

Diplomarbeit

**Erzeugung charakteristischer  
Röntgenstrahlung mittels relativistischer  
laserbeschleunigter Elektronen**

Friedrich-Schiller-Universität Jena  
Physikalisch-Astronomische Fakultät

eingereicht von Sabine Volkmer  
geboren am 26. 07. 1980 in Erfurt

1. Gutachter: Prof. Dr. R. Sauerbrey

2. Gutachter: Prof. Dr. E. Förster

Tag der Verleihung des Diploms:

# Erklärung

Ich erkläre, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 10. Dezember 2004

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Laser-Materie-Wechselwirkung</b>	<b>7</b>
2.1	Charakterisierung von Laserplasmen . . . . .	7
2.2	Elektronenbeschleunigung und Plasmaheizen . . . . .	9
2.3	Heiße Elektronen . . . . .	11
2.3.1	Relativistische Energieverteilungsfunktionen . . . . .	12
2.3.2	Skalierungsgesetze . . . . .	16
2.4	Erzeugung von Röntgenstrahlung . . . . .	19
2.4.1	Wirkungsquerschnitt für die K-Schalen-Ionisation . . . . .	20
2.4.2	Bremsvermögen . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Experimente zur Erzeugung und Messung charakteristischer Röntgenstrahlung</b>	<b>24</b>
3.1	Geometrie der Meßanordnung . . . . .	24
3.2	Lasercharakterisierung . . . . .	26
3.2.1	Das Titan:Saphir-Lasersystem . . . . .	26
3.2.2	Idealer und realer Laserpuls . . . . .	28
3.2.3	Fokusvermessung . . . . .	31
3.2.4	Bestimmung der Pulsenergie . . . . .	33
3.2.5	Messung der zeitlichen Pulsform . . . . .	34
3.2.6	Strahlqualität und Reproduzierbarkeit . . . . .	36
3.3	Targethalter . . . . .	39
3.4	Auswertung der Röntgen-CCD-Aufnahmen . . . . .	39
3.5	Quellgrößenmessung . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Abhängigkeit der K-Strahlungsausbeute von Laser- und Targetparametern</b>	<b>44</b>
4.1	Vorbemerkungen zu Messung und Modell . . . . .	44
4.2	Winkelverteilung und Reabsorption der Röntgenstrahlung . . . . .	45
4.3	Abhängigkeit der Ausbeute von der Laserintensität . . . . .	47
4.4	Vergleich der Ausbeuten verschiedener Targetmaterialien . . . . .	51
4.5	Einfluß der Pulsenergie . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>60</b>
<b>A</b>	<b>Dispersionsrelation für die Lichtausbreitung im Plasma</b>	<b>62</b>
<b>B</b>	<b>Relativistische Bewegung eines Elektrons im Laserfeld</b>	<b>64</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Seit der Erfindung des gepulsten Lasers im Jahre 1960 ist eine Entwicklung hin zu immer kürzeren Lichtpulsen immer höherer Energien im Gange. Unter den vielen einzelnen Stationen auf diesem Weg lassen sich zwei Meilensteine ausmachen: Bereits seit Mitte der 60er Jahre wird das Verfahren der Modenkopplung zur Erzeugung sehr kurzer Pulse genutzt; mittlerweile erhält man damit Pulsdauern im Bereich von Femtosekunden. Erst jedoch die Anwendung des Prinzips der *Chirped Pulse Amplification*, d.h. der zerstörungsfreien Verstärkung eines zeitlich gestreckten Pulses, brachte 1985 den Durchbruch bei der Erreichung hoher Laser-Leistungen ([2], [22]). Heutzutage lassen sich mit sogenannten *table-top*-Lasersystemen in vielen Laboren, unter anderem auch am Institut für Optik und Quantenelektronik in Jena, Pulsdauern von weniger als hundert Femtosekunden und Leistungen von mehreren Terawatt erreichen.

Mit diesen neuen technischen Möglichkeiten ist es gelungen, in ein experimentelles Gebiet vorzustößen, das bis dahin den Astrophysikern vorbehalten war: die Physik extrem heißer und dichter Plasmen. Fokussiert man einen Hochleistungslaser auf wenige Quadratmikrometer, so erreicht man Intensitäten von bis zu einigen  $10^{20} \text{ W cm}^{-2}$ . Wenn sich ein Target im Laserfokus befindet, entsteht dort sofort ein Plasma. Auf diese Weise lassen sich im Labor Materiezustände zugänglich machen, die in der Natur nur im Inneren stellarer Objekte vorkommen.

Die Laserplasmaphysik stellt nicht nur ein an sich interessantes Forschungsgebiet dar, sondern bringt auch eine Reihe möglicher Anwendungen mit sich. Beispielsweise werden Elektronen, Protonen und Ionen in Laserplasmen innerhalb einiger Hundert Mikrometer auf Energien beschleunigt, die sonst nur in großen Beschleunigeranlagen erreichbar sind. Als Folgeprodukt der hochenergetischen Elektronen entsteht auch harte Röntgenstrahlung. Mit der durch die Laserpulsdauer bedingten kurzen Dauer der Röntgenpulse ist zeitaufgelöste Röntgenbeugung und damit die Beobachtung schneller Prozesse auf einer atomaren Längenskala möglich [10].

Gegenstand dieser Diplomarbeit ist die charakteristische K-Strahlung, die entsteht, wenn ein hochintensiver Laserpuls auf Metallfolien trifft. Auf der Basis und in Erweiterung früherer, im Rahmen der Dissertation von Friederike Ewald [8] durchgeführter Experimente wurde die Abhängigkeit der Strahlungsausbeute von den Laserparametern für verschiedene Materialien untersucht und eine einfache Methode zur Bestimmung der Quellgröße getestet. Damit steht die Arbeit im Kontext einer Vielzahl von Veröffentlichungen, die sich bereits mit der Charakterisierung und Op-

timierung von laserinduzierten Röntgenquellen beschäftigt haben. Experimentelle Arbeiten von Ziener *et al.* [38], Chen *et al.* [6] und Khattak *et al.* [16] widmen sich vor allem dem Studium verschiedener Einflußfaktoren, wie Laserintensität, Pulsdauer, Vorpulsen und Targetbeschichtungen, auf die  $K_\alpha$ -Emission; Reich [29] *et al.* nutzen analytisch-numerische Modelle zur Optimierung der Röntgenausbeute. Mit der räumlichen Struktur der  $K_\alpha$ -Quellen befassen sich Publikationen von Eder *et al.* [9], Reich [30] *et al.* und Pretzler [24] *et al.*

Diese Arbeit gliedert sich in drei große Abschnitte: Im ersten Teil (Kapitel 2) werden die in Laserplasmen stattfindenden physikalischen Prozesse mit Blick auf die Erzeugung harter Röntgen-Linienstrahlung erläutert. Neben einer für das tiefere Verständnis erforderlichen Einbettung der K-Strahlungserzeugung in den größeren physikalischen Zusammenhang verfolgt dies den Zweck, ein am gegenwärtigen Stand der Forschung orientiertes einfaches Modell für die Abhängigkeit der Emission von der Laserintensität zu entwickeln. Das folgende Kapitel (3) dient der Beschreibung der Experimente einschließlich der Auswertungsmethoden. Großen Raum nimmt dabei die Messung der Laserintensität ein, die sicher die anspruchsvollste Stelle des Experiments darstellt und von entscheidender Bedeutung für die Interpretation der gemessenen Röntgenausbeuten ist. Im dritten Teil (Kapitel 4) werden schließlich die Ergebnisse der Messungen, deren Schwerpunkt die Intensitäts- und Energieabhängigkeit der Röntgenausbeute bildet, dargestellt und diskutiert. In die Deutung der Daten fließen dabei die im ersten Abschnitt abgeleiteten Beziehungen ein.

# Kapitel 2

## Laser-Materie-Wechselwirkung

Die Erzeugung von Röntgenstrahlung bei der Wechselwirkung kurzer Laserpulse mit Festkörpertargets erfolgt in drei Schritten: der Entstehung eines Plasmas, der Beschleunigung von Plasmaelektronen zu hohen Geschwindigkeiten und schließlich der Abbremsung dieser Elektronen im Festkörper durch die Emission von Bremsstrahlung und die der charakteristischen Strahlung zugrunde liegende Ionisierung von K-Schalen. Diese Prozesse und die dafür geltenden Zusammenhänge werden im folgenden, beginnend mit einer knappen Zusammenfassung fundamentaler Eigenschaften von Laserplasmen, dargestellt.

### 2.1 Charakterisierung von Laserplasmen

Wenn intensives Laserlicht auf Materie trifft, wird diese ionisiert; es entsteht ein Plasma aus Elektronen, Ionen und Atomen. Neben Multiphotonenionisation und Tunnel- bzw. Feldionisation durch das Licht selbst, die ab etwa  $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$  einsetzen, sorgen im Plasma Elektronenstöße in einem Lawineneffekt für die fortschreitende Ionisierung. Die Energie, welche die Elektronen durch Mitschwingen im Laserfeld aufnehmen, wird so im Plasma verteilt und führt zu dessen Aufheizung. Innerhalb der hier interessierenden Wechselwirkungszeit des Laserpulses mit dem Target stellt sich noch kein thermisches Gleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen ein. Stattdessen lassen sich in der Regel eine Elektronentemperatur und eine sehr viel geringere Iontemperatur angeben. Die durch Stoßabsorption erreichte Elektronentemperatur beträgt typischerweise  $10^6$  bis  $10^8 \text{ K}$ , das entspricht Energien im KeV-Bereich.

Die Dichte des Plasmas liegt in der Größenordnung der Target-Dichte. Gasplasmen haben somit etwa  $10^{18} - 10^{19}$  Teilchen pro Kubikzentimeter, Festkörpertargets  $10^{23} - 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ . Zusammen mit den hohen Temperaturen charakterisieren diese Größen einen sehr exotischen Materiezustand! Die hohen Plasmadrücke von Kbar bis hin zu Gbar bewirken eine Ausdehnung des Plasmas mit der Schallgeschwindigkeit der Ionen ([17], S. 14):

$$v_i \approx \sqrt{\frac{Z k T_e}{m_i}} \quad (2.1)$$

Mit einer Elektronentemperatur von  $T_e = 1 \text{ KeV}$ , einer Ionenladung von  $Z = 5$  und einer Ionenmasse von  $m_i = 50 m_P$  (mit der Protonenmasse  $m_P$ ) erhält man für die Geschwindigkeit  $v_i \approx 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ . Das expandierende Plasma besitzt ein zeitlich

veränderliches Dichteprofil. In einem sich frei ausdehnenden Plasma fällt die Dichte parallel zur Targetnormalen exponentiell ab:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(-\frac{z}{v_i t}\right) \quad (2.2)$$

Der Quotient aus Dichte und Dichtegradient, die sogenannte Skalenlänge des Plasmas, wächst mit der Zeit:

$$L \doteq \left| \frac{n_e}{\nabla n_e} \right| = v_i t \quad (2.3)$$

Durch die Wechselwirkung des Laserpulses mit dem Plasma wird das Dichteprofil beeinflusst; z.B. kann der Lichtdruck der Plasmaausdehnung entgegenwirken und eine Aufsteilung verursachen. Im allgemeinen gilt, daß die Skalenlänge zum Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem Pulsmaximum umso größer ist, je größer die Dauer des einwirkenden Pulses. Für eine Pulsdauer von 100 fs folgt aus 2.3 mit  $v_i = 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  eine Skalenlänge von 5 nm; das ist deutlich kleiner als die Wellenlänge des Lasers.

Im Plasma können sich periodische Dichteschwankungen sowohl der Elektronen als auch der Ionen ausbilden. Aufgrund ihrer viel größeren Masse besitzen die Ionen eine deutlich geringere Eigenfrequenz als die Elektronen. Für die Wechselwirkung mit Licht sind daher in der Regel die höherfrequenten Elektronenplasmawellen entscheidend. Ihre Dispersionrelation lautet ([17], S. 12):

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3 k^2 v_e^2 \quad (2.4)$$

Dabei ist  $\omega_p$  die Elektronen-Plasmafrequenz

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m} \quad (2.5)$$

und  $v_e$  die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Für nicht allzu große Temperaturen stellt der zweite Summand lediglich eine kleine thermische Korrektur dar, und die Frequenz der Welle ist im wesentlichen gleich der Eigenfrequenz  $\omega_p$  der Schwingung der Plasmaelektronen gegenüber einem ruhenden, neutralisierenden Ionen-Hintergrund.

Die Lichtausbreitung im Plasma genügt der Dispersionsrelation (siehe Anhang A)

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2. \quad (2.6)$$

Aus 2.6 ist ersichtlich, daß die Wellenzahl  $k$  für  $\omega_p > \omega$  imaginär und die elektromagnetische Welle damit evaneszent wird. Die Grenze  $\omega_p = \omega$  definiert eine kritische Dichte

$$n_c = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m \omega^2}{e^2}}. \quad (2.7)$$

Der Laserpuls kann sich nur im unterdichten Plasma, d.h. für  $n_e < n_c$ , ausbreiten. Erreicht er die kritische Dichte, so wird er dort zum Teil reflektiert und zum Teil in das Plasma absorbiert.

## 2.2 Elektronenbeschleunigung und Plasmaheizen

Nachdem der Vorpuls bzw. die ansteigende Flanke des Laserpulses ein Plasma mit freien thermischen Elektronen erzeugt hat, führt die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Plasma zu dessen Aufheizung sowie zur Beschleunigung eines Teils der Elektronen bis hin zu relativistischen Geschwindigkeiten. Verantwortlich dafür ist eine Vielzahl verschiedener Mechanismen, deren Kombination sowohl von den Eigenschaften des Plasmas als auch von den Laserparametern abhängt.

Bevor einige wichtige Effekte der Wechselwirkung des Lichts mit dem gesamten Plasma beschrieben werden, soll zunächst die Bewegung eines einzelnen freien Elektrons im Laserfeld betrachtet werden. In einer schwachen ebenen elektromagnetischen Welle schwingt das Elektron mit der elektrischen Feldstärke  $E = E_0 \cos(\omega t - k z)$  des Lichts mit. Seine Geschwindigkeit beträgt

$$v_{\text{osz}} = \frac{e E_0}{m \omega} \sin(\omega t - k z). \quad (2.8)$$

Als mittlere Schwingungsenergie erhält man damit

$$\langle E_{\text{osz}} \rangle = \frac{m v_{\text{osz}}^2}{2} = \frac{e^2 E_0^2}{4 \omega^2 m}. \quad (2.9)$$

Der Einfluß des Magnetfeldes ist bei moderaten Lichtintensitäten vernachlässigbar; bei sehr hohen Feldstärken wird die Oszillationsgeschwindigkeit des Elektrons jedoch so groß, daß der magnetische Anteil der Lorentzkraft einen merklichen Beitrag zur Beschleunigung liefert. Das Elektron erhält dann eine Impulskomponente in Richtung der Lichtausbreitung (siehe Anhang B):

$$p_z = \frac{e^2 E_0^2}{2 \omega^2 m c} \sin^2(\omega t - k z) \quad (2.10)$$

$$\langle p_z \rangle = \frac{e^2 E_0^2}{4 \omega^2 m c}$$

Die zugehörige kinetische Energie muß relativistisch berechnet werden:

$$E = m c^2 (\gamma - 1) \stackrel{B.14}{=} c p_z \quad (2.11)$$

$$\langle E \rangle = \frac{e^2 E_0^2}{4 \omega^2 m}$$

Dieser Ausdruck gilt für beliebige Intensitäten, insbesondere also auch für kleine, wie ein Vergleich mit 2.9 bestätigt.

Ein realer Laserpuls stellt natürlich keine unendliche ebene Welle dar, sondern besitzt in Ausbreitungsrichtung sowie senkrecht dazu einen Intensitätsgradienten. Die zur Intensität proportionale mittlere Schwingungsenergie der Elektronen, die auch als ponderomotorisches Potential  $U$  bezeichnet wird, ist dementsprechend im Zentrum des Pulses größer als am Rand. Analog zu einem Gradienten der thermischen Bewegungsenergie, also der Temperatur, der einen Druckgradienten und folglich eine Beschleunigung in das Gebiet niedrigerer Temperatur bewirkt, führt der Gradient

des ponderomotorischen Potentials zur Beschleunigung in Richtung niedrigerer Intensität. Somit gilt für die ponderomotorische Kraft

$$\mathbf{F} = -\nabla U = -\nabla \frac{e^2 E_0^2}{4\gamma\omega^2 m} = -\nabla \frac{e^2 I}{2\gamma\epsilon_0\omega^2 m},^1 \quad (2.12)$$

wobei  $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 E_0^2$  die Intensität des Lichts ist. Anschaulich kann man sich die ponderomotorische Kraft erklären, indem man die Bewegung eines Elektrons im Laserpuls verfolgt: Wird das Elektron in einer Halbperiode transversal nach außen beschleunigt, so befindet es sich während der nächsten Halbperiode an einem Ort niedrigerer Intensität und wird folglich weniger stark zurückbeschleunigt; effektiv wird es dadurch aus dem Strahl hinausgetrieben. In longitudinaler Richtung muß berücksichtigt werden, daß das Elektron im Laufe der Zeit vom Laserpuls überholt wird. Solange es sich in der ansteigenden Flanke des Pulses befindet, bewegt es sich relativ zum Puls zu höheren Intensitäten hin. Nach 2.10 wächst damit die  $z$ -Komponente seines Impulses, d.h. es wird nach vorn beschleunigt. In der abfallenden Flanke dagegen sinkt die Laserintensität und somit  $p_z$ ; das Elektron wird gebremst, also nach hinten beschleunigt.

Die kinetische Energie der einzelnen Elektronen kann durch verschiedene Mechanismen an kollektive Bewegungsmoden des gesamten Plasmas übertragen werden. In einem ausgedehnten unterdichten Plasma kann die ponderomotorische Kraft, die aus dem longitudinalen Intensitätsprofil des Pulses resultiert, Plasmawellen anregen: Elektronen werden von der ansteigenden Flanke des Pulses nach vorn beschleunigt, vom Laserpuls überholt und von der abfallenden Flanke schließlich nach hinten beschleunigt. Wenn die Pulsdauer  $T_{\text{Puls}}$  gerade gleich der halben Oszillationsperiode der Elektronen-Plasmawelle ist ( $T_{\text{Puls}} = \pi/\omega_p$ ), befindet sich diese Elektronendichteschwankung in Resonanz mit dem Plasma. Es bildet sich dann eine Art Kielwelle (engl. *wake field*) aus, die dem Laserpuls mit dessen Gruppengeschwindigkeit hinterherläuft. Die einzelnen Elektronen schwingen im allgemeinen in den Potentialtälern dieser elektrostatischen Welle. Befindet sich ein Elektron jedoch in Phase mit der Welle, d.h. ist seine Geschwindigkeit nahe der Phasengeschwindigkeit der Welle, so kann es auf dieser „surfen“ und damit effektiv beschleunigt werden. Durch diesen Prozeß, der als *Wake-field*-Beschleunigung ([21], [34]) bezeichnet wird, kann in Gasplasmen ein Bruchteil der Elektronen Energien von einigen Hundert MeV erreichen.

In Festkörperplasmen, deren Skalenlänge deutlich unterhalb der Pulslänge liegt, spielt der gerade beschriebene Mechanismus keine Rolle. Hier kann stattdessen die sogenannte Resonanzabsorption zur Einkopplung eines Großteils der Laserenergie in das überdichte Plasma führen. Fällt der Laserstrahl schräg auf das Target ein und liegt sein elektrischer Feldstärkevektor in der Einfallsebene (p-polarisiertes Licht), so besitzen die im Feld oszillierenden Elektronen eine Bewegungskomponente in Richtung der Targetnormalen. Am Ort der kritischen Dichte schwingen die Elektronen gerade mit der Plasmafrequenz und können somit resonant Plasmawellen anregen. Diese werden wiederum gedämpft und heizen das Plasma dadurch auf. Zwei Prozesse tragen im wesentlichen zur Dämpfung bei: Zum einen wird die Energie der Welle

---

<sup>1</sup>Für den klassischen Grenzfall erhält man diese Formel direkt aus der mittleren Schwingungsenergie entsprechend 2.9. In einer voll-relativistischen Behandlung kommt noch ein Faktor  $1/\gamma$  hinzu [26].

durch Elektronen-Ionen-Stöße in thermische Energie des Plasmas umgewandelt, zum anderen können einige wenige Elektronen, deren Geschwindigkeit mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Plasmawelle übereinstimmt, auf hohe Energien beschleunigt werden - ganz analog wie oben für die *Wake-field*-Beschleunigung beschrieben. Dieser zweite Prozeß wird als Landau-Dämpfung bezeichnet. Während die Dämpfung durch Stöße (*collisional damping*) die Energie in Richtung eines thermischen Gleichgewichts im Plasma verteilt und somit im engeren Sinne das Plasma heizt, führt die Landau-Dämpfung zur Ausbildung einer Population sehr heißer Elektronen. Der Anteil der Laserenergie, der in diese superthermischen Elektronen absorbiert wird, kann beträchtlich sein. Für ps-Pulse kann er bis zu etwa 50% betragen; die Elektronentemperatur liegt bei einigen hundert KeV.

Ist die Skalenlänge kleiner als die Auslenkung der schwingenden Elektronen, so kann keine Resonanzabsorption mehr stattfinden. Bei sehr steilen Dichtegradienten wird ein anderer Heiz-Mechanismus dominant: die Brunel-Absorption. Grundidee ist, daß die Elektronen ihre im Laserfeld gewonnene kinetische Energie beim Eintritt in das überdichte Plasma mit hineinnehmen, da sie dort infolge der abrupten Lichtdämpfung keine Rückbeschleunigung mehr erfahren können. Im Gegensatz dazu nimmt ein Elektron, das sich im Laserpuls nach den Gleichungen 2.8 und 2.10 bewegt, wenn es schließlich vom Puls überholt wird, effektiv keine Energie auf. In einer Modellrechnung [4] geht Brunel davon aus, daß der Festkörper unmittelbar an das Vakuum anschließt. Das elektrische Feld eines schräg auf das Target treffenden Laserstrahls zieht dann Elektronen aus dem Festkörper in das Vakuum. Dadurch baut sich ein elektrostatisches Feld zwischen der Festkörperoberfläche und den Elektronen auf, welches gemeinsam mit dem nach einer halben Periode umgekehrten Lichtfeld dazu führt, daß die Elektronen mit einem Nettoenergiegewinn in das Target hineinfliegen. Der Brunel-Mechanismus wird auch als Vakuum-Heizen bezeichnet.

Für sehr hohe Laserintensitäten, bei denen die Bewegungskomponente in Laserrichtung groß wird, kann auch bei senkrechtem Lichteinfall ein großer Teil der Laserenergie durch die Elektronen in das Target übertragen werden. Ganz analog zum Brunel-Effekt beruht die Energieabsorption darauf, daß der Laserpuls im überdichten Medium evaneszent wird. Die Elektronenbeschleunigung in das Target kann als ponderomotorische Beschleunigung infolge des großen Intensitätsgradienten des Lichts an der Grenze zum überdichten Plasma bzw. Festkörper angesehen werden. Da der Impuls bzw. die ponderomotorische Kraft in  $z$ -Richtung letztlich auf der Lorentzkraft  $e \mathbf{v} \times \mathbf{B}$  beruht, wird dieser Effekt meistens  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen genannt.

## 2.3 Heiße Elektronen

Die Energieverteilung der Plasma-Elektronen setzt sich aus einer Maxwell-Boltzmannschen Verteilung der thermischen Elektronen und einer Verteilung der heißen Elektronen zusammen. Für den thermischen Anteil liegt  $k T_e$  bei einigen hundert Elektronenvolt; er ist darum für diejenigen Folgeprozesse der Plasmaentstehung und -aufheizung, die große Energien erfordern, von untergeordneter Bedeutung. Beispielsweise sind für die Erzeugung harter Röntgenstrahlung im KeV-Bereich nur die heißen Elektronen verantwortlich.

Infolge der Fülle von Effekten, die zur Ausbildung der heißen Elektronen beitra-

gen, liefern weder theoretische Modelle noch experimentelle Daten eindeutige Aussagen über ihre Energieverteilung. Häufig beschreibt eine klassische oder relativistische Verteilung die Versuchsergebnisse in guter Näherung. Da viele Beschleunigungsmechanismen gerichtet erfolgen - die Resonanzabsorption beispielsweise entlang des Dichtegradienten, die  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Beschleunigung in Laserrichtung, ist dabei unter Umständen eine eindimensionale Verteilungsfunktion der üblichen dreidimensionalen vorzuziehen. Es kann auch vorkommen, daß eine einzige Temperatur zur Charakterisierung der heißen Elektronen nicht ausreicht, sondern deren Verteilung sich selbst wieder als Überlagerung zweier oder mehrerer Verteilungen verschiedener Temperaturen ergibt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß unterschiedliche Prozesse mitunter ganz verschiedene Elektronengruppen erfassen.

Für die gezielte experimentelle Anwendung laserbeschleunigter Elektronen ist es wichtig zu wissen, wie die Elektronentemperatur(en) und der in die heißen Elektronen absorbierte Anteil der Laserenergie mit den Laserparametern skalieren. Diese Abhängigkeiten hängen von den Eigenschaften des Plasmas und vom jeweiligen Absorptionsmechanismus ab. Praktisch wird immer eine Mischung mehrerer Prozesse vorliegen, die wiederum durch die Laser- und Plasmaparameter beeinflusst wird.

In diesem Abschnitt werden zunächst eine ein- und eine dreidimensionale voll-relativistische Verteilungsfunktion hergeleitet. Anschließend werden physikalisch motivierte Skalierungsgesetze für die Temperatur mit den verfügbaren experimentellen Daten verglichen und Schranken für die Konversionseffizienz der Pulsenergie in heiße Elektronen bestimmt.

