwar nimmt der Zuordnungsfehler mit der Ordnungszahl ab, da die Photonenergie steigt, aber die Verbreiterung wirkt sich stärker auf höhere Photonenergien aus. Deshalb bleibt dieser Fehler für alle Elemente ungefähr konstant. Ein 2%iger Fehler der Photonenzahl ergibt sich ebenfalls aus dem manuellen Abzug des Untergrundes. Dabei wird eine Gerade am Fuß einer Liniengruppe angelegt. Da dies nach eigenem Ermessen geschieht, entsteht dieser Fehler. Damit beträgt der Gesamtfehler der Auswertung 5 %.

Manche Linien sind schräg oder leicht gewölbt auf der IP abgebildet (siehe Abb. 3.5), weshalb die Grauwerte teilweise der falschen Energie zugeordnet werden. Dies hat aber keinen Einfluss auf die Photonenzahl, da alle PSL einer Gruppe aufsummiert werden.

### Die Elektronentemperatur $T_e$ im Plasma

In diesem Abschnitt soll es um die Elektronentemperatur gehen. Zwar war es nicht das Ziel des Experiments, diese zu bestimmen, aber es konnten anhand der Spektren vereinzelt Aussagen zur Temperatur getroffen werden. Zunächst soll es um mögliche Methoden zur Bestimmung der Elektronentemperatur gehen. Diese sind:

- Dielektronische Satelliten: Hierbei wird aus dem Verhältnis der dielektronischen Satelliten und der Resonanzlinie die Temperatur abgeschätzt. Mit den vorhandenen Daten ist dies nicht möglich aufgrund der geringen Auflösung des HOPG-Spektrometers. Durch den HOPG-Kristall ergibt sich eine zu starke Linienverbreiterung, sodass diese sich überlappen.
- Rydberg-Gruppen: Aus der Intensität der Resonanzlinie der jeweiligen Rydberg-Gruppe kann, bei logarithmischer Darstellung der Intensitätsverhältnisse gegen die Übergangsenergie des jeweiligen Übergangs  $n$ , die Elektronentemperatur bestimmt werden [Ros19]:

$$\ln \frac{I_n}{I_1} = a - b * E_n \quad b = \frac{1}{T_e} \quad (4.2)$$

Da in den gezeigten Spektren die Opazität nicht korrigiert ist (Die Opazität ist für Aussagen zur Photonenzahl und der Konversionseffizienz nicht nötig.) und die He- $\alpha$ -Resonanzlinie stark vom Plasma absorbiert wird, kann daraus keine Elektronentemperatur berechnet werden.

Für das Plasma kann zwar keine Elektronentemperatur berechnet, für die Elemente jedoch eine maximale Temperatur angegeben werden. Dies stützt sich auf FlyCHK-Simulationen [20d]. Hierfür wird ein Steady-State-Modell bei einer Elektronendichte von  $4,5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  angenommen. Die Emission der heliumartigen Ionen findet für kleine Energien nur an der heißesten Stelle im Plasma statt. Diese Region befindet sich bei der kritischen Dichte  $n_c$ . Die kritische Dichte entspricht für einen Laser der Wellenlänge  $\lambda = 500 \text{ nm}$  etwa  $4,5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

Die gemessenen Plasmen haben eine geringere Temperatur als die Temperatur, ab dem die Lyman- $\alpha$ -Emission sichtbar ist. Für dieses Spektrometer müsste die Intensität der lymanartigen Ionen mindestens 1 % der Intensität der He- $\alpha$ -Emission betragen, damit diese sich vom Untergrund abheben. In Tabelle 4.2 sind die Temperaturen aufgetragen, ab denen Lyman- $\alpha$ -Emissionen in FlyCHK auftreten, d.h. ab wann (bei steigender Temperatur) die Lyman- $\alpha$  ein Hundertstel der He- $\alpha$  erreicht hat.

In den Spektren ist mit Ausnahme von Schuss 57 keine Lyman- $\alpha$ -Emission zu erkennen. Daher kann in den restlichen Fällen davon ausgegangen werden, dass sich die Elektronentemperatur unterhalb der Lyman- $\alpha$ -Start-Temperatur befindet. Die sehr hohe Laserenergie von 156 Joule konnte beim Titanarget nur eine geringe Intensität an Lyman- $\alpha$  hervorrufen, weshalb hier eine Elektronentemperatur von 1000 eV möglich ist.

Element	Lyman- $\alpha$ -Start-Temperatur [eV]
Titan (Z=22)	1000
Eisen (Z=26)	1600
Nickel (Z= 28)	2000
Kupfer (Z=29)	2200

Tabelle 4.2: Steady-State Rechnungen mit FlyCHK [20d] bei einer Elektronendichte von  $4,5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , die etwa der kritischen Dichte für eine Laserwellenlänge von 500 nm entspricht.

Aus der Laserintensität können mit einer strahlungs-hydrodynamischen 2D-Simulation und der analytischen Formel 2.30 (siehe Theorie 2.2.3) Elektronentemperaturen berechnet werden. Bei der Simulation handelt es sich um den Code MULTI-2D [RMR08],

welcher auf das Element Aluminium angewendet wurde. Abbildung 4.6 zeigt die Skalierung der Temperatur mit der Laserintensität der beiden Verfahren. Die Formel 2.30 weist eine deutlich größere Steigung als die Skalierung aus der Simulation auf, weshalb es hier zu einer Überschätzung der Temperatur kommt. Im nächsten Kapitel werden diese zwei Verfahren verwendet, um die Konversionseffizienz der He- $\alpha$ -Emission mit einer FlyCHK-basierten Konversionseffizienz zu vergleichen.

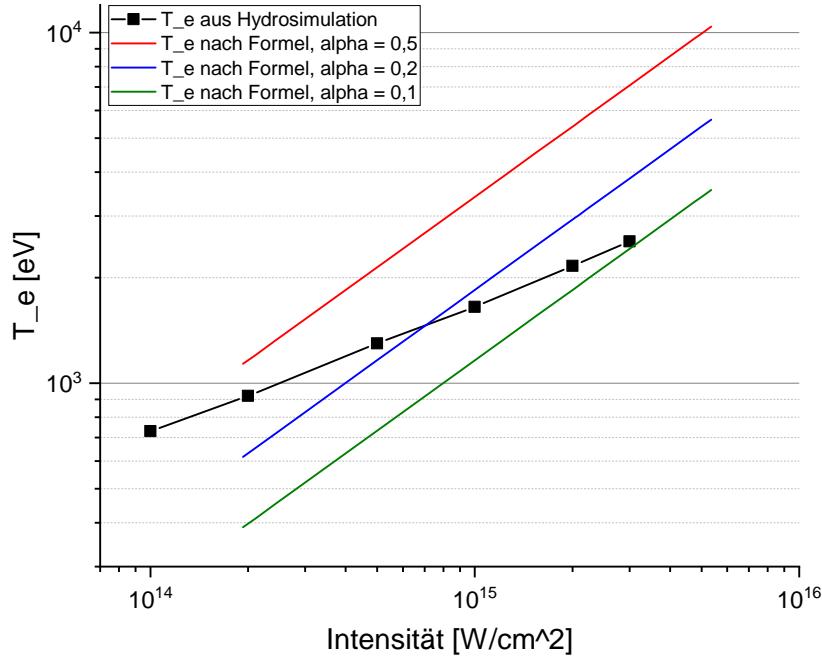


Abbildung 4.6: Skalierung der Temperatur aus der Hydrosimulation für Aluminium und der Formel 2.30. Bei der Formel wurde die Absorption  $\alpha$  variiert (10 %, 20% und 50 %).

### Die Elektronendichte $n_e$ im Plasma

Wie bereits kurz angesprochen findet im Bereich der kritischen Dichte  $n_c$  die Emission der Röntgenstrahlung statt. An  $n_c$  befindet sich, aufgrund der Deponierung des Großteils der Laserenergie, die heißeste Stelle im Plasma. Die kritische Dichte ist bei senkrechter Lasereinstrahlung der Ort der maximalen Laserabsorption ( $\omega_{pe} = \omega_{Laser}$ ), weshalb man dies als Steady-State Situation bezeichnen kann und daher in FlyCHK eine feste kritische Dichte angibt. Für den Nhelix- und PHELIX- Laser ergeben sich aus Formel 2.2 die kritischen Dichten:

$$\begin{aligned} \text{Nhelix } (\lambda = 532\text{nm}) : n_c &= 3,94 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \\ \text{PHELIX } (\lambda = 527\text{nm}) : n_c &= 4,01 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (4.3)$$

#### 4.1.1 Konversionseffizienz C.E. der He- $\alpha$

Die Summe der PSL unter der He- $\alpha$ -Gruppe ergab eine Photonenzahl, die auf die Gesamtzahl in der Plasmasphäre hochgerechnet wurde (Vorgehensweise in Abschnitt

3.2). Für die Berechnung der Konversionseffizienz C.E. (engl. "Conversion Efficiency") wurde die vereinfachende Annahme getroffen, dass die Energien aller Photonen der He- $\alpha$ -Gruppe denen der He- $\alpha$ -Resonanzlinie gleichen. Die Konversionseffizienz wird aus der Anzahl der Photonen  $N_{total}$ , der Photonenergie der Resonanzlinie  $E_{line}$  und der Laserenergie  $E_{Laser}$  berechnet:

$$C.E. = \frac{N_{total} * E_{line}}{E_{Laser}} \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.7 bis 4.10 sind die Konversionseffizienzen C.E. gegen die Laserintensität aufgetragen. Hier zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei der Photonenzahl der He- $\alpha$ -Gruppe. Titan erreicht eine C.E. von 0,001 und liegt somit deutlich über den Werten von Eisen, Nickel und Kupfer.

Zusätzlich wurden in die Graphen FlyCHK-simulationsbasierte Konversionseffizienzen C.E. eingetragen. Diese eingefügten Kurven sollen ein besseres Verständnis für den Verlauf der gemessenen C.E. liefern. Bei der FlyCHK-Simulation wurde die Emissivität eines Steady-State-Plasmas für die jeweiligen Elemente von 100 eV bis zu mehreren tausend eV ausgerechnet. Die Simulation soll nur den Verlauf der Emissivität darstellen. FlyCHK gibt die Emissivität in Abhängigkeit der Elektronentemperatur  $T_e$  aus. Es werden zwei verschiedene Modelle verwendet, um die Emissivität in Abhängigkeit der Laserintensität auftragen zu können. Diese Modelle geben den Verlauf der Laserintensität mit der Temperatur vor. Die FlyCHK-Simulation und jeweils ein Modell liefert eine Konversionseffizienz, welche mit dem Parameter  $y$  an die Messdaten angepasst werden.

$$C.E. = \frac{\text{Emissivität}}{I \cdot y} \quad (4.5)$$

Die Konversionseffizienzen, bei denen Formel 2.30 verwendet wird, sind mit  $C.E._{absorption}$  gekennzeichnet. Hierbei werden verschiedene Absorptionsstärken ( $\alpha = 0, 1$  und  $\alpha = 0, 5$ ) angenommen. Das zweite Modell ist die bereits erwähnte strahlungs-hydrodynamische 2D-Simulation [RMR08], gekennzeichnet als  $C.E._{Hydro}$ .

Aus dem Abschnitt 2.2.3 ist die Formel 2.30 bekannt. Umgestellt nach der Intensität sieht diese wie folgt aus:

$$I = \frac{a}{\alpha} \cdot T_e^{3/2} \quad \text{mit} \quad a = \frac{f n_c k_B^{3/2}}{\sqrt{m_e}} \quad (4.6)$$

Der Parameter  $a$  stellt die fixen Variablen  $f$  und  $n_c$  dar. Die Absorption  $\alpha$  wird variiert. Die Konversionseffizienz  $C.E._{absorption}$  ist:

$$C.E._{absorption} = \frac{\text{Emissivität}}{I \cdot y_{absorption}} \quad (4.7)$$

In der strahlungs-hydrodynamischen 2D-Simulation sind die Absorption und der Wärmefluss enthalten, weshalb nur die Höhe der Konversionseffizienz  $C.E._{Hydro}$  mit  $y_{Hydro}$  angepasst wird. Die Rechnungen wurden für Aluminium durchgeführt. Es wird angenommen, dass der Temperatur-zu-Intensitätsverlauf für Titan, Eisen, Nickel und Kupfer vergleichbar ist. Die Konversionseffizienz  $C.E._{Hydro}$  ist:

$$C.E._{Hydro} = \frac{\text{Emissivität}}{I \cdot y_{Hydro}} \quad (4.8)$$

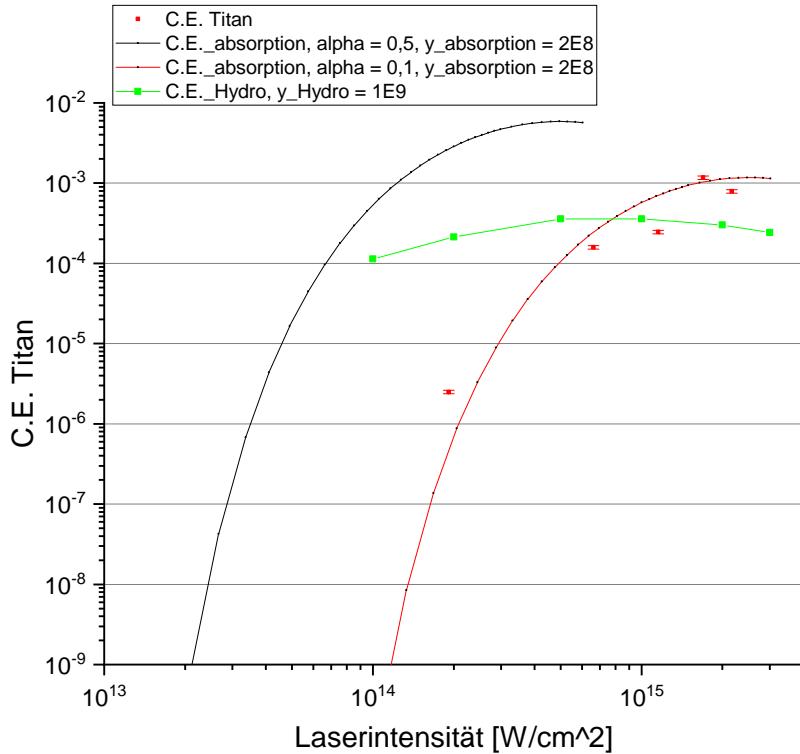


Abbildung 4.7: Konversionseffizienz C.E. für Titan aufgetragen gegen die Laserintensität.  
Ergänzt durch Simulationen.

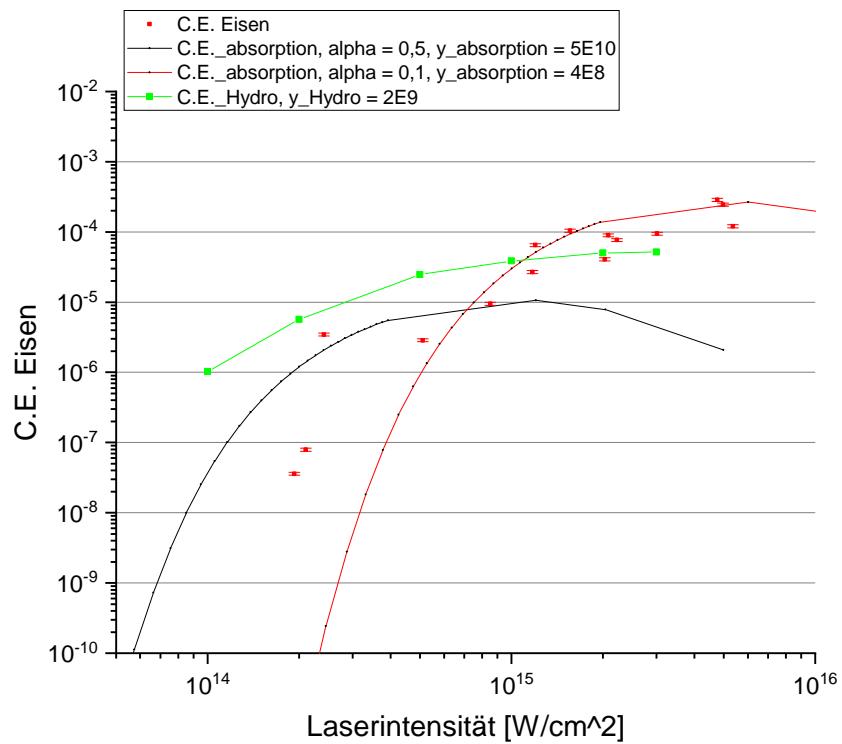


Abbildung 4.8: Konversionseffizienz C.E. für Eisen aufgetragen gegen die Laserintensität.  
Ergänzt durch Simulationen.

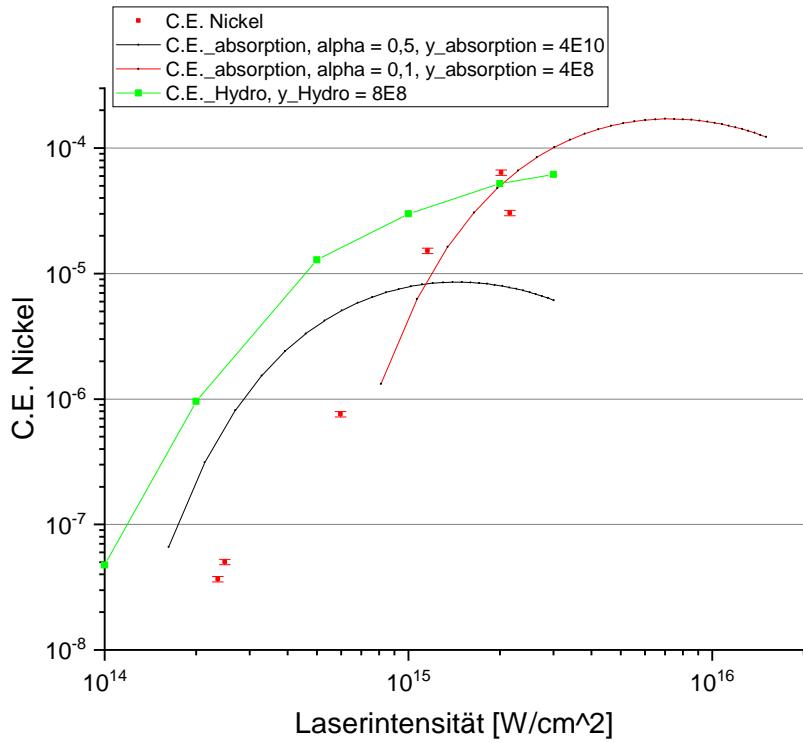


Abbildung 4.9: Konversionseffizienz C.E. für Nickel aufgetragen gegen die Laserintensität.  
Ergänzt durch Simulationen.

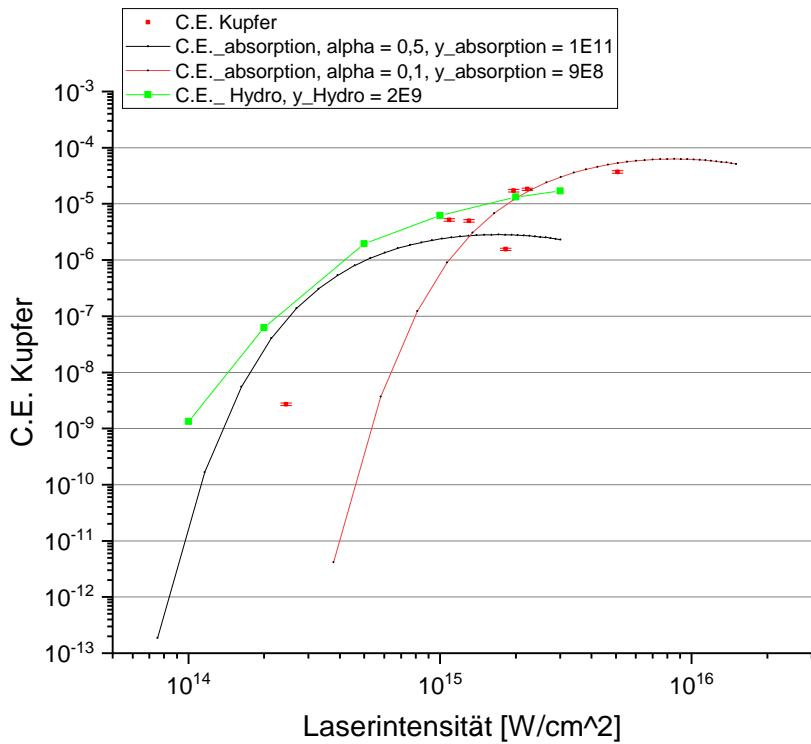


Abbildung 4.10: Konversionseffizienz C.E. für Kupfer aufgetragen gegen die Laserintensität.  
Ergänzt durch Simulationen.

Die Photonenanzahl und damit auch die Konversionseffizienz ist neben der Kalibrationsunsicherheit mit einer Auswertungsunsicherheit von 5 % behaftet (wie in Abschnitt 4.1).

Im Folgenden werden die Messdaten mit den Kurvenverläufen der Simulationen verglichen. Die FlyCHK-Simulation in Kombination mit der Formel wird durch die rote und schwarze Kurve dargestellt. Die Anpassung der Simulationskurven über die Parameter  $\alpha$  und  $y_{abs}$  gelang für Titan und Eisen für eine Absorption von 10 % gut. Liest man für die Messwerte von Titan die Temperatur der roten Kurve aus, erhält man eine Temperaturspanne von 400 bis 1900 eV. Dies scheint für niedrige Intensitäten realistisch zu sein, für hohe Intensitäten ist die Temperatur über der Lyman-Start-Temperatur (Tab. 4.2). In den Spektren war nur bei Schuss 57 ( $I_{Laser} = 2,2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ) die Lyman- $\alpha$ -Emission schwach sichtbar, weshalb es hier sein könnte, dass eine Temperatur von circa 1900 eV vorlag. Eisen liegt bei Laserintensitäten von  $I_{Laser} = 5,1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  bis  $I_{Laser} = 5,4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  bei einer Temperatur von 750 bis 3600 eV. Auch hier scheint es für niedrige Intensitäten gut zu passen. Bei hohen Intensitäten wird die Temperatur deutlich überschätzt, da keine Lyman- $\alpha$ -Emission in den Eisenspektren sichtbar ist. Für Nickel liegen bei hohen Intensitäten nur wenige Datenpunkte auf der roten Kurve, diese entsprechen einer Temperatur von 1200 bis 1800 eV. In den Nickelspektren ist keine Lyman- $\alpha$ -Emission sichtbar und die Temperaturen liegen unterhalb der Lyman-Start-Temperatur, weshalb diese Temperaturen eine gute Näherung sein können. Kupfer verhält sich ähnlich wie Eisen mit einer Temperatur der passenden Datenpunkte von 1400 eV bis 3400 eV. Eine Temperatur von 1400 eV scheint plausibel, da keine Lyman- $\alpha$ -Emission in den Spektren sichtbar ist. Eine Temperatur von 3600 eV ist jedoch deutlich zu hoch.

Insgesamt scheint die Methode aus FlyCHK und der Formel 2.30 mit einer Absorption von 10 % teilweise plausible Ergebnisse liefern zu können. Als Methode zur Bestimmung von Konversionseffizienzen oder Vorhersage zum weiteren Verlauf ist dies jedoch nicht ausreichend.

Die strahlungs-hydrodynamischen 2D-Simulationen sind als grüne Kurven in den Konversionseffizienzgraphen gekennzeichnet. Abgesehen von Titan beschreibt diese Methode den Verlauf deutlich besser. Diese Simulation weist über einen größeren Intensitätsbereich ähnliche lokale Steigungen wie die Messdaten auf. Betrachtet man die Temperatur zu den Datenpunkten, welche gut an die Hydrosimulation angepasst sind, ergeben sich ähnliche Werte wie zuvor (Eisen mit 1600 bis 2500 eV, Nickel mit 2200 eV und Kupfer mit 1600 eV). Auch hier sind Aussagen zum weiteren Verlauf schwierig, da die Hydrosimulation die Datenpunkte nicht ausreichend gut füttet.

Betrachtet man den Faktor der Zunahme der Konversionseffizienz  $\Delta C.E.$  über den gegebenen Laserintensitätsbereich zeigt sich, dass  $\Delta C.E.$  mit der Ordnungszahl Z ansteigt (siehe Tabelle 4.3). Nickel ist hierbei ein Ausreißer, weil für Nickel kein Schuss bei maximaler Intensität durchgeführt wurde.  $\Delta C.E.$  für Nickel wäre bei einer zusätzlichen Messung mit maximaler Laserintensität nochmals stark angestiegen, da man aufgrund der ähnlichen Atommasse wie Kupfer ein ähnliches Verhalten erwarten würde.

Aus der Zunahme der Konversionseffizienz lässt sich schließen, dass die Anzahl der heliumartigen Ionen bei Laserintensitäten zwischen  $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  und  $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  für höhere Z schneller ansteigt als für niedrigere Z. Dies liegt an der höheren Ionisationsenergie der Elektronen bei hohen Z, die es erst bei höheren Temperaturen erlaubt, eine hohe Anzahl an heliumartigen Zuständen zu bilden. Bei diesen höheren Temperaturen sind die niedrigen Z bereits nahe dem Maximum an heliumartigen Zuständen. Eine starke Zunahme hat bereits bei niedrigen Temperaturen stattgefunden.

Element	$\Delta C.E.$
Titan (Z = 22)	$\sim 400$
Eisen (Z = 26)	$\sim 8000$
Nickel (Z = 28)	$\sim 1800$
Kupfer (Z = 29)	$\sim 13700$

Tabelle 4.3: Faktor der Zunahme der Konversionseffizienz  $\Delta C.E.$  über den Laserintensitätsbereich.

Die Konversionseffizienz kann mit den Messungen von L.E. Ruggles et al. [Rug+03] verglichen werden. Sie verwendeten einen gekrümmten LiF-Kristall zur Spektroskopie. Die Laserparameter betragen 600 ps, 527 nm bei einer Energie von circa 600 Joule. Bei einer Fokusgröße von  $150 \mu\text{m}$  konnten dort Intensitäten von bis zu  $5 \times 10^{15} \text{ Watt/cm}^2$  erreicht werden. Die Foliendicke war ähnlich zu unserem Aufbau. Der Einstrahlwinkel des Lasers bei Ruggles beträgt 30 Grad zur Normalen der Targetoberfläche. Der PHELIX-Laser lag bei 15 Grad. In Tabelle 4.4 sind die Konversionseffizienzen gegenübergestellt.

Bei Ruggles wird der Fehler aufgrund der integrierten Reflektivität des Kristalls auf  $\pm 50\%$  geschätzt. Innerhalb dieses Fehlers stimmen die in dieser Arbeit gemachten Messungen der Konversionseffizienz für Titan und Eisen mit jenen von Ruggles überein.

Im Gegensatz zu den hier gezeigten Spektren ist bei Ruggles die Titan-Lyman- $\alpha$ -Emission deutlicher erkennbar. Aufgrund der besseren Auflösung des Spektrometers ist auch zu erkennen, dass die dielektronischen Satelliten von Titan weniger intensiv als die Resonanzlinie sind, was für eine höhere Temperatur spricht. Deutlich sieht man dies an der Titan He- $\beta$ -Gruppe, welche auch in den PHELIX-Spektren aufgelöst werden konnte. Ebenso führt die höhere maximale Intensität bei Ruggles zu höheren Temperaturen. Bei Titan und Eisen sind vermutlich die Konversionseffizienz trotzdem ähnlich zu den PHELIX-Spektren, da bei Ruggles bereits ein Teil der Energie für die Ionisation zu wasserstoffartigen Ionen aufgewendet wurde. Die Konversionseffizienz für Nickel und Kupfer liegt bei Ruggles hingegen um eine Größenordnung höher, was sich auf die höheren Temperaturen zurückführen lässt.

	C.E. nach Ruggles [Rug+03]	max. C.E. mit PHELIX
Laser:	600 J, $150 \mu\text{m}$ , 600 ps	$150 \mu\text{m}$ , 1-4 ns
Titan	$1 \times 10^{-3} @ 2,9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$	$1,2 \times 10^{-3} @ 1,7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$
Eisen	$5 \times 10^{-4} @ 2,9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$	$2,4 \times 10^{-4} @ 4,9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$
Nickel	$4 \times 10^{-4} @ 3,2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$	$6,4 \times 10^{-5} @ 2,0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$
Kupfer	$3 \times 10^{-4} @ 2,7 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$	$3,7 \times 10^{-5} @ 5,1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$

Tabelle 4.4: Vergleich der Konversionseffizienzen von Ruggles und den PHELIX Messungen.

## 4.2 Auswertung der K- $\alpha$ -Emission und des Photopumpings

Die K- $\alpha$  Emission wird beim spontanen Übergang von der L-Schale auf die K-Schale emittiert. Dabei ist das Besondere, dass dieser Übergang in Atomen und ionisierten Ionen stattfinden kann. Wie bereits im Theorieabschnitt 2.3 erklärt, muss sich zunächst ein Loch in der K-Schale befinden. Dieses Loch entsteht mittels Ionisation durch ein Photon oder heißes Elektron. Die Zusammensetzungen der Schichttargets wurden so gewählt, dass die Energie der He- $\alpha$ -Emission des höherwertigen Elements über der K-Schalen-Bindungsenergie des anderen liegt. Die Spezifikationen der Schichttargets sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Zunächst sind in Abbildung 4.11 alle Schüsse, bei denen eine K- $\alpha$ -Emission gemessen werden konnte, aufgetragen. Der Fehler der Photonenzahl beträgt 4 % und besteht aus systematischen Fehlern des Aufbaus und der Auswertung. Die Berechnung dieses Fehlers ist ähnlich zu dem der He- $\alpha$ -Gruppe, unterscheidet sich aber darin, dass es keine Unsicherheit aufgrund der Zuordnung der K- $\alpha$ -Energie auf die gesamte Breite des Peaks gibt, da der Peak nur K- $\alpha$  enthält. Die Verbreiterung aufgrund des Spektrometers ist enthalten, weshalb für die Unsicherheit der Energiezuordnung 1 % statt 2 % abgeschätzt werden. Die Photonenzahlen sind auf die Transmission der Materialien, die die Photonen durchqueren müssen, korrigiert.

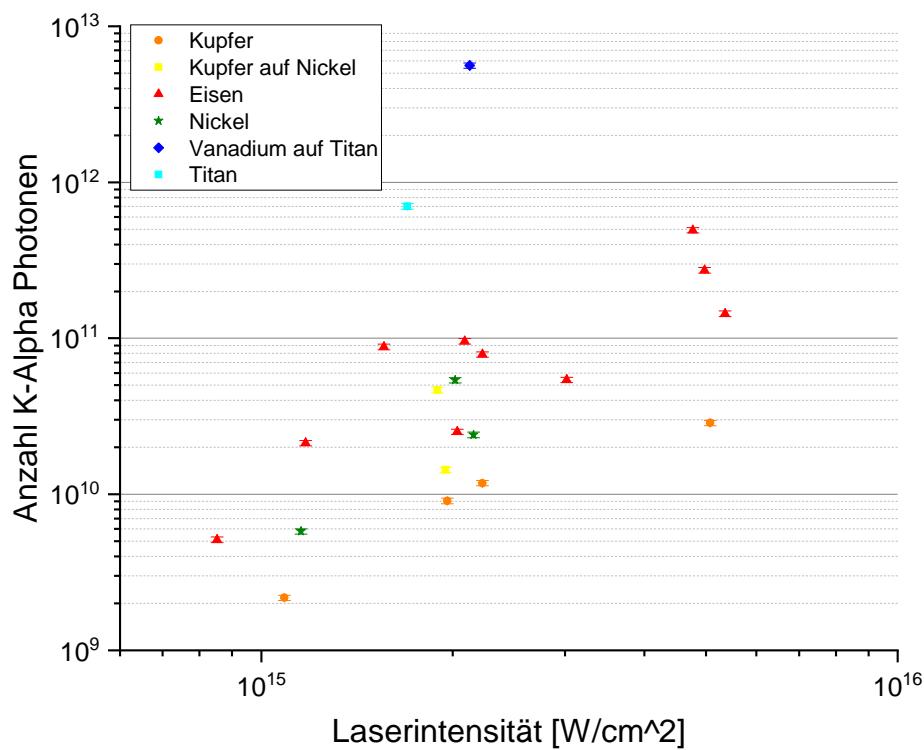


Abbildung 4.11: Anzahl der emittierten K- $\alpha$ -Photonen der Plasmasphäre gegen die Laserintensität.

Ähnlich zu der He- $\alpha$ -Emission ist auch bei der K- $\alpha$ -Emission der Anstieg der Photonenanzahl mit sinkender Ordnungszahl zu erkennen. Aufgrund der sinkenden Bindungsenergie der K-Schalen-Elektronen für geringere Kernladungen sind bei gleicher Laserintensität mehr freie Elektronen ausreichend energetisch, um die K-Schale zu ionisieren. Mit sinkender Ordnungszahl steigt auch die Anzahl und Intensität der Rydbergzustände, welche die K-Schale ionisieren können. Dies ist in Abbildung 4.1 bis 4.4 zu erkennen. Für alle Elemente liegt die He- $\beta$ -Linie über der K-Schalen-Bindungsenergie. Die Bindungsenergie ist bei Titan  $E_{Bin-K-Schale} = 4966$  eV, Eisen  $E_{Bin-K-Schale} = 7112$  eV, Nickel  $E_{Bin-K-Schale} = 8333$  eV und Kupfer  $E_{Bin-K-Schale} = 8979$  eV [09]. Daher können die Rydbergzustände ab He- $\beta$  die K-Schale ionisieren.

Für Eisen, Nickel und Kupfer steigt die Anzahl der K- $\alpha$  Photonen mit der Laserintensität. Bei Titan konnte nur in einem Spektrum mit einer Laserintensität von  $1,7 \times 10^{15}$  Watt/cm<sup>2</sup> die K- $\alpha$ -Emission beobachtet werden. Bei allen anderen Titan-Schüssen im Bereich von  $1,9 \times 10^{14}$  Watt/cm<sup>2</sup> bis  $2,2 \times 10^{15}$  Watt/cm<sup>2</sup> konnten keine Emissionen gemessen werden (siehe Abb. 4.13). Die Dicke der Titanfolie ist vermutlich der Hauptgrund für die geringe Anzahl an Schüssen mit messbaren K- $\alpha$ -Emissionen. Die Titanfoliendicke ist mit  $5\text{ }\mu\text{m}$  die dünnste im Experiment gewesen. Dadurch stehen weniger Titanatome für den Prozess der K- $\alpha$ -Emission zu Verfügung. Dies führt folglich zu einer geringeren Anzahl an K- $\alpha$ -Photonen. Des Weiteren sind Linien, welche 100 mal kleiner als die He- $\alpha$ -Linie sind, nicht auflösbar. Gründe hierfür sind neben dem Auflösungsvermögen und der Linienvbreiterung des HOPG-Spektrometers ebenso das starke Rauschen. Wie häufig K- $\alpha$ -Emissionen auftreten und welche Einflüsse trotz der dünnen Folie die Emission begünstigen, können durch weitere Experimente mit einer größeren Anzahl an Titanschüssen bestimmt werden. Nickel zeigt keine K- $\alpha$ -Emission unterhalb  $10^{15}$  Watt/cm<sup>2</sup>. Unterhalb dieser Laserintensität zeigen die Spektren einen hohen Rauschanteil, weshalb die K- $\alpha$ -Emission nicht messbar ist.

Vergleicht man nun die Schichttargetes mit den reinen Targets, kann man den Erfolg des Photopumpings analysieren. In Abbildung 4.12 sind die betreffenden Ergebnisse separat dargestellt.

Für Kupfer-auf-Nickel ist deutlich erkennbar, dass es bei ähnlicher Intensität keinen signifikanten Unterschied zwischen dem Schichttarget Kupfer-auf-Nickel und reinem Nickel gibt. Die Nickel-K- $\alpha$  wurde daher nicht von den höheren Emissionen, z.B. Cu-He- $\alpha$ , gepumpt. Eine mögliche Erklärung liegt in der Höhe der K-Schalen-Bindungsenergie. Diese liegt für Nickel bei 8333 eV [09] und damit über der intensivsten dielektronischen Kupfer-He- $\alpha$ -Emission bei 8293 eV [20d]. Ein weiterer intensiver dielektronischer Satellit liegt bei 8327 [20d]. Die Resonanzlinie, die Interkombinationslinie und andere dielektronische Satelliten liegen über der K-Schalen-Bindungsenergie, haben aber eine deutlich geringere Intensität als die genannten dielektronischen Satelliten. Damit liegt der größte Anteil in den nicht-K-Schalen-aktiven Photonenergien. In den hier gezeigten Spektren können die dielektronischen Satelliten nicht einzeln aufgelöst werden. Die Behauptung, dass diese höhere Intensitäten aufweisen, ergibt sich aus dem Vergleich mit dem Kupferspektrum in Ruggles [Rug+03] und aus einer FlyCHK-Simulation [20d]. Bei Ruggles kann man erkennen, dass ein dielektronischer Satellit das circa 1,5-Fache der Kupfer-Resonanzlinie bei einer Laserintensität von  $2,7 \times 10^{15}$  Watt/cm<sup>2</sup> hat. In unserem Experiment wurden maximal  $2 \times 10^{15}$  Watt/cm<sup>2</sup> erreicht, weshalb die Intensität der dielektronischen Satelliten weiter begünstigt wird. Zusammen mit der Erkenntnis, dass die im Experiment erzeugten Kupferplasmen um die 1400 eV haben könnten (siehe Abschnitt 4.1.1), wurde eine FlyCHK-Simulation bei dieser Temperatur durchgeführt. Diese zeigt die Dominanz der nicht-K-Schalen-aktiven dielektronischen Satelliten.

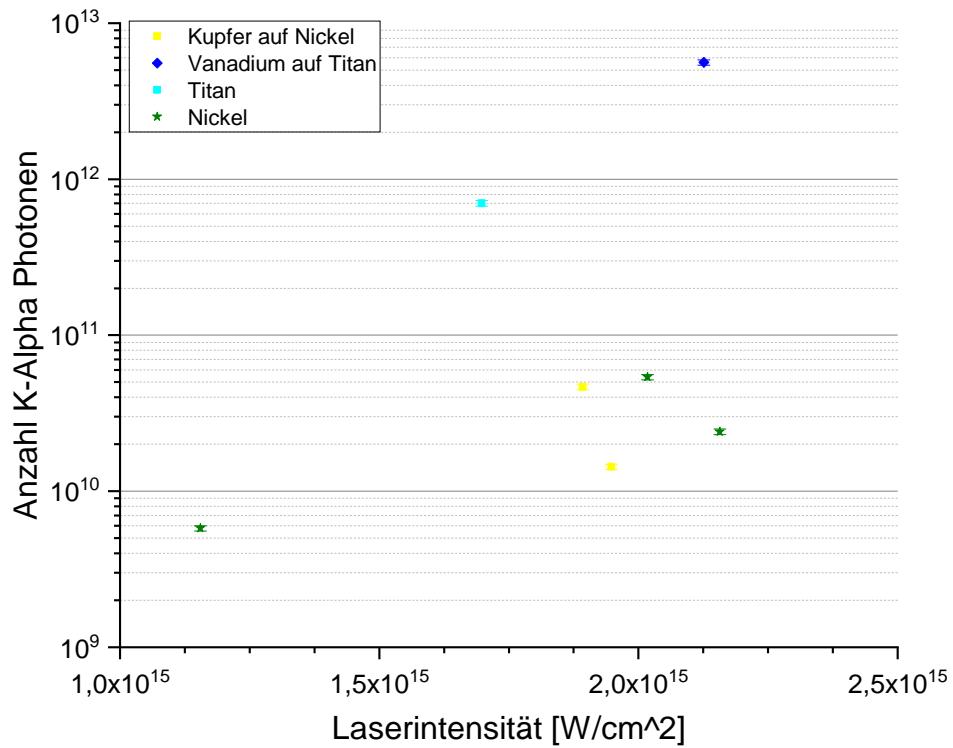


Abbildung 4.12: Genauere Betrachtung der K- $\alpha$ -Photonenanzahl der Schichttargets und Vergleich mit den reinen Targets.

Bei Vanadium-auf-Titan steigt die Titan-K- $\alpha$ -Emission im Vergleich zu reinem Titan deutlich an. Die K-Schalen-Bindungsenergie von Titan liegt bei 4966 eV [09]. Die gesamte Vanadium-He- $\alpha$ -Gruppe liegt über der Titan-K-Schalen-Bindungsenergie. Zwar sind die Laserintensitäten beider Schüsse unterschiedlich, vergleicht man aber diesen Photonenanstieg mit dem Resultat von Eisen, ist der Anstieg stärker als von Eisen in demselben Intensitätsintervall. Trotz weniger Datenpunkte wird davon ausgegangen, dass Photopumping bei Vanadium-auf-Titan stattgefunden hat. Zwei weitere Schüsse auf Vanadium-auf-Titan mit Intensitäten von  $2 \times 10^{14}$  Watt/cm<sup>2</sup> und  $2,3 \times 10^{14}$  Watt/cm<sup>2</sup> zeigen keine auswertbaren K- $\alpha$ -Emissionen. Für Vanadium-auf-Titan wurden auch 5  $\mu\text{m}$  dicke Titanfolien verwendet. Inwiefern eine dickere Titanfolie die K- $\alpha$ -Emission beim Photopumping verstärkt, könnte in weiteren Experimenten untersucht werden.

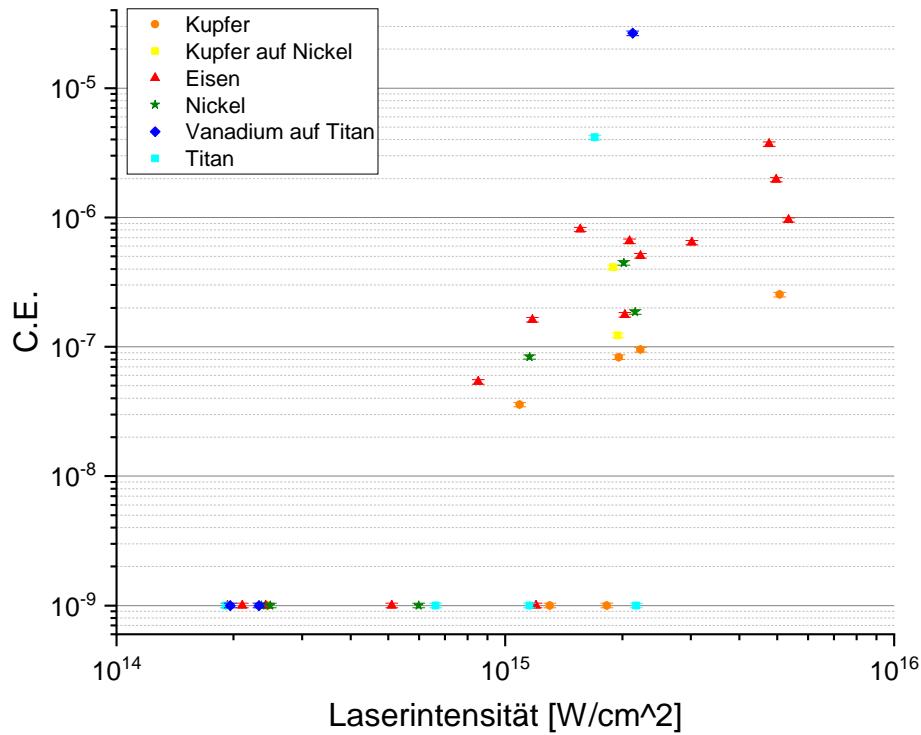


Abbildung 4.13: Konversionseffizienz C.E. der K- $\alpha$ -Emission. Alle Spektren, die keine messbaren Emissionen haben, sind mit C.E. =  $1 \times 10^{-9}$  eingetragen.

Der Vergleich der Konversionseffizienz Abb. 4.13 mit der Photonenzahl Abb. 4.11 zeigt zunächst keine Unterschiede im Verlauf mit der Laserintensität. Aber in Abbildung 4.13 sind zusätzlich die Schüsse eingetragen, die keine messbare K- $\alpha$ -Emission aufweisen. Auffällig ist die Abwesenheit der K-Schalen-Emission bei allen Elementen unterhalb einer Laserintensität von  $9 \times 10^{14}$  Watt/cm<sup>2</sup>. Dies bedeutet, dass nicht genügend energiereiche Photonen oder Elektronen vorhanden waren, um ein messbares Ergebnis an K- $\alpha$ -Emissionen zu produzieren. Hierbei könnten natürlich auch Emissionen von höheren Rydbergzuständen die K-Schale ionisieren, falls deren Energie über der K-Schalen-Bindungsenergie liegt. Andererseits gibt es bis  $2,2 \times 10^{15}$  Watt/cm<sup>2</sup> Schüsse, die keine K- $\alpha$ -Photonen emittieren. Bei der Betrachtung der Daten in Hinblick auf Laserenergie und Pulsdauer sind keine Unterschiede zu den K- $\alpha$ -emittierenden Schüssen erkennbar. Neben der Verwendung dickerer Folien könnte dies Gegenstand weiterer Experimente sein.

### 4.2.1 Vergleich mit den theoretischen Erwartungen beim Photopumping

Das Verhältnis K- $\alpha$  zu He- $\alpha$  (sprich Vanadium-He- $\alpha$  oder Kupfer-He- $\alpha$ ) kann mit dem theoretischen Verhältnis verglichen werden. Dieses Verhältnis stammt aus Annahmen zur aktiven Fläche der He-Emissionen  $A_{aktiv}$ , der He- $\alpha$ -Absorption  $\eta_{He-absorp}$ , der Fluoreszenzausbeute  $\eta_{floures}$  und der K- $\alpha$ -Absorption  $\eta_{K-absorp}$ . Die Multiplikation dieser vier Prozentsätze ergibt den theoretisch erwarteten Wert  $\gamma_{theo}$ . Genaueres hierzu befindet sich in Abschnitt 2.3.

Elemente	Laserintensität in W/cm <sup>2</sup>	Verhältnis in %	$\gamma_{theo}$ in %
VonTi	$2 \times 10^{14}$	Ti-K- $\alpha$ zu V-He- $\alpha$ = /	9
	$2,3 \times 10^{14}$	Ti-K- $\alpha$ zu V-He- $\alpha$ = /	9
	$2,1 \times 10^{15}$	Ti-K- $\alpha$ zu V-He- $\alpha$ = 6	9
CuonNi	$1,9 \times 10^{15}$	Ni-K- $\alpha$ zu Cu-He- $\alpha$ = 5	20
	$2 \times 10^{15}$	Ni-K- $\alpha$ zu Cu-He- $\alpha$ = 3	20

Tabelle 4.5: Vergleich der theoretisch erwarteten Ausbeute an K- $\alpha$ -Photonen und der gemessene Ausbeute in Prozent.

Für Vanadium-auf-Titan ist das Verhältnis von K- $\alpha$  zu He- $\alpha$  in derselben Größenordnung wie die theoretische Annahme. Daher deutet dies auch auf ein erfolgreiches Photopumping hin. Im theoretischen Wert sind vermutlich die Annahmen zu optimistisch oder nicht ausreichend Einflüsse wurden betrachtet. Bei Intensitäten um die  $2 \times 10^{14}$  Watt/cm<sup>2</sup> sind, wie bei den reinen Titanargotes, keine K-Schalen-Emissionen messbar. Die Spektren bei diesen niedrigen Intensitäten zeigen nur geringe V-He- $\alpha$ -Emissionen. Zum Beispiel beträgt bei Schuss 28 der PSL-Wert von V-He- $\alpha$  nur circa 0,1 PSL, eine 9 %ige Konversion zu K- $\alpha$  liegt innerhalb des Rauschens und kann daher nicht bestimmt werden (siehe Spektrum 4.14). Der Vergleich mit dem Vanadium-auf-Titan-Spektrum 4.15 zeigt eine deutlich höhere Intensität der V-He- $\alpha$ .

Wie auch bei den Spektren im Auswertungssteil der He- $\alpha$  sind nicht beschriftete orange Linien dielektronische Satelliten der jeweiligen roten Resonanzlinie. Auch die berechneten Linienverbreiterungen sind in den Spektren enthalten.

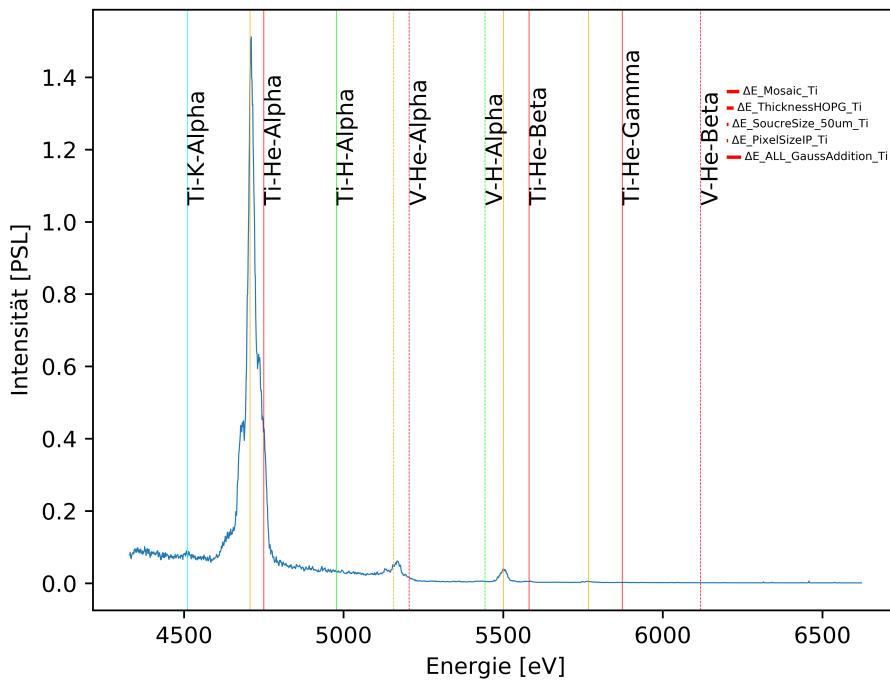


Abbildung 4.14: Spektrum von Vanadium-auf-Titan bei  $I_{Laser} = 2 \times 10^{14}$  Watt/cm<sup>2</sup>. Schuss 28.

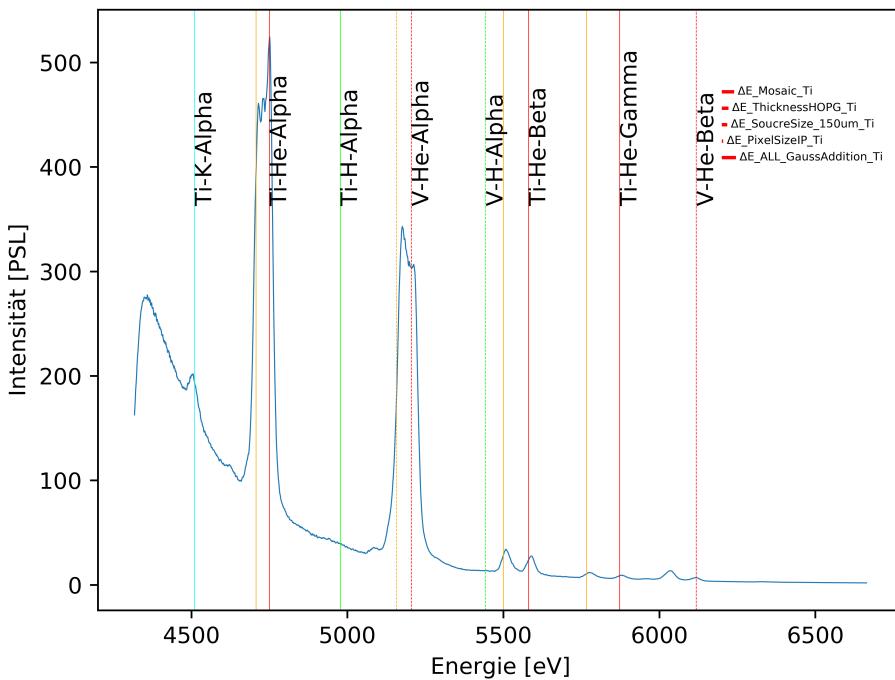


Abbildung 4.15: Spektrum von Vanadium-auf-Titan bei  $I_{Laser} = 2,1 \times 10^{15}$  Watt/cm<sup>2</sup>. Schuss 39.

Das Verhältnis für Kupfer-auf-Nickel ist deutlich geringer als der theoretische Wert  $\gamma_{theo}$ . Daher kann man daraus schließen, dass kein signifikantes Photopumping durch die Vanadium-He- $\alpha$ -Emission stattgefunden hat. Denn aus dem Vergleich mit Abbildung 4.12 ist ersichtlich, dass auch ohne die Cu-He- $\alpha$  ein gewisser Anteil an Ni-K- $\alpha$ -Emission existiert. Wie bereits in der Diskussion zu Abbildung 4.12 erwähnt, sind die dielektronischen Satelliten intensiver als die He- $\alpha$ -Resonanzlinie. Aber die intensivsten dielektronischen Satelliten der Kupfer-He- $\alpha$ -Emission liegen energetisch unterhalb der K-Schalen-Bindungsenergie und können daher nicht zum Photopumping beitragen. Die messbaren K- $\alpha$ -Emissionen stammen daher, wie beim reinen Nickel, überwiegend aus energetischen Elektronen und Photonen des Untergrunds. Das Spektrum eines Kupfer-auf-Nickel-Targets ist in Abbildung 4.16 zu sehen.

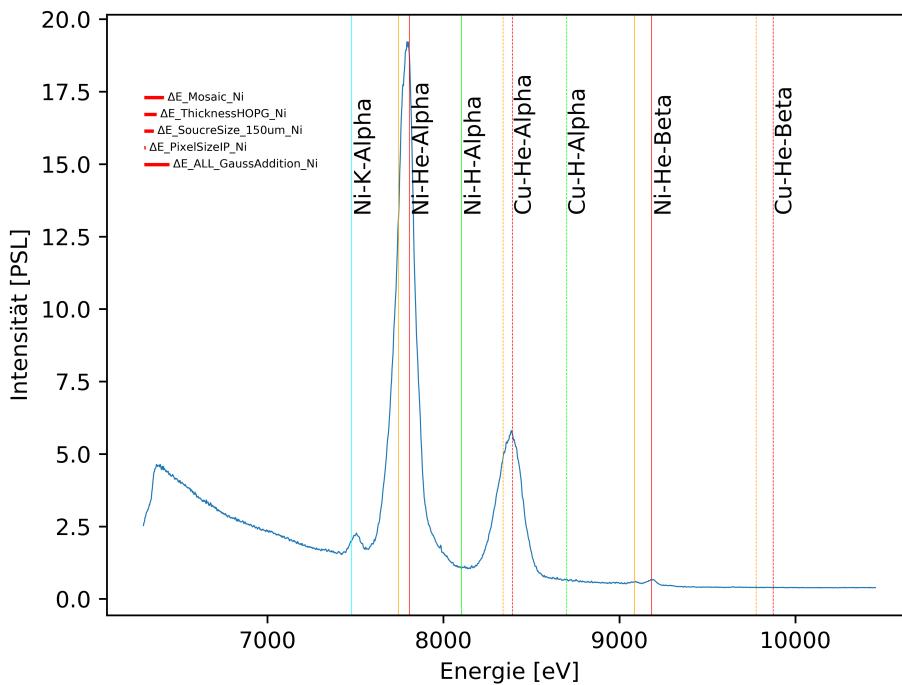


Abbildung 4.16: Spektrum von Kupfer-auf-Nickel bei  $I_{Laser} = 1,9 \times 10^{15}$  Watt/cm<sup>2</sup>. Schuss 37.

## Kapitel 5

# Bestimmung der Quellgröße mit der Pinhole-Kamera

Aus den Abbildungen der Pinhole-Kamera wurde die Quellgröße bestimmt. Dabei wurde nur die röntgenaktive Zone abgebildet, indem die optischen Wellenlängen mit Filtern geblockt wurden. Dies ist wichtig, um nur die radiografierelevante Quellgröße messen zu können. Eine kleine Quellgröße bedeutet eine höhere Auflösung bei der Radiografie. Ähnlich zum HOPG-Spektrometer wurde auch bei der Pinhole-Kamera Aluminiumfolie mit  $11\text{ }\mu\text{m}$  als Filter verwendet. Diese absorbiert und reflektiert die optischen Wellenlängen. Für die hochenergetischen PHELIX-Schüsse wurden zwei Lagen Aluminiumfolie verwendet. Die Transmissionskurven sind im Anhang A zu finden. In Abbildung 5.2 ist die Quellgröße gegen die Laserenergie aufgetragen. Die Quellgröße steigt bei gleichbleibender Fokusgröße deutlich an. Die Quellgröße entspricht für niedrige Laserenergien circa der Fokusgröße.

Des Weiteren wurde eine strahlungs-hydrodynamische 2D-Simulation [RMR08] für Aluminium durchgeführt. Aus dieser erhält man den Temperaturverlauf in zwei Dimensionen (siehe Abb. 5.1). Mithilfe von FlyCHK [20d] konnte die Temperaturspanne, bei der He- $\alpha$ -Emissionen auftreten, bestimmt werden. Zusammen mit den Simulationsbildern erhält man die Quellgröße der He- $\alpha$ -Emission. Die Hydrosimulation zeigt einen ähnlichen Anstieg wie die Messdaten, wobei die Messdaten tendenziell unterhalb der Simulation liegen.

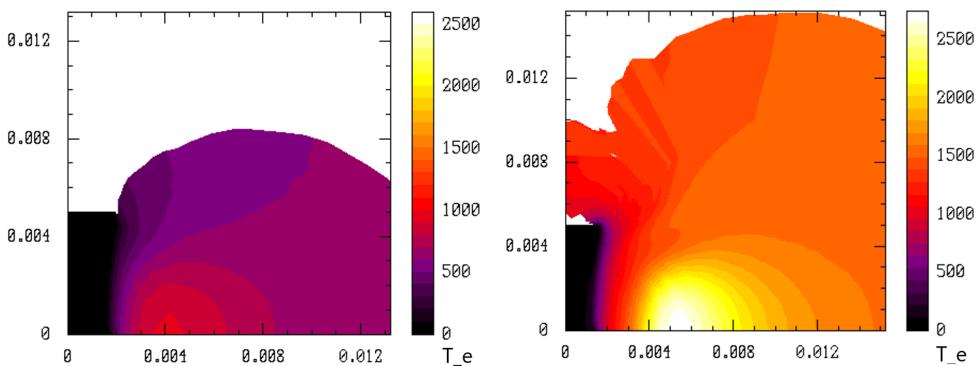


Abbildung 5.1: Temperaturverteilung in eV eines Aluminiumplasmas aus der strahlungs-hydrodynamischen 2D-Simulation [RMR08]. Niedrige Laserintensitäten  $1 \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$  (links) und hohe Laserintensitäten  $3 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$  (rechts). Der Laser wird größtenteils am Ort der kritischen Dichte, die dadurch die heißeste Stelle im Plasma ist, absorbiert.

Der Fehler für die Quellgröße beträgt 12%. Dieser leitet sich zum einen aus der Messgenauigkeit ( $\Delta l = 2\text{mm}$ ) der Bildweite  $b$  und der Gegenstandsweite  $g$  ab. Zum anderen ist die Unsicherheit aus der Anpassung des Gauß an die Linienschnitte mit 1 % bis 2 % enthalten.

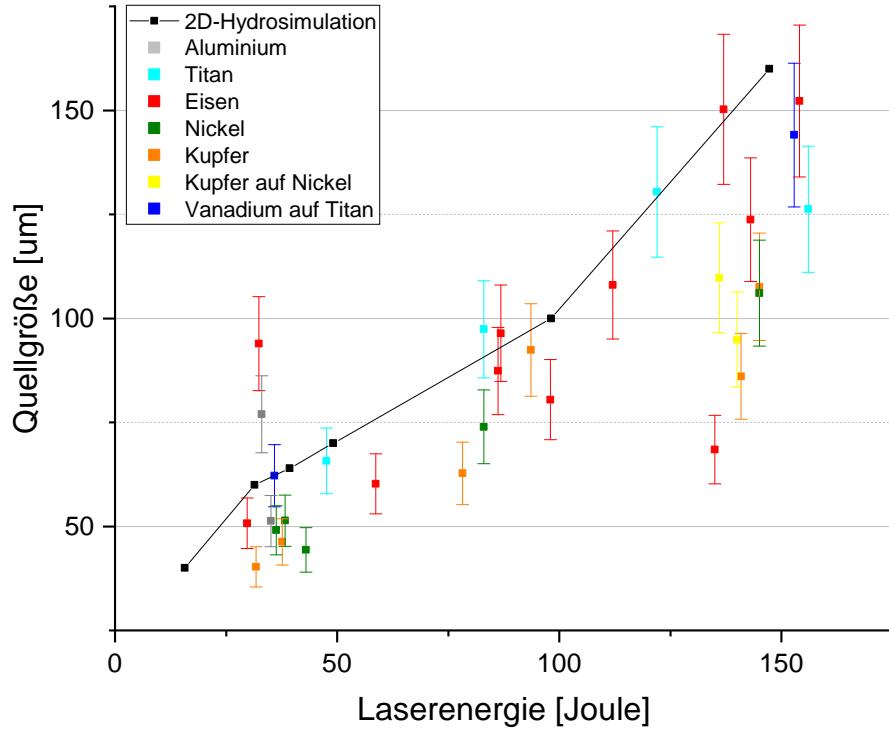


Abbildung 5.2: Quellgröße abhängig von der Laserenergie. Ergänzt mit einer strahlungs-hydrodynamischen 2D-Simulation [RMR08].

Trägt man die Quellgröße gegen die Laserintensität auf, zeigt sich beim Anstieg der Quellgröße ein ähnliches Verhalten (siehe Abb. 5.3). Dagegen sind die Ausreißer bei hohen Energien nach links in den Trend hineingerückt. Dies liegt an der Verwendung verschiedener Pulsdauern beim PHELIX-Laser (1 ns, 2,5 ns und 4 ns), die in der Intensität berücksichtigt werden. Die Ausreißer haben eine geringere Intensität aufgrund der längeren Pulsdauer. Daher ist nicht nur die Laserenergie für die Quellgröße wichtig, sondern es kommt letztendlich ebenfalls auf die Laserintensität an. Mit zunehmender Intensität steigt die Temperatur, weshalb sich die Schallgeschwindigkeit erhöht und sich der Wärmeffuss in die noch kalten Regionen des Materials vergrößert (Formel 2.27). Solange der Wärmeverlust konstant bleibt, führt der höhere Wärmeffuss zu einem Anstieg an ionisierter Materie, die folglich mehr Raum einnimmt. Die höhere Schallgeschwindigkeit führt zu einer schnelleren Ausdehnung des Plasmas.

Die Hydrosimulation [RMR08] passt gut zu den Daten der Titan und Vanadium-auf-Titan Targtes. Zu hohen Intensitäten hin scheint sich Eisen vom Titan/Vanadium-auf-Titan-Verlauf zu trennen.

Die Quellgröße des leichteren Elements Titan liegt immer über denen der schweren Elemente wie Nickel und Kupfer. Zur Erinnerung: Die auf der Image Plate abgebildete

Quellgröße entspricht der heißen He- $\alpha$ -aktiven Zone. Höherwertige Elemente benötigen aufgrund der größeren Ionisationsenergie höhere Temperaturen, um dieselbe Menge an Material ionisieren zu können. Daher wird bei gleicher Laserintensität bzw. gleicher Temperatur weniger des höherwertigen Elements ionisiert, weshalb die Quellgröße kleiner ist.

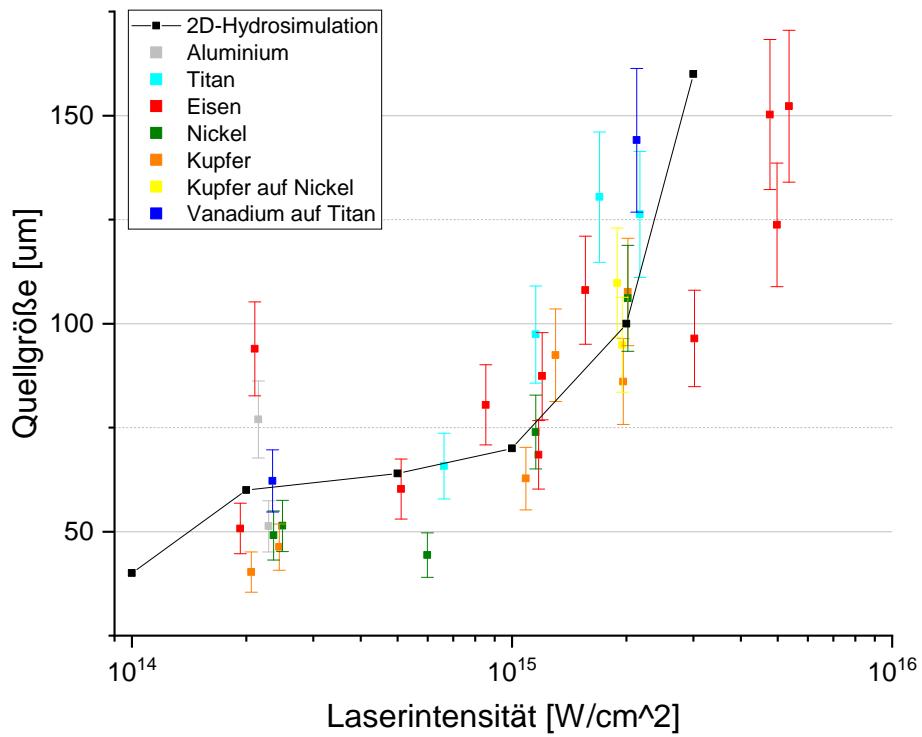


Abbildung 5.3: Quellgröße abhängig von der Laserintensität. Ergänzt mit einer strahlungs-hydrodynamischen 2D-Simulation [RMR08].



## Kapitel 6

# Radiografie von Nadel und Folienstapel

### 6.1 Auflösung und Quellgröße aus der Nadelabbildung

Aus der Abbildungsschärfe der Nadel ist die Bestimmung der Auflösung sowie der Quellgröße möglich. Auch hier entspricht die Quellgröße der Röntgenemission, da Aluminiumfolie zur Filterung der optischen Wellenlängen verwendet wurde.

Die Daten wurden, wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, ausgewertet. Zusätzlich wurde eine Korrektur durchgeführt, die die Auflösung der Image Plate (IP) berücksichtigt. Die Röntgenquelle hat eine gaußförmige Intensitätsverteilung. Im Folgenden wird die Annahme unterstellt, dass der Auslesevorgang zu einer Gaußform mit einer Halbwertsbreite von  $100 \mu\text{m}$  führt. Die Faltung von zwei voneinander unabhängigen, gaußförmigen Funktionen erfolgt quadratisch. Deshalb beträgt die korrigierte Quellgröße  $Q_{\text{korrugiert}}$ :

$$Q_{\text{korrugiert}} = \frac{\sqrt{Q_{IP}^2 - (100 \mu\text{m})^2}}{V} \quad (6.1)$$

Hierbei ist  $Q_{IP}$  die unkorrigierte Quellgröße, welche aus der ESF (Edge Spread Function) stammt.

In Tabelle 6.1 sind für jede Nadelabbildung zwei Messungen der ESF durchgeführt worden. Bereits hierbei kam es zu Abweichungen von bis zu  $100 \mu\text{m}$  bei der Messung der ESF. Dies kann auf die  $100 \mu\text{m}$  Auflösung der IP zurückgeführt werden. Dementsprechend ist der resultierende Fehler von 33 % bis 50 % sehr groß. Bei der Nadelabbildung mit dem Goldtarget wurde eine  $\text{ESF} = 100 \mu\text{m}$  gemessen, woraus ein Fehler von 100 % resultiert. Mit dieser Messung konnte demnach keine gaußkorrigierte Quellgröße berechnet werden, da der Radikand den Wert Null annimmt.

Für alle Radiografieaufnahmen wurde der Nhelix-Laser verwendet, weshalb die Laserenergien zwischen 30 bis 40 J lagen. Aus dem Vergleich der Berechnung der Quellgröße im vorherigen Abschnitt (Abb. 5.2) sind die resultierenden Quellgrößen aus der Nadelabbildung deutlich größer. Für Energien von 30 bis 40 J erwartet man Quellgrößen um die  $50 \mu\text{m}$ . Aufgrund der Auswertungsmethode in Kombination mit der geringen Auflösung der IP folgt ein zu großer Fehler. Daher ist dieser Aufbau zur Bestimmung der Quellgröße und der Auflösung nicht geeignet.

Diese Methode kann durch eine höhere Auflösung beim Auslesen der IP verbessert werden. Ebenso eine stärkere Vergrößerung kann den Fehler hinsichtlich der Auflösung reduzieren.

Element	ESF auf IP [μm]	Aufl. Objekt [μm]	Qkorrigiert [μm]
Al, 13 μm, T2	300	106	154
	200	70	94
Fe, 25 μm, T2	250	88	125
	200	70	94
Ni, 10 μm ,T2	300	106	154
	200	70	94
VonTi, 5 μm ,T1	200	70	94
	200	70	94
Au , 5 μm ,T1	200	70	94
	100	35	/

Tabelle 6.1: Auflistung der Targetelemente und der daraus resultierenden Auflösung am Objekt *Aufl. Objekt* und der korrigierten Quellgröße *Qkorrigiert*. Pro IP-Abbildung wurden jeweils zwei Messungen durchgeführt. Bei T1 und T2 wurde dieselbe Nadel verwendet, aber neu positioniert, da der Folienstapel hinzugefügt wurde.

## 6.2 Folienstapel

Die Radiografie des Folienstapels wurde nur mit dem Nhelix-Laser durchgeführt, folglich befinden sich die Laserenergien im Bereich von 33 bis 42 Joule. Es wurden vier verschiedene Elemente als Röntgenquelle verwendet. Hierbei konnten mit Aluminium, Eisen und Nickel auswertbare Daten generiert werden. Ytterbium, welches ein zu untersuchendes Element in [Kar19] war, lieferte ein stark verrausches Bild, welches daher nicht ausgewertet werden konnte. In Abbildung 6.1 sind die normierten Grauwerte logarithmisch gegen die Dicke der Polycarbonatfolie aufgetragen. Die Grauwerte sind auf die 100 μm dicke Stufe normiert.

Es wurden das Minimum und Maximum jeder Stufen ermittelt. Die Differenz dieser beiden Extrema entspricht dem Rauschen, welches in den Graphen als Fehlerbalken eingetragen ist. In Tabelle 6.2 sind die Werte aufgelistet. Für die Verwendung der Röntgenquelle zur Radiografie und der damit angestrebten Dichteanalyse sollte das Rauschen minimal und die Steigung [ $PSL/\mu m$ ] maximal sein. Eine größere Steigung hat im Vergleich zu einer niedrigeren den Vorteil, eine größere Grauwertdifferenz pro Schichtdicke zu erzielen.

Die Lineouts, aus denen die Daten ausgewertet wurden, hatten eine Breite von 50 Pixel, was 250 μm entspricht. Zum Vergleich wurden Lineouts für eine Pixelbreite ( $n = 1$ ) gemacht. Theoretisch sollte das Rauschen mit  $1/\sqrt{n}$ , n ist die Breite des Lineouts, sinken. In Abbildung 6.2 ist das Verhältnis zwischen dem gemessenen Rauschen bei  $n = 50$  Pixel und dem berechneten Rauschen dargestellt. Aus dem Rauschen bei  $n = 1$  Pixel wurde die Rauschreduktion für  $n = 50$  Pixel berechnet. Aus dem Verhältnis ist zu erkennen, dass das Rauschen teilweise gut zur Abnahme mit  $1/\sqrt{n}$  passt (nahe 100 % Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert), aber sich auch weit davon entfernen kann. Zum Beispiel war das Rauschen für Eisen auf der 300 μm Stufe fast vier mal so groß wie die theoretische Erwartung. Eine alternative Auswertung mit der Standardabweichung (RMS) könnte vermutlich eine deutlichere  $1/\sqrt{n}$ -Abhängigkeit zeigen, denn Ausreißer beeinflussen die Min-Max Methode stark.

Im weiteren Verlauf wurde die effektive Photonenergie bestimmt (siehe Tabelle 6.2). Der Auswertungsprozess ist in Abschnitt 3.3 erklärt. Bei den Schüssen 29 und 30 ist die effektive Photonenergie geringer als die He-α-Emission, die für Nickel bei

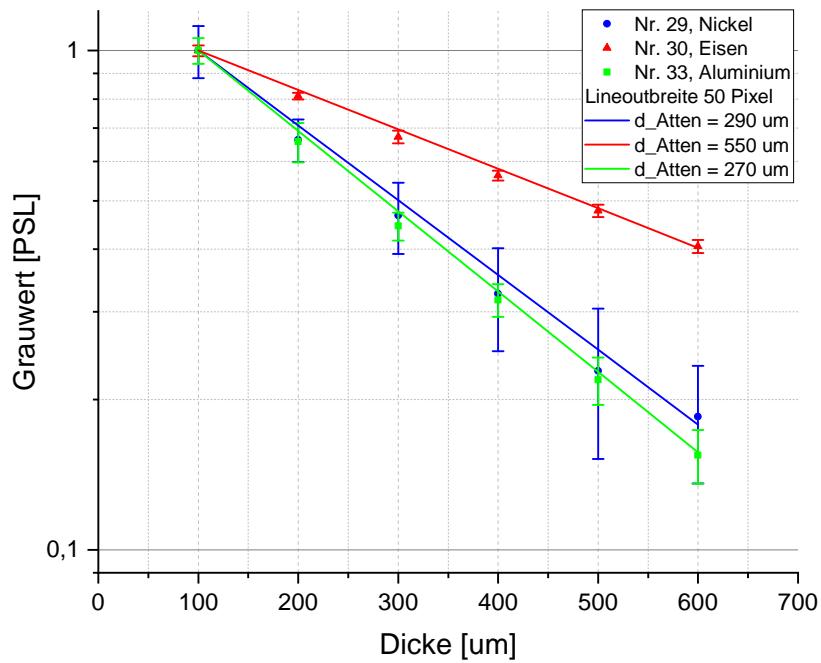


Abbildung 6.1: Logarithmische Auftragung der normierten Grauwerte der Stufen gegen die Stufendicke. Fehlerbalken entsprechen dem Rauschen. Die Steigung der Geraden wurde über  $d_{\text{Attenuation}}$  an die Datenpunkte angepasst (beschrieben in Abschnitt 3.3.1).

7806 eV und Eisen bei 6300 eV liegt. Vermutet wird daher, dass hier niedrigere Ionisationszustände, welche auch nicht mit dem HOPG-Spektrometer aufgenommen werden konnten, die deutlich intensiveren Emissionen erzeugen. Weitere Photonenenergien in diesem Bereich können aus der Brems- und Schwarzkörperstrahlung sowie der kontinuierlichen Rekombination stammen.

Für Aluminium liegt die effektive Photonenenergie über der He- $\alpha$  (1600 eV [09]) und der Ly- $\alpha$  (1730 eV [09]). Dabei ist zu beachten, dass unterhalb von circa 3000 eV keine Transmission durch das Acrylfenster (siehe Abb. A.2) möglich ist. Somit konnten die Linienemissionen des Aluminiums nicht auf die Image Plate gelangen, welche sich hinter dem Acrylfenster befand. Daher kann die Radiografie mit dem Aluminiumplasma nur über die Brems- und Schwarzkörperstrahlung erfolgt sein, da diese Emissionsarten Photonenenergien erzeugen, welche durch das Acrylfenster transmittiert werden. Der Mittelwert dieser Strahlung entspricht der berechneten effektiven Photonenenergie von 4573 eV.

Teilt man das Rauschen der Stufe  $\Delta PSL$  [PSL] durch die lokale Steigung  $m_{\text{lokal}}$  [ $PSL/\mu\text{m}$ ], erhält man eine Dicke. Diese Dicke nennt sich in Tabelle 6.2 Auflösung  $\delta$ , ebenso kann diese als Messgenauigkeit der Schichtdicke bezeichnet werden. Eisen hat das beste Auflösungsvermögen mit durchschnittlich  $13 \mu\text{m}$ , darauf folgt Aluminium mit durchschnittlich  $21 \mu\text{m}$  und Nickel mit durchschnittlich  $60 \mu\text{m}$ .

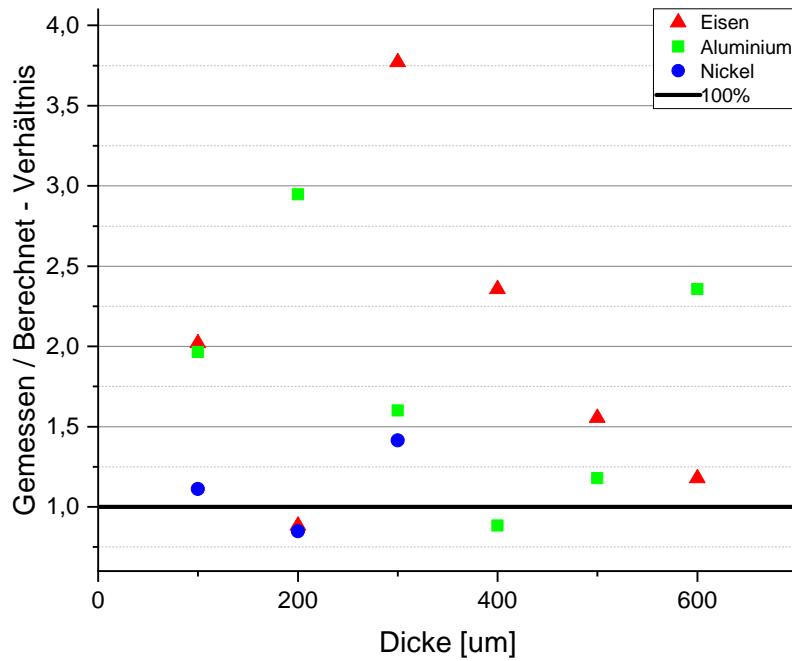


Abbildung 6.2: Darstellung des Verhältnisses zwischen gemessenem und berechnetem Rauschen bei einem 50 Pixel Lineout und Vergleich mit der Übereinstimmung von 100 %.

Element	$R_{abs.}$ [PSL]	Rauschen/Signal	$E_{eff.}$ [eV]	$\delta$ von/bis [ $\mu\text{m}$ ]
Nr. 29, Nickel	0,005 - 0,01	10 - 33 %	4683	19 / 113
Nr. 30, Eisen	0,05 - 0,1	1,5 - 3 %	5760	7 / 17
Nr. 33, Aluminium	0,008 - 0,025	6 - 12 %	4573	13 / 30

Tabelle 6.2: Auflistung der Absolutwerte des Rauschens  $R_{abs.}$ , dem Rauschverhältnis, der effektiven Photonenergie  $E_{eff.}$  und der Auflösung  $\delta$  für die untersuchten Elemente. Die Werte wurden aus den 50 Pixel breiten Lineouts berechnet (relevant für das Rauschen und die Auflösung). Die Auflösung  $\delta$  variiert von Stufe zu Stufe, weshalb ein minimaler und maximaler Wert angegeben ist.

## Kapitel 7

# Auswertung der Röntgenbeugung

Die Beugungsbox funktionierte und konnte größtenteils nachvollziehbare Debye-Scherrer-Ringe aufnehmen. In Abbildung 7.1 sind von Schuss 54 und 56 die Image Plates abgebildet. Tabelle 7.1 listet die Ergebnisse der einzelnen Schüsse auf. Die Schüsse 46 und 49 haben sehr starke Abweichungen von den theoretischen Winkeln. Die Debye-Scherrer-Ringe sind bei diesen Schüssen sehr schwach und es ist nur etwa ein Sechstel des Rings erkennbar. Bei Schuss 52 wurden keine Ringe aufgezeichnet, es waren nur Flecken zu sehen. Dies könnte an der Aluminiumfolie liegen, da auch bei den anderen Schüssen (56 und 63) neben den Beugungsringen Flecken erkennbar sind (siehe Abb. 7.1). Dieses Verhalten wurde nicht weiter untersucht. Die Beugungsringe bei Schuss 54, 56 und 63 passen bis auf einige Grad gut zu den theoretischen Werten.

Bei Schuss 46 und 52 wurde ein  $200 \mu\text{m}$  Goldpinhole verwendet. Die restlichen Schüsse sind mit einem  $500 \mu\text{m}$  Bleipinhole gemacht worden. Des Weiteren wurden die Schüsse 56 und 63 ohne die Folienhalterung aus Abbildung 3.11 durchgeführt. Hier wurde die Aluminiumfolie auf die Innenseite des Eintrittslochs geklebt. Daraus haben sich keine Veränderungen oder andere Auffälligkeiten in den Messungen ergeben.

Target	Beugung an	$2\theta_{exp}$ [Grad]	$2\theta_{theo}$ [Grad]	zugeh. Reflexebene
Nr. 46, Cu, $10 \mu\text{m}$	Al	24,9	36,9	111
Nr. 49, Fe, $25 \mu\text{m}$	Fe	41,9	54,3	110
Nr. 52, Fe, $25 \mu\text{m}$	Al	/	/	/
Nr. 54, Fe, $25 \mu\text{m}$	Fe	51,4	54,3	110
	Fe	79,9	80,4	200
Nr. 56, Ni, $10 \mu\text{m}$	Al	34,4	39,8	111
Nr. 63, Cu, $10 \mu\text{m}$	Al	33,8	36,9	111
	Al	38,4	42,9	200

Tabelle 7.1: Auflistung aller Durchgänge mit der Beugungsbox. Angegeben sind die gemessenen Reflexwinkel  $2\theta_{exp}$  und zugeordneten theoretischen Werte  $2\theta_{theo}$  mit der zugehörigen Reflexebene. Es handelt sich hierbei um Reflexe der 1. Ordnung.

Für die Schüsse 54, 56 und 63 wurde die Reflexbreite bestimmt. Bezieht man diese als Unsicherheit mit ein, passen die gemessenen Winkel deutlich besser zu den theoretischen. Die Breite der ersten Reflexebene beträgt bei Schuss 54:  $\Delta 2\theta = 3,8$  Grad, für 56:  $\Delta 2\theta = 2,7$  Grad und für 63:  $\Delta 2\theta = 3,3$  Grad.

Die Schüsse 46 und 49 haben, wie Schuss 52, Reflexbreiten um die  $\Delta 2\theta = 2,7$  Grad. Die große Abweichung von den theoretischen Winkeln kann dadurch nicht erklärt werden.

Im Folgenden werden verschiedene Einflüsse auf die Messungen diskutiert, welche teilweise die Abweichungen erklären können.

Die Ursache für die Verbreiterung sind die spektrale Breite der Emission, Durchmesser der Emission (keine Punktquelle) und die Aufweitung des Raumwinkels der Emission über die Wegstrecke bis hin zur Image Plate. Im Folgenden wird die spektrale Breite und die Aufweitung des Raumwinkels berechnet, um eine Größenordnung für die Reflexbreite abzuschätzen.

In den gemessenen Spektren ist die He- $\alpha$ -Emissionsgruppe die intensivste. Diese setzt sich aus der Resonanzlinie, der Interkombinationslinie und den dielektronischen Satelliten zusammen. Bei der Berechnung der theoretischen Winkel wurde nur die He- $\alpha$ -Resonanzlinie verwendet. Aber auch die dielektronischen Satelliten sind sehr dominant. Berechnet man beispielsweise den Braggwinkel für den dielektronischen Satellit von Nickel-He- $\alpha$ , ergibt sich ein 0,5 Grad höherer Winkel im Vergleich zur Resonanzlinie.

Bei der Annahme einer Punktquelle weitet sich der Raumwinkel bis zur Folie auf 1 mm auf, dabei hat der Lichtkegel das 500  $\mu\text{m}$  Pinhole passiert und insgesamt 2 cm bis zur Folie zurückgelegt. Aufgrund der 45 Grad Neigung der Folie beträgt die aktive Beugungsfläche 1,4 mm. Bei einem  $2\theta$ -Winkel von 45 Grad kommt die Punktquelle mit einer Gesamtverbreiterung von 2 mm auf der Image Plate an. Dies entspricht einer Verbreiterung von  $\Delta 2\theta \approx 1$  Grad.

Als weitere Fehler sind sowohl die manuelle Übertragung der Kreiskoordinaten von der Image Plate in eine Tabelle als auch die Bestimmung des Eintrittslochs zu nennen. Der Bereich des Eintrittslochs war auf der Image Plate gesättigt, weshalb die Mitte nur erahnt werden konnte. Daher ergibt sich für die Fits über das Programm OriginLab mit der Ellipsengleichung nur eine Anpassungsgüte von rund 95 %. Außerdem ist die Annahme, dass die Beugungsbox nur entlang der vertikalen Achse gekippt wurde, eine Abweichung von der Realität. Eine Verkipfung in der Horizontalen kann nicht ausgeschlossen werden, wodurch sich der vertikale Halbachsenradius vom Kreisradius unterscheiden würde. Ansonsten ist ein Fehler im mm-Bereich für die Abmessungen der Beugungsbox anzunehmen.

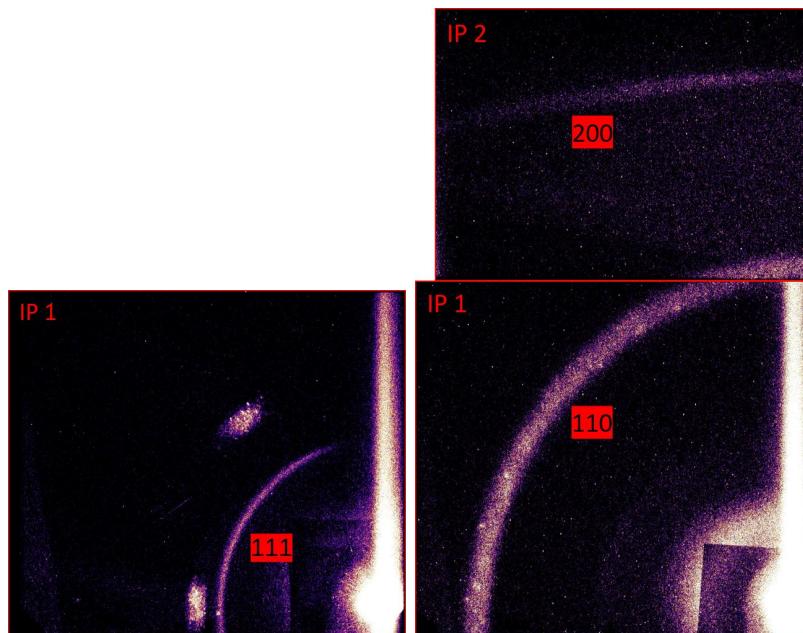


Abbildung 7.1: Image Plates von Schuss 56 (links) und Schuss 54 (rechts) mit den zugeordneten Reflexen.

## Kapitel 8

# Ausblick

Die Einzelexperimente konnten erfolgreich durchgeführt werden. Es konnten Erkenntnisse zum Verhalten und den Eigenschaften der Röntgenquellen, welche mit den an der GSI zur Verfügung stehenden Mitteln erzeugt werden können, gesammelt werden. Zu diesen Mitteln gehört der PHELIX-Laser, der auch später für HED@FAIR verwendet wird. Im Folgenden möchte ich auf die einzelnen Diagnostiken eingehen und darauf aufbauende Vorschläge für weitere Forschung liefern.

Das HOPG-Spektrometer hatte für die Berechnung der Konversionseffizienz der heliumartigen Emissionen eine ausreichende spektrale Auflösung. Aufgrund der großen Breite des Spektrums und der Linienverbreiterung sind die Details in den Spektren untergegangen. Dazu zählen die K-Schalen-Emissionen und die lymanartigen Emissionen. Für diese wäre ein Reflexionskristall mit einer geringeren Verbreiterungswirkung und dennoch hoher Reflektivität besser geeignet, sodass die einzelnen Linien intensiver werden und sich mehr vom Untergrund abheben. Andererseits wäre ein breiteres Spektrum interessant, um andere mögliche Emissionen außerhalb des anvisierten Bereichs der heliumartigen Emissionen zu untersuchen. Zum Beispiel die Bremsstrahlung. Mit der Radiografie wurden teilweise effektive Photoenergien gefunden, welche nicht einer Linienemission zugeordnet werden konnten. Hierzu könnte man mehrere Spektren desselben Targetelements bei unterschiedlichen HOPG-Höhen aufnehmen.

Die K- $\alpha$ -Emission war bei vielen Schüssen nicht sichtbar. Dickere Folien könnten helfen, intensivere Linien zu bekommen. Durch die größere Anzahl an Atomen könnten vermehrt schnelle Elektronen und K-Schalen-aktive Photonen wechselwirken und somit mehr K- $\alpha$ -Emissionen hervorrufen. Manche hochenergetische Schüsse lieferten keine messbaren K- $\alpha$ -Emissionen. Gerade für die K-Schalen-Emissionen wären mehr Schüsse bei verschiedenen Energien von Vorteil, um die Emissionshäufigkeit statistisch zu betrachten.

Die gemessenen Quellgrößen passen gut zur strahlungs-hydrodynamischen 2D-Simulation. Für weitere Experimente wäre die Entwicklung des Plasmas interessant, um beispielsweise den Zeitpunkt der maximalen Quellgröße bzw. maximalen Intensität zu kennen. Dies wäre für die Radiografie an HED@FAIR wichtig, falls zeitaufgelöste Messungen gemacht werden sollen. Dazu könnten die Untersuchungen mit der Streak-Kamera, welche testweise während der Experimente mitlief, ausgeweitet werden.

Die Radiografie der Nadel hätte bessere Ergebnisse liefern können. Die Auflösung der Diagnostik war zu gering, weshalb die daraus berechneten Quellgrößen stark überschätzt wurden. Da die Erzeugung kleinerer und intensiverer Quellen sich aufgrund der Eigenschaften von PHELIX und dem Plasmaverhalten als schwierig erweisen könnte, sollte die Diagnostik verändert werden. Eine Option kann ein IP-Scanner, der höher

aufgelöst ausliest, sein. Eine einfachere Veränderung ist die Erhöhung des Abstands zwischen Radiografieobjekt und Image Plate sowie die Verkleinerung des Abstands zwischen Target und Radiografieobjekt. Damit würde sich die Vergrößerung erhöhen und die Auflösung der Image Plate würde nicht mehr so stark ins Gewicht fallen. Aus der Radiografie des Folienstapels setzte sich Eisen als beste Röntgenquelle durch. Insgesamt gab es aber nur drei auswertbare Schüsse. Die Elemente Kupfer, Vanadium und Titan wurden nicht untersucht. Vor allem Titan und Vanadium weisen hohe Intensitäten auf. Ein Schuss mit Vanadium-auf-Titan, welcher aber nur einen kleinen, nicht auswertbaren Ausschnitt des Folienstapels zeigt, sah im Vergleich zum Eisen-schuss sehr rauscharm aus.

Bei der Röntgenbeugung sind die gezeigten Reflexe nachvollziehbar, passen aber nicht gut zu den theoretisch berechneten Winkeln. Das liegt vermutlich an den vielen Unsicherheiten sowie an der umständlichen Auswertung. Bei weiterer Verwendung der Beugungsbox sollte sichergestellt sein, dass diese einfacher in eine horizontale und vertikale rechtwinklige Ausrichtung zum Target gebracht werden kann. Ein Programm kann helfen, mehr Datenpunkte von der Image Plate zu übertragen bzw. diese direkt anzufitten. Des Weiteren wäre für die Auswertung der Image Plate ein größerer Kreisausschnitt von Vorteil, sodass das Anfitten der Ellipsengleichung genauer wird.

## Anhang A

# Transmissionskurven und Dämpfungslänge

### Transmissionskurven der Fenster

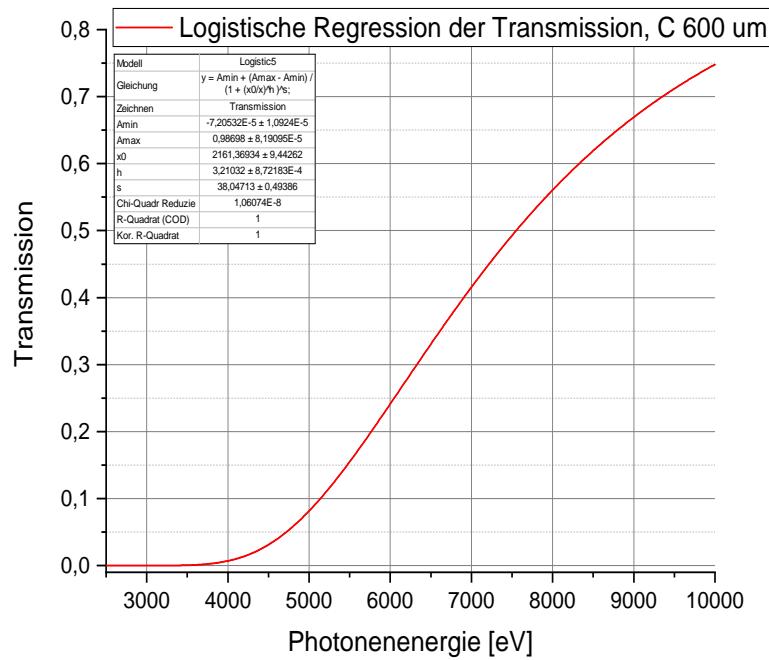
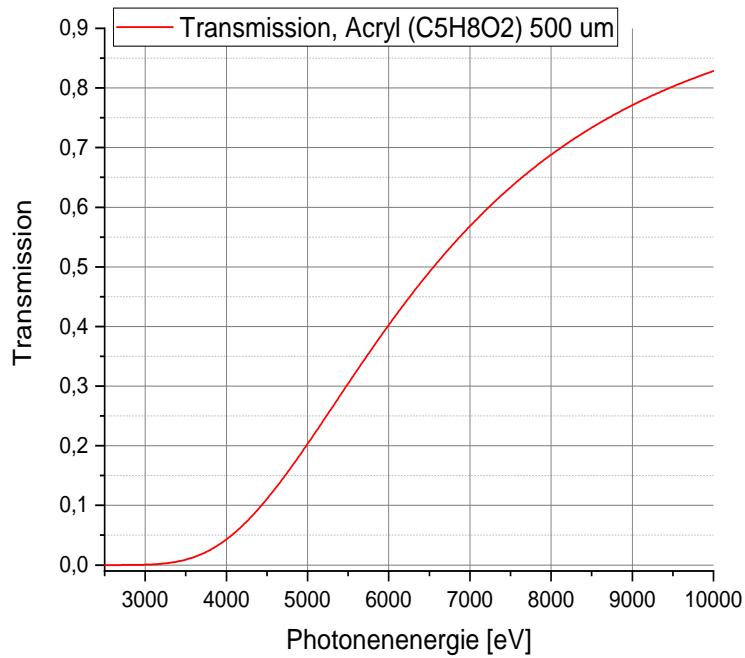


Abbildung A.1: Transmission des Kohlenstofffensters mit 600  $\mu\text{m}$ . Verwendung beim HOPG-Spektrometer.



---

Abbildung A.2: Transmission des transparenten Acrylfensters mit  $500 \mu\text{m}$ . Verwendung bei der Pinhole-Kamera und Radiografie. [20f]

### Transmissionskurven der Schutzfolien

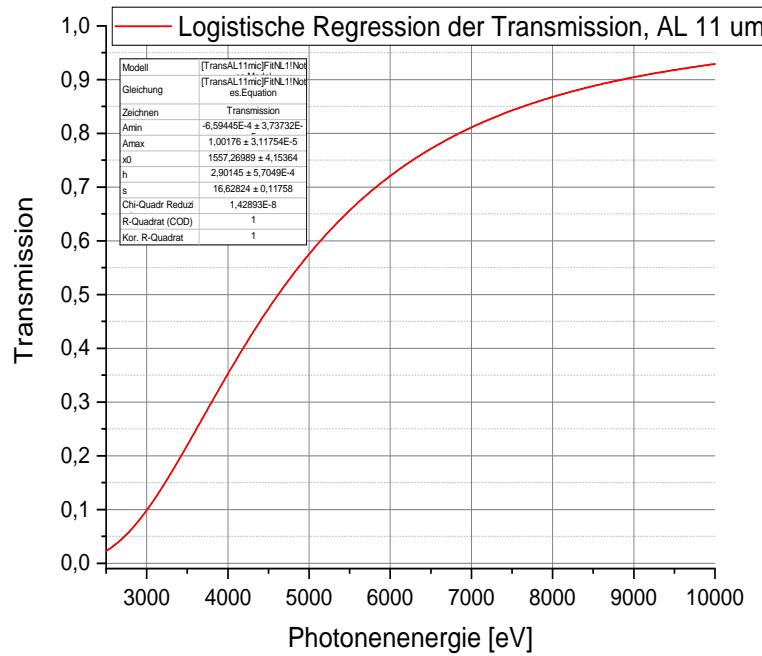


Abbildung A.3: Transmission der Aluminiumfolie mit 11  $\mu\text{m}$ . Verwendung beim HOPG-Spektrometer, der Pinhole-Kamera und Radiografie. [20f]

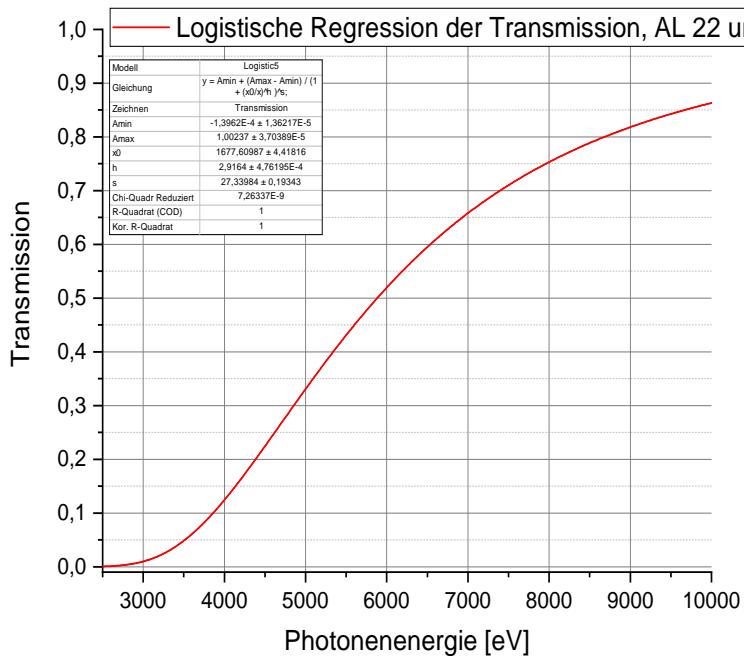


Abbildung A.4: Transmission doppelter Aluminiumfolie mit  $2 \times 11 \mu\text{m}$ . Verwendung beim HOPG-Spektrometer, der Pinhole-Kamera und Radiografie. [20f]

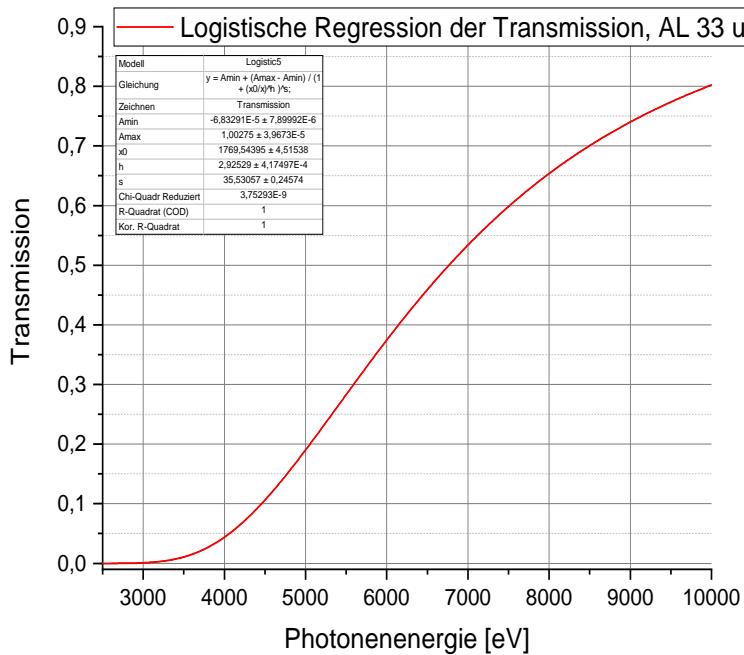


Abbildung A.5: Transmission dreifacher Aluminiumfolie mit  $3 \times 11 \mu\text{m}$ . Verwendung beim HOPG-Spektrometer. [20f]

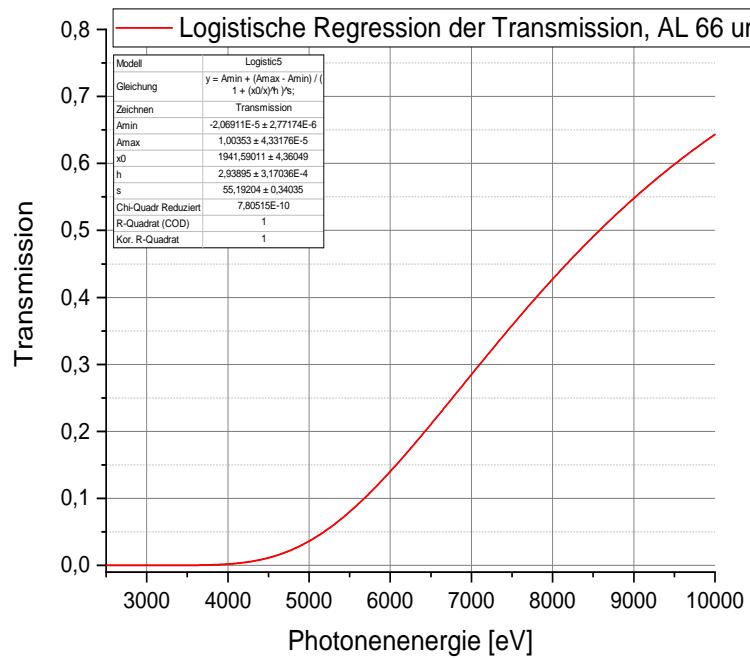


Abbildung A.6: Transmission sechsfacher Aluminiumfolie mit  $6 \times 11 \mu\text{m}$ . Verwendung beim HOPG-Spektrometer. [20f]

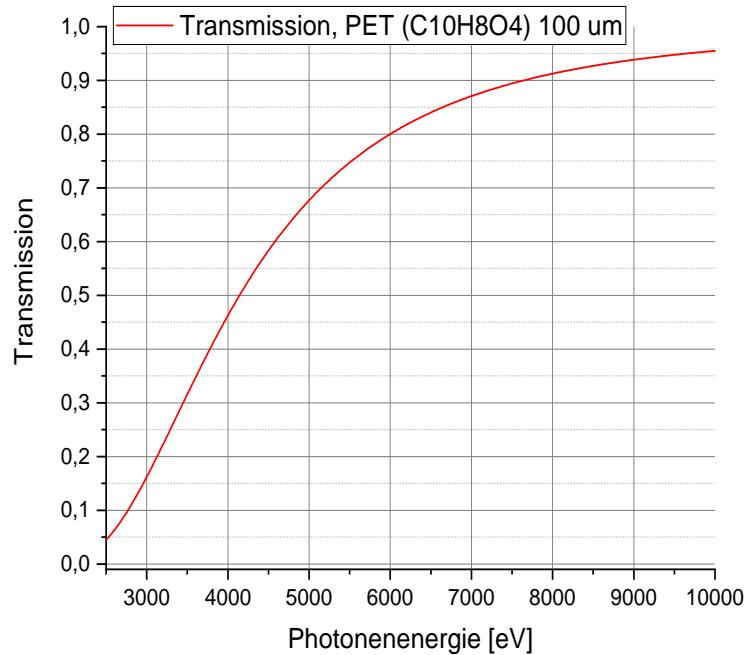
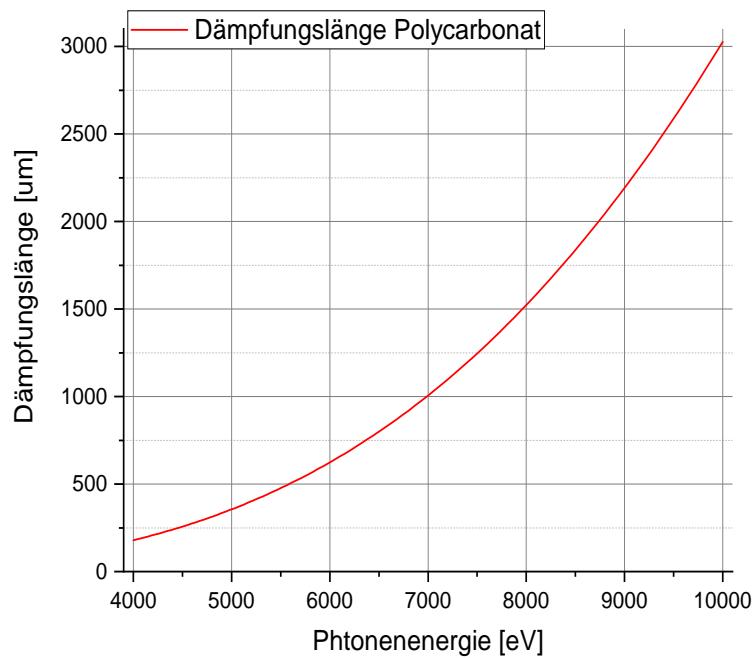


Abbildung A.7: Transmission von PET-Folie mit  $100 \mu\text{m}$ . Verwendung beim HOPG-Spektrometer, der Pinhole-Kamera, Radiografie und Beugungsbox. [20f]

**Dämpfungslänge der Polycarbonatfolie**

---

Abbildung A.8: Dämpfungslänge von Polycarbonat. Verwendung bei der Radiografie. [20e]

## Anhang B

# Tabelle der Emissionslinien

Die Quellen der Linienwerte und Übergänge sind FlyCHK [20d], CXRO [09] und AtomDB [20c]. Es sind die Übergangsenergien für die Elemente Titan, Vanadium, Eisen, Nickel und Kupfer aufgelistet. Bei den dielektronischen Satelliten sind die intensivsten Übergänge, welche bei den Temperaturen im Experiment zu erwarten sind, eingetragen. Teilweise sind elektronische Übergänge und deren Energien nicht gelistet, da diese nicht in den Quellen enthalten und auch nicht für diese Arbeit relevant sind.

Element	Emissionslinie	$E_{\text{Photon}}$ [eV]	elektronischer Übergang
Titan	Resonanzlinie He- $\alpha$	4750	$1s2p \ 1P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	Interkombinationslinie He- $\alpha$	4727	$1s2p \ 3P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	dielektronischer Satellit He- $\alpha$	4706	
	Resonanzlinie He- $\beta$	5581	$1s3p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	Interkombinationslinie He- $\beta$	5571	$1s3p \ 3P \rightarrow 1s^2$
	dielektronischer Satellit He- $\beta$	5500	$1s^2 2e'' \rightarrow 1s2l3e'$
	Resonanzlinie He- $\gamma$	5873	$1s4p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	Interkombinationslinie He- $\gamma$	5871	$1s4p \ 3P \rightarrow 1s^2$
	dielektronischer Satellit He- $\gamma$	5767	$1s^2 2e'' \rightarrow 1s2s4e'$
	Resonanzlinie H- $\alpha$	4977	$2p \rightarrow 1s$
	K- $\alpha$	4510	n = 2 nach n = 1

Element	Emissionslinie	$E_{\text{Photon}}$ [eV]	elektronischer Übergang
Vanadium	Resonanzlinie He- $\alpha$	5205	$1s2p \ 1P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	Interkombinationslinie He- $\alpha$	5181	$1s2p \ 3P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	dielektronischer Satellit He- $\alpha$	5157	
	Resonanzlinie He- $\beta$	6118	$1s3p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	Interkombinationslinie He- $\beta$	/	
	dielektronischer Satellit He- $\beta$	/	
	Resonanzlinie He- $\gamma$	6439	$1s4p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	Interkombinationslinie He- $\gamma$	/	
	dielektronischer Satellit He- $\gamma$	/	
	Resonanzlinie H- $\alpha$	5443	$2p \rightarrow 1s$
	K- $\alpha$	4952	n = 2 nach n = 1

Element	Emissionslinie	$E_{\text{Photon}}$ [eV]	elektronischer Übergang
Eisen	Resonanzlinie He- $\alpha$	6700	$1s2p \ 1P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	Interkombinationslinie He- $\alpha$	6668	$1s2p \ 3P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	dielektronischer Satellit He- $\alpha$	6650	
	Resonanzlinie He- $\beta$	7881	$1s3p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	Interkombinationslinie He- $\beta$	7873	$1s3p \ 3P \rightarrow 1s^2$
	dielektronischer Satellit He- $\beta$	7782	$1s^2 2e^- \rightarrow 1s2l3e^-$
	Resonanzlinie He- $\gamma$	8295	$1s4p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	Interkombinationslinie He- $\gamma$	8293	$1s4p \ 3P \rightarrow 1s^2$
	dielektronischer Satellit He- $\gamma$	8169	$1s^2 2e^- \rightarrow 1s2s4e^-$
Resonanzlinie H- $\alpha$		6973	$2p \rightarrow 1s$
K- $\alpha$		6403	$n = 2$ nach $n = 1$

Element	Emissionslinie	$E_{\text{Photon}}$ [eV]	elektronischer Übergang
Nickel	Resonanzlinie He- $\alpha$	7806	$1s2p \ 1P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	Interkombinationslinie He- $\alpha$	7766	$1s2p \ 3P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	dielektronischer Satellit He- $\alpha$	7745	
	Resonanzlinie He- $\beta$	9183	$1s3p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	dielektronischer Satellit He- $\beta$	9118	
	dielektronischer Satellit He- $\beta$	9078	
	Resonanzlinie He- $\gamma$	9667	$1s4p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	dielektronischer Satellit He- $\gamma$	9556	
	Resonanzlinie H- $\alpha$	8102	$2p \rightarrow 1s$
K- $\alpha$		7478	$n = 2$ nach $n = 1$

Element	Emissionslinie	$E_{\text{Photon}}$ [eV]	elektronischer Übergang
Kupfer	Resonanzlinie He- $\alpha$	8392	$1s2p \ 1P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	Interkombinationslinie He- $\alpha$	8347	$1s2p \ 3P \rightarrow 1s^2 \ 1S$
	dielektronischer Satellit He- $\alpha$	8293	
	Resonanzlinie He- $\beta$	9873	$1s3p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	dielektronischer Satellit He- $\beta$	9776	
	Resonanzlinie He- $\gamma$	10393	$1s4p \ 1P \rightarrow 1s^2$
	dielektronischer Satellit He- $\gamma$	10278	
	Resonanzlinie H- $\alpha$	8699	$2p \rightarrow 1s$
	K- $\alpha$	8047	$n = 2$ nach $n = 1$

## Anhang C

# Linienvbreiterungen $\Delta E$

Hier sind die berechneten Linienvbreiterungen aufgelistet. In Abschnitt 2.6 wird die zugrundeliegende Theorie erklärt.

Quellgröße	Titan		Eisen		Nickel		Kupfer	
	50 µm	150 µm	50 µm	150 µm	50 µm	150 µm	50 µm	150 µm
$\Delta E$ Quelle [eV]	5,8	17,5	12,8	38,4	18	54	19,4	58,2
$\Delta E$ Mosaizität [eV]	39,3		81,5		111,9		129,8	
$\Delta E$ Pixel [eV]	4,5		7,1		8,5		8,5	
$\Delta E$ Schichtdicke [eV]	21,5		49,2		69,9		75,3	
$\Delta E_{ALL}$ [eV]	45,4	48,3	96,3	102,9	133,5	142,9	151,8	161,4



# Literatur

- [09] *X-Ray Data Booklet*. Center for X-ray Optics und Advanced Light Source Lawrence Berkeley National Laboratory, Okt. 2009.
- [20a] Didaktik der Universität München. April 2020. URL: [www.didaktik.physik.uni-muenchen.de/elektronenbahnen/en/elektronenbeugung/einfuehrung/bragg-bedingung.php](http://www.didaktik.physik.uni-muenchen.de/elektronenbahnen/en/elektronenbeugung/einfuehrung/bragg-bedingung.php).
- [20b] Onlineskript der Materialwissenschaften Universität Kiel. April 2020. URL: [https://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2\\_ge/index.html](https://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/mw2_ge/index.html).
- [20c] *AtomDB - Atomic Data for Astrophysicists*. April 2020. URL: <http://www.atomdb.org/Webguide/webguide.php?z1=19&z0=22>.
- [20d] *FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements*. H.-K. Chung, M.H. Chen, W.L. Morgan, Yu. Ralchenko, and R.W. Lee. April 2020. URL: <https://nltex.nist.gov/FLY/>.
- [20e] *X-Ray Attenuation Length*. CXRO - Center of X-Ray Optics. April 2020. URL: [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/atten2.html](http://henke.lbl.gov/optical_constants/atten2.html).
- [20f] *X-Ray Solid Filter Transmission*. CXRO - Center of X-Ray Optics. März 2020. URL: [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/filter2.html](http://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html).
- [Cul14] B. D. Cullity. *Elements of x-ray diffraction*. Pearson India Education Services, 2014. ISBN: 9789332535169.
- [DDH06] Dr. R. Paul Drake, Lee Davison und Yasuyuki Horie. *High-Energy-Density Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2006. DOI: 10.1007/3-540-29315-9.
- [FMB96] Andreas K. Freund, Anneli Munkholm und Sean Brennan. „X-ray diffraction properties of highly oriented pyrolytic graphite“. In: *Optics for High-Brightness Synchrotron Radiation Beamlines II*. SPIE, Nov. 1996. DOI: 10.1117/12.259851.
- [GG98] Danilo Giulietti und Leonida A. Gizzi. „X-Ray Emission from Laser Produced Plasmas“. In: *La Rivista del Nuovo Cimento*, 21, 1 (1998).
- [HS08] Ingolf Volker Hertel und Claus-Peter Schulz. *Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie*. Springer, 2008. ISBN: 978-3-540-30613-9.
- [HS95] J. H. Hubbell und S. M. Seltzer. *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients, NIST Standard Reference Database 126*. eng. 1995. DOI: 10.18434/T4D01F.
- [IS90] G.E. Ice und C.J. Sparks. „Mosaic crystal X-ray spectrometer to resolve inelastic background from anomalous scattering experiments“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 291.1-2 (Mai 1990), S. 110–116. DOI: 10.1016/0168-9002(90)90043-6.

- [Jar20] Wikipedia User: Jarekt. April 2020. URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Attenuation\\_Coefficient\\_Iron.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Attenuation_Coefficient_Iron.svg).
- [JS96] Ron Jenkins und Robert Snyder. *Introduction to X-Ray Powder Diffractometry*. John Wiley und Sons, 28. Juni 1996. ISBN: 978-0-471-51339-1.
- [Kar19] Hasan Hüseyin Karadas. *Demonstration einer Anordnung für Röntgenabsorptionsspektroskopie als Plasmadiagnostik an FAIR*. Masterarbeit an der Goethe Universität Frankfurt am Main. Dez. 2019.
- [Kol03] Robert Kolb. „Synthese und Eigenschaften keramischer Neutronenbildplatten auf der Basis von BaFBr:Eu<sup>2+</sup> und Gd-Verbindungen“. Diss. Technische Universität Darmstadt, 2003.
- [Leg+06] H. Legall u. a. „High spectral resolution x-ray optics with highly oriented pyrolytic graphite“. In: *Optics Express* 14.10 (2006), S. 4570. DOI: 10.1364/oe.14.004570.
- [Mor+19] Gerson Morales u. a. „Accurate pinhole camera apertures using insect pins“. In: *Physics Education* 54.2 (Jan. 2019), S. 025002. DOI: 10.1088/1361-6552/aaf537.
- [Neu19] Dr. Paul Neumayer. „Plasmen hoher Energiedichte und Röntgenstrahlung im Universum und Labor 1“. In: Goethe Universität Frankfurt am Main, 2019.
- [Pug17] Alessandra Puglisi. „Ab-initio study of x-ray spectroscopy of molecular ions“. Diss. Universite Pierre et Marie Curie Paris, September 2017.
- [Reg62] Henri van Regemorter. „Rate of Collisional Excitation in Stellar Atmospheres.“ In: *The Astrophysical Journal* 136 (Nov. 1962), S. 906. DOI: 10.1086/147445.
- [RMR08] R. Ramis, J. Meyer-ter-Vehnb und J. Ramírez. „MULTI2D – a computer code for two-dimensional radiation hydrodynamics“. In: *ELSEVIER* (2008).
- [Ros19] Dr. Olga Rosmej. „Plasmen hoher Energiedichte und Röntgenstrahlung im Universum und Labor 2“. In: Goethe Universität Frankfurt am Main, 2019.
- [Rug+03] L. E. Ruggles u. a. „Measurements of 4–10 keV x-ray production with the Z-Beamlet laser“. In: *Review of Scientific Instruments* 74.3 (März 2003), S. 2206–2210. DOI: 10.1063/1.1537854.
- [Sch+20] K. Schoenberg u. a. „High-energy-density-science capabilities at the Facility for Antiproton and Ion Research“. In: *Physics of Plasmas* 27.4 (Apr. 2020), S. 043103. DOI: 10.1063/1.5134846.
- [Sch03] Angelo M. M. Schiavi. „Study of laser produced plasmas by x-ray and protonradiography“. Diss. Imperial College of Science, Technology und Medicine London, 2003.
- [Ste95] Dieter Stegemann. *Zerstörungsfreie Prüfverfahren*. Vieweg Teubner Verlag, 1995. DOI: 10.1007/978-3-322-94042-1.
- [Web09] Sonja Weber. „Optische Charakterisierung von Hochintensitätslaser-Plasma-Wechselwirkungen an Festkörpertargets“. Magisterarb. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2009.
- [Wil09] David Williams. *Transmission electron microscopy : a textbook for materials science*. New York: Springer, 2009. ISBN: 9780387765013.

## Danksagung

Zum Ende dieser Arbeit möchte ich mich noch bei allen bedanken, die mich bei dieser Masterarbeit unterstützt haben, insbesondere:

- Dr. Paul Neumayer für die Möglichkeit zur Erstellung dieser Arbeit an der GSI und die Betreuung.
- Dr. Olga Rosmej für die fachliche Unterstützung.
- Prof. Dr. Joachim Jacoby für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe Plasmaphysik am IAP.
- Dr. Zsuzsanna Slattery-Major, Dr. Dennis Schumacher, Hasan Karadas, Martin Metternich, Haress Nazary für die erfolgreiche Zusammenarbeit am Experiment und die lustigen Momente.
- Jenny Abt für die Hilfe bei der Rechtschreib- und Grammatikkorrektur.
- Julia Achenbach für die Korrekturanregungen aus der physikalischen Sichtweise.
- meiner Mutter und meinem Vater, welche mir dieses Studium ermöglicht haben.
- sowie der ganzen Arbeitsgruppe Plasmaphysik für die Hilfe bei den verschiedensten Fragen und Problemen.