

**Elektronenbeschleunigung und Erzeugung von
Röntgenstrahlung bei der Wechselwirkung hochintensiver
few-cycle Laserpulse mit Festkörpern**

Inaugural-Dissertation

zur

**Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf**

vorgelegt von

Felix R. Brandl

aus Stuttgart

Mai 2006

Aus dem Institut für Laser- und Plasmaphysik
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

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

Referent: Prof. Dr. Georg Pretzler

Koreferent: Prof. Dr. Alexander Pukhov

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juni 2006

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Wechselwirkung von few-cycle Laserpulsen mit einer Pulsdauer von ca. 10 fs (fs = Femto-Sekunde = 10^{-15} s) und einer Intensität von einigen 10^{16} W/cm² mit Festkörpern untersucht. Das Hauptcharakteristikum dabei war, dass wegen der geringen hydrodynamischen Expansion die Ausdehnung des Vorplasmas, dass sich bis zum Eintreffen der Spitzenintensität bilden kann, viel kleiner war als bei vergleichbaren Experimenten mit längeren Laserpulsen. Dies erlaubte eine Studie der Wechselwirkung der Laserpulse mit der dichten Materie der Festkörperoberfläche und nicht, wie üblich, mit dem viel dünneren Vorplasma. Die Interaktion wurde über die Beschleunigung von Elektronen untersucht. Zum einen traten diese in den Festkörper ein und konnten anhand der dort produzierten Röntgenstrahlung untersucht werden. Zum anderen wurden schnelle Teilchen in den Vakuumbereich vor dem Material emittiert, deren Richtungsverteilung und Spektrum gemessen wurde. Dabei konnten signifikante Emissionsmaxima gefunden und erklärt werden. Es gelang sogar, die Veränderung der Wechselwirkung während eines Laserpulses nachzuweisen. Es zeigte sich, dass die Elektronenbeschleunigung auf die unerwartet hohen Energien durch ein delikates Zusammenspiel des Interferenzfeldes aus einlaufendem und reflektiertem Laser, das sich vor der Oberfläche ausbildet mit elastischen Elektronen-Atom-Stößen im Material, die die Teilchen wieder ins Vakuum zurückstreuen, erklärt werden kann. Unabhängige Messungen des im Laserfokus entstehenden Plasmas im XUV-Spektralbereich bestätigen die geringe Expansion des Materials bis zum Eintreffen der Puls-Spitze.

Zur Durchführung der Experimente wurden zunächst Laserpulse von ca. 25 bis 30 fs Dauer in einem kommerziellen Lasersystem erzeugt. Zur weiteren Verkürzung wurden diese durch Selbstphasenmodulation in einer mit Edelgas gefüllten Hohlfaser spektral verbreitert und danach mit einem Satz dispersiver Spiegel zeitlich komprimiert. Dabei entstanden Lichtpulse, deren elektromagnetisches Feld nur noch wenige Male schwingt (sog. few-cycle Laserpulse). Diese wurden mit einem Parabolspiegel auf eine räumliche Ausdehnung von wenigen μ m fokussiert. Trotz der vergleichsweise geringen Energie von etwas über 100 μ J pro Puls konnten so im Fokus Intensitäten über 10^{16} W/cm² erzeugt werden. Je nach Experiment wurden unterschiedliche Atomsorten beschossen: Metalle von Aluminium bis Indium für die Röntgenstrahlungserzeugung sowie Isolatoren wie Bor-Nitrid und mit Metallschichten bedampfte Glassubstrate für die Untersuchung der ins Vakuum beschleunigten Elektronen. Die Temperatur der ins Vakuum beschleunigten Elektronen wurde bei geeigneter Wahl der experimentellen Parameter zu über 20 keV bestimmt und kinetische Energien von deutlich über 100 keV konnten nachgewiesen werden.

Eigens entwickelte Monte-Carlo-Simulationen der Teilchenbahnen vor und im Festkörper erlaubten eine Vertiefung des Verständnisses der Interaktion. Mit ihnen konnten sowohl die Emission von Elektronen ins Vakuum wie auch die Produktionseffizienz und Pulsdauer von charakteristischer Röntgenstrahlung modelliert werden. Letzteres ergab eine Temperatur von 10 keV für die ins Material eindringenden Partikel sowie eine Röntgenpulsdauer unter 100 fs. Schließlich wurde die Anwendbarkeit der erzeugten Röntgenstrahlung für Beugungsexperimente nachgewiesen, indem ihre anormale Transmission durch perfekte Kristalle (sog. Borrmann-Effekt) demonstriert wurde. Daraus ergibt sich die Perspektive, in naher Zukunft Röntgenpulse für Strukturuntersuchungen mit einer Zeitauflösung besser als 100 fs anwendbar zu machen.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1	Einleitung	1
Kapitel 2	Das GW-fs-Laser-System.....	5
2.1	Beschreibung der Dispersion ultrakurzer Laserpulse	5
2.2	Oszillator und Verstärker	6
2.3	Erzeugung von few-cycle Laserpulsen.....	8
2.4	Messung der Laserpulsdauer und -form	10
2.5	Strahlführung.....	13
2.6	Fokusdiagnostik.....	13
2.7	Targethalter	15
Kapitel 3	Interaktionsprozess	17
3.1	Ionisation	17
3.1.1	Atomare Intensität	17
3.1.2	Multi-Photon-Ionisation	18
3.1.3	Tunnel-Ionisation.....	18
3.1.4	Ionisation an Festkörpern	19
3.2	Wellengleichung.....	19
3.3	Absorption der Laserenergie	21
3.3.1	Stoß-Absorption.....	21
3.3.2	Stoßfreie Absorption.....	23
3.4	Abschätzung des Vorplasmas.....	28
Kapitel 4	Röntgenquelle	31
4.1	Experimentelle Grundlagen.....	31
4.1.1	Erzeugung von Röntgenstrahlung	32
4.1.2	Target-Materialien	33
4.1.3	Detektion und dispersionslose Spektroskopie.....	34
4.1.4	Messung der Quellgröße.....	43
4.2	Ergebnisse	46
4.2.1	Röntgenspektren verschiedener Materialien	46
4.2.2	Variation der Targetposition:.....	48
Kapitel 5	Vakuumelektronen	51
5.1	Grundlagen	51
5.2	Experimentelle Techniken.....	52
5.2.1	Target-Materialien	52
5.2.2	Detektion der Elektronen.....	52

5.2.3	Richtungscharakteristik	56
5.2.4	Elektronenspektrum	58
5.3	Ergebnisse	65
5.4	Zusammenfassung Vakumelektronen	71
Kapitel 6	Simulationen	75
6.1	Grundlagen	75
6.1.1	Simulation des Interferenzfeldes	75
6.1.2	Teilchenbahnen im Interferenzfeld	80
6.1.3	Teilchenbahnen im Festkörper	81
6.2	Ergebnisse	89
6.2.1	Richtungscharakteristik	89
6.2.2	Energiegewinn	91
6.2.3	Parametervariationen	96
6.3	Charakteristische Röntgenstrahlung	99
6.3.1	Simulationsprinzip	99
6.3.2	Simulationsergebnisse	102
6.3.3	Simulation der Röntgenpulsdauer	104
Kapitel 7	Anormale Transmission ultrakurzer Röntgenpulse durch perfekte Kristalle	107
7.1	Grundlagen	107
7.2	Experimentelle Voraussetzungen	108
7.3	Ergebnisse	112
7.3.1	Signalidentifizierung	112
7.3.2	Quantitative Analyse	113
Kapitel 8	Zusammenfassung und Ausblick	115
8.1	Zusammenfassung	115
8.1.1	Allgemeines	115
8.1.2	Beschreibung der Festkörperoberfläche während der Wechselwirkung	115
8.1.3	Erzeugung von Röntgenstrahlung	116
8.2	Ausblick	117
8.2.1	Vakumelektronen	117
8.2.2	Ultrakurze Röntgenpulse	118
Literaturverzeichnis		121

Kapitel 1 Einleitung

Das Gebiet der Wechselwirkung von ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen mit Materie hat in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung gewonnen. Beinahe alle dabei wichtigen Parameter werden ständig und in großen Schritten verbessert. So ist z.B. das Erreichen von Intensitäten deutlich über 10^{18} W/cm^2 mittlerweile weltweit in vielen Labors ohne Schwierigkeiten möglich. Dieser Wert spielt eine besondere Rolle, da er die Schwelle zur relativistischen Bewegung von Elektronen im Laserfeld beschreibt. Typische dazu verwendete Pulsdauern und –Energien liegen im Bereich von ca. 100 fs (1 fs = 10^{-15} s) und einigen 100 mJ.

Auf der einen Seite liegt der Schwerpunkt der Laserentwicklung in der immer weiteren Erhöhung der Pulsenergie bei gleichzeitiger Beibehaltung hoher Repetitionsraten und Pulsdauern im 100 fs Bereich. Diese Systeme sind u.a. für die Beschleunigung von Protonen und leichten Ionen und deren Anwendung von herausragender Bedeutung (s. z.B. [1]).

Auf der anderen Seite sind zurzeit viele Labors bestrebt, die kürzest möglichen Pulsdauern zu erzeugen. Dabei ist es heutzutage möglich, Laserpulse zu generieren, in denen das elektromagnetische Feld nur noch einige wenige Male oszilliert (sog. few-cycle Pulse), was einer Zeitspanne von nur wenigen fs entspricht. Mit derartigen Laserpulsen konnten bereits herausragende Erfolge auf dem Gebiet der Harmonischen-Erzeugung erreicht werden, wodurch der Schritt zur Attosekunden-Physik (1 as = 10^{-18} s) möglich wurde (s. z.B. [2]). Die mit solchen Systemen erreichten Intensitäten haben zwar noch nicht die relativistische Schwelle (s.o.) überschritten, dies wird jedoch in naher Zukunft geschehen. Bereits jetzt werden Experimente zur Teilchenbeschleunigung, zur Produktion harter Röntgenstrahlung, u.ä. mit diesen ultrakurzen Lasern möglich. Theoretische Vorhersagen [3] weisen darauf hin, dass die mit längeren Laserpulsen (≥ 30 fs) im relativistischen Bereich demonstrierte Beschleunigung monoenergetischer Elektronenpopulationen (s. z.B. [4]) unter Verwendung von few-cycle Pulsen optimiert werden kann. Dies stellt im Vergleich zu den bisher stets gemessenen Temperaturverteilungen eine außerordentliche Verbesserung dar und rückt den Laser als Teilchenbeschleuniger weiter in den Vordergrund.

Die Emission von Elektronen (s. z.B. [5,6]) sowie die Erzeugung von Röntgenstrahlung (s. z.B. [7,8,9]) an Festkörperoberflächen mit hochintensiven Laserpulsen und Pulsdauern im Bereich von 100 fs stellen Schwerpunkte der Laser-Plasma-Forschung dar, weil anhand dieser Effekte viele Informationen über die Wechselwirkung gewonnen werden können. Bei diesen Pulsdauern vollzieht sich die eigentliche Wechselwirkung fast immer in einem ausgedehnten Vorplasma und dementsprechend dominieren kollektive Mechanismen (z.B. Resonanzabsorption).

Die hier vorgelegte Arbeit widmet sich der Erforschung neuer physikalischer Effekte, die bei der Wechselwirkung von few-cycle Laserpulsen mit Festkörpern bei sub-relativistischen Intensitäten von einigen 10^{16} W/cm^2 auftreten. Das Besondere dieser Interaktion ist der äußerst geringe Beitrag hydrodynamischer Expansion. Dies erlaubte zum ersten Mal die Untersuchung eines fast ungestörten Vakuum-Festkörper-Überganges, da die bei längeren Laserpulsen stets ausgeprägten Vorplasmen hier eine untergeordnete Rolle spielen. Dadurch wurde untersucht, wie die Laserenergie direkt an Materie bei Festkörperdichte abgegeben wird. Es gelang sogar die erstmalige Beobachtung der Beschleunigung von Elektronen in einzelnen Zyklen des elektromagnetischen Feldes. Dies erlaubte die Charakterisierung des sich vor der Oberfläche ausbildenden Interferenzfeldes aus einlaufendem und reflektiertem Laser, welches bei Experimenten mit längeren Pulsen von Plasmaeffekten überschattet wird.

Außerdem können mit diesen few-cycle Pulsen, wie in einem unabhängig von dieser Arbeit durchgeführten Experiment gezeigt wurde ([10]), ohne zusätzlichen Aufwand Plasmen von fast Festkörperdichte erzeugt werden, was bei der Verwendung längerer Pulse nur äußerst schwer (s. z.B. [11,12]) zu erreichen ist.

Diese Arbeit sollte u.a. auch einen Beitrag dazu leisten, mehr über die Handhabung der sehr exotischen Laserpulse (man bedenke z.B. die über 100 nm große spektrale Bandbreite) im Experiment zu erfahren, um mit den bald zur Verfügung stehenden relativistischen Intensitäten darauf zurückgreifen zu können.

Ein weiterer entscheidender Punkt war die erstmalige Messung der Produktionseffizienz charakteristischer Röntgenstrahlung mit few-cycle Laserpulsen. Es wurde dargelegt, dass die erreichbare Konversion von Laserenergie in Röntgenphotonen mit jener bei längeren Laserpulsen gleicher Intensität mithalten kann, wobei die zur Verfügung stehende Repetitionsrate von 1 kHz einen praxistauglichen Röntgenfluss sicherstellt. Dies wurde bestätigt, indem die Anwendbarkeit der erzeugten charakteristischen Strahlung für Beugungsexperimente dargelegt wurde.

Mit Laser-Plasma-Röntgenquellen wurden bereits faszinierende Strukturanalysen mit einer Zeitauflösung unter 1 ps durchgeführt. Beispiele hierfür sind das ultraschnelle Schmelzen von InSb [13], die Beobachtung des Isolator-Metall-Überganges von VO₂ [14] sowie die Beobachtung kohärenter Gitterschwingungen [15].

Da mit der hier demonstrierten Methode erreicht werden kann, dass die Dauer der durch den Laser erzeugten Röntgenpulse nicht viel länger als die Laserpulsdauer ist, birgt die Erzeugung von Röntgenstrahlung mit few-cycle Laserpulsen die Perspektive, in naher Zukunft Röntgenstrukturanalyse mit einer Zeitauflösung unter 100 fs durchführen zu können.

Die Arbeit gliedert sich im Einzelnen wie folgt:

- Kapitel 2 beschreibt die Produktion und Charakterisierung der im Experiment verwendeten ultrakurzen Laserpulse. Außerdem werden die wichtigsten Parameter wie Intensität, Pulsdauer und –Energie vorgestellt.
- Kapitel 3 gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der Wechselwirkung von der ersten Ionisation von Elektronen bis hin zu möglichen Beschleunigungsmechanismen. Im Vordergrund steht dabei die Beschreibung von Prozessen, die für die Absorption von Laserenergie an Festkörpern verantwortlich sein können.
- In Kapitel 4 wird die Messung von ins Material beschleunigten Elektronen anhand der von ihnen erzeugten charakteristischen Röntgenstrahlung diskutiert. Nach der Einführung in einige wichtige Grundlagen zur Entstehung harter Strahlung und der Vorstellung der verwendeten Targetmaterialien wird die Methode der dispersionslosen Spektroskopie erörtert, mit deren Hilfe quantitative Aussagen über die Emission getroffen werden konnten. Auf eine Beschreibung der Methode zur Messung der Röntgenquellgröße folgt die Darlegung der wichtigsten experimentellen Ergebnisse.
- Kapitel 5 widmet sich der Diagnostik zur Messung ins Vakuum vor dem Festkörper beschleunigter Elektronen. Der Beschreibung der eingesetzten experimentellen Techniken folgt die Vorstellung der wichtigsten Ergebnisse, die dann wegen ihrer Vielfältigkeit auch noch einmal zusammengefasst werden. Das Kapitel endet mit der Beschreibung zweier zusätzlicher Diagnostiken, die das Bild der Interaktion vervollständigen konnten: zum einen die Messung der reflektierten Laserleistung und zum anderen ein Hinweis auf die Untersuchung des im Laserfokus entstehenden Plasmas mit Hilfe von XUV-Spektroskopie.
- Kapitel 6 handelt von den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationen, mit deren Hilfe das Verständnis der Interaktion weiter verbessert werden konnte. Es wird gezeigt, wie durch sie nicht nur die Beschleunigung von Elektronen sondern auch die Abstrahlungseffizienz und Pulsdauer charakteristischer Röntgenstrahlung modelliert wurde.
- Der Nachweis, dass die produzierten Röntgenpulse für Beugungsexperimente anwendbar sind, erfolgt in Kapitel 7. Dazu wird die anormale Transmission durch perfekte Kristalle demonstriert.
- Abschließend fasst Kapitel 8 die Hauptaussagen dieser Arbeit nochmals zusammen und gibt einen Ausblick auf weitere in naher Zukunft mögliche Experimente, die sich die hier gewonnenen Erkenntnisse zu Nutze machen können.

Kapitel 2 Das GW-fs-Laser-System

Ultrakurze Laserpulse kommen in immer mehr Labors weltweit zum Einsatz, wobei alle dabei interessanten Parameter stetig verbessert werden. Dies betrifft (wie bereits in der Einleitung erwähnt) auf der einen Seite immer kürzer werdende Pulsdauern bei Lasersystemen im mJ Bereich (Leistungen < 1 TW), sowie andererseits die Erhöhung der Repetitionsrate von multi-J Systemen (TW bis PW) von bisher üblichen wenigen Schüssen pro Stunde zu 10 Hz (zusätzlich zur stetigen Steigerung der Pulsenergie). Diese Arbeit widmet sich few-cycle Pulsen, also Laserpulsen, deren elektromagnetisches Feld nur wenige Male innerhalb eines Pulses oszilliert (Dauer ca. 10 fs) und damit der ersten der beiden erwähnten Entwicklungen. Im Folgenden wird diskutiert, wie derartige Pulse erzeugt werden. Außerdem werden notwendige Diagnostiken zur Charakterisierung der Laserpulse sowie die grundlegenden Aufbauten in der Interaktionskammer beschrieben. Die größte experimentelle Schwierigkeit stellt dabei die Messung der Pulsdauer dar (s. 2.4).

Eine Herausforderung dieser Arbeit bestand in der Tatsache, dass zunächst einmal ein kompletter Experimentierplatz einschließlich der notwendigen Diagnostiken (z.B. zur Strahl Lage, Fokusdiagnostik, usw.) aufgebaut werden musste. Der Grundzustand beinhaltete lediglich zwei leere Vakuumkammern, ein Vakuum-Rohrsystem und zwei optische Tische in einem klimatisierten Raum. Im Folgenden wird vorerst das für die Experimente verwendete mehrstufige, größtenteils kommerzielle Lasersystem beschrieben; im Anschluß werden die Laserparameter präsentiert, die in der Interaktionskammer für Experimente zur Verfügung stehen, sowie Schwierigkeiten und deren Lösung bei der Charakterisierung diskutiert.

2.1 Beschreibung der Dispersion ultrakurzer Laserpulse

Monochromatisches Licht der Wellenlänge λ (Wellenzahl $k=2\pi/\lambda$), bzw. der Kreisfrequenz ω breitet sich in einem Medium mit Brechungsindex n mit einer Phasengeschwindigkeit v_p aus, die sich ergibt zu:

$$v_p = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k}$$

Ultrakurze Laserpulse müssen jedoch auch ein breites Spektrum haben. Dies folgt u.a. aus der Heisenberg'schen Unschärferelation. Der Zusammenhang zwischen spektraler Bandbreite $\Delta\lambda$ und minimal möglicher Pulsdauer $\Delta\tau$ wird als Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt bezeichnet. Für spektral und zeitlich gaußförmige Pulse ergibt sich:

$$\Delta\tau \cdot \Delta\lambda \geq \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda^2}{c} \quad 2.1$$

Bei Propagation durch Materie laufen die Pulse aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten für die unterschiedlichen spektralen Anteile zeitlich auseinander. Hierfür ist die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindexes verantwortlich. Diese kann durch eine Taylor-Entwicklung angenähert werden, deren Koeffizienten D_m üblicherweise zur Beschreibung der Dispersion verwendet werden (x ist die zurückgelegte Wegstrecke):

$$D_m = x \cdot \left(\frac{\partial^m k}{\partial \omega^m} \right) \text{ an der Stelle } \omega = \omega_0$$

D_0 beschreibt das Fortschreiten der Phase und D_1 das Fortschreiten des Pulses. Beide sind für die Pulsdauer unwichtig.

D_2 (typischerweise angegeben in fs^2) beschreibt die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit und damit die Pulsverlängerung beim Durchgang durch Material. D_3 und D_4 (beschreiben Pulsdeformationen höherer Ordnung) und noch höhere Dispersionskomponenten werden in den weiteren Betrachtungen nicht diskutiert. Für die in diesem Zusammenhang wichtigen Materialien (Quarz, Luft, Neon) sind in der folgenden Tabelle die wichtigsten Dispersionskomponenten aufgeführt:

Material	D_2/fs^2	D_3/fs^3	D_4/fs^4
Quarz	36,2	27,5	-11,4
Neon	0,02	0,01	$<10^{-6}$
Luft	0,02	0,01	$<10^{-6}$
Fasergeometrie	-10	10	

Tabelle 2.1: Werte der verschiedenen Dispersionskomponenten für die hier wichtigen Materialien. Sie gelten jeweils bei einer Wellenlänge von 800 nm und für eine durchlaufende Strecke von 1 mm und (bei den Gasen) für 1 bar Druck (außer bei den Werten für die Fasergeometrie, bei denen es sich um Komplettangaben für unser System handelt).

Die für die Pulsverlängerung entscheidende Größe ist die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (D_2) und die Fehlkompensation höherer Ordnungen beeinflusst hauptsächlich die Pulsform. Die Verlängerung von Laserpulsen anhand von D_2 kann wie folgt quantifiziert werden:

$$\Delta\tau(D_2) = \Delta\tau(0) \cdot \sqrt{1 + \left(4 \cdot \ln(2) \cdot \frac{D_2}{(\Delta\tau(0))^2} \right)^2} \quad 2.2$$

Dabei ist $\Delta\tau(0)$ die bandbreitenbegrenzte Pulsdauer (s.o.).

2.2 Oszillator und Verstärker

Die Produktion und Verstärkung der ultrakurzen Laserpulse findet in einem kommerziellen Ti:Saphir Lasersystem statt. Ausgangspunkt ist ein Ti-Sa-Oszillator, der von einem frequenzverdoppelten, diodengepumpten Nd:YAG-Laser kontinuierlich gepumpt wird. Die für ultrakurze Pulse notwendige Modenkopplung wird passiv durch den Kerr-Linsen-Effekt herbeigeführt [16,17] und die Dispersionskontrolle erfolgt mittels speziell angefertigter dispersiver („gechirpter“) Spiegel ([18]). Am Ausgang des Resonators erhält man dadurch Laserpulse, deren Dauer bei ca. 10 fs liegt bei einer Zentralwellenlänge von 790 nm und einer spektralen Bandbreite knapp unter 100 nm sowie einer Repetitionsrate von 80 MHz. Die Durchschnittsleistung ergibt sich zu ca. 400-450 mW, was einer Energie pro Laserpuls von etwa 5 nJ gleichkommt. Um diese Energie zu erhöhen, werden die Pulse anschließend in einen Multi-Pass-Verstärker eingekoppelt, d.h. sie durchlaufen mehrfach (genau neun Mal) einen weiteren Ti:Saphir-Kristall, der von zwei Durchgängen eines ebenfalls frequenzverdoppelten, gepulsten (Pulsdauer ca. 200 ns) Nd:YLF-Lasers gepumpt wird. Dessen Repetitionsrate definiert die Rate des Gesamtsystems von einem kHz. Als Pulspicker

wirkt dabei eine Pockelszelle mit zwei gekreuzten Polarisatoren, womit jeweils ein Oszillatorpuls pro Pumpuls zur Verstärkung ausgewählt wird, während alle anderen so rechtzeitig abgeblockt werden, dass sie dem Verstärker keine nennenswerte Energie entziehen können. Bei der Verstärkung wird das Prinzip der „chirped pulse amplification“ (CPA, [19,20]) eingesetzt, d.h. die Oszillatorpulse werden durch Materialdispersion zeitlich auf über 10 ps gestreckt und nach erfolgter Verstärkung mit einem Prismenkompressor rekomprimiert. Weiterhin wird ein akkusto-optischer Modulator (sog. Dazzler, [21]) durchlaufen, der eine feinere Manipulation der spektralen Phase (und damit eine Optimierung der Pulsdauer der verstärkten Laserpulse) erlaubt. Dieser erzeugt zusammen mit einem 5 cm langen Block aus SF57 Glas die notwendige zeitliche Streckung.

Am Ausgang stehen schließlich Laserpulse mit den folgenden Parametern zur Verfügung:

Durchschnittsleistung: 800 mW

Spektral: Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 790$ nm, Breite (FWHM) $\Delta\lambda \approx 50$ nm

Rep.-Rate: 1 kHz

Pulsdauer: 25 fs

Polarisation: linear (E-Feld in horizontaler Ebene)

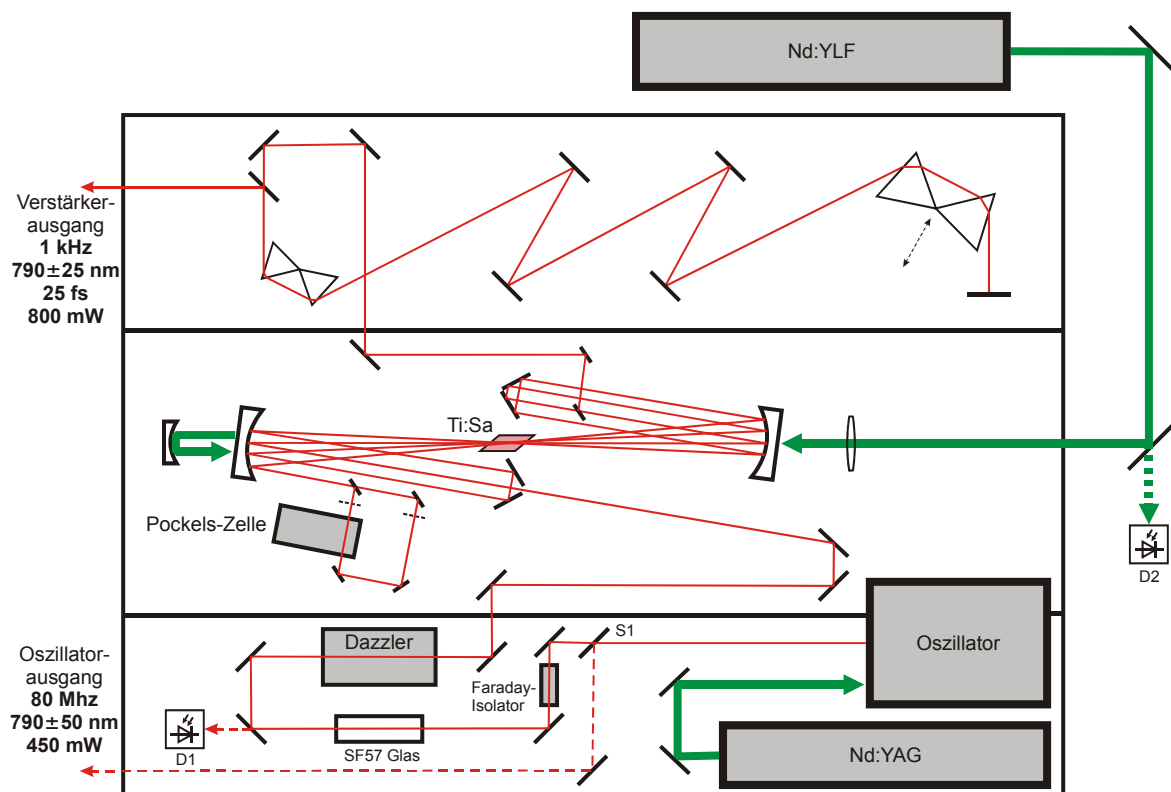


Abbildung 2.1: Überblick über die verschiedenen Komponenten der ersten Stufe des Lasersystems: im unteren Drittel ist die Erzeugung der Pulse und ihre Streckung skizziert (s. Text), in der Mitte befindet sich der Multi-Pass-Verstärker und im oberen Drittel ist der Prismenkompressor zur zeitlichen Rekomprimierung der Pulse und die Strahl-Auskopplung zu sehen.

Bevor der weitere Strahlengang diskutiert wird, sind noch einige Bemerkungen zum Puls-Kontrast von größter Wichtigkeit. Dieser bestimmt im Experiment die Situation auf dem Target bei Eintreffen des Hauptpulses und somit den Ablauf der gesamten Interaktion.

Folgende Punkte müssen betrachtet werden:

a) ASE: Die verstärkte spontane Emission („amplified spontaneous emission“) entsteht im Verstärkerkristall auch ohne Einkopplung der Oszillatorpulse während der durch den Pumplaser erzeugten Populationsinversion, die typischerweise ca. 1 μ s lang vorherrscht. Sie legt den gleichen Strahlengang wie die Hauptpulse zurück, also auch den neunfachen

Durchlauf durch den Verstärker. Hier spielt auch die Öffnungsdauer der Pockelszelle eine Rolle, denn nur während dieser ca. 10 ns ist der Strahlengang nicht durch gekreuzte Polarisatoren „versperrt“ und die spontane Emission kann effektiv verstärkt werden. Zum einen ist dies nicht unerwünscht, da damit diverse optische Diagnostik (z.B. Fokusdiagnostik am Target, s.u.) bei niedrigen Intensitäten möglich wird. Zum anderen kann zu große ASE allerdings das Target verändern (Vorplasma), bevor die Wechselwirkung mit dem eigentlichen Hauptpuls stattfindet, was etwaige Experimente negativ und unreproduzierbar beeinflussen kann. Blockt man nun bewusst den sonst eingekoppelten Oszillatorstrahl, so ist eine Leistungsmessung reiner ASE möglich. Dabei erhält man Werte der Durchschnittsleistung von 3-5 mW. Berücksichtigt man Repetitionsrate (1 kHz) und zeitliche Dauer (10 ns), so ergibt sich daraus eine ASE-Pulsleistung von 300-500 W und damit ein Kontrastverhältnis zu den 30 GW Hauptpulsen (800 μ J in 25 fs) von 10^{-8} .

b) Parasitäre Oszillatorpulse: Durch Einsatz der Pockelszelle kann einer der mit 80 MHz zur Verfügung stehenden Pulse zur Verstärkung ausgewählt werden. Die anderen Pulse werden in ihrer Polarisationsrichtung nicht gedreht und durch den zweiten Polarisator stark abgeschwächt. Dies kann nicht perfekt sein, sodaß auch abgeschwächte Pulse noch von Populationsinversion im Verstärkernkristall profitieren können. Besonders interessant ist hier der letzte Puls vor dem Hauptpuls, der ca. 12,5 ns vorher das Target trifft (80 MHz Oszillator, s.o.). Durch eine mit kalibrierten Abschwächern versehene Photodiode, die hinter einem der Spiegel im Verstärker eingebaut ist, kann das Verhältnis dieses Pulses zum Hauptpuls zu deutlich unter 10^{-4} bestimmt werden.

Wie sich diese und weitere mögliche den Kontrast verschlechternde Effekte auf dem Target auswirken können wurde mit einem Plasmacode simuliert, was in 3.4 näher diskutiert wird.

2.3 Erzeugung von few-cycle Laserpulsen

Wie man an den Laserparametern ablesen kann, beträgt die Pulsdauer am Ausgang noch deutlich über 10 fs. Um in den gewünschten few-cycle Bereich zu gelangen, müssen die Pulse modifiziert und verkürzt werden. Dies liegt am bereits eingeführten Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt (s. Formel 2.1). Für die maximal vorhandenen 50 nm Bandbreite der verstärkten Pulse ergibt sich bestenfalls eine Pulsdauer von ca. 23 fs. Die gemessenen 25 fs ergeben sich aufgrund unvollständiger Dispersionskompensation und (hauptsächlich) aufgrund der Abweichung des Spektralverlaufes von der Gauß-Form.

Andererseits bedeutet dies allerdings auch, dass für Pulse einer Dauer von 10 fs und darunter die spektrale Bandbreite auf mindestens 90 nm (idealerweise bis auf 150 nm) vergrößert werden muß.

Der Effekt, der hierzu verwendet wurde, war die Selbstphasenmodulation [22]. Dazu wurden die verstärkten Laserpulse mit einer Linse der Brennweite 1 m in eine 250 μ m dicke und 1 m lange Hohlaser fokussiert, die mit Neon bei einem Druck von ca. 2 bar gefüllt war. Beim Durchlaufen des Edelgases wurden, basierend auf dessen bei den hohen Intensitäten der fokussierten Pulse nichtlinearen Brechungsindex, neue Frequenzen an den spektralen Flügeln erzeugt. Dadurch konnte die spektrale Bandbreite auf die gewünschte Größe gebracht werden. Man bezahlt diese spektrale Verbreiterung allerdings mit unvollständiger Transmission im eigentlichen Strahl, die etwa 30-35 % betrug. Da die Selbstphasenmodulation die neuen spektralen Anteile mit einer festen Phasenbeziehung zu dem ursprünglichen Anteile erzeugt, ist eine weitere Kompression in der Zeitdomäne möglich. Diese wurde von einem speziell angefertigten Set aus acht gechirpten Spiegeln ([18]) ausgeführt.

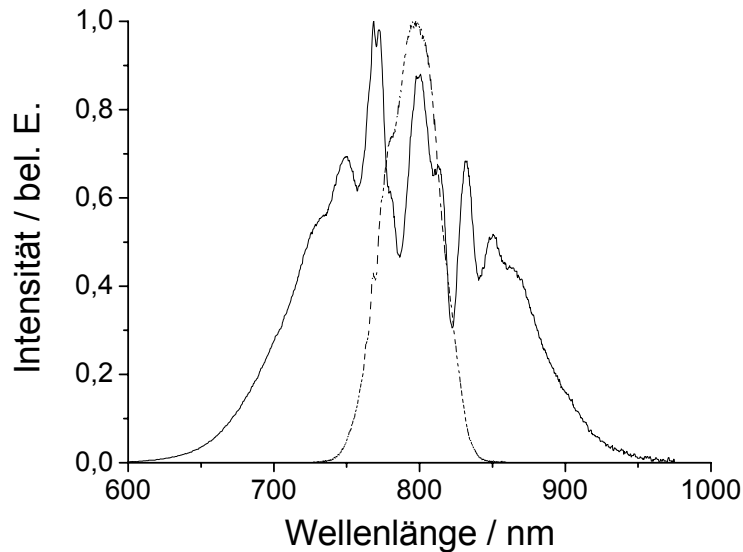


Abbildung 2.2: Laserspektrum vor (gestrichelte Linie) und hinter (durchgezogene) der Hohlfaser. Deutlich zu sehen ist die spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation.

Bei Annahme optimaler Dispersionskompensation durch die Kompressorspiegel kann man aus dem Spektrum hinter der Faser durch Fourier-Transformation den idealen (bandbreitenbegrenzten) Zeitverlauf der Intensität ausrechnen (s. Abbildung 2.3).

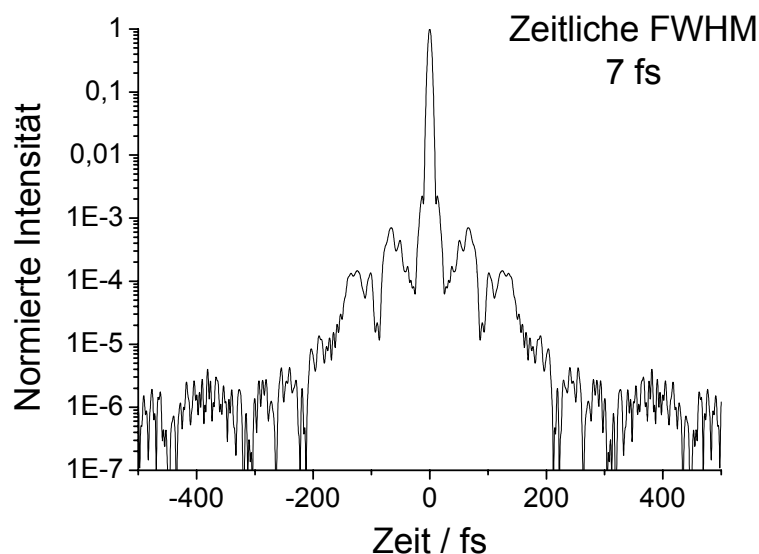


Abbildung 2.3: Bandbreitenbegrenzter Zeitverlauf, der sich unter Annahme optimal kompensierter Phasenfehler aus der Fourier-Transformierten des Laserspektrums hinter der Hohlfaser ergibt

Die hier dargestellte, minimal mögliche Pulsdauer beträgt ca. 7 fs, aber zeigt Pulsflügel etwa 60 und 120 fs vor dem Hauptpuls (durch das nicht-gaußsche Spektrum).

Die eigentliche Kompression und die darauf folgende Strahlführung in die Interaktionskammer mussten unter Vakuum stattfinden, da sonst die Dispersion in Luft die Pulse wieder verlängert hätten. Für die Messung der Pulsdauer musste der Aufbau abgewandelt werden.

2.4 Messung der Laserpulsdauer und -form

Die zeitliche Charakterisierung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer unter 20 fs stellt stets eine große experimentelle Herausforderung dar und war zudem bei dem hier gewählten Aufbau nicht auf direktem Wege bestimmbar. Aus diesem Grund wird hier die Diskussion zu beachtender Schwierigkeiten und deren Lösung im Detail vorgestellt.

Vom Eintritt in die Faser weg (wo der Puls ideal komprimiert ist) muß die positive Dispersion, die sich aus der Addition sämtlicher im weiteren Strahlengang befindlicher Beiträge ergibt, durch die negative Dispersion der gechirpten Spiegel gerade ausgeglichen werden, um die zur Verfügung stehende Pulsdauer zu minimieren. Der Aufbau des Lasersystems wurde so ausgerichtet, dass dies optimal erfüllt ist. Für die Messung der Pulsdauer muß nun bei Beibehaltung dieses Aufbaus zwangsläufig zusätzliches Material in den Strahlengang eingebracht werden (Austrittsfenster aus Vakuum, Strahlteiler des Autokorrelators, Luft dazwischen), was die Messung der kürzest möglichen Pulse unmöglich macht. Um die Pulsdauer trotzdem messen zu können, wurde der Laserstrahl hinter den Kompressorspiegeln mit einem Silberspiegel reflektiert, um dann nach erneutem Passieren aller acht Spiegel mit leichtem Strahlversatz aus dem Kompressor auszutreten. Dies hatte den Vorteil, dass die Dispersionskompensation der Spiegel doppelt ausgenutzt werden konnte. Damit wurde durch Abgriff des Strahls beim Zurückkommen und Hinzufügen von Material möglich, den Punkt optimaler Kompensation zu erreichen und die kürzest mögliche Pulsdauer zu bestimmen. Außerdem konnte abgeleitet werden, wie genau die Dispersionskompensation für den experimentellen Aufbau (Laser propagiert zur Interaktionskammer) war.

Bei den verwendeten Meßmethoden handelte es sich um die untergrundfreie Intensitäts- und um die interferometrische Autokorrelation (s. dazu z.B. [23]). Dabei wird der zu vermessende Laserpuls zunächst durch einen Strahlteiler in zwei gleich starke Anteile getrennt, über zwei Arme eines Michelson-Interferometers geleitet und schließlich mit einem Parabolspiegel in einen nichtlinearen Kristall (BBO) fokussiert. Die Bewegung eines der beiden Arme verursacht eine zeitlich variierende Überlappung der beiden Teilstrahlen im Verdoppler-Kristall. Das dabei entstehende Autokorrelationssignal wird mit einer Diode gemessen und auf einem Oszilloskop dargestellt. Der Unterschied zwischen interferometrischer und untergrundfreier Autokorrelation besteht darin, dass die beiden Strahlen bei ersterer kollinear in den Verdoppler gelangen, während sie bei letzterer einen kleinen Winkel zueinander aufweisen. Durch Blocken der Einzelstrahlen wird dann nur noch das Summenfrequenz-Signal beider Pulse detektiert (untergrundfrei).

Die endgültige Messung verlief in drei Schritten:

a) Zunächst wurde die Pulsdauer der ersten Stufe (vor der Faser) optimiert. Dies wurde ermöglicht durch Messung mit interferometrischer Autokorrelation, wobei die Dispersionskontrolle durch das Zusammenspiel des Prismenkompressors nach dem Verstärker und dem im Oszillator-Strahl eingebrachten Dazzler vollzogen wurde. Die Menge und Art an Material vor dem Autokorrelator wurde identisch gewählt mit den bis zum Fasereintritt durchlaufenden Komponenten, sodaß in die Hohlaser bandbreitenbegrenzte Pulse (Dauer ca. 25 fs, s.o.) eintraten.

b) Für die erste Messreihe war die Faser abgepumpt und erzeugte lediglich einen kleinen (aus der Geometrie folgenden) Beitrag (s. Tabelle 2.1). Durch Messungen untergrundfreier Intensitäts-Autokorrelation für verschiedene zusätzlich zu den bekannten Komponenten (Fenster, Luft, usw.) eingebrachte Mengen Material konnte die tatsächliche Kompensation der Kompressorspiegel bestimmt werden.

Abbildung 2.4 zeigt die so gemessenen Pulsdauern für verschiedene Mengen Quarz. Unter Verwendung von Formel 2.2 konnten die Messwerte gefittet werden, wobei sich eine für optimale Kompensation notwendige zusätzliche Menge Quarz von $8,7 \pm 0,4$ mm ergab. Bei

der Angabe des Fehlers wurden eventuelle Variationen in den Materialdicken (bei Herstellung oder wegen leichter Verkippung im Strahlengang) berücksichtigt.

Die Addition aller Dispersionsbeiträge D_2 sah dann so aus:

$$474 \text{ fs}^2 (\text{Quarz}) + 190 \text{ fs}^2 (\text{Luft}) - 10 \text{ fs}^2 (\text{Fasergeometrie}) = \mathbf{654 \text{ fs}^2} \text{ Gesamtdispersion}$$

Da diese Dispersion gerade durch zwei Durchgänge über die Kompressorspiegel kompensiert wurde, ergab sich die negative Dispersion des Sets zu ca. $\mathbf{-327 \text{ fs}^2}$.

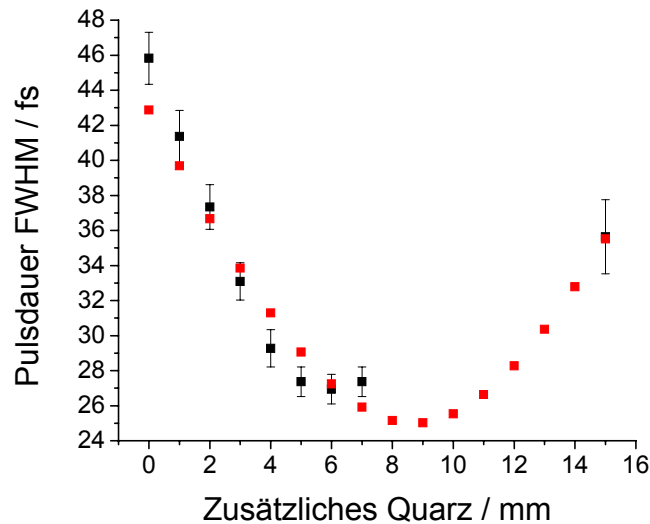


Abbildung 2.4: Unter Annahme eines gauß'schen Zeitverlaufs gemessene Pulsdauern (schwarze Punkte) bei abgepumpter Hohlaser für verschiedene Mengen zusätzlichen Materials im Strahlengang. Die roten Punkte beschreiben die Pulsverlängerung nach Formel 2.2 von bei 8,7 mm eingefügten Quarz bandbreitenbegrenzten 25 fs Pulsen.

c) Dann wurde die Hohlaser mit Neon bei einem Druck von 2 bar gefüllt und ein erneuter Vergleich verschiedener Mengen Quarz vollzogen. Das Spektrum der Laserpulse war nun durch Selbstphasenmodulation verbreitert (s.o.), was wesentlich kürzere Pulsdauern erlaubte:

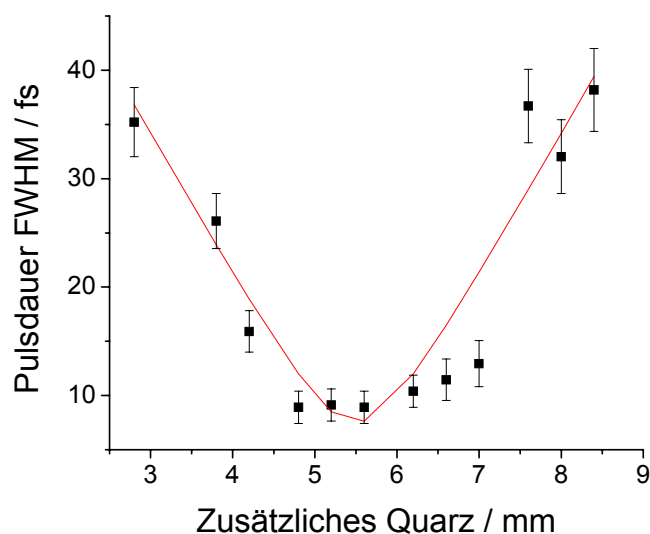


Abbildung 2.5: Unter Annahme eines gauß'schen Zeitverlaufs gemessene Pulsdauern (schwarze Punkte) bei einer mit 2 bar Neon gefüllten Hohlaser für verschiedene Mengen zusätzlichen Materials im Strahlengang. Die rote Linie beschreibt die Pulsverlängerung nach Formel 2.2 von bei 5,5 mm eingefügten Quarz bandbreitenbegrenzten 7,5 fs Pulsen.