### 2.3.1 Relativistische Energieverteilungsfunktionen

#### Dreidimensionale Verteilung

Ausgangspunkt für die Berechnung einer *isotropen* dreidimensional-relativistischen Energieverteilung ist der aus der relativistischen Energie-Impulsbeziehung

$$\epsilon = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$$

resultierende Zusammenhang

$$\tilde{f}(p) = N \cdot e^{-\frac{\epsilon(p)}{kT}} = N \cdot e^{-\frac{c\sqrt{m^2 c^2 + p^2}}{kT}} \quad (2.13)$$

mit der Normierungsbedingung

$$\int \tilde{f}(p) d^3p = N \cdot 4\pi \cdot \int_0^\infty p^2 e^{-\frac{c\sqrt{m^2 c^2 + p^2}}{kT}} dp = 1. \quad (2.14)$$

Mit Hilfe der Substitution  $z \doteq \sqrt{m^2 c^2 + p^2}$  läßt sich das Integral auf die Form

$$I = \int_{mc}^\infty \sqrt{z^2 - m^2 c^2} z e^{-\frac{cz}{kT}} dz$$

bringen, deren Lösung unter [13], 3.389/4., zu finden ist:

$$I = \frac{kT m^2 c^2}{c} K_2 \left( \frac{m c^2}{kT} \right)$$

$K_\nu(\mu)$  ist die modifizierte Besselfunktion zweiter Gattung  $\nu$ -ter Ordnung. Für kleine Argumente gilt die Näherung ([1], 9.6.9)

$$K_\nu(\mu) \approx \frac{1}{2} \Gamma(\nu) \left( \frac{1}{2} \mu \right)^{-\nu}. \quad (2.15)$$

Die asymptotische Entwicklung für große Argumente ist ([1], 9.7.2)

$$K_\nu(\mu) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2\mu}} e^{-\mu} \left( 1 + \frac{4\nu^2 - 1}{8\mu} + \frac{(4\nu^2 - 1)(4\nu^2 - 9)}{2(8\mu)^2} + \dots \right). \quad (2.16)$$

Zwischen Funktionen dreier aufeinanderfolgender Ordnungen besteht folgende Beziehung ([1], 9.6.26):

$$e^{(\nu-1)\pi i} K_{\nu-1}(\mu) - e^{(\nu+1)\pi i} K_{\nu+1}(\mu) = \frac{2\nu}{\mu} e^{\nu\pi i} K_\nu(\mu) \quad (2.17)$$

Die Normierungskonstante ergibt sich somit zu

$$N = \frac{c}{4\pi k T m^2 c^2 K_2\left(\frac{mc^2}{kT}\right)},$$

und die Verteilung lautet insgesamt:

$$\tilde{f}(p) d^3p = \frac{c p^2}{k T m^2 c^2 K_2\left(\frac{mc^2}{kT}\right)} e^{-\frac{c\sqrt{m^2 c^2 + p^2}}{kT}} dp \quad (2.18)$$

Durch Umrechnung auf die kinetische Energie

$$\begin{aligned} E &= \epsilon - m c^2 = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} - m c^2 \\ &\rightarrow p^2 = \frac{1}{c^2} (e^2 + 2 E m c^2) \\ &\rightarrow dp = \frac{1}{c} \frac{E + m c^2}{\sqrt{E^2 + 2 E m c^2}} dE \end{aligned}$$

gemäß

$$\tilde{f}(p) d^3p = f(E) dE$$

erhält man schließlich:

$$\boxed{f(E) dE = \frac{(E + m c^2) \sqrt{(E + m c^2)^2 - m^2 c^4}}{k T K_2\left(\frac{mc^2}{kT}\right) m^2 c^4} e^{-\frac{E + m c^2}{kT}} dE} \quad (2.19)$$

Die mittlere Elektronenenergie berechnet sich zu

$$\langle E \rangle = \int_0^\infty E f(E) dE. \quad (2.20)$$

Diese Gleichung läßt sich durch Aufspaltung des Integrals in eines über die Gesamtenergie und eines über die Ruheenergie,

$$\langle E \rangle = \int_0^\infty (E + m c^2) f(E) dE - m c^2 \int_0^\infty f(E) dE,$$

mit der Substitution  $\epsilon \doteq E + m c^2$  auf folgende Form bringen:

$$\langle E \rangle = \int_{m c^2}^{\infty} \frac{\epsilon^2 \sqrt{\epsilon^2 - m^2 c^4}}{k T K_2\left(\frac{m c^2}{k T}\right) m^2 c^4} e^{-\frac{\epsilon}{k T}} d\epsilon - m c^2 \quad (2.21)$$

Durch eine weitere Substitution,  $x \doteq \frac{\epsilon}{m c^2}$ , erhält man mit  $\mu \doteq \frac{m c^2}{k T}$  für den relativistischen Gamma-Faktor:

$$\langle \gamma \rangle = 1 + \frac{\langle E \rangle}{m c^2} = \frac{\mu}{K_2(\mu)} \int_1^{\infty} x^2 \sqrt{x^2 - 1} e^{-\mu x} dx \quad (2.22)$$

Zur Berechnung dieses Integrals bedarf es eines Tricks [31]: Man betrachte die Funktion

$$g(x) = x (x^2 - 1)^{\frac{3}{2}} e^{-\mu x}$$

und ihre Ableitung

$$\frac{d}{dx} g(x) = (x^2 - 1)^{\frac{3}{2}} e^{-\mu x} + x \cdot \frac{3}{2} \sqrt{x^2 - 1} \cdot 2 x e^{-\mu x} - x (x^2 - 1)^{\frac{3}{2}} \mu e^{-\mu x}.$$

Der zweite Summand ist bis auf den Faktor 3 der gewünschte Integrand. Wegen

$$\int_1^{\infty} \left( \frac{d}{dx} g(x) \right) dx = g(\infty) - g(1) = 0$$

gilt somit:

$$\langle \gamma \rangle = \frac{\mu}{3 K_2(\mu)} \left( \mu \int_1^{\infty} x (x^2 - 1)^{\frac{3}{2}} e^{-\mu x} dx - \int_1^{\infty} (x^2 - 1)^{\frac{3}{2}} e^{-\mu x} dx \right)$$

Die beiden hierin auftretenden Integrale sind tabelliert ([13], 3.387/6., 3.389/4.):

$$\int_1^{\infty} (x^2 - 1)^{\nu-1} e^{-\mu x} dx = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{2}{\mu} \right)^{\nu-\frac{1}{2}} \Gamma(\nu) K_{\nu-\frac{1}{2}}(\mu) \quad (2.23)$$

$$\int_1^{\infty} x (x^2 - 1)^{\nu-1} e^{-\mu x} dx = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{2}{\mu} \right)^{\nu-\frac{1}{2}} \Gamma(\nu) K_{\nu+\frac{1}{2}}(\mu) \quad (2.24)$$

Mit  $\nu = \frac{5}{2}$  ergibt sich:

$$\int_1^{\infty} x (x^2 - 1)^{\frac{3}{2}} e^{-\mu x} dx = \frac{3 K_3(\mu)}{\mu^2}$$

$$\int_1^{\infty} (x^2 - 1)^{\frac{3}{2}} e^{-\mu x} dx = \frac{3 K_2(\mu)}{\mu^2}$$

Damit ist

$$\langle \gamma \rangle = \frac{\mu}{3 K_2(\mu)} \left( \frac{3 K_3(\mu)}{\mu} - \frac{3 K_2(\mu)}{\mu^2} \right)$$

oder, unter Verwendung der Formel 2.17:

$$\langle \gamma \rangle = \frac{K_1(\mu)}{K_2(\mu)} + \frac{3}{\mu} = \frac{K_1\left(\frac{m c^2}{k T}\right)}{K_2\left(\frac{m c^2}{k T}\right)} + 3 \frac{k T}{m c^2} \quad (2.25)$$

Im nicht-relativistischen Grenzfall, d.h. für  $\mu \gg 1$ , folgt mit 2.16 der bekannte Zusammenhang zwischen mittlerer kinetischer Energie und Temperatur:

$$\begin{aligned}\langle \gamma \rangle &\approx \frac{1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{1}{\mu}}{1 + \frac{15}{8} \cdot \frac{1}{\mu}} + \frac{3}{\mu} \approx \left(1 + \frac{3}{8\mu}\right) \left(1 - \frac{15}{8\mu}\right) + \frac{3}{\mu} \approx 1 + \frac{3}{2\mu} \\ \langle \gamma \rangle &\approx 1 + \frac{3}{2} \cdot \frac{kT}{m c^2} \quad \rightarrow \quad \langle E \rangle \approx \frac{3}{2} kT\end{aligned}\quad (2.26)$$

Im extrem-relativistischen Grenzfall, für  $\mu \ll 1$ , folgt mit 2.15:

$$\begin{aligned}\langle \gamma \rangle &\approx \frac{1}{\frac{3}{2\mu}} + \frac{3}{\mu} \approx \frac{3}{\mu} \\ \langle \gamma \rangle &\approx 3 \cdot \frac{kT}{m c^2}\end{aligned}\quad (2.27)$$

### Eindimensionale Verteilung

Ausgangspunkt ist wiederum 2.13; die Normierungsbedingung lautet im eindimensionalen Fall jedoch

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(p) d^3p = N \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{c\sqrt{m^2 c^2 + p^2}}{kT}} dp = 1. \quad (2.28)$$

Mit der Substitution  $z \doteq \sqrt{m^2 c^2 + p^2}$  liefert das Integral ([13], 3.389/4.)

$$I = 2 \cdot \int_{m c}^{\infty} \frac{z}{\sqrt{z^2 - m^2 c^2}} e^{-\frac{dz}{kT}} dz = 2 m c K_1\left(\frac{m c^2}{k T}\right),$$

und die Verteilung genügt der Gleichung

$$\tilde{f}(p) dp = \frac{1}{2 m c K_1\left(\frac{m c^2}{k T}\right)} e^{-\frac{c\sqrt{m^2 c^2 + p^2}}{k T}} dp. \quad (2.29)$$

Die Umrechnung auf die Energie erfolgt nach

$$2 \cdot \tilde{f}(p) dp = f(E) dE,$$

da über  $p$  von  $-\infty$  bis  $+\infty$ , über  $E$  aber nur von  $0$  bis  $+\infty$  integriert wird. Es gilt:

$$\boxed{f(E) dE = \frac{E + m c^2}{m c^2 K_1\left(\frac{m c^2}{k T}\right) \sqrt{(E + m c^2)^2 - m^2 c^4}} e^{-\frac{E + m c^2}{k T}} dE} \quad (2.30)$$

Die Berechnung der mittleren Energie erfolgt ganz analog zum dreidimensionalen Fall. Mit den dort eingeführten Substitutionen erhält man

$$\langle \gamma \rangle = 1 + \frac{\langle E \rangle}{m c^2} = \frac{1}{K_1(\mu)} \int_1^{\infty} \frac{x^2}{\sqrt{x^2 - 1}} e^{-\mu x} dx, \quad (2.31)$$

und mit einer etwas veränderten Hilfsfunktion

$$g(x) = x(x^2 - 1)^{\frac{1}{2}} e^{-\mu x}$$

$$\frac{d}{dx} g(x) = (x^2 - 1)^{\frac{1}{2}} e^{-\mu x} + x \cdot \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}} \cdot 2x e^{-\mu x} - x(x^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \mu e^{-\mu x}$$

folgt:

$$\langle \gamma \rangle = \frac{1}{K_1(\mu)} \left( \mu \int_1^\infty x(x^2 - 1)^{\frac{1}{2}} e^{-\mu x} dx - \int_1^\infty (x^2 - 1)^{\frac{1}{2}} e^{-\mu x} dx \right)$$

Unter Verwendung von 2.23 und 2.24 mit  $\nu = \frac{1}{2}$  erhält man:

$$\langle \gamma \rangle = \frac{K_2(\mu)}{K_1(\mu)} - \frac{1}{\mu}$$

Im nichtrelativistischen Grenzfall gilt erwartungsgemäß:

$$\begin{aligned} \langle \gamma \rangle &\approx \frac{1 + \frac{15}{8} \cdot \frac{1}{\mu}}{1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{1}{\mu}} \approx \left( 1 + \frac{15}{8\mu} \right) \left( 1 - \frac{3}{8\mu} \right) - \frac{1}{\mu} \approx 1 + \frac{1}{2\mu} \\ \langle \gamma \rangle &\approx 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{kT}{mc^2} \quad \rightarrow \quad \langle E \rangle \approx \frac{1}{2} kT \end{aligned} \quad (2.32)$$

Für den extrem-relativistischen Grenzfall folgt:

$$\begin{aligned} \langle \gamma \rangle &\approx \frac{\frac{2}{\mu^2}}{\frac{1}{\mu}} - \frac{1}{\mu} \approx \frac{1}{\mu} \\ \langle \gamma \rangle &\approx \frac{kT}{mc^2} \end{aligned} \quad (2.33)$$

### 2.3.2 Skalierungsgesetze

Von den im Abschnitt 2.2 dargestellten Beschleunigungsmechanismen spielen sowohl die Resonanzabsorption als auch das Vakuum- und  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen für die Energieübertragung in das Target eine große Rolle. Für diese Effekte sollen darum physikalische Ansätze für die Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der Intensität<sup>2</sup> der Laserstrahlung dargestellt werden.

Nach Forslund et al. [11] setzt ab Intensitäten von  $10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$  eine drastische Aufteilung des Plasmaprofils in der Nähe der kritischen Dichte ein, in deren Folge die Resonanzabsorption zum dominierenden Heizmechanismus wird. Im elektrostatischen Feld  $E_{el}$  der lokal angeregten Plasmawelle werden Elektronen über die Strecke

<sup>2</sup>Eine große Anzahl von Experimenten zeigt übereinstimmend, daß die Temperatur der heißen Elektronen nicht mit der Intensität allein, sondern dem Produkt aus der Intensität und dem Quadrat der Laserwellenlänge,  $I \lambda^2$ , skaliert. Da im Rahmen dieser Arbeit die Wellenlänge nicht variiert, sondern in allen durchgeführten Experimenten mit Laserlicht von  $\lambda = 800 \text{ nm}$  gearbeitet wurde, ist hier stets von der Intensitätsabhängigkeit die Rede.

$L$ , die Halbwertsbreite der induzierten Dichtestörung, beschleunigt. Für ihre Temperatur gilt nach diesem Plausibilitätsansatz:

$$T_h \sim e E_{\text{el}} L \quad (2.34)$$

Die Feldstärke der Plasmadichtestörung ist ungefähr gleich der des Laserfelds und damit proportional zu  $I^{\frac{1}{2}}$ . Für die Skalenlänge  $L$  fanden Forslund et al. in Simulationen, die von einem Druckgleichgewicht zwischen Plasmaelektronen und Laserlicht

$$p_e = n k T_e = \frac{I}{c} \quad (2.35)$$

ausgehen, daß sie dem geometrischen Mittel aus der Skintiefe<sup>3</sup>  $c/\omega_p$ , der Debye-Länge<sup>4</sup> bei kritischer Dichte  $v_e/\omega$  und der durch  $2\pi$  dividierten Laserwellenlänge entspricht:

$$L \simeq \left( \frac{c^2 v_e}{\omega^2 \omega_p} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.36)$$

Darin ist  $v_e$  die thermische Geschwindigkeit der kalten Elektronen und  $\omega_p$  die Plasmafrequenz, die zu  $\sqrt{n}$  und damit wegen 2.35 zu  $\sqrt{I}$  proportional ist. Insgesamt ergibt sich für die Temperaturskalierung der suprathemischen Elektronen:

$$T_h \sim I^{\frac{1}{3}} \quad (2.37)$$

Brunel- und  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Heizen beruhen beide auf der Geschwindigkeitsaufnahme der Elektronen im Laserfeld und dessen schnellem Intensitätsabfall beim Übergang ins überdichte Medium. Sie werden darum auch als ponderomotorische Beschleunigung zusammengefaßt. Es ist anzunehmen, daß die Temperatur der heißen Elektronen zur kinetischen Energie der Elektronenbewegung im elektromagnetischen Feld proportional ist. Damit ergibt sich die relativistische ponderomotorische Skalierung:

$$T_h \simeq m c^2 (\langle \gamma \rangle - 1) \quad (2.38)$$

Mit B.14 und  $\alpha = 1$  sowie B.18 erhält man das bereits aus 2.11 bekannte Ergebnis:

$$T_h \simeq c \langle p_z \rangle = \frac{\langle p_x^2 \rangle}{2m} = \frac{e^2 E_0^2}{4\omega^2 m} \sim I \quad (2.39)$$

Die Elektronentemperatur ist also zur Laserintensität proportional.<sup>5</sup>

<sup>3</sup>Eindringtiefe des Laserlichts in das Target

<sup>4</sup>Strecke, innerhalb derer das elektrische Feld einer Ladung aufgrund der Abschirmung durch die Plasmaladungsträger auf das 1/e-fache seines Vakuumwerts abfällt

<sup>5</sup>In der Literatur wird häufig in 2.38 die klassische Schwingungsenergie eingesetzt [36]:

$$T_h \simeq m c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{\langle p^2 \rangle}{m^2 c^2}} - 1 \right) = m c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{e^2 E_0^2}{2\omega^2 m^2 c^2}} - 1 \right)$$

Für kleine Intensitäten ergibt sich die Skalierung  $T_h \sim I$  in Übereinstimmung mit 2.39. Für große Intensitäten erhält man  $T_h \sim \sqrt{I}$ . Dies scheint zwar mit experimentellen Ergebnissen hervorragend übereinzustimmen [20], ist jedoch physikalisch nicht begründet, da gerade für hohe Intensitäten die klassische Näherung ihre Gültigkeit verliert.

Zur Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der Laserintensität liegt eine Fülle weiterer Modelle und Simulationsergebnisse vor, aus der schwerlich ein Skalierungsgesetz eindeutig abzuleiten ist. In der Regel wird ein Zusammenhang  $T_h \sim I^\beta$  mit  $\frac{1}{3} < \beta < 1$  angegeben. Abbildung 2.1 zeigt zum Vergleich eine Zusammenstellung experimenteller Daten, die für verschiedene Laserwellenlängen und Pulsdauern von bis zu 3 ps gewonnen wurden. Zwischen  $I = 10^{15} \text{ W cm}^{-2}$  und  $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$  ( $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ ) beschreibt die Skalierung für die Resonanzabsorption die Daten sehr gut. Für höhere Intensitäten wächst die Temperatur stärker mit  $I$ ; ein Fit an den gesamten Datensatz liefert die Abhängigkeit

$$T_h = 5,7 \cdot 10^{-10} \left( \frac{I}{\text{W/cm}^2} \right)^{0,63}. \quad (2.40)$$

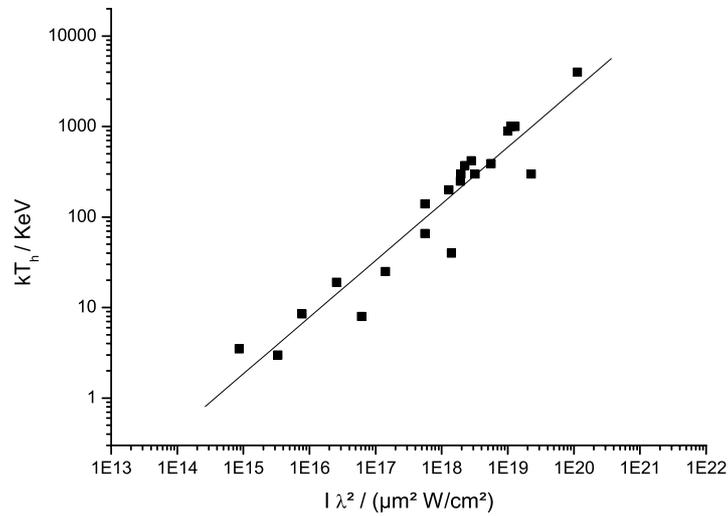


Abbildung 2.1: Abhängigkeit der heißen Elektronentemperatur von  $I \lambda^2$  nach [12].

Neben der Temperatur der heißen Elektronen ist auch ihre Anzahl bzw. die aus beiden Größen folgende Konversionseffizienz der Laserenergie in Elektronenenergie von Interesse. Yu et al. [37] und Key et al. [15] haben eine Intensitätsabhängigkeit der Konversionseffizienz  $\eta$  von folgender Form gefunden:

$$\eta = \eta_0 \cdot \left( \frac{I}{\text{W cm}^{-2}} \right)^\alpha \quad (2.41)$$

Yu gibt  $\alpha$  mit  $3/4$  an, während bei Key aus einer Abbildung ungefähr  $7/8$  abzulesen ist. Für  $\eta_0$  findet man bei Yu 2 bis  $5 \cdot 10^{-15}$  und bei Key  $3,9 \cdot 10^{-18}$ . Natürlich gilt ein Skalierungsgesetz entsprechend Gleichung 2.41 nur innerhalb eines begrenzten Intensitätsintervalls. Das ist schon daraus zu schließen, daß die Konversionseffizienz maximal 1 betragen darf. Die experimentellen Daten von Yu umfassen Intensitäten zwischen  $2 \cdot 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$  und  $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$  und wurden unter ähnlichen Bedingungen wie die in Kapitel 3 dieser Arbeit beschriebenen Experimente durchgeführt: Ein Puls der Wellenlänge 527 nm, Pulsdauer 400 fs und Energie 400 mJ wurde p-polarisiert

und unter  $45^\circ$  auf das Target fokussiert. Key schließt bei  $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$  an und geht bis zu Intensitäten von  $2 \cdot 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ . Diese Messungen wurden mit  $1050 \text{ nm}$ -Licht durchgeführt, allerdings mit sehr viel größeren Pulsenergien (20 bis 400 J) und Pulsdauern (400 fs bis 20 ps), so daß durchaus andere Heizmechanismen zum Tragen kommen können.

Setzt man eine Konversionseffizienz proportional zu  $I^{3/4}$  und eine Elektronentemperatur und somit mittlere Elektronenenergie proportional zu  $I^{2/3}$  an, so folgt für die Anzahl der heißen Elektronen ein schwacher Anstieg mit zunehmender Intensität:  $N \sim I^{1/12}$ . Die häufig gemachte Annahme, daß Elektronentemperatur und Konversionseffizienz allein von der Intensität, nicht jedoch direkt von der Pulsenergie abhängen, impliziert Proportionalität zwischen  $N$  und der Pulsenergie.

## 2.4 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Die schnellen Elektronen des heißen Plasmas fliegen in das Targetmaterial und erzeugen dort sowohl charakteristische als auch Bremsstrahlung. In der vorliegenden Arbeit wird vor allem die sehr intensive charakteristische K-Strahlung untersucht. Ausgehend von einer gegebenen Energieverteilung der Elektronen  $N_e \cdot f(E)$  mit der Gesamtzahl der Elektronen  $N_e$  und einer auf 1 normierten Verteilungsfunktion  $f(E)$  berechnet sich die Anzahl erzeugter K-Photonen zu

$$N_K = \eta \cdot n_T \int_{E_K}^{\infty} f(E) \int_0^s \sigma(E'(E, x)) dx dE. \quad (2.42)$$

Dabei ist  $\eta$  die Quantenfluoreszenz,  $n_T$  die Atomdichte und  $E_K$  die K-Schalen-Ionisierungsenergie des Targetmaterials, und  $\sigma(E')$  ist der von der Elektronenenergie abhängige Wirkungsquerschnitt für die K-Schalen-Ionisation. Da die Elektronen im Target quasi-kontinuierlich Energie verlieren, ist  $E'$  wiederum von der anfänglichen Energie  $E$  des Elektrons beim Eintritt in das Target und von der im Target zurückgelegten Strecke  $x$  abhängig.

Bei sehr dünnen Targets und sehr schnellen Elektronen ist anzunehmen, daß die Elektronen das Target auf geradem Weg und ohne merklichen Energieverlust durchdringen. Damit ergibt sich als obere Grenze der Ortsintegration die Targetdicke  $d$ , und der Wirkungsquerschnitt ist näherungsweise konstant. Der Ausdruck für die charakteristische Röntgenausbeute vereinfacht sich in diesem Fall zu

$$N_K = \eta \cdot n_T \cdot d \int_{E_K}^{\infty} f(E) \sigma(E) dE. \quad (2.43)$$

In dickeren Targets werden die Elektronen vielfach elastisch oder inelastisch gestreut. Sie bewegen sich somit auf einer Zickzackbahn, und ihr Energieverlust ist nicht mehr zu vernachlässigen. Die Energieabnahme pro Wegelement ist proportional zur Targetdichte  $\rho$  und dem selbst wiederum energieabhängigen Bremsvermögen  $S$ :

$$\frac{dE}{dx} = -S(E) \rho \quad (2.44)$$

Die Integration über den Weg läßt sich damit ersetzen durch eine Integration über die Elektronenenergie von der Anfangsenergie  $E$  bis zur Energie  $E_d$ , mit der die

Elektronen das Target wieder verlassen:

$$\begin{aligned}
N_\alpha &= \eta \cdot n_T \int_{E_K}^{\infty} f(E) \int_E^{E_d(E)} \frac{\sigma(E')}{-\frac{dE'}{dx}} dE' dE \\
&= \eta \cdot n_T \int_{E_K}^{\infty} f(E) \int_E^{E_d(E)} \frac{\sigma(E')}{S(E') \rho} dE' dE
\end{aligned} \tag{2.45}$$

Mit Hilfe numerischer Simulationen läßt sich eine mittlere Austrittsenergie  $E_d$  bestimmen. Wenn die Elektronen ihre gesamte Energie im Target verlieren, wie für sehr dicke Targets oder langsame Elektronen der Fall, erfolgt die Integration von  $E$  bis 0 (bzw.  $E_K$ , da der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(E')$  für  $E' < E_K$  gleich Null ist).

Der Wirkungsquerschnitt für die K-Schalen-Ionisation sowie das Bremsvermögen sind experimentell bekannt, theoretisch im Prinzip verstanden und durch analytische Ausdrücke zumindest in guter Näherung beschreibbar. Im Integral für die Röntgenausbeute bleibt somit als einzige unbekannte Größe die Energieverteilung der Elektronen, welche die durch ein oder mehrere Temperaturen charakterisierte Verteilungsfunktion sowie die Abhängigkeit dieser Temperatur(en) und der Elektronenanzahl von den Laserparametern umfaßt. Dies ermöglicht es, verschiedene Modelle für die Elektronenverteilung durch Vergleich der daraus errechneten Anzahl der K-Photonen mit der im Experiment bestimmten K-Ausbeute zu testen.

### 2.4.1 Wirkungsquerschnitt für die K-Schalen-Ionisation

Abbildung 2.2 zeigt umfangreiche experimentelle Daten [19] für den Wirkungsquerschnitt der Elektronen-induzierten K-Schalen-Ionisation der im Experiment verwendeten Targetmaterialien über einen großen Bereich der Elektronenenergien. Diese Meßdaten werden durch verschiedene halbempirische Ausdrücke sehr gut beschrieben. Eine verhältnismäßig einfache Formel wird von Quarles [25] angegeben:

$$\sigma_Q = 828 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 R \frac{(\text{eV})^2}{E \cdot E_K} \cdot \ln \frac{E}{E_K} \tag{2.46}$$

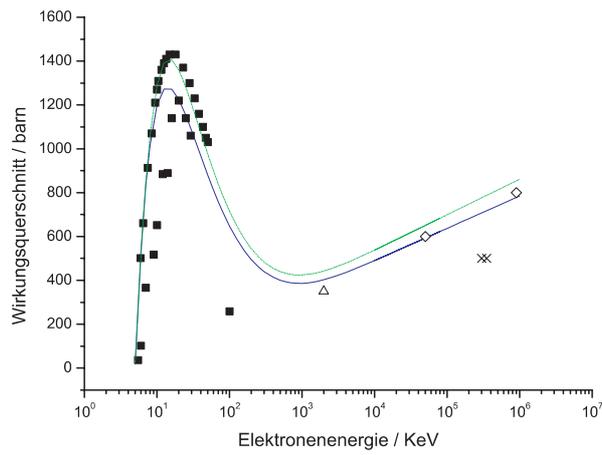
Quarles geht von dem aus der Bethe-Theorie der Ionisation herrührenden Zusammenhang

$$\sigma \sim \frac{1}{E \cdot E_K} \ln \frac{E}{E_K} \tag{2.47}$$

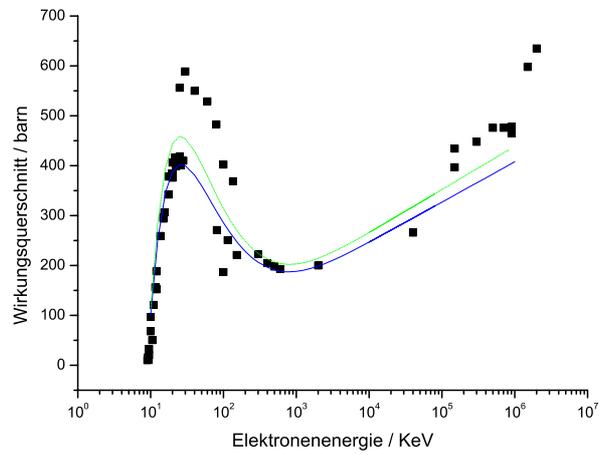
aus und führt einen relativistischen Korrekturfaktor

$$R = \left( \frac{2 + \tilde{E}_K}{2 + \tilde{E}} \right) \left( \frac{1 + \tilde{E}}{1 + \tilde{E}_K} \right)^2 \left( \frac{(\tilde{E}_K + \tilde{E})(2 + \tilde{E})(1 + \tilde{E}_K)^2}{\tilde{E}(2 + \tilde{E})(1 + \tilde{E}_K)^2 + \tilde{E}_K(2 + \tilde{E}_K)} \right)^{\frac{3}{2}} \tag{2.48}$$

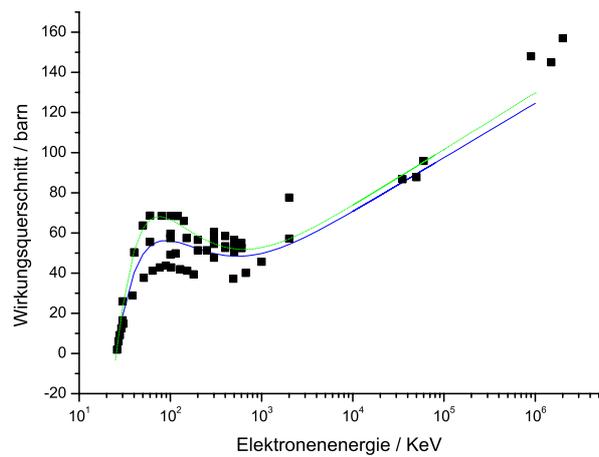
ein, wobei  $\tilde{E}$  und  $\tilde{E}_K$  die durch die Ruheenergie des Elektrons dividierte Elektronenenergie und K-Schalen-Ionisationsenergie sind. Der Absolutwert des Wirkungsquerschnitts stammt aus einem Fit an experimentelle Daten. Casnati *et al.* [5] haben eine alternative, deutlich kompliziertere Formel gefunden, die bei Verwendung des obigen Korrekturfaktors  $R$  auf einen ähnlichen Kurvenverlauf führt und hier angegeben



(a) Titan



(b) Kupfer



(c) Silber

Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte für K-Schalen-Ionisation. Die durchgezogene blaue Kurve zeigt das theoretische Verhalten nach Quarles (2.46), die grüne das nach Casnati (2.49). Quellen der experimentellen Daten:  $\blacksquare$  [19],  $\times$  [35],  $\triangle$  [18],  $\diamond$  [14]

werden soll, da sie in die in Kapitel 4 beschriebenen Simulationen eingeht:

$$\begin{aligned}\sigma_C &= 2 \cdot a_0^2 \cdot R \left( \frac{E_0}{E_K} \right)^2 \Phi \phi \frac{E_K}{E} \ln \frac{E}{E_K} \\ \Phi &= \left( \frac{E_K}{E_0} \right)^{-0,0318+0,3160 \cdot \frac{E_K}{E} - 0,1135 \cdot \frac{E^2}{E_K^2}} \\ \phi &= 10,57 \cdot \exp \left( -\frac{1,736 E_K}{E} + \frac{0,317 E_K^2}{E^2} \right)\end{aligned}\quad (2.49)$$

Hierin ist  $a_0 = 5,292 \cdot 10^{-11}$  der Bohrsche Radius und  $E_0 = 0,013606$  die Rydberg-Energie.

Die aus Gleichung 2.46 bzw. 2.49 mit Gleichung 2.48 berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 2.2 als durchgezogene Linien eingetragen. Ihr Verlauf läßt sich qualitativ anschaulich erklären: Oberhalb der unteren Grenzenergie  $E_K$  für K-Schalen-Ionisierung steigt der Wirkungsquerschnitt zunächst an, bis er bei einigen Vielfachen von  $E_K$  ein Maximum erreicht. Nach rein klassischer Vorstellung fällt er danach zu höheren Energien hin kontinuierlich ab, da die Wechselwirkungszeit des vorbeifliegenden Elektrons mit dem in der K-Schale gebundenen Elektron geringer wird. Kommt die Elektronenenergie allerdings in relativistische Größenordnungen, so erscheint das Lorentz-transformierte elektrische Feld des freien Elektrons transversal zur Bewegungsrichtung vergrößert, so daß die Wahrscheinlichkeit für das Herausschlagen des gebundenen Elektrons aus der K-Schale wieder wächst. Dieser relativistische Effekt bewirkt den erneuten Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei sehr hohen Energien der einfallenden Elektronen.

## 2.4.2 Bremsvermögen

Die Abbremsung der Elektronen im Targetmaterial beruht auf zwei Prozessen: der Ionisation bzw. Anregung von Targetatomen sowie der Emission von Bremsstrahlung. Unter der Annahme, daß die Energie des einfallenden Elektrons in jedem Elementarprozeß viel größer ist als der Energieübertrag an das atomare Elektron bzw. das abgestrahlte Photon, kann in der *continuous-slowng-down-approximation* der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke berechnet werden.

Für die Abbremsung durch Anregungs- und Ionisationsprozesse läßt sich eine auf der Bethe-Theorie von Coulomb-Stößen basierende Bremsformel angeben [3]:

$$S = \frac{2 \pi e^4 N_A Z}{(4 \pi \epsilon_0)^2 A m v^2} \left[ \ln \left( \frac{\frac{E^2}{m^2 c^4} \left( \frac{E}{m c^2} + 2 \right)}{2 \left( \frac{J}{m c^2} \right)^2} \right) + \frac{1 + \frac{E^2}{8 m^2 c^4} - \left( 2 \frac{E}{m c^2} + 1 \right) \ln 2}{\left( \frac{E}{m c^2} + 1 \right)^2} \right] \quad (2.50)$$

Darin ist  $E$  die Energie der einfallenden Elektronen und  $v$  ihre Geschwindigkeit;  $Z$  und  $A$  sind Kernladungszahl und Atommasse des Targetmaterials, und  $J$  ist eine mittlere Ionisationsenergie, deren  $Z$ -Abhängigkeit folgender halb-empirischen Formel genügt:

$$\begin{aligned}J &= 9,76 Z + 58,8 Z^{-0,19} && \text{für } Z > 6 \\ J &= 11,5 Z && \text{für } Z \leq 6\end{aligned}\quad (2.51)$$

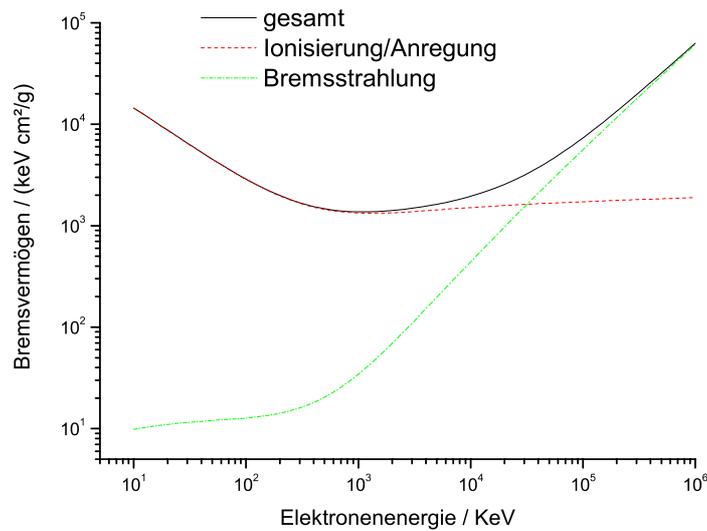


Abbildung 2.3: Bremsvermögen für Elektronen in Titan. Die Daten sind vom National Institute of Standards and Technology (USA) im Internet unter <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> veröffentlicht. Dort läßt sich auch das Bremsvermögen in beliebigen anderen chemischen Elementen und weiteren Materialien finden.

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung kann für hohe Energien ( $> 50$  MeV) durch einen analytischen Ausdruck nach Bethe und Heitler beschrieben werden; für niedrigere Energien sind jedoch Korrekturen nötig, oder es muß auf numerische Daten zurückgegriffen werden. Seltzer und Berger haben das Strahlungsbremsvermögen wie auch das Stoßbremsvermögen für einen großen Energiebereich und viele Materialien tabelliert [3].

In Abbildung 2.3 ist das Bremsvermögen für Titan, auch getrennt nach beiden Anteilen, in Abhängigkeit von der Elektronenenergie doppelt-logarithmisch dargestellt. Bis zu Energien von etwa 1 MeV ist der Bremsstrahlungsanteil gegenüber der Ionisation zu vernachlässigen, erst ab 30 MeV überwiegt die Bremsstrahlung.

# Kapitel 3

## Experimente zur Erzeugung und Messung charakteristischer Röntgenstrahlung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Meßanordnung aufgebaut, mit der Röntgenstrahlung durch die im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Prozesse erzeugt und die Abhängigkeit ihrer Ausbeute von verschiedenen experimentell kontrollierbaren Parametern untersucht werden kann. Die detaillierte Beschreibung dieses Aufbaus, der damit erfaßbaren Meßdaten sowie der Auswertungsmethoden ist Gegenstand dieses Kapitels.

### 3.1 Geometrie der Meßanordnung

In Abbildung 3.1 ist die Meßanordnung in den zwei im Experiment realisierten Varianten schematisch dargestellt: Der Titan:Saphir-Laserstahl wurde mit einem goldbeschichteten *off-axis*-Parabolspiegel der effektiven Brennweite  $f=119$  mm unter einem Winkel von ca.  $45^\circ$  auf das Target fokussiert. Als Targets wurden dünne Metallfolien verwendet:  $12\ \mu\text{m}$  Titan,  $10\ \mu\text{m}$  Kupfer und  $25\ \mu\text{m}$  Silber. Am Targethalter war zwecks Fokusbeobachtung ein Mikroskopobjektiv angebracht. Die entstehende Röntgenstrahlung wurde mit einer Röntgen-CCD-Kamera detektiert, wobei deren Abstand vom Target so groß war (290 cm für Ti und Cu, 110 cm für Ag), daß sie im Einphotonen-Zählmodus betrieben wurde, d.h. höchstens ein Röntgenquant pro Pixel auftraf. Dies ermöglichte die Bestimmung eines Spektrums und damit auch der Ausbeute an charakteristischer K-Strahlung aus den CCD-Aufnahmen (siehe Abschnitt 3.4). Ein Aluminiumfilter vor der Kamera diente dem Schutz des CCD-Chips vor sichtbarem Licht sowie der Abschwächung der Röntgenstrahlung; ein starker Magnet zwischen Target und Kamera fing schnelle Elektronen ab, die andernfalls möglicherweise auf die Kamera getroffen wären oder Sekundärstrahlung erzeugt hätten. Um die Quellgröße der aus dem Target kommenden Röntgenstrahlung zu bestimmen, konnte mit Hilfe einer motorisierten vertikalen Schneide, die zwischen Röntgenquelle und Kamera gefahren wurde, ein Schattenbild der Quelle erzeugt werden.

Aufgrund der sehr hohen Intensitäten des verwendeten Laserlichts mußte die Strahlführung bis zum Target im Vakuum erfolgen. Target, Parabolspiegel, Schneide und

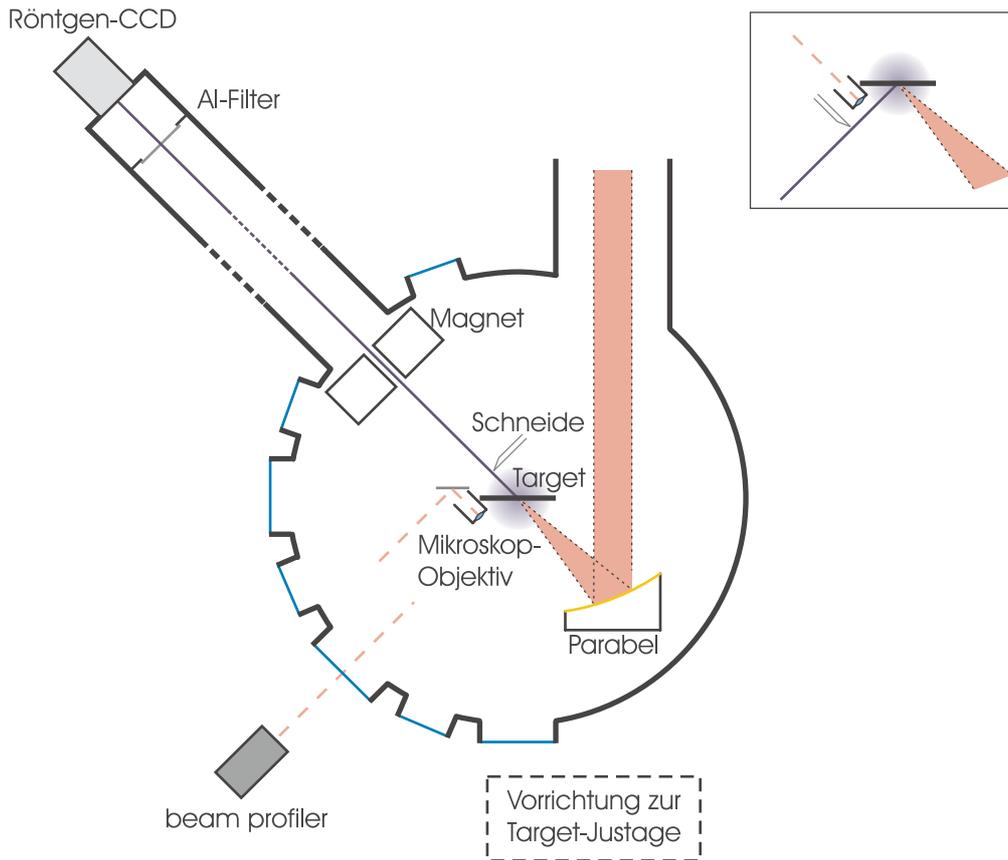


Abbildung 3.1: Meßanordnung. Im Kasten oben rechts sind die Veränderungen nach dem Umbau dargestellt: die Beobachtungsrichtungen für Röntgen-Signal und Laserstrahl sind vertauscht.

Magnet befanden sich daher in einer runden Vakuumkammer von 50 cm Durchmesser, die eigens für diese Experimente umgebaut wurde. Der Laserstrahl wurde dezentral in die Kammer geführt, so daß er in den Mittelpunkt fokussiert werden konnte. Die Positionierung des Targets im Zentrum der Kammer hat den Vorteil, daß die Röntgenstrahlung prinzipiell durch alle Öffnungen in der Kammerwand in radialer Richtung beobachtet werden kann. Solche Öffnungen befinden sich in Laser-richtung und in Reflexionsrichtung unter  $22,5^\circ$ ,  $45^\circ$ , und  $67,5^\circ$  zur Targetnormalen und in Reflexionsrichtung zusätzlich unter  $90^\circ$ . In den durchgeführten Versuchen wurde die Röntgenstrahlung zunächst in Laserrichtung und später, durch Laborumbauten bedingt, in Reflexionsrichtung unter  $45^\circ$  gemessen. Dazu wurde an die jeweilige Öffnung ein Rohr angesetzt, an dessen Ende die Röntgen-CCD, welche zur Reduzierung des thermischen Rauschens auf  $-50^\circ$  gekühlt wurde und darum mit dem Silizium-Chip ins Vakuum weisen mußte, befestigt war. Durch ein Fenster in der jeweils anderen Öffnung wurde, wenn das Mikroskopobjektiv in den abgeschwächten Laserstrahl gefahren war, der Fokus auf eine CCD-Kamera für den sichtbaren und infraroten Spektralbereich abgebildet. Außerhalb der Targetkammer befand sich neben dieser Kamera zur Fokusbeobachtung noch unter  $90^\circ$  in Reflexionsrichtung eine Justier Vorrichtung zur Ausrichtung des Targets (siehe Abschnitt 3.3).

## 3.2 Lasercharakterisierung

Unabdingbare Voraussetzung für die Erzeugung von K-Strahlung mittels relativistischer laserbeschleunigter Elektronen ist die Bereitstellung sehr hoher Laserintensitäten. Der erste Abschnitt dieses Unterkapitels ist darum der Beschreibung des Hochleistungs-Lasersystems, das für diese Experimente zur Verfügung stand, gewidmet. Alle folgenden Abschnitte dienen der Charakterisierung des Laserstrahls selbst. Nachdem das Konzept des idealen Gaußstrahls und die  $M^2$ -Methode zur Messung der Strahlqualität theoretisch eingeführt sind, wird erklärt, wie der Strahlquerschnitt sowie die Pulsdauer und -energie gemessen wurden. Die daraus bestimmte Intensität und ihre Variation entlang der optischen Achse werden anschließend mit den theoretischen Propagationseigenschaften verglichen.

### 3.2.1 Das Titan:Saphir-Lasersystem

Das Jenaer Titan:Saphir-Lasersystem beruht auf dem Prinzip der *Chirped Pulse Amplification* und liefert Pulse von etwa 90 fs Dauer ( $1/e$ -Breite) und bis zu 0,9 J Energie mit einer Wiederholrate von 10 Hz. Bei bestmöglicher Fokussierung können damit Intensitäten von bis zu  $10^{20} \text{ W cm}^{-2}$  erreicht werden.

Als Oszillator dient ein kommerzieller Laser, dessen Ti:Saphir-Kristall durch einen diodengepumpten, frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub>-Dauerstrichlaser mit 5,5 W und bei 532 nm gepumpt wird und der durch Kerr-Linsen-Modenkopplung 10 nJ-Pulse mit einer Wiederholrate von 80 MHz generiert. Mit der  $1/e$ -Bandbreite von 28 nm (entspricht FWHM von 23 nm) erreicht man für einen Gauß-Puls bei der Zentralwellenlänge 795 nm eine  $1/e$ -Pulsdauer von 48 fs (FWHM 40 fs). Ein Pulspicker, bestehend aus Pockelszelle und Polarisationsfilter, reduziert die Frequenz der Pulsfolge auf 10 pro Sekunde. Anschließend wird die Pulsdauer in einem Gitter-Strecker auf etwa 150 ps gedehnt.

Die Verstärkung erfolgt in drei Stufen: Zunächst schaltet eine weitere Pockelszelle den *seed*-Puls in den Resonator eines regenerativen Verstärkers, der eine gute räumliche Mode des Ti:Saphir-Strahls gewährleistet. Die Pulsenergie wird dort in etwa 20 Umläufen auf knapp 2 mJ erhöht, bevor der Puls durch die Pockelszelle wieder herausgeschaltet wird. Er durchläuft dann nach Strahlaufweitung von 1 mm auf 8 mm Durchmesser einen *4-pass*-Verstärker, in dem er auf bis zu 350 mJ verstärkt wird, und nach räumlicher Modenfilterung durch eine Lochblende einen *3-pass*-Verstärker, mit dem schließlich eine Pulsenergie von 1,4 J erreicht werden kann. Wenn die letzte Verstärkerstufe nicht benötigt wird, kann der Strahl durch eine Umleitung um den *3-pass*-Kristall herum geführt werden. In den Ti:Sa-Kristallen aller Verstärker wird die Besetzungsinversion durch Lichtpulse aus blitzlampengepumpten, auf 532 nm frequenzverdoppelten, gütegeschalteten Nd:YAG-Lasern erzeugt, deren Trigger an ein 10 Hz-Signal, welches phasenstarr aus dem Oszillatorsignal gewonnen wird, gekoppelt sind. Die Pumpenergien betragen 40 mJ, 1,2 J und 4,5 J für den regenerativen, den *4-pass* bzw. den *3-pass*-Verstärker. Um eine Aufheizung der *multi-pass*-Kristalle, die diese zu thermischen Linsen machen und dadurch das Strahlprofil erheblich verschlechtern würde, zu vermeiden, sind die Kristalle über eine Indium-Schicht großflächig mit ihren Aluminium-Halterungen auf Kontakt gebracht, so daß die entstehende Wärme gut abgeleitet wird. Während einiger der hier vorgestellten

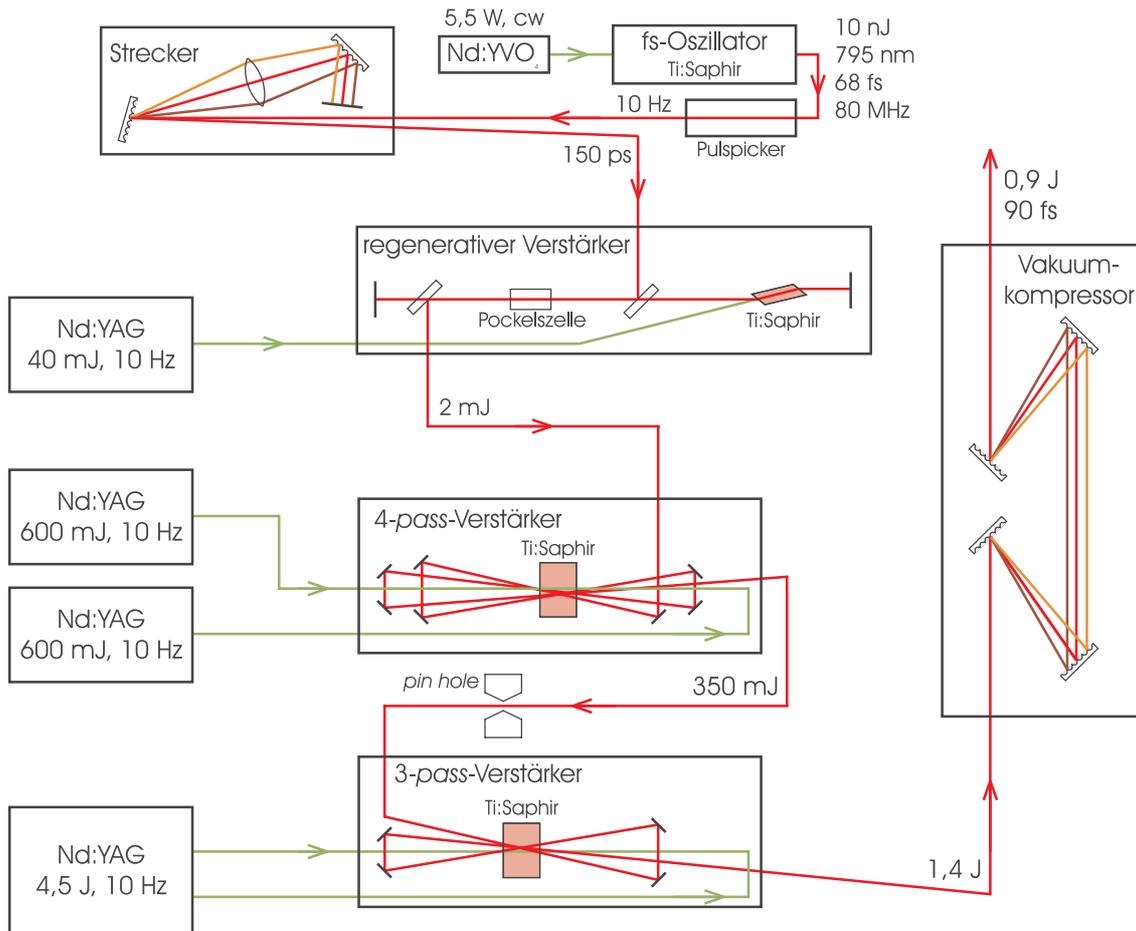


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Jenaer Titan:Saphir-Lasersystems

Experimente war der 3-pass-Kristall nur provisorisch mit drei Schrauben gehalten und dadurch lediglich luftgekühlt. Dies hatte deutliche negative Auswirkung auf die Strahl- und Fokusqualität.

Der verstärkte Puls wird zum Schluß auf ca. 5 cm aufgeweitet und in einem Vakuum-Gitterkompressor wieder komprimiert. Bedingt durch eine Reduzierung der Bandbreite in den Verstärkern, übersteigt die erreichte Pulsdauer mit ca. 90 fs (FWHM 75 fs) die ursprüngliche um etwa ein Drittel. Die Transmissivität des Kompressors beträgt theoretisch 65%. Im Laufe der Zeit nimmt sie ab, da die Reflektivität der Gitter, insbesondere des letzten bei hohen Pulsenergien, wegen sich anlagernder Partikel sinkt. Dem kann durch zeitweises Bestrahlen mit UV-Licht an Luft entgegengewirkt werden.

Während des Laserbetriebs müssen einige Parameter fortlaufend beobachtet und bestimmte Einstellungen immer wieder nachgestellt werden. Zur Stabilisierung des regenerativen Verstärkers, für den die Energie und die Wurzel aus der mittleren quadratischen Puls-zu-Puls-Schwankung (RMS) des verstärkten Pulses als Kontrollparameter dienen, wird zum einen der Schaltzeitpunkt der Pockelszelle und zum anderen die Pumpenergie nachgestellt. An den Pumplasern der *multi-pass*-Verstärker muß mitunter aufgrund von Temperaturschwankungen der Phasen Anpassungswinkel der Verdopplerkristalle nachjustiert werden. Einige Experimente erforderten das gezielte Herunterregeln der Pulsenergie. Dazu wurde die Zeit zwischen dem Eintreffen

von Pumpuls und zu verstärkendem Puls vergrößert. Die Energie der Pumpulse wurde konstant gehalten, um die Kristallaufwärmung nicht zu verändern.

### 3.2.2 Idealer und realer Laserpuls

Ein Laserpuls besitzt im idealsten Fall sowohl transversal als auch in Ausbreitungsrichtung Gaußprofile. Seine raum-zeitliche Intensitätsverteilung wird dann durch folgende Gleichung beschrieben:

$$I(\rho, z, t) = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot \exp \left( -\frac{\rho^2}{w^2(z)} \right) \cdot \exp \left( -\frac{(t - \frac{z}{c})^2}{\tau^2} \right) \quad (3.1)$$

Der letzte Faktor enthält die zeitliche Einhüllende des sich in  $z$ -Richtung ausbreitenden Pulses, dessen Zentrum sich zum Zeitpunkt  $t$  am Ort  $z = ct$  befindet. Die volle Breite des zeitlichen Intensitätsabfalls auf das  $1/e$ -fache des Maximums beträgt  $2\tau$  und kann als Pulsdauer angesehen werden. In transversaler Richtung nimmt die Intensität von ihrem Maximum auf der optischen Achse, das durch den ersten Faktor gegeben ist, nach außen hin radial ab; der „Strahlradius“  $w(z)$  ist wieder durch den  $1/e$ -Abfall definiert.

Auch ein idealer Gaußstrahl ist nicht perfekt kollimierbar. Aufgrund von Beugung ändern sich Größe und Intensität des Strahlprofils in Ausbreitungsrichtung. Dies kommt in der  $z$ -Abhängigkeit des Strahlradius  $w$  zum Ausdruck:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z - z_0}{z_R} \right)^2}. \quad (3.2)$$

In  $z = z_0$  befindet sich der Strahlfokus, in dem der Radius sein Minimum  $w_0$  und die Intensität auf der optischen Achse ihren Spitzenwert  $I_0$  erreicht. Die Form des Gaußstrahls ist durch die Taille  $w_0$  oder die Rayleigh-Länge  $z_R$  eindeutig bestimmt. Über die Wellenlänge des Lichts hängen beide Größen zusammen:<sup>1</sup>

$$z_R = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.3)$$

Für einen „kollimierten“ Strahl müssen  $z_R$  und  $w_0$  viel größer als die Wellenlänge sein; bei einem absichtlich fokussierten Strahl liegen sie hingegen in deren Größenordnung. Die Intensität auf der optischen Achse ist eine Lorentzfunktion von  $z$ :

$$I(\rho = 0, z) = I_0 \left( \frac{w_0}{w_z} \right)^2 = \frac{I_0}{1 + \left( \frac{z - z_0}{z_R} \right)^2} \quad (3.4)$$

Derjenige Abstand vom Fokus, in dem sie nur noch die Hälfte ihres Maximalwertes  $I_0$  beträgt, ist gerade die Rayleighlänge.

Für große Abstände vom Fokus wächst der Strahlradius linear an, so daß dem Strahl ein Divergenzwinkel  $\theta$  zugeordnet werden kann:

$$\tan \theta = \lim_{z \rightarrow z_0 + \infty} \frac{w(z)}{z - z_0} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{2\pi w_0} \quad (3.5)$$

<sup>1</sup>In der Literatur wird  $w_0$  häufig über den Abfall der Feldstärke auf das  $1/e$ -fache und folglich der Intensität auf das  $\frac{1}{e^2}$ -fache definiert. Für diesen Fall gilt statt 3.3:  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$

Experimentell resultiert die Divergenz eines fokussierten Strahls aus dem Strahlradius  $R$  auf der fokussierenden Optik und deren Brennweite  $f$ :<sup>2</sup>

$$\tan \theta \approx \frac{R}{f} \quad (3.6)$$

Die mathematische Beschreibung der Propagation eines idealen Gaußstrahls läßt sich nicht ohne weiteres auf einen realen Laserstrahl anwenden. Der Kern des Problems liegt bereits in der Definition des Strahlradius bzw. der halben Strahlbreiten in den beiden transversalen Richtungen. Da das reale Intensitätsprofil oftmals nicht glatt, geschweige denn gaußförmig ist, gibt es eine große Zahl möglicher Festlegungen für die Strahlbreite, deren Sinnfälligkeit vom jeweiligen Profiltyp und der Art der Fragestellung abhängt. Eine allgemein anwendbare und mathematisch exakte Definition, die für die Erfassung der Variation der Strahlbreite in Ausbreitungsrichtung große Bedeutung besitzt, beruht auf dem zweiten Moment der Intensitätsverteilung in  $x$ -Richtung,

$$\sigma_x^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0)^2 I(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy}, \quad (3.7)$$

bzw. analog in  $y$ -Richtung. Hierin ist  $(x_0, y_0)$  der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung, der stets auf der optischen Achse liegt. Für ein ideales Gaußprofil mit Strahlradius  $w$  gilt:  $\sigma_x = \sigma_y = w/\sqrt{2}$ . Das legt nahe, jedem beliebigen Strahlprofil durch die Definitionen

$$W_x := \sqrt{2} \sigma_x \quad W_y := \sqrt{2} \sigma_y \quad (3.8)$$

Strahlbreiten zuzuordnen. Nach Siegman [33] läßt sich die Änderung dieser Breiten in Ausbreitungsrichtung durch eine Modifizierung von 3.2 beschreiben:

$$W_x(z) = W_{0x} \sqrt{1 + \left( \frac{M_x^2 (z - z_0)}{Z_{Rx}} \right)^2} \quad (3.9)$$

Dabei gilt analog zu 3.3 der Zusammenhang

$$Z_{Rx} = \frac{2 \pi W_{0x}^2}{\lambda}. \quad (3.10)$$

Die entsprechenden Gleichungen für  $y$  erhält man, indem man einfach den Index  $x$  durch  $y$  ersetzt.  $M_x$  und  $M_y$  sind für das jeweilige Strahlprofil charakteristische Parameter, die stets  $\geq 1$  sind und als Strahlqualitätsfaktoren oder Propagationsfaktoren bezeichnet werden. Für ein radialsymmetrisches Profil sind sie gleich, ebenso wie die Positionen  $(z_{0x}, z_{0y})$  und Größen  $(W_{0x}, W_{0y})$  der Tailen. Im folgenden wird auf die Indizierung verzichtet.

Vergleicht man einen realen Laserstrahl mit einem idealen Gaußstrahl gleicher Divergenz, so folgt aus 3.5 und

$$\tan \theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{W(z)}{z - z_0} = \frac{W_0 M^2}{Z_R} = \frac{M^2 \lambda}{2 \pi W_0} \quad (3.11)$$

---

<sup>2</sup>Genaugenommen gilt:  $R = w(z_0 + f) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{f}{z_R} \right)^2}$  für die Brennweite  $f$  und den  $1/e$ -Radius  $R$ . Für  $f \gg z_R$ , was für fokussierte Strahlen praktisch immer erfüllt ist, folgt daraus  $\frac{R}{f} = \frac{w_0}{z_R}$ , in Übereinstimmung mit 3.5 und 3.6.

für das Verhältnis von realer und idealer Strahltaile

$$W_0 = M^2 w_0. \quad (3.12)$$

Ein realer Laserstrahl kann demnach nicht so scharf fokussiert werden wie ein idealer; bei gleichem Divergenzwinkel ist seine Strahltaile  $W_0$  größer als  $w_0$ . Für die Rayleighlängen gilt:

$$Z_R = M^4 z_R. \quad (3.13)$$

Hierbei ist zu beachten, daß die Halbwertsbreite der Intensität für den realen Strahl nicht  $2 Z_R$ , sondern  $2 Z_R/M^2$  beträgt.

Ist der Divergenzwinkel aus 3.6 bekannt, so können nach 3.5 die Strahltaile und die Rayleighlänge des idealen Strahls errechnet werden. Durch Vergleich mit dem gemessenen  $W_0$  bzw.  $Z_R/M^2$  ergibt sich dann der  $M^2$ -Faktor. Bei unbekanntem  $\theta$  läßt sich  $M^2$  im Prinzip auch aus

$$\frac{W_0^2}{Z_R/M^2} = M^2 \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \quad (3.14)$$

bestimmen.

Da die Intensitätsverteilung eines gaußförmigen Laserpulses weder räumlich noch zeitlich scharf begrenzt ist, liegt nicht auf der Hand, was unter der Intensität des Pulses zu verstehen ist. Eine mögliche, sinnvolle Definition, die im folgenden stets verwendet werden soll, ist

$$I = \frac{E_{1/e}}{A_{1/e} \cdot t_{1/e}}. \quad (3.15)$$

Dabei ist  $E_{1/e}$  die Energie innerhalb des Raum-Zeit-Gebietes, in dem die Intensität größer als das 1/e-fache des Maximums ist, und  $A_{1/e}$  und  $t_{1/e}$  sind die zugehörige Fläche und Zeit, d.h.  $A_{1/e} = \pi w^2$  und  $t_{1/e} = 2\tau$  mit den Bezeichnungen aus Gleichung 3.1. Für einen idealen Gaußpuls berechnet sich die Energie  $E_{1/e}$  durch Integration von 3.1 über die Pulsdauer und eine Kreisfläche vom Radius  $w$ :

$$\begin{aligned} E_{1/e} &= I_0 \frac{w_0^2}{w^2} \int_0^w \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right) 2\pi \rho d\rho \int_{-\tau+\frac{z}{c}}^{+\tau+\frac{z}{c}} \exp\left(-\frac{(t-\frac{z}{c})^2}{\tau^2}\right) dt \\ &= I_0 \frac{w_0^2}{w^2} 2\pi^{\frac{3}{2}} \left[-\frac{w^2}{2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right)\right]_0^w \tau \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^1 \exp(-t'^2) dt' \\ &= \pi^{\frac{3}{2}} I_0 w_0^2 \tau \left(1 - \frac{1}{e}\right) \text{Erf}(1) \end{aligned} \quad (3.16)$$

$\text{Erf}(x)$  ist dabei der Wert der Gaußschen Fehlerfunktion an der Stelle  $x$ . Mitunter ist zwecks Vergleichs mit experimentellen Daten interessant, welche Energie insgesamt innerhalb der Fläche  $A_{1/e}$  ankommt. Dann wird in der Zeit von  $-\infty$  bis  $+\infty$  integriert. Die Energie innerhalb eines räumlichen 1/e-Gebietes beträgt

$$E_{1/e}^{(\rho)} = \pi^{\frac{3}{2}} I_0 w_0^2 \tau \left(1 - \frac{1}{e}\right). \quad (3.17)$$

Die gesamte Energie im Puls ergibt sich durch Integration von  $-\infty$  bis  $+\infty$  in allen drei Dimensionen:

$$E = I_0 \frac{w_0^2}{w^2} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right) 2\pi \rho d\rho \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(t - \frac{z}{c})^2}{\tau^2}\right) dt \quad (3.18)$$

$$= \pi^{\frac{3}{2}} I_0 w_0^2 \tau$$

Damit errechnet sich der Anteil der innerhalb eines raum-zeitlichen  $1/e$ -Gebietes liegenden Energie an der Gesamtenergie zu

$$\varepsilon = \frac{E_{1/e}}{E} = \text{Erf}(1) \left(1 - \frac{1}{e}\right) \approx 53\% \quad (3.19)$$

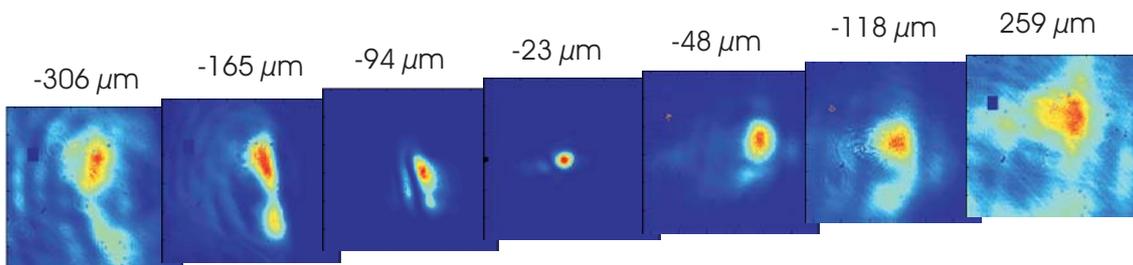
und der Anteil der Energie innerhalb der  $1/e$ -Fläche zu

$$\varepsilon^{(\rho)} = \frac{E_{1/e}^{(\rho)}}{E} = \left(1 - \frac{1}{e}\right) = 63\%. \quad (3.20)$$

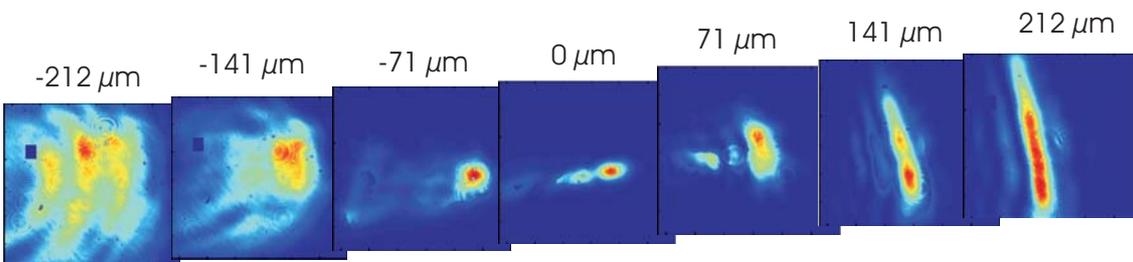
### 3.2.3 Fokusvermessung

Zur Beobachtung und Vermessung der räumlichen Intensitätsverteilung des Strahlprofils im und in der Nähe des Fokus wurde dieser mit einem 8- bzw. 40-fach vergrößernden Mikroskopobjektiv auf den Chip einer im nahen Infrarot empfindlichen CCD-Kamera abgebildet. Der Laserstrahl mußte dazu um mehrere Größenordnungen abgeschwächt werden. Diesem Zweck diente eine Anordnung von zwei drehbaren dielektrischen Spiegeln vor dem Kompressor. Das Kamerasignal wurde mit einem PC verarbeitet und als Falschfarbenbild mit 256 Farbstufen ausgegeben. Um die Dynamik der Intensitätsmessung zu vergrößern, wurden Bilder mit unterschiedlichen Filterkombinationen bekannten Durchlaßvermögens aufgenommen und anschließend zusammengesetzt, wobei die zum stärksten Filter gehörende Aufnahme stets nichtübersteuert war. Die Dynamik konnte auf diese Weise um etwa eine auf drei Größenordnungen gesteigert werden.

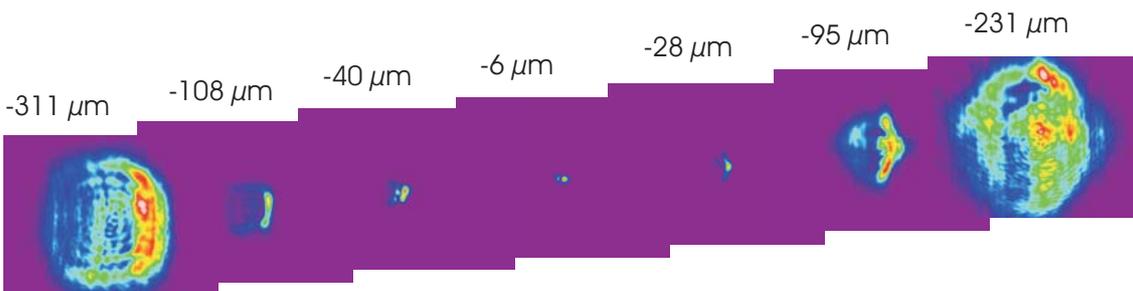
Abbildung 3.3 zeigt einige Beispiele solcher Strahlprofilaufnahmen. Abgesehen von Nebenmaxima der Intensitätsverteilung, die in sämtlichen Aufnahmen zu sehen sind und sich zum Teil auf Riefen in dem Parabolspiegel zurückführen lassen, erscheint der Laserfleck in (a) zu beiden Seiten des Fokus relativ rund. Dagegen nimmt er in (b) auf einer Seite eine länglich Form an. Durch Justieren der Parabelkippwinkel konnte dieser Linienfokus nicht beseitigt werden. Für einen Astigmatismus, der durch die Fokussierung bedingt sein könnte, müßten sich ohnehin auf beiden Seiten des Fokus Linienprofile, die zueinander senkrecht stehen, ausbilden. Daß dies hier nicht der Fall ist, läßt auf andere Ursachen der Profilverzerrung schließen. Wahrscheinlich ist der ungekühlte 3-pass-Kristall, durch den der Laserpuls in (b), nicht jedoch in (a) ging, für das schlechte Strahlprofil verantwortlich. Während der Laserstrahl in (a) und (b) durch ein 40-fach-vergrößerndes Mikroskopobjektiv der numerischen Apertur 0,75 ging, wurde er in (c) mit einem 8-fach-Objektiv abgebildet, dessen numerische Apertur mit 0,2 in etwa der theoretischen Divergenz des fokussierten Strahls entspricht. Möglicherweise stellen die ringförmigen Strukturen, die in (c) insbesondere links zu erkennen sind, Beugungsringe dar, die durch Abschneiden des Strahls am Objektiv zustandekommen.



(a) Aufnahmen mit 40-fach vergrößerndem Mikroskopobjektiv. Der Bildausschnitt entspricht 31 mm x 29 mm. Der Laserpuls durchlief nur den 4-pass-Verstärker. (10.05.04)



(b) Aufnahmen mit 40-fach vergrößerndem Mikroskopobjektiv. Der Bildausschnitt entspricht 31 mm x 29 mm. Der Laserpuls durchlief den 4-pass- und den ungekühlten 3-pass-Verstärker. (12.05.04)



(c) Aufnahmen mit 80-fach vergrößerndem Mikroskopobjektiv. Der Bildausschnitt entspricht 133 mm x 100 mm. Die ringförmigen Strukturen deuten auf Beugung hin. Der Laserpuls durchlief den 4-pass und den gekühlten 3-pass-Verstärker. (08.10.04)

Abbildung 3.3: Strahlprofilaufnahmen in Abhängigkeit vom Abstand zum Fokus

Zur Bestimmung der mittleren Intensität wurden zunächst alle Pixel, deren Intensität über dem  $1/e$ -fachen der Maximalintensität lag, herausgesucht. Deren Gesamtfläche entspricht  $A_{1/e}$ ; der aus  $A_{1/e} = \pi w^2$  berechnete „Radius“  $w$  ist - unabhängig vom konkreten Strahlprofil - zumindest ein Maß für die Größe des Querschnitts. Die in diesen Pixeln enthaltene Energie wurde ins Verhältnis zur gesamten auf den CCD-Chip gefallenen Energie gesetzt. Dieses Verhältnis  $q$  wich zum Teil erheblich vom Wert eines idealen Gaußstrahls  $\varepsilon^0 = 0,63$  ab; es lag typischerweise zwischen 0,3 und 0,6, nahm in Einzelfällen aber auch niedrigere oder höhere Werte an. Eine Verringerung gegenüber dem theoretischen  $1/e$ -Anteil von 0,63 ist infolge des nichtidealen Strahlprofils zu erwarten; eine Vergrößerung beruht auf der Unterschätzung der Gesamtenergie, die ihrerseits auf Energieanteile, die die Kamera nicht treffen, sowie auf die endliche Dynamik der Aufnahmen zurückzuführen ist. Für Aufnahmen, bei denen die Zusammensetzung mehrerer unterschiedlich abgeschwächter Bilder nicht gelang, da die Form des Laserquerschnitts starken Schuß-zu-Schuß-Schwankungen unterworfen war, spielt der letztgenannte Effekt eine entsprechend größere Rolle.

Um schließlich Absolutwerte für die Intensität zu ermitteln, wurde die gesamte auf die Kamera treffende Energie gemessen (Abschnitt 3.2.4) und die Längenskala des Chips kalibriert. Letzteres geschah mit Hilfe eines Gitters, das in den kollimierten Strahl gehalten wurde. Aus dem Gitterlinienabstand von 1 cm berechnet sich der Abstand der Beugungsmaxima im Fokus des Parabolspiegels zu  $9,5 \mu\text{m}$ , und daraus ließ sich in einer Aufnahme der Beugungsstruktur mit der Kamera der Umrechnungsfaktor von Pixeln in  $\mu\text{m}$  bestimmen.

Zur Abschätzung des Fehlers der Flächenmessung kann die Schwankung der  $1/e$ -Pixelanzahl zwischen mehreren unmittelbar hintereinander aufgenommenen Bildern herangezogen werden. Da sich zu einer kleineren Fläche in der Regel auch ein kleinerer  $q$ -Faktor ergibt und in die Intensität der Quotient beider Größen eingeht, ist es sinnvoll, sie gleich zusammenzufassen. Nach Einbeziehung der Ungenauigkeit der Kalibrierung läßt sich der relative Fehler der durch  $q$  dividierten Fläche  $A_{1/e}$  zu 10% abschätzen.

### 3.2.4 Bestimmung der Pulsenergie

Die Pulsenergie wurde während der Experimente immer wieder mit einem Energiemeßgerät vor dem Kompressor gemessen; ihre relative Puls-zu-Puls-Schwankung beträgt 5%. Beim Durchgang durch den Kompressor und während der anschließenden Strahlführung im Vakuum geht ein Großteil dieser Energie verloren. Durch eine direkte Vergleichsmessung der Energie in der Targetkammer wurde der dort ankommende Anteil zu etwa 0,55 bzw. in einer anderen Messung, nach UV-Bestrahlung der Gitter, zu 0,6 bestimmt. Diese Energie gelangt wiederum nicht vollständig in den Fokus; wie bereits erwähnt, können beispielsweise Riefen auf der Parabel durch Beugung Nebenmaxima erzeugen.

Zur Berechnung der absoluten Intensität wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, muß die Gesamtenergie  $E$  in einer Fläche um den Fokus, die auf den Kamera-Chip abgebildet wird, bekannt sein. Experimentell läßt sich diese Energie schwer bestimmen. Eine obere Schranke stellt die Energie, die in der Kammer ankommt, dar. Um einen genaueren Wert zu erhalten, wurden in eine Targetfolie

Löcher von etwa der gewünschten Fläche geschossen. Von je zwei benachbarten solchen Löchern wurde eines im Nachhinein am Mikroskop ausgemessen, während durch das andere ein zweites Mal geschossen und dabei die hindurchkommende Energie mit einem hinter der Folie stehenden Powermeter gemessen wurde. Da die Fokusposition auch bei zwei direkt aufeinanderfolgenden Laserschüssen etwas schwanken kann, wurde angenommen, daß der maximale dieser Meßwerte der gesuchten Energie  $E$  entspricht. Auf diese Weise wurde das Verhältnis der Energie  $E_{\text{cam}}$  auf der Kamera zur Energie in der Kammer bei Abbildung mit dem 40-fach vergrößernden Objektiv zu 0,70 bestimmt. Diese Messung ist immer noch mit großer Unsicherheit behaftet, ihr relativer Größtfehler liegt bei 20%. Dem steht allerdings ein systematischer Fehler von 0,3 gegenüber, den man machen würde, wenn man stattdessen einfach die in der Kammer gemessene Energie nähme. Bei Verwendung des 8-fach-Objektivs gelangt ein Energieanteil von  $0,9 \pm 0,1$  auf den CCD-Chip der Kamera.

Die gemessene Energie beinhaltet die verstärkte spontane Emission (ASE=*amplified spontaneous emission*), die bis zu 8% ausmachen kann [8], jedoch nicht zur Intensität beiträgt, da sie auf ein um vier bis fünf Zehnerpotenzen größeres Zeitintervall verteilt ist. Dieser Anteil stellt eine systematische Verschiebung der ermittelten Intensitäten nach oben dar.

### 3.2.5 Messung der zeitlichen Pulsform

Die zeitliche Struktur des Laserpulses setzt sich zusammen aus einem in guter Näherung gaußförmigen Hauptpuls, dessen Flanken noch unkorrigierte Dispersion höherer Ordnung enthalten, einem durch die ASE erzeugten Fuß und eventuellen Vorpulsen. Für die Erzeugung der hohen Intensitäten ist nur der sehr kurze Hauptpuls verantwortlich; Vorpuls und ASE können jedoch lange vor seinem Eintreffen ein Vorplasma erzeugen und dadurch die Physik der Laser-Plasma-Wechselwirkung erheblich beeinflussen.

Die Pulsdauer des Hauptpulses, die in die Berechnung der Intensität eingeht, wurde mit einem Kreuzkorrelator dritter Ordnung gemessen. Dabei wird der einlaufende Laserpuls mit einem halbdurchlässigen Spiegel in zwei Strahlen aufgespalten, deren einer in einem nichtlinearen Kristall (BBO) die zweite Harmonische, also einen Puls halber Wellenlänge, erzeugt, während der andere in einer Verzögerungsstrecke eine veränderbare zeitliche Verschiebung erfährt. Der rote und der frequenzverdoppelte blaue Puls werden in einem weiteren BBO-Kristall überlagert und erzeugen dort die dritte Harmonische, die schließlich mit einer Diode detektiert wird. Das Korrelationsignal hängt vom zeitlichen Überlapp der beiden Pulse ab, variiert also mit der eingestellten zeitlichen Verzögerung, wie in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Dynamik dieser Messung umfaßt mehr als drei Größenordnungen. Aus einer an die Meßwerte angepaßten Gaußkurve läßt sich die Halbwertsbreite der Korrelationsfunktion ablesen; sie beträgt das 1,22-fache der Halbwertsbreite des ursprünglichen Pulses. Division durch  $\sqrt{\ln 2}$  liefert letztendlich die 1/e-Pulsbreite  $t_{1/e}$ , die stets zwischen 80 und 105 fs lag. Bei mehreren hintereinander ausgeführten Kreuzkorrelationsmessungen schwanken die berechneten Pulsdauern typischerweise um einige Femtosekunden. Der Relativfehler von  $t_{1/e}$  läßt sich daraus zu 10% nach oben abschätzen. Es gibt jedoch einen weiteren Effekt, der zu einem systematischen Fehler führen kann: Der Laserpuls hat vor der Fokussierung die Form einer Scheibe von einigen Zentimetern

Durchmesser und etwa  $30\ \mu\text{m}$  Länge. Ist seine Pulsfront verkippt, bedeutet dies effektiv eine Verlängerung der Pulsdauer. Mittels einer interferometrischen Messung kann der Kompressor so justiert werden, daß die Pulsfront in guter Näherung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ist. Die verbleibende Unsicherheit des Kippwinkels von einer Bogenminute führt aber bereits zu einer Pulsstreckung um 4%.

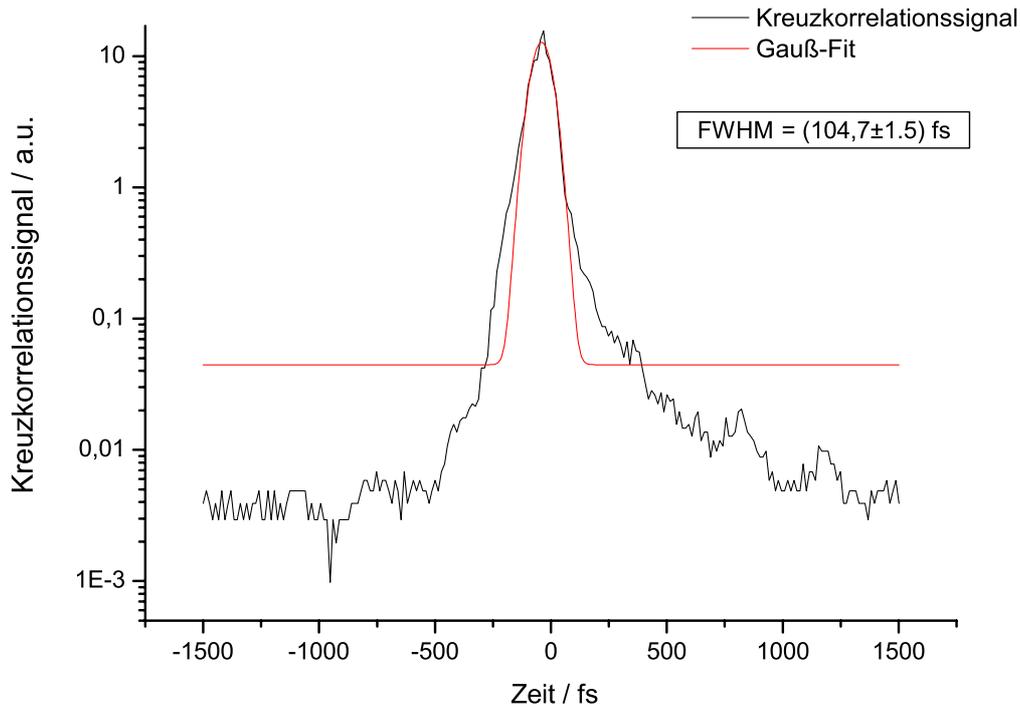


Abbildung 3.4: Ergebnis einer Kreuzkorrelation. Der Gauß-Fit an das Korrelationssignal besitzt eine volle Halbwertsbreite von 105 fs; dem entspricht eine  $1/e$ -Pulsdauer von 103 fs.

Das Kreuzkorrelationssignal wurde über einen Verzögerungsbereich von  $-1,5 \text{ ps}$  bis  $+1,5 \text{ ps}$  aufgenommen. Um Vorpulse und ASE, die einige Nanosekunden vor dem Hauptpuls auftreten, zu erfassen, wurde die Intensität des Laserpulses zudem einige Male mit einer Diode detektiert. Etwa zehn Nanosekunden vor dem Maximum des Hauptpulses wurde dabei ein Vorpuls gemessen. Ein solcher Vorpuls, dessen zeitlicher Abstand zum Hauptpuls gerade gleich dem Intervall zweier aufeinanderfolgender Pulse des Oszillators oder regenerativen Verstärkers ist, entsteht dadurch, daß der Pulspicker nicht instantan schalten kann und folglich die dem Hauptpuls benachbarten Pulse nicht vollständig unterdrückt. Das Kontrastverhältnis zwischen Haupt- und Vorpuls betrug einige  $10^5$  - bei Intensitäten des Hauptpulses von etwa  $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$  genügt die Vorpulsintensität damit bereits, um ein Vorplasma zu erzeugen. Die ASE hatte eine Dauer von 5 bis 6 ns. Ihr Kontrastverhältnis zum Hauptpuls ließ sich nicht ohne weiteres aus dem Spannungssignal der Diode ableiten, da diese eine Zeitkonstante von etwa einer Nanosekunde hat und somit den 100 fs langen Hauptpuls zeitlich nicht auflösen kann. Lediglich Vergleiche der relativen Kontraste für verschiedene Lasereinstellungen waren möglich. Dabei ergab die Untersuchung

des Einflusses der Pulsenergie keinen monotonen Zusammenhang, sondern ein Minimum des Kontrastes bei mittleren Pulsenergien von 600 mJ vor dem Kompressor.

### 3.2.6 Strahlqualität und Reproduzierbarkeit

Aus der gemessenen Pulsdauer und -energie sowie den für verschiedene Abstände vom Fokus experimentell ermittelten Querschnittsflächen wurden nach Gleichung 3.15 die zugehörigen Laserintensitäten errechnet:

$$I_{1/e} = \frac{q \cdot 0,84 \cdot E_{\text{cam}}}{A_{1/e} t_{1/e}} \quad (3.21)$$

Die Faktoren  $q$  und 0,84 berücksichtigen dabei den Anteil innerhalb der  $1/e$ -Fläche und der Pulsdauer  $t_{1/e}$ . Mit den Fehlern der Einzelgrößen ergibt sich eine relative Ungenauigkeit der Intensität von +45% und -57%. Darin ist allerdings noch nicht berücksichtigt, daß verschiedene Methoden zur Bestimmung der Fläche aus den sehr unregelmäßigen transversalen Strahlprofilen zu unterschiedlichen Intensitätswerten für ein- und dieselbe Aufnahme führen können. Insofern ist die Definition einer mittleren Intensität mit gewisser Willkür behaftet. Die oben beschriebene einfache und naheliegende Variante, alle Flächenelemente, in denen die Intensität das  $1/e$ -fache ihres Maximums übersteigt, zusammenzuzählen, ist für die Betrachtung intensitätsabhängiger physikalischer Prozesse sicherlich sinnvoll und der Bestimmung des zweiten Moments der Intensitätsverteilung, welche die lokalen Intensitäten mit der Entfernung zur Strahlachse wichtet, vorzuziehen. Damit kann jedoch die  $M^2$ -Methode, die gerade auf dem zweiten Moment nach 3.7 beruht, streng genommen nicht angewandt werden. Es ist interessant zu prüfen, ob sich die Propagation des zerklüfteten Intensitätsprofils dennoch durch einen  $M^2$ -Faktor erfassen läßt.

In Abbildung 3.5 sind experimentelle Daten für die Intensität und den Strahlradius, die aus den zum Teil in 3.3 abgebildeten Strahlprofilen bestimmt wurden, über der Entfernung vom Fokus aufgetragen. Es fällt sofort auf, daß diese funktionelle Abhängigkeit für die Meßreihe, in der der Laserstrahl durch den ungekühlten 3-pass-Verstärker ging, stark asymmetrisch ist (rot). Sie spiegelt damit die in 3.3 (b) zu sehende Asymmetrie der Intensitätsprofile bezüglich des Fokus wieder. Eine zu anderer Zeit mit den gleichen Lasereinstellungen durchgeführte Strahlquerschnittsvermessung liefert ein sehr ähnliches Ergebnis. Für Aufnahmen, die unter Umgehung des letzten Verstärkers bzw. später mit einem gekühlten Laserkristall gemacht wurden, fällt die Intensität zu beiden Seiten des Fokus annähernd gleich stark ab (z.B. blaue und grüne Daten); zudem ist in diesen Fällen die Intensität im Fokus höher. Beim näheren Hinsehen ist auch in den Daten vom 08.10.04 (grün, siehe auch Abbildung 3.6 (b)) eine leichte Asymmetrie, die über mehrere Tage reproduzierbar war, zu erkennen. Diese Beispiele verdeutlichen, daß die Propagationseigenschaften des Laserpulses empfindlich von vielen technischen Parametern, die nicht alle erfaßbar sind, abhängen.

Die Intensität kann nicht für jeden Abstand zum Fokus direkt ausgemessen werden; darum ist eine Inter- und Extrapolation der Daten erforderlich. Zu diesem Zweck wurden, da die Intensität zumindest für einen Gaußstrahl lorentzförmig mit dem Fokusabstand variiert, Lorentzfunktionen an die Meßreihen angepaßt<sup>3</sup>. Der physi-

<sup>3</sup>Für den roten Lorentz-Fit wurden nur die links eingetragenen Meßdaten verwendet.

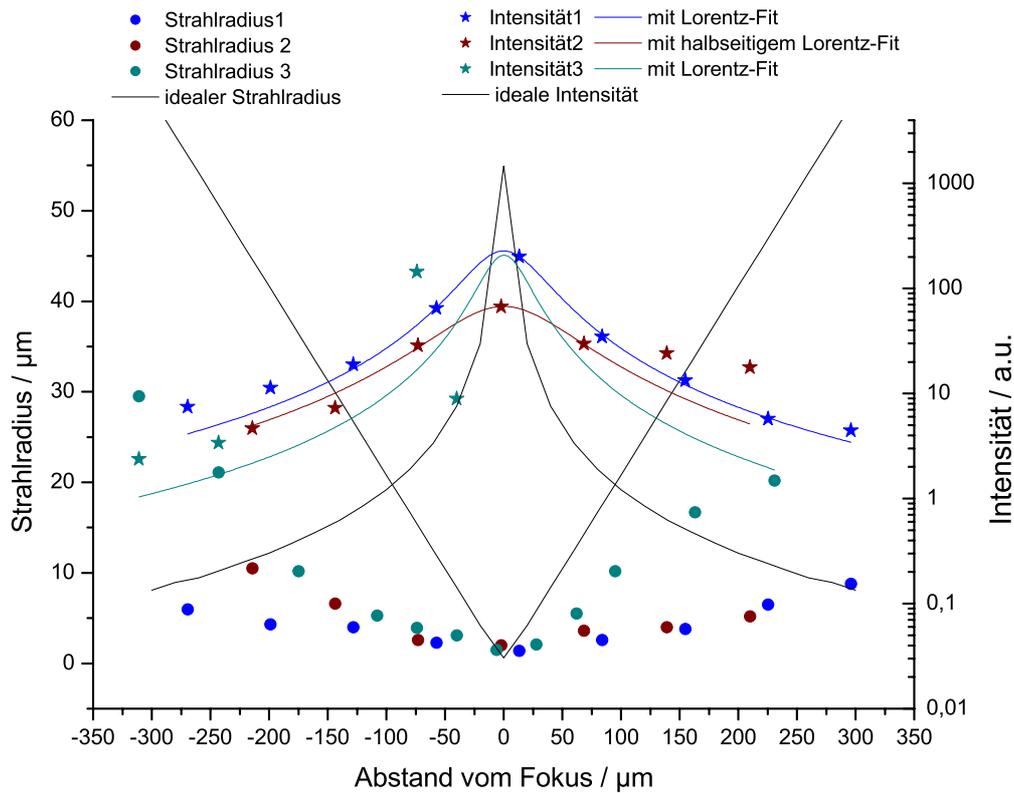
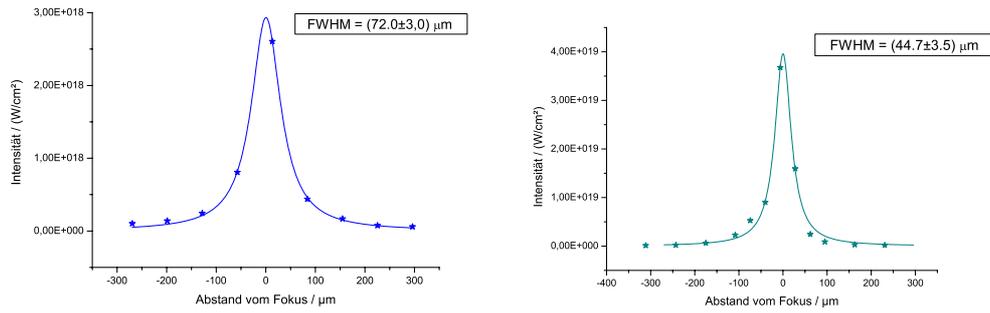


Abbildung 3.5: Vergleich experimenteller und theoretischer Abhängigkeiten des Laserstrahlradius und der Intensität vom Abstand zum Fokus. Die relativen Intensitäten beziehen sich alle auf dieselbe Pulsdauer und Energie in der Targetkammer. Durchgezogene Linien sind Lorentz-Fits an die Meßdaten. Blau: Aufnahmen mit 40-fach-Objektiv (10.05.04). Rot: Aufnahmen mit 40-fach-Objektiv; Laserstrahl geht durch ungekühlten 3-pass-Verstärker (12.05.04). Grün: Aufnahmen mit 8-fach-Objektiv; Laserstrahl geht durch gekühlten 3-pass-Verstärker (08.10.04). Vergleiche Abbildung 3.3. Schwarz: Kurven für einen idealen Gaußstrahl mit Divergenz  $\tan \theta = 0.21$ .

kalischen Forderung genügend, daß die Intensität bei großem Abstand vom Fokus gegen Null geht, wurde der *offset* dabei auf 0 gesetzt. Innerhalb von 50 bis 100  $\mu\text{m}$  um den Fokus stimmen die gemessenen Daten mit diesem Fit sehr gut überein, mit zunehmender Entfernung vom Fokus kommt es jedoch zu Abweichungen nach oben oder unten. Diese Diskrepanz, die maximal einen Faktor 3 beträgt, ist ein gutes Maß für die Ungenauigkeit von Intensitätsangaben, die auf den Lorentz-Fits basieren.

In Abbildung 3.6 sind die grüne und blaue Intensitätskurve noch einmal linear und in absoluten Einheiten dargestellt und die zugehörigen Halbwertsbreiten eingetragen. Da die Brennweite der Parabel konstant ist und sich der einfallende, in guter Näherung kollimierte Strahl zwischen den Meßreihen in der Größe höchstens geringfügig ändert, ist zu erwarten, daß die Halbwertsbreite für alle Messungen die gleiche ist. Offensichtlich ist dies nicht der Fall. Die Schwankung der Lorentzbreiten überschreitet allerdings nicht einen Faktor 2: Mit Ausnahme der bei ungekühltem



(a) Aufnahme mit 40-fach-Objektiv. Die Energie vor dem Kompressor betrug 110 mJ. (10.05.04)

(b) Aufnahmen mit 8-fach-Objektiv. Die Energie vor dem Kompressor betrug 1150 mJ. (08.10.04)

Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Intensität vom Abstand zum Fokus

3-pass-Kristall gewonnen Daten liegt die Halbwertsbreite für sämtliche im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strahlquerschnittsvermessungen zwischen  $40 \mu\text{m}$  und  $80 \mu\text{m}$ . Die aus der Fokusfläche berechneten Strahltaillen liegen zwischen  $1,3 \mu\text{m}$  und  $1,6 \mu\text{m}$ ; ihre Streuung ist somit wesentlich geringer. Zwischen Messungen mit dem 40-fach- und dem 8-fach-Mikroskopobjektiv sind hinsichtlich der Lorentzbreite und der Strahltaille keine tendenziellen Unterschiede zu erkennen.

Aus den experimentell bestimmten Halbwertsbreiten, die  $2 Z_R/M^2$  entsprechen, und den gemessenen Strahltaillen  $W_0$  ergeben sich nach 3.14  $M^2$ -Faktoren zwischen 0,3 und 1 - im Widerspruch zu der Behauptung, daß für jeden realen Strahl  $M^2 > 1$  gilt. Demnach scheint die  $M^2$ -Methode mit der hier gewählten Flächenbestimmung nicht kompatibel zu sein. Vergleiche der idealen mit den gemessenen Strahlparametern bestätigen dies: Nach den Gleichungen 3.5 und 3.6 errechnet sich die Strahltaille  $w_0$  eines idealen Gaußstrahls aus der Brennweite des fokussierenden Parabolspiegels von 12 cm und dem Radius des einfallenden Strahls von 2,5 cm zu  $0,6 \mu\text{m}$ ; daraus resultiert ein  $M^2 = W_0/w_0$  von etwa 2,5. Der Quotient aus  $Z_R/M^2$  und der idealen Rayleighlänge  $z_R \approx 3 \mu\text{m}$  ergibt für  $M^2$  Werte zwischen 6 und 13. Diese Inkonsistenz ist ein weiteres Indiz dafür, daß der  $M^2$ -Faktor hier nicht anwendbar ist. In Abbildung 3.5 sind die mittels  $w_0$  und  $z_R$  berechneten theoretischen Kurven für Intensität und Strahlradius schwarz eingezeichnet. Während im Fokus selbst die Intensität des idealen Strahls erwartungsgemäß höher ist als die des realen, fällt sie innerhalb weniger zehn Mikrometer auf deutlich niedrigere Werte ab. Die Strahldivergenz des realen fokussierten Strahls ist im ausgemessenen Bereich dementsprechend geringer, als für die verwendete Brennweite des Parabolspiegels folgen müßte. Eine mögliche Erklärung hierfür besteht in Sprüngen des Strahlradius, die laut Siegman auftreten können, wenn die Querschnittsfläche anders als über das zweite Moment definiert wird.

### 3.3 Targethalter

Der Targethalter besteht aus zwei quadratischen Aluminiumrahmen mit den Innenabmessungen  $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ , zwischen denen das Target eingespannt wird. Er war auf drei motorisierten Verschiebetischen, deren Translationsrichtungen paarweise senkrecht zueinander sind, angebracht. Durch Verfahren der Höhe und Seite konnte die Position des Laserfokus auf dem Target verändert werden. Die Intensität des Laserlichts wurde über die Fläche variiert, indem das Target parallel zu seiner Normalen nach vorn oder hinten verfahren wurde. Da der Laserstrahl unter etwa  $45^\circ$  zur Targetnormalen einfiel, verschob sich damit auch die seitliche Position auf dem Target, und die Entfernung vom Laserfokus änderte sich um das  $\sqrt{2}$ -fache der Verfahrstrecke.

Grundvoraussetzung dafür, daß die Intensität auf dem Target genau eingestellt werden kann, ist eine glatte, ebene Targetoberfläche. Die dazu notwendige straffe Einspannung der Folie wird erreicht, indem der Targethalter vor dem Zusammenschrauben gekühlt wird. Aufgrund der thermischen Ausdehnung bei Wiedererwärmung auf Zimmertemperatur zieht er dann die Folie straff. Diese Methode funktioniert erprobtermaßen sehr gut bei Titan- und akzeptabel bei Kupfer- und Silberfolien.

Damit sich die Laserintensität beim seitlichen Verfahren des Targets nicht ändert, muß dieses exakt parallel zu den seitlichen Translationsrichtungen justiert werden. Zu diesem Zweck war am Targethalter ein Spiegel angebracht, der mit Hilfe einer Meßuhr parallel zu den Verfahrrichtungen eingestellt wurde. Die Parallelität des Spiegels zum Target wurde anschließend mittels zweier paralleler Helium-Neon-Laserstrahlen, von denen einer am Target und der andere am Spiegel reflektiert wurde, kontrolliert.

### 3.4 Auswertung der Röntgen-CCD-Aufnahmen

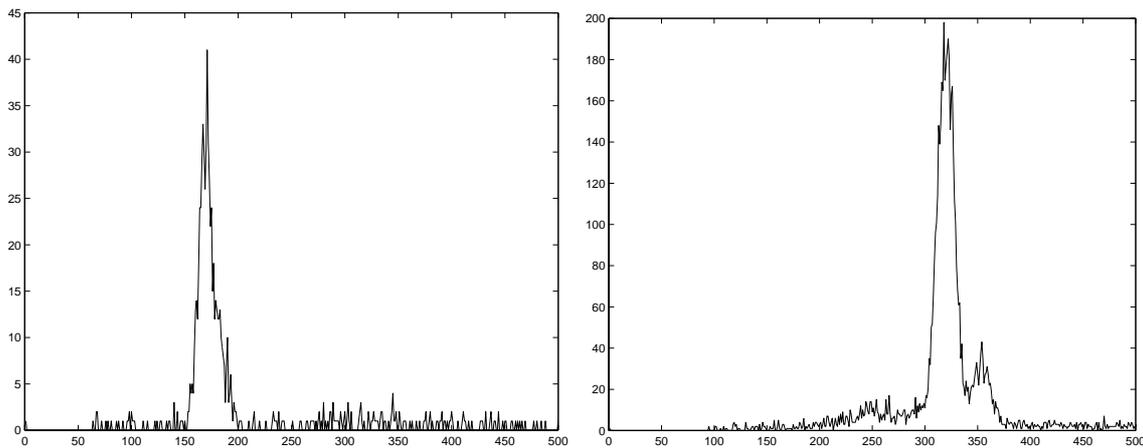


Abbildung 3.7: Ausschnitt von  $50 \times 100$  Pixeln aus einem typischen CCD-Signal. Die Graustufen kodieren die im Pixel deponierte Photonenenergie.

Zur Aufnahme der charakteristischen K-Strahlung wurde eine Andor-CCD-Kamera vom Typ D0420-BN (back-illuminated, no coating) mit einem Silizium-Chip von  $256 \times 1024$  quadratischen Pixeln der Länge  $26\mu\text{m}$  verwendet. Sie ist zwischen 0,2 und 7 KeV am empfindlichsten. Die Anzahl der in einem Pixel erzeugten Elektronen-Loch-Paare ist proportional zur dort absorbierten Energie; für ein Elektronen-Loch-Paar werden im Mittel 3,65 eV benötigt. Abbildung 3.7 zeigt einen Ausschnitt aus einem typischen CCD-Signal. Darin ist die Dichte der einfallenden Photonen so gering, daß in aller Regel höchstens eines pro Pixel auftritt. Ein Histogramm der Pixelanzahl über der Countzahl pro Pixel stellt somit im Prinzip ein Spektrum der

Strahlung dar. Es kommt allerdings häufig vor, daß sich die Energie eines Photons auf einige wenige benachbarte Pixel verteilt, wodurch das Spektrum in dem gerade beschriebenen Histogramm verfälscht wird. Wenn die Strahlung vor allem aus diskreten Linien besteht, ist es daher besser, die CCD-Aufnahme nach Clustern beleuchteter Pixel abzusuchen und jeweils über die Countzahlen in diesen Pixeln zu summieren. Eine einfache Variante dieser Methode wurde angewandt, um die CCD-Bilder der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente auszuwerten: Da der größte Teil der Photonenenergie zumeist in einem einzigen Pixel gespeichert wurde und der Rest sich nur auf die unmittelbar angrenzenden Pixel verteilte, wurde die Aufnahme nach Pixeln abgerastert, die einen gewissen Schwellwert unterhalb des für die jeweilige  $K_\alpha$ -Linie erwarteten überschritten, und dann die Countzahlen der umliegenden acht Pixel hinzuaddiert.

In Abbildung 3.8 sind zwei Beispiele der auf diese Weise gemessenen Spektren dargestellt. Für Kupfer, ebenso wie für Silber, lassen sich  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Strahlung trennen, für Titan dagegen nicht. Zur Bestimmung der in Kapitel 4 angegebenen charakteristischen Strahlungsausbeuten wurde daher für Kupfer und Silber nur über die  $K_\alpha$ -Linie integriert, während im Fall von Titan auch der  $K_\beta$ -Anteil in die ermittelte Gesamtphotonenzahl eingeht.



(a) Spektrum von Titan

(b) Spektrum von Kupfer

Abbildung 3.8: Spektren, die durch Erstellen eines Histogramms unter Berücksichtigung der Mehrpixelereignisse aus den CCD-Aufnahmen gewonnen wurden. Mit der Summationsmethode werden nur Signale oberhalb eines eingestellten Schwellwertes erfaßt.

Nicht jedes einfallende Photon wird von der Kamera detektiert. Das Verhältnis der Anzahlen von detektierten und einfallenden Photonen, die Quanteneffizienz der CCD, ist von der Photonenenergie abhängig. Sie muß bekannt sein, wenn absolute Werte für die Strahlungsausbeuten angegeben werden sollen. Darum wurde die verwendete Kamera für die  $K_\alpha$ -Linien ausgewählter Elemente (Titan, Eisen, Nickel, Kupfer) durch Vergleich mit den Meßwerten einer Silizium-Diode (Amptek XR-100CR) und eines Szintillationsdetektorblocks bekannter Quanteneffizienzen kalibriert. Die charakteristische Röntgenstrahlung wurde dabei als Fluoreszenzstrahlung

in einer herkömmlichen Wolfram-Röntgenröhre erzeugt. Die so gemessenen Quanteneffizienzen betragen 44% für Titan und 18% für Kupfer. Aus einer vom Hersteller bereitgestellten Graphik sind Effizienzen von 67% für Titan und 25% für Kupfer, also etwa um den Faktor 1,5 größere Werte, abzulesen. Für Silber wurde die Quanteneffizienz nicht gemessen und darum zur Berechnung der Ausbeute ein Wert von 1,5% angesetzt; der Hersteller gibt etwa 2,5% an.

### 3.5 Quellgrößenmessung

Eine einfache Methode zur Messung der Ausdehnung einer isotropen Strahlungsquelle besteht darin, eine gerade Blende in den Strahlengang zwischen Quelle und Detektor zu stellen und das entstehende eindimensionale Schattenprofil aufzunehmen. Die Ortsableitung des Schattens liefert dann direkt ein eindimensional-räumliches Profil der Quelle, wie man sich leicht anhand der Abbildung 3.9 überzeugen kann.

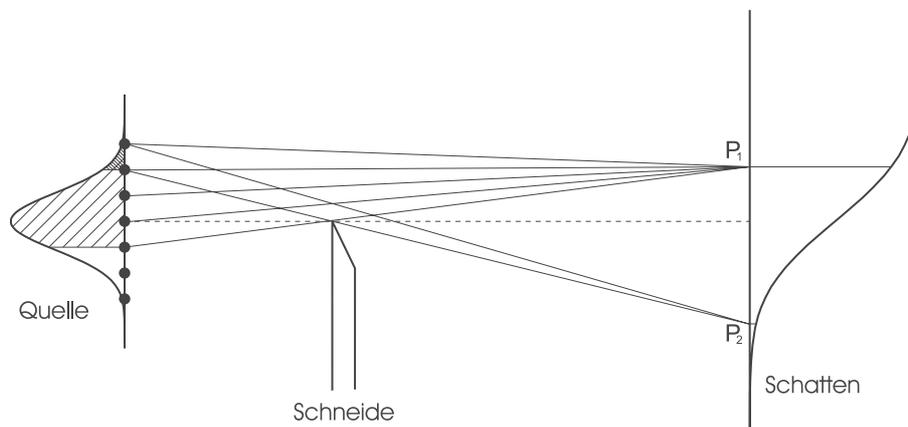


Abbildung 3.9: Schattenmethode zur Quellgrößenmessung. Die Intensität in einem Punkt  $P$  auf dem Detektor resultiert aus der Strahlung all derjenigen Punkte der Quelle, die von der Schneide bzgl.  $P$  nicht abgedeckt werden. Für eine gaußförmige Quelle genügt das Schattenprofil beispielsweise einer Gaußschen Fehlerfunktion. Der Vergrößerungsmaßstab (Schatten- zu Quellgröße) ist gleich dem Quotienten aus den Entfernungen der Schneide zur Quelle und zum Detektor.

Pretzler et al. haben dieses Verfahren erfolgreich zur Ausmessung von Röntgenquellen relativistischer Laserplasmen angewandt [24]. Ihre Experimente zeigen, daß sich das Quellprofil als Summe zweier Gaußfunktionen darstellen läßt: Um eine intensive Röntgenquelle von etwa der Größe des Laserquerschnitts existiert ein breiter Hof, in dem die Intensität um zwei bis drei Größenordnungen geringer ist. Während Pretzler et al. sämtliche Röntgenstrahlung aufgenommen und die Kamera dabei voll belichtet haben, sollte in dieser Arbeit die Quellgröße und -struktur lediglich der charakteristischen K-Linie untersucht werden. Dies erforderte den Betrieb der CCD im Einzelphotonen-Zählmodus und folglich sehr geringe Photonendichten. Um ein Schattenprofil entlang der 1024 Spalten des Chips zu erhalten, wurde in jeder Spalte über die 256 Zeilen summiert. Typischerweise befanden sich im nicht abgeschatteten Gebiet im Durchschnitt 10  $K_\alpha$ -Photonen in einer Spalte. Abbildung 3.10 zeigt ein mit einem Kupfertarget aufgenommenes Schattenbild.

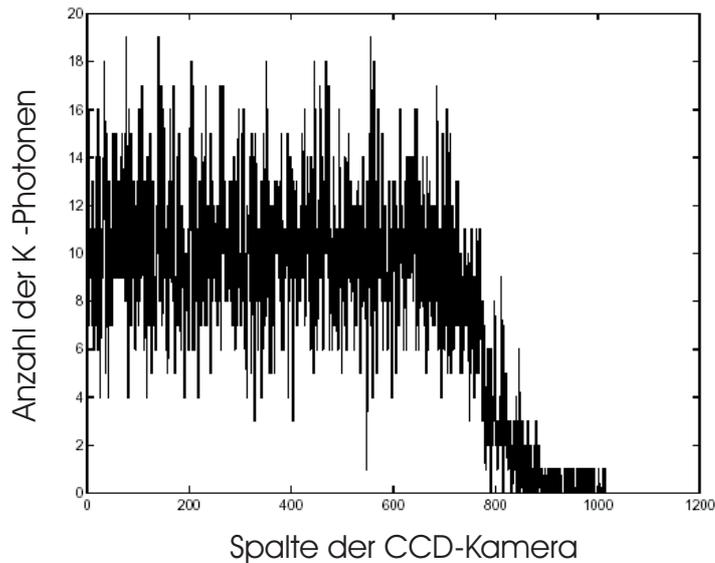


Abbildung 3.10: Schattenprofil der  $K_{\alpha}$ -Quelle eines Kupfertargets. Der Intensitätsabfall erfolgt über etwa 150 Spalten der CCD-Aufnahme, das entspricht 4 mm. Mit dem Vergrößerungsfaktor von 55 läßt sich daraus die Quellgröße zu ungefähr  $70 \mu\text{m}$  abschätzen.

Qualitativ ist die erwartete fehlerfunktionsförmige Stufe erkennbar. Die statistischen Schwankungen der Photonenzahlen zwischen benachbarten Spalten sind jedoch sehr groß. Direkte Differentiation liefert daher nicht die gewünschte Quellstruktur. Eine deutliche Glättung der Kurve durch gleitende Mittelung über drei oder fünf Punkte wird erst nach tausend Hintereinanderausführungen der Mittelungsprozedur erreicht; dann ist aber auch das enthaltene Schattenprofil schon stark weggeglättet, und die daraus abgeleitete Quellgröße ist gegenüber der wirklichen erheblich vergrößert. Durch Anfitzen einer Fehlerfunktion lassen sich die Daten am ehesten analysieren. Allerdings muß in diese Auswertung bereits eine Annahme über die Quellstruktur hineingesteckt werden. Versuche, die Schattendaten durch zwei überlagerte Fehlerfunktionen anzufitten, scheiterten am statistischen Rauschen. In Abbildung 3.11 sind die durch Anfitzen einer einzelnen Fehlerfunktion bestimmten  $1/e$ -Breiten von Kupfer- $K_{\alpha}$ -Quellen über der Entfernung des Targets vom Laserfokus aufgetragen. Zum Vergleich sind auch die Durchmesser der zugehörigen Laserquerschnitte angegeben. Es überrascht zunächst, daß die Quelle bei bester Fokussierung, also kleinstem Laserquerschnitt, am größten zu sein scheint. Dies läßt sich jedoch durch die Annahme der oben beschriebenen zusammengesetzten Quellstruktur im Prinzip erklären: Zwar sinkt die Größe der inneren Quelle mit der des Laserquerschnitts, jedoch bedingt die Intensitätserhöhung im Fokus eine drastische Vergrößerung des lichtschwächeren Hofes. Wird der Summe zweier Fehlerfunktionen eine einzelne angefitzt, so liegt die Breite des daraus abgeleiteten Gaußprofils zwischen den Breiten der beiden ursprünglichen Gaußfunktionen.

Diese Erklärung wird gestützt durch kürzlich von Reich durchgeführte Experimente [28]. Reich bildete die  $K_{\alpha}$ -Quelle mit Hilfe eines gebogenen Kristalls zweidimensional auf eine CCD-Kamera ab und erhielt zumindest für große Laserintensitäten einen breiten Ring um den kleinen, intensiven Zentralbereich der Quelle. In Anbetracht

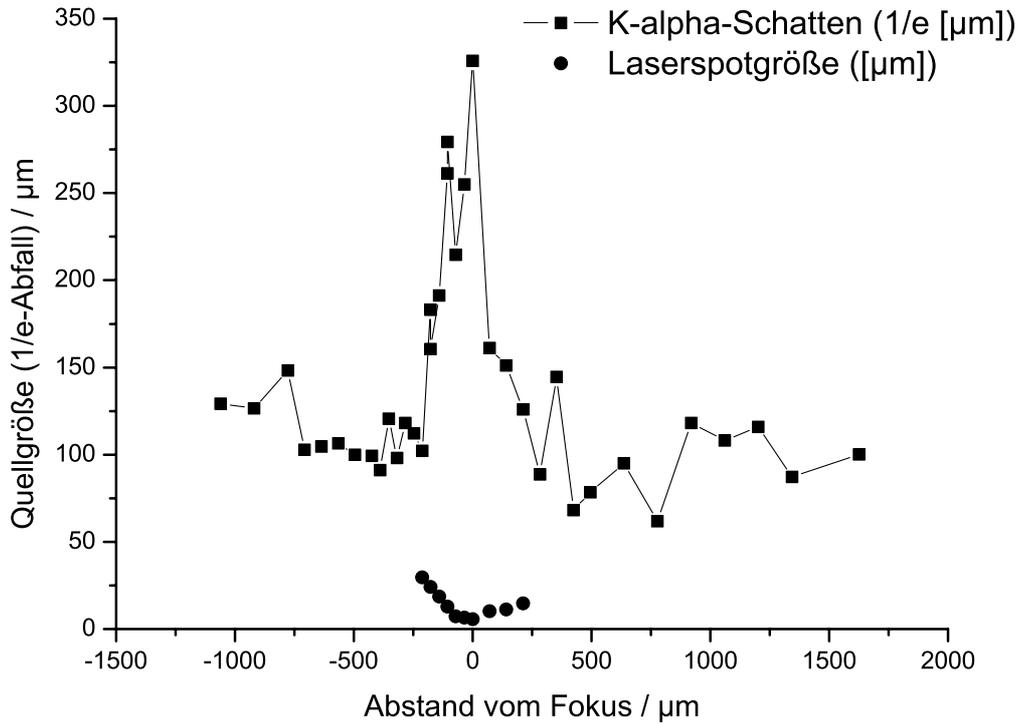


Abbildung 3.11: Quellgröße der  $K_{\alpha}$ -Strahlung von Kupfer in Abhängigkeit der Entfernung des Targets vom Laserfokus, ermittelt aus Fehlerfunktions-Fits an die experimentellen Daten. Zum Vergleich ist die jeweilige Größe des Laserquerschnitts mit eingetragen.

der großen statistischen Fehler der Schattenmessung, die auch durch hundert Laserschüsse bei gleichen Parametern nicht hinreichend herabgesetzt werden konnten, stellt Reichs Experiment sicherlich die Methode der Wahl zur Untersuchung der Quellstruktur charakteristischer Strahlung dar. Die experimentell weniger aufwendige Schattenmethode genügt allenfalls, um eine grobe Abschätzung der Quellgröße zu erhalten. Sowohl für Kupfer als auch für Titan lag die ermittelte Quellgröße ungefähr bei  $100 \mu\text{m}$ .

# Kapitel 4

## Abhängigkeit der K-Strahlungsausbeute von Laser- und Targetparametern

Mit dem im vorangegangenen Kapitel beschriebenen experimentellen Aufbau wurden Meßreihen der Röntgenausbeute von Titan, Kupfer und Silber in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Laserfokus und Targetoberfläche, teilweise für verschiedene Laserpulsenergien, aufgenommen. Zuzüglich wurde der Laserquerschnitt in Abhängigkeit vom Fokusabstand vermessen, so daß im Prinzip eine Auftragung der Röntgenausbeute über der Laserintensität möglich ist. Veranlaßt durch mitunter unerwartete Meßergebnisse, wurde am Beispiel von Titan der Einfluß der Pulsenergie eingehender untersucht und gleichzeitig die Reproduzierbarkeit der Meßwerte überprüft. Die Ergebnisse der Messungen werden in diesem Kapitel dargestellt und mit Modellrechnungen, die auf den in Kapitel 2 dargelegten Zusammenhängen basieren, verglichen. Vorangestellt sind dem zwei Abschnitte, die für die Einschätzung der experimentellen und rechnerischen Resultate wichtig sind. Der erste beinhaltet einige allgemeine Anmerkungen zur Auswertung der Meßdaten und Durchführung der Simulationsrechnungen. Im zweiten werden die Aspekte der Richtungsabhängigkeit und Reabsorption der Strahlung beleuchtet.

### 4.1 Vorbemerkungen zu Messung und Modell

Grundlegende qualitative Aussagen über die laserinduzierte Entstehung charakteristischer Röntgenstrahlung können vielfach schon aus der Variation der Röntgenausbeute beim Verfahren des Targets in Laserrichtung gewonnen werden. Der quantitative Vergleich der gemessenen mit den theoretisch erwarteten Zusammenhängen erfordert jedoch die exakte Zuordnung der Laserintensität zum jeweiligen Abstand vom Fokus. Die Problematik der Intensitätsmessung wurde im Abschnitt 3.2.6 bereits ausführlich erörtert. Da, wie dort erwähnt, die Strahldivergenz um bis zu einem Faktor 2 variiert, wurde der Laserstrahl zur Erhöhung der Genauigkeit für jede Meßreihe gesondert ausgemessen. Alle Daten wurden einheitlich durch Anpassen einer Lorentzfunktion mit *offset* 0 ausgewertet. Basierend auf der Abweichung der direkt gemessenen von den aus dem Lorentz-Fit abgelesenen Intensitäten um bis zu einem Faktor von 3 für große Abstände zum Fokus, kann der Fehler der Intensitätsanga-

ben auf eine halbe Größenordnung abgeschätzt werden; innerhalb von  $100\ \mu\text{m}$  um den Fokus kann man von einer höheren Genauigkeit ausgehen. Unabhängig von den absoluten Intensitätswerten ist die Vergleichbarkeit verschiedener Meßreihen sicher in besonderem Maße gewährleistet, wenn ihr zeitlicher Abstand gering war. Dies ist darin begründet, daß eine Vielzahl experimenteller Parameter, insbesondere des Lasers, nicht oder nicht quantitativ erfaßt werden können und für größere zeitliche Nähe in der Regel auch ähnlichere Bedingungen anzunehmen sind. Um eine Einschätzung der Vergleichbarkeit zu ermöglichen, sind zu den entsprechenden Daten daher jeweils die Meßzeiten angegeben.

Zur theoretischen Bestimmung der Röntgenausbeute bei verschiedenen Elektronentemperaturen wurden Monte-Carlo-Simulationen mit einem von Reich erstellten Programm [27] durchgeführt. Darin werden der relativistische Wirkungsquerschnitt der K-Schalen-Ionisation gemäß Gleichung 2.49 und das Bremsvermögen gemäß Gleichung 2.50 verwendet. Als Einfallsrichtung der Elektronen wurden  $0^\circ$  bzw.  $45^\circ$  zur Targetnormalen gewählt; ihre Energieverteilung wurde durch eine ein- bzw. dreidimensionale relativistische Verteilungsfunktion (Gleichungen 2.30 und 2.19) beschrieben. Im Gegensatz zu den anderen in die Simulation eingehenden Daten ist diese Energieverteilung nicht durch direkte Messungen gesichert; sie stellt somit eine Modellannahme dar, die, wenn sie die realen physikalischen Bedingungen nicht hinreichend gut erfaßt, Abweichungen zwischen den Simulationsergebnissen und den Meßergebnissen verursachen kann. Zur Umrechnung der Elektronentemperatur auf die Laserintensität und zur Ermittlung der absoluten Photonausbeute werden die Skalierungsgesetze aus Abschnitt 2.3.2 angesetzt, die selbst wiederum aus Messungen insbesondere auch der  $K_\alpha$ - und Bremsstrahlung in Kombination mit Monte-Carlo-Simulationen resultieren.

## 4.2 Winkelverteilung und Reabsorption der Röntgenstrahlung

Die Anzahl der detektierten Photonen ist gegenüber der Anzahl der gemäß Gleichung 2.45 erzeugten Photonen durch zwei Faktoren verringert: Zum einen deckt die CCD-Kamera nur einen geringen Raumwinkelausschnitt ab, zum anderen wird Strahlung im Target teilweise reabsorbiert. Während die Emission der Röntgenquanten innerhalb des Targets isotrop erfolgt, hängt ihre Reabsorption von der bis zum Verlassen desselben zu durchlaufenden Strecke und somit von der Beobachtungsrichtung ab. Es ist daher nicht ohne weiteres möglich, aus der Messung der Strahlung in einem bestimmten Raumwinkelausschnitt auf die Gesamtzahl der in den vollen Raumwinkel abgestrahlten Photonen zurückzurechnen. Wo in den folgenden Abschnitten dennoch Photonenzahlen pro  $4\pi$  angegeben werden, sind diese als zu Vergleichszwecken normierte Photonendichten für den jeweils angegebenen Beobachtungswinkel aufzufassen.

Für Photonen, die in einer bestimmten Tiefe  $D$  des Targets, d.h. in einem bestimmten Abstand zur Austrittsfläche, entstehen, läßt sich die Richtungsabhängigkeit der Reabsorption berücksichtigen, indem für jeden Winkel  $\theta$  zur Targetnormalen eine effektive Dicke  $D/\cos\theta$  berechnet wird. Die Verteilung der Emissionsorte ist jedoch für verschiedene Elektronentemperaturen unterschiedlich, so daß die funktio-

nelle Abhängigkeit der Röntgenausbeute von der Temperatur bzw. Intensität nicht durch einen einzigen Faktor bezüglich der Beobachtungsrichtung korrigiert werden kann. Abbildung 4.1 zeigt Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen für Titanfolien verschiedener Dicke und Beobachtung unter  $45^\circ$  zur Normalen der Targetvorder- bzw. -rückseite. Danach unterscheiden sich Vorder- und Rückseite des Targets sowohl hinsichtlich der maximalen Anzahl der dort austretenden Röntgenquanten als auch in der Temperaturabhängigkeit der Strahlungsausbeute. Für kleine Elektronentemperaturen werden überwiegend an der Targetvorderseite K-Schalen ionisiert, wodurch dort deutlich mehr Photonen das Target verlassen als auf der Rückseite. Bei Elektronenenergien von etwa einem MeV gleichen sich die Photonenzahlen an, und bei noch höheren Temperaturen entstehen offenbar mehr Röntgenquanten nahe der Rückseite, so daß dort auch die Ausbeute größer ist. In dünnen Folien sind die Reabsorptionseffekte sehr gering; insbesondere stimmen die optimalen Elektronentemperaturen von Vorder- und Rückseite überein. Ab Targetdicken von  $25 \mu\text{m}$  ist das Maximum der Röntgenausbeute auf der Rückseite gegenüber dem auf der Vorderseite zu höheren Temperaturen verschoben. Während sich die maximale Photonenzahl auf der Rückseite mit zunehmender Foliendicke kaum ändert, nimmt sie auf der Vorderseite bis zu Dicken von  $75 \mu\text{m}$  stark zu und geht dann langsam in Sättigung.

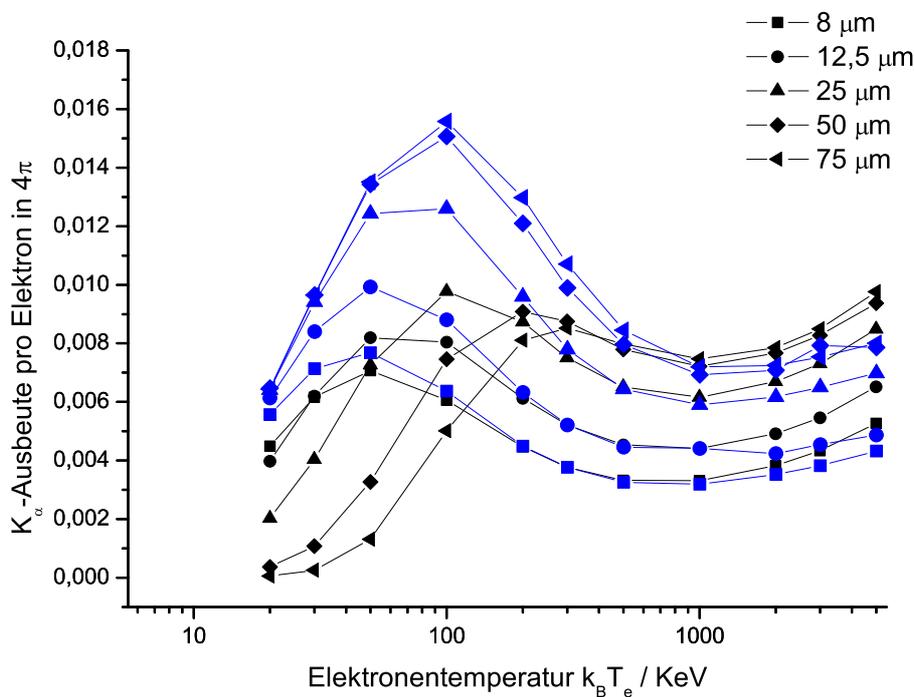


Abbildung 4.1: MC-Simulationen der Titan-K<sub>α</sub>-Ausbeute in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur für verschiedene Targetdicken und bei Beobachtung unter  $45^\circ$  zur Normalen auf der Vorderseite (blau) bzw. der Rückseite (schwarz) des Targets. Für die Elektronen wurden senkrechter Einfall und eine dreidimensionale relativistische Energieverteilung angenommen.

Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, erlaubt die Konzeption der Targetkammer prinzipiell die Messung der K-Strahlung unter mehreren Winkeln und damit die experimentelle Untersuchung ihrer Richtungsabhängigkeit. Infolge räumlicher und zeitlicher Beschränkungen konnte diese Option bisher in nur sehr geringem Umfang genutzt werden.

Um die Reabsorption und damit die Richtungsabhängigkeit zunächst zu minimieren, wurden in den bisherigen Experimenten dünne Folien verwendet. Die Simulationsrechnungen lassen erwarten, daß die Ausbeute für Titanfolie von  $12\ \mu\text{m}$  Dicke kaum davon abhängt, auf welcher Seite des Targets die Strahlung beobachtet wird, so daß in diesem Fall die Strahlung als in der Mitte der Folie entstehend angenommen und die Richtungsabhängigkeit durch den Faktor  $D/\cos\theta$  herausgerechnet werden kann. Ewald [8] hat dies experimentell bestätigt. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche liefern dagegen Unterschiede in der Röntgenausbeute von Titanfolien für Messung auf der Targetvorder- und der Targetrückseite. Besonders deutlich zeigen dies die Abbildungen 4.5 (a) und (b) im Vergleich mit 4.4 (a) und (b), für die die Laserpulsenergie im gleichen Bereich lag. Während beim Durchfahren des Targets durch den Laserfokus die Ausbeute auf der Targetrückseite drei Maxima aufweist, durchläuft sie auf der Vorderseite anscheinend nur zwei Maxima. Es läßt sich nicht sagen, ob dieser Unterschied tatsächlich auf die unterschiedliche Beobachtungsrichtung zurückzuführen ist oder etwa auf verschiedenen raum-zeitlichen Laserpulsprofilen beruht.

### 4.3 Abhängigkeit der Ausbeute von der Laserintensität

Zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der Laserintensität und der Ausbeute an charakteristischer Röntgenstrahlung wurde bei konstanter Pulsenergie und -dauer die Größe des Laserquerschnitts variiert, indem das Target in Laserrichtung durch den Fokus hindurchgefahren wurde. Dabei steigt die Intensität auf der Targetoberfläche zunächst an, erreicht im Fokus selbst ihr Maximum und fällt auf der anderen Seite, im Normalfall symmetrisch zum Fokus, wieder ab. Unter der plausiblen und experimentell sehr gut bestätigten Annahme, daß die Temperatur der Elektronenverteilung monoton mit der Laserintensität wächst, läßt sich mit Hilfe der in Abschnitt 2.4 angegebenen Beziehungen für die Photonenzahl  $N$  auf den Verlauf der  $K_\alpha$ -Strahlungsausbeute beim Durchfahren durch den Fokus schließen. Besonders anschaulich ist dies für den Fall sehr dünner Folien, in dem Gleichung 2.43 Gültigkeit besitzt: In die Röntgenphotonenzahl geht das Produkt aus der Energieverteilung der Elektronen und dem Wirkungsquerschnitt für K-Schalen-Ionisation ein. Letzterer durchläuft nacheinander ein Maximum und ein Minimum und steigt für hohe Energien kontinuierlich an. Da diese Kurve mit der Elektronenenergieverteilung gewichtet wird und mit zunehmender Temperatur der Anteil hochenergetischer Elektronen steigt, weist auch die Röntgenausbeute als Funktion der Intensität ein Maximum und anschließend ein Minimum auf. Je nachdem, wie groß die Intensität im Laserfokus ist, sind daher beim Verfahren des Targets durch den Fokus ein, zwei oder drei Maxima der Röntgenausbeute zu erwarten. Eventuelle Effekte der Targetdicke und Beobachtungsrichtung sind in dieser einfachen Betrachtung nicht

berücksichtigt.

Abbildung 4.2 zeigt den gemessenen Verlauf der K-Strahlungsausbeute einer  $12\ \mu\text{m}$  dicken Titanfolie, aufgetragen über der Intensität beiderseits des Fokus. Die Kurve besitzt eine typische zum Fokus symmetrische Struktur mit drei Maxima. Die äußeren Maxima liegen bei etwa  $5 \cdot 10^{16}\ \text{W cm}^{-2}$ , die Minima bei 2 bis  $3 \cdot 10^{17}\ \text{W cm}^{-2}$ .

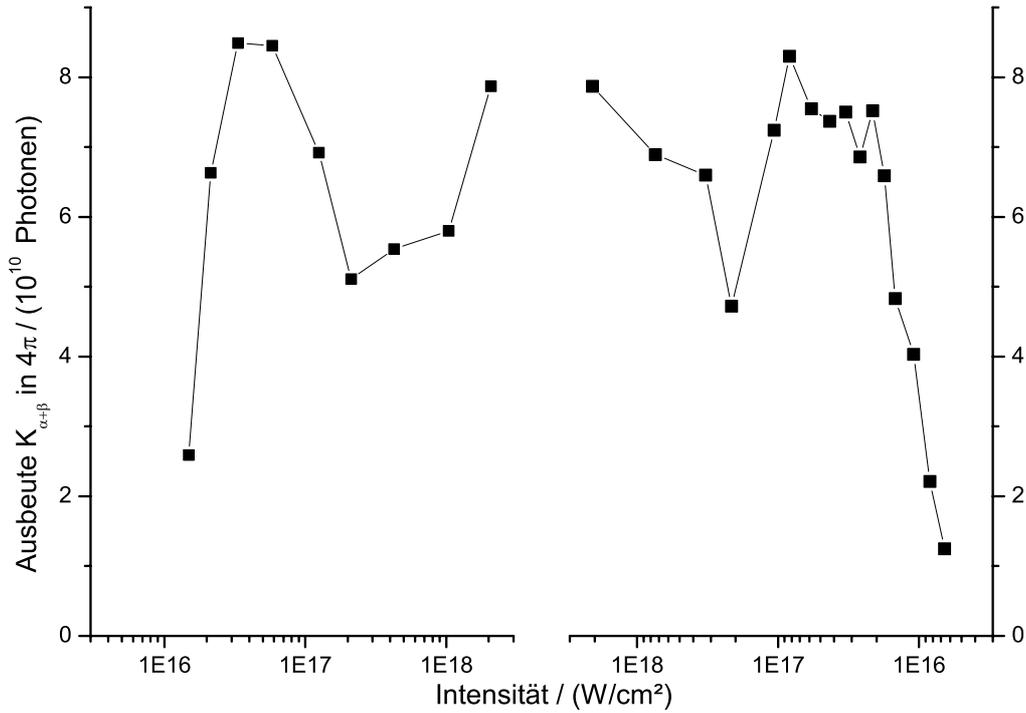


Abbildung 4.2: Ausbeute an Titan- $K_{\alpha+\beta}$ -Strahlung in Abhängigkeit von der Laserintensität. Links: Fokus vor dem Target. Rechts: Fokus im Target. Pulsenergie vor dem Kompressor: 110 mJ. Targetdicke:  $12\ \mu\text{m}$ . Detektion der Strahlung unter  $45^\circ$  zur Normalen der Targetrückseite. Messung vom 10.05.04. Die blaue Kurve aus Abbildung 3.5 zeigt die zugehörige Vermessung des Laserquerschnitts.

Zum direkten Vergleich mit den Meßergebnissen wurde die Titan- $K_{\alpha}$ -Ausbeute<sup>1</sup> rechnerisch simuliert, wobei Targetdicke und Beobachtungsrichtung wie im Experiment gewählt wurden. Da sich *a priori* nicht entscheiden läßt, welche Energieverteilungsfunktion und Einfallrichtung der Elektronen den Bedingungen des Versuchs am ehesten entspricht, wurden Rechnungen für drei verschiedene physikalisch motivierte Varianten durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 4.3 zu sehen. Hierin wurden die in die Simulation eingehenden Elektronentemperaturen gemäß

$$I = 6 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \cdot \left( \frac{k_B T}{\text{KeV}} \right)^{1,6} \quad (4.1)$$

<sup>1</sup>Da das Intensitätsverhältnis der  $K_{\alpha}$ - zur  $K_{\beta}$ -Linie etwa 10:1 beträgt, begeht man beim Vergleich der berechneten  $K_{\alpha}$ - mit der gemessenen  $K_{\alpha+\beta}$ -Ausbeute keinen allzu großen Fehler.

in Intensitäten umgerechnet. Diese Skalierung stellt einen Fit an die experimentellen Daten aus Abbildung 2.1 dar. Bei Verwendung einer eindimensionalen anstelle einer dreidimensionalen Verteilung liegt das Maximum der Ausbeute bei einer deutlich höheren Intensität. Dies ist dadurch zu erklären, daß für gleiche Temperaturen die mittlere Energie der dreidimensionalen Verteilung dreimal größer ist als die der eindimensionalen. Bei den eindimensionalen Verteilungen, für die sich die Kurven nochmals je nach Einfallswinkel unterscheiden, sind Maximum und Minimum zudem wesentlich schwächer ausgeprägt. Der experimentellen Intensitätsabhängigkeit der Strahlungsausbeute kommt die Simulationsrechnung für die dreidimensionale Verteilung am nächsten. Das Maximum liegt hier bei ungefähr  $6 \cdot 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$ , das Minimum bei  $2 \cdot 10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ . Somit weichen die Werte von Simulation und Experiment um ein bis zwei Größenordnungen voneinander ab. Immerhin beschreiben die Modellrechnungen den gemessenen Verlauf qualitativ richtig.

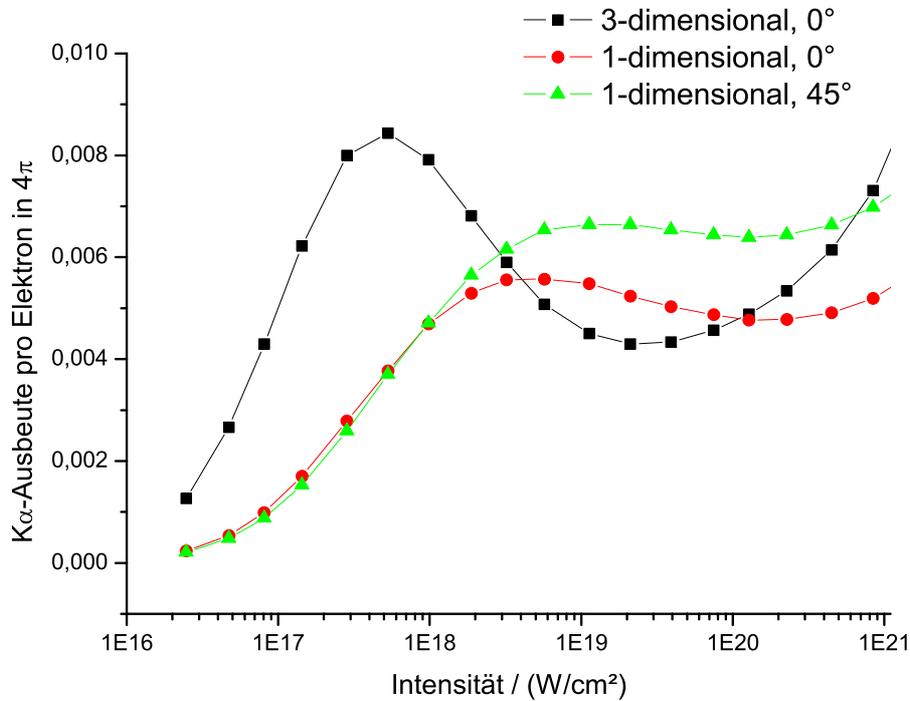


Abbildung 4.3: MC-Simulationen der Titan- $K_\alpha$ -Ausbeute in Abhängigkeit von der Laserintensität für verschiedene Elektronenverteilungen: Die schwarze Kurve wurde mit einer dreidimensionalen Energieverteilung für senkrechten Einfall der Elektronen errechnet, die rote und grüne Kurve mit einer eindimensionalen Verteilung für Einfallswinkel von  $0^\circ$  bzw.  $45^\circ$  zur Targetnormalen. Analog zum Experiment betrug die Targetdicke  $12 \mu\text{m}$  und die Beobachtungsrichtung  $45^\circ$  auf der Targetrückseite. Die Umrechnung von Elektronentemperaturen auf Intensitäten erfolgte nach Gleichung 4.1.

Neben der Modellierung der Intensitätsabhängigkeit der Ausbeute ist auch die Abschätzung der maximal zu erwartenden Anzahl charakteristischer Röntgenquanten im Rahmen des Modells interessant. Die Monte-Carlo-Simulation liefert die auf  $4\pi$

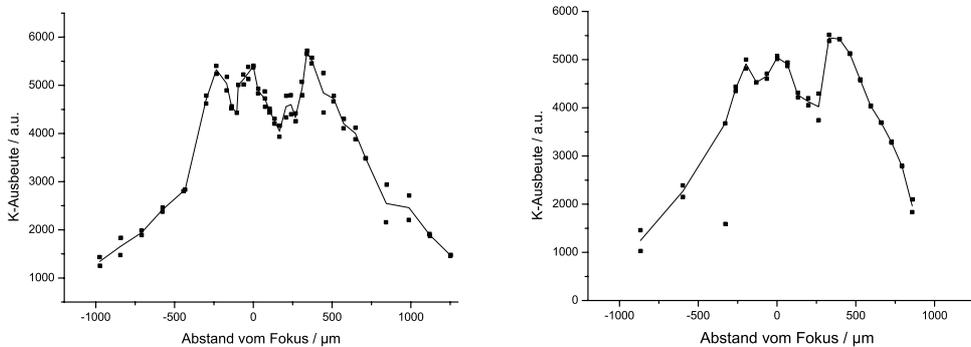
hochgerechnete Anzahl  $\zeta$  der K-Photonen, die pro einfallendem Elektron erzeugt werden und das Target unter dem angegebenen Detektionswinkel verlassen. Sie liegt für 12  $\mu\text{m}$  dicke Titanfolie bei 0,008. Aus der Konversionseffizienz  $\eta$  von Laserenergie in Elektronenenergie, der mittleren Elektronenenergie  $E_{\text{el}}$  und der Laserpulsenergie  $E_L$  läßt sich die Gesamtzahl der Elektronen errechnen. Für die Konversionseffizienz kann der empirische Zusammenhang aus Gleichung 2.41,  $\eta = \eta_0 \cdot I^\alpha$ , angenommen werden. Mit den Konstanten von Yu [37],  $\alpha = 3/4$  und  $\eta_0 \approx 3 \cdot 10^{-15}$ , erhält man für die optimale Intensität  $I = 5 \cdot 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$  eine Effizienz von  $\eta \approx 0,01$ . Die Elektronentemperatur, bei der laut Simulation das Ausbeutemaximum erreicht wird, beträgt  $kT=68 \text{ KeV}$ ; damit folgt nach Gleichung 2.25 eine mittlere Energie von  $E_{\text{el}} = 117 \text{ KeV}$ . Bei einer Laserenergie von 100 mJ beläuft sich der im 1/e-Gebiet auf dem Target ankommende Anteil  $E_L$  auf etwa 38 mJ. Mit diesen Werten erhält man für die maximale Photonenausbeute:

$$N_K = E_L \frac{\eta}{E_{\text{el}}} \zeta \approx 1,6 \cdot 10^8 \quad (4.2)$$

Gegenüber den experimentellen Photonenzahlen weicht dieser Wert um mehr als zwei Größenordnungen nach unten ab. Daran würde sich auch nichts wesentlich ändern, wenn man statt der Konversionseffizienz nach Yu die von Key [15] verwendete. Setzte man anstelle der im Experiment bestimmten optimalen Intensität die aus der Simulation in Kombination mit der Temperatur-Intensitäts-Skalierung gewonnene Intensität ein, so würde dies die berechnete Maximalausbeute um einen Faktor 6 erhöhen. Es bleibt eine Diskrepanz zwischen dem experimentellen und dem aus dem Modell gewonnenen Wert, deren Ursache sich an dieser Stelle nicht feststellen läßt.

Für Titan liegen weitere Meßreihen vor, die es ermöglichen, die Reproduzierbarkeit der Meßwerte und damit die Zuverlässigkeit der Ergebnisse einzuschätzen. Die Daten aus Abbildung 4.2 sind nochmals in Abbildung 4.6 zusammen mit einer Meßkurve, die bei vierfacher Laserpulsenergie aufgenommen wurde, dargestellt. Der Intensitätszuordnung dieser zweiten Meßreihe liegt eine der roten Kurve aus Abbildung 3.5 sehr ähnliche Funktion zugrunde; da diese sehr asymmetrisch ist, wurden nur die Positionen, bei denen der Laserfokus vor der Targetoberfläche liegt, genommen. Erwartungsgemäß ist die Absolutausbeute an Photonen für eine Pulsenergie von 400 mJ etwa viermal höher als für eine Energie von 110 mJ, wobei die Maxima und Minima beider Kurven bei den gleichen Intensitäten liegen. Die Ergebnisse dieser beiden an aufeinanderfolgenden Tagen durchgeführten Messungen sind somit konsistent. Etwas anders verhält es sich bei einem Vergleich mit Titan-Ausbeuten, die auf der Targetvorderseite für verschiedene Laserpulsenergien gemessen wurden. Aus Abbildung 4.9 ist ersichtlich, daß dort die Ausbeutemaxima übereinstimmend für alle Pulsenergien bei einigen  $10^{17} \text{ W cm}^{-2}$  liegen. Die Position der Minima schwankt zwischen  $5 \cdot 10^{17}$  und  $2 \cdot 10^{19}$ , also um fast zwei Größenordnungen. Somit sind diese Kurven sowohl in sich nicht ganz stimmig als auch gegenüber denen, die auf der Targetrückseite gemessen wurden, tendenziell zu höheren Intensitäten hin verschoben. Damit kommen sie allerdings den Simulationsergebnissen näher. Zudem stimmen sie annähernd mit experimentellen Daten aus einer früheren Arbeit von Ewald [7] überein, in der das Maximum bei  $3 \cdot 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$  und das Minimum bei  $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$  gefunden wurde.

Im Zusammenhang mit den großen Schwankungen der zum Ausbeuteminimum gehörenden Intensitäten, die sich in Abbildung 4.9 nicht nur zwischen den Kurven, sondern auch innerhalb einer einzelnen Meßreihe zwischen beiden Seiten vom Fokus ergeben, ist es angebracht, einmal die Zuordnung des Abstands vom Fokus zu diskutieren. Direkt gemessen werden konnten im Experiment nur relative Abstände zwischen den Targetpositionen; die Bestimmung des Absolutabstandes vom Laserfokus erfolgte stets durch die Annahme, daß das „Symmetriezentrum“, d.h. das mittlere Minimum oder Maximum der Ausbeutekurve dem Abstand 0 entspricht. Für erwartungsgemäß symmetrische Kurvenverläufe ist dies sicherlich unproblematisch; mitunter traten jedoch deutliche Asymmetrien auf, unter anderem bei den Daten für 600 mJ und für 1150 mJ in Abbildung 4.9. In der folgenden Darstellung 4.4 ist das noch deutlicher zu erkennen; hier zeigt sich auch, daß die Asymmetrie für 600 bzw. 650 mJ reproduzierbar war.



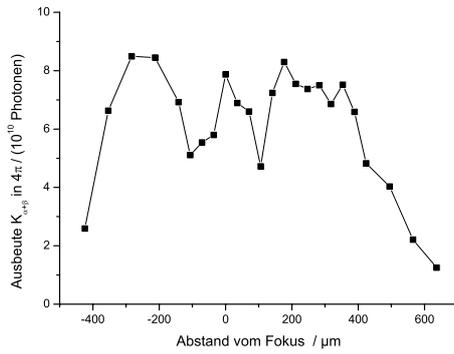
(a) E= 600 mJ. Messung vom 08.10.04.

(b) E= 650 mJ. Messung vom 07.10.04.

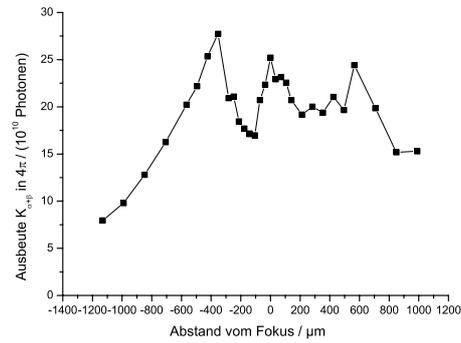
Abbildung 4.4: Ausbeute an Titan- $K_{\alpha+\beta}$ -Strahlung in Abhängigkeit vom Abstand zum Fokus für 600 bzw. 650 mJ vor dem Kompressor. Die beiden an aufeinanderfolgenden Tagen gemessenen Kurven weisen eine reproduzierbare Asymmetrie auf. Die durchgezogenen Linien verlaufen durch die Mittelwerte je zweier Datenpunkte.

## 4.4 Vergleich der Ausbeuten verschiedener Targetmaterialien

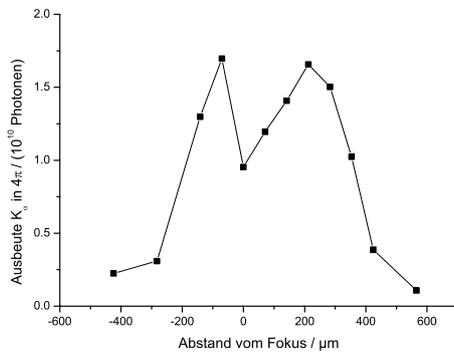
Die zur Erzeugung von Röntgenstrahlung führenden physikalischen Prozesse unterscheiden sich für verschiedene Materialien hauptsächlich im Wirkungsquerschnitt der K-Schalen-Ionisation. Zwar ist es denkbar, daß verschiedene Kernladungszahlen sich in Unterschieden der Plasmadichteprofile und folglich der Elektronenbeschleunigungsmechanismen niederschlagen, jedoch lassen sich solche Abhängigkeiten schwer erfassen. Sie gehen darum in die Modellierung der Elektronenverteilung und die Skalierungsgesetze, die aus einer Fülle experimenteller Daten für unterschiedliche Materialien gewonnen wurden, nicht ein. Qualitative Überlegungen zum Einfluß der Ordnungszahl auf die Intensitätsabhängigkeit der Strahlungsausbeute stützen sich somit nur auf die Wirkungsquerschnitte. Aus Abbildung 2.2 ist abzulesen, daß



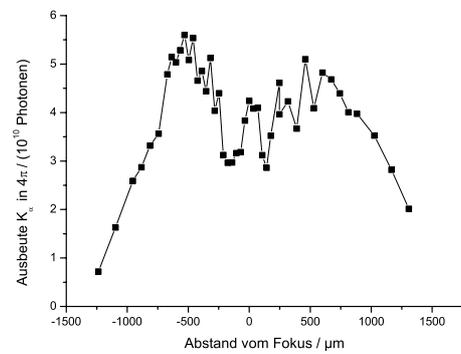
(a) Titan  $12 \mu\text{m}$ ,  $E= 110 \text{ mJ}$



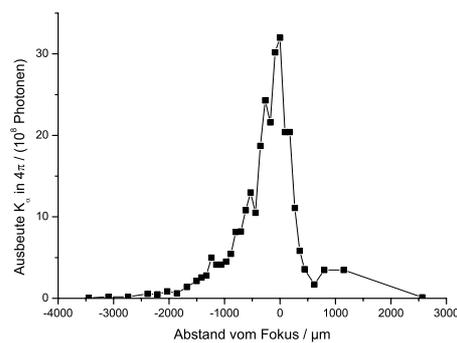
(b) Titan  $12 \mu\text{m}$ ,  $E= 400 \text{ mJ}$



(c) Kupfer  $10 \mu\text{m}$ ,  $E= 100 \text{ mJ}$



(d) Kupfer  $10 \mu\text{m}$ ,  $E= 400 \text{ mJ}$



(e) Silber  $25 \mu\text{m}$ ,  $E= 1150 \text{ mJ}$

Abbildung 4.5: Charakteristische Röntgenausbeute in Abhängigkeit vom Abstand zum Fokus für verschiedene Targets und Laserpulsenergien vor dem Kompressor. Die Detektion der Strahlung erfolgte für Titan und Kupfer auf der Targetrückseite und für Silber auf der Targetvorderseite. Messungen vom 10. und 11.05.04 (Titan), 12.05.04 (Kupfer) und 09.07.04 (Silber).

sich das Maximum des Wirkungsquerschnitts mit höher werdender Ordnungszahl zu höheren Energien hin verschiebt, während das Minimum ganz langsam in Richtung kleinerer Energien wandert. Demnach sollte in der charakteristischen Röntgenausbeute bei höherem  $Z$  das Maximum erst bei höheren Intensitäten auftreten und der Abstand zwischen Maximum und Minimum sich gleichzeitig verringern. Für Silber ist das Minimum des Wirkungsquerschnitts allerdings so flach, daß sich nicht ohne weiteres einschätzen läßt, ob die Ausbeute überhaupt ein Minimum durchläuft. Es wäre vorstellbar, daß eine breite Energieverteilungsfunktion das im Wirkungsquerschnitt noch sichtbare Minimum in der intensitätsabhängigen Röntgenquantenzahl dann herausmittelt.

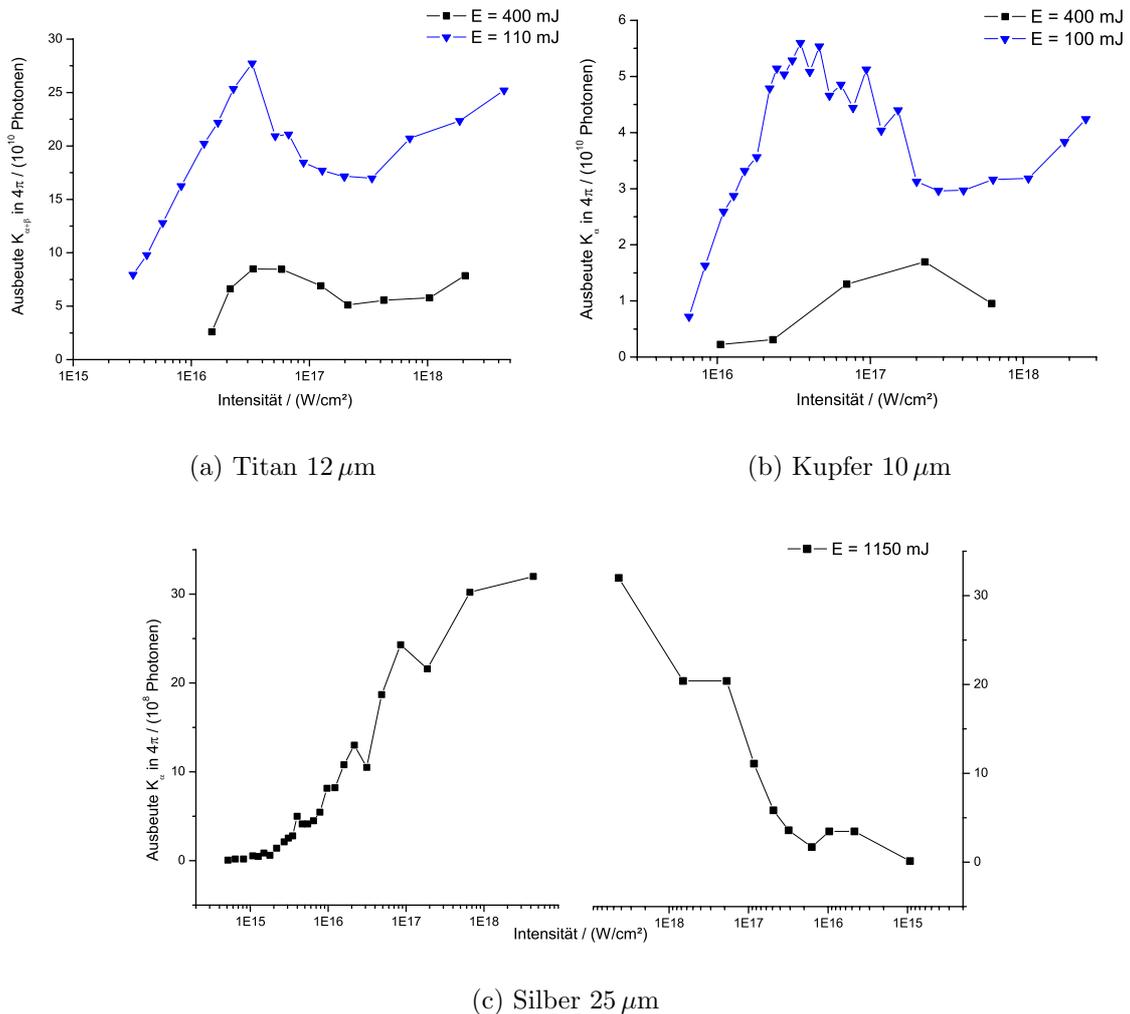


Abbildung 4.6: Charakteristische Röntgenausbeute in Abhängigkeit von der Laserintensität für verschiedene Targetmaterialien. Man beachte die verschiedenen Skalierungen der Ordinaten für Titan und Kupfer einerseits und Silber andererseits. Die Legenden geben die jeweilige Laserpulsenergie vor dem Kompressor an. Messungen vom 10. und 11.05.04 (Titan), 12.05.04 (Kupfer) und 09.07.04 (Silber).

Die Verschiebung des Maximums zu höheren Intensitäten scheint qualitativ durch die in Abbildung 4.5 dargestellten Meßergebnisse für Titan und Kupfer bestätigt zu

werden: Während die Titankurven sowohl für 110 mJ als auch für 400 mJ Pulsenergie jeweils drei Maxima besitzen, weist der Verlauf für Kupfer bei 100 mJ nur zwei, bei 400 mJ dann aber drei Maxima auf. Eine etwas andere Sichtweise, die aber ebenfalls mit obigen qualitativen Überlegungen konsistent ist, wird durch die Darstellung derselben Röntgenausbeuten als Funktion von der Intensität (Abbildung 4.6) nahegelegt. Hier fällt auf, daß im Fall von Kupfer die Ausbeutemaxima für unterschiedliche Laserpulsenergien bei unterschiedlichen Intensitäten liegen. Dies könnte jedoch an einer falschen Zuordnung des Fokusabstands 0 für die 100 mJ-Kurve liegen. Da diese Meßreihe nur wenige Punkte enthält und folglich eine geringe Auflösung besitzt, wäre es denkbar, daß zwischen dem Minimum und dem rechten Maximum in Abbildung 4.5 (c) in Wirklichkeit noch ein weiteres Minimum liegt, das dann auch die Symmetrie der Kurve herstellt. Unter der Annahme dieses zusätzlichen Minimums verschöben sich das linke Maximum und Minimum zu größeren Abständen vom Fokus und damit zu niedrigeren Intensitäten, die mit den entsprechenden für 400 mJ gewonnenen Daten gut übereinstimmen würden. Ein Vergleich der Intensitätsabhängigkeit dieser beiden Materialien liefert mit dieser Interpretation eine leichte Verschiebung der Ausbeutemaxima von  $4 \text{ bis } 5 \cdot 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$  für Titan zu  $4 \text{ bis } 8 \cdot 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$  für Kupfer. Die Minima liegen bei  $2 \text{ bis } 3 \cdot 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$ . Diese relativen Unterschiede werden durch die zugehörigen MC-Simulationen (Abbildung 4.7), die allerdings insgesamt zu höheren Intensitäten verschoben sind, im wesentlichen bestätigt.

Für Silber weist die gemessene Ausbeute beim Durchfahren durch den Fokus nur ein einziges Maximum auf, obgleich die Intensität im Fokus hier sogar etwas höher war als in den Messungen der Titan- und Kupferausbeuten. Es läßt sich nicht ausschließen, daß die Anzahl der Röntgenquanten bei noch höheren Intensitäten ein lokales Maximum erreichen und anschließend zunächst wieder sinken würde; naheliegender scheint allerdings die oben bereits geäußerte Möglichkeit, daß das Minimum im Wirkungsquerschnitt für Silber zu flach ist, um sich in der Ausbeute niederzuschlagen. Die Simulationsrechnung kann das Meßergebnis in diesem Fall nicht erklären. Stattdessen zeigt sie ein zwar nicht ganz so stark wie bei Titan und Kupfer ausgeprägtes, aber doch deutlich sichtbares Minimum, das in seiner Lage gegenüber den Minima der anderen Materialien nur geringfügig verschoben ist. Das Maximum der simulierten Silberkurve liegt bei einer um eine halbe Größenordnung höheren Intensität als das von Titan. Diese Diskrepanz zwischen Modell und Experiment könnte ihre Ursache in der angesetzten Elektronenenergieverteilung haben. In die Simulationen geht für jedes Material dieselbe intensitätsabhängige Verteilungsfunktion ein, wie der allgemeine, nicht materialspezifische Charakter der Skalierungsgesetze nahelegt. Wahrscheinlich ist die Annahme, die Laser-Plasma-Wechselwirkung sei materialunabhängig, aber doch nicht gerechtfertigt. Infolge der größeren Elektronendichte und Ionenmasse für Silber könnten sich Plasmadynamik und Konversionseffizienz gegenüber denen für Titan bzw. Kupfer erheblich ändern.

Im Vergleich der verschiedenen Materialien sind neben der Anzahl der Maxima und den optimalen Elektronentemperaturen wiederum auch die jeweiligen Absolutausbeuten an Röntgenquanten von Interesse. Die Experimente zeigen, daß die Photonenzahlen für Kupfer um den Faktor 5, für Silber um fast zwei Größenordnungen geringer sind als die für Titan<sup>2</sup>. Dies wird durch die Simulationsrechnungen nicht

---

<sup>2</sup>Bei der Bestimmung der Absolutausbeute von Silber stellt die sehr geringe und darum nur un-

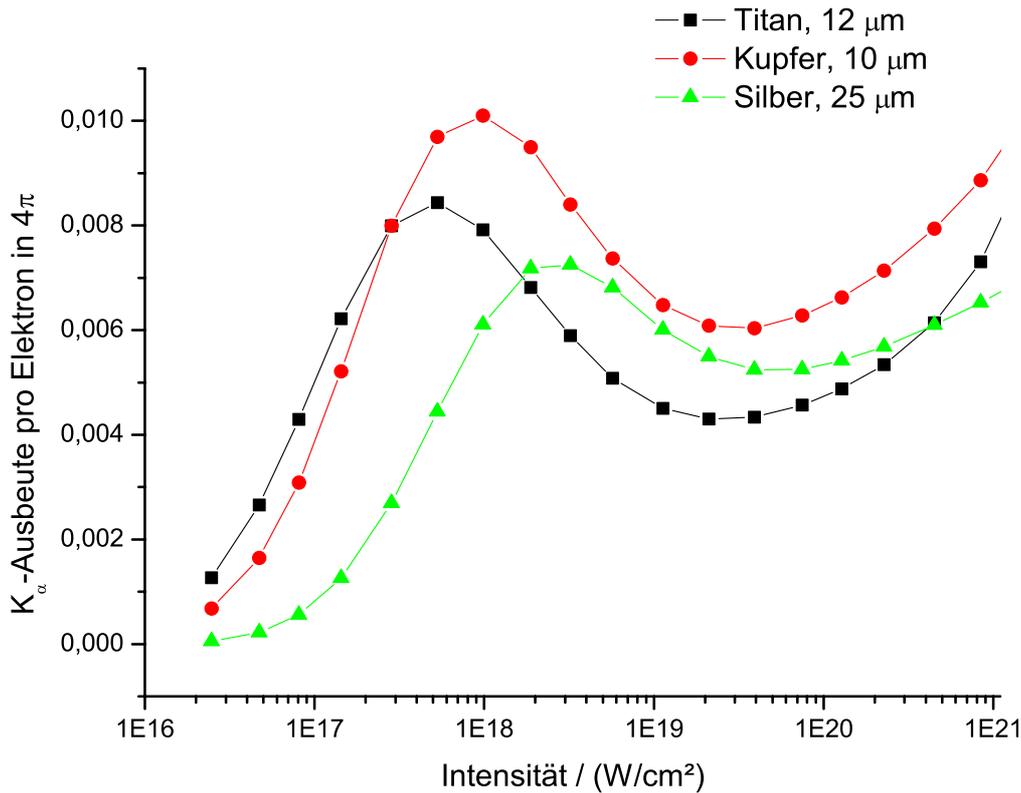


Abbildung 4.7: MC-Simulationen der  $K_{\alpha}$ -Ausbeute in Abhängigkeit von der Laserintensität für verschiedene Targetmaterialien. Targetdicke (in der Legende angegeben) und Beobachtungsrichtung wurden jeweils so gewählt wie im zugehörigen Experiment, vergleiche Abbildung 4.6: Für Titan und Kupfer erfolgte die Strahlungsmessung auf der Targetrückseite und für Silber auf der Targetvorderseite, jeweils unter  $45^{\circ}$  zur Targetnormalen. Es wurden eine dreidimensionale Energieverteilung und senkrechter Einfall der Elektronen angenommen. Die Umrechnung von Elektronentemperaturen auf Intensitäten erfolgte wiederum nach Gleichung 4.1.

bestätigt. Stattdessen liegen dort die Photonenzahlen aller drei Materialien in der gleichen Größenordnung, wobei Kupfer die größte und Silber die niedrigste Ausbeute bringt. Möglicherweise ist das ein weiteres Indiz dafür, daß die Energieverteilung der Elektronen vom Material abhängt.

## 4.5 Einfluß der Pulsenergie

In der Literatur findet man zahlreiche Daten für die Intensitätsabhängigkeit der charakteristischen Röntgenstrahlung aus Laserplasmen, jedoch keine für die Abhängigkeit der Ausbeute von der Energie bei konstanter Intensität. Mitunter vorgenommene Normierungen der Ausbeute auf die Laserpulsenergie legen vielmehr nahe, daß

---

genau aus der zur Verfügung stehenden Graphik ablesbare Quanteneffizienz der CCD-Kamera eine große Fehlerquelle dar. Läge die tatsächliche Quanteneffizienz unter dem in der Rechnung ansetzten Wert von 1,5%, so folgte daraus eine entsprechend höhere Anzahl emittierter Röntgenquanten. Selbst, wenn die wirkliche Quanteneffizienz um einen Faktor 5 geringer wäre, würde jedoch die Ausbeute von Silber immer noch signifikant unter der von Titan und Kupfer liegen.

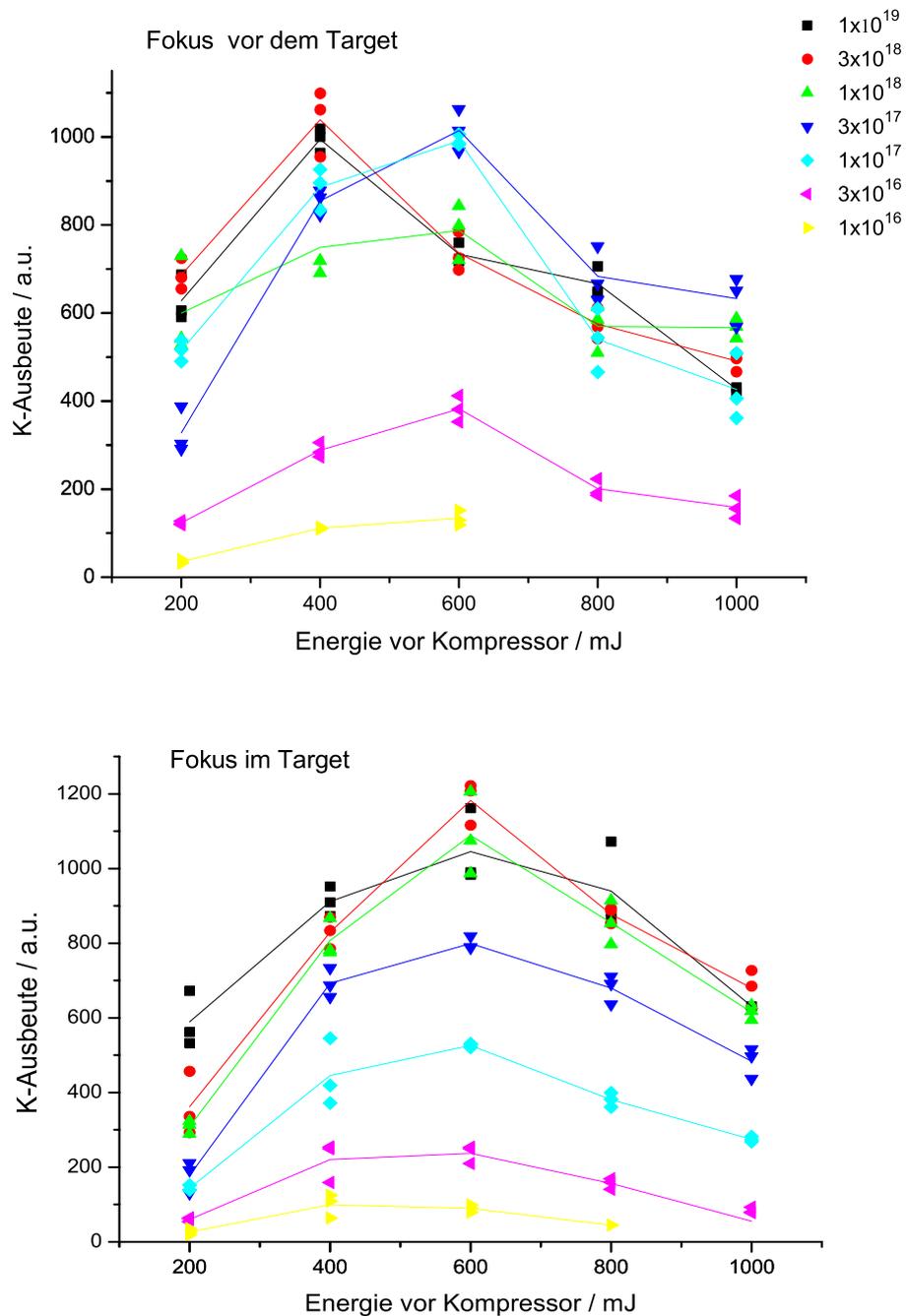


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der K-Photonen-Ausbeute von der Laserpulsenergie für verschiedene Intensitäten. Die durchgezogenen Linien verlaufen durch die Mittelwerte je dreier hintereinander aufgenommener Meßwerte. Oben: Fokus vor dem Target. Unten: Fokus im Target. Die Legende gibt die Intensität der jeweiligen Kurve in  $\text{W cm}^{-2}$  an. Messung vom 16.07.04.

die Röntgenausbeute schlicht proportional zur Laserenergie ist. Dies erscheint physikalisch plausibel: Wird ein Laserpuls doppelter Energie auf die doppelte Fläche fokussiert, so bleibt die Intensität dieselbe, und folglich sollte sich an der Wechselwirkungsphysik nichts ändern. Da jedoch die Elementarprozesse in doppelter Anzahl ablaufen, ist auch eine Verdopplung der Röntgenphotonen zu erwarten, ganz so, als wenn zwei Laserstrahlen je einfacher Energie und Fläche nebeneinander fokussiert würden. Für makroskopische Effekte, die von der Größe und Form des Laserflecks abhängen, wie beispielsweise selbstinduzierte elektrische oder magnetische Felder im Plasma, greift diese einfache Argumentation jedoch nicht mehr. In jedem Fall ist es interessant, den Einfluß der Pulsenergie auf die Röntgenausbeute einmal experimentell zu untersuchen.

Abbildung 4.8 zeigt die Ergebnisse einer solchen Messung für sieben nominelle Intensitäten zwischen  $10^{16} \text{ W cm}^{-2}$  und  $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$ . In diesem Versuch wurde  $12 \mu\text{m}$  dicke Titanfolie als Target verwendet und die von der Vorderseite emittierte Röntgenstrahlung unter  $45^\circ$  zur Targetnormalen detektiert. Die Pulsenergie wurde in 200 mJ-Schritten zwischen 200 mJ und 1000 mJ variiert, indem der Zeitverzug zwischen dem Eintreffen von Pumpimpuls und zu verstärkendem Puls im 4- bzw. 3-pass-Kristall verändert wurde. Um die jeweilige Intensität konstant zu halten, wurde der Laserquerschnitt durch Verfahren des Targets in gleichem Maße wie die Energie geändert. Dazu mußte vorab die Intensität in Abhängigkeit vom Fokusabstand vermessen, aus dem Lorentz-Fit die Halbwertsbreite bestimmt und damit zu jedem gegebenen Strahlquerschnitt der dafür erforderliche Abstand vom Fokus berechnet werden. Die genaue Einstellung dieses Abstands war jedoch insofern schwierig, als daß Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der zugehörigen Motorpositionen auf einige Mikrometer begrenzt waren. Zum Vergleich: Die angestrebte Positioniergenauigkeit, d.h. der minimale Positionsabstand für zwei benachbarte Energien bei gleicher nomineller Intensität, lag für die höchste Intensität bei  $2 \mu\text{m}$  und für die niedrigste bei etwa  $70 \mu\text{m}$ . Aus experimentellen Zweckmäßigkeitserwägungen heraus wurden für jede Energie alle gewünschten Intensitäten nacheinander eingestellt, bevor zur nächsten Energie übergegangen wurde. Dies bedingte jedoch, daß die Motoren zwischen zwei zur selben gewünschten Intensität, aber verschiedenen Energien gehörenden Messungen um große Strecken in beide Richtungen verfahren wurden, und läßt eine Erhöhung der Schwankung der realen Intensitäten innerhalb einer Kurve konstanter nomineller Intensität erwarten. Die Unsicherheit der angegebenen Intensitäten kann durch einen Faktor 4 abgeschätzt werden. Sie übersteigt damit den Intensitätsabstand benachbarter Kurven von einer halben Größenordnung. Nichtsdestotrotz führt die Messung zu signifikanten Aussagen. Bei konstanter Intensität steigt die Ausbeute zunächst annähernd linear mit der Pulsenergie, wie erwartet; sie durchläuft dann jedoch ein Maximum und fällt mit weiterhin steigender Energie wieder ab. Zwischen den beiden Messungen mit dem Target dies- bzw. jenseits des Laserfokus bestehen geringe Unterschiede. Liegt der Fokus im Target, wird das Maximum stets für 600 mJ angenommen, für den Fokus vor dem Target ist es für die höchsten Intensitäten zu 400 mJ hin verschoben.

Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit dieser unerwarteten Resultate wurde in einer späteren Meßkampagne der Einfluß der Laserpulsenergie ein zweites Mal an Titanfolien unter Beobachtung auf der Vorderseite untersucht. Dabei wurde auf das Anfahren bestimmter Positionen verzichtet, die Anzahl der Meßwerte bei einer

Energie aber dafür deutlich erhöht. Dies erlaubt die übliche Darstellung der Photonenanzahlen über der Intensität (Abbildung 4.9), die zum Teil schon in Abschnitt 4.3 diskutiert wurde. Hier ist vor allem interessant, daß die maximale Ausbeute an charakteristischer K-Strahlung wiederum bei 600 mJ Pulsenergie vor dem Kompressor auftritt. Für 1150 mJ ist sie über den gesamten untersuchten Intensitätsbereich deutlich geringer.

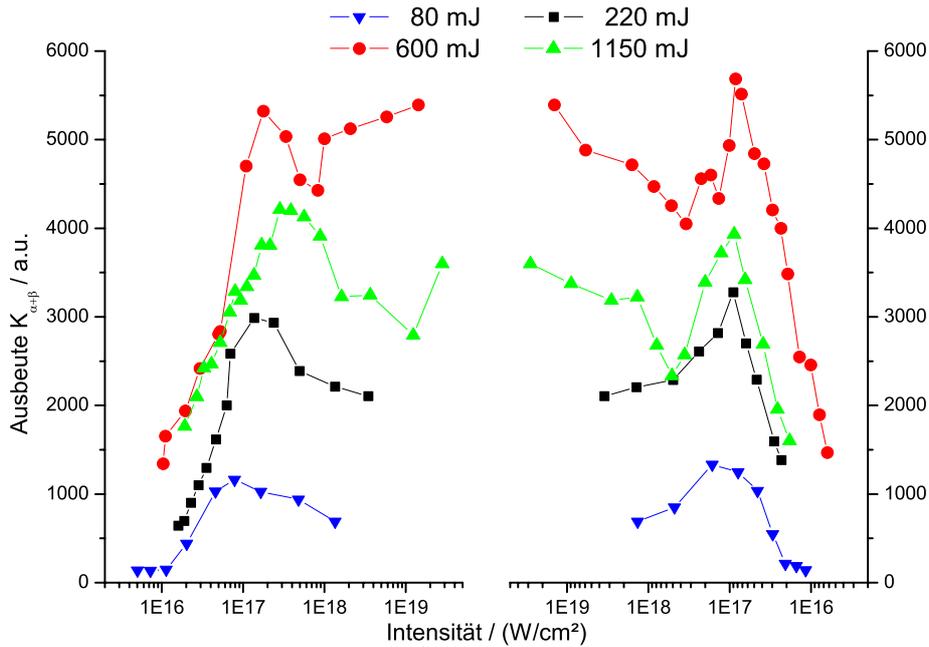


Abbildung 4.9: Ausbeute an Titan-K<sub>α+β</sub>-Strahlung in Abhängigkeit von der Laserintensität. Links: Fokus vor dem Target. Rechts: Fokus im Target. Die Legende gibt die Pulsenergie vor dem Kompressor an. Messungen vom 06.-08.10.04.

Es gibt mehrere Erklärungsansätze für diese Beobachtungen: Durch ein von der Pulsenergie abhängendes Vorplasma könnte die Divergenz des Laserstrahls beeinflusst werden, so daß die Intensität des Hauptpulses auf dem Target nicht mehr der mit dem Mikroskopobjektiv gemessenen Intensität entspräche. Dann wäre allerdings zu erwarten, daß sich das Maximum der Röntgenausbeute zu anderen nominellen Intensitäten verschöbe. Da aber die Lage der Maxima im Experiment für alle Laserpulsenergien in guter Näherung die gleiche ist, scheint eine Veränderung der Elektronentemperatur und, daraus rückschließend, der Laserintensität nicht plausibel. Wahrscheinlicher ist der Einfluß eines energieabhängigen Vorplasmas auf die Absorptionsmechanismen und folglich die Effizienz der Energiekonversion, der die Linearität des Zusammenhangs von Pulsenergie und Elektronenzahl bei gleicher mittlerer Elektronenenergie stören würde. Hinzu kommt die Möglichkeit, daß sich makroskopische Magnetfelder ausbilden, welche die Elektronen ablenken und ihren Eintritt in den Festkörper verhindern könnten. Weiterhin ist es prinzipiell denkbar, daß ein Vorpuls oder die ASE ein Loch in die Targetfolie bohren und damit die K-Schalen-Ionisation durch Elektronen, die später vom Hauptpuls beschleunigt werden, verhindern.

Alle diese Hypothesen gründen auf der Annahme, daß der Einfluß der Laserpulsenergie auf die charakteristische Strahlungsausbeute durch die zeitliche Pulsstruktur, d.h. Vorpulse und ASE, und dadurch erzeugte Vorplasmen vermittelt wird. Es liegt nahe, für einen im Verhältnis zum Hauptpuls größeren Vorpuls bzw. größere ASE auch einen stärkeren Effekt der Ausbeuteverringering zu erwarten. Messungen der zeitlichen Pulsstruktur mit einer Diode lieferten tatsächlich für die Pulsenergie 600 mJ einen minimalen Vorpuls-Hauptpuls-Kontrast, der um den Faktor 1,8 geringer war als der für 1150 mJ. Bei der ASE verhielt es sich gerade umgekehrt; hier war der ASE-Hauptpuls-Kontrast für 600 mJ am größten. Ein genaueres Studium der Auswirkung eines Vorplasmas auf die Erzeugung von K-Strahlung bedürfte der kontrollierten Variation des Zeitpunkts, der Intensität und der Länge von Vorpuls bzw. ASE.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung in relativistischen Laserplasmen dünner Folientargets experimentell untersucht. Den Schwerpunkt bildete dabei die Abhängigkeit der Strahlungsausbeute von der Laserintensität, die auch mit Hilfe von Modellrechnungen qualitativ gedeutet wurde. Ferner wurden der Einfluß des Targetmaterials und der Laserpulsenergie sowie die Größe der Röntgenquelle studiert.

Die Anzahl der emittierten Röntgenquanten von Titan und Kupfer durchlief bei zunehmender Intensität nacheinander ein Maximum bei  $10^{16}$  bis  $10^{17} \text{ W cm}^{-2}$  und ein Minimum zwischen  $10^{17}$  und  $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ . Dieses Ergebnis läßt sich qualitativ mit dem relativistischen Wirkungsquerschnitt der K-Schalen-Ionisation und einer 3-dimensionalen relativistischen Elektronenenergieverteilung modellieren, allerdings liegen die Extrema in den Simulationsrechnungen bei um ein bis zwei Größenordnungen höheren Intensitäten.

Der Vergleich verschiedener Materialien zeigte vor allem in den Absolutausbeuten an charakteristischer Strahlung große Unterschiede. Offenbar sinkt die Strahlungsausbeute mit steigender Kernladungszahl. Für Titan ( $Z=22$ ) wurden Photonenzahlen pro Schuß und vollem Raumwinkel von einigen  $10^{11}$  erzielt, für Kupfer ( $Z=29$ ) von knapp  $10^{11}$ . Silber ( $Z=47$ ) erbrachte mit einigen  $10^9$  Photonen eine um zwei Größenordnungen geringere Ausbeute als Titan.

Bei der Untersuchung der Energieabhängigkeit der Röntgenausbeute stellte sich heraus, daß für unseren Laser die optimale Pulsenergie vor dem Kompressor 600 mJ beträgt. Bis zu diesem Wert steigt die Anzahl der Röntgenquanten erwartungsgemäß mit zunehmender Laserenergie an; bei höheren Energien fällt sie dagegen wieder ab. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in ASE- oder Vorpulseffekten, also im komplexen Einfluß des Vorplasmas auf die Laserabsorption und Elektronenbeschleunigung.

Die Größe einer isotropen Strahlungsquelle läßt sich aus dem geometrischen Schattensbild einer geraden Blende prinzipiell sehr einfach bestimmen. Diese Methode wurde hinsichtlich ihrer Praktikabilität zur Bestimmung der Quellgröße des charakteristischen Anteils der Röntgenstrahlung erprobt. Sie erwies sich als geeignet für eine grobe Abschätzung der Quellgröße, jedoch als unzureichend zur Auflösung der genaueren Quellstruktur. Für Kupfer und Titan ergaben sich Quellgrößen von größenordnungsmäßig  $100 \mu\text{m}$ .

Lasererzeugte charakteristische Röntgenstrahlung kann in einer Reihe interessanter Experimente angewendet werden. Standardmäßig werden bereits Pump-Probe-Experimente mit kurzen Röntgenpulsen zur Untersuchung der Dynamik von Festkörpern durchgeführt; möglicherweise gelingt schon in naher Zukunft eine Übertragung dieser Methode auf die Moleküldynamik, die sich auf Zeitskalen von einigen Hundert Femtosekunden bis Pikosekunden abspielt. Der Vorteil der Verwendung von Röntgenstrahlung liegt in deren kurzer Wellenlänge und der damit erreichbaren hohen räumlichen Auflösung. Während bei Pump-Probe-Experimenten im optischen Spektralbereich Informationen über die Dynamik des Gitters oder Kerngerüsts indirekt aus der Messung elektronischer Übergänge gewonnen werden, erlaubt die Röntgenbeugung die direkte Untersuchung der zeitabhängigen Atompositionen.

Ein weiteres interessantes Experiment, an dem derzeit gearbeitet wird, ist die Zeeman-Aufspaltung der charakteristischen Linien in starken Magnetfeldern, die durch extrem hohe Ströme geladener Teilchen im Plasma hervorgerufen werden. Sie könnte als lokale Magnetfeldsonde genutzt werden, um Felder von  $10^3$  bis  $10^4$  Tesla in Plasmen mit Festkörperdichte nachzuweisen und somit tiefere Einblicke in die Plasmadynamik zu ermöglichen.

Zum Schluß sei noch ein Fernziel erwähnt, das als Motivation für die Untersuchung charakteristischer Röntgenstrahlung an unserem Institut dient: die Demonstration eines nichtlinearen Effekts im Röntgenbereich. Die Energie zweier Titan- $K_\alpha$ -Photonen reicht gerade aus, die K-Schale von Kupfer zu ionisieren. Für diese Zweiphotonenabsorption benötigt man vermutlich Photonenflüsse von  $10^{29}$  Titan- $K_\alpha$ -Photonen pro Sekunde und Quadratzentimeter auf der Kupferprobe [32]. Moderne Röntgenoptiken erlauben es, einen Anteil von  $10^{-4}$  der in den vollen Raumwinkel abgestrahlten Photonen auf eine Fläche von etwa  $50 \mu\text{m}$  Durchmesser zu fokussieren. Mit Röntgenpulsen von  $10^{11}$  Photonen und einigen Hundert Femtosekunden Dauer erreicht man damit  $10^{24}$  Photonen pro Sekunde und Quadratzentimeter, also vier bis fünf Größenordnungen weniger als benötigt. Die Realisierung nichtlinearer Röntgeneffekte bleibt damit ein Projekt der etwas fernerer Zukunft.

# Anhang A

## Dispersionsrelation für die Lichtausbreitung im Plasma

Durch das Mitschwingen der Plasma-Elektronen im elektrischen Wechselfeld des Laserlichts,

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} e^{i\omega t}, \quad (\text{A.1})$$

entsteht ein elektrischer Wechselstrom. Die Stromdichte  $\mathbf{j} = -en_e \mathbf{v}$  genügt der Gleichung

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{e^2 n_e}{m} \mathbf{E} e^{i\omega t} \quad (\text{A.2})$$

und lautet somit im Fourierraum:

$$\mathbf{j} = \frac{ie^2 n_e}{m\omega} \mathbf{E} \doteq \sigma \mathbf{E} \quad (\text{A.3})$$

Die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  läßt sich mit Hilfe der Plasmafrequenz ausdrücken:

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m} = \frac{i\epsilon_0 \omega_p^2}{\omega} \quad (\text{A.4})$$

Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen im Fourierraum

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{A.5})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (\text{A.6})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\frac{i\omega}{c^2} \mathbf{E} + \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{A.7})$$

läßt sich mit  $\rho = 0$  und  $\mathbf{j}$  gemäß A.3 die Dispersionsrelation für das Licht herleiten. Aus A.6, A.7 und A.3 folgt:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = i\omega \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} + i\omega \mu_0 \mathbf{j} = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} + i\omega \mu_0 \sigma \mathbf{E} \quad (\text{A.8})$$

Daraus erhält man wegen  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E}$  und  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  die Wellengleichung:

$$\Delta \mathbf{E} + \left(1 + \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega}\right) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} \doteq \Delta \mathbf{E} + \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Hierin ist  $\epsilon$  die komplexe Dielektrizitätsfunktion. Mit  $\mathbf{E} \sim e^{ikz}$  folgt die bekannte Dispersionsrelation

$$\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon = k^2 \quad (\text{A.10})$$

und nach Einsetzen von A.4 schließlich:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (\text{A.11})$$

## Anhang B

# Relativistische Bewegung eines Elektrons im Laserfeld

Im folgenden soll die Bewegung eines einzelnen freien Elektrons in einer ebenen elektromagnetischen Welle, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet, betrachtet werden.

Das Lichtfeld werde beschrieben durch das Vektorpotential

$$\mathbf{A} = a_0 \sin(\omega t - k z) \hat{\mathbf{x}} \quad (\text{B.1})$$

bzw. die Felder

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\omega a_0 \cos \Phi \hat{\mathbf{x}} \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = -k a_0 \cos \Phi \hat{\mathbf{y}} \quad (\text{B.3})$$

mit der Phase  $\Phi = \omega t - k z$ .

Aus der Lorentzgleichung

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{B.4})$$

folgt, daß das Elektron eine Beschleunigung sowohl in Richtung der elektrischen Feldstärke als auch in Ausbreitungsrichtung der Welle erfährt:

$$\frac{dp_x}{dt} = -e E_x + e v_z B_y = -e a_0 \cos \Phi (v_z k - \omega) \quad (\text{B.5})$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -e v_x B_y = e v_x a_0 k \cos \Phi \quad (\text{B.6})$$

Zur Integration von B.5 nutzt man die Beziehung

$$\frac{dp_x}{dt} = \frac{dp_x}{d\Phi} \cdot \frac{d\Phi}{dt} = \frac{dp_x}{d\Phi} (\omega - k v_z), \quad (\text{B.7})$$

die auf eine nur noch von  $\Phi$  abhängige Differentialgleichung führt:

$$\frac{dp_x}{d\Phi} = e a_0 \cos \Phi \quad (\text{B.8})$$

Die Lösung dieser Komponente der Bewegungsgleichung liefert eine harmonische Schwingung um einen Anfangsimpuls:

$$p_x = e a_0 \sin \Phi + p_x(\Phi = 0) \quad (\text{B.9})$$

Die Energiebilanz

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = -e \underline{v} \cdot \underline{E} \quad (\text{B.10})$$

mit

$$\gamma m c^2 = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} \quad \rightarrow \quad \gamma = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}} \quad (\text{B.11})$$

führt auf:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{\omega}{m c^2} e v_x a_0 \cos \Phi \quad (\text{B.12})$$

Subtraktion von B.12 und B.6 ergibt

$$\frac{d}{dt} \left( \gamma - \frac{\omega}{k c} \frac{p_z}{m c} \right) = 0, \quad (\text{B.13})$$

und mit  $c = \frac{\omega}{k}$  erhält man daraus:

$$\gamma - \frac{p_z}{m c} \doteq \alpha = \text{const.} \quad (\text{B.14})$$

Mit Hilfe dieser Konstanten der Bewegung läßt sich ein Zusammenhang zwischen  $p_z$  und  $p_x$  finden:

$$\frac{p_x^2}{m^2 c^2} \stackrel{\text{B.11}}{=} \gamma^2 - \frac{p_z^2}{m^2 c^2} - 1 \quad (\text{B.15})$$

$$= \left( \alpha + \frac{p_z}{m c} \right)^2 - \frac{p_z^2}{m^2 c^2} - 1 \quad (\text{B.16})$$

$$= \alpha^2 + 2 \alpha \frac{p_z}{m c} - 1 \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{p_z}{m c} = \frac{1 - \alpha^2}{2 \alpha} + \frac{1}{2 \alpha} \frac{p_x^2}{m^2 c^2} \quad (\text{B.18})$$

Der Wert der Konstanten  $\alpha$  hängt von den Anfangsbedingungen ab. Im einfachsten Fall ruht das Elektron zum Zeitpunkt 0 am Ort  $z = 0$ , und aus  $\gamma(t = 0) = 1$  und  $p_z(t = 0) = 0$  folgt  $\alpha = 1$ . Damit vereinfacht sich B.18 zu,

$$p_z = \frac{e^2 a_0^2}{2 m c} \sin^2 \Phi = \frac{e^2 a_0^2}{4 m c} (1 - \cos(2 \Phi)), \quad (\text{B.19})$$

d.h. das Elektron hat eine mit der doppelten Frequenz des Lichts pulsierende Bewegungskomponente in Ausbreitungsrichtung der Welle. Für beliebige Anfangsbedingungen kommt zu diesem Term, der zu  $p_x^2$  und damit im wesentlichen zur Intensität des Lichts proportional ist, lediglich eine intensitätsunabhängige Konstante hinzu; bei hinreichend hohen Intensitäten bewegt sich das Elektron also stets in Laserrichtung.

# Literaturverzeichnis

- [1] Abramowitz, M., Stegun, I. A. *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Publications, New York
- [2] Backus, S. *et al.* *High power ultrafast lasers*. Rev. Sci. Instrum. **69**, 1207 (1998)
- [3] Berger, M. J., Seltzer, S. M. *Tables of energy-losses and ranges of electrons and positrons*. Nuclear Science Series Report **39**, Washington D. C., 1964
- [4] Brunel, F. *Not-So-Resonant, Resonant Absorption*. Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987)
- [5] Casnati, E. *et al.* *An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons*. J. Phys. B **15**, 155 (1982)
- [6] Chen, L. M. *et al.* *Study of hard x-ray emission from intense femtosecond Ti:sapphire laser-solid target interactions*. Physics of Plasmas **11**, 4439 (2004)
- [7] Ewald, F. *et al.*  *$K_\alpha$ -radiation from relativistic laser-produced plasmas*. Europhys. Lett. **60**, 710 (2002)
- [8] Ewald, F. *Harte Röntgenstrahlung aus relativistischen Laserplasmen und laser-induzierte Kernreaktionen*. Dissertation, Jena, 2004
- [9] Eder, D. C. *et al.* *Spatial characteristics of  $K_\alpha$  radiation from weakly relativistic laser plasmas*. Appl. Phys. B **70**, 211 (2000)
- [10] Feurer, T. *et al.* *An incoherent sub-picosecond X-ray source for time-resolved X-ray-diffraction experiments*. Appl. Phys. B **72**, 15 (2001)
- [11] Forslund, D. W. *et al.* *Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity*. Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977)
- [12] Gibbon, P. Private Mitteilung.
- [13] Gradshteyn, I. S., Ryzhik, I. M. *Table of Integrals, Series, and Products*. 4. Auflage, Academic Press, New York, 1965
- [14] Hoffmann, D. *et al.* *Z and E dependence and scaling behaviour of the K-shell ionization cross section for relativistic electron impact*. Phys. Lett. **65A**, 304 (1978)
- [15] Key, M. H. *et al.* *Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research*. Physics of Plasmas **5**, 1966 (1998)

- [16] Khattak, F. Y. *et al.* *Effects of plastic coating on  $K_\alpha$  yield from ultra-short pulse laser irradiated Ti foils.* J. Phys. D **36**, 2372 (2003)
- [17] Kruer, W. L. *The Physics of Laser Plasma Interactions.* Addison-Wesley Publishing Company, 1988
- [18] Li-Scholz, A. *et al.* *Cross sections for K-shell ionization by 2-MeV-electron impact.* Phys. Rev. A **7**, 1957 (1973)
- [19] Liu, M. *et al.* *Experimental electron-impact K-shell ionization cross sections.* Atomic Data and Nuclear Data Tables **76**, 213 (2000)
- [20] Malka, G., Miquel, J. L. *Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target.* Phys. Rev. Lett. **77**, 75 (1996)
- [21] Malka, V. *et al.* *Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse.* Science **298**, 1596 (2002)
- [22] Mourou, G. A. *et al.* *Ultrahigh-Intensity Lasers: Physics of the extreme on a tabletop.* Physics Today, Jan. 1998
- [23] Reimer, L. *Scanning Electron Microscopy.* 2. Auflage, Springer, Berlin, 1998
- [24] Pretzler, G. *et al.* *High-intensity regime of x-ray generation from relativistic laser plasmas.* Appl. Phys. Lett. **82**, 3623 (2003)
- [25] Quarles, C. A. *Semiempirical analysis of electron-induced K-shell ionization.* Phys. Rev. A **13**, 1278 (1976)
- [26] Quesnel, B., Mora, P. *Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum.* Phys. Rev. E **58**, 3719 (1998)
- [27] Reich, C. *Optimization of Femtosecond Laser Plasma  $K_\alpha$  Sources.* Dissertation, Jena, 2003
- [28] Reich, C. Mündliche Mitteilung über die Ergebnisse eines im Mai 2004 am IOQ der FSU Jena durchgeführten Experiments.
- [29] Reich, C. *et al.* *Yield Optimization and Time Structure of Femtosecond Laser Plasma  $K_\alpha$  Sources.* Phys. Rev. Lett. **84**, 4846 (2000)
- [30] Reich, C. *et al.* *Spatial characteristics of  $K_\alpha$  x-ray emission from relativistic femtosecond laser plasmas.* Phys. Rev. E **68**, 056408 (2003)
- [31] Sauerbrey, R. Private Mitteilung.
- [32] Sauerbrey, R. *Abschätzung des Wirkungsquerschnitts der nichtresonanten Zweiphotonenionisation der K-Schale von Kupfer* (2001). Unveröffentlicht.
- [33] Siegman, A. E. *How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality.* Tutorial presentation at the OSA Meeting in October 1997.  
<http://www.stanford.edu/~siegman>.

- [34] Tajima, T., Dawson, J. M. *Laser Electron Accelerator*. Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979)
- [35] Watanabe, Y., Kubozoe, T. *K-shell ionization by relativistic electron impact*. Phys. Rev. A **35**, 1423 (1987)
- [36] Wilks, S. C. *et al.* *Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses*. Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992)
- [37] Yu, J. *et al.* *Hard x-ray emission in high intensity femtosecond laser-target interaction*. Physics of Plasmas **6**, 1318 (1999)
- [38] Ziener, C. *et al.* *Optimization of  $K_\alpha$  bursts for photon energies between 1.7 and 7 KeV produced by femtosecond-laser-produced plasmas of different scale length*. Phys. Rev. E **65**, 066411 (2002)

# Danksagung

Während der Zeit meiner Diplomarbeit habe ich vielfältige Hilfe und Unterstützung durch die Mitarbeiter des Instituts für Optik und Quantenelektronik und der Werkstätten sowie durch Freunde und Verwandte erfahren. Bei ihnen allen möchte ich mich herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt

Professor Dr. R. Sauerbrey für die Themenvergabe sowie viele anregende Diskussionen und weiterführende Ideen,

Dr. Friederike Ewald und Dr. Heinrich Schwoerer für die Betreuung dieser Arbeit und guten fachlichen Rat bei vielfältigen Problemen,

Burgard Beleites, Falk Ronneberger und Wolfgang Ziegler für ihre unersetzbare Unterstützung in allen Angelegenheiten der Laser-, Computer- und Vakuumtechnik,

Dr. Christian Reich für seine Monte-Carlo-Programme, mit denen ich die Simulationsrechnungen durchführte, sowie für zahlreiche Hinweise zu meiner Arbeit,

Andrea Lübcke für ihre stete Hilfsbereitschaft und unzählige höchst motivierende Gespräche,

Ben Liesfeld, Kay-Uwe Amthor, Dr. Ingo Uschmann, Dr. Andreas Morak, Dr. Ortrud Wehrhan, Prof. Dr. Thomas Feurer und Reinhard Volkmer für ihre Hilfe in vielen Details

sowie Jens Bernhardt für die guttuende Gesellschaft, die er mir als zweiter Diplomand am IOQ das vergangene Jahr hindurch leistete.