Wie bei der Messung ohne Gas wurde die optimale Menge Quarz bestimmt zu $5,5 \pm 0,3$ mm.

Aus der Differenz der beiden Resultate ergab sich die Gesamt-Dispersion der gasgefüllten Faser zu ca. **116 fs^2** .

Daraus konnte nun errechnet werden, dass im Experimentierbetrieb bis in den Kompressor 166 fs^2 (Luft) + 72 fs^2 (Quarz) + 116 fs^2 (gasgefüllte Faser) = **354 fs^2** erzeugt werden.

Ein Vergleich mit der in b) angegebenen negativen Dispersion der Kompressorspiegel zeigte, dass die Dispersionskompensation bis auf **$27 \pm 25 \text{ fs}^2$** erzielt wurde.

Eine analoge Rechnung ergab für die D_3 -Kompensation einen Wert von **$-7 \pm 20 \text{ fs}^3$** .

Die endgültige Pulsform ergibt sich aus der Gesamtkompensation, wobei D_2 hauptsächlich eine Pulsverlängerung verursacht und D_3 eine asymmetrische Deformation, was sich in den Autokorrelationsmessungen (symmetrisch um Puls-Spitze) in den Puls-Flügeln bemerkbar macht.

Zusätzlich musste berücksichtigt werden, dass eine vor der Faser vorhandene Fehlkompensation der Laserpulse die Dispersionskompensation hinter der Faser verschlechtern könnte.

Abbildung 2.6 zeigt die untergrundfreie Autokorrelation bei einer Fehlkompensation von etwas über 1 mm Quarz (entspricht ca. 40 fs^2):

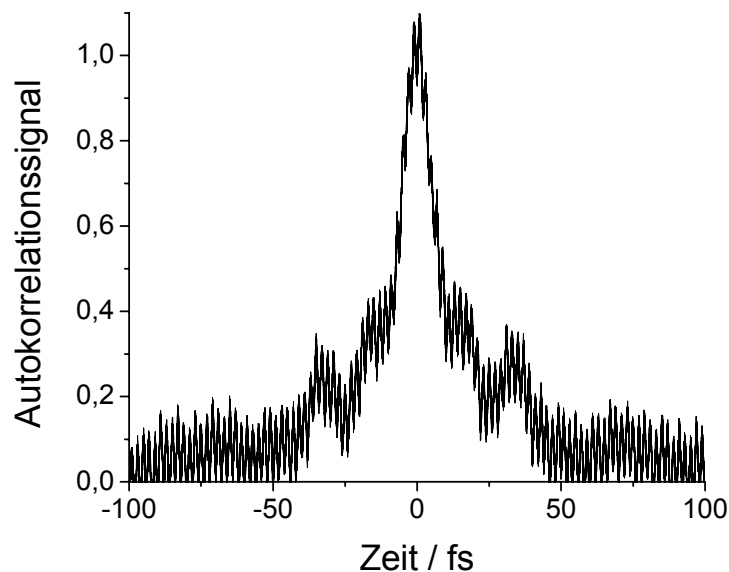


Abbildung 2.6: Meßsignal untergrundfreier Autokorrelation bei einer Fehlkompensation der Dispersion, die etwa 1 mm Quarz entspricht. Unter Annahme eines gauß'schen Zeitverlaufes kann aus der vollen Halbwertsbreite dieses Signals die tatsächliche Halbwertsbreite von ca. 10 fs abgeleitet werden.

Die tatsächlich erzeugten Pulse liegen also zwischen dem bandbreitenbegrenzten Fall (s.o) und der hier dargestellten Meßkurve. Berücksichtigt man, dass bei Messungen untergrundfreier Intensitäts-Autokorrelationen durch die nicht-kollineare Einkopplung der zum Überlapp zu bringenden Pulse eine Verlängerung des Meß-Signals um ca. 1 fs auftritt, so beträgt die aus diesem Meß-Signal folgende Pulsdauer 9 fs. Die Fehlkompensation machte sich hauptsächlich durch Entstehen von Puls-Flügeln bemerkbar, was im Folgenden bei der Berechnung der im Hauptpuls zur Verfügung stehenden Energie berücksichtigt werden muß.

2.5 Strahlführung

Die divergent aus der Faser austretenden Pulse mußten rekollimiert werden, was mit einem sphärischen Spiegel 2 m hinter der Faser geschah. Der so parallelisierte Strahl wurde dann in den Kompressor eingekoppelt, in dem sich die Spezialspiegel befanden. Ab hier herrschte, wie bereits erwähnt, Vakuum. Als letzter Schritt vor der Strahlführung in die Interaktionskammer wurde der Strahlradius mit einem aus zwei sphärischen Spiegeln bestehenden, fokusfreien Teleskop von knapp unter 4 mm auf etwas weniger als 14 mm (jeweils w_0) aufgeweitet. Durch das kalkulierte Zusammenspiel der Winkel des Parallelisierungsspiegels und des Teleskops konnte der sonst bei sphärischen Optiken auftretende Astigmatismus minimiert werden. Der größere Strahldurchmesser erlaubte eine schärfere Fokussierung in der Targetkammer und damit höhere erreichbare Spitzenintensitäten (s.u.).

Die Laserpulse wurden nun über mehrere Spiegel in die Interaktionskammer geleitet. Dabei wurden spezielle dielektrische Breitband-Spiegel verwendet, da die üblicherweise zum Einsatz kommenden Metallspiegel (meistens Silber-beschichtet) eine Reflektivität zwischen 90 und 95 % aufweisen, was bereits nach wenigen Umlenkungen drastische Leistungsverluste mit sich führt. Die tatsächlich verwendeten Spiegel verfügten bei Umlenkung in s-Polarisation über eine Reflektivität von über 99 % für den Wellenlängenbereich von 680 nm bis 950 nm. Bei p-Polarisation ist die spektrale Bandbreite effizienter Reflexion kleiner und es können unter Umständen Verluste in den Pulsflügeln entstehen. Deshalb mußte ein Spiegel im Strahlführungssystem dennoch ein Silberspiegel sein. Alle Spiegel waren motorgesteuert, was (einmal eingerichtet) eine einfache, geometrische Justage auf mit Kameras beobachtete Markierungen erlaubt. Trotz aller Optimierungen war ein gewisser Leistungsverlust unvermeidbar: Die Transmission durch die Faser und die angesprochenen Reflexionsverluste sorgten dafür, dass von den ursprünglichen 800 μJ pro Laserpuls etwa 130 μJ in der Interaktionskammer zur Verfügung standen.

2.6 Fokusdiagnostik

Eine der wichtigsten zu bestimmenden Größen der Laserpulse war die Strahltaile im Interaktionsfokus. Für diese Fokussierung wurde eine sog. off-axis-Parabel eingesetzt, die sowohl den Strahl um 45° umlenkte, als auch mit einer (nominellen) Brennweite von 76 mm fokussiert. Aus diesen beiden Größen folgt eine effektive Brennweite von ca. 108 mm. Mit einer Apertur des Strahls auf der Parabel (ein Durchmesser von $4w_0$ beinhaltet 99,9 % der Energie) von 56 mm ergab sich die F-Zahl der Optik zu $\#F \approx 2$. Mit dieser Information kann die beugungsbegrenzte Fokusgröße wie folgt berechnet werden:

$$w_0 \geq \frac{4}{\pi} \cdot \lambda \cdot \#F \quad 2.3$$

Hier ergibt sich $w_0 \approx 2 \mu\text{m}$. Die tatsächliche Fokusgröße ist aufgrund von Verzerrungen der Wellenfronten und Abweichungen vom räumlichen Gauß-Profil stets größer als dieser Wert. Da sie die entscheidende Größe bei Bestimmung der Intensität darstellt, wurde sie möglichst präzise gemessen. Dazu wurde ein Mikroskop-Objektiv mit einer Vergrößerung von 10 in den Strahlengang eingebracht und damit der Laserfokus auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die effektive Vergrößerung dieses Aufbaus betrug dann 25 (CCD befindet sich im 2,5 fachen nominellen Abbildungsabstand des Objektivs). Typische so entstandene Bilder zeigt Abbildung 2.7.

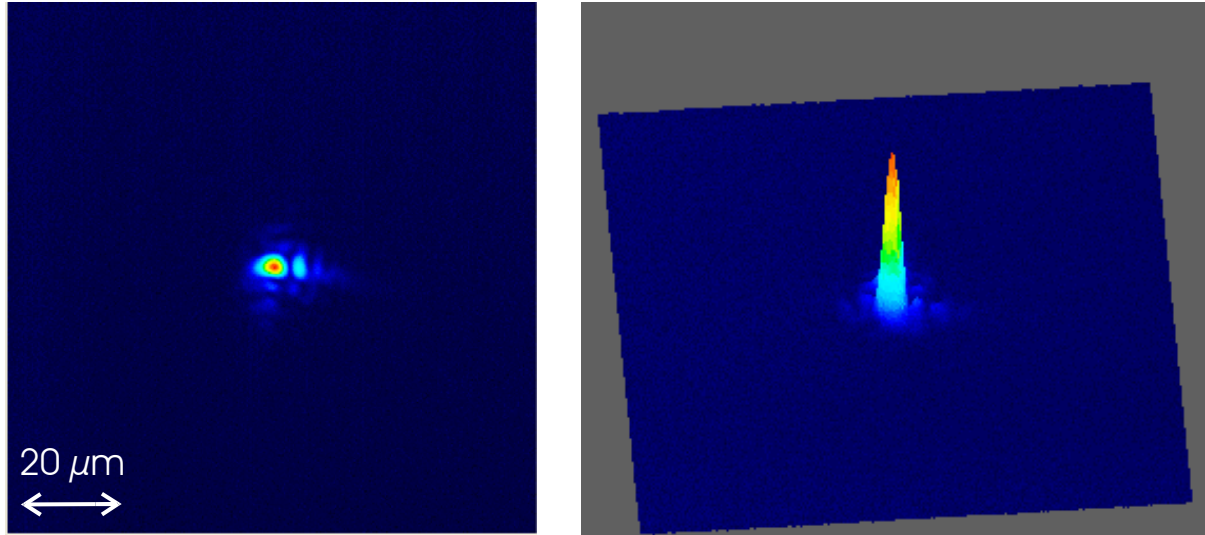


Abbildung 2.7: Zwei- und dreidimensionale Darstellung des Laserfokus, wie er mit Hilfe der im Text diskutierten Diagnostik in der Targetkammer gemessen wurde.

Aus derartigen Bildern ergab sich eine mittlere Strahltaile w_0 von ca. $2,75 \mu\text{m}$, also etwa 1,4 mal beugungsbegrenzt. Mit diesem Wissen konnten nun zwei wichtige Größen abgeleitet werden:

- Die Rayleigh-Länge z_R des Lasers, d.h. der Abstand vom Fokus in Propagationsrichtung, bis zu dem die Intensität gerade auf die Hälfte abgefallen ist. Sie berechnete sich zu:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \approx 30 \mu\text{m} \quad 2.4$$

Diese Größe spielt eine besondere Rolle, wenn man die Intensität über die Einstellung der Targetposition zum Fokus regeln möchte.

- Die tatsächlich zur Verfügung stehende Laserintensität:

Die maximal im Laserfokus zur Verfügung stehende Intensität I_{max} wurde unter der Annahme eines zeitlichen und räumlichen Gauß-Profiles abgeschätzt. Das räumliche und zeitliche Integral über das gesamte Profil ergibt die im Hauptpuls enthaltene Energie, die unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Pulsdauermessungen und räumlicher Verluste zu 50 % der in der Interaktionskammer gemessenen Energie $E_{\text{mess}} = 130 \mu\text{J}$ angesetzt wurde.

Die gemessene Pulsdauer von 9 fs (s.o) stellt dabei die zeitliche volle Halbwertsbreite dar (muß in die Gauß-Breite t_w umgerechnet werden) und die gemessene Strahltaile ist die räumliche Gauß-Breite. Somit gilt:

$$0,5 \cdot E_{\text{mess}} = I_{\text{max}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\left(\frac{t}{t_w}\right)^2} dt \cdot \int_0^{\infty} e^{-2\left(\frac{r}{w_0}\right)^2} 2\pi r dr = I_{\text{max}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot t_w \cdot \frac{\pi w_0^2}{2} \quad 2.5$$

$$\Rightarrow I_{\text{max}} \approx 6 \cdot 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \quad 2.6$$

Daraus ergibt sich im optimalen Fokus eine Region mit einem Durchmesser von ca. $5 \mu\text{m}$ auf dem Target, in dem die Intensität über 10^{16} W/cm^2 liegt.

Üblicherweise definiert man eine dimensionslose Licht-Amplitude a_0 wie folgt:

$$a_0 = \sqrt{\frac{I_{\max} \left[\frac{W}{cm^2} \right]}{1,37 \cdot 10^{18}}} \cdot \lambda^2 [\mu m^2] \approx 0,17 \quad 2.7$$

Außerdem kann die maximale Stärke des elektrischen Feldes E_0 der Laserpulse berechnet werden:

$$E_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot I_{\max}}{\epsilon_0 c}} = a_0 \cdot \frac{2\pi n_e c^2}{e \lambda} \approx 7 \cdot 10^{11} \frac{V}{m} \quad 2.8$$

Abschließend sei noch erwähnt, dass die Fokusdiagnostik aus einem weiteren wichtigen Grund unverzichtbar war: Off-axis-Parabeln erzeugen Astigmatismus, wenn die Strahlführung gegenüber dem Optimalfall verkippt ist. Dann liegt die Strahltaile in einer Dimension in Ausbreitungsrichtung an einer anderen Stelle als die der dazu senkrechten Dimension, wodurch aus einem runden Fokus zwei hintereinander liegende Brennstriche werden. Die erreichbare Intensität wird dabei drastisch reduziert. Die Beobachtung des Fokus bei (auch motorgesteuerter) Verkipfung bzw. Bewegung der Parabel erlaubte eine optimale Korrektur dieses Abbildungsfehlers.

2.7 Targethalter

Die bei der Laser-Wechselwirkung zu untersuchenden Festkörper-Targets mußten in den optimalen Laserfokus gebracht und dort in der Ebene des Fokus bewegt werden können, z.B., damit jeder Laserschuß eine unverbrauchte Stelle auf der Materialoberfläche antrifft. Zu diesem Zweck wurde ein in drei Raum-Dimensionen verfahrbarer Targethalter entwickelt, der zum einen das in 2.4 beschriebene Mikroskop-Objektiv trug, zum anderen aber die Drehung der Targetoberfläche in den Laserstrahl zuließ. Der Laser traf stets unter einem Winkel von 45° auf die Oberflächen, was bei horizontaler Schwingung des elektrischen Feldes (s.o.) als p-polarisiert bezeichnet wird. Das bedeutet, dass es einen Anteil des elektrischen Feldes gibt, der senkrecht zur Target-Oberfläche ausgerichtet ist.

Eine der drei Dimensionen der Verfahung war in der Achse der Laserausbreitung ausgerichtet, sodaß das Target in Bezug zum optimalen Laserfokus bewegt werden konnte. Da diese Größe genau bekannt sein mußte, wurde die jeweilige Position mit einem Meßtaster (Genauigkeit $< 1 \mu m$) aufgenommen und auf einer Anzeige dargestellt. Bei den anderen beiden Dimensionen war darauf zu achten, dass die jeweilige Verfahungsachse exakt in der Ebene des Fokus stattfindet, denn sonst wird zusätzlich zur Verfahung auch die Position in Laserrichtung ungewollt variiert. Diese Ausrichtung wurde mit Hilfe eines HeNe-Justage-Strahls, der auf den Strahlengang der Hoch-Intensitätspulse gelegt werden konnte, optimiert. Daß dennoch kleine Abweichungen unvermeidlich waren, wurde in einem der durchgeführten Experimente deutlich und wird weiter unten detaillierter diskutiert (s. 4.1.4).

Die Einrichtung der Laserwege und der Targetkammer führte zu einer Experimentieranlage, an der mittlerweile in regem Wechsel verschiedene Gruppen experimentieren. Sämtliche im Folgenden beschriebenen Experimente wurden auch dort angefertigt.

Kapitel 3 Interaktionsprozess

In diesem Kapitel sollen die Mechanismen erläutert werden, die notwendig sind, um die elektromagnetische Energie der Laserpulse in Teilchenenergie umzuwandeln. Zum einen wird thermische Energie erzeugt, wobei Plasmen entstehen, die kurzzeitig Temperaturen über 100 eV erreichen. Zum anderen wird die Laserenergie in kinetische Energie suprathemischer Elektronen umgewandelt, die 100 keV übersteigt, was mehr als 50 % der Lichtgeschwindigkeit entspricht.

Da der Energieübertrag ausschließlich auf geladene Teilchen stattfinden kann, treten wegen der kurzen Pulsdauer zunächst die Prozesse zur Ionisation in den Vordergrund. Sind ausreichend freie Ladungsträger vorhanden, so setzt die eigentliche Absorption von Lichtenergie ein.

Begonnen wird mit der Betrachtung der Ionisation einzelner Atome im Vakuum und darauf folgend wird der Spezialfall von Festkörpern herausgestellt. Nach einer kurzen theoretischen Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Plasma werden die wichtigsten Prozesse zur Absorption von Laserenergie an Festkörperoberflächen vorgestellt, wobei jeweils betont wird, welche Randbedingungen vorliegen müssen. Dabei entsteht ein Bild, wie unterschiedliche Mechanismen zu unterschiedlichen Zeiten der Wechselwirkung dominierend werden und zwar in Abhängigkeit der Laser- und Plasmaparameter.

3.1 Ionisation

Damit eine elektromagnetische Welle an einen Festkörper ankoppeln kann, müssen i.A. freie Ladungsträger vorhanden sein, die in vielen Fällen erst erzeugt werden müssen. Es muß also Ionisation stattfinden. Im Folgenden soll dieser Prozess etwas genauer betrachtet werden:

3.1.1 Atomare Intensität

Im einfachsten Fall der Ionisation ist die Spitzen-Feldstärke der Laserpulse größer als die Bindungsenergie der Elektronen an ihren Atomkern. Letztere kann z.B. für das Wasserstoff-Atom sehr leicht angegeben werden und zwar durch die Feldstärke E_a zwischen einem Elektron und einem Proton mit einem Abstand, der dem Bohrschen Atomradius a_B entspricht ($a_B=5,3\cdot 10^{-11}$ m):

$$E_a = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_B^2} \approx 5,1 \cdot 10^{11} \frac{V}{m} \quad 3.1$$

Dabei ist $e=1,6\cdot 10^{-19}$ C die Elementarladung und $\epsilon_0=8,854\cdot 10^{-12}$ As/Vm die Dielektrizitätskonstante.

Die Laserintensität, die dieser Feldstärke entspricht, berechnet sich zu:

$$I_a = \frac{\epsilon_0 c E_a^2}{2} \approx 4,5 \cdot 10^{16} \frac{W}{cm^2} \quad 3.2$$

$c = 3\cdot 10^8$ m/s ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit.

I_a ist also in der Lage, das Wasserstoffatom ($E_{ion}=13,6$ eV) zu ionisieren.

Eine Laserintensität dieser Größenordnung sorgt also für die Ionisation des Targetmaterials. Nun ist allerdings die tatsächlich notwendige Intensität in vielen Fällen deutlich kleiner als dieser Wert. Zum einen liegt das daran, dass typische Ionisierungsenergien der äußersten Elektronen anderer chemischer Elemente deutlich unter der des Wasserstoffs liegen. Zum anderen existieren aber auch Ionisationsprozesse, die bereits bei geringeren Intensitäten einsetzen.

3.1.2 Multi-Photon-Ionisation

Ist der Photonenfluß der Laserpulse hoch genug, so ist es statistisch möglich, dass mehrere Photonen gleichzeitig ein Atom treffen und gemeinsam die Ionisierungsenergie für ein Elektron aufbringen können. Die Intensität, die dafür notwendig ist, dass zwei Photonen räumlich im Bereich eines Atoms liegen können (I_{MPI}), lässt sich ganz grob zu 10^{11} W/cm^2 abschätzen. Dieser Effekt der Multi-Photon-Ionisation (MPI) kann zusätzlich dazu führen, dass mehr Photonen an dem Ionisationsprozess teilnehmen als eigentlich energetisch notwendig sind. Dies führt dann zur sogenannten above threshold ionization (ATI), die sich durch Elektronenspektren auszeichnet, in denen Signal-Spitzen zu sehen sind, die um ein Vielfaches der Photonenenergie auseinander liegen (s. z.B. [24]).

3.1.3 Tunnel-Ionisation

Der im letzten Absatz beschriebene Ionisationsmechanismus setzt voraus, dass das Coulomb-Feld der betrachteten Atome durch das E-Feld der Laserpulse ungestört bleibt. Kommt die Intensität jedoch in Bereiche von Formel 3.2, so ist dies nicht erfüllt und es kann auch zur sog. Feld- bzw. Tunnel-Ionisation kommen. Dies bedeutet, dass das Laserfeld das Coulomb-Feld dermaßen abschwächt, dass die darin gehaltenen Elektronen heraus-tunneln können, also ionisiert werden. Eine Abschätzung zur Schwell-Intensität, bei der MPI durch Tunnel-Ionisation abgelöst wird, liefert der sog. Keldysh-Parameter ([25]) γ :

$$\gamma = \omega_L \sqrt{\frac{2E_{Ion}}{I_L}} \sim \sqrt{\frac{E_{Ion}}{\Phi_{Pond}}} \quad 3.3$$

Dabei ist ω_L die Kreisfrequenz und Φ_{Pond} das ponderomotive Potential der Laserpulse und E_{Ion} die benötigte Ionisierungsenergie. Es gilt für Intensität I , Wellenlänge λ und elektrisches Feld E_L :

$$\Phi_{Pond} [eV] = \frac{e^2 E_L^2}{4m_e \omega_L^2} = 9,33 \cdot 10^{-14} \cdot I \left[\frac{W}{cm^2} \right] \cdot \lambda^2 [\mu m^2] \quad 3.4$$

Dabei sind e und m_e Elektronenladung und -masse. Die Abschätzung von Keldysh besagt nun, dass für $\gamma < 1$ die Tunnel-Ionisation die MPI als wichtigsten Ionisationsmechanismus ablöst. Dies entspricht einer Intensität in der Größenordnung von 10^{14} W/cm^2 (s. u.a. [26]).

3.1.4 Ionisation an Festkörpern

Die bis hierhin beschriebenen Prozesse gelten für die Wirkung von hochintensiven Laserpulsen auf einzelne Atome. Betrachtet man allerdings die Oberfläche von Festkörpern, so sind noch einige zusätzliche Überlegungen notwendig:

a) Metalle

Das Hauptaugenmerk der in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen richtet sich auf metallische Targets. Bei diesen sind im Leitungsband freie Elektronen mit Dichten um 10^{23} cm^{-3} vorhanden, was die Reaktion auf elektromagnetische Wellen charakteristisch beeinflusst (z.B. durch hohe Reflektivität, Glanz, usw.). Der Übergang in den Plasmazustand ist hier also fließender als bei Isolatoren. Die eigentliche Plasmabildung geschieht allerdings erst, wenn auch energetisch tiefer liegende Elektronen ionisiert werden, für die die notwendige Ionisierungsenergie im Allgemeinen höher liegt als für Außenelektronen im atomaren Zustand.

b) Ionisationslawine

Werden die ionisierten Elektronen durch die Laserpulse mit ausreichend kinetischer Energie versorgt ($E_{\text{kin}} > E_{\text{ion}}$), so können sie selbst über den Prozess der Stoßionisation weitere Elektronen „befreien“. Da jedes neue Elektron seinerseits Ionisation auslösen kann, bildet sich eine Lawine an Ionisations-Prozessen, die alle bereits beschriebenen Mechanismen weit in den Schatten stellt.

3.2 Wellengleichung

Es folgt eine kurze Einführung in die mathematische Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Plasma. Diese Betrachtungen werden ausnahmsweise in cgs-Einheiten durchgeführt.

Ausgangspunkt sind dazu wie üblich die Faraday- bzw. Ampère-Gleichung:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad 3.5$$

Da man elektro-magnetische Wellen betrachtet, kann die zeitliche Abhängigkeit stets durch $e^{i\omega t}$ beschrieben werden. Daraus folgt:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{i\omega}{c} \vec{B} \qquad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{i\omega}{c} \vec{D} \qquad 3.6$$

Mit $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ und $\vec{B} = \mu_r \vec{H}$ (μ_r kann in den meisten Fällen gleich 1 gesetzt werden) und $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} = \text{grad div} - \Delta$ folgt dann die sogenannte Helmholtz-Gleichung:

$$\Delta \vec{E} - \text{grad div} \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon' \vec{E} = 0 \qquad 3.7$$

Dabei ist

$$\varepsilon' = \varepsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \left(1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m\omega(\omega - i\nu_{ei})} \right) \quad 3.8$$

die komplexe dielektrische Permittivität. σ ist die Wechselstromleitfähigkeit, n_e die Elektronendichte und ν_{ei} die Elektronen-Ionen-Stoßrate, die u.a. für elektrischen Widerstand sorgt.

Daraus ergibt sich

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m(\omega^2 + \nu_{ei}^2)} \quad 3.9$$

der Realteil der dielektrischen Permittivität, wobei unter Vernachlässigung von Stößen, also für $\omega \gg \nu_{ei}$ gilt:

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m\omega^2} \quad 3.10$$

Für die sogenannte kritische Dichte

$$n_e = n_c = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2} \quad 3.11$$

wird $\varepsilon=0$ und die weitere Ausbreitung elektromagnetischer Wellen unmöglich.

Bei den 790 nm Ti-Sa Pulsen ($\omega=2,4 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$) hat die kritische Dichte den Wert $n_c=1,75 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Im Plasma kritischer Dichte ist die Plasmafrequenz ω_p genau gleich der Laserfrequenz ω_L .

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} \quad 3.12$$

Bei Festkörperdichte dagegen ist ω_p typischerweise ca. $2,4 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$ und somit um etwa eine Größenordnung größer als die Laserfrequenz.

Eine wichtige Bedingung für Lösbarkeit der Wellengleichung im räumlich veränderlichen Plasma lautet:

$$\frac{d\varepsilon}{dz} \lambda \ll \varepsilon \quad 3.13$$

Dies führt zu einer Bedingung für die Plasma-Skalenlänge L , die typischerweise wie folgt definiert wird:

$$L^{-1} = \left| \frac{d}{dx} \log n_e \right|_{x=x_c} \quad 3.14$$

Es sei hier zusätzlich erwähnt, dass typische Dichteprofile bei Laser-Plasma-Wechselwirkungen exponentiell abfallen, was sich aus einer isothermen Expansion ergibt [27]. Für eine Elektronentemperatur T_e , eine mittlere Ionisation Z und Atomzahl A des betrachteten Mediums und eine Laserpulsdauer t_L in fs ist dort folgende Abschätzung nachzulesen:

$$L \approx 0,3 \cdot \sqrt{\frac{T_e}{\text{keV}}} \cdot \sqrt{\frac{Z}{A}} \cdot t_L \text{ nm} \quad 3.15$$

Als letzter Punkt dieser theoretischen Vorbetrachtung sei noch erwähnt, dass die Lösung der Wellengleichung in isotropem Plasma verlangt [27,28]:

$$n(z) \cdot \sin \theta(z) = \sin \theta_0 \quad 3.16$$

Diese Gleichung verknüpft den lokalen Brechungsindex $n(z)$ (z -Achse zeigt in Richtung des Dichtegradienten) mit dem Einfallswinkel zu Targetnormalen θ_0 und dem am Ort z jeweils gültigen Winkel $\theta(z)$.

Im Reflexionspunkt z_{Ref} , wo also $\theta(z_{\text{Ref}})=90^\circ$ gilt, ist auch $n=\sin \theta_0$ und damit $\varepsilon(z_{\text{Ref}})=\sin^2 \theta_0$. Aus Formel 3.10 folgt dann für die entsprechende Dichte:

$$n_e(z_{\text{Ref}}) = \cos^2 \theta_0 \cdot n_c \quad 3.17$$

Dies bedeutet, dass die Reflexion einer elektromagnetischen Welle an einem Plasma bei nicht-senkrechtem Einfall bei Dichten unterhalb der kritischen Dichte stattfindet.

3.3 Absorption der Laserenergie

In diesem Kapitel sollen die bekanntesten Arten der Laserabsorption an Festkörpern vorgestellt und ihre Anwendbarkeit auf die vorliegende experimentelle Situation diskutiert werden. Dabei wird sich herausstellen, dass den unterschiedlichen Phasen der Interaktion unterschiedliche Mechanismen zugrunde gelegt werden müssen.

Eine Absorption der hier verwendeten few-cycle Laserpulse erfordert unbedingt Prozesse, die auf Zeitskalen weniger fs und darunter Energie übertragen können, da sonst der Laserpuls seine Energie nicht deponieren könnte, bevor er die Materialoberfläche wieder verlässt.

Prinzipiell muß bei dieser Diskussion zwischen zwei Kategorien von Absorptionsmechanismen unterschieden werden, der Stoß-Absorption (u.a. skin-Schicht-Absorption) und der stoßfreien Absorption.

3.3.1 Stoß-Absorption

3.3.1.1 Inverse Bremsstrahlung

Die Problematik der Absorption von Laser-Energie besteht hauptsächlich in der Tatsache, dass die oszillatorische Bewegung eines Elektrons im zeitlich begrenzten Laserfeld einen reversiblen Prozess darstellt, sodaß nach dem Pulsende kein Netto-Energieübertrag stattgefunden hat. Ein möglicher irreversibler Prozess, um die oszillatorische Bewegung des Elektrons im elektromagnetischen Feld in ungeordnete, thermische Bewegung zu verwandeln ist dessen Stoß mit einem Ion (s. dazu z.B. [29]). Dies wird i.A. auch inverse Bremsstrahlung genannt. Sie wurde im Rahmen der Laser-Fusions-Forschung intensiv untersucht (s. z.B. [30]), da sie einen Haupt-Absorptionsmechanismus in ausgedehnten, dichten Plasmen darstellt. Sowohl (zum Teil) bei der Resonanzabsorption (s. 3.3.2.1 Punkt a) als auch bei der Skin-Schicht-Absorption (s. nächster Abschnitt) sind Elektronen-Ionen-Stöße für den endgültigen Energieübertrag verantwortlich. Manchmal wird für diesen Mechanismus auch der Begriff des Ohmschen Heizens verwendet (s. z.B. [31]).

3.3.1.2 Skin-Schicht-Absorption

Die Wechselwirkung von Laserpulsen mit hochdichter Materie ist nur möglich, wenn sich vor der Grenzfläche kaum „Vorplasma“ ausbildet, in das der Laserpuls nur bis zur kritischen Dichte eindringen kann. Letzteres ist mit Laserpulsdauern > 100 fs fast immer der Fall und führt z.B. zu Resonanzabsorption (s. 3.3.2.1). Im Gegensatz dazu kann die Interaktion von elektromagnetischen Wellen direkt mit Metalloberflächen durch das sog. Drude-Modell beschrieben werden. Man erhält dann das Absorptionsverhalten (genauer gesagt zunächst die Reflektivität) durch die wohlbekannten Fresnel'schen Gleichungen.

Für den p-polarisierten Fall gilt also ([28, 32]):

$$R_p = \left| \frac{\tan(\theta - \theta_t)}{\tan(\theta + \theta_t)} \right|^2 = \left| \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \right|^2 \quad 3.18$$

θ ist dabei der Einfallswinkel und θ_t der komplexe Transmissionswinkel, der sich anhand des Brechungsindex n mit dem Snellius'schen Gesetz ergibt:

$$\theta_t = \sin^{-1} \left(\frac{\sin \theta}{n} \right) \quad 3.19$$

Es gilt dabei $n = \sqrt{\varepsilon}$, allerdings nun bei Festkörperdichte (**S.O.**).

Für senkrechten Einfall berechnet sich daraus der Absorptionskoeffizient wie folgt:

$$\eta_{abs} = \frac{2\nu_{ei}}{\omega_p} \text{ für } \nu_{ei} \ll \omega_0, \text{ oder } \eta_{abs} = \frac{2\omega_0}{\omega_p} \sqrt{\frac{\nu_{ei}}{\omega_0}} \text{ für } \nu_{ei} > \omega_0 \quad 3.20$$

Dazu ist allerdings ein genaueres Wissen über die vorherrschende Stoßrate ν_{ei} zwischen Elektronen und Ionen notwendig. Für den Grenzfall eines stufenförmigen Überganges zwischen Vakuum und Festkörper kann diese näherungsweise als Inverses der Elektron-Phonon-Kopplungszeit τ_{e-ph} aufgefasst werden. Diese liegt für Metalle typischerweise im Bereich von 10 fs (z.B. [33]). Die daraus resultierende Absorption liegt unter einem Prozent, ein Ergebnis, das mit der hohen Reflektivität von Metallen einhergeht.

Bildet sich mit steigender Laserintensität ein Plasma aus, so wird die Stoßrate mehr und mehr durch tatsächliche Elektronen-Ionen-Stöße dominiert.

Milchberg et al. [34] haben diese Stoßraten für Al-Targets durch Reflexionsmessungen mit 400 fs Laserpulsen vermessen. Ihr in diesem Zusammenhang interessantestes Ergebnis ist ein maximaler Wert des Gleichstrom-Widerstandes von etwa $200 \mu\Omega \text{ cm}$ bei einer Temperatur von ca. 50 eV, den man in eine Stoßrate von ca. 10^{16} s^{-1} umrechnen kann. Oberhalb dieser Temperatur, die (im angesprochenen Experiment) einer Intensität von ca. 10^{14} W/cm^2 entsprach gilt dann folgende Formel für ν_{ei} (s. z.B. [27]):

$$\nu_{ei} \left[\frac{1}{s} \right] \approx 2,9 \cdot 10^{-6} Z n_e T_e^{-\frac{3}{2}} \ln \Lambda \quad 3.21$$

Dabei ist Z die Anzahl freier Elektronen pro Atom, n_e die Elektronendichte in cm^{-3} , T_e die Elektronentemperatur in eV und $\ln \Lambda$ der Coulomb-Logarithmus, der den Einfluß der Kleinwinkelstöße beschreibt.

Setzt man nun eine Stoßrate von 10^{16} s^{-1} in Formel 3.20 ein, so ergibt sich eine Absorption von ca. 40%. In [28] wurde berechnet, dass diese Absorption für p-polarisiertes Licht bei nicht-senkrechttem Einfallswinkel sogar noch stärker sein kann.

Vor der Materialoberfläche bildet sich ein Interferenzfeld aus einlaufender und reflektierter Welle aus, das ins Target hinein exponentiell abfällt. Die Tiefe im Target, bis zu der das elektrische Feld auf $1/e$ abgefallen ist, wird als skin-Tiefe δ_s bezeichnet.

Für diese gilt (s. z.B. [32]):

$$\delta_s = \frac{ic}{\sqrt{\epsilon}\omega} \quad 3.22$$

und damit (s.o.), falls $\omega_0 \ll \omega_p$:

$$\delta_s = \frac{c}{\omega_p} \quad \text{für } v_{ei} \ll \omega_0, \text{ oder } \delta_s = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{v_{ei}}{2\omega_0}} \quad \text{für } v_{ei} \gg \omega_0 \quad 3.23$$

Daraus resultierende typische Skin-Tiefen ergeben sich zu ca. 10 bis 25 nm.

Steigt die Temperatur weiter, so folgt aus Formel 3.21, daß die Stoßrate und damit die Absorption durch Stöße drastisch sinken. Zwar existieren Überlegungen, wie auch dann noch merkliche Absorptionsraten durch Stoßprozesse aufrechterhalten werden können (speziell für den Fall, daß die Oszillationsgeschwindigkeit der Teilchen im Laserfeld größer wird als die thermische Geschwindigkeit, s. z.B. [35]), die resultierenden Stoßraten bleiben aber auch dann so klein, daß stoßfreie Mechanismen die bestimmende Rolle übernehmen.

3.3.2 Stoßfreie Absorption

3.3.2.1 Resonanzabsorption

Der bekannteste Absorptions-Mechanismus bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung ist die Resonanzabsorption. Sie wurde bereits in den 60er Jahren theoretisch beschrieben [36] und in einer Vielzahl von Simulationen und Experimenten untersucht (s. z.B. [37, 38, 39]). Eine detaillierte Beschreibung der Theorie geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus, sodaß hier nur einige wichtige Kernaussagen vorgestellt werden sollen.

Dabei wird die Propagation von elektromagnetischen Wellen in unterkritischem Plasma anhand der Näherung der geometrischen Optik berechnet. Für p-polarisierte Wellen kann der Anteil des elektrischen Feldes, der parallel zum Dichtegradienten des Plasmas schwingt, resonant an eine kollektive Schwingung der Plasmaelektronen (Plasmawelle) ankoppeln. Die Lösbarkeit der dabei auftretenden Wellengleichung setzt voraus, dass sich die Materialeigenschaften (vornehmlich die dielektrische Permittivität ϵ) über eine Wellenlänge der Laserpulse nur wenig ändern. Man beschreibt nun diese Änderung von ϵ anhand der Skalenlänge L des Plasmas wie folgt (z beschreibt die Richtung parallel zum Dichtegradienten):

$$L^{-1} = \epsilon^{-1} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \quad 3.24$$

Diese Definition verknüpft die optischen Eigenschaften des Plasmas mit seinem Dichtegradienten.

Gilt für den Wellenvektor k ($=2\pi/\lambda$) der Laserpulse $kL \gg 1$ (vgl. Formel 3.13), so gilt die oben erwähnte Näherung als erfüllt und die Wellengleichung ist analytisch lösbar. Für einen

Einfallswinkel θ zur Oberflächen-Normalen liegt der Umkehrpunkt der Welle nicht bei n_c , sondern bei $n_c \cos^2(\theta)$ (s. Formel 3.17), d.h. die eigentliche Reflexion der Welle findet weiter entfernt von der Oberfläche als der Punkt der kritischen Dichte statt. Laut [36] dringt die Welle aber noch bis hin zu n_c ein (vgl. skin-Tiefe beim Festkörper, 3.3.1.2) und erreicht dort eine starke Überhöhung der Feldstärke. Da die Lösung der Wellengleichung bei $\varepsilon=0$ (also bei $n=n_c$) unter Vernachlässigung von Absorption divergiert, spricht man von Resonanz. Unter Berücksichtigung von Absorption und vor allem der möglichen Anregung einer Plasmawelle (Ausbreitung der Dichtefluktuation durch thermische Ausgleichsprozesse) wird aus dieser Divergenz die beschriebene Felderhöhung, die eine entsprechende Plasmawelle treibt. Dies wird als klassische Resonanzabsorption bezeichnet.

Der endgültige Energieübertrag kann dann über verschiedene Prozesse gegeben werden:

- a) Die kollektiv schwingenden Elektronen geben über Stöße Energie an die Ionen ab, was die Plasmawelle dämpft, aber das Material aufheizt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Stoßrate (und damit die Absorptionseffizienz) hier kleiner ist als bei Festkörperdichte.
- b) Ein zusätzlicher Effekt entsteht bei höheren Intensitäten, wenn die Plasmawelle ihre Kohärenz verliert, d.h. die Amplitude der Elektronen-Oszillation größer wird als die Wellenlänge der Plasmawelle. Dies wird als Wellenbrechen bezeichnet, wobei ein Teil der Elektronen mit hoher kinetischer Energie ins Target injiziert werden kann.
- c) Teilchen, die in Bewegungsrichtung der Welle langsamer als diese sind, werden beschleunigt und entziehen ihr Energie, während solche, die schneller als sie sind umgekehrt wirken. Geht man von einer Maxwell-Geschwindigkeit-Verteilung aus, so gibt es stets mehr langsame als schnelle Teilchen, sodaß „unter dem Strich“ Energie an Teilchen abgegeben wird, bzw. die Welle gedämpft wird. Dieser Energieübertrag wird auch als Landau-Dämpfung bezeichnet.

Im Falle des senkrechten Auftreffens der Laserpulse auf das Medium ist die Lichtwelle prinzipiell s-polarisiert und Resonanzabsorption ist unmöglich, da die elektrische Feldkomponente parallel zum Dichtegradienten 0 ist. Diese Überlegung zusammen mit der Notwendigkeit des Durchtunnels von Material ergibt bereits qualitativ, dass es für jede vorgegebene Skalenlänge einen Optimalwinkel der Absorption geben muß. Quantitativ wird dies durch die sog. Denisov-Funktion Φ dargestellt (Details s. u.a. [36] und dortige Referenzen), die ein Maß der Stärke der Absorption angibt und von $(kL)^{1/3} \cdot \sin\theta$ abhängt.

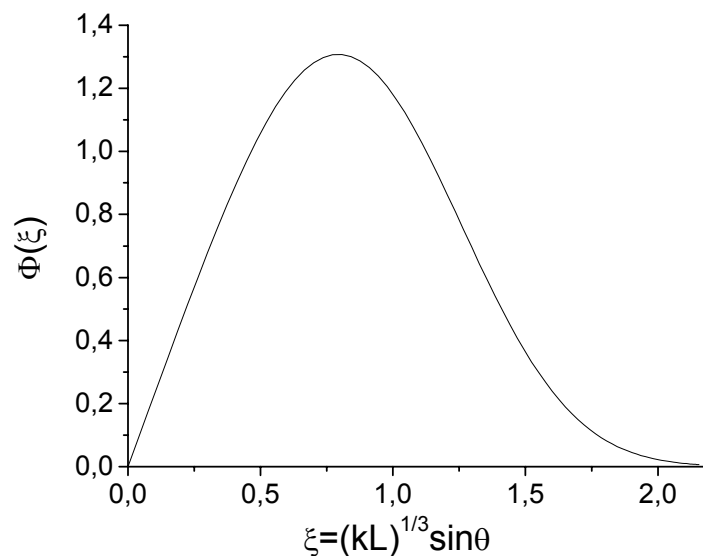


Abbildung 3.1: Die Denisov-Funktion für $kL=10$ und Variation des Einfallswinkels θ .

Des Weiteren errechnet sich laut [36] die eigentliche Absorption η_{Abs} zu

$$\eta_{\text{Abs}} = \frac{\Phi^2(\xi)}{2} \quad 3.25$$

Setzen wir die Wellenlänge der verwendeten Laserpulse von 790 nm ein ($k \approx 8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$) und halten wir den Einfallswinkel bei 45° fest (wie in den Experimenten dieser Arbeit), so kann die Absorption in Abhängigkeit von L dargestellt werden (s. Abbildung 3.2).

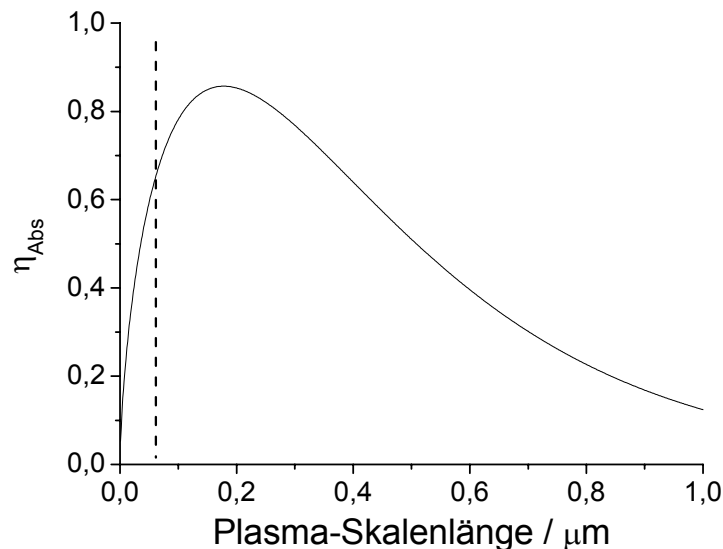


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der Resonanzabsorption von der Plasma-Skalenlänge für eine Wellenlänge von 790 nm und einen Einfallswinkel von 45° . Bei dieser Wellenlänge ist die Theorie der Resonanzabsorption für Skalenslängen kleiner ca. 65 nm (links von der gestrichelten Linie) nicht mehr anwendbar.

Der endgültige Absorptionsgrad liegt aufgrund von Verlusten bei den Stößen etwas unter diesen Werten und wird in der Literatur zu maximal 60 % angegeben.

Es bleibt festzuhalten, dass bei den hier vorgestellten Messungen die für optimale Resonanzabsorption notwendige Skalenslänge im Bereich von 200 nm liegen müsste.

In diesem Zusammenhang sei auf eine Veröffentlichung von Bastiani et al. [5] verwiesen, bei der u.a. durch künstliche Vorpulse erzeugte Vorplasmen in ihrer Ausdehnung vermessen wurden. Sie geben an, dass eine Vorpuls-Intensität von $4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 4 ps vor dem Hauptpuls eine reduzierte Skalenslänge (L/λ) von ca. 0,25 erzeugt. Dies würde den bereits erwähnten 200 nm entsprechen. Alle zur Verfügung stehenden Messungen der Laserparameter deuten darauf hin, dass derartige Vorpulse in den hier diskutierten Experimenten nicht vorhanden waren. Außerdem kann die Wirkung der in unserem Fall existierenden Vorpulse auf die erzeugte Skalenslänge zu deutlich unter 100 nm abgeschätzt werden (s. 3.4), sodaß die Resonanzabsorption als hier wichtiger Absorptionsprozess ausgeschlossen werden kann. Weiterhin ist ein Haupteffekt der Resonanzabsorption, dass die entstandene Feldüberhöhung entlang des Dichtegradienten zeigt, was zur Folge hat, dass schnelle Elektronen hauptsächlich in dieser Vorzugsrichtung zu erwarten sind. Auch dies steht im Widerspruch zu den in dieser Arbeit gefundenen experimentellen Ergebnissen (s. Kapitel 5).

Ein empirisch gewonnenes Skalierungsgesetz der durch Resonanzabsorption beschleunigten Elektronen (ihre Temperatur) mit der Laserintensität lautet [40]:

$$T_h^{FKL} \approx 14(I_{16}\lambda_\mu^2)^{1/3} T_e^{1/3} \text{ keV} \quad 3.26$$

Dabei ist I_{16} die Laserintensität in Einheiten von 10^{16} W/cm^2 , λ_μ die Wellenlänge in μm und T_e die Temperatur der kalten Elektronenpopulation des Hintergrundplasmas. Besonders wichtig hierbei ist die schwache Abhängigkeit von der Intensität, die als Signatur des tatsächlich vorherrschenden Absorptionsprozesses dienen kann (vgl. Ergebnisse in 6.3).

3.3.2.2 Schicht-inverse Bremsstrahlung

Trotz der an Stoßprozesse erinnernden Bezeichnung (inverse Bremsstrahlung, s. 3.3.1.1) handelt es sich hier um die stoßfreie Wechselwirkung mit einer Plasmaschicht und nicht um Stöße von Teilchen. Wenn sich bereits eine kleine (noch überkritische) Plasmaschicht vor dem Festkörper gebildet hat, können Teilchen, die vom Targetinneren her kommend an ihr gestreut werden, Energie in Form von irreversiblen Schüben des vor der Schicht anliegenden Laserfeldes übernehmen. Dieser Spezialfall tritt ein, wenn die folgende Bedingung gegeben ist:

$$v_{th} \ll \omega \cdot l_s \Leftrightarrow \frac{v_{th}}{c} \ll \frac{\omega}{\omega_p} \quad 3.27$$

Für Plasmatemperaturen von wenigen 100 eV entspricht v_{th} etwa 1-2 % der Lichtgeschwindigkeit und die Plasmafrequenz ist höchstens etwa das Zehnfache der Laserfrequenz (also $\omega/\omega_p > 0,1$). Die Bedingung Formel 3.27 kann bei den hier vorgestellten Experimenten stets als erfüllt angesehen werden.

Die ursprüngliche Theorie zu diesem Prozess stammt von Catto und More [41] und wurde von Yang et al. [42] erweitert. Die dort hergeleitete Absorptionseffizienz für senkrechten Lasereinfall ist bei Einsetzen typischer hier vorliegender Parameter vernachlässigbar ($\leq 5\%$). Erst bei der Erweiterung der Theorie zu beliebigen Einfallswinkeln, die als sheath-transit absorption bezeichnet wird, entstehen höhere Werte: so erhalten Yang et al. [43] für p-polarisiertes Laserlicht mit einem Einfallswinkel von ca. 25° und für den hier interessanten Fall kleiner Plasma-Skalenlängen ($kL < 1$) anhand durchgeführter Simulationen Absorptionseffizienzen von bis zu 16 %. Allerdings ergibt sich nur eine vernachlässigbare Abhängigkeit von der Laserintensität. Dies steht im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit, die alle eine starke Intensitätsabhängigkeit zeigen.

Dieser Mechanismus kann für die hier durchgeführten Experimente eine Rolle spielen, allerdings nur für die frühen Zeiten der Interaktion, da ab einer Laser-Intensität oberhalb von ca. 10^{16} W/cm^2 der Übergang zu einem anderen Mechanismus stattfindet (s. 3.3.2.4).

3.3.2.3 Anormaler skin-Effekt

Mit dieser Theorie ist auch der sogenannte anormale skin-Effekt beschreibbar, der den umgekehrten Extremfall von Formel 3.27 voraussetzt, also

$$v_{th} > \omega \cdot l_s \Leftrightarrow \frac{v_{th}}{c} > \frac{\omega}{\omega_p} \quad 3.28$$

Dies ist für die in dieser Arbeit untersuchten Parameterbereiche nie erfüllt. Es müsste v_{th} größer als 10% der Lichtgeschwindigkeit werden, was einer Plasmatemperatur von einigen keV entspräche. Diese werden mit den hier verwendeten Laserparametern jedoch nicht einmal annähernd erreicht (s. [10]).

Der Mechanismus beinhaltet die Annahme, daß die Elektronentemperatur so hoch wird, dass die mittlere freie Weglänge von Elektronen zwischen zwei Stoßprozessen mit Ionen λ_{mfw} deutlich größer als die skin-Tiefe ist. So entsteht eine nicht-lokale Beziehung zwischen Elektronenbewegung und Laserfeld ([28]).

Rozmus et al. [44] geben den resultierenden Absorptionsgrad wie folgt an (Elektronentemperatur T_e (in keV)):

$$\eta_{ASE} = \left(\frac{T_e}{511 \text{ keV}} \right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{n_c}{n_e} \right)^{\frac{1}{3}} \quad 3.29$$

Für die hier vorherrschenden Dichten und Temperaturen errechnet er sich also zu deutlich unter 10%. Diesem Effekt kommt im Weiteren also keine Beachtung zu.

3.3.2.4 Vakuum-Heizung, Brunel-Effekt

Beide genannten Grenzfälle, also die Schicht-inverse Bremsstrahlung und der anormale skin-Effekt treten nur solange auf, wie der Plasmadruck P_e größer als der Lichtdruck der Laserpulse P_L ist, d.h. solange gilt [28]:

$$\frac{P_L}{P_e} = \frac{2 \frac{I_0}{c}}{n_e k_B T} < 1$$

Wird diese Schwelle überschritten, was bei typischen Plasmaparametern wie einer Dichte n_e von ca. 10^{23} cm^{-3} und einer Temperatur ($k_B T$) von 100 eV bei einer Laserintensität I_0 von $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ geschieht, so wird ein weiterer Absorptionsmechanismus wirksam, der zum ersten Mal von Brunel 1987 [45] beschrieben wurde. Dabei werden Elektronen, die thermisch aus dem Festkörper austreten, im günstigsten Fall durch das vor der Oberfläche aufgebaute Interferenzfeld innerhalb eines halben Zyklus beschleunigt und bewegen sich dann zurück in das Material. Da dort das Feld evaneszent abfällt, kann der nächste Halbzyklus diese Beschleunigung nicht mehr rückgängig machen, wie es bei einem Elektron im Vakuum geschehen würde. Das entsprechende Teilchen behält also einen großen Teil der gewonnenen kinetischen Energie und kann diese dann wiederum durch Stöße an den Festkörper abgeben.

Aus einem stark vereinfachten Kondensator-Modell heraus [28] berechnet sich der hier gültige Absorptionskoeffizient zu:

$$\eta_B = \frac{4}{\pi} a_0 \frac{\sin^3 \theta}{\cos \theta} \quad 3.30$$

Betrachtet man den nichtrelativistischen Grenzfall (dimensionslose Lichtamplitude $a_0 \ll 1$) und berücksichtigt die Verringerung des Interferenzfeldes durch die selbsterzeugte Verringerung der Reflektivität, so erhält man:

$$\eta_B = \frac{a_0}{2\pi} f^3 \frac{\sin^3 \theta}{\cos \theta} \quad 3.31$$

Dabei ist $f = 1 + \sqrt{1 - \eta_B}$ die Feldverstärkung durch Interferenz.

Des Weiteren gilt für die Temperatur der hierbei beschleunigten Elektronenpopulation in Abhängigkeit von der Laserintensität folgendes Skalierungsgesetz [28]:

$$T_h^B \cong 3,7 I_{16} \lambda_\mu^2 \quad 3.32$$

Dabei ist I_{16} die Laserintensität in 10^{16} W/cm^2 und λ_μ die Laserwellenlänge in μm . Man beachte hier vor allem die im Gegensatz zur Resonanzabsorption lineare Abhängigkeit von der Intensität.

Dieser Mechanismus bildet die Interpretations-Grundlage der im Rahmen dieser Arbeit nachgewiesenen Elektronenbeschleunigung.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass gerade der in dieser Arbeit zur Verfügung stehende Parameterbereich eine faszinierende Übergangsregion darstellt, was die Wirksamkeit verschiedener Absorptionsmechanismen anbelangt (vgl. hierzu [46,47]). Anhand verschiedener Experimente wird diese Aussage im weiteren Verlauf präzisiert.

3.4 Abschätzung des Vorplasmas

Die Beiträge des zeitlichen Verlaufes der Laserpulse, die für die Bildung eines Vorplasmas in Frage kommen, lassen sich in drei Bereiche einteilen:

- Zeitskalen im ns-Bereich: hierzu zählen die parasitären Oszillatorpulse, die stark abgeschwächt ($<10^{-4}$) durch den Pulspicker kommen, sowie die ASE (amplified spontaneous emission) aus dem Multipass-Verstärker. Die Intensität der ASE ist über acht Größenordnungen kleiner als die des Hauptpulses und kann somit vernachlässigt werden. Die parasitären Oszillatorpulse sind von den Hauptpulsen um 12,5 ns getrennt und verfügen nur über eine Energie im Bereich von 20 nJ. Durch post mortem Analysen der nur mit diesen Pulsen beschossenen Targetoberflächen konnte verifiziert werden, dass ihre Intensität für die Zündung eines Plasmas nicht ausreicht.
- Zeitskala 1 ps bis 1 ns: In diesem Bereich stand keine Diagnostik mit hohem Kontrast zur Verfügung. Vorpulse beachtlicher Energie mit diesen Abständen zum Hauptpuls können bei dem hier verwendeten Lasersystem allerdings nur durch geometrische Störungen des Strahlengangs entstehen (z.B. Reflexe an zerstörten Optiken, o.ä.). Die Wahrscheinlichkeit, dass diese das Target fokussiert erreichen, ist praktisch gleich null.
- Zeitskala $< 1 \text{ ps}$: Hier entstehen Lichtanteile durch Fehlkompensation der ultrakurzen Laserpulse. Ihr möglicher Einfluß wurde abgeschätzt: Mit Hilfe des hydrodynamischen Simulations-Programms Multi-fs [48] wurde die Auswirkung verschiedener Vorpulse auf die Ausdehnung des Vorplasmas untersucht. Hierzu wurde eine Maximalabschätzung möglicher Vorpuls-Parameter mit dem Code simuliert [49]:

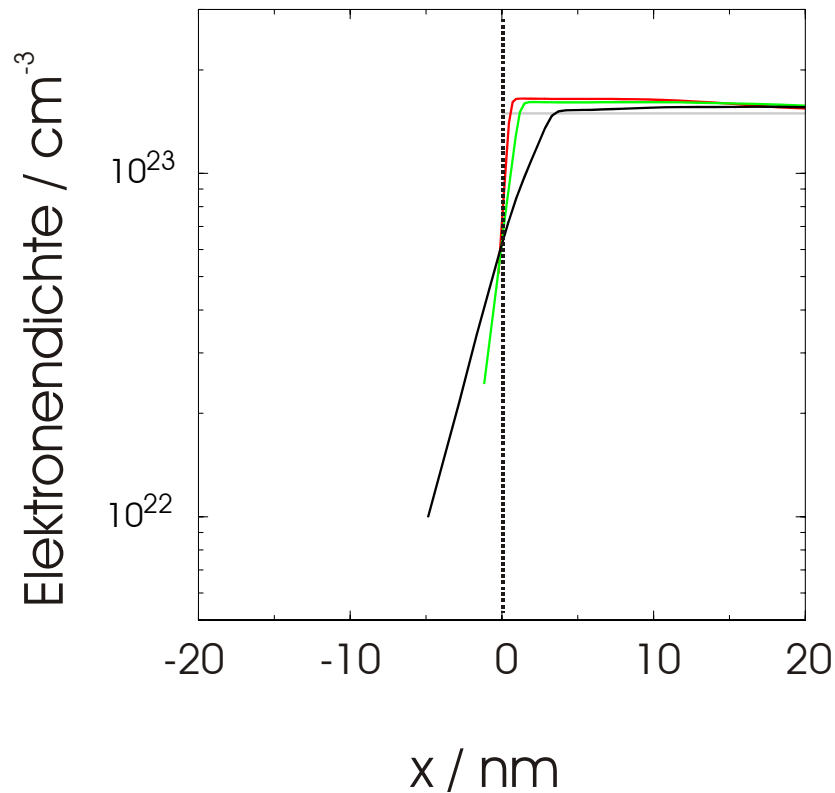


Abbildung 3.3: Mit Multi-fs simuliertes Plasma an einem Aluminium-Target für eine Pulsintensität von 10^{14} W/cm^2 . Dargestellt ist der räumliche Elektronendichteverlauf nach 100 fs (rot), 200 fs (grün) bzw. 500 fs (schwarz). Das zeigt das Vorplasma, auf das ein Hauptpuls treffen würde. x steht für die Richtung senkrecht zur Oberfläche und positive Werte zeigen ins Target hinein. Die gestrichelte Linie beschreibt den Ort der Targetoberfläche vor der Interaktion.

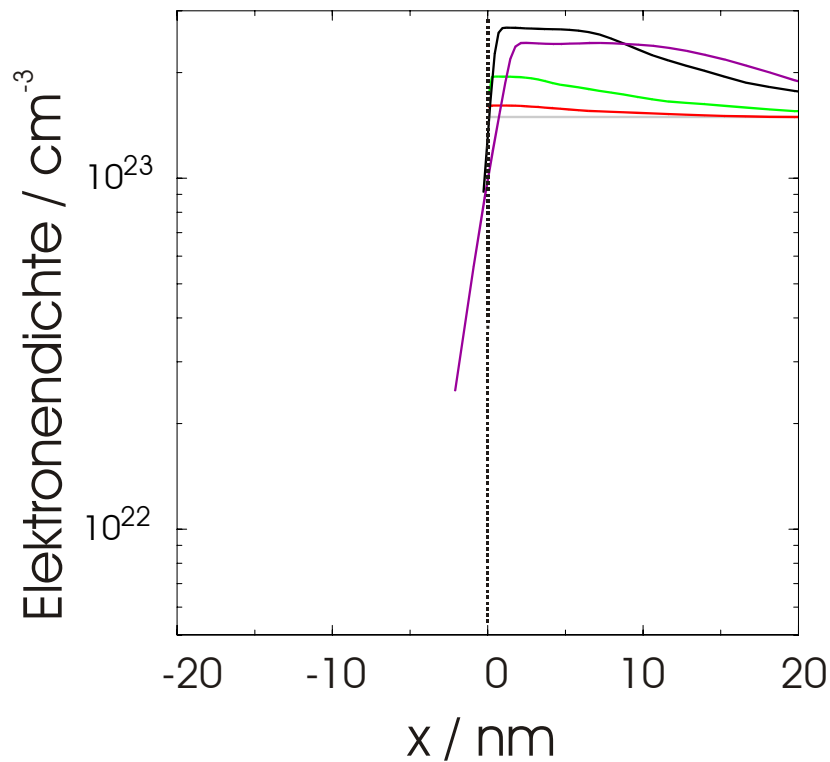


Abbildung 3.4: Wie Abbildung 3.3, jetzt aber für eine Pulsintensität von 10^{15} W/cm^2 mit zeitlichen Abständen zum Hauptpuls von 10 fs (rot), 20 fs (grün), 50 fs (schwarz) und 100 fs (violett).

Dargestellt ist das räumliche Profil der Elektronendichte senkrecht zur Targetoberfläche einmal berechnet für eine Vorpuls-Intensität von 10^{14} W/cm^2 und Abstände zum Hauptpuls von 100 fs, 200 fs und 500 fs, zum anderen für 10^{15} W/cm^2 und Abstände von 10 fs, 20 fs, 50 fs und 100 fs. Ein Vergleich mit dem bandbreitenbegrenzten Intensitätsverlauf (s. Abbildung 2.3) macht deutlich, dass es sich bei den angenommenen Parametern um eine obere Abschätzung handelt. Es zeigt sich, dass selbst dann die Skalenlänge in der Größenordnung von 10 nm und darunter liegt und so deutlich geringer ausfällt als 100 nm, womit Plasma-Beiträge wie Resonanzabsorption weitestgehend ausgeschlossen werden können (s. 3.3.2.1). Außerdem folgt daraus, dass die Targetoberfläche vor Eintreffen des Hauptpulses kaum gestört ist. Dieses Ergebnis bestätigte sich experimentell nicht nur in den Messungen beschleunigter Elektronen (s. 5.3 bzw. 5.4) sondern auch in den Charakteristika des während der Haupt-Wechselwirkung gebildeten Plasmas (s. [10]).

Kapitel 4 Röntgenquelle

Die experimentelle Hauptaufgabe dieser Arbeit bestand darin, unterschiedliche Diagnostiken zur Untersuchung verschiedener Aspekte der Laser-Plasma-Wechselwirkung einzusetzen. So konnte z.B. anhand der Detektion von dabei erzeugter Röntgenstrahlung näheres über die Beschleunigung von Elektronen in den Festkörper herausgefunden werden. Dieses Kapitel dient der detaillierten Beschreibung der notwendigen Verfahrensweisen zur spektralen Charakterisierung und zur quantitativen Auswertung.

Zusätzlich wurde die Größe der Röntgenquelle mit Hilfe der sogenannten Halbschattenmethode vermessen und es wird diskutiert, was für zusätzliche Informationen daraus ableitbar sind.

Eine eigens für diese Problematik erstellte Simulation (s. Kapitel 6) erlaubte abschließend eine weitere Auswertung der experimentellen Daten, indem die Eigenschaften der Röntgenquelle für verschiedene Elektronenpopulationen und Materialsorten modelliert wurden. Man erhält dadurch detaillierte Erkenntnisse über die ins Target beschleunigte Elektronenpopulation sowie auch über die Dauer der erzeugten Röntgenpulse. Diese spielt eine entscheidende Rolle für weitere Anwendungen wie z.B. zeitaufgelöste Röntgenstrukturuntersuchungen. Als Beispiel der Anwendungsrelevanz wird die anormale Transmission durch perfekte Kristalle, der sog. Borrmann-Effekt demonstriert (s. Kapitel 7) und seine Verwendungsmöglichkeiten für Beugungsexperimente mit fs-Zeitauflösung diskutiert (s. Kapitel 8).

4.1 Experimentelle Grundlagen

Eine wohlbekannte und bei Laser-Plasma-Wechselwirkungen auch häufig eingesetzte Diagnostikmöglichkeit ist die Messung der bei der Interaktion entstehenden Röntgenstrahlung (s. z.B. [7,8,9]). Sie wird erzeugt, wenn beschleunigte Elektronen ins Targetmaterial eindringen; und zwar zum einen in Form von Bremsstrahlung, die stets beim Vorbeiflug an Atomen erzeugt wird und zum anderen als charakteristische Linien-Emission.

Eine Variation des entsprechenden Targetmaterials bei gleichzeitiger Beibehaltung aller anderen Parameter erlaubt Rückschlüsse auf die beschleunigte Elektronenpopulation in Bezug auf Anzahl und Energieverteilung. Typischerweise ergeben sich bei derartigen Experimenten boltzmannartige Temperaturverteilungen, die einige wenige bis zu über 10 % der zur Verfügung gestellten Laserenergie ins Target transportieren (s. z.B. [7,8]).

Des Weiteren besteht die Möglichkeit, die Position des Targets im Verhältnis zur Fokusposition der Laserpulse zu variieren und die jeweiligen Emissionseffizienzen zu messen. Daraus ergibt sich die Abhängigkeit der Teilcheneigenschaften (Temperatur und Zahl) von der Laserintensität.

4.1.1 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Der für die Produktion von Röntgenstrahlung ablaufende Prozess bei der Wechselwirkung hochintensiver Laserpulse mit Festkörpern ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt.

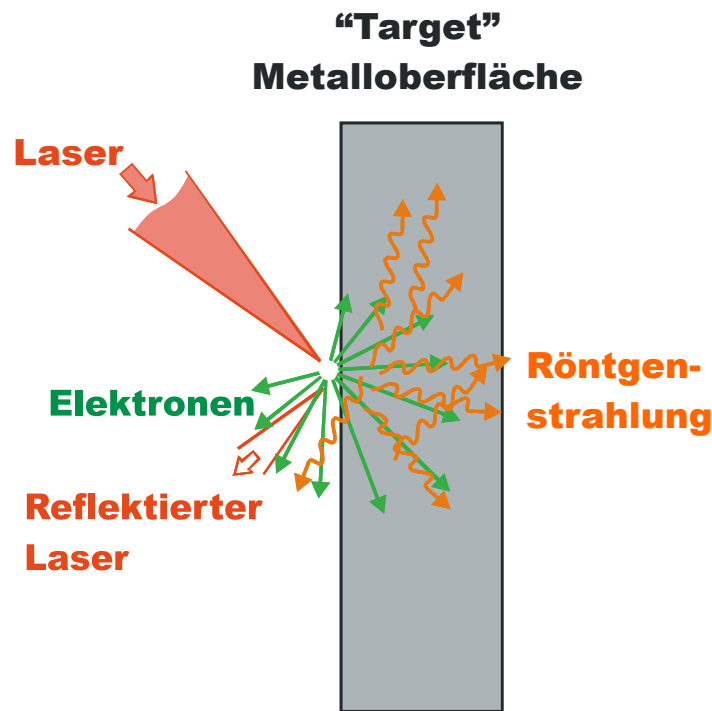


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Erzeugung von Röntgenstrahlung in einem Festkörper durch Laserpulse ausreichender Intensität. Die Laser-beschleunigten Elektronen dringen in das Material ein und erzeugen dort (u.a. durch Ionisation von Innerschalen-Elektronen) Röntgenstrahlung.

Die ultrakurzen, hochintensiven Lichtpulse liefern zunächst durch Ionisation freie Elektronen und beschleunigen diese auf kinetische Energien im keV-Bereich und darüber. Ein Teil dieser Teilchen dringt in das Material ein und interagiert mit Atomen bei Festkörperdichte. Wird die Bahn eines Teilchens durch einen Atomkern verändert, so entsteht das wohlbekannte Bremsstrahlungskontinuum, dessen Energieverteilung durch die kinetische Energie des Elektrons bestimmt wird und dessen Intensität zusätzlich von der entsprechenden Atomladungszahl Z quadratisch abhängt. Die spektrale Intensität der Bremsstrahlung stellt sich für die untersuchten Materialien im Vergleich zu charakteristischer Linien-Emission als vernachlässigbar heraus, die folgendermaßen entsteht:

Schnelle Elektronen können weitere Sekundärelektronen aus den Atomen herausschlagen. Dabei wird mit zunehmender kinetischer Energie die Ionisation näher und näher am Kern möglich, sodaß schließlich Teilchen aus dem tiefsten Energieniveau, der K-Schale, entfernt werden können. Das entstandene K-Loch wird von einem L-Elektron gefüllt, wobei die Übergangsenergie in Form eines Photons (z.B. K_{α} -Photon) oder eines schnellen Elektrons (Auger-Effekt) abgegeben wird. Die relativen Wahrscheinlichkeiten dieser beiden Kanäle sind dabei abhängig von der Atomsorte: der Auger-Zerfall wird mit zunehmender Ladungszahl im Vergleich zur Röntgen-Emission immer unwahrscheinlicher, stellt jedoch bei einem Element wie Kupfer ($Z=29$) immer noch ca. 50 % der Relaxation dar [50].

Besonders interessante, weil dominante Strahlungsprozesse sind die Ein-Photon-Zerfälle, die dann als K-Strahlung bezeichnet werden. Je höher das ursprüngliche Energieniveau des relaxierenden Elektrons ist, desto höher ist die Photonenenergie. So wird das Photon, das nach Elektronenübergang von der zweiten auf die erste Schale abgestrahlt wird als K_{α} , von $n=3$ nach $n=1$ als K_{β} usw. bezeichnet. Nach dem Gesetz von Moseley ist die Energie der K_{α} -

Photonen eines bestimmten chemischen Elementes mit Atomladungszahl Z proportional zu $(Z-1)^2$ (vgl. Tabelle 4.1). In Abhängigkeit von der magnetischen Quantenzahl des Rekombinationselektrons unterscheidet man schließlich noch zwischen $K_{\alpha 1}$ - und $K_{\alpha 2}$ -Linien. Die Trennung dieser beiden ist jedoch nur mit ausreichend hoher spektraler Auflösung experimentell nachzuweisen und spielt deshalb nur bei den Beugungsexperimenten (s. Kapitel 7) eine Rolle.

Sämtliche hier angesprochenen Emissionsprozesse finden isotrop statt, d.h. im Speziellen, dass jegliche Detektion unter Berücksichtigung des abgedeckten Raumwinkels durchzuführen ist, um die abgestrahlte Energiemenge richtig zu bestimmen.

Außerdem sind für eine genaue Auswertung detaillierte Kenntnisse der jeweiligen relativen Häufigkeiten der angesprochenen Prozesse unabdingbar. Sie sind für diese Arbeit hauptsächlich entnommen aus [50]. Der bei weitem stärkste Emissionsprozess für elektromagnetische Strahlung ist die Emission von K_{α} -Photonen, der deshalb hier das Hauptaugenmerk genießt.

4.1.2 Target-Materialien

Bei den verwendeten Targets handelte es sich um Metalloberflächen von Aluminium ($Z=13$, $E_{\text{photon}} \approx 1,5$ keV) bis Indium ($Z=49$, $E_{\text{photon}} \approx 24,2$ keV). Materialien mit noch höherer Atomzahl waren im Rahmen dieser Experimente nicht sinnvoll, da zum einen die jeweilige Ionisationsenergie der K-Schale immer weiter steigt, was die Konversionseffizienz bei gleich bleibenden Elektronenpopulationen stark verringert. Zum anderen steigt auch die Energie der abgestrahlten charakteristischen Photonen an, was die hier verwendete Detektion (s.u.) über die Maßen behindert hätte.

Aluminium, Titan, Eisen, Kupfer und Niob wurden in Form von 2 mm dicken Platten untersucht, während es sich bei Indium um eine 200 μm dicke Folie handelte. Es stellte sich heraus, dass bei den verwendeten Laser-Parametern die Produktion der Röntgenstrahlung direkt an der Materialoberfläche stattfindet (wenige μm Eindringtiefe der Elektronen), sodaß auch eine geringe Dicke von 200 μm für optimale Konversion in Röntgenstrahlung vollkommen ausreichte.

Es folgt eine Zusammenfassung der verwendeten Targetmaterialien und ihrer wichtigsten Eigenschaften für die Produktion von K-Strahlung (Werte entnommen aus [51]):

Material	Z	I_K/keV	K_{α}/keV	K_{β}/keV
Al	13	1,56	1,49	1,55
Ti	22	4,96	4,51	4,93
Fe	26	7,11	6,4	7,06
Cu	29	8,98	8,05	8,90
Nb	41	18,99	16,61	18,62
In	49	27,94	24,21	27,27

Tabelle 4.1: Verwendete Atomsorten, Ladungszahlen Z , Ionisationsenergien der K-Schale (I_K) und Photonenenergien der beobachteten Emissionslinien

4.1.3 Detektion und dispersionslose Spektroskopie

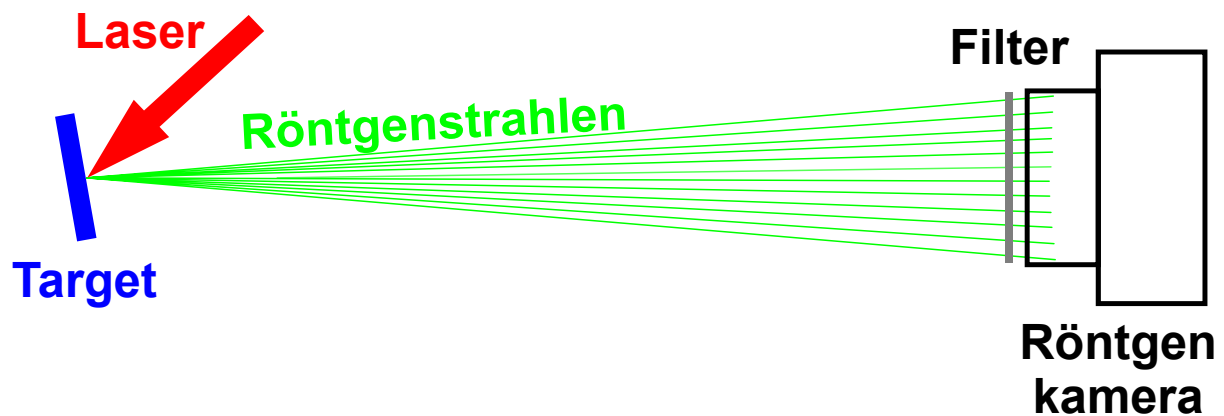


Abbildung 4.2: Darstellung des Aufbaus zur Detektion der Röntgenstrahlung

Abbildung 4.2 zeigt schematisch den Aufbau zur Detektion der Röntgenstrahlung, wobei von den isotrop abgestrahlten Photonen lediglich die gezeichnet sind, die die CCD treffen. Die Ausmaße des Chips und die Entfernung zur Quelle definieren dann den effektiv abgedeckten Raumwinkel η (s. Formel 4.3).

Die Detektion geschah mittels einer ANDOR DX-420-BR-DD Röntgen-CCD-Kamera. Dabei handelt es sich um eine vakuumtaugliche, „rückbeleuchtete“ CCD mit vergrößerter sensibler Silizium-Schicht (back-illuminated deep-depletion), die speziell für den Röntgenbereich (1 – 30 keV) ausgelegt ist. Der Chip besteht aus 256 mal 1024 Bildpunkten (Pixel) mit einer jeweiligen Größe von 26 auf 26 μm . In jedem dieser Bildpunkte werden durch die auftreffenden Röntgenphotonen mittels Photoeffekt Elektronen erzeugt, die an einem PN-Übergang des Halbleitermaterials abgeführt und schließlich in ein digitales Signal umgewandelt werden können. Die Menge der jeweils messbaren charakteristischen Strahlung kann dann mittels dispersionsloser Spektroskopie (s.u.) ermittelt werden.

Besonders wichtig ist bei derartigen Messungen der Einsatz eines dem Experiment angepassten Röntgenfilters. Er dient zum einen zur Abschirmung der CCD vor sichtbarem Licht, vor allem gestreutem Laserlicht, das den Chip bei weitem übersteuern und zum Teil sogar zerstören kann. Zum anderen hilft er, den für die jeweilige Messung gewünschten Spektralbereich genau einzugrenzen und alle anderen Anteile des elektromagnetischen Spektrums (insbesondere große Teile des Bremsstrahlungskontinuums) abzublocken.

Die Abschirmung vor sichtbarem Licht ist durch jedes undurchsichtige Material bereits in sehr dünnen Schichten gewährleistet: eine 100 nm dicke Aluminium-Folie z.B. schwächt jegliche Art von sichtbarem Licht komplett ab (Transmission $< 10^{-8}$). Es muß allerdings das Fehlen auch kleinster Löcher in der Folie und die absolut lichtdichte Aufbringung des Filters vor dem Chip sichergestellt werden.

Wesentlich anspruchsvoller ist die Wahl von Filtermaterial und –Dicke in Bezug auf die Transmission im Röntgenbereich: man möchte die unter Beobachtung stehende K-Strahlung möglichst verlustfrei detektieren und Röntgenstrahlung anderer Energien weitestgehend herausfiltern. Diese Anforderung wird optimal erfüllt, wenn entweder Filter und Targetmaterial identisch gewählt werden, oder als Filter ein Element verwendet wird, dessen Atomladungszahl Z gerade um eins größer oder (in manchen Fällen) kleiner ist als die des Targets (z.B. Zink- oder Nickel-Filter bei Beschuß von Kupfer). Zum genaueren Verständnis dieses Sachverhaltes ist in Abbildung 4.3 ein typisches gemessenes Emissionsspektrum (näheres zu dessen Zustandekommen s.u.) bei einem Kupfer-Target zusammen mit den Transmissionskurven in Frage kommender Filter [52] gezeigt. Alle haben gemein, dass die maximale Transmission in der Nähe der K-Linien erfolgt. Es muß allerdings erwähnt werden, dass eine derartige Freiheit der Filterwahl nur bei wenigen Materialien gegeben ist: man

denke z.B. an Aluminium als Target, wo die im Periodensystem benachbarten Elemente Magnesium und Silizium als undurchsichtige Filterfolien nicht zur Verfügung stehen. Ein entscheidender Nachteil der Verwendung des gleichen Materials für Target und Filter ist die Möglichkeit der Sekundärstrahlungsproduktion im Filter, die dann spektral nicht mehr von der Primärquelle unterscheidbar ist, was zu einer Verfälschung des detektierten Signals führt.

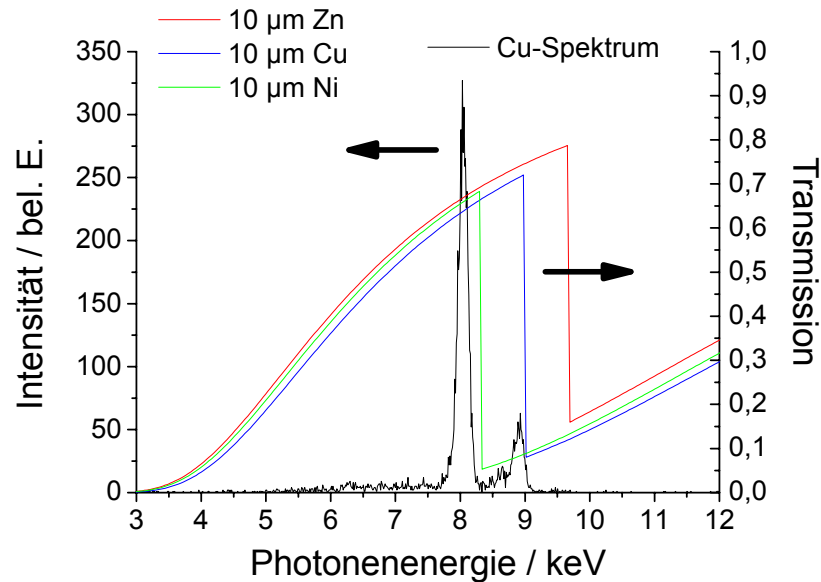


Abbildung 4.3: Typisches Cu-K-Strahlungs-Spektrum sowie Transmission in Frage kommender Röntgenfilter

So weit es die Dicke der jeweiligen Filter anbelangt, so stellten sich ca. 10 bis 25 μm als optimal heraus.

Auf diese Weise können Bilder aufgenommen werden, die zu einem überwältigenden Prozentsatz aus genau der K_{α} -Strahlung bestehen, die man untersuchen will.

Kommen wir zur eigentlichen Detektion und insbesondere zur deren spektraler Auswertung: Durch das Auftreffen von Röntgenphotonen werden auf dem CCD-chip Photoelektronen erzeugt, die ein digitales Signal erzeugen. Dies geschieht in jedem einzelnen Bildpunkt, sodaß sich zweidimensionale Bilder ergeben.

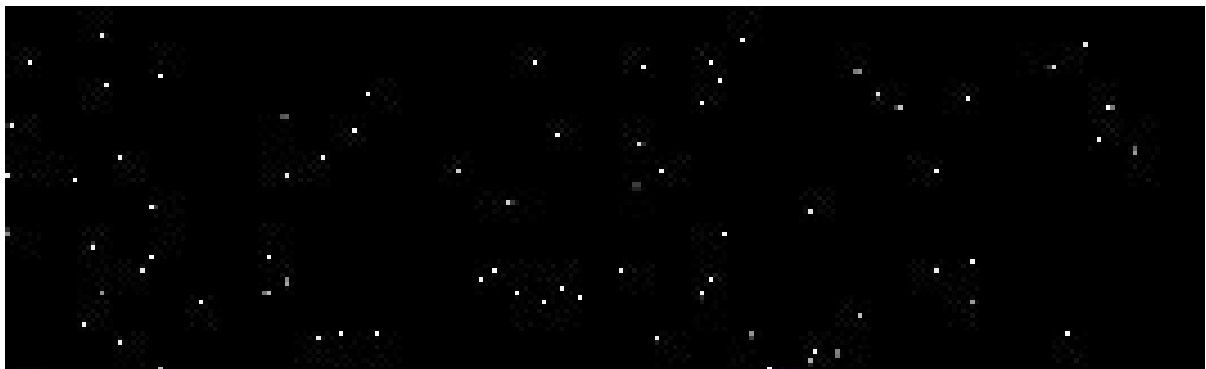


Abbildung 4.4: Vergrößerter Ausschnitt eines Roh-Bildes der Röntgen-CCD bei geringer Belichtung. Die einzelnen durch Röntgenphotonen belichteten Bildpunkte (grau und weiß) sind gut zu erkennen.

Man kann sich die Tatsache zu Nutze machen, dass die Stärke des erzeugten Signals direkt proportional zur Energie des ursprünglich auftreffenden Photons ist: es erzeugt zuerst ein Elektron, dessen kinetische Energie fast genau der des Photons entspricht (die Austrittsarbeit von 3,65 eV in Silizium kann im Vergleich zu den vielen keV der Röntgenphotonen vernachlässigt werden). Dieses Elektron erzeugt seinerseits auf seinem Weg durch das Material eine Lawine an Sekundärteilchen, wobei jeweils 3,65 eV pro Photoeffekt verloren gehen. Schließlich wird diese Elektronenlawine mit einer kameraspezifischen (und bekannten) Effizienz in digitale Zählimpulse (Counts) verwandelt. Liest man also die CCD nach einem Laserschuss aus und erstellt ein Histogramm über alle Pixel (wie viele Zählimpulse werden wie oft ausgelöst), so erhält man spektrale Information:

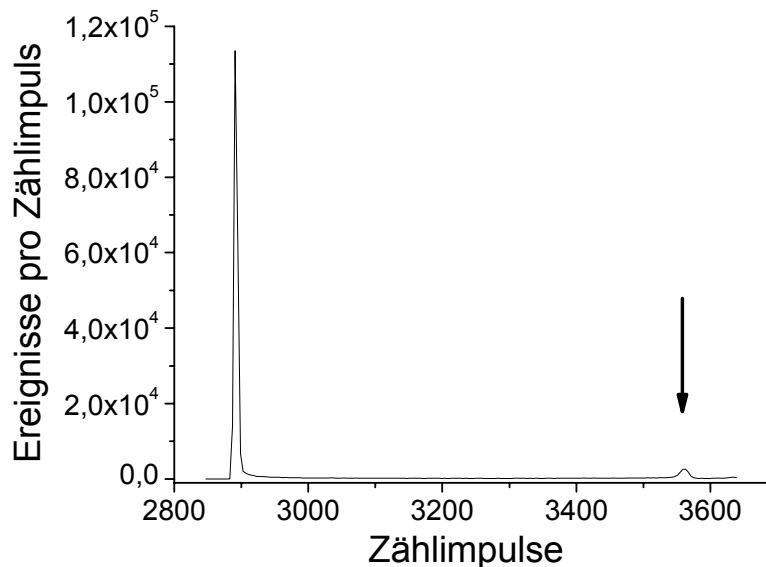


Abbildung 4.5: Histogramm eines CCD-Bildes mit Dunkelstromereignissen (bei ca. 2900 Zählimpulsen) und durch Röntgenphotonen erzeugten Ereignissen (Pfeil)

Das Zusammenspiel von Mindestzählrate (offset) und thermischem Rauschen ergab die Ansammlung von Ereignissen bei ca. 2900 Zählimpulsen, wobei beide Werte von der gewählten Auslesegeschwindigkeit der CCD und das Rauschen zusätzlich noch von der Belichtungszeit und der Chip-Temperatur (bei allen Messungen $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$) abhängen. Wählt man den Belichtungsgrad so, dass (wie im gezeigten Bild) nur wenige Bildpunkte tatsächlich getroffen werden, so birgt das Histogramm zu höheren Zählraten als 2900 die gewünschte spektrale Auflösung. Eine Aufsummierung aller Ereignisse beim „Nullwert“ (bei ca. 2900 Zählimpulsen manifestiert sich ausschließlich das thermisch erzeugte Signal) ergab ungefähr 200000, also in Relation zu den insgesamt 256×1024 Bildpunkten waren ca. 75 % thermisch, also nicht getroffen von Röntgenstrahlung.

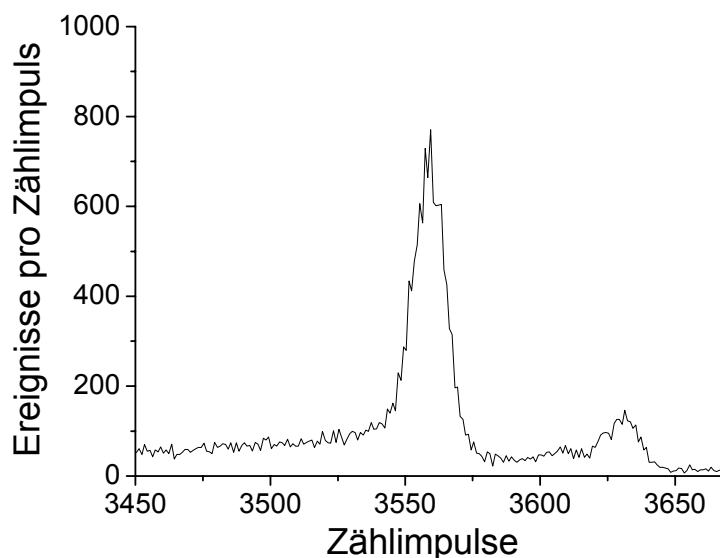


Abbildung 4.6: Vergrößerung des Bereiches von Abbildung 4.5, der die zu untersuchenden Emissionslinien beinhaltet

Hauptaugenmerk bei der Betrachtung des tatsächlichen Roh-Spektrums fällt auf die Ansammlung von Ereignissen bei etwa 3550 Zählimpulsen (in Abbildung 4.5 durch einen Pfeil hervorgehoben). Dieser Bereich ist in Abbildung 4.6 separat dargestellt. Es werden drei Emissionslinien deutlich: bei knapp über 3550, bei ca. 3630 und dazwischen noch eine sehr schwache. Folgt man nun den Überlegungen der Umrechnung von Zählimpulsen zu Photonenenergie (s.o.), so lässt sich die x -Achse auf Photonenenergie umskalieren. Dabei wird der vorhandene Offset (der sich im Mittel für diese Messung zu 2890 Zählimpulsen ergab) abgezogen. Das entstehende Rohspektrum zeigt Abbildung 4.8.

Der Gesamt-Umrechnungsfaktor zwischen Photonenenergie und digitalen Zählimpulsen im Experiment wich vom erwarteten Wert ab (s. Abbildung 4.7). Dies rührt von zwei Beiträgen her: zum einen ist bekannt, dass die Produktionsenergie für Elektronen-Loch-Paare im Silizium nur im Mittel zu 3,65 eV angegeben werden [53] und vor allem in der Nähe der Si K-Kante bei ca. 2 keV deutlich von diesem Wert abweichen kann [54]. Zum anderen kann auch die Konversion von Elektronen in Zählimpulse fehlerbehaftet sein. Durch Vergleich gemessener Zählraten für K_{α} -Linien verschiedener Elemente mit den bekannten Literaturwerten (vgl. Tabelle 4.1) konnte der Gesamt-Umrechnungsfaktor zu 12,045 eV/Zählimpuls bestimmt werden (gegenüber einem erwarteten Wert von 12,775).

Damit waren sämtliche Emissionslinien mit den bekannten Photonenenergien in Einklang zu bringen (s. Abbildung 4.7).

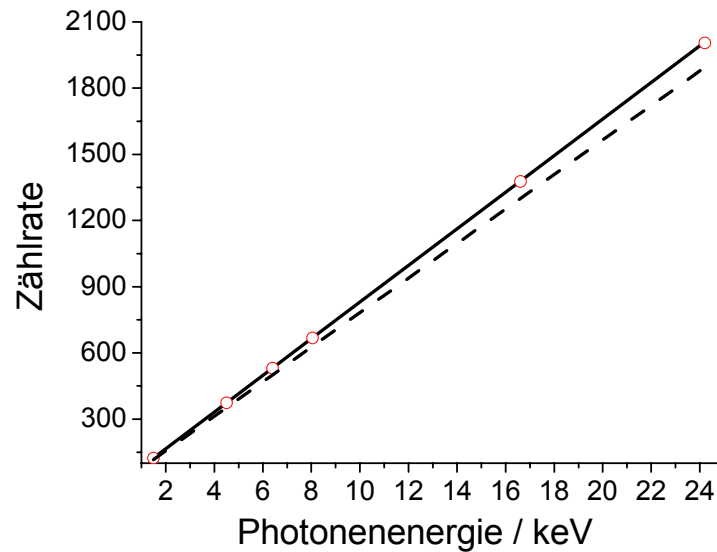


Abbildung 4.7: Vergleich der gemessenen Zählraten verschiedener K_{α} -Linien (offene Punkte) mit dem theoretischen Umrechnungsfaktor zwischen Zählrate und Photonenenergie (aufgetragen gegen die wohlbekannten Literaturwerte). Die gestrichelte Linie beschreibt einen Gesamt-Umrechnungsfaktor von 12,775 eV/Zählimpuls während die durchgezogene (offensichtlich wesentlich zutreffendere) Gerade mit 12,045 rechnet. Die Fehlerbalken der Messwerte liegen unter fünf Zählern und sind in dieser Abbildung deshalb deutlich kleiner als die zur Darstellung verwendeten roten Kreise.

Damit erhält man aus dem Histogramm das in Abbildung 4.8 dargestellte Spektrum.

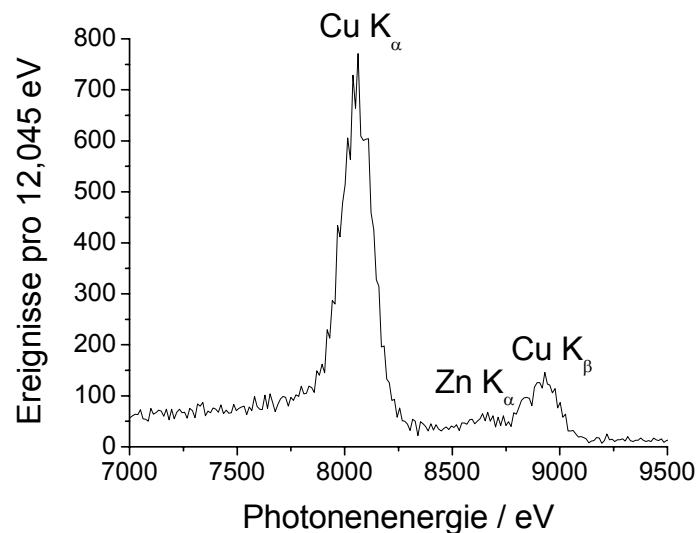


Abbildung 4.8: Auf Photonenenergie skaliertes Spektrum. Die Schrittweite pro Datenpunkt (bin) auf der x-Achse von 12,045 eV muß auch in der Definition der y-Werte berücksichtigt werden (näheres s. Text).

Diese Umskalierung lässt die Zuordnung der jeweiligen Spektrallinien zu: $\text{Cu } K_{\alpha}$ und K_{β} vom Laserfokus und Röntgenfluoreszenz (K_{α}) vom verwendeten Zink-Filter.

Für quantitative Aussagen zum Röntgenfluss muss berücksichtigt werden, dass an der Detektion eines Photons mehr als ein Bildpunkt beteiligt sein kann. Man spricht von Ein-Pixel-Treffern (single-pixel events) wenn die gesamte Energie eines Photons in genau einem Bildpunkt deponiert wird und Mehr-Pixel-Treffern (multi-pixel events), wenn diese sich auf mehrere Bildpunkte verteilt. Erstere dominieren die spektrale Information der Roh-Histogramme (s. Abbildung 4.8), während letztere erst durch die Auswertung sichtbar werden. In dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Auswertungsroutinen entwickelt. Die erste berücksichtigt ausschließlich Ein-Pixel-Treffer und optimiert die Erstellung „bereinigter“ Spektren. Die andere Routine dient zur Erkennung von Ereignissen, an denen bis zu vier Bildpunkte beteiligt sind und liefert die endgültige Gesamtzahl von Photonen in der betrachteten Emissionslinie.

In beiden Fällen werden in Frage kommende Strukturen nur gewertet, wenn gleichzeitig alle direkten Nachbar-Bildpunkte unterhalb eines vordefinierten Schwellwertes liegen. Nur so kann sichergestellt werden, dass die ausgewertete Photonenenergie mit der ursprünglich auftreffenden identisch ist.

Für die exakte spektrale Auswertung sind zwei Nebeneffekte zu beachten. Zum einen die sogenannten Silizium-Flucht-Ereignisse (escape peak), bei denen ein Sekundärelektron im Halbleitermaterial ein Si K_α -Photon erzeugt, das den Bildpunkt verlassen kann. Somit fehlt seine Energie (1,74 keV) im detektierten Signal. Die relative Häufigkeit dieses Prozesses ist jedoch so gering, dass er bei der Auswertung vernachlässigt werden kann (s. Abbildung 4.9). Zum anderen können für die Erzeugung eines Ereignisses auch mehrere Photonen verantwortlich sein. Da dies statistisch am wahrscheinlichsten für zwei Photonen einer Emissionslinie ist, kommt es zu einer Stapelung von Ereignissen (sog. pile-up), also spektrale Spitzen bei der Addition der beiden Photonenenergien und im Spezialfall von Photonen derselben Emissionslinie zu Signaturen bei einem Vielfachen der Ursprungsenergie. Hauptsächlich messbar sind dabei die Zwei-Photonen-Ereignisse, obwohl bei stärkerer Belichtung auch Drei-Photonen-Ereignisse nachweisbar sind. Abbildung 4.9 zeigt die Auswertung der oben dargestellten Rohdaten bei Betrachtung von multi-pixel events, wobei sämtliche angesprochenen Signaturen deutlich werden.

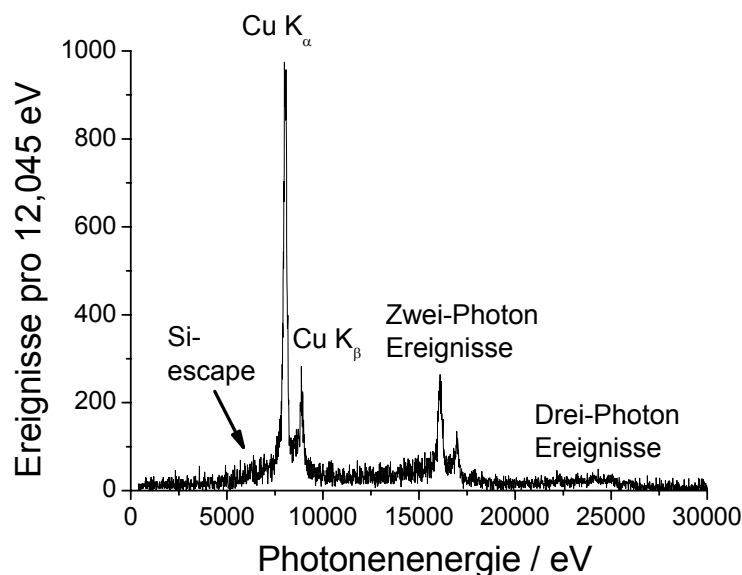


Abbildung 4.9: Roh-Spektrum von Cu K-Emission mit sämtlichen durch Nebeneffekte beim Auslesen erzeugten Störsignalen (s. Text)

Die in derartigen Rohspektren bei jeder Photonenenergie zählbare Anzahl an Ereignissen kann in eine Wahrscheinlichkeit umgerechnet werden. Charakteristik der „spektralen“ Auswertungsroutine ist nun, dass sie für jeweils zwei im Roh-Spektrum auftretende Photonenenergien daraus die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass sie gleichzeitig ein Pixel treffen. Eine paarweise Aufsummierung dieser Wahrscheinlichkeiten (und die Zurückrechnung auf Ereignisse) ergibt dann ein künstlich erzeugtes pile-up Spektrum. Wird dies vom Roh-Spektrum abgezogen, so erhält man ein nur von Ein-Pixel-Ereignissen hervorgerufenen, „bereinigtes“ Spektrum. Ein typisches Ergebnis für dieselbe Messung zeigt Abbildung 4.10.

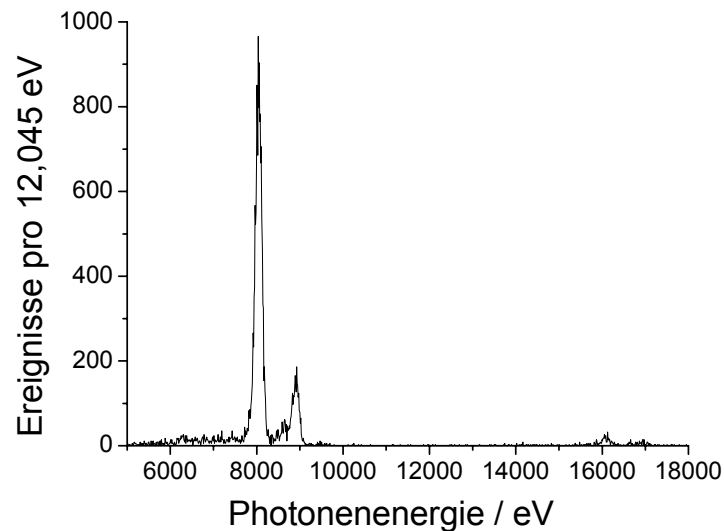


Abbildung 4.10: Durch spektrale Ausleseroutine (s. Text) gefiltertes Spektrum. Störsignaturen wie z.B. Zwei-Photon-Ereignisse sind stark unterdrückt (vgl. Abbildung 4.9).

Das mit dieser Methode erreichbare spektrale Auflösungsvermögen beträgt für den Fall von Cu K_{α} ca. 180 eV (FWHM) und ist damit beachtlich gut im Vergleich zum theoretisch berechneten Wert von 186 eV. Letzterer ergibt sich aus stets vorhandenen Messunsicherheiten bei der Erzeugung von einem elektrischen Signal durch Photonen in einem CCD-Chip und kann wie folgt berechnet werden (sog. Fano-Limit, s. z.B. [53]):

$$\Delta E(FWHM) = 2 \cdot w \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2) \cdot \left(r^2 + \frac{f \cdot E}{w} \right)} \quad 4.1$$

Dabei ist w die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektronen-Loch-Paares im Silizium (s.o. 3,65 eV), r der quadratische Mittelwert (root mean square RMS) des Rauschens des CCD-chips, $f = 0,117$ der empirische Fano Faktor und E die betrachtete Photonenenergie. Die Größe von r setzt sich dabei aus dem Auslese-Rauschen und dem (für den hier verwendeten „deep depletion“ chip dominierenden) thermischen Rauschen zusammen. Sie wurde durch Untergrund-Aufnahmen gleicher Belichtungsdauer wie für die Ermittlung der Spektren und bei der stets anliegenden Kühltemperatur des Chips von -50 °C zu ca. $14,5 \pm 0,5$ Elektronen bestimmt.

Ein Vergleich des so berechenbaren, theoretischen Wertes mit Messungen bei verschiedenen K_α -Linien erzielt eine recht gute Übereinstimmung (s. Abbildung 4.11).

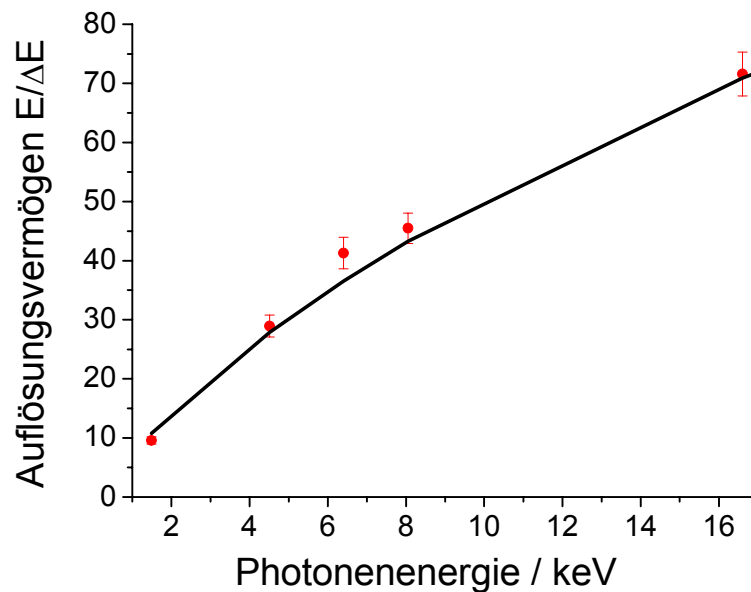


Abbildung 4.11: Spektrales Auflösungsvermögen der hier verwendeten dispersionslosen Spektroskopie aufgetragen gegen die Photonenenergie verschiedener vermessener K-Emissionslinien. Durchgezogene Linie: Theoretisches Fano-Limit (Formel 4.1), Punkte: Meß-Ergebnisse dieser Arbeit.

Für die Bestimmung der Gesamtzahl der Photonen einer Spektrallinie (mit Hilfe der zweiten Ausleseroutine) ist noch wichtig, dass mit zunehmender Belichtung die Zahl der detektierbaren Ereignisse abnimmt, da die umgebenden Bildpunkte immer häufiger auch getroffen werden. So muß z.B. das Spektrum, das sich aus single-pixel events ergibt durch $(p_0)^4$ geteilt werden, wobei p_0 die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, dass ein Bildpunkt nicht getroffen wird, denn dies muß gerade für vier direkte Nachbarn gleichzeitig gegeben sein, um ein detektierbares Ereignis zu erhalten. Analog ergeben sich bei den multi-pixel events Korrekturen höherer Potenzen von p_0 . Experimentell ergibt sich p_0 dabei aus dem Quotienten aller aufsummierter Ereignisse beim Nullwert (vgl. dominante Signatur in Abbildung 4.5) durch die Gesamtzahl aller Bildpunkte.

Ein Vergleich der auf diese Weise kalibrierten Zahl detektierter Photonen für beide diskutierten Auswertungsroutinen zeigt Abbildung 4.12. Dabei wird deutlich, dass bei der Routine für die Gesamtzahl-Bestimmung nicht nur die spektrale Auflösung schlechter ist sondern auch ein gewisser Untergrund nicht zu vermeiden ist. Dieser wird für die weitere Auswertung abgezogen werden.

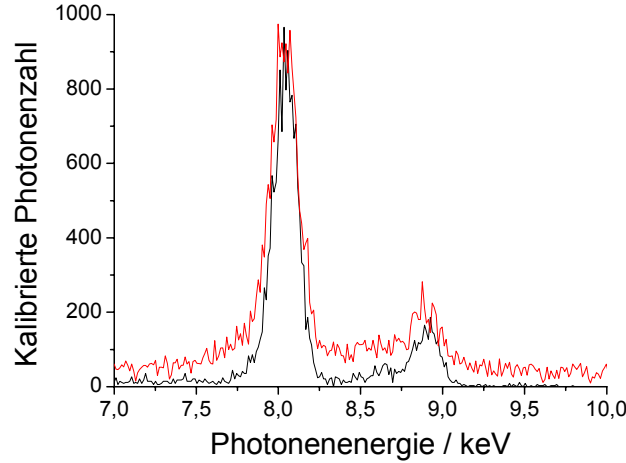


Abbildung 4.12: Cu K_α - und K_β -Linie aus dispersionsloser Spektroskopie basierend auf einer spektral optimierten Ausleseroutine (schwarz) und auf einer Routine zur Bestimmung der Gesamt-Photonen-Zahl (rot). Die Daten beinhalten die Kalibrierung, die durch die Diskrepanz zwischen tatsächlichen und detektierbaren Ereignissen notwendig wird (Potenzen von p_0 , s. Text).

Integriert man nun die Ereignisse bei der einfachen, der doppelten (zählt doppelt, da durch zwei Photonen erzeugt) und der dreifachen (zählt dreifach) Photonenenergie einer Emissionslinie und addiert sie auf, so erhält man die Gesamtzahl der tatsächlich detektierten Photonen dieser Linie N_{det} . Unter Berücksichtigung der akkumulierten Anzahl von Laserschüssen, der Transmission des jeweils verwendeten Filters T , der Quanteneffizienz (QE) der CCD bei der untersuchten Energie und des abgedeckten Raumwinkels η , lässt sich auf die Zahl der insgesamt abgestrahlten Photonen pro Laserschuss N_{em} zurückrechnen:

$$N_{\text{em}} = \frac{N_{\text{det}}}{\eta \cdot QE \cdot T} \quad 4.2$$

wobei

$$\eta = \frac{1024 \cdot 256 \cdot (26 \mu\text{m})^2}{4\pi \cdot (16 \text{cm})^2} \approx 5,5 \cdot 10^{-4} \quad 4.3$$

mit der bereits erwähnten Größe des CCD-Chips in Relation zu den stets eingerichteten 16 cm Abstand des Detektors von der Quelle.

Für die QE wurden die Herstellerdaten verwendet [55]. Allerdings ergab die Kalibrierung einer baugleichen CCD [56] vor kurzem zum Teil unterschiedliche Werte, was in der Abschätzung der Messfehler berücksichtigt werden mußte.

4.1.4 Messung der Quellgröße

Mit Hilfe der sog. Halbschattenmethode wurde die Größe der Laser-produzierten Röntgenquelle bei Beschuß eines Kupfertargets vermessen. Dazu wird in den Strahlengang zwischen Laserfokus und CCD eine Rasierklinge mit vertikal ausgerichteter Schneide eingebracht, sodaß ein Teil des Chips nicht belichtet wird.

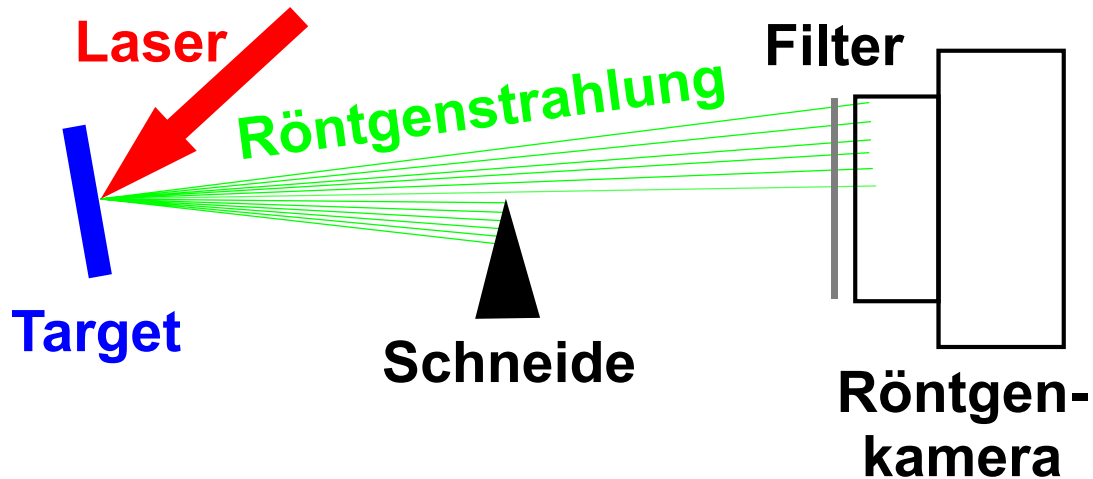


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Quellgrößenmessung mit Hilfe der Halbschattenmethode

Ein typisches Bild nach Beschuß von Kupfertargets mit einem kHz und gleichzeitigem Verfahren der Targetoberfläche für ca. 8 s zeigt Abbildung 4.14.

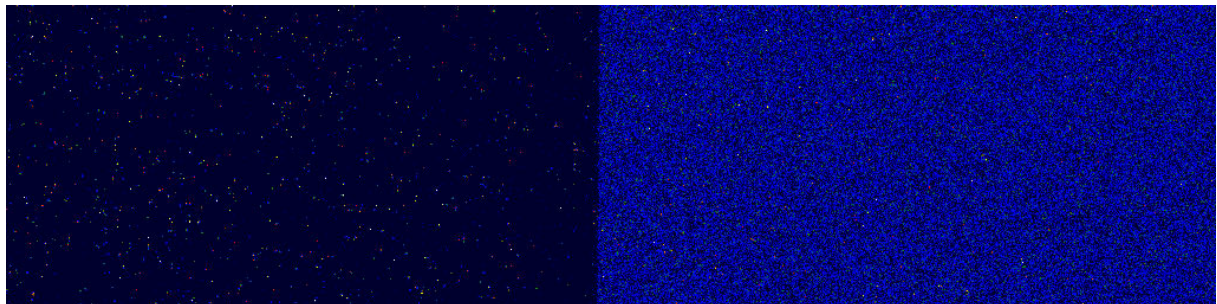


Abbildung 4.14: Typisches CCD-Bild bei Aufbau nach Abbildung 4.13

Eine Mittelung über alle Zeilen dieses Bildes zeigt Abbildung 4.15, insbesondere vergrößert den Bereich des Hell-Dunkel-Übergangs.

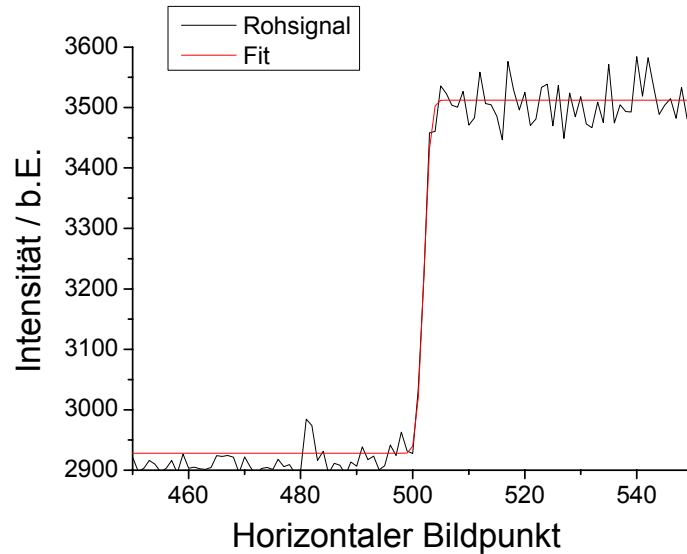


Abbildung 4.15: Mittelung aller Zeilen des CCD-Bildes Abbildung 4.14 und Vergrößerung des Hell-Dunkel-Überganges. Details zur Fit-Funktion (rote Kurve) s. Text.

Unter der Annahme einer gaußförmigen Intensitätsverteilung der Quelle kann dieser Übergang mathematisch durch die Gauß'sche Fehlerfunktion $\text{erf}(x)$ beschrieben und an die Messkurve angepasst werden:

$$I_{\text{fit}}(x) = I_0 + \frac{I_1}{2} \left(1 + \text{erf} \left(\frac{x - x_1}{d_1} \right) \right) \quad 4.4$$

Dabei bedeutet:

$I_{\text{fit}}(x)$ die Fitfunktion

I_0 den Offset, d.h. den Untergrund

I_1 , x_1 und d_1 die Intensität, den Ort und die Größe der Röntgenquelle

erf die Gaußsche Fehlerfunktion, d.h. das Integral über eine Gaußverteilung

Die Größe d_1 beschreibt hier, wann die Abstrahlungsintensität der Quelle in einer Richtung auf $1/e$ abgefallen ist (e ist die Euler'sche Zahl). Zur Umrechnung in die Halbwertsbreite (FWHM) muß also mit einem Faktor $2 \cdot \sqrt{\ln(2)}$ multipliziert werden. Des Weiteren ist ein gewisser Projektionseffekt zu berücksichtigen, da die Diagnostik nicht senkrecht auf das Target sieht, sondern in diesem Fall unter einem Winkel von 15° zur Targetnormalen. Multipliziert man d_1 schließlich noch mit der geometrischen Vergrößerung des Aufbaus von $9/7$, so erhält man die eigentlich Quellgröße (FWHM). Die Messung wurde bei verschiedenen Fokuspositionen wiederholt, um den Einfluß der sich verändernden Laserausmaße auf die Röntgenquellgröße zu untersuchen (s. z.B. [57]).

Wie man sieht (Abbildung 4.16) ergaben sich Quellgrößen, die deutlich größer als der Laserfokus waren. Dies kann durch weit gefächerte Flugbahnen der schnellen Elektronen, durch mechanische Ungenauigkeiten beim längeren Bewegen des Targets sowie durch Ablation von Material bei kHz-Beschuß erklärt werden. Letzteres tritt auf, weil bei dieser Repetitionsrate viele Schüsse sehr nahe nebeneinander auf das Target treffen, wobei jeder Schuß etwas Material abträgt und Krater entstehen, deren Tiefe bei längerer Beobachtungszeit variieren kann. Dies trägt dann auch zur Quellgröße bei. Außerdem folgt daraus, dass die für

die Röntgenstrahlungsproduktion optimale Targetposition für Einzelschüsse und kHz-Betrieb unterschiedlich ist (vgl. dazu Abbildung 7.2). In geringerem Maße können auch leichte Richtungsveränderungen von Schuß zu Schuß im optischen Strahlengang eine Rolle spielen.

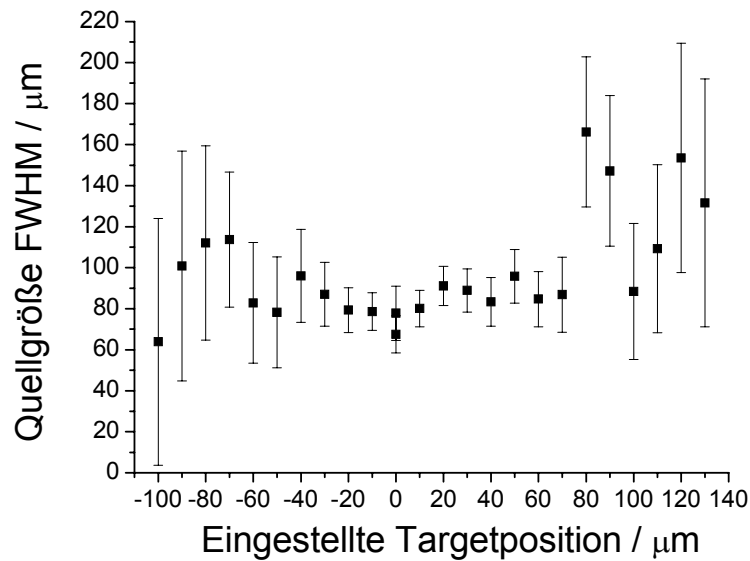


Abbildung 4.16: Größe der Röntgenquelle gemessen an einem Kupfertarget für verschiedene Positionen in Bezug zum optimalen Fokus

Mit Hilfe dieser Diagnostik konnte außerdem bestimmt werden, wie genau die Position der Targetoberfläche in Bezug zum Laserfokus im Rahmen der hier durchgeführten Experimente eingestellt werden konnte.

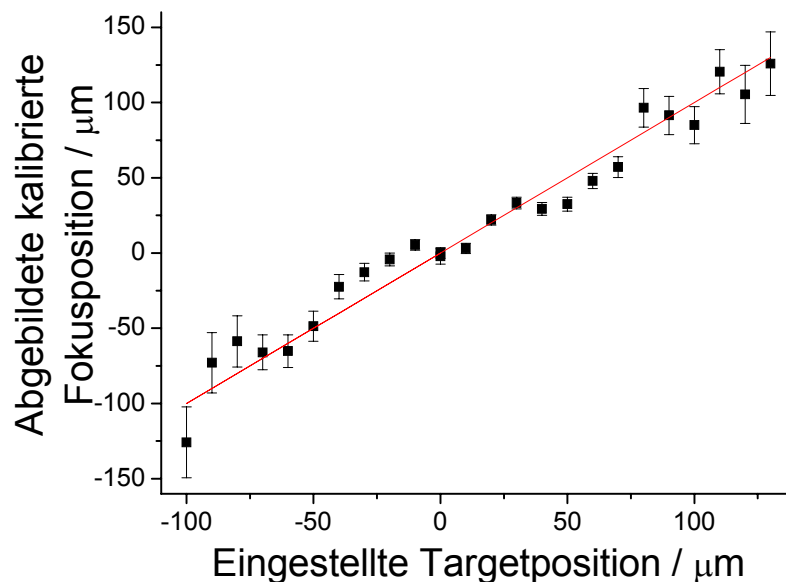


Abbildung 4.17: Genauigkeit der Einstellung der Targetposition in Bezug zum Laserfokus. Die Punkte sind experimentelle Ergebnisse der Quellgrößenmessung und die Gerade ist die den Idealfall beschreibende Ursprungsgerade (näheres s. Text).

Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben wurde, kann die Targetposition mit einem von einem Elektromotor bewegten Verschiebetisch verändert und mit Hilfe eines Messtasters bestimmt werden. Die davon angezeigten Werte können mit den Ergebnissen der Halbschattenmethode verglichen werden; dabei dient als Ausgangspunkt der für jede Targetposition ermittelte x_1 -Wert (s. Formel 4.4), sowie ein Umrechnungsfaktor analog der im letzten Absatz angestellten Überlegungen. Man erhält den Wert der eigentlichen Quellposition der Röntgenstrahlung. Ein Vergleich mit einer Ursprungsgeraden (eingestellter Wert wäre dann identisch mit gemessenem Wert) liefert die Einstellgenauigkeit. Wie Abbildung 4.17 zeigt, bestehen in der Tat einige Abweichungen. Jeder Punkt der Messreihe besteht aus einer Akkumulation von 8000 Laserschüssen, d.h. das Target wurde mit maximaler Geschwindigkeit 8 s lang bei einer Repetitionsrate von 1 kHz vertikal bewegt. Da diese Maximalgeschwindigkeit 250 $\mu\text{m/s}$ beträgt, wurden bei jedem Messpunkt ca. 2 mm Material in vertikaler Richtung überstrichen. Ist die Targetoberfläche in Bezug zum Laserfokus verkippt, so ändert sich bei der beschriebenen Bewegung des Target auch leicht die Position in Bezug zum Fokus, was die Abweichung der Messwerte von der Ursprungsgeraden in Abbildung 4.17 erklärt. Setzt man die sich dabei ergebende Standardabweichung zwischen eingestellter und tatsächlicher Targetposition von $\pm 13 \mu\text{m}$ in Relation zur bei der Messung insgesamt überstrichenen Strecke in y-Richtung (ca. 1,2 cm), so ergibt sich daraus eine Verkipfung des Targets von etwa 1 mrad. Messungen mit optimierter Positioniergenauigkeit ($< 10 \mu\text{m}$) mußten also in einem örtlich möglichst begrenzten Bereich der Targetoberfläche durchgeführt werden.

4.2 Ergebnisse

4.2.1 Röntgenspektren verschiedener Materialien

Die dispersionslose Spektroskopie liefert die Möglichkeit, die bei der Laser-Festkörper-Wechselwirkung abgestrahlte Röntgenemission zu untersuchen. Für optimale spektrale Auflösung stellte sich dabei die ausschließliche Betrachtung der Ein-Pixel-Ereignisse heraus. Des Weiteren fand sich, dass die Akkumulation von 1000 bis 2000 Laserschüssen (d.h. Verfahren des Targets für 1 bis 2 Sekunden bei gleichzeitigem Beschuß mit 1 kHz) ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis lieferte. Eine gleichzeitige Untersuchung der Mehr-Pixel-Ereignisse konnte ebenso unterbleiben wie die genaue Bestimmung der Anzahl der akkumulierten Laserschüsse, da es sich bei dieser Messung ausschließlich um die Erstellung von Übersichts-Spektren handelte. Aus dem gleichen Grund wurde auch die Transmission der jeweils verwendeten Filter hier nicht berücksichtigt, sodaß es sich bei den im Folgenden dargestellten Ergebnissen lediglich um eine Darstellung der detektierten Spektren handelt.

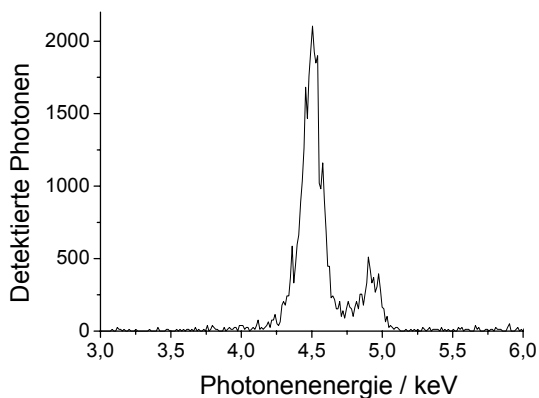
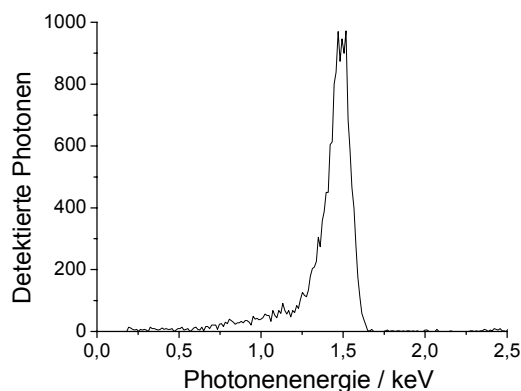


Abbildung 4.18 und Abbildung 4.19: K-Emissions-Spektren mit Aluminium und Titan als Target

Bei den zwei untersuchten Materialien mit der kleinsten Atomzahl Aluminium ($Z=13$) und Titan ($Z=22$) waren die jeweiligen K_α - und K_β -Linien gar nicht oder nur teilweise voneinander zu trennen. Dies musste bei der Ermittlung der Gesamtzahl der emittierten K_α -Photonen berücksichtigt werden. Des Weiteren ist im Falle von Aluminium der von niedrigen Energien her ansteigende Bremsstrahlungsuntergrund gut zu erkennen und nicht vernachlässigbar.

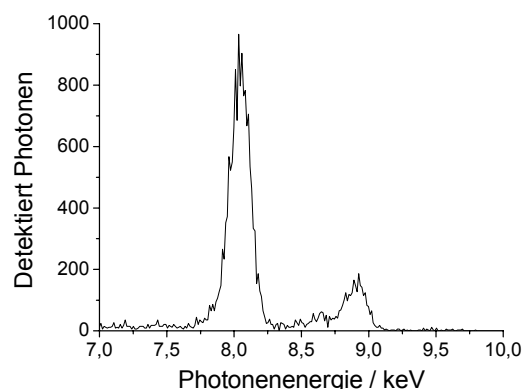
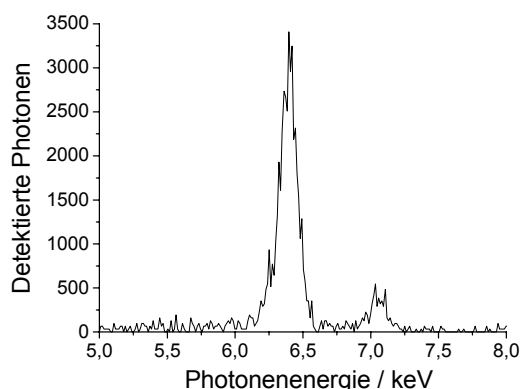


Abbildung 4.20 und Abbildung 4.21: K-Emissions-Spektren mit Eisen und Kupfer als Target

Ab dem Eisen waren K_α und K_β eindeutig separiert. Die Bremsstrahlung war vernachlässigbar.

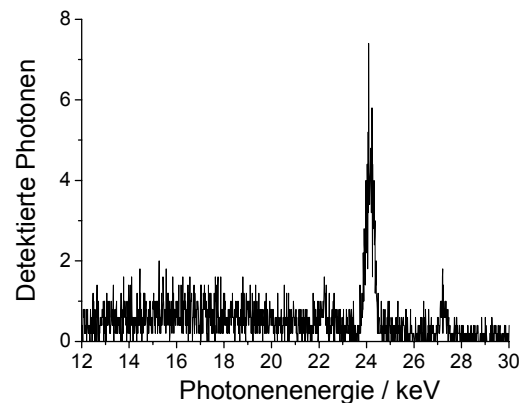
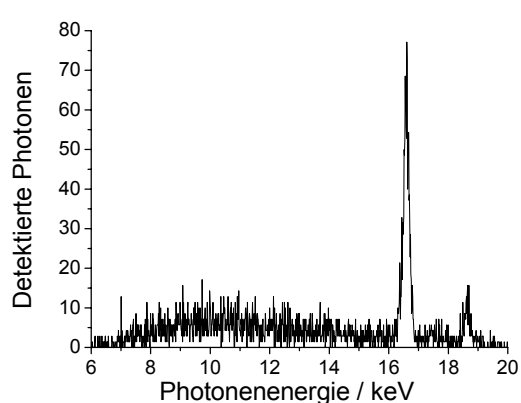


Abbildung 4.22 und Abbildung 4.23: K-Emissions-Spektren mit Niob und Indium als Target

Für die schwersten untersuchten Elemente Niob ($Z=41$) und Indium ($Z=49$) war wiederum der Bremsstrahlungsuntergrund erkennbar. Seine Struktur ergab sich dabei aus dem typisch auftretenden exponentiell abfallenden Spektrum gefaltet mit der exponentiell ansteigenden Filtertransmission. Außerdem nimmt auch die QE der CCD in diesem Bereich stark ab, was die Bremsstrahlungsdetektion gegenüber den höherenergetischen charakteristischen Linien zusätzlich bevorzugt.

Es sei noch erwähnt, dass die Dicke der verwendeten Indium-Folien ($200\text{ }\mu\text{m}$, s.o.) ein Arbeiten mit einer Repetitionsrate von 1 kHz wie bei den anderen Elementen unmöglich machte: unter Dauerbeschuß verformt sich die Folie so sehr, dass sie den optimalen Laserfokus verläßt und dass keine signifikante Strahlungsemission entsteht. Aus diesem Grund wurde die Repetitionsrate des Lasers auf 10 Hz reduziert und das Target entsprechend länger unter Laserbeschuß verfahren. Das gezeigte Spektrum enthält aber die Akkumulation von knapp unter 3000 Schüssen, einem Wert, der mit dem bei den anderen Materialien vergleichbar ist.

4.2.2 Variation der Targetposition:

Zur Untersuchung der Variation der Elektronenbeschleunigung ins Target mit unterschiedlicher Laserintensität wurde die Emission von K_α -Strahlung für verschiedene Materialien gemessen, wobei jeweils die Position des Targets in Bezug zum optimalen Laserfokus variiert wurde. Für möglichst präzise Ergebnisse wurde im Einzelschussbetrieb gearbeitet, d.h. jeder Messpunkt entstand durch die Akkumulation von 10 bis 50 einzeln abgegebenen Laserschüssen, wobei durch stetiges Verfahren gewährleistet wurde, dass stets eine frische (also unbeschossene) Stelle auf der Oberfläche getroffen wurde.

Die Auswertung einer derartigen Messreihe für Aluminium, Titan und Kupfer zeigt die folgende Abbildung:

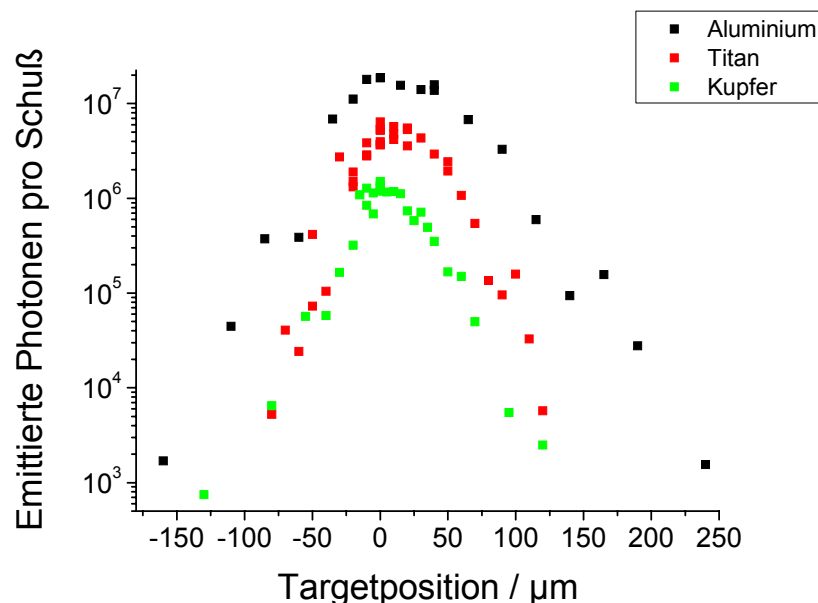


Abbildung 4.24: Gemessene Emissionseffizienz von K_α -Strahlung für verschiedene Targetmaterialien und -positionen in Bezug zum Laserfokus. Der Punkt optimaler Emission wurde dabei für jedes Element als Targetposition „0“ definiert.

Zum einen wird anhand dieser Darstellung der beachtliche Dynamikbereich dieser Meßmethode (ca. vier Größenordnungen) deutlich. Er erlaubt die Untersuchung der Produktionseffizienz von K_{α} -Strahlung über einen großen Intensitäts-Bereich.

Zum anderen kann man sehen, dass der Bereich effizienter Photonen-Emission zu steigenden Atomzahlen hin immer näher an den optimalen Fokus beschränkt ist. Dadurch erkennt man qualitativ, dass die Temperatur der strahlungserzeugenden Elektronenpopulation stark von der Intensität der Laserpulse abhängt. Ein weiteres dies bestätigendes Ergebnis stellt die Darstellung der maximal gemessenen Emissionseffizienz der verschiedenen Materialien dar.

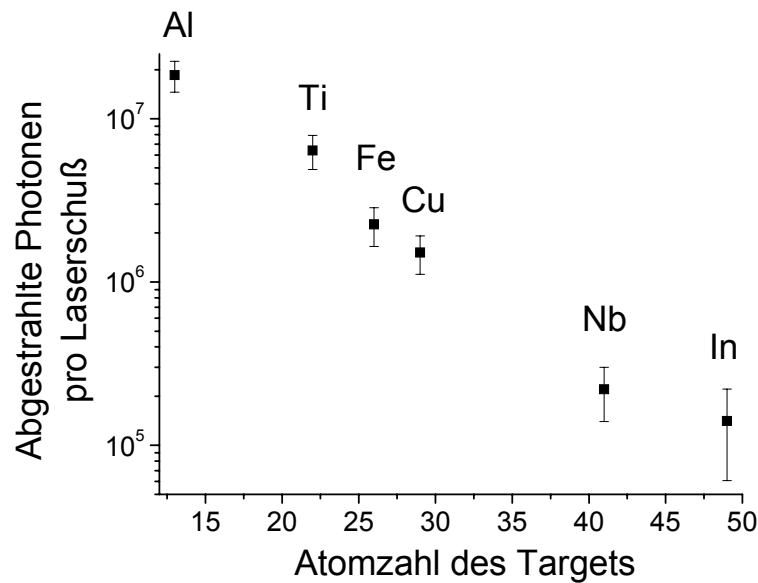


Abbildung 4.25: Maximal gemessene K_{α} -Emission für die untersuchten Elemente

Zusammen mit der in Kapitel 6 folgenden Simulation können basierend auf diesen Daten Aussagen über die ins Target beschleunigte Elektronenpopulation abgeleitet werden. Dazu ist sowohl die Variation des Targetmaterials als auch die der Laser-Intensität (über Position zum Fokus, s.o.) interessant. Die Diskussion folgt in 6.3.

Zusammenfassend kann folgendes festgestellt werden:

- Zum ersten Mal wurde gezeigt, dass mit few-cycle Laserpulsen substanzielle Mengen harter Röntgenstrahlung erzeugt werden können.
- Es wurde nachgewiesen, dass eine Laserenergie in der Größenordnung von 100 μJ ausreichen kann, um Photonenenergien von über 20 keV zu produzieren.
- Die Effizienz der Strahlungserzeugung liegt im Bereich von einigen 10^{-5} . Dieser Wert ist vergleichbar mit experimentellen Ergebnissen mit längeren Laserpulsen gleicher Intensität (s. z.B. [58,59]); wobei die hier einsetzbare Repetitionsrate von 1 kHz den Photonenfluss im Vergleich zu großen 10 Hz Systemen weiter erhöht.

Somit wurde gezeigt, dass es mit kompakten, kommerziellen kHz-Lasersystemen möglich ist, eine praxistaugliche Röntgenquelle im 10-keV-Bereich zu betreiben.

Kapitel 5 Vakuumelektronen

Die Charakterisierung von im Target produzierter Röntgenstrahlung, wie sie im letzten Kapitel beschrieben wurde, stellt eine indirekte Untersuchungsmethode für die vom Laser beschleunigten Elektronen dar. Solche Elektronen können auch direkt vermessen werden, nämlich jene, die vom Target aus ins Vakuum beschleunigt werden. Mit einer neu entwickelten Diagnostik basierend auf sog. image plates (IPs) wurden aus dem Festkörper herausbeschleunigte Elektronen im Hinblick auf ihre Richtungs- und Energieverteilung untersucht. Die dazu aufgebauten experimentellen Techniken und die Präsentation der wichtigsten Ergebnisse sind Schwerpunkt dieses Kapitels. Auch Messungen zur Reflektivität der verwendeten ultrakurzen Laserpulse werden vorgestellt, da diese für das Verständnis des Beschleunigungsprozesses wichtig ist (s. Kapitel 6). Abschließend folgt der Hinweis auf unabhängig von dieser Arbeit erhaltene Ergebnisse einer XUV-Diagnostik, mit deren Hilfe das bei der Wechselwirkung entstehende Plasma charakterisiert werden konnte. Das Zusammenspiel all dieser Messungen und Simulationen ergab schließlich ein komplettes Bild der Laser-Festkörper-Interaktion.

5.1 Grundlagen

Es ist bekannt, dass bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung neben isotroper Emission von Teilchen und Strahlung zum Teil auch stark gerichtete Beschleunigung von Elektronen ins Vakuum vor dem Target stattfinden kann. Für Laserpulse mit Pulsdauern um die 100 fs und mehr existieren zu diesem Thema zahlreiche experimentelle (z.B. [5,6]) wie auch theoretische Arbeiten (z.B. [60,61]). Bei diesen Laserpulsdauern ist stets die Charakterisierung des Vorplasmas von entscheidender Bedeutung nicht nur in Bezug auf die erzeugbaren kinetischen Energien sondern vor allem auch was die Abstrahlungsrichtungen anbelangt. So wurden für p-polarisierte Pulse ohne Vorpulse stark kollimierte Teilchenstrahlen in Richtung des reflektierten Lasers beobachtet, wobei sich die Abstrahlungsrichtung bei Vorhandensein eines Vorplasmas entweder deutlich „ausschmierte“ (s. z.B. [5]) bzw. zur Targetnormalen hin veränderte (z.B. [6]). In beiden Fällen steigt die mittlere kinetische Energie der Teilchen durch Einbringen eines Vorpulses deutlich. Theoretische Untersuchungen der Abstrahlungsrichtung bei relativistischen Laserenergien deuten daraufhin, dass die Richtung von der jeweiligen Teilchenenergie abhängig wird (z.B. [60,61]). Alle diese Ergebnisse haben gemein, dass sie hervorragend durch Plasma-Effekte erklärt werden können, d.h. dass die eigentliche Beschleunigung der Elektronen durch das Ankoppeln der Laserpulse an Plasma geschieht (vor allem durch Resonanzabsorption).

Für den hier untersuchten Fall (few-cycle Pulse) scheiden diese Beschleunigungseffekte allerdings aus, da aufgrund der Parameter der verwendeten Laserpulse (Dauer, Intensität der Vorpulse, etc.) zum einen das Vorplasma in seiner Ausdehnung viel kleiner als bei bisherigen Experimenten zu diesem Thema ist (s. auch [10]) und zum anderen viel weniger Schwingungen des elektromagnetischen Feldes die Laserenergie beinhalten und für resonantes Heizen von Teilchen sorgen können. Wie sich aus den hier durchgeführten Messungen zeigt, übernimmt bei derart kleinen Skalenlängen das sich vor dem Target ausbildende Interferenzfeld aus einlaufendem und reflektiertem Laser die entscheidende Rolle bei der Beschleunigung von Teilchen. Im Rahmen dieser Arbeit konnte dieser Mechanismus sehr genau untersucht werden und es stellte sich heraus, dass in manchen Fällen sogar die Wirkung einzelner Oszillationen des Feldes beobachtet werden kann.

5.2 Experimentelle Techniken

5.2.1 Target-Materialien

Optimale Ergebnisse der Elektronenbeschleunigung wurden erreicht, indem Metalloberflächen optischer Qualität als Target verwendet wurden. Dabei kamen kommerzielle Metall-Spiegel zum Einsatz, wobei auf die sonst zur Minimierung von Umwelteinflüssen aufgebrachte (dielektrische) Schutzschicht verzichtet wurde.

Eine Variation der untersuchten Atomsorte wurde möglich durch Verwendung von Aluminium-, Silber- und Gold-Schichten auf den $\lambda/4$ -Glassubstraten.

Auch unbeschichtete Glassubstrate mit optischer Qualität wurden als Target verwendet, um die Beschleunigung von Elektronen an glatten Nichtleitern zu analysieren.

Der Einfluß von Mikrorauigkeit wurde durch den Einsatz „herkömmlicher“, rauer Metall- (Aluminium, Kupfer und Niob) und Isolator- (Bor-Nitrid und Glas) Targets untersucht.

5.2.2 Detektion der Elektronen

5.2.2.1 CCD-Kamera

Wie sich die Existenz schneller Elektronen u.a. manifestieren kann, wurde bei der Untersuchung der Entstehung von Röntgenstrahlung (vgl. Kapitel 4) im Festkörper eindrucksvoll deutlich, wenn man die zur Detektion verwendete CCD-Kamera auf Höhe des Laserfokus auf das Target ausrichtet (s. ebenfalls Kapitel 4). Es kam im optimalen Fokus dazu, dass die CCD-Kamera bei einigen Bildern eine radikale Erhöhung der abgestrahlten Intensität detektierte (s. Abbildung 5.1).

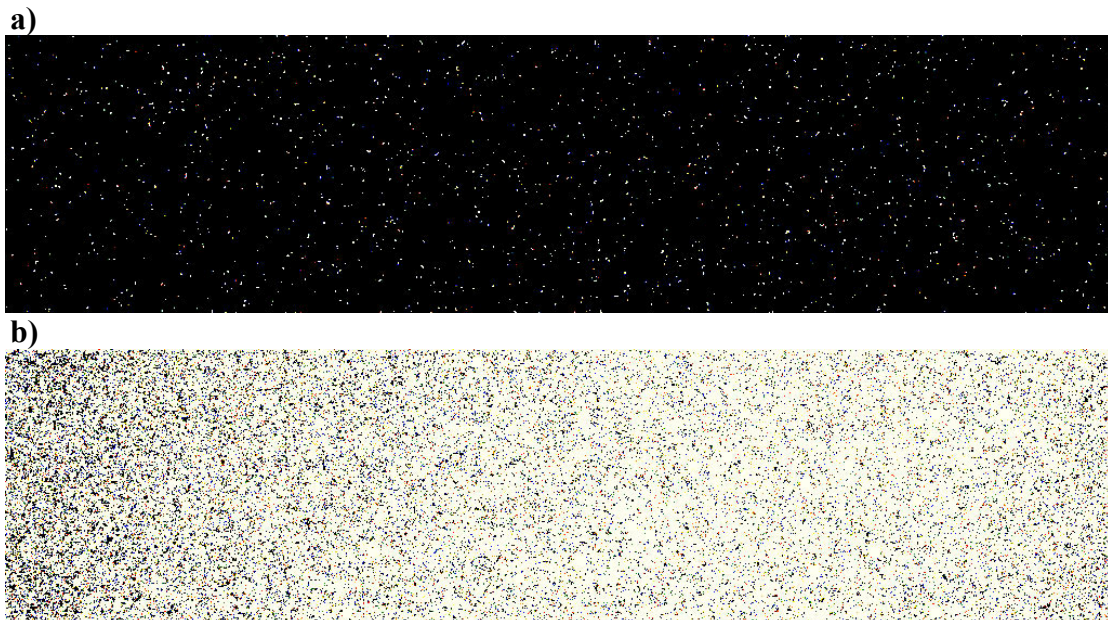


Abbildung 5.1 a) und b): Vergleich zweier nacheinander mit der Röntgen-CCD aufgenommener Bilder der gleichen Farbskala bei Akkumulation von 10 Laserschüssen auf ein Niob-Target und Variation der Targetposition um 10 μm in Bezug zum optimalen Laserfokus. Die in b) sichtbare viel stärkere und gerichtete Emission konnte durch beschleunigte Elektronen erklärt werden (s. Text).

Bei den beiden gezeigten CCD Bildern handelt es sich um direkt nacheinander aufgenommene Serien von Laserschüssen auf Niob als Target; der Röntgenfilter bestand aus 20 μm Molybdän. Bei beiden wurden 10 Schüsse akkumuliert und der einzige Unterschied besteht in einer um 10 μm veränderten Targetposition in Bezug zum Laserfokus. Es ist zu beachten, dass die Darstellungsskala beider Bilder identisch gewählt wurde, woraus folgt, dass das zweite Bild eine extreme Erhöhung der detektierten Strahlungsmenge darstellt. Die auf der CCD insgesamt deponierte Energie stieg um mehr als zwei Größenordnungen. Als Konsequenz daraus ergibt sich, dass derartige Belichtung nicht durch am Target isotrop emittierte Strahlung erklärt werden kann, denn die dann abgestrahlte Energie würde einer unerklärlich hohen Konversionseffizienz von Laserenergie in Strahlung entsprechen. Es muß sich also um gerichtete Emission handeln, die auf ins Vakuum beschleunigte Elektronen hin deutet. Die qualitative Bestätigung dieser Vermutung ist sehr einfach: man platziert einen Permanentmagneten im Strahlengang zwischen Laserfokus und CCD, genauer gesagt leicht unterhalb der Strahlachse mit einem horizontal verlaufenden B-Feld, um die Teilchen durch die Lorentzkraft an der Detektion vorbeizulenken:

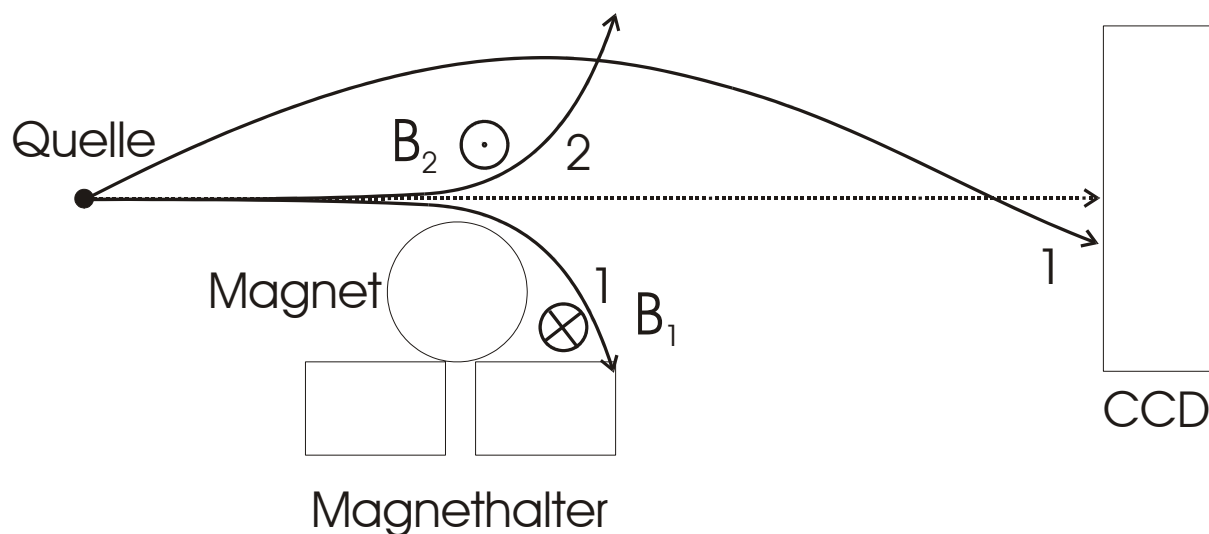
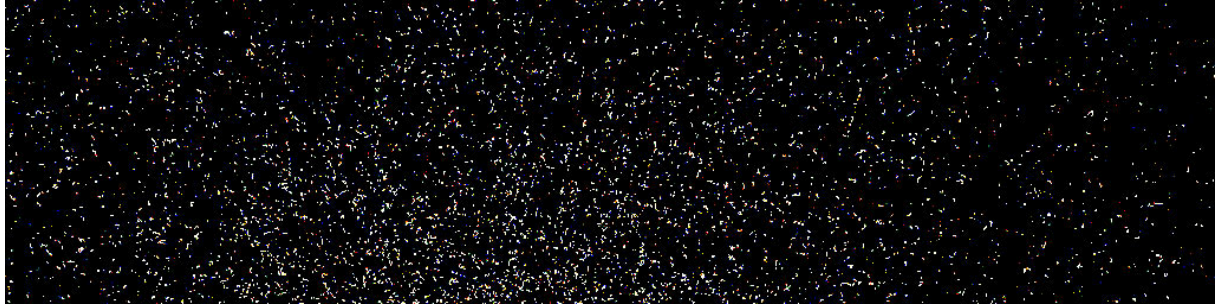


Abbildung 5.2: Skizze (Seitenansicht) des Aufbaus zum qualitativen Nachweis von ins Vakuum beschleunigten Elektronen. Die gestrichelte Linie beschreibt die Beobachtung ohne Permanentmagnet und die drei durchgezogenen (1 und 2) die Situation mit Magnet für die beiden möglichen Polungen (B_1 und B_2).

Der zur Anwendung kommende Permanentmagnet war zylinderförmig mit einer Länge von ca. 5 cm und einem Durchmesser von etwa 2 cm. Seine magnetische Induktion nahe der Oberfläche lag im Bereich einiger 10 mT.

Das Ergebnis eines derartigen Aufbaus ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Es handelt sich dabei weiterhin um die Akkumulierung von zehn Schüssen auf Niob, nur dass dieses mal der Magnet eine Ablenkung der Teilchen hervorrief; und zwar nach unten in a) (sodaß nur noch Elektronen mit speziellen Flugbahnen die CCD treffen konnten, vgl. Abbildung 5.2: die obere Linie 1) und (nach Drehung der Pole) nach oben und damit an der CCD vorbei.

a)



b)

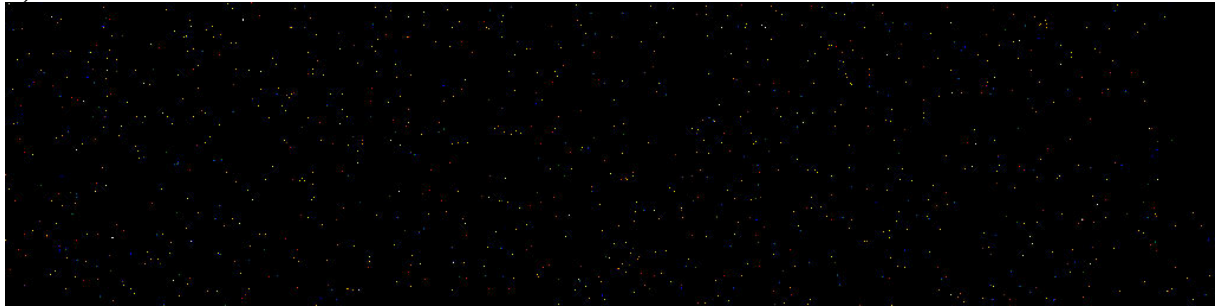


Abbildung 5.3 a) und b): Röntgen-CCD-Bilder bei der Akkumulation von 10 Laserschüssen auf ein Niob-Target (Farbskala mit der von Abbildung 5.1 identisch). Nur das jetzt ein Permanentmagnet die somit als Elektronen erkennbaren Teilchen nach unten (Bahnen 1 in Abbildung 5.2) bzw. nach oben (Bahn 2) ablenkte.

Abbildung 5.1 und Abbildung 5.3 sollen nun zwei Dinge verdeutlichen:

- Für eine unverzerrte Messung lasererzeugter Röntgenstrahlung ist die Abschirmung (genauer gesagt Ablenkung) dieser Elektronen mittels Magneten unbedingt erforderlich. In vielen Fällen (s. z.B. Abbildung 5.1 b)) ist eine Auswertung mittels dispersionsloser Spektroskopie (s. 4.1.3) wegen des viel zu hohen Belichtungsgrades absolut unmöglich und zwar gerade immer dann, wenn der optimale Laserfokus eingestellt ist. Die Ablenkung durch einen Magneten ist dann allerdings vollkommen ausreichend, d.h. man verhindert nicht nur die zusätzliche Belichtung der Kamera durch Auftreffen schneller Elektronen auf den Chip (s. z.B. Abbildung 5.3 b)), sondern verhindert auch Abweichungen im detektierten Spektrum, die durch die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Filtermaterial in Form von Linien- und Bremsstrahlung entstehen können. Aus diesem Grund wurden sämtliche im letzten Kapitel vorgestellten Messergebnisse nur mit Einsatz eines Ablenkmagneten erhalten.
- Andererseits sind die Charakteristika der ins Vakuum beschleunigten Elektronen so faszinierend, dass sich eine genauere Untersuchung aufdrängt: Allein schon Abschätzungen der in der CCD deponierten Energiemengen weisen hier auf ungewöhnlich hohe kinetische Energien hin. So absorbiert der im Falle der obigen Messreihe verwendete Röntgenfilter bestehend aus 20 μm Molybdän Elektronen bis zu einer Energie von 50 keV.

5.2.2.2 Image plates

Zur genaueren Untersuchung dieser im weiteren Verlauf als Vakuumelektronen bezeichneten Teilchenpopulation mußte die Detektionsmethode gewechselt werden, da die CCD über eine viel zu kleine effektive Belichtungsfläche verfügte (ca. 2,7 mal 0,7 cm). Für diese Zwecke eignen sich sogenannte „image plates“ (IP), deren Fläche bei vergleichbarer Detektionseffizienz um ein Vielfaches größer sein kann.

Diese Röntgen-sensitiven Platten werden schon seit längerer Zeit in der Medizin eingesetzt (für weitere Details s. z.B. [62] und dortige Referenzen). Sie bestehen aus einer speziellen einige 100 μm dicken Photo-luminisierenden Schicht, die auf einer Polyester-Trägerstruktur aufgebracht ist. Eine Belichtung mit Röntgenstrahlung, Elektronen, o.ä. sorgt für die Bildung metastabiler Zustände in der sensitiven Schicht. Beleuchtet man diese in einem speziell dafür entwickelten Auslesegerät mit Licht eines HeNe-Lasers, so entsteht in den belichteten Zonen photo-stimulierte Lumineszenz (PSL), deren Detektion eine Rekonstruktion des belichtenden Röntgenflusses ermöglicht. Nach dem Ausleseprozess werden die Platten mit Weißlicht gelöscht, sodaß sie für weitere Experimente erneut einsetzbar sind. Die große Detektions-Fläche dieser Platten (ca. $(20\text{ cm})^2$) bei einer gleichzeitig erreichbaren Ortsauflösung von 50 μm ist dabei ein deutlicher Vorteil gegenüber den viel kleineren Chip-Formaten von CCD-Kameras.

Einen großen Nachteil stellt allerdings die Auslesemethode dar. Da die Platten zum Auslesen der Information nach jeder Belichtung in den externen Scanner gelegt werden müssen, wird die Repetitionsrate der Experimente drastisch reduziert (Belüftung der Interaktionskammer, Auslesen, Löschen, erneutes Abpumpen).

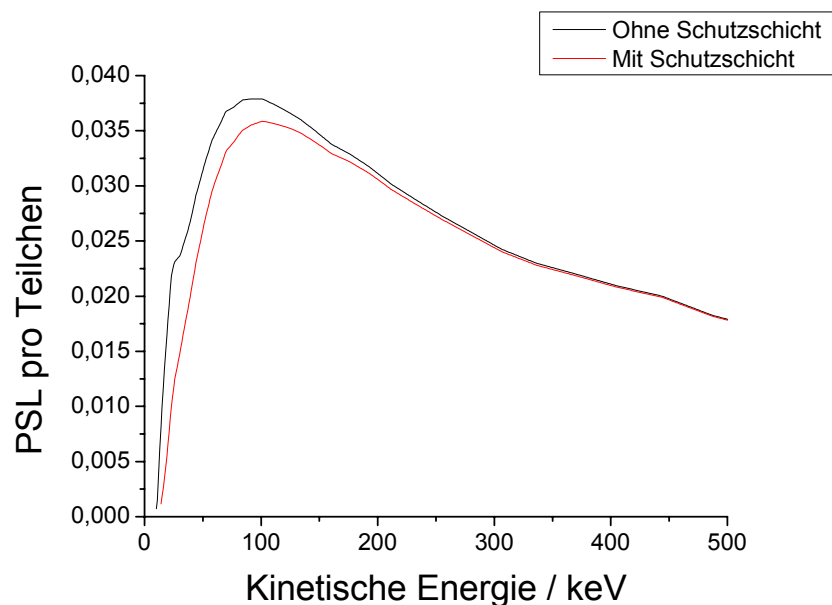


Abbildung 5.4: Detektionseffizienz der image plates mit und ohne Schutzschicht aus 6 μm Mylar. Die Werte ohne Schutzschicht sind Herstellerangaben und rote Kurve wurde anhand der Transmission von Elektronen durch Mylar (entnommen aus [63]) berechnet.

Zum Einsatz kamen image plates des Typs BAS-TR-2040 und BAS-MS-2325 der Firma Fuji. Letztere sind auf der Oberfläche zusätzlich noch mit einer ca. 6 μm dicken Schutzschicht aus Mylar ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$) ausgestattet, die die Belichtung mit niederenergetischen Elektronen ($< 100\text{ keV}$) erschwert. Für beide ist in Abbildung 5.4 das pro Elektron ausgelöste Signal (PSL, s.o.) in Abhängigkeit der kinetischen Energie der Teilchen aufgetragen. Die Experimente zur Richtungscharakteristik (s. nächster Abschnitt) wurden mit, die zu den Elektronenspektren (s. 5.2.4) ohne Schutzsschicht durchgeführt.

Mit Hilfe dieser großflächigen Detektoren konnten nun zwei unterschiedliche Experimente durchgeführt werden:

5.2.3 Richtungscharakteristik

Zur Untersuchung der geometrischen Abstrahlungscharakteristik wurden die image plates in einem Abstand von 10 bis 25 cm vor das Target gestellt, sodaß die sensitive Fläche sämtliche Richtungen zwischen der des reflektierten Lasers und der Targetnormalen abdeckte. Es stellte sich dabei heraus, dass mit einzelnen Laserpulsen ausreichend Signal erzeugt wird und dass es innerhalb der Wechselwirkung dieses einen Pulses mit dem Target zu Änderungen der Abstrahlungsrichtung kommt. Abbildung 5.5 skizziert den hierbei verwendeten experimentellen Aufbau:

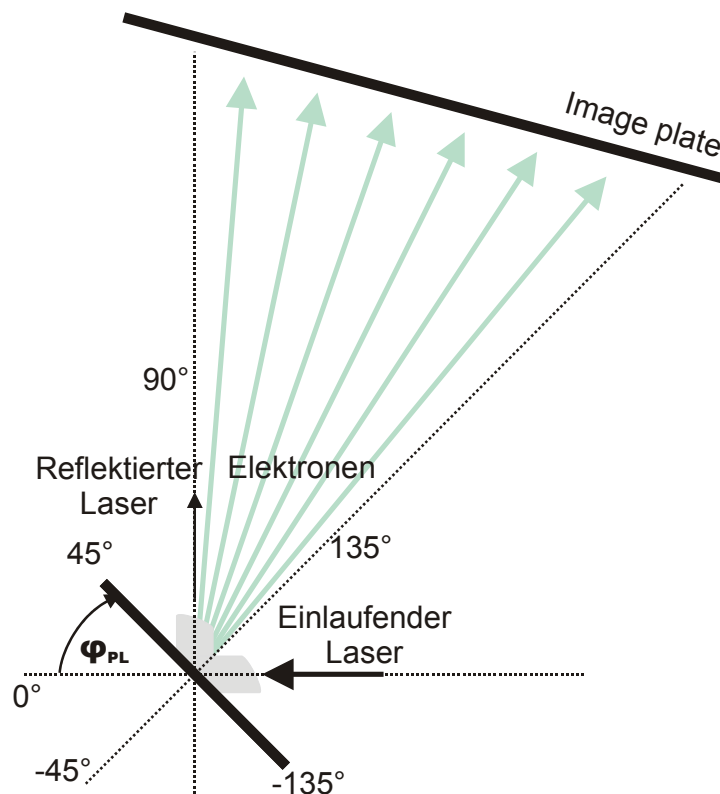


Abbildung 5.5: Skizze des Versuchsaufbaus für die Messungen zur Richtungscharakteristik der Vakumelektronen

Die image plates wurden vor dem Target auf Höhe des Laserfokus montiert. Dabei war aufgrund der in der Einleitung dieses Kapitels beschriebenen Beobachtungen klar, dass vor allem die Winkel zwischen Targetnormaler (in der Skizze: 135°) und reflektiertem Laser (90°) besondere Aufmerksamkeit verdienen.

Ein wichtiges Hilfsmittel bei diesen Experimenten stellt die in situ Messung der Richtung des reflektierten Lasers dar. Dazu kann man sich zunutze machen, dass die Belichtungsinformation der image plates von Licht im roten Wellenlängenbereich (also z.B. HeNe-Laserlicht) gelöscht wird. Legt man also nach der gewünschten Hochintensitäts-Wechselwirkung einen HeNe-Laserstrahl auf den Strahlengang des Ti:Sa (zur Erleichterung der Justage ist dieser ohnehin im experimentellen Aufbau enthalten), so wird beim anschließenden Auslesen des image plates die Richtung des reflektierten Lasers anhand eines Belichtungsminimums sichtbar.

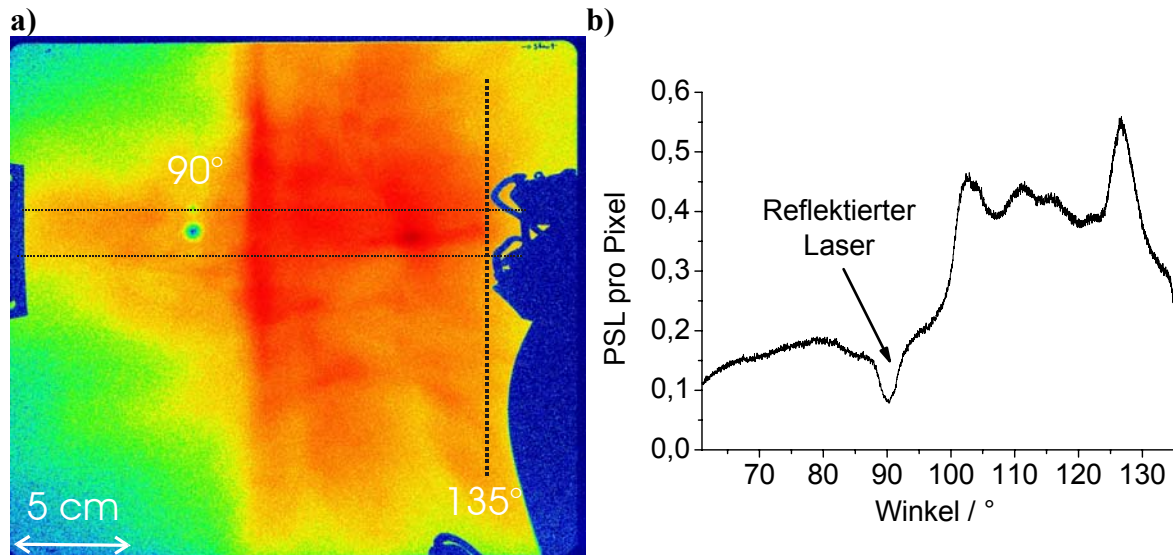


Abbildung 5.6 a) und b): Typische Belichtung auf eine vor dem Target befestigte IP durch beschleunigte Elektronen bei einem Einzelschuß auf einen Al-Spiegel. Die Farbskala ist bei allen dargestellten Bildern identisch gewählt (Ausnahme ist Abbildung 5.16) und geht von blau für schwache bis rot für starke Belichtung. Die Markierung der Laser-Reflexionsrichtung bei 90° (s. Text) ist deutlich zu erkennen. Die Schatten rechts und links entstanden durch mechanische Bauteile in der Targetkammer. Für quantitative Aussagen wurden horizontale Profile entnommen (b), die auf Höhe des Laserstrahls in vertikaler Richtung über 400 Pixel (2 cm) gemittelt wurden (zwischen den beiden horizontalen gestrichelten Linien in a).

Abbildung 5.6 zeigt ein typisches so erhaltenes Bild. Es handelt sich um die Darstellung eines Einzelschusses auf einen Al-Spiegel, wobei die IP 13 cm vom Fokus entfernt positioniert war. Deutlich zu erkennen ist ein sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung begrenztes Belichtungsmaximum bei ca. 125°; des Weiteren eine deutliche Kante bei ca. 100° und drastisch reduzierte Belichtung jenseits dieses Winkels. Weitere Erläuterungen zu diesem Bild folgen in 5.3.

Da der Belichtungsgrad, den ein Elektron auf der IP auslöst, sehr stark von seiner kinetischen Energie abhängt, sind absolute Aussagen über die geometrische Verteilung der emittierten Teilchen allein anhand solcher Bilder nicht möglich. Es bedarf einer spektralen Untersuchung in unterschiedlichen Richtungen, um quantitative Verteilungen angeben zu können. Dem dazu notwendigen experimentellen Aufbau widmet sich 5.2.4.

5.2.4 Elektronenspektrum

5.2.4.1 Spektrometer

Zur Bestimmung der Energieverteilung der Vakuumelektronen wurde ein Elektronenspektrometer in den experimentellen Aufbau eingebracht. Der dafür leicht abzuwandelnde Aufbau ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

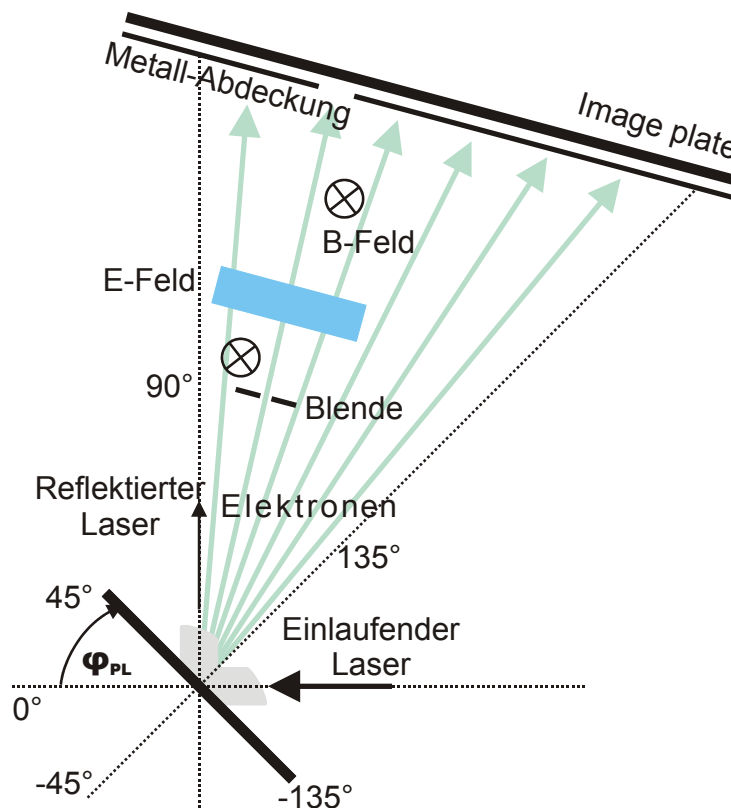


Abbildung 5.7: Skizze des Versuchsaufbaus für die Messungen der spektralen Verteilung der Elektronen

Als dispersives Element wurde ein (möglichst) homogenes elektrisches Feld verwendet. Eine Eintrittsblende (Durchmesser 1 mm) griff einen definierten Strahl heraus, um ausreichende spektrale Auflösung zu erreichen. Außerdem wurde ein spezieller Halter für die IPs verwendet, der es erlaubte, mehrere Elektronenspektren zwischen zwei Auslesezyklen aufnehmen zu können. Dazu wurde das entsprechende IP beweglich hinter einem dicken Blech (Dicke 1 mm) eingebaut, welches nur eine kleine freie Öffnung der Breite 1 cm besaß. So wurde gewährleistet, dass bei jeder Messung nur dieser eine Streifen auf der IP belichtet wurde und dass dementsprechend (durch Weiterbewegen der IP zum jeweils nächsten Schuß) etwa 20 unterschiedliche Messungen möglich waren, bevor die IP zwecks Auslesens ausgebaut werden mußte.

Der für spektrale Messungen hinreichender Auflösung notwendige experimentelle Aufbau ist in größerem Detail nochmals dargestellt:

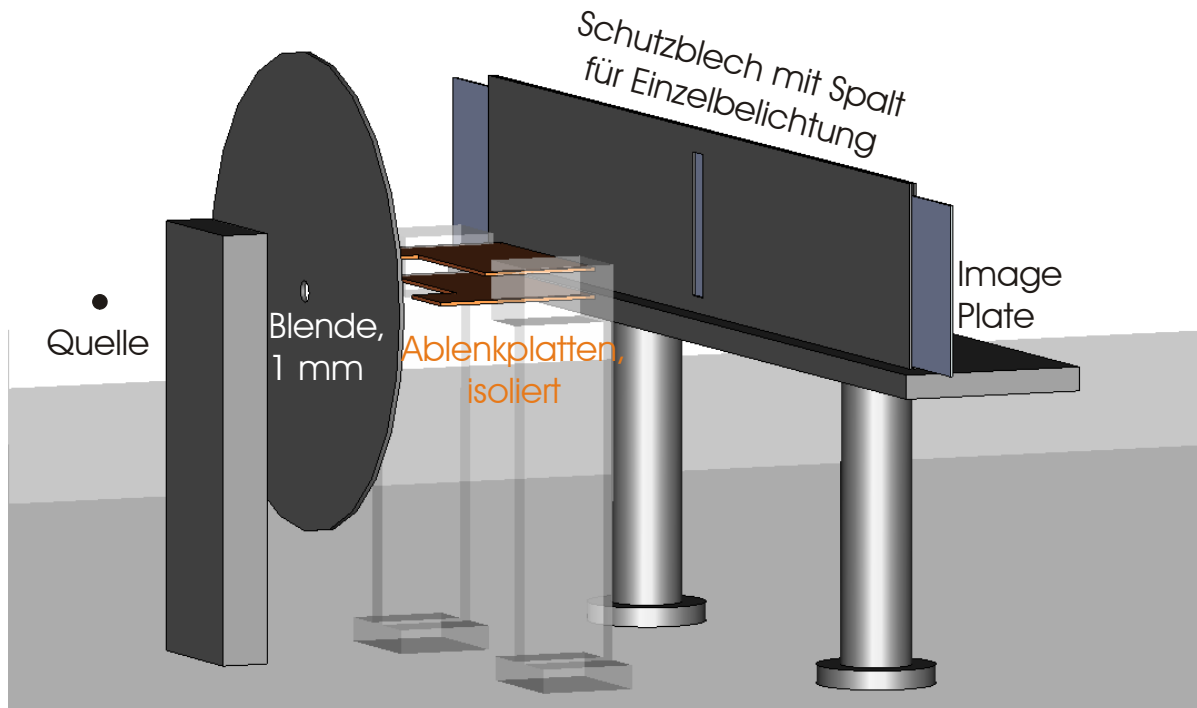


Abbildung 5.8: Das Elektronenspektrometer. Die obere der beiden Ablenkplatten kann auf positive Hochspannung (bis 5 kV) gebracht werden, sodaß die Elektronen indirekt proportional zu ihrer kinetischen Energie nach oben abgelenkt werden.

Die bei diesem Aufbau typischerweise verwendeten Abstände waren:

Quelle (Laserfokus) - Blende: 9 cm

Blende - Beginn Ablenkplatten: 6 cm

Breite der Ablenkplatten: $L_E = 4$ cm (Metall) bzw. 5 cm (Trägermaterial)

Ende Ablenkplatten - image plates: $d = 7$ cm

Außerdem waren die Ablenkplatten genau einen cm voneinander entfernt und vertikal so montiert, dass alle durch die Blende gelangenden Teilchen bei ausgeschaltetem Feld die Detektion erreichen konnten. Dieser Punkt, auf den auch vom Target stammende Röntgenstrahlung trifft (selbst bei eingeschaltetem Feld), dient als Nullpunkt der gemessenen Ablenkung und wird im weiteren Verlauf in Anlehnung an optische Spektroskopie als „Nullte Ordnung“ bezeichnet.

Die Gesamt-Ablenkung der Elektronen (Δs_E) setzt sich zusammen aus der Ablenkung im elektrischen Feld und der weiteren geradlinigen Flugbahn bis zur Detektion. Sie kann analytisch berechnet werden:

$$\Delta s_E = \frac{E [V/m]}{U [eV]} \cdot \left(\frac{L_E^2}{4} + \frac{d \cdot L_E}{2} \right) \quad 5.1$$

Dabei ist E das elektrische Feld zwischen den beiden Ablenkplatten (die untere auf Erd-Potential und die obere auf einstellbarer positiver Spannung), U die kinetische Energie der Elektronen, L_E die Länge des Feldes in Flugrichtung und d der Abstand vom Feld zur Detektion.

Eine eingestellte Spannung von 2500 V und Einsetzen der übrigen Parameter wie oben angegeben ergibt die in Abbildung 5.9 dargestellte Abhängigkeit der Ablenkung des Elektronenspektrometers von der Teilchenenergie.

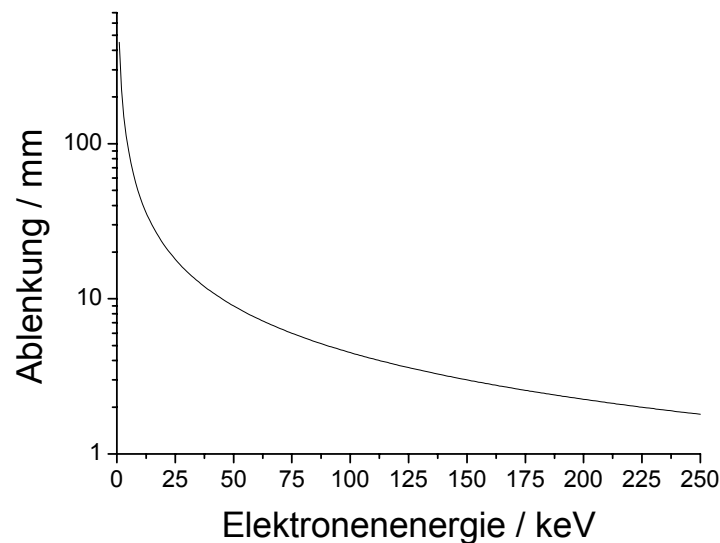


Abbildung 5.9: Ablenkung Δs_E von Elektronen unterschiedlicher kinetischer Energien am Detektor durch das E-Feld-Spektrometer (s. Formel 5.1) für typische experimentelle Parameter (s. Text)

Da die angelegte Ablenkspannung aufgrund der Zunahme von Überschlügen nach oben auf diese 2500 V begrenzt war, musste ein Blendendurchmesser von 1 mm (vgl. Abbildung 5.8) gewählt werden, um auch die schnellsten auftretenden Elektronen von der Nullten Ordnung trennen zu können.

Damit ergab sich, dass die Akkumulation nur weniger Schüsse für weitere Auswertungen ausreichte.

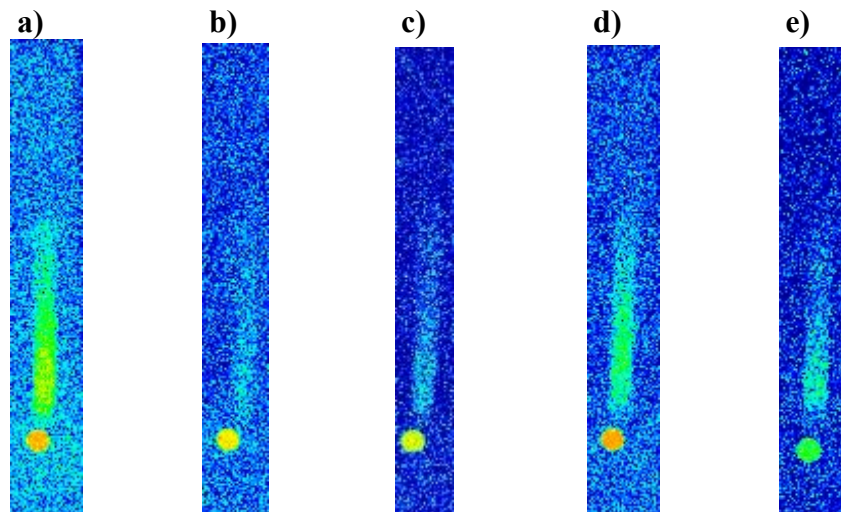


Abbildung 5.10 a-e: Typische Spektren für (v.l.n.r.) Aluminium (15 Laserschüsse, Ablenkspannung 2500 V), Bor-Nitrid (25 Laserschüsse, 2000 V), Niob (10 Laserschüsse, 2500 V), Kupfer (10 Schüsse, 2500 V) und ein Silber-Spiegel-Target (Einzelschuß, 2500 V)

Eine Verwendung der in 5.2.1 angesprochenen Spiegel-Targets erlaubte sogar Einzelschuss-Untersuchungen (zumindest bei Aluminium und Silber und beim Beobachtungswinkel nahe am reflektierten Laser, linker Punkt in Abbildung 5.16).

Die Elektronenspektren sind nicht nur in der vertikalen Dimension auseinander gezogen, sondern auch horizontal durch Dispersion im Erdmagnetfeld. Laut Angaben des Geo-Forschungs-Zentrums Potsdam für das Jahresmittel (2005) [64] hatte es in Düsseldorf eine Größe von $48,5 \mu\text{T}$, zeigt genau nach Norden und außerdem unter einem Winkel von $66,5^\circ$ in die Erdoberfläche. Berücksichtigt man die geographische Ausrichtung der Experimentierkammer (insbesondere die Flugrichtung der spektral zu untersuchenden Elektronen), so errechnet sich eine senkrecht in den Boden zeigende Magnetfeld-Komponente $B_z = 44,5 \mu\text{T}$, und eine Horizontal-Komponente $B_{\text{hor}} = 19,3 \mu\text{T}$, die in Flugrichtung der Teilchen zeigt und somit wirkungslos bleibt. B_z allerdings lenkt die negativen Elektronen seitlich ab und es ergeben sich insgesamt parabelförmige spektrale Spuren, die sog. Thomson-Parabeln. Die aus dem Erdmagnetfeld folgende Ablenkung der Elektronen (Δs_B) berechnet sich analytisch zu:

$$\Delta s_B = \sqrt{\frac{e}{8m}} \cdot \frac{B_z [T] L_B^2}{\sqrt{U [eV]}} \quad 5.2$$

Dabei sind e und m Elektronen-Ladung bzw. -Masse und L_B die Länge der Elektronenflugstrecke zwischen Blende und Detektion (s.o.: 18 cm).

Setzt man nun Δs_B gleich x und Δs_E gleich y so folgt aus Formel 5.1 und Formel 5.2 bei Einsetzen aller relevanten Abstände (s.o.) die Funktions-Gleichung der Thomson-Parabel auf Höhe der Detektion:

$$y = f(x) = 4,1 \cdot S \cdot x^2 \quad 5.3$$

Hier ist S die an die obere Ablenkplatte angelegte Spannung in kV.

Diese Parabeln sind für einige Werte von S in Abbildung 5.11 dargestellt.

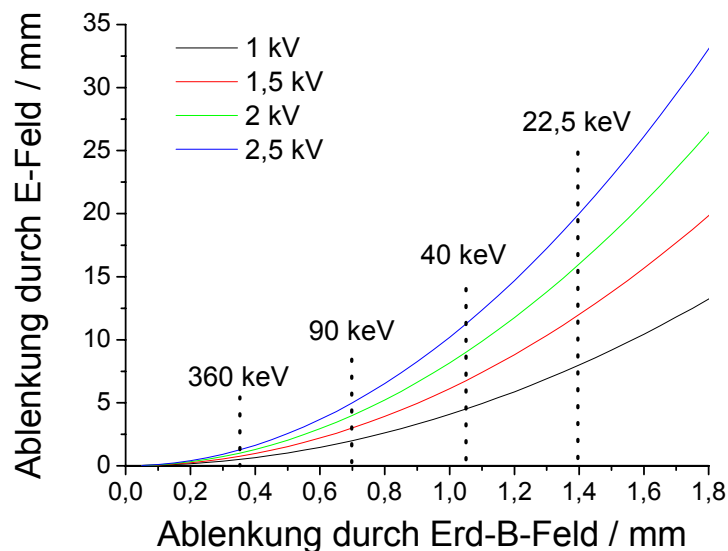


Abbildung 5.11: Thomson-Parabeln, die durch gleichzeitige Ablenkung der Elektronen im elektrischen und magnetischen Feld entstehen für verschiedene angelegte Ablenk-Spannungen S (unterschiedliche Farben der Graphen). Zum besseren Verständnis sind ausgewählte kinetische Energien durch vertikale Linien hervorgehoben. Man beachte die stark unterschiedlich skalierten Achsen.

Es ist zwar möglich, dass das Magnetfeld in der Targetkammer aufgrund von Störfeldern modifiziert ist (eine primäre B-Feld-Messung war im Rahmen der Experimente nicht möglich), zusätzliche Information über die Stabilität des ablenkenden **elektrischen** Feldes liefert es allerdings trotzdem. Schließlich wurden also nur solche Spektren weiter ausgewertet, deren zweidimensionaler Verlauf mit einer entsprechenden E-B-Parabel in Einklang gebracht werden konnte. Wenn dies nicht der Fall war, war typischerweise die E-Feld-Komponente „zu klein“, was auf den kurzen Zusammenbruch der Ablenkspannung durch Überschlüsse schließen ließ.

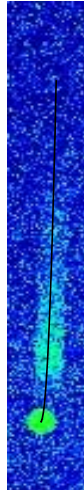


Abbildung 5.12: Dasselbe Silber-Spektrum wie in Abbildung 5.10 e), allerdings mit der im Text beschriebenen E-B-Parabel

5.2.4.2 Spektrales Auswertungsverfahren

Spektren der Vakuumelektronen wurden für unterschiedliche Winkel in Bezug zum Target und für unterschiedliche Targetmaterialien (sowohl was das chemische Element als auch was die Oberflächenbeschaffenheit anbelangt) durchgeführt. Bevor wir allerdings zu den eigentlichen Parameter-Variationen kommen, muß zuerst noch das spektrale Auswertungsverfahren vorgestellt werden, mit dem aus den gezeigten Rohdaten tatsächliche Energieverteilungen gewonnen werden konnten. Dies geschieht im Folgenden am Beispiel einer weiteren Messung mit einem Silber-Spiegel-Target:

Zunächst wurde das zweidimensionale Rohbild, welches nach dem gerade erläuterten Verfahren mit der analytisch errechneten Ablenkungsparabel verifiziert wurde, über 40 horizontale Pixel gemittelt und das daraus resultierende Signal über vertikale Ablenkung aufgetragen, wobei die Nullte Ordnung zwecks besserer Darstellung ausgeschlossen wurde. Außerdem wurde der Untergrund links und rechts vom eigentlichen Signal gemittelt und von diesem anschließend subtrahiert. Dies führte dazu, dass das eigentliche Messsignal quasi untergrundfrei dargestellt werden konnte (s. Abbildung 5.13).

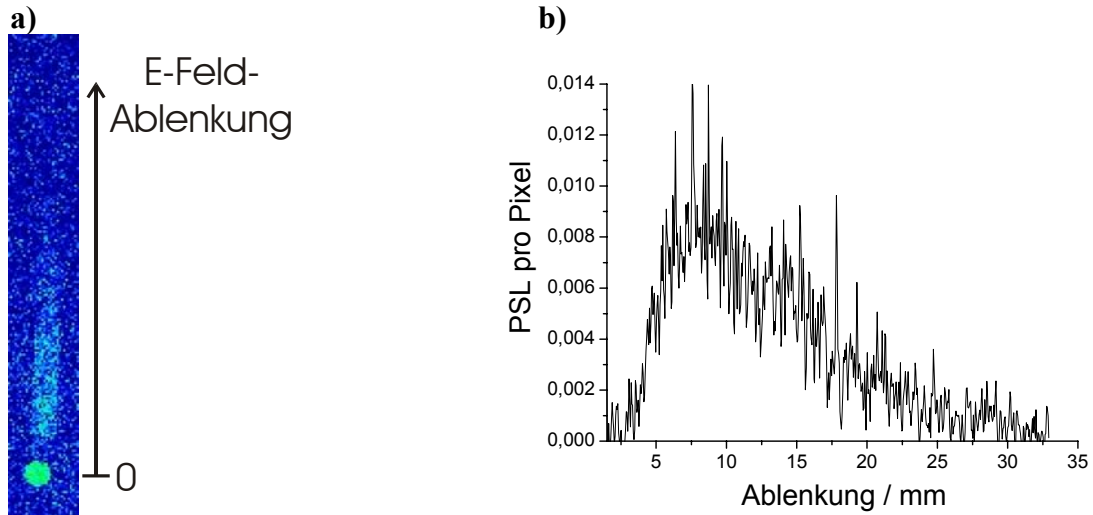


Abbildung 5.13 a) und b): Zweidimensionales Roh-Spektrum und gemittelttes Signal über vertikale Ablenkung eines Einzelschuß-Spektrums auf einen Silber-Spiegel

Der direkte Weg der Auswertung wäre nun, aus diesem gemittelten Signal die räumliche Ausdehnung der 0ten Ordnung herauszufalten, dann jeder vertikalen Ablenkung die entsprechende kinetische Energie zuzuordnen und schließlich jeder Energie unter Berücksichtigung der IP-Detektionseffizienz das entsprechende zur Elektronenzahl proportionale Signal zu errechnen. Als Endergebnis ergäbe sich dann ein Elektronenspektrum. Dieses Verfahren stellte sich allerdings aufgrund des großen Signalrauschens nach der Entfaltung als unpraktikabel heraus.

Wesentlich stabilere Ergebnisse ließen sich gewinnen, indem man das gerade beschriebene Verfahren invertiert, also aus einer angenommenen Elektronenverteilung das entstehende Meß-Signal berechnet und dieses an das experimentelle Ergebnis anfitet. Dazu wurde die berechnete Verteilung zunächst mit der (energieabhängigen) Detektionseffizienz gefaltet. Anhand der analytischen Formel (Formel 5.1) wurde kinetische Energie in räumliche Ablenkung umgerechnet. Dabei muß auch der entsprechende „Bin“ berücksichtigt werden, d.h. Teilchen pro keV gehen über in Signal pro mm, was sich mathematisch aus der ersten Ableitung der Ablenkungsformel ergibt. Abschließend wird noch die räumliche Ausdehnung der Nullten Ordnung, die direkt aus dem Meß-Signal entnommen werden kann, mit den berechneten Daten gefaltet. Es ergibt sich eine Kurve, die an Messungen wie in Abbildung 5.13 angepaßt werden kann. Es stellte sich heraus, dass hervorragende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erreicht werden konnte, wenn für die ursprünglich simulierte Elektronenverteilung eine nichtrelativistische, dreidimensionale Maxwell-Verteilung angesetzt wurde:

$$N(E)dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_{ges} \frac{\sqrt{E}}{(kT)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{E}{kT}} \quad 5.4$$

Als Ergebnis der fit-Prozedur ergaben sich dann zu jedem gemessenen Spektrum eine Temperatur (kT) und eine Gesamt-Teilchenzahl N_{ges} .

Wie gut die simulierten Werte das Experiment reproduzieren konnten, sei im nächsten Bild verdeutlicht, welches das Silber-Spektrum von oben mit seinem Fit zeigt:

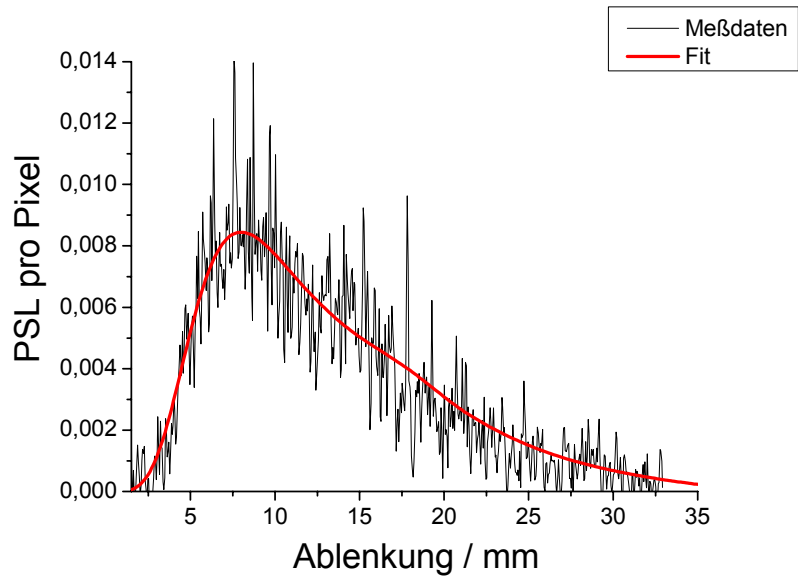


Abbildung 5.14: Das Meß-Signal aus Abbildung 5.13 mit seinem Fit (näheres siehe Text)

In diesem Fall erhält man die optimale Übereinstimmung für eine Temperatur von 19 keV und eine Gesamt-Teilchenzahl von 5550 Elektronen im gemessenen Spektrum. Obwohl eine komplette Umkehr dieses Verfahrens (und damit eine exakte Darstellung des gemessenen Elektronenspektrums über kinetische Energie) wie bereits erwähnt unpraktikabel war, so erlaubt doch eine simple Umskalierung der x -Achse von Abbildung 5.14 zumindest qualitativ sehr interessante Beobachtungen (s. Abbildung 5.15).

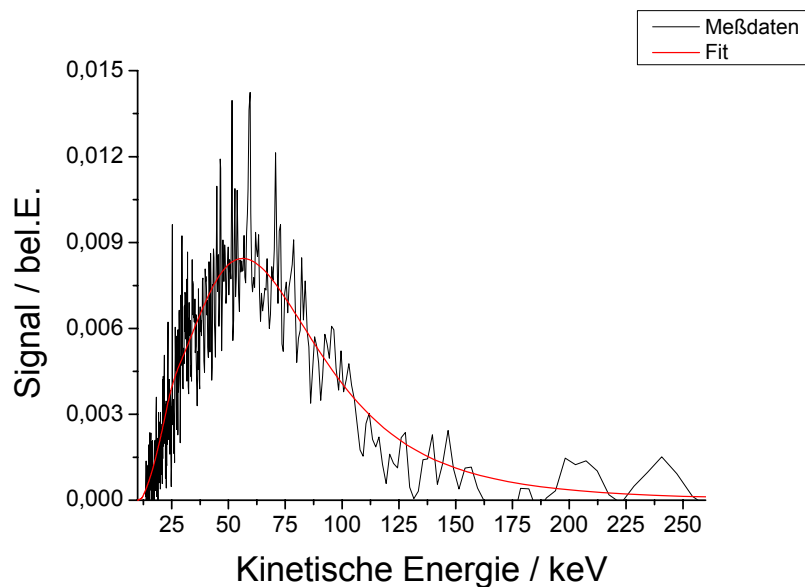


Abbildung 5.15: Darstellung der Meßdaten aus Abbildung 5.14 über kinetische Energie der Elektronen

Es ist gut zu erkennen, dass die beobachteten Teilchen-Energien deutlich über 100 keV hinausgehen. Die Erklärung dieser unerwartet hohen Energien erfolgt in Kapitel 6.

Die mit diesem Fit-Verfahren erzielbare Übereinstimmung mit den Messdaten war für alle im weiteren Verlauf vorgestellten Meß-Situationen von vergleichbar hoher Qualität.

5.3 Ergebnisse

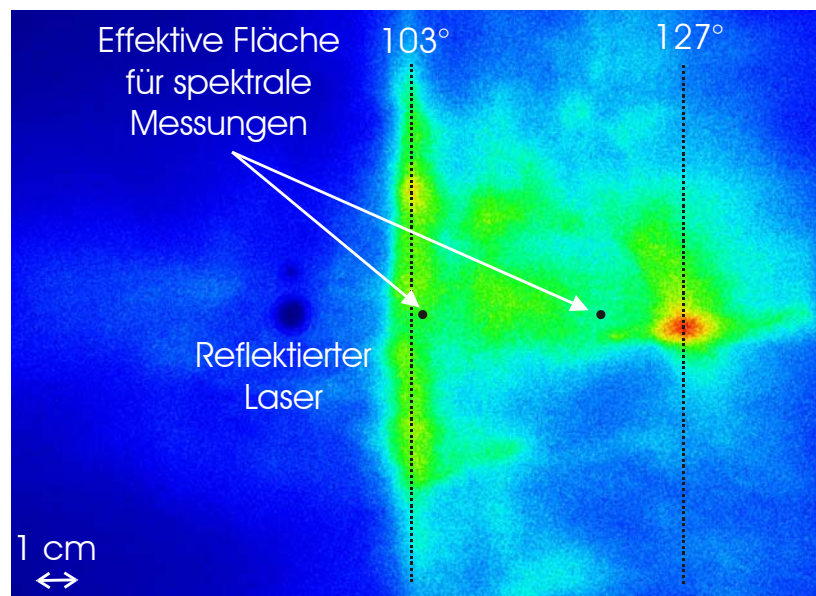


Abbildung 5.16: Ausschnitt aus Abbildung 5.6 mit veränderter Farbskala zur Verdeutlichung einzelner Belichtungsschwerpunkte: Es traten unterschiedliche Abstrahlungswinkel (in Bezug zur Richtung des reflektierten Lasers sind zwei davon durch gestrichelte Linien hervorgehoben) innerhalb der Wechselwirkung eines einzelnen Laserpulses mit dem Festkörper auf. Des Weiteren ist angedeutet, in welchen beiden Richtungen Elektronenspektren gemessen wurden.

Abbildung 5.16 zeigt einen Ausschnitt aus Abbildung 5.6, in dem durch veränderte Farbdarstellung die unterschiedlichen Belichtungsschwerpunkte hervorgehoben sind. Ausgehend von diesem Bild sowie von dem gerade ausgewerteten Silber-Spektrum wurden verschiedene experimentelle Parameter variiert und die daraus resultierenden Auswirkungen untersucht. Eine Variation bestand in der Aufnahme von Elektronenspektren bei zwei verschiedenen Ausbreitungsrichtungen. Diese sind in Abbildung 5.16 eingezeichnet.

a) Verschiedene Metalle (Al, Ag, Au):

In Höhe des Laserfokus konnten von 2D-Bildern wie Abbildung 5.16 horizontale (über 2 cm vertikal gemittelte) Profile entnommen werden, um die Winkelverteilung unterschiedlicher Laserschüsse miteinander vergleichen zu können (s. Abbildung 5.17).

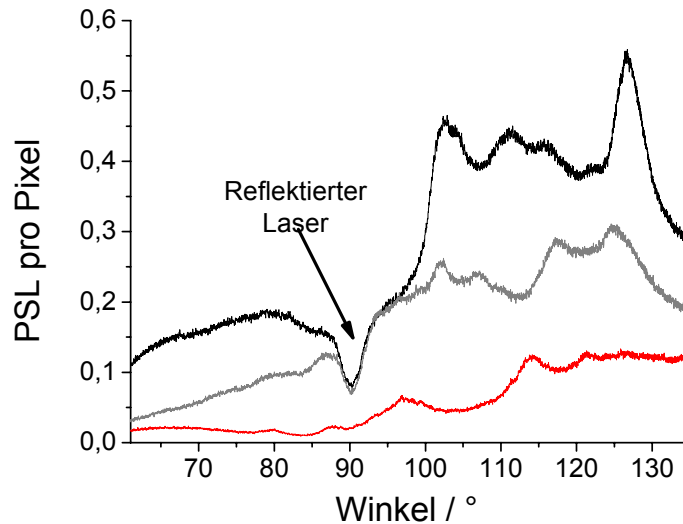


Abbildung 5.17: Horizontale Profile von 2D Bildern wie Abbildung 5.16. Aufgetragen ist der Belichtungsgrad der image plates in Abhängigkeit vom horizontalen Emissionswinkel. Der Winkel 90° des reflektierten Lasers ist als Intensitätsminimum deutlich zu erkennen. Außerdem scheinen sich die Optimalwinkel der Elektronenbeschleunigung (also die Lage der Belichtungsmaxima) von Schuß zu Schuß annähernd zu reproduzieren. Die schwarze und die graue Kurve stammen von der Wechselwirkung mit einem Aluminium-Target, die rote von Gold.

Es zeigt sich, dass ausgeprägte Emissionsmaxima in bestimmten Richtungen auftreten, die relativ unabhängig vom gewählten Metall sind.

Für den Emissionswinkel nahe am reflektierten Laser (linker Punkt in Abbildung 5.16) wurde das bereits diskutierte Elektronenspektrum des Ag-Targets mit Messungen an Aluminium und Gold verglichen. Dabei wurde dasselbe Auswertungsverfahren verwendet und die gefitteten Maxwellverteilungen dargestellt (s. Abbildung 5.18).

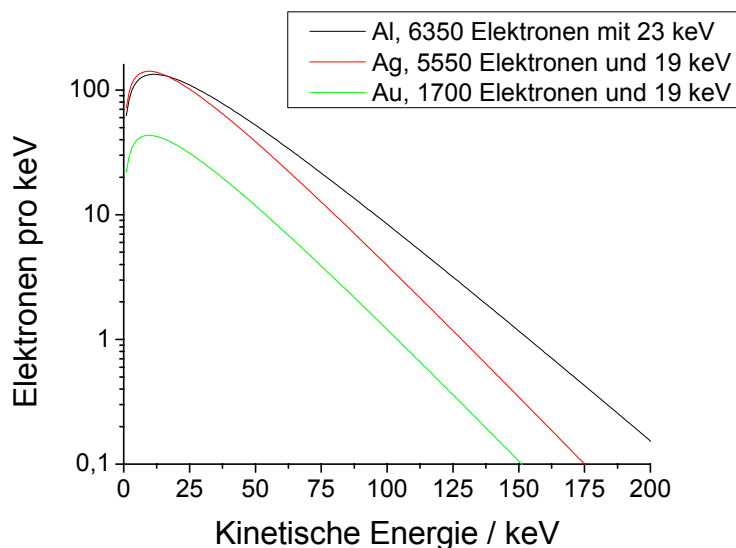


Abbildung 5.18: Durch das in 5.2.4.2 vorgestellte Auswertungsverfahren erhaltene Maxwell-Verteilungen für gemessene Elektronenspektren an einem glatten Aluminium-, Silber- (beides Einzelschuß-Messungen) bzw. Gold-Target (Mittelung von 10 Laserschüssen). Die Daten beschreiben die Ergebnisse pro Laserschuß.

Die daraus erhaltenen Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 nochmals zusammengefasst.

Material	Z	N_e	T / keV
Aluminium	13	6350	23
Silber	47	5550	19
Gold	79	1700	19

Tabelle 5.1: Vergleich der experimentellen Ergebnisse von gemessenen Elektronenspektren für Spiegel-Targets verschiedener Metalle. Z ist die Ladungszahl, N_e die Gesamtzahl detektierter Elektronen und T die Temperatur der angefitteten Maxwellverteilung. Bei Aluminium und Silber handelt es sich um Einzelschuß-Messungen und das Ergebnis für Gold ist eine Mittelung der Akkumulation von 10 Schüssen. Die Teilchenzahlen sind also alle pro Laserschuß angegeben.

Die gezeigte Serie von Messergebnissen stellte die „besten“ Elektronenpopulationen dar, die gemessen werden konnten, was Temperatur und Gesamtzahl anbelangt. Anhand der Simulationen (s.u.) ist hier interessant, bei optimal zusammenwirkenden Mikrofeldern vor der Target-Oberfläche die Charakteristika verschiedener Elemente (im Periodensystem von $Z=13$ bis $Z=79$) in Bezug auf Elektronenbeschleunigung zu erklären (s. Kapitel 6).

b) Oberflächenbeschaffenheit:

Neben dem Material wurde auch die Oberflächenbeschaffenheit der Targets variiert. Dazu wurden außer Targets optischer Qualität auch unpolierte Oberflächen mit vergleichsweise hoher Mikrorauigkeit verwendet, von der Art, wie sie auch für die Röntgenexperimente eingesetzt wurden.

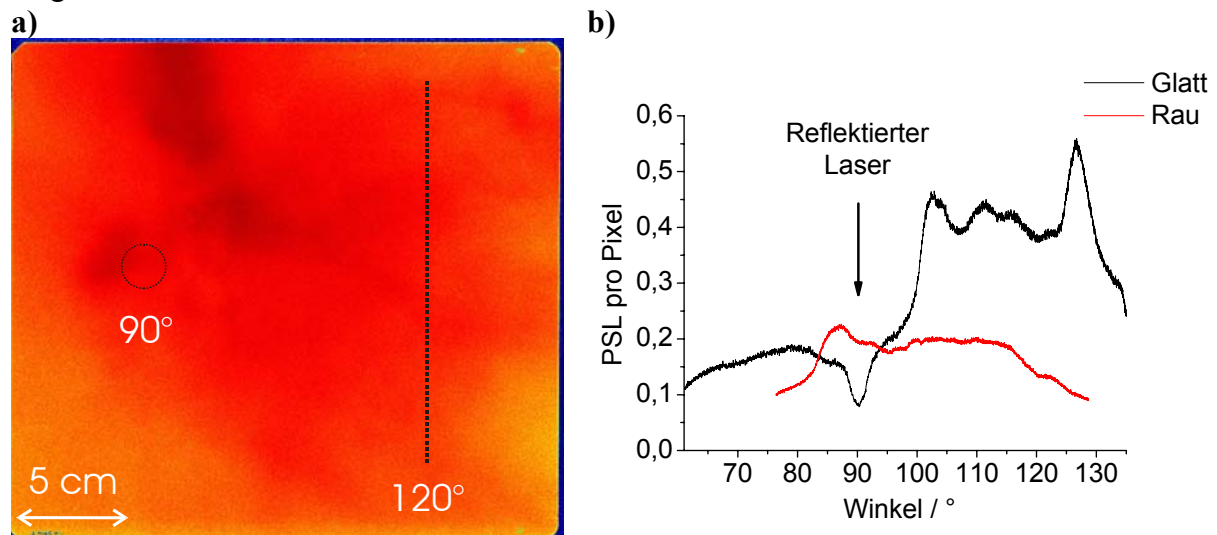


Abbildung 5.19 a) und b): Richtungsverteilung (a) und daraus entnommenes horizontales Profil (b) der Elektronen von einem rauen Aluminium-Target (10 Laserschüsse). Der gestrichelte Kreis in a) bezeichnet die Richtung des reflektierten Lasers und die gestrichelte Linie entspricht 120° (Koordinaten-Festlegung nach Abbildung 5.5). Das entsprechende Profil (rote Kurve in b) ist im Vergleich zu dem von einem glatten Target dargestellt (schwarz, vgl. Abbildung 5.17), wobei zwecks Vergleichbarkeit die Anzahl der Laserschüsse und die unterschiedlichen Abstände zur Quelle herausgerechnet wurden.

Abbildung 5.19 zeigt die typischen Messdaten für die 2D-Richtungsverteilung sowie das daraus entnommene horizontale Profil. Dabei wurden zehn Laserschüsse auf unpoliertes Aluminium abgegeben und danach die image plate ausgelesen. Der Abstand des IP war hier 24 cm vom Laserfokus, sodaß geometrisch nicht der ganze Bereich zwischen dem reflektierten Laser und der Targetnormalen abgedeckt wurde. Bei dieser Messung wurde die Richtung des reflektierten Lasers nicht mit dem Justage-Laser markiert (s.o.) sondern basierend auf Abstandsmessungen eingezeichnet. Man kann eine mehr oder weniger gleichmäßige Belichtung erkennen mit einem Schwerpunkt ungefähr in Richtung des reflektierten Lasers. Die deutliche Verschmierung der Beschleunigungsrichtungen in beiden

Dimensionen legt die Vermutung nahe, dass die Beschleunigungsfelder an der Oberfläche durch die Beschaffenheit des Targets stark beeinflusst werden. Allerdings trägt auch die Akkumulation mehrerer Laserschüsse zur Glättung bei.

Die Spektren zeigen ebenfalls eine starke Abnahme der gerichteten Elektronenpopulation, aber weniger stark eine Reduzierung der Temperatur. Die Ergebnisse der spektralen Auswertung für raues Aluminium und Kupfer in 105° sowie für ein raues Al-Target in 120° sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst und werden mit der gemessenen Elektronenpopulation für glattes Aluminium verglichen.

Material	Z	N_e	T / keV	Richtung / °
Cu, rau	29	2950	20	105
Al, rau	13	2300	19	105
Al, rau	13	800	12	120
Al, glatt	13	6350	23	105

Tabelle 5.2: Vergleich der experimentellen Ergebnisse von gemessenen Elektronenspektren für raue Al- und Cu-Targets (jeweils 10 Laserschüsse gemittelt) in 105° und für ein raues Al-Target in 120° mit den Ergebnissen bei glattem Al. Z ist die Ladungszahl, N_e die Gesamtzahl detektierter Elektronen und T die Temperatur der angefitzten Maxwellverteilung. Die Teilchenzahlen sind pro Laserschuss angegeben.

Daraus wird klar, dass weniger die Temperatur als hauptsächlich die Absolutzahl der im Spektrometer detektierten Elektronen kleiner ist als für glatte Targets, was zeigt, dass die Divergenz der ins Vakuum beschleunigten Elektronen für raue Targets größer wurde, d.h. die Gerichtetheit vor allem in der Ebene der Laserausbreitung verloren ging.

c) Leitfähigkeit des Targetmaterials:

Mit Isolatoren wurden generell weniger Elektronen beschleunigt als mit Metallen. Bei glatten Targets ergibt sich wieder eine ausgeprägte Winkelverteilung (s. Abbildung 5.20: poliertes Glas), bei rauen Targets eine verschmierte Verteilung (z.B. unpoliertes Bor Nitrid).

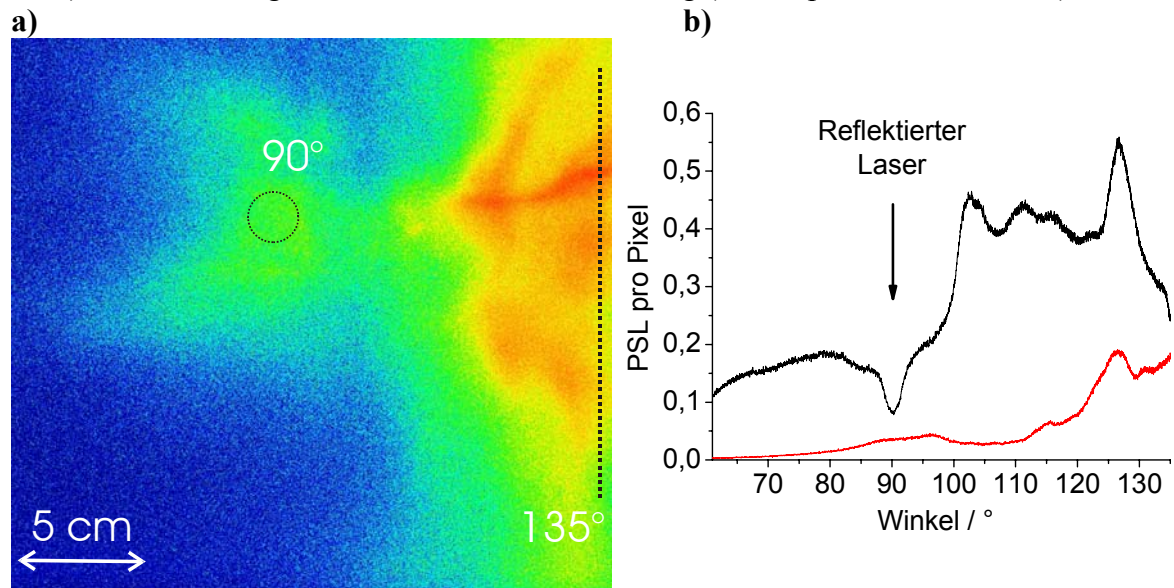


Abbildung 5.20 a) und b): Richtungsverteilung (a) und daraus entnommenes horizontales Profil (b) der Elektronen mit einem polierten Glassubstrat als Target, auf das ein einzelner Schuss abgegeben wurde. Der gestrichelte Kreis in a) bezeichnet die Richtung des reflektierten Lasers und die gestrichelte Linie entspricht 135°. Der Abstand zum Laserfokus betrug bei diesem Bild 13 cm und die Targetnormale wurde voll erfasst. Die Farbskala ist identisch mit der in Abbildung 5.19. Das Profil (rote Kurve in b) zeigt die deutlich geringere Belichtung gegenüber dem Ergebnis bei Aluminium (schwarz).

Auch hier waren deutliche Schwerpunkte der Abstrahlungsrichtung von Elektronen nachweisbar. Die Streuung war geringer als bei rauen Targets. Die Stärke der Elektronenemission ist aber auch hier deutlich niedriger als bei den Versuchen mit einem Aluminium-Spiegel (s.o.).

Für die spektrale Untersuchung der Elektronenemission an Nicht-Leitern wurden Bor-Nitrid-Targets verwendet, wie sie auch bei XUV-Messungen (s. z.B. [10]) zum Einsatz kommen. Es zeigte sich, dass dort die Anzahl beschleunigter Teilchen viel niedriger ist als bei Metall-Targets, sodaß für auswertbare Spektren mindestens 25 Laserschüsse akkumuliert werden mussten.

Material	Z	N_e	T / keV	Richtung / °
BN, rau	5 und 7	220	17	105
BN, rau	5 und 7	-	-	120
Al, rau	13	2300	19	105
Al, glatt	13	6350	23	120

Tabelle 5.3: Vergleich der experimentellen Ergebnisse von gemessenen Elektronenspektren für ein raues BN-Target (25 Laserschüsse gemittelt) in 105° und 120° (dort wurde keine messbare Elektronenpopulation detektiert) mit den Ergebnissen bei rauem und glattem Al. Z ist die Ladungszahl, N_e die Gesamtzahl detektierter Elektronen und T die Temperatur der angefitteten Maxwellverteilung. Die Teilchenzahlen sind pro Laserschuß angegeben.

Man erhält für diesen Fall eine Elektronentemperatur von 17 keV, was noch im Bereich der Metall-Ergebnisse liegt. Allerdings war die Zahl der im Mittel pro Schuß detektierten Teilchen mit 220 mehr als eine Größenordnung geringer als bei den leitenden Oberflächen. (Messungen bei 120° ergaben sogar überhaupt keine auswertbaren Elektronen-Ergebnisse mehr.) Die leichte Verfügbarkeit freier Ladungsträger ist also offensichtlich eine Grundvoraussetzung für effiziente Teilchenbeschleunigung ins Vakuum vor den Targets. Diese Tatsache, dass die Elektronenbeschleunigung bei Metall-Targets sehr viel effizienter ist als bei Isolatoren bei vergleichbarer Oberflächenrauigkeit, ist eines der wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchungen. Auch dies wird in Kapitel 6 mittels Simulationen diskutiert.

d) Spektrale Richtungsverteilung

Es wird deutlich (s. Tabelle 5.2 und Tabelle 5.3), dass die Beschleunigung von Elektronen ins Vakuum in Richtung des reflektierten Lasers wesentlich effizienter ist als in Richtung der Targetnormale, unabhängig davon, ob das Target Leiter oder Isolator ist.

e) Variation der Targetposition

Eine weitere experimentelle Beobachtung ist, dass die Elektronenbeschleunigung ins Vakuum sehr stark von der Targetposition in Bezug zur Position des optimalen Fokus abhängig ist. So wurden bei einem Aluminium-Spiegel-Target beim Winkel optimaler Beschleunigung aber 20 µm entfernt vom optimalen Fokus nur noch 2600 Teilchen mit 12 keV gemessen und noch weiter entfernt vom Fokus waren überhaupt keine Teilchen mehr messbar. Für eine quantitativere Messung wurde die CCD-Kamera verwendet. Die Position eines rauen Kupfertargets wurde in Schritten von 20 µm variiert, wobei jeweils die von den Elektronen deponierte Energie gemessen wurde. Der Abstand der CCD zum Laserfokus betrug 16 cm und der verwendete Filter bestand aus 25 µm Zink.

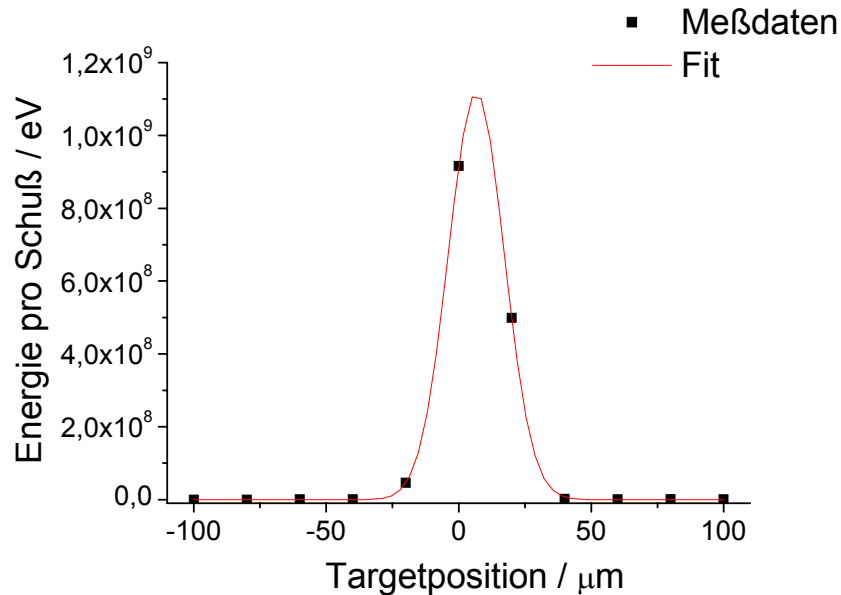


Abbildung 5.21: Auf der CCD-Kamera pro Laserschuss deponierte Energie in Abhängigkeit von der Targetposition in Bezug zum optimalen Fokus. Die rote Kurve beschreibt eine an die Meßpunkte angefittet Gauß-Kurve. Vergleicht man die so erhaltenen volle Halbwertsbreite mit dem konfokalen Parameter der Laserpulse, so wird die ausgeprägte Nichtlinearität der Elektronenbeschleunigung in Abhängigkeit von der Laserintensität deutlich (s. Text).

Diese Messung bestätigte die Beobachtung anhand der Elektronenspektren: bei einer Variation der Targetposition um $40\text{ }\mu\text{m}$ verringerte sich das Elektronensignal um etwa zwei Größenordnungen. Das Signal lässt sich durch eine Gaußkurve mit einer vollen Halbwertsbreite von ca. $25\text{ }\mu\text{m}$ fitten. Das ist deutlich schmaler als der konfokale Parameter (entspricht der doppelten Rayleigh-Länge $2 \cdot z_R = 60\text{ }\mu\text{m}$, s. Kapitel 2). Damit wird die stark nichtlineare Abhängigkeit der Elektronenbeschleunigung von der Laserintensität deutlich: eine Halbierung des messbaren Elektronensignals entspricht einer Reduzierung der Laserintensität auf ca. 85 % des Maximalwertes.

f) Abschätzung der Gesamtzahl beschleunigter Elektronen

Obwohl die spektrale Empfindlichkeit der IPs extrem nichtlinear ist (vgl. Abbildung 5.4), kann aus dem Zusammenspiel von 2D-Richtungsverteilungen und spektraler Information die Gesamtzahl beschleunigter Elektronen abgeschätzt werden. So enthalten typische 2D-Ergebnisse bei Aluminium-Spiegel-Targets wie Abbildung 5.16 insgesamt ein Signal von ca. $8 \cdot 10^5$ PSL und im Mittel in jedem Bereich verstärkter Belichtung (vgl. Signalspitzen in Abbildung 5.17) 1 bis $2 \cdot 10^5$ PSL. Verrechnung der in einem bestimmten Bereich anzutreffenden Elektronentemperatur zusammen mit der bekannten Detektionseffizienz und der Transmission von $6\text{ }\mu\text{m}$ Mylar ([63]) ergibt nun einen Umrechnungsfaktor der Form PSL/Elektron. Bei der heißesten Population (s.o.: 23 keV) ergibt dieser sich zu $1,41 \cdot 10^{-2}$ PSL/Elektron, woraus eine Anzahl von ca. 10^7 Teilchen in dieser Beschleunigungsrichtung resultiert. Eine Elektronentemperatur von 12 keV, wie sie bei größeren Winkeln gemessen wurde (s. Tabelle 5.2) führt zu einem Faktor von $6,2 \cdot 10^{-3}$ PSL/Elektron und somit zu einer Zahl von $3 \cdot 10^7$ Teilchen, die notwendig ist, um die Belichtung bei diesen Winkeln zu erklären. Mittelung über das gesamte 2D-Bild ergibt demnach ungefähr 10^8 Elektronen, die in den betrachteten Raumbereich beschleunigt werden. Die entsprechende Energie in dieser Elektronenpopulation errechnet sich zu ca. 25 nJ und damit zu weniger als 1 % der Laserenergie. Werte dieser Größenordnung erhält man auch aus Messungen mit der CCD-

Kamera (vgl. Abbildung 5.21) unter Berücksichtigung des unterschiedlichen abgedeckten Raumwinkels und der Transmission durch den Zink-Filter.

g) Schuß-zu-Schuß Fluktuationen:

Die Schuß-zu-Schuß Fluktuationen der gezeigten Messungen manifestierten sich hauptsächlich in einer variierenden Absolutzahl detektierter Teilchen, die (bei sonst gleichen experimentellen Parametern) um ca. 30 % schwankte (vgl. Profile der Al-Messungen in Abbildung 5.17). Die gemessenen Elektronentemperaturen variierten hingegen nur um etwa 10 %.

Alle präsentierten Ergebnisse werden durch mehrere analoge Messungen gestützt, sodaß jeweils die optimale Ausbeute für eine bestimmte Meß-Situation dargestellt werden kann.

5.4 Zusammenfassung Vakuumelektronen

Zusammenfassend lässt sich folgendes festhalten:

- a) Die Temperatur sowie die Gesamtzahl der beschleunigten Elektronen sind für Metall-Targets unterschiedlichen Materials aber gleicher Oberflächen-Güte ähnlich. Die Gesamtzahl nimmt mit zunehmender Atomladungszahl Z ab.
- b) Eine glatte, optisch reflektierende Oberfläche manifestiert sich hauptsächlich in einer höheren Kollimierung der Teilchen und weniger in einer drastischen Verbesserung der Temperatur. Diese Kollimierung hat zur Folge, dass durch die (stets gleich große) Apertur des Elektronenspektrometers bei glatten Oberflächen mehr Teilchen gelangen als bei rauen Targets.
- c) Die Beschleunigung funktioniert bei Metall-Targets wesentlich besser als bei Isolatoren. Zwar ist die Richtungscharakteristik bei Isolatoren vergleichbarer Oberflächenqualität ähnlich wie bei Metall-Targets, die Temperatur und vor allem die Anzahl beschleunigter Teilchen ist jedoch deutlich niedriger.
- d) Spektren, die nahe der Richtung des reflektierten Lasers aufgenommen werden, ergeben deutlich höhere Temperaturen und Teilchenzahlen, als solche, die nahe an der Targetnormalen gemessen werden. Dies ist bei Metallen und Isolatoren gleichermaßen zu beobachten. Dies legt nahe, dass das Belichtungsmaximum in Abbildung 5.16 bei 127° durch eine kalte Elektronenpopulation erzeugt wurde, die spektral nicht nachgewiesen würde, da die untere Detektionsgrenze für die kinetische Energie der Teilchen bei ca. 15 bis 20 keV liegt.
- e) Die Beschleunigung von Elektronen ist stark abhängig von der Targetposition in Bezug zum optimalen Laserfokus und damit von der auftreffenden Laserintensität.
- f) Insgesamt werden bei der Interaktion bis zu 10^8 Elektronen ins Vakuum beschleunigt, wobei Teilchen-Energien deutlich über 100 keV erreicht werden.

Zur Erklärung dieser Beobachtungen wurde ein Modell der Elektronenbeschleunigung entwickelt, das in Kapitel 6 diskutiert wird.

Abschließend sollen in diesem Kapitel noch zwei weitere Experimente vorgestellt werden, an denen der Autor beteiligt war und durch die unabdingbare Zusatz-Informationen gewonnen werden konnten. Sie zielten hauptsächlich auf den Zustand der Target-Oberfläche bei Eintreffen der maximalen Intensität eines jeweiligen Laserpulses. Diese Kenntnis ist für das Verständnis der Elektronenbeschleunigung sehr wertvoll.

a) Reflektierte Laserleistung

Eine wesentliche Information zur Beschreibung der Laser-Plasma-Wechselwirkung ist die Absorptionsrate, d.h. der Anteil der Laserenergie, der im Target deponiert wird. Diese Größe ist unter realen Bedingungen schwierig zu messen, da das einfallende Laserlicht nicht nur absorbiert, sondern auch gestreut und reflektiert wird und weil das Signal von verschiedenen Störsignalen korrumpiert werden kann. Meist werden hierzu Messungen mit einer sog. Ulbricht-Kugel (s. z.B. [65]) durchgeführt, bei der das vom Target in alle Richtungen abgestrahlte Licht gesammelt und mit einer Diode gemessen wird. Mit Ausnahme des in die Richtung des einlaufenden Strahls zurückgeworfenen Anteils kann somit die gesamte nicht-absorbierte Energiemenge bestimmt werden. Derartige Messungen sind für die hier vorgestellten Laserparameter derzeit im Gange [66], gehören aber nicht zu der hier vorgestellten Arbeit.

Aus dem Zusammenspiel von Messung und Simulation zu den Vakuumelektronen ergibt sich, daß der reflektierte Anteil des Laserpulses mit der Abstrahlungsrichtung der schnellen Elektronen verknüpft ist. Deshalb wurde das in Reflexionsrichtung abgestrahlte Laserlicht in einem weiteren Experiment vermessen, indem es mit Hilfe einer Linse auf eine Photodiode gebündelt wurde. Dies wurde für verschiedene Targetpositionen in Bezug zum optimalen Laserfokus vollzogen. Das detektierte Signal kann dann auf jenes bei einer Stellung weit außerhalb des optimalen Fokus normiert werden, dass die normale Reflektivität einer Metalloberfläche widerspiegelt.

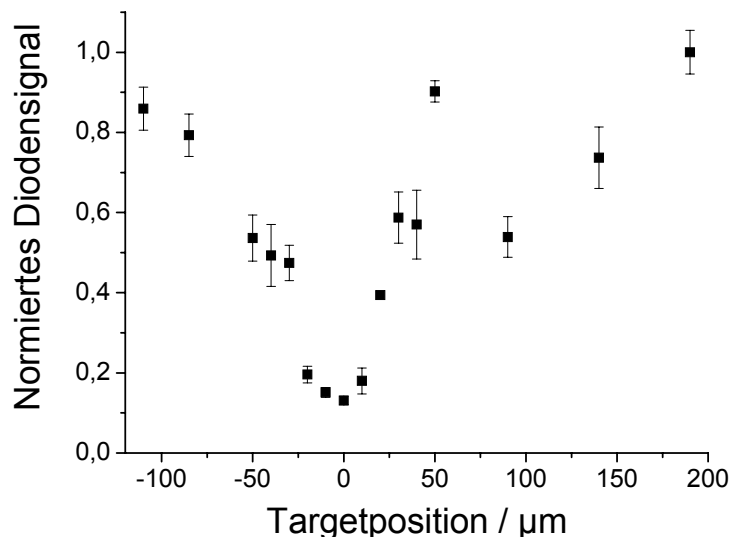


Abbildung 5.22: Auf 1 normierte spekulare Reflexion der Laserpulse an einem Aluminium-Target für unterschiedliche Targetpositionen in Bezug zum optimalen Fokus

Es ist deutlich zu sehen, dass die Reflektivität (genauer die Menge an in Reflexionsrichtung übrig bleibendem Licht) im optimalen Laserfokus auf fast 10 % abfällt. Dies hat drastische Auswirkungen auf das Interferenzfeld aus einlaufendem und auslaufendem Laserpuls und zwar unabhängig davon, ob die Leistung in Reflexionsrichtung aufgrund von Absorption oder

von diffuser Streuung am Ort der Wechselwirkung reduziert wird. Da hier verschiedene z-Positionen verschiedenen Laser-Intensitäten entsprechen, kann daraus gefolgert werden, dass sich die Reflektivität der Targetoberfläche auch im zeitlichen Verlauf einer Wechselwirkung verändert; d.h. also (die für Metalle übliche) hohe Reflektivität, bevor der Hauptpuls eintrifft und dann mit steigender Intensität bis hin zur Puls-Spitze stark fallende Reflektivität. Auf diese Charakteristik werden wir im Rahmen der Auswertung und Modellierung erneut zurückkommen.

b) Untersuchung des entstehenden Festkörperplasmas mit XUV-Spektroskopie

Zusätzlich zu den gerade beschriebenen Messungen wurde die Laser-Target-Wechselwirkung auch hinsichtlich der erzeugbaren Plasma-Strahlung im XUV-Bereich untersucht (s. [10]). Das spektakulärste Ergebnis dabei war, dass die in den Niedrig-Z-Targets erzeugten Plasmen zum Zeitpunkt höchster eintreffender Intensität über beinahe Festkörperdichte verfügen, ein Ergebnis, dass auch durch die Abschätzungen des Vorplasmas anhand der multi-fs Simulationen in 3.4 bestätigt wird. Dies lässt darauf schließen, dass beim Auftreffen des Hauptpulses so wenig Vorplasma vorhanden ist, dass die Interaktion darin keine nennenswerte Rolle spielt, weil eine Beschreibung der Wechselwirkung mit dem hochdichten Bereich offensichtlich hervorragend die Experimente beschreibt. Im „Standardfall“ mit längeren Pulsen oder großem Vorpuls wäre es hingegen immer so, dass die Interaktion im Bereich der kritischen Dichte n_c stattfindet, zwei Größenordnungen unter der Festkörperdichte. Damit wären die erhaltenen XUV-Spektren keineswegs zu erklären. Diese Beobachtung ist wichtig für die Interpretation der Ergebnisse der Vakuumelektronen-Messungen und erlaubt erst die Postulierung der Beschleunigung am Übergang Festkörper-Vakuum, die in Kapitel 6 getroffen wird. So wird z.B. bei der Simulation der Extraktion der ersten zu beschleunigenden Elektronen Festkörperdichte angesetzt und Auswirkungen eines eventuell sich gerade bildenden Plasmas vernachlässigt. In der Simulation spiegelt sich außerdem die rapide steigende Temperatur in der sich drastischen ändernden Reflektivität der Target-Oberfläche und damit in einer Veränderung der Beschleunigungsrichtung von Elektronen wieder. Man beachte dazu auch die Beschreibungen in 3.3.1.2 und vor allem die Veröffentlichung von Milchberg et al. ([34]).

Kapitel 6 Simulationen

Zur Vertiefung des Verständnisses der experimentellen Beobachtung wurde ein stark vereinfachtes Modell des Beschleunigungsprozesses entwickelt. Es basierte auf dem Prinzip der Monte-Carlo-Simulation, d.h. die Trajektorien vieler einzelner Partikeln wurden nacheinander modelliert, wobei die jeweils angesetzten Anfangsbedingungen im Rahmen noch festzusetzender Grenzen statistisch verteilt wurden. Zum einen wurde die Wirkung des sich vor der Oberfläche ausbildenden Interferenzfeldes aus einlaufendem und reflektiertem Laser untersucht, zum anderen wurden elastische Stöße der Elektronen mit Atomen im Material betrachtet. Die Kombination dieser beiden Betrachtungen erlaubte schließlich die Deutung der experimentellen Ergebnisse. Es muß hierbei betont werden, dass sämtliche kollektiv auftretenden Effekte im Rahmen der hier angestellten Simulation vernachlässigt wurden, sodaß es sich lediglich um eine stark vereinfachte Darstellung der physikalischen Gegebenheiten handelt. Die Tatsache, dass dennoch Übereinstimmung mit dem Experiment erzeugt werden konnte, deutet darauf hin, dass kollektiven Effekten für die hier vorliegenden experimentellen Gegebenheiten keine Hauptrolle zukommt.

Nach der Einführung der für beide Teil-Simulationen notwendigen Grundlagen werden die wichtigsten Ergebnisse präsentiert und mit dem Experiment verglichen.

Abschließend konnte mit dem Modell der Teilchenbahnen im Festkörper auch die Produktion charakteristischer Röntgenstrahlung betrachtet werden. Ein Vergleich mit den Messdaten erlaubte genauere Aussagen über Temperatur und Anzahl der ins Material beschleunigten Elektronenpopulation.

6.1 Grundlagen

6.1.1 Simulation des Interferenzfeldes

Die treibende Kraft der Beschleunigung von Elektronen durch Laserpulse ist deren oszillierendes elektrisches Feld. Um dieses möglichst präzise beschreiben zu können, muß berücksichtigt werden, dass vor der Oberfläche eines Festkörpers das einlaufende mit dem (teilweise) reflektierten Feld interferiert. Diese Überlagerung ist in Geometrie und zeitlicher Entwicklung überraschend kompliziert, sodaß die aus ihr resultierende Teilchenbeschleunigung nur anhand von Simulationen beschreibbar ist. Eine derartige von G. Pretzler erstellte Simulation dient als wichtiger Bestandteil der Modellierung des Gesamtbeschleunigungsprozesses. Sie ist in der Lage, daß Interferenzfeld raum- und zeitabhängig zu berechnen und zum anderen die Trajektorien von Elektronen verschiedener Anfangsbedingungen zu erstellen.

Damit lassen sich die einlaufenden Felder gemäß der im Experiment vorhandenen Polarisationsrichtung wie folgt ausdrücken:

$$E_y = E_A \cos\left(2\pi\left(t - \frac{x}{c} - \tau\right)\frac{c}{\lambda} + \Delta\varphi\right) \quad 6.3$$

$$B_z = \frac{E_y}{c} \quad 6.4$$

Dabei ist $\Delta\varphi$ eine in der Simulation einstellbare Phase. Ein Wert von $3\pi/2$ stellte sich als günstig (wenn auch nicht als unverzichtbar) heraus und wurde im weiteren Verlauf stets angesetzt. (Im Experiment wurde die Phase nicht kontrolliert und fluktuiert von Schuß zu Schuß.)

Ein (örtlich begrenztes) Laserfeld verfügt allerdings auch über Komponenten in Propagationsrichtung (s. z.B. [67,68]), die wie folgt ausgedrückt werden können:

$$E_x = -E_A \frac{y\lambda}{\pi w_0^2} \sin\left(2\pi\left(t - \frac{x}{c} - \tau\right)\frac{c}{\lambda} + \Delta\varphi\right) \quad 6.5$$

$$B_x = -\frac{E_A}{c} \frac{z\lambda}{\pi w_0^2} \sin\left(2\pi\left(t - \frac{x}{c} - \tau\right)\frac{c}{\lambda} + \Delta\varphi\right) \quad 6.6$$

Analog entstehen die reflektierten Felder unter zwei Annahmen:

- Der Phasensprung an der Oberfläche beträgt π wie für Reflexionen an Metalloberflächen üblich.
- Die Amplitude der Felder ist reduziert (Reflektivität $R < 1$). Die genaue Größe von R ist wichtig für die Abstrahlungsrichtung der Elektronen und wird im Weiteren genauer diskutiert.

Unter diesen Bedingungen ergibt sich genau an der Oberfläche ein linear polarisiertes elektrisches Feld, dessen Richtung aus der Vektoraddition von einlaufendem und auslaufendem Feld leicht berechnet werden kann.

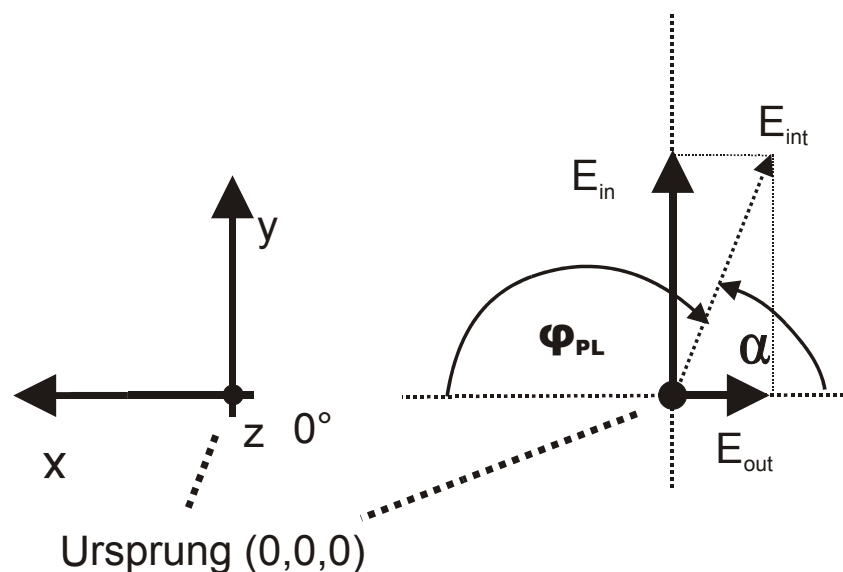


Abbildung 6.2: Skizze zur Herleitung von Polarisationsrichtung und Stärke des Interferenzfeldes am Ursprung des eingeführten Koordinatensystems unter Berücksichtigung der im Text definierten Laserfelder (s. auch Abbildung 6.1).

Es gilt:

$$\tan(\alpha) = \frac{E_{in}}{E_{out}} \text{ sowie } \varphi_{PL} = 180^\circ - \alpha \text{ und } E_{out} = \sqrt{R} \cdot E_{in}$$

Daraus ergibt sich die Vorzugsrichtung des Interferenzfeldes direkt an der Oberfläche zu:

$$\tan(\varphi_{PL}) = -\sqrt{\frac{1}{R}} \quad 6.7$$

Und die maximale Amplitude zu:

$$E_{int} = E_{in} \cdot \sqrt{1 + R} \quad 6.8$$

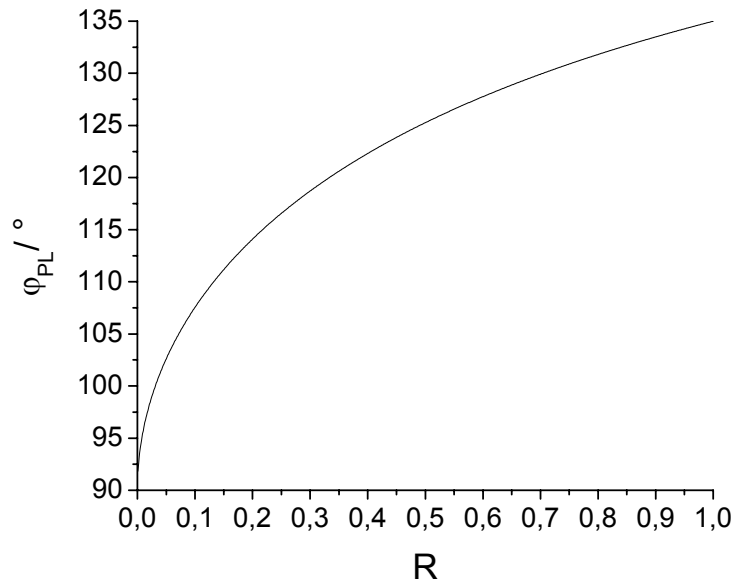


Abbildung 6.3: Schwingungsrichtung des Interferenzfeldes an der Targetoberfläche (für die Richtung aus dem Target heraus) in Abhängigkeit von der Reflektivität

Aus der Literatur (z.B. [34]) und Abbildung 5.22 ist ersichtlich, dass in unserem Fall die Reflektivität R mit steigender Intensität abnimmt. Daraus folgt, dass dann auch der Winkel φ_{PL} der Feldrichtung an der Oberfläche kleiner wird. Dies gilt insbesondere auch dann, wenn die Reflektivität während des Lichtpulses abnimmt.

Setzt man für E_{in} die maximale Laserfeldstärke E_0 ein, so ergibt sich für die Stärke des Interferenzfeldes am Ursprung mit $R = 25\%$ der zeitliche Verlauf in Abbildung 6.4.

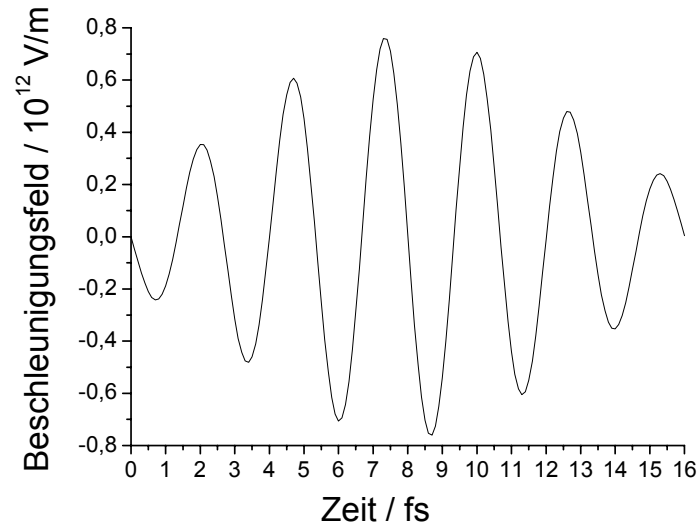


Abbildung 6.4: Stärke des sich vor der Targetoberfläche ausbildenden Interferenzfeldes am Koordinatenursprung aufgetragen gegen die Zeit (Pulsmaximum bei $t=8$ fs)

Die einfache Beschreibung des Interferenzfeldes als linear polarisiertes Feld gilt nur direkt an der Oberfläche des Festkörpers.

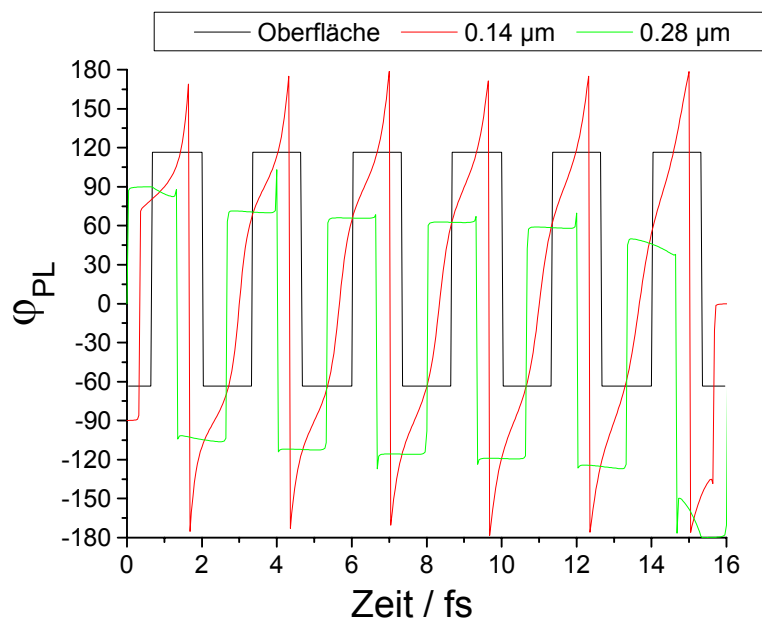


Abbildung 6.5: Entwicklung der Vorzugsrichtung der Teilchenbeschleunigung durch das Interferenzfeld gegen die Zeit für verschiedene Entfernungen vor der Target-Oberfläche

Bereits im Abstand von

$$\frac{\lambda/4}{\sqrt{2}} \approx 140 \text{ nm}$$

von der Oberfläche entfernt ist das Feld elliptisch polarisiert und im Abstand von

$$\frac{\lambda/2}{\sqrt{2}} \approx 280 \text{ nm}$$

stellt sich wieder lineare Polarisation ein, jedoch in ganz anderer Richtung.

6.1.2 Teilchenbahnen im Interferenzfeld

Ein wichtiges Ergebnis dieser Simulation ist nun, dass die endgültige Teilchenbeschleunigung vornehmlich von der Wirkung des Feldes direkt an der Oberfläche bestimmt wird.

Als Motivation für diese Beobachtung kann folgende phänomenologische Betrachtung angestellt werden:

Die Bewegung eines Elektrons im Lichtfeld ist immer eine Oszillation ohne wesentlichen Energiegewinn, außer, wenn

- sich das Feld zeitlich und/oder räumlich verändert (Ponderomotives Potential)
- das Elektron nicht phasenrichtig injiziert wird. Dann gewinnt es bis zum Einschwingen eine Geschwindigkeit v_{res} (s. Abbildung 6.6 b).

Diese unterschiedlichen Phasen der Injektion ermöglichen, wie sich herausstellen wird, die Stöße im Festkörper.

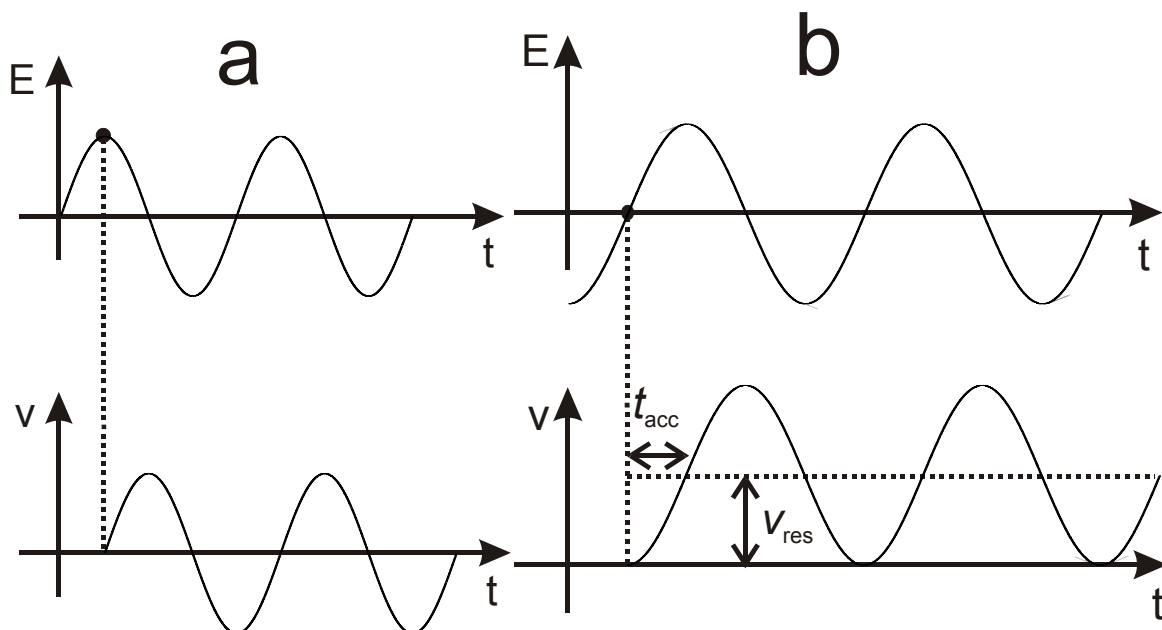


Abbildung 6.6 a) und b): Skizze zur Verdeutlichung unterschiedlicher möglicher Oszillationsgeschwindigkeiten v eines Elektrons im Lichtfeld E . In a) ist die phasenrichtige Injektion dargestellt, wobei die Elektronengeschwindigkeit im Mittel gleich 0 bleibt. b) zeigt die für einen optimalen Energiegewinn notwendige Phase der Injektion: Bis zum Einschwingen gewinnt das Elektron über einen Zeitraum t_{acc} eine Geschwindigkeit v_{res} .

Andererseits ist der Energiegewinn dann umso höher, je höher die Austrittsgeschwindigkeit ist, da schnellere Teilchen über eine größere Strecke hinweg das beschleunigende Potential ausnutzen können. Stark vereinfacht ausgedrückt heißt das:

$$dE = F \cdot ds = eE \cdot t_{\text{acc}} \cdot v_0$$

Dabei ist dE der Energiegewinn innerhalb einer Zeitdauer bis zum Einschwingen t_{acc} , v_0 die Anfangsgeschwindigkeit des ins Feld injizierten Elektrons, e die Elektronenladung und E die elektrische Feldstärke.

Bei diesen Überlegungen handelt es sich um eine starke Vereinfachung der Situation, da das tatsächliche Interferenzfeld wesentlich komplexer ist. Dennoch handelt es sich auch dort um eine oszillatorische Bewegung, sodaß die prinzipiellen Gesetzmäßigkeiten anwendbar sein sollten. Dies bestätigt sich in Abbildung 6.7, in der für drei ausgewählte Test-Teilchen die kinetische Energie bis zum Verlassen des Feldes verfolgt wird.

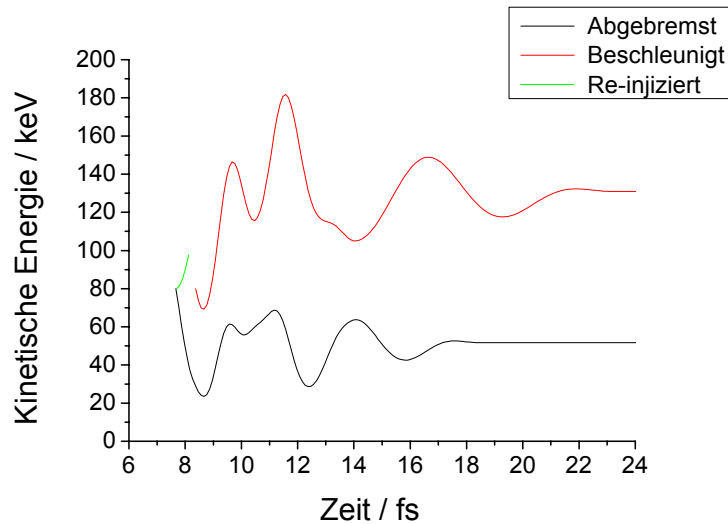


Abbildung 6.7: Verlauf der kinetischen Energie typischer Test-Teilchen während des Beschleunigungsprozesses im Interferenzfeld vor der Targetoberfläche. Die rote Kurve beschreibt den Fall 1 und die grüne den Fall 2 in Abbildung 6.8 (Herausbeschleunigung bzw. Re-Injektion). Die schwarze Kurve demonstriert den Fall, dass Elektronen, die zu ungünstiger Zeit aus dem Target austreten, durch das Feld auch abgebremst werden können. Im Mittel bestimmt die Energieveränderung an der Oberfläche (erster Zyklus) das Endresultat.

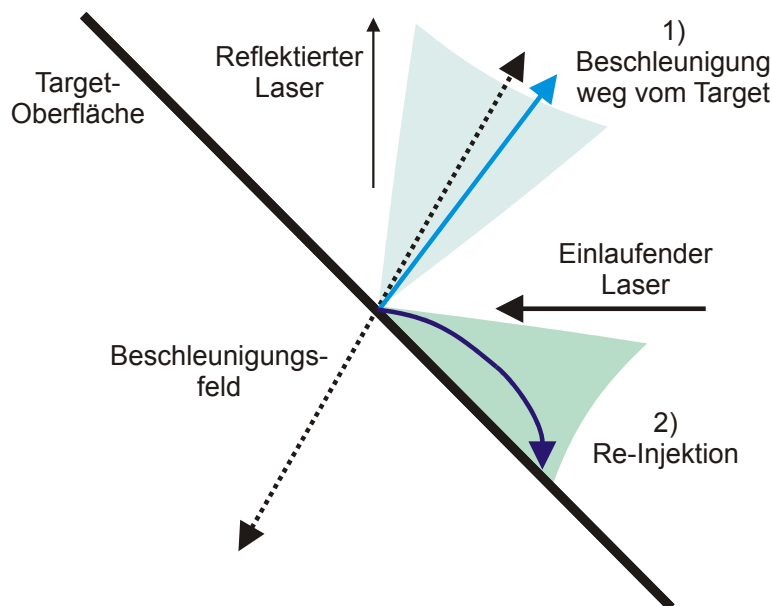


Abbildung 6.8: Mögliche Beschleunigungsprozesse der Elektronen unter Einfluß des Interferenzfeldes

Mit Hilfe dieser Überlegungen lässt sich nicht nur der höhere Energieübertrag mit steigender Anfangsgeschwindigkeit erklären (vgl. Abbildung 6.18), sondern auch die Beobachtung der fast ausschließlich von der momentanen Reflektivität bestimmten Vorzugsrichtung der Teilchenbeschleunigung (vgl. Abbildung 6.17).

6.1.3 Teilchenbahnen im Festkörper

Zur Untersuchung der Wechselwirkung laserbeschleunigter Elektronen mit dem jeweiligen Target wurde im Rahmen dieser Arbeit ein eigener Monte Carlo Code entwickelt. Hauptsächlich lag dabei zum einen auf der Modellierung elastischer Elektronen-

Atom-Stöße und auf der beschleunigenden Wirkung des evaneszent in das Material eindringenden Laserfeldes zum besseren Verständnis der experimentellen Beobachtungen der Vakuumelektronen. Darüber hinaus wurde für weitere Erkenntnisse über die Röntgenquelle (s. Kapitel 4) die Erzeugungseffizienz charakteristischer Röntgenstrahlung für verschiedene Atomsorten modelliert.

6.1.3.1 Energieverluste der Elektronen

Elektronen verlieren aufgrund ihrer ionisierenden Eigenschaften beim Durchlaufen von Materie kontinuierlich an Energie. Die durch Ionisation verursachte Energieabnahme dE pro zurückgelegte Wegstrecke dx kann näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden [69]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi m_e z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad 6.9$$

wobei β die auf die Lichtgeschwindigkeit c normierte Geschwindigkeit, z die Ladung des beobachteten Teilchens (Elektron: 1) und n_e , m_e und ϵ_0 die Elektronendichte bzw. -masse sowie die Dielektrizitätskonstante darstellen. I ist ein mittleres Ionisationspotential mit $I \approx 16 \text{ eV} \cdot Z^{0.9}$, wobei Z die Ladungszahl der durchquerten Materie ist. Beispielsweise ist für Aluminium ($Z=13$) also $I \approx 160 \text{ eV}$ und die Elektronendichte n_e ergibt sich aus dem Produkt von Z und der Atomdichte n_{Atom} (s. Formel 6.16) zu ca. $7,8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$.

Da die in der Simulation gewählten Zeitschritte und damit die jeweils zurückgelegten Strecken sehr klein sind, können letztere als dx in die obige Formel eingesetzt und somit der jeweilige Energieverlust bestimmt werden. Dieser Formalismus ist allerdings im Bereich von wenigen keV und darunter ungenau und wird deshalb in der Simulation nur für eine kinetische Energie über 10 keV verwendet. Darunter kommt eine in [70] eigens für diesen Bereich empirisch gefundene Formel zum Einsatz:

$$\frac{dE}{dx} \left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \right] = \frac{0,4}{0,09} \cdot \left(\rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] \right)^{0,8} \cdot (E[\text{keV}])^{-0,3}$$

Hier ist ρ die Massendichte des jeweils durchdrungenen Materials und E die kinetische Energie des Elektrons.

6.1.3.2 Elastische Elektron-Atom-Stöße

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde klar, dass die Teilchenbahnen von Laser-beschleunigten Elektronen in Materie entscheidend für den gesamten Wechselwirkungsprozess sind. Die Laserpulse können im Vakuum vor der Targetoberfläche freie Elektronen aufgrund ihrer Feldstärke stark (u.a. ins Target hinein) beschleunigen. Entscheidend ist nun die Frage, was mit diesen Teilchen jenseits der Oberfläche geschieht und vor allem, ob es möglich ist, dass sie erneut zurück in das Laserfeld geraten können. Ein wichtiger Prozess, der dazu in der Lage ist, ist die elastische Streuung von Elektronen an den Atomen.

Andererseits wird anhand der Ergebnisse der XUV-Diagnostik (s. [10]) deutlich, dass zum Zeitpunkt des Eintreffens des Hauptpulses ein rapider Übergang der Targetoberfläche von

einem kalten Festkörper zu einem Plasma stattfindet. Deshalb muß auch der Beitrag von Stößen von Elektronen mit geladenen Teilchen im dichten Plasma diskutiert werden. Dazu kann die in Formel 3.21 eingeführte Elektronen-Ionen-Stoßrate herangezogen werden. Beispielsweise berechnet man für eine kinetische Energie von 10 keV in einem Plasma bei Festkörperdichte und einem Ionisationsgrad $Z=3$ eine Stoßrate von ca. $5 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Da die Stoßrate mit Neutralteilchen für diese Parameter um mehr als drei Größenordnungen darüber liegt (s. Abbildung 6.13), wurden Stöße zwischen geladenen Teilchen für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt und nur Elektron-Atom-Stöße simuliert. Da sich bei jedem Streuprozess die Flugrichtung der Teilchen ändert, müssen ihre Bahnen stets dreidimensional verfolgt werden.

Ausgangspunkt für die Flugbahnberechnung waren die theoretisch bestimmten differentiellen und totalen Streuquerschnitte für Elektronen mit verschiedenen Atomsorten aus [71]. Der Zusammenhang zwischen totalem (σ_{tot}) und differentiellem ($d\sigma/d\Omega$) Streuquerschnitt ist:

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi \sin \theta d\theta \quad 6.10$$

Dabei ist $d\Omega$ das dreidimensionale Raumwinkelement, dass sich aus dem Azimutalwinkel φ und dem Winkel zur z-Achse θ errechnet.

Da Streuungen im Allgemeinen vom Azimutalwinkel φ unabhängig sind, lässt sich auch schreiben:

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} d \cos \theta \quad 6.11$$

Werte von $d\sigma/d\Omega$ für Aluminium und eine kinetische Energie der Elektronen von 4 keV sind exemplarisch in Abbildung 6.9 zu sehen. Der Streuwinkel ist dabei besagter Winkel θ , da wie gesagt der Azimutalwinkel unwichtig ist. Ein Streuwinkel von 0° bedeutet, dass das Elektron nach dem Stoß in alter Flugrichtung weiterfliegt und 180° entsprechend eine Rückwärtsstreuung. Es wird also deutlich, dass der differentielle Streuquerschnitt in Vorwärtsrichtung um mehrere Größenordnungen höher ist als für Rückwärtsstreuung, d.h. eine geringe Veränderung der Flugrichtung ist viel wahrscheinlicher als eine große. Integriert man diese Werte nun über $d\Omega$, so erhält man σ_{tot} , der in [71] für die hier betrachteten Parameter auch angegeben wird und zwar mit $4,21 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$.

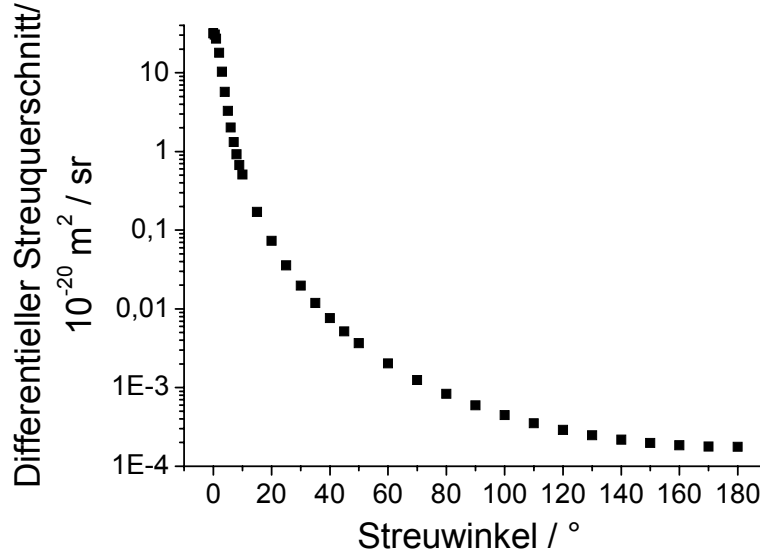


Abbildung 6.9: Differentieller Streuquerschnitt für Elektronen einer kinetischen Energie von 4 keV an Aluminium. Eine Streuung mit geringer Richtungsänderung (nahe 0°) ist um Größenordnungen wahrscheinlicher als eine Rückwärtsstreuung (180°).

Will man für jeden einzelnen Streuprozess Wahrscheinlichkeiten angeben, die die Richtungsänderungen beschreiben, so benötigt man die sog. Streu-Phasen-Funktion $p(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass sich bei einem Stoß die Ausbreitungsrichtung von $\mathbf{r}$ nach $\mathbf{r}'$ ändert. Sie wird wegen ihrer häufig (auch in unserem Fall) vorhandenen Unabhängigkeit vom Azimutalwinkel durch eine Funktion $p(\cos \theta)$ ersetzt. Damit diese die Normierungsvorschriften für Wahrscheinlichkeitsdichten erfüllt, muß für sie gelten:

$$\int_{-1}^1 p(\cos \theta) d \cos \theta = 1 \quad 6.12$$

Somit folgt $p(\cos \theta)$ aus den Literaturwerten $d\sigma/d\Omega$, indem man durch σ_{tot} und 2π teilt. Zur analytischen Beschreibung der Literaturwerte musste eine geeignete Streu-Phasen-Funktion gefunden werden. Inspiriert durch [72] gelang dies in Form der sog. Gegenbauer-Kernel-Phasenfunktion [73], die ursprünglich zur Beschreibung stark anisotroper Streuung von sichtbarem Licht in biologischem Gewebe entwickelt wurde:

$$p_{GK}(\cos \theta) = \frac{\alpha_{GK} g_{GK}}{\pi \left((1 + g_{GK})^{2\alpha_{GK}} - (1 - g_{GK})^{2\alpha_{GK}} \right)} \cdot \frac{(1 - g_{GK}^2)^{2\alpha_{GK}}}{(1 + g_{GK}^2 - 2g_{GK} \cos \theta)^{\alpha_{GK} + 1}} \quad 6.13$$

g_{GK} beschreibt dabei den sogenannten Anisotropiefaktor und kann Werte zwischen -1 und 1 annehmen. Werte nahe bei -1 beschreiben stark rückwärts gerichtete, nahe bei 0 isotrope und nahe 1 stark vorwärts gerichtete Streuung). α_{GK} ist eine Modifizierungskonstante, die es erlaubt, größere Genauigkeit beim Anpassen von Streuquerschnitten zu erreichen.

Wie gut sich anhand dieser Funktion die aus der Literatur entnommenen differentiellen Streuquerschnitte beschreiben lassen, zeigt Abbildung 6.10 (erneut für den Fall wie oben, nämlich 4 keV Elektronen, die an Aluminium-Atomen streuen).

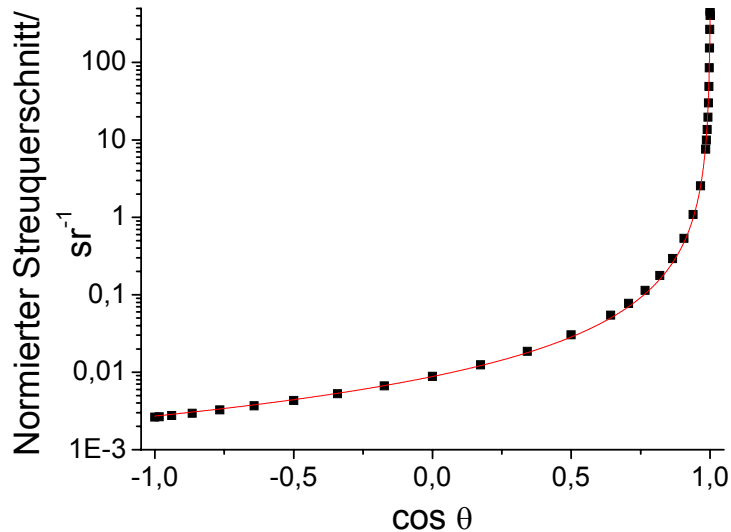


Abbildung 6.10: Differentieller Streuquerschnitt für Elektronen einer kinetischen Energie von 4 keV an Aluminium (vgl. Abbildung 6.9), aber gegen den Kosinus des Streuwinkels aufgetragen und normiert (s. Text). Zusätzlich ist die Beschreibung des Streuquerschnitts durch die entsprechende Gegenbauer-Kernel-Phasenfunktion gezeichnet (rote Linie).

Dabei wurde die beste Übereinstimmung erreicht, wenn $g_{\text{GK}} = 0,94$ und $\alpha_{\text{GK}} = 0,7$ gesetzt wurde.

Die Literaturdaten für 1 bis 256 keV konnten nun analog durch Gegenbauer-Kernel-Funktionen mit jeweils angepassten g_{GK} und α_{GK} ausgedrückt werden. Es stellte sich heraus, dass auf diese Weise eine hinreichende Übereinstimmung mit den Literaturwerten für verschiedene Materialien (von Aluminium über Titan, Kupfer und Silber zu Gold) und die meisten kinetischen Elektronenenergien erzeugt werden kann. Lediglich bei hoch-Z Atomen und niedrigen kinetischen Energien ist die Übereinstimmung nur bedingt erfüllt, was an einer erhöhten Rückstreuwahrscheinlichkeit für diese Parameter liegt. Zur Verdeutlichung folgt die Darstellung für 1 keV Elektronen bei Gold:

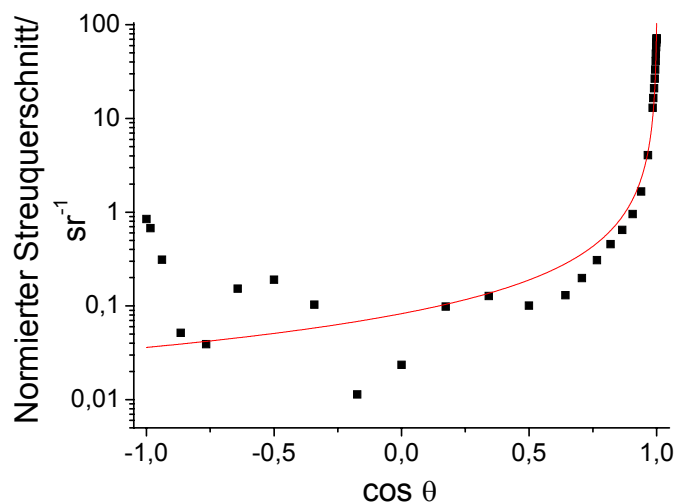


Abbildung 6.11: Normierter Streuquerschnitt für Gold und 1 keV Elektronen. Die erreichbare Übereinstimmung mit einer entsprechenden Streuphasenfunktion ist für derartige Extremfälle stark reduziert.

Um die Energieabhängigkeit kontinuierlich modellieren zu können, müssen empirische Näherungen für die Größen α_{GK} und g_{GK} (zusätzlich zu Näherungen für σ_{tot}) gefunden werden, was die Fehler bei kleinen Energien und hohen Z deutlich relativiert. So zeigt das nächste Bild die Näherung für die Energieabhängigkeit von g_{GK} bei Aluminium:

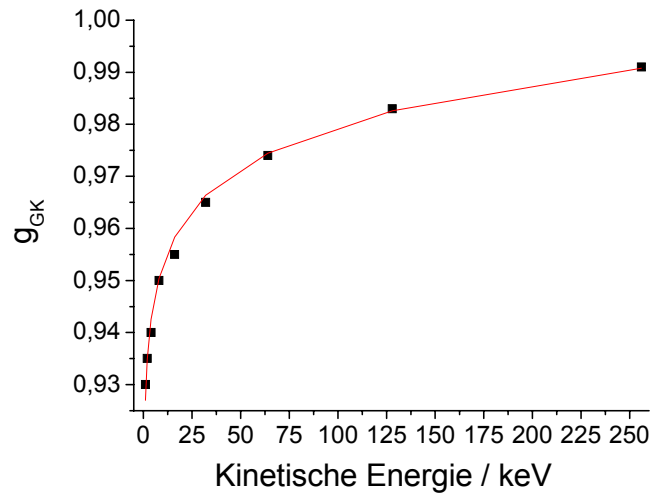


Abbildung 6.12: Auftragung des Funktionsparameters g_{GK} (s.Text) für Aluminium gegen kinetische Energie. Die Punkte sind Literaturwerte aus [71] und die rote Linie ist eine analytische Fit-Funktion.

Die empirisch gefundene Funktion, die diese Energieabhängigkeit bestmöglich beschreibt, lautet:

$$g_{GK}(E) = 0,927 \cdot E^{0,012} \quad 6.14$$

Ganz ähnliche Formeln findet man für die α_{GK} bzw. für andere Atomsorten und kann sie dann im Code implementieren, sodaß die aus der Literatur entnommenen Werte interpoliert werden.

Wichtig ist auch eine Beschreibung des totalen Streuquerschnittes für verschiedene kinetische Energien, da er die Wahrscheinlichkeit ausdrückt, ob es überhaupt zu einem Stoß kommt. Für diesen wurden die in der Literatur angegebenen Werte direkt durch eine empirische Formel für jedes beobachtete Element angenähert.

Abbildung 6.13 zeigt diese Literaturwerte für einige ausgewählte Elemente. Außerdem wurde basierend auf Formel 3.21 der entsprechende Streuquerschnitt von Elektron-Ion-Stößen im Plasma berechnet und zum Vergleich eingezeichnet. Dabei wurde Festkörperdichte und ein Ionisationsgrad von $Z=3$ angesetzt. Das Ergebnis liegt einige Größenordnungen unter dem der Neutralteilchenstöße, sodaß Plasmastöße im weiteren Verlauf vernachlässigt werden konnten.

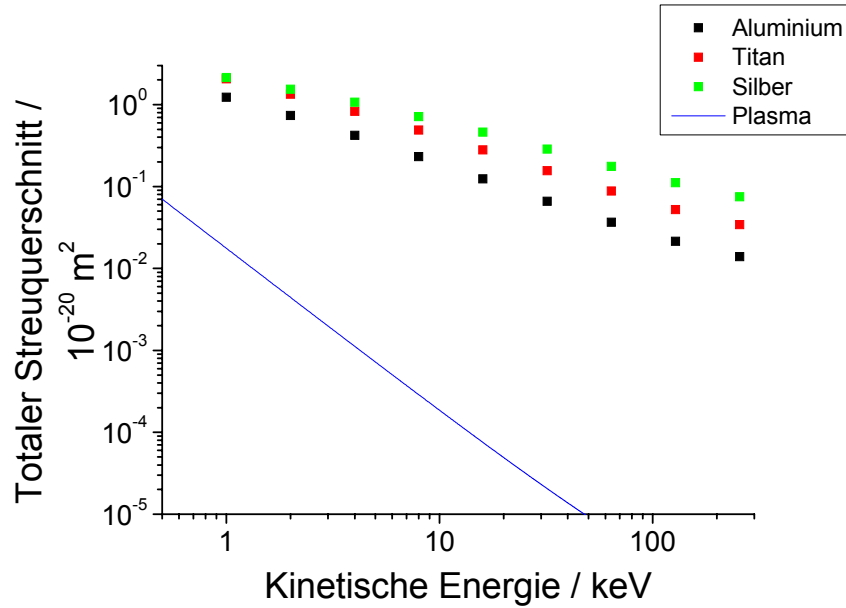


Abbildung 6.13: Literaturwerte ([71]) der totalen Streuquerschnitte verschiedener Atomsorten aufgetragen gegen kinetische Energie. Zum Vergleich ist der Streuquerschnitt eines Plasmas eingezeichnet, wie er basierend auf Formel 3.21 ausgerechnet werden kann (s. Text).

Aus dem totalen Streuquerschnitt erhält man die mittlere freie Weglänge λ_f und die Stoßrate v_{eA} :

$$\lambda_f = \frac{1}{n_{Atom} \cdot \sigma_{tot}} \quad 6.15$$

$$v_{eA} = \frac{v}{\lambda_f}$$

mit der Elektronengeschwindigkeit v und der Atomdichte n_{Atom} , die sich über die Massendichte ρ und die atomare Massenzahl A des jeweiligen Elementes sowie über die Avogadrozahl $N_A = 6,023 \cdot 10^{26} \text{ kg}^{-1}$ berechnen lässt:

$$n_{Atom} = \frac{\rho \cdot N_A}{A} \quad 6.16$$

Für eine kinetische Energie im einstelligen keV-Bereich und das Targetmaterial Silber ergeben sich so beispielsweise mittlere freie Weglängen in der Größenordnung von 1 nm und Stoßraten v_{eA} über $2 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$.

v_{eA} ist deutlich höher als die Laserfrequenz, sodaß innerhalb eines Zyklus mehrere Stöße im Material geschehen. Eine interessante Konsequenz besteht darin, dass die bei einem Stoß wirksame starke Anisotropie in Vorwärtsrichtung (s. z.B. Abbildung 6.9) sehr schnell „isotropisiert“ wird (s. Abbildung 6.14).

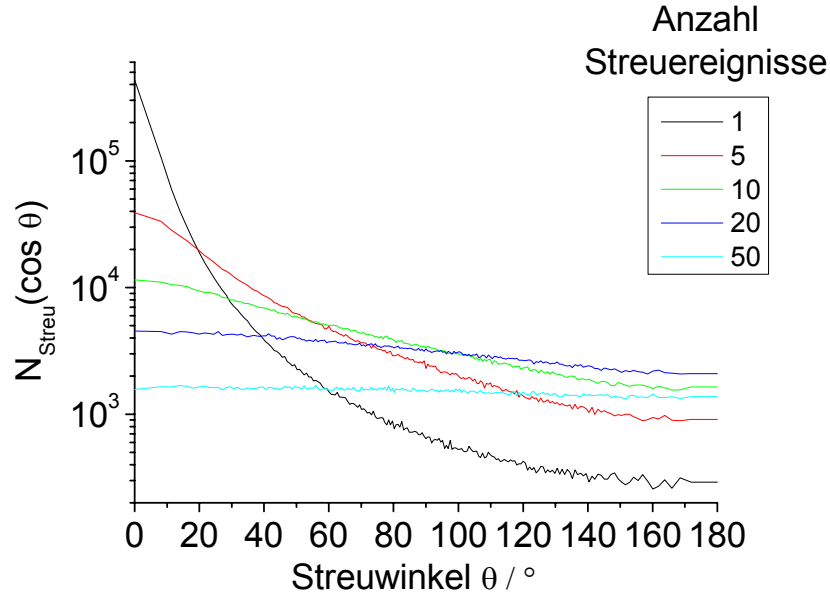


Abbildung 6.14: Winkelverteilung gestreuer Elektronen nach einer verschiedenen Anzahl von Streuprozessen in Gold. Die Tendenz zu einer isotropen Verteilung nach wenigen Stößen (entspricht beim gewählten „binning“ einer horizontalen Linie) ist gut zu erkennen. Die Abnahme der Gesamt-Teilchenzahl begründet sich darin, dass Elektronen während der Simulation das Target verlassen und dann nicht weiter berücksichtigt werden.

Für diese Simulation wurden 10^6 Teilchen mit einer Boltzmannverteilung (Temperatur 3 keV) senkrecht (Injektionswinkel $\theta_0=0^\circ$) in Gold injiziert und die Winkelverteilung nach einer festgelegten Anzahl von Streu-Ereignissen simuliert. Die Tendenz zu einer isotropen Winkelverteilung (entspricht einer horizontalen Linie im Graphen) ist bereits nach wenigen Stößen deutlich zu erkennen.

Diese Ergebnis legt nahe, dass ins Target beschleunigte Elektronen mit einer beträchtlichen Wahrscheinlichkeit zurück ins Laserfeld vor der Oberfläche zurückgestreut werden können, was den Gesamt-Beschleunigungs-Prozess entscheidend beeinflusst (näheres s.u.).

6.1.3.3 Wirkung des evaneszenten Laserfeldes

Das in 6.1.1 beschriebene Interferenzfeld wird auch für die Simulation der Teilchenbahnen im Target verwendet. Zur Vereinfachung wird angenommen, dass es senkrecht zur Oberfläche evaneszent abfällt und zwar mit einer skin-Tiefe l_s , die für alle simulierten Materialien mit 25 nm (s. Formel 3.23) angenähert wurde. Außerdem wird es in x - und y -Richtung als konstant angesetzt. Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt, da die Größe des Laserfokus (einige μm) viel größer ist als die typische Ausbreitung der Teilchenbahnen in diesen Richtungen (< 100 nm).

Es gilt also:

$$E_{ev} = E_{int} e^{-\frac{z}{l_s}} \quad 6.17$$

(E_{int} ist das Feld an der Oberfläche mit voller Zeit- und Ortsabhängigkeit.)

Hier beschreibt die z -Koordinate die Raumrichtung, die senkrecht ins Target zeigt (im Target $z > 0$). Für jeden Zeitschritt t der Simulation erhält ein Teilchen dann einen entsprechenden Impulsgewinn in z -Richtung:

$$\Delta p_z = eE_{ev}t \quad 6.18$$

Läßt man dieses E -Feld auf Targetelektronen wirken und beendet jede Trajektorie dann, wenn sie die Targetoberfläche verläßt, so erhält man das in Abbildung 6.15 dargestellte Bild herausbeschleunigter Teilchen. Dazu wurden 10^5 Teilchen mit zufällig gewählter Startzeit zwischen 0 und 16 fs simuliert.

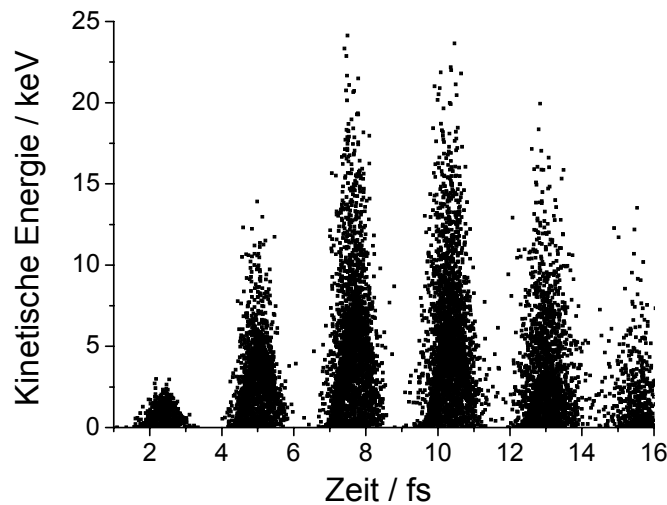


Abbildung 6.15: Simulierte kinetische Energie von Elektronen, die aus dem Target austreten, aufgetragen gegen den Zeitpunkt ihres Austritts aus dem Target. Gewisse bevorzugte Zeiten sind klar zu erkennen und resultieren aus der Oszillation der Beschleunigungsrichtung des Interferenzfeldes.

6.2 Ergebnisse

6.2.1 Richtungscharakteristik

Im ersten Schritt wird berechnet, in welche Richtung und auf welche Energien Teilchen ins Vakuum beschleunigt werden, die sich anfangs nahe der Oberfläche befinden und fast ruhen ($E_{\text{kin}} \leq 20$ eV).

Ein Vergleich der so modellierten 2D-Emissionscharakteristik mit experimentellen Ergebnissen wie in Abbildung 5.16 ergab eine quantitative Übereinstimmung. Das Hauptergebnis ist, dass die Vakuumelektronen bevorzugt in eine Richtung abgestrahlt werden. Besonders die Elektronen mit Energien > 10 keV laufen in einen kollimierten Strahl horizontal in eine definierte Richtung (s. Abbildung 6.16). Es stellte sich heraus, dass für $R \approx 55$ % ein im Experiment beobachteter Elektronenstrahl in Emissionsrichtung und -Apertur erzeugt werden kann (vgl. Abbildung 5.16).

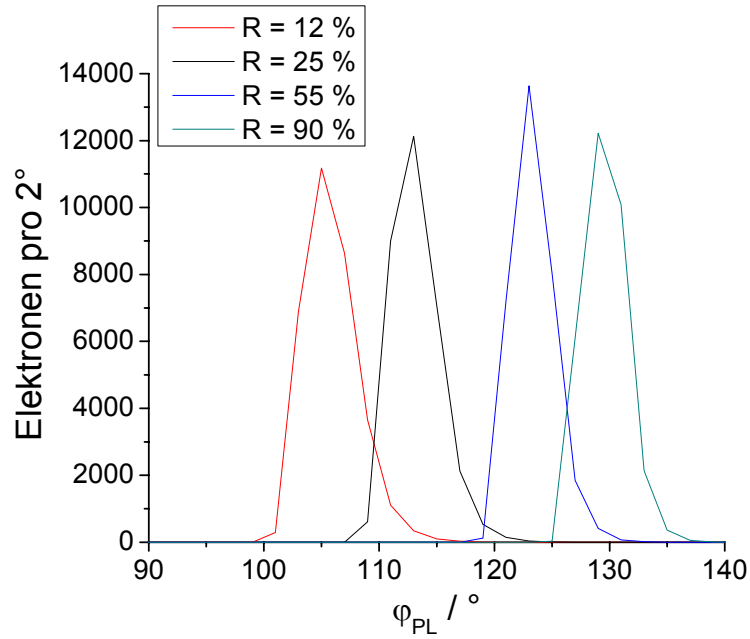


Abbildung 6.16: Vorzugsrichtungen der Elektronenbeschleunigung ins Vakuum vor dem Target für verschiedene Reflektivitäten. Dazu wurden 10^5 Teilchen an der Oberfläche mit kinetischen Energien < 20 eV gestartet. Man erhält für alle Werte von R eine in horizontaler Richtung kollimierte Emission. Die jeweiligen Abstrahlungswinkel können dabei mit Formel 6.7 sehr gut erklärt werden.

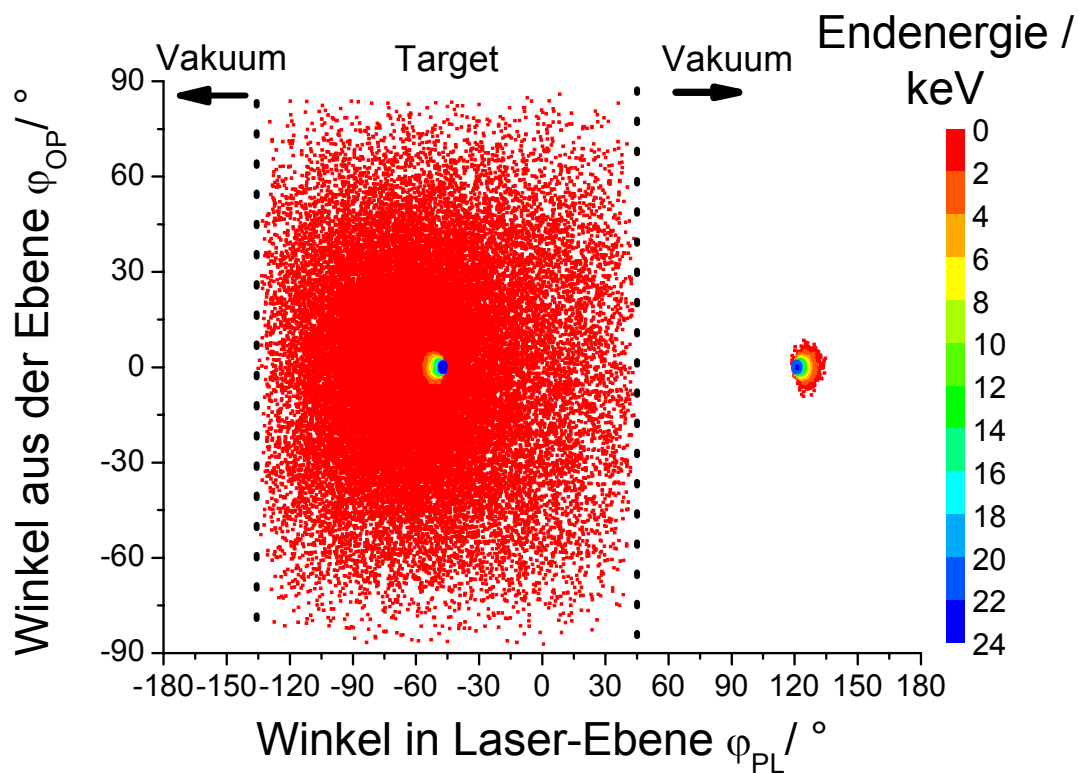


Abbildung 6.17: Richtung der Teilchenbeschleunigung für ursprüngliche kalte Elektronen (kinetische Energie < 20 eV), die durch das Interferenzfeld ($R=0,55$) beschleunigt werden. Winkel links von 45° bedeuten in das Target hinein und rechts davon heraus, wobei 90° die Richtung des reflektierten Lasers und 135° die Targetnormale beschreibt (vgl. Abbildung 6.1).

Berücksichtigt man die spektrale Empfindlichkeit der IPs (s. Abbildung 5.4) und die zusätzliche Mylar-Schutzschicht (s. Abbildung 5.4), so wird klar, dass die Detektionswahrscheinlichkeit in dem hier wichtigen Bereich mit steigender Teilchenenergie stark zunimmt. Durch die bei der Simulation auftauchende Tatsache, dass die Kollimierung beschleunigter Teilchen mit ihrer Endenergie zunimmt (s. Abbildung 6.17), lässt sich also der helle Fleck im Experiment bei ca. 125° hervorragend erklären.

Kommen die Elektronen mit größerer kinetischer Energie aus dem Target (vgl. Ergebnisse weiter unten), so ist die Gerichtetheit nicht mehr so ausgeprägt, da höhere Beiträge der Anfangsgeschwindigkeit senkrecht zur Beschleunigungsrichtung nicht mehr so leicht ausgeglichen werden können. Dies erklärt im Zusammenspiel mit der sich verändernden Vorzugsrichtung des Feldes (wegen der dynamisch abnehmenden Reflektivität) auch andere Charakteristika der experimentellen 2D-Bilder: Mit steigender Laserintensität dreht zum einen die Vorzugsrichtung der Teilchenbeschleunigung immer weiter in Richtung des reflektierten Lasers und zum anderen nimmt die kinetische Energie der aus dem Target austretenden Elektronen zu (s.u.). In der experimentellen Beobachtung manifestiert sich dies in einer nach links (Richtung reflektiertem Laser) aufweitenden Belichtung der image plates, wobei der Signalverlust aufgrund des größeren Öffnungswinkels im Experiment durch erhöhte Detektion bei schnelleren Teilchen ausgeglichen wird.

Diese Ergebnisse implizieren, dass durch den gewählten experimentellen Aufbau Veränderungen in der Reflektivität der Targetoberfläche auf fs- Zeitskala detektiert werden können.

Für alle weiteren Überlegungen, bei denen es vornehmlich um die Energie der Teilchen und weniger um Richtungen der Beschleunigung ging, wurde eine niedrigere Reflektivität ($R = 25\%$) angesetzt.

6.2.2 Energiegewinn

Auch wenn die Richtungsverteilung der Elektronen in 6.2.1 zum Teil richtig wiedergegeben wurde, so ist doch die erreichte Energie in allen Fällen um etwa eine Größenordnung zu klein. Abbildung 6.18 zeigt den möglichen Energiegewinn (und –Verlust) wie er sich durch die Modellierung des Interferenzfeldes vor dem Target bis zum Verlassen des Feldes ergibt. Letzteres geschieht entweder, indem sie sich vom Festkörper entfernen (diese Teilchen werden experimentell schließlich nachgewiesen), oder in ihn eindringen, wo sie dann von der Simulation im Festkörper weiterverfolgt werden.

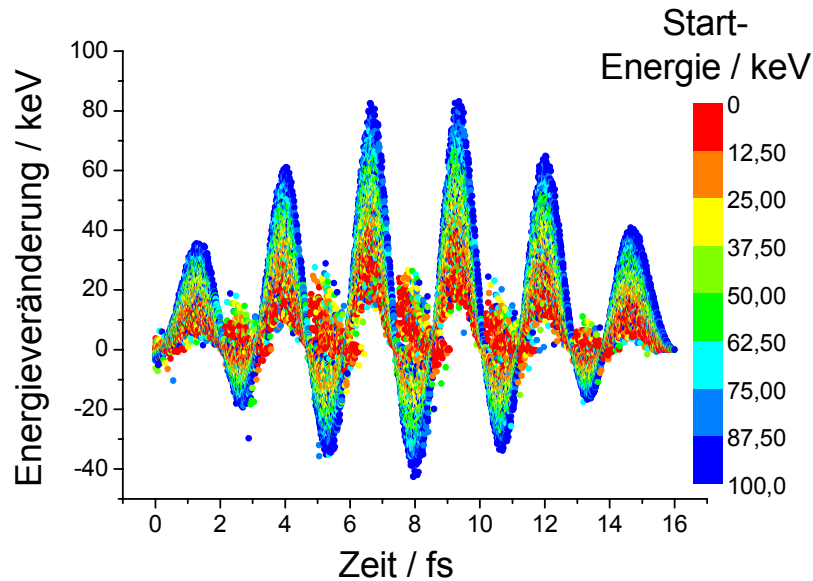


Abbildung 6.18: Die beschleunigende Wirkung des Interferenzfeldes (Energiegewinn oder -Verlust in keV) gegen den Start-Zeitpunkt der Elektronen im Feld. Die Farbkodierung beschreibt die Energie des Teilchens bei Injektion in das Feld (zu einem Zeitpunkt entsprechend des x-Achsen Wertes). Die oszillierende Struktur (Spitzen bei z.B. 6,5 und 9,5 fs) steht für Beschleunigung (oder Abbremsung) weg vom Target, während die Zwischen-Spitzen (z.B. bei 8 fs) die erneute Beschleunigung ins Target beschreiben.

Die starken Energiegewinne bei z.B. 4 fs beschreiben den Fall 1 in Abbildung 6.8, dass Teilchen vom Target wegbeschleunigt werden, während die kleineren Zwischenmaxima bei z.B. 8 fs Flugbahnen 2 beschreiben, bei denen Teilchen mit Energiegewinn ins Target gedrückt werden.

Es wird klar, dass ein Energiegewinn > 50 keV nur möglich ist, wenn die Elektronen mit Energien > 30 keV aus dem Target ins Vakuum austreten.

Erst durch Zusammenführung der Simulation im Festkörper und außerhalb konnte demonstriert werden, durch welche Prozesse Elektronen auf kinetische Energien von 100 keV und darüber beschleunigt werden.

Dabei muß die Zeitkoordinate der beiden Simulationen richtig aneinander angepasst werden, weil sich das Interferenzfeld entlang der Oberfläche fortbewegt, was bei seiner Wirkung auf Teilchen bei vom Ursprung unterschiedlichen Positionen berücksichtigt werden muß. Hierzu wird eine universelle Zeit t_{field} eingeführt, die im Feld gilt und an der Oberfläche aus der x -Koordinate und der Laborzeit t berechnet wird.

$$t_{\text{field}} = t - \frac{x}{\sqrt{2}c} \quad 6.19$$

Es bleibt also zu untersuchen, ob ins Target beschleunigte Elektronen mit ausreichender Wahrscheinlichkeit zum richtigen Zeitpunkt in das Beschleunigungsfeld zurückgestreut werden können. Am Beispiel eines Silber-Targets und für einen ausgewählten Zeitpunkt im Hauptpuls soll dies vorgeführt werden.

Die Simulation erfolgt in vier Schritten:

1) Start der Teilchen im Target:

10^6 Teilchen starten in Tiefen von 0 bis 50 nm im Target mit einer kinetischen Energie von 20 eV (Ort zufällig verteilt, Richtung isotrop), werden im eindringenden E-Feld beschleunigt und

durch Stöße gestreut. Für alle, die das Target verlassen (etwa 8 % der simulierten Teilchen), ist in Abbildung 6.19 die Energie gegen die universelle Zeit t_{field} aufgetragen.

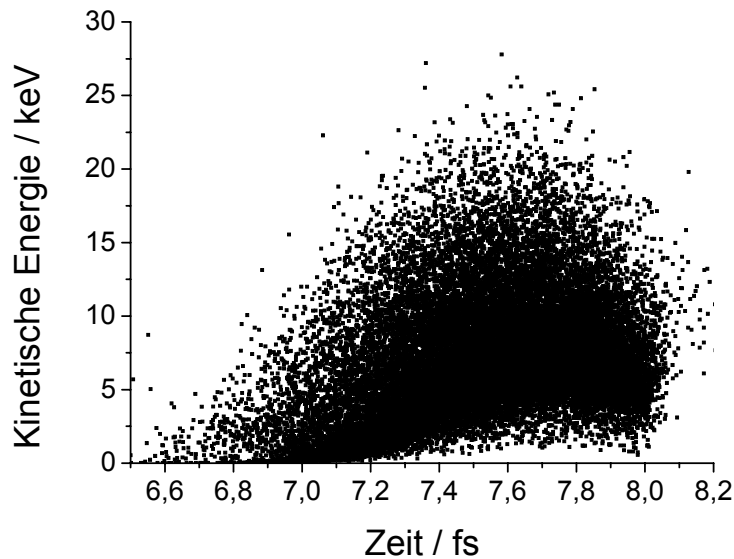


Abbildung 6.19: Simulierte kinetische Energie von aus dem Target austretenden Elektronen gegen die universelle Zeit der Simulation. Dabei wurden 10^6 Teilchen mit einer Anfangsenergie von 20 eV isotrop gestartet. Ihre Startzeit lag zwischen 0 und 7 fs und ihre anfängliche Tiefe im Material zwischen 0 und 50 nm.

Für die Berechnung der tatsächlich austretenden Anzahl an Teilchen wurde angenommen, dass ausschließlich Leitungsband-Elektronen aus dem Target herausgezogen werden. Im Hinblick auf zusätzlich auftretende starke Ionisation nahe an der Targetoberfläche handelt es sich also dabei um eine untere Abschätzung der verfügbaren Elektronen.

Die Gesamtzahl anfänglich startender Teilchen bei einem freien Elektron pro Atom ergibt sich näherungsweise, indem man n_{Atom} aus Formel 6.16 mit der Fläche des Laserfokus (hier $w_0=3 \mu\text{m}$ angenommen, um die experimentelle Situation zu berücksichtigen, s. 2.6) und der Tiefe von 50 nm, bis zu der Elektronen gestartet werden, multipliziert.

$$N_{\text{Start}} = n_{\text{Atom}} \cdot \pi \cdot w_0^2 \cdot 50\text{nm} \approx 8,5 \cdot 10^{10} \text{ Elektronen} \quad 6.20$$

Dieser Wert wurde noch mit einem Faktor zwei multipliziert, da der betrachtete Beschleunigungsprozess während des Laserpulses mindestens zweimal mit vergleichbarer Effizienz abläuft. Dafür sind stets ausreichend Elektronen verfügbar, da immer nur ein kleiner Prozentsatz der Gesamtzahl am weiteren Ablauf beteiligt ist (s.u.).

2) Beschleunigung im Vakuum und Re-Injektion ins Target:

Nur jene Teilchen in Abbildung 6.19 mit einer kinetischen Energie von 10 keV und darüber werden verfolgt. Dazu zeigt Abbildung 6.20 eine Vergrößerung des betrachteten Zeitintervalls von Abbildung 6.18.

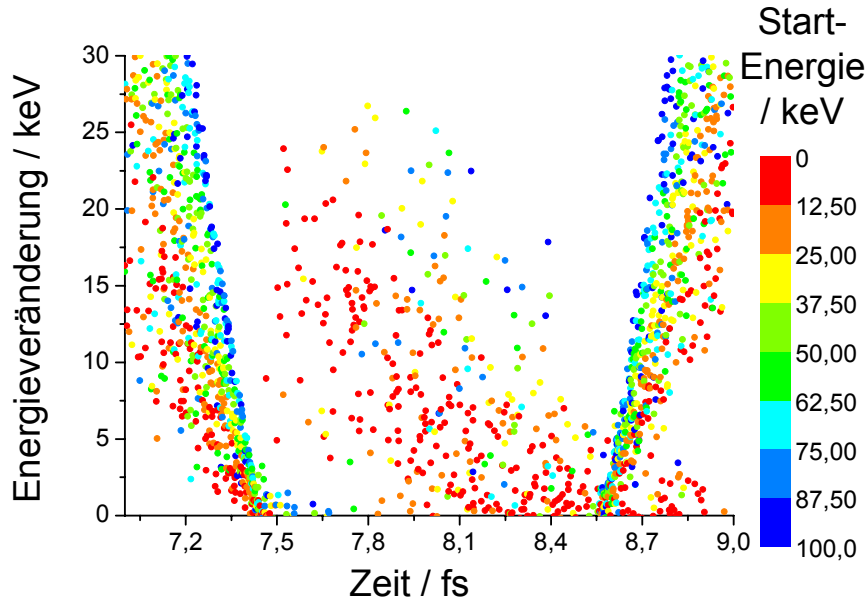


Abbildung 6.20: Vergrößerung von Abbildung 6.18. Es stellte sich heraus, dass der effizienteste Energiegewinn der extrahierten Teilchen (10 keV - 25 keV, Farbkodierung: rot und orange) bei Startzeitpunkten zwischen 7,5 fs und 7,8 fs stattfand.

Außerdem wurden nur Teilchen berücksichtigt, die zwischen 7,5 fs und 7,8 fs aus dem Target austreten und zwar in eine Richtung, die für die effiziente Re-Injektion (Fall 2 in Abbildung 6.8) notwendig ist. Das sind dann $3 \cdot 10^{-4}$ der gestarteten Teilchen, was bei Hochrechnung auf die Gesamtzahl N_{Start} eine verbleibende Anzahl $N_{\text{sim}} = 5,3 \cdot 10^7$ Elektronen ergibt. Die Teilchen werden mit erhöhter Energie ins Target zurückbeschleunigt. Das entstandene Spektrum ist in Abbildung 6.21 dargestellt.

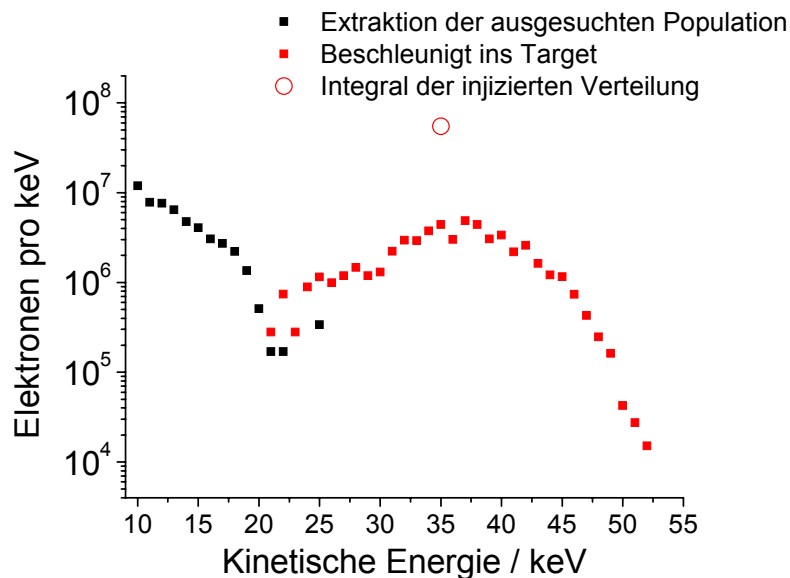


Abbildung 6.21: Die Spektren der Teilchenpopulationen (auf Gesamtzahl hochgerechnet, s. Text) bei Extraktion (für weitere Beschleunigung ausgesuchte Population aus Abbildung 6.19) und erneuter Injektion (aus der Simulation der Teilchenbahnen vor der Oberfläche, s.o.). Der offene Kreis stellt eine Mittelung der re-injizierten Population für den nächsten Simulationsschritt dar.

3) Streuung und Nachbeschleunigung im Target:

Zu weiteren Simulation wurden die Parameter für die ins Target eintretenden Teilchen gemittelt (s. Abbildung 6.21). $5,3 \cdot 10^7$ Elektronen mit 35 keV und einem Eintrittswinkel um 50° zur Oberfläche erleiden im Target Vielfachstreuung und Energieverlust und spüren das eindringende Feld. Der Anteil, der das Target zu passender Zeit verlässt (ca. $1,4 \cdot 10^5$ Teilchen) ist in Abbildung 6.22 dargestellt.

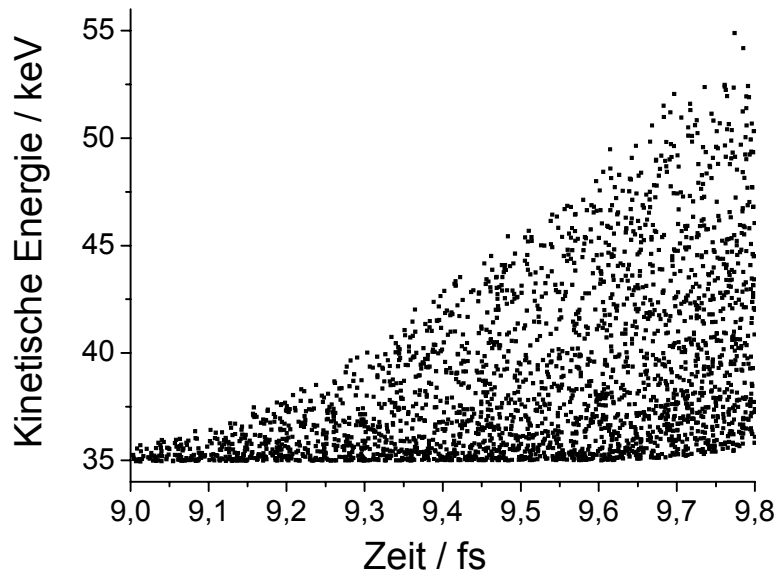


Abbildung 6.22: Kinetische Energie zurück gestreuter Elektronen der in Abbildung 6.21 gezeigten, gemittelten Population gegen universelle Zeit (Zeitpunkt des Austritts) der Simulation

4) Letzte Beschleunigung weg vom Target:

Diese werden nun ein letztes Mal vom Interferenzfeld ergriffen und endgültig vom Target wegbeschleunigt. Aus Abbildung 6.18 folgt, dass bei diesem Zeitpunkt ein mittlerer Energiegewinn von 50 keV angesetzt werden kann (bei etwa 9,4 fs bis zu 65 keV Energiegewinn möglich). In Abbildung 6.23 ist u.a. das austretende und das wegbeschleunigte Spektrum dargestellt.

Gesamtes Szenario:

Diese stückweise Simulation soll zeigen, dass es mit den genannten Effekten in der Tat möglich ist, dass Elektronen in mehreren Schritten auf Energien über 100 keV beschleunigt werden. Ein Vergleich mit den gemessenen Spektren in Abbildung 6.23 zeigt auch, dass die hier verfolgten Elektronen in ihrer Anzahl gut mit der Messung übereinstimmen. Andere Anfangs- und Simulationsparameter liefern andere Teile der gemessenen Spektren.

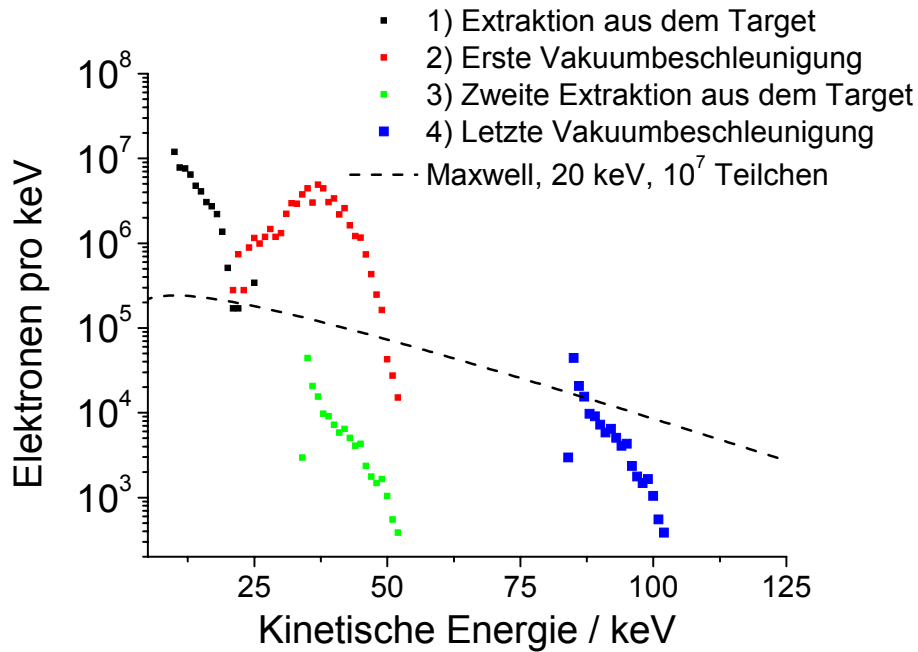


Abbildung 6.23: Das gesamte Beschleunigungs-Szenario einer ausgesuchten Population an Silber. Die schwarzen und roten Punkte entsprechen Abbildung 6.21, die grünen ergeben sich aus der in Abbildung 6.22 dargestellten Population und für die blauen Punkte wurde ein mittlerer Energiegewinn von 50 keV bei der letzten Beschleunigung weg vom Target angesetzt. Die gestrichelte Linie beschreibt das entsprechende, experimentell gewonnene Elektronenspektrum.

6.2.3 Parametervariationen

Das Ansetzen eines freien Elektrons pro Atom reicht aus, die beobachteten kinetischen Energien anhand des angesetzten Modells annähernd zu beschreiben. Wie bereits angesprochen kann Ionisation für zusätzliche freie Teilchen sorgen, die dann, bei passendem Zeitverlauf wie gerade gezeigt auf hohe Energie beschleunigt werden. Diese Tatsache liefert das entscheidende Kriterium, um einige experimentelle Beobachtungen der in 5.3 beschriebenen Parametervariationen (zusammengefasst in 5.4) erklären zu können:

a) Verschiedene Metalle (Al, Ag, Au) (vgl. Tabelle 5.1)

- Leitungsbandelektronen: die wesentlich stärkere Streuung und die größeren Energieverluste behindern bei Gold im Vergleich zu Silber und Aluminium die effektive Energieaufnahme bei der Extraktion anfänglich freier Elektronen ins Vakuum. (Ein Vergleich der Extraktion anfänglich freier Elektronen für die verschiedenen Elemente zeigt Abbildung 6.24.)

- Ionisationsdynamik: Dies gilt umso mehr, wenn sekundäre Elektronen betrachtet werden. Starke Ionisation wird zu einem großen Teil von schnellen Elektronen geleistet, die vom Interferenzfeld in das Target getrieben werden. Dabei handelt es sich zeitlich gesehen um den genau umgekehrten Fall der Extraktion (Lücken in Abbildung 6.15: z.B. zwischen 6 fs und 7 fs). Für in diesem Zeitraum startende (gerade ionisierte) Elektronen wurde die Simulation der ersten Extraktion für Aluminium, Silber und Gold wiederholt. Die Spektren der dabei zum richtigen Zeitpunkt für die Weiterbeschleunigung austretenden Teilchen für 10^6 gestartete Teilchen zeigt Abbildung 6.25.

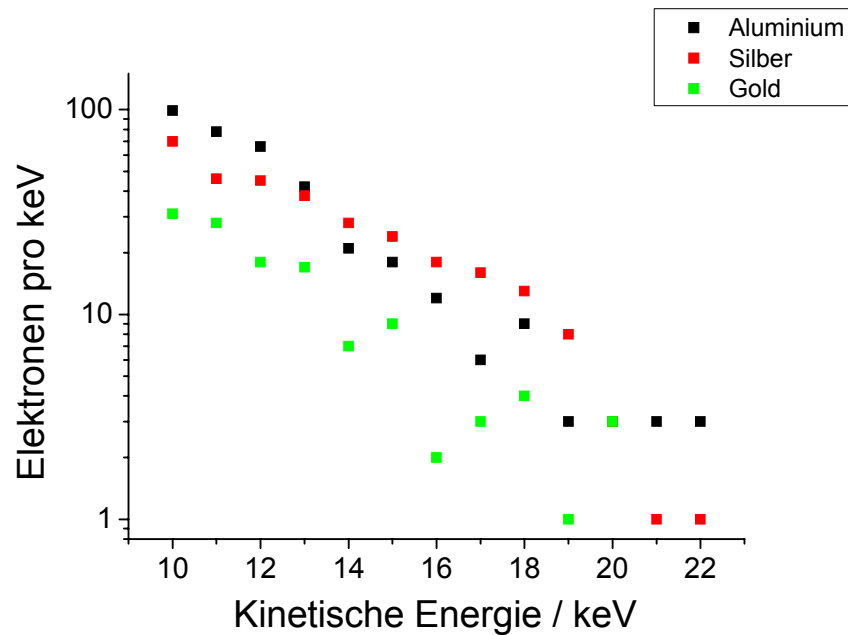


Abbildung 6.24: Elektronenspektren für verschiedene Elemente und eine kinetische Energie von über 10 keV, die zur richtigen Zeit für Weiterbeschleunigung das Target verlassen. Dazu wurden 10^6 Teilchen zu beliebigen Zeiten vor der Extraktion gestartet. Damit sollen die bereits ursprünglich freien (Leitungsband-) Elektronen simuliert werden.

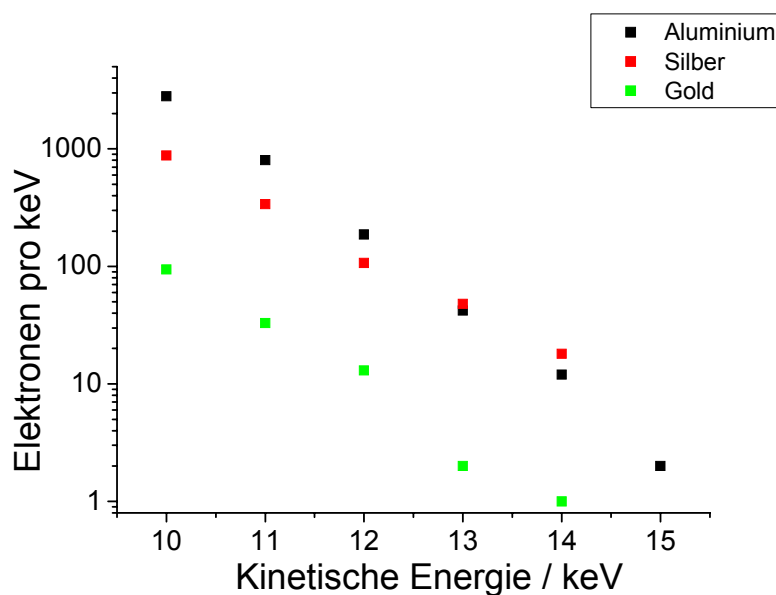


Abbildung 6.25: Elektronenspektren für verschiedene Elemente und eine kinetische Energie von über 10 keV für jeweils $5 \cdot 10^6$ zu Zeiten starker Ionisation (s. Text) startende Teilchen, die zur richtigen Zeit für Weiterbeschleunigung das Target verlassen.

Das Herausbeschleunigen von bereits freien Elektronen sowie vor allem das von gerade ionisierten Teilchen funktioniert also mit fallender Atomzahl besser. Speziell die zeitliche Abfolge von Ionisation und anschließender Beschleunigung funktioniert bei Gold so gut wie gar nicht, während sie bei Aluminium und Silber deutliche Beiträge leisten kann.

- Rückstreuung: Dieser Tendenz entgegenlaufend ist die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung der Elektronen in die letzte Beschleunigung weg vom Target. Da der

Streuquerschnitt für niedrigere Ordnungszahlen Z speziell zu steigenden kinetischen Energien hin stark abfällt, ist ein rechtzeitiges Zurückstreuen bei Gold wesentlich wahrscheinlicher als bei Aluminium (s. Abbildung 6.26).

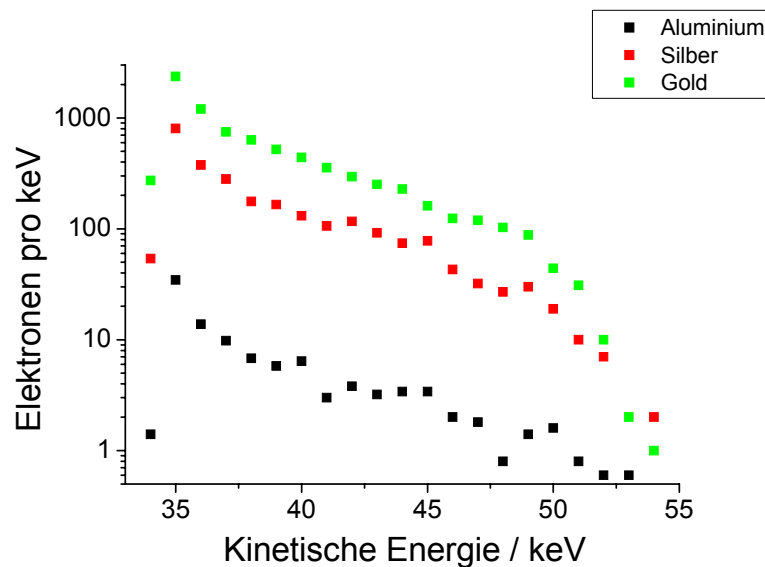


Abbildung 6.26: Elektronenspektren der betrachteten Elemente von ursprünglich jeweils 10^6 ins Target mit 35 keV injizierten Teilchen, die rechtzeitig und in die richtige Richtung zur Weiterbeschleunigung zurückgestreut werden.

Die bei Metallen experimentell gefundene Abhängigkeit von der Atomzahl ist anhand der Simulation tendenziell erklärbar, wenn sowohl die Beiträge ursprünglich freier Elektronen als auch die der ionisierten berücksichtigt werden.

b) Oberflächenbeschaffenheit (vgl. Tabelle 5.2)

Bei erhöhter Mikrorauigkeit unpolierter Oberflächen ist die präzise Ausrichtung der für die Beschleunigung sorgenden Mikrofelder reduziert und die Elektronenbahnen sind nicht mehr so gerichtet. Dies sorgt für die geringere Anzahl im Spektrometer nachgewiesener Teilchen.

c) Leitfähigkeit des Targetmaterials (vgl. Tabelle 5.3)

Für alle beschriebenen Prozesse ist eine hohe Anzahl an freien Elektronen früh im Laserpuls unabdingbar: entweder, um sofort in den Beschleunigungsablauf einzutreten, oder um zunächst im äußeren Feld beschleunigt zu werden, ins Target einzudringen und dort zu gewissen Vorzugszeiten (s.o) starke Ionisation hervorzurufen, die dann ihrerseits weitere zu beschleunigende Elektronen liefert. Dies erklärt die geringere gemessene Effizienz der Elektronenbeschleunigung bei Bor-Nitrid: nicht nur das Fehlen freier Elektronen zu Beginn der Interaktion ist entscheidend, auch die niedrige Ordnungszahl Z verringert die Anzahl optimal beschleunigter Teilchen.

d) Spektrale Richtungsverteilung

Die Richtungsabhängigkeit der Beschleunigung folgt aus der oben bereits diskutierten Tatsache, dass die Beschleunigungsrichtung des Interferenzfeldes zum Zeitpunkt des Pulsmaximums (wo ja auch die hohen Teilchenenergien simuliert werden konnten) weit in

Richtung des reflektierten Lasers zeigt. Laut Abbildung 5.22 beträgt die Reflektivität bei maximaler Intensität ca. 10 %, was laut Formel 6.7 eine Beschleunigungsrichtung von etwa 108° nach sich zieht. Genau dort wurden auch die heißesten Elektronenspektren gemessen. Die viel „kälteren“ Spektren bei ca. 120° lassen sich dann damit erklären, dass sie zu frühen Zeiten des Laserpulses erzeugt werden, bei denen die Reflektivität noch höher ist als später und damit die höchstens erreichbare Energie kleiner ist als im Pulsmaximum. Viele Leitungsbandelektronen, die den geschilderten Prozess durchlaufen, erfahren dann also ihre richtungsweisende letzte Beschleunigung zu einem Zeitpunkt, zu dem die Felder in diese Richtung zeigen.

e) Variation der Targetposition

Die Tatsache, dass nur ein Mehrfachprozess die hohen beobachteten Elektronenenergien erklären kann, wobei jede Stufe vom elektrischen Feld abhängt, kann die überproportionale Abhängigkeit des Effektes von der Laserintensität erklären.

6.3 Charakteristische Röntgenstrahlung

6.3.1 Simulationsprinzip

Zur Simulation der Abstrahlung von charakteristischer Röntgenstrahlung wurden ins Target beschleunigte Elektronen mit boltzmann-artiger Temperaturverteilungen simuliert. Auf die Einwirkungen des evaneszenten Laserfeldes wurde hier verzichtet, d.h. die Ausbreitung der Elektronen im Festkörper wird nur durch Stöße und Ionisation dominiert. Damit werden Verhältnisse simuliert, wie sie nach dem Hauptpuls herrschen.

Als erster Schritt wurden dafür der Ionisationswirkungsquerschnitt für Innerschalen-Elektronen σ_K für unterschiedliche Materialien berechnet. Dabei wurde die empirische Abschätzung von Casnati et al. [74] verwendet:

$$\sigma_K = 2 \cdot a_0^2 \cdot R_{\text{Quarles}} \cdot \left(\frac{I_0}{I_k} \right)^2 \cdot \Psi \cdot b_0 \cdot e^{\left(\frac{b_1}{U} + \frac{b_2}{U^2} \right)} \cdot \frac{\ln(U)}{U} \quad 6.21$$

Dabei ist:

$a_0 = 5,292 \cdot 10^{-11}$ m der Bohr'sche Radius

R_{Quarles} ein relativistischer Korrekturfaktor (Details s. [75])

I_0 die Rydberg-Energie in keV also 13,606/1000 keV

I_k die Ionisierungsenergie für K-Schalen-Elektronen. Diese ist abhängig von der Atomzahl Z über (Abschätzung s. auch [74]):

$$I_k = 0,424 \cdot Z^{2,1822} \cdot I_0 \quad 6.22$$

Ψ eine weiterer empirisch gefundene Funktion mit

$$\Psi = \left(\frac{I_K}{I_0} \right)^{d_0 + \frac{d_1}{U} + \frac{d_2}{U^2}} \quad 6.23$$

U ist die kinetische Energie des betrachteten Elektrons normiert auf I_K .

Die b_i und d_i ($i=0,1,2$) sind empirisch gefundene Konstanten, die ebenfalls in [74] zu finden sind.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass σ_K für eine bestimmte Atomsorte ausschließlich eine Funktion der kinetischen Energie U des simulierten Elektrons ist.

Am Beispiel von Kupfer ist diese Energieabhängigkeit in Abbildung 6.27 dargestellt.

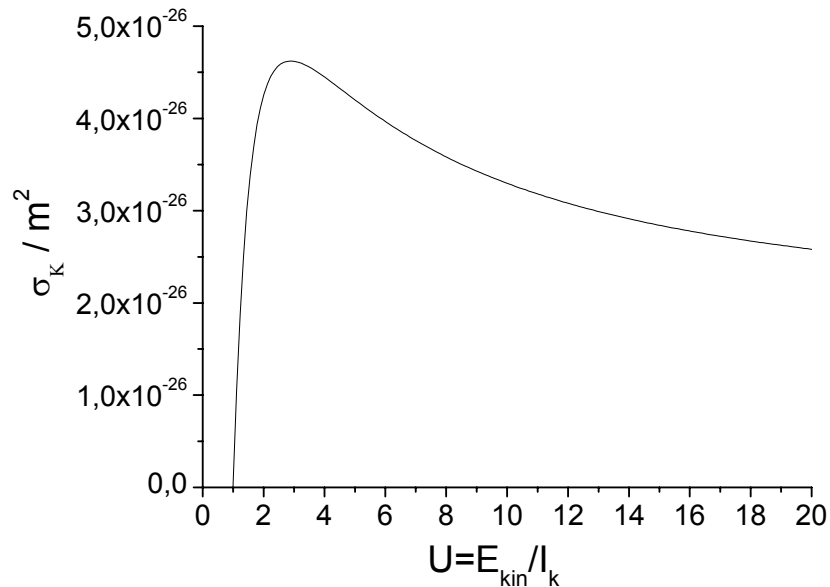


Abbildung 6.27: Ionisationswirkungsquerschnitt für Kupfer-K-Schalen-Elektronen durch Elektronen der (auf die Ionisierungsenergie) normierten Energie U

Der Wirkungsquerschnitt ist 0 für $U < I_K$, steigt dann schnell auf ein Maximum bei ca. $4 \cdot I_K$ und fällt zu höheren Energien wieder leicht ab. Dieses Verhalten ist tendenziell bei jedem Material beobachtbar. Des Weiteren wird deutlich, dass der Wirkungsquerschnitt selbst in seinem Maximum um viele Größenordnungen unter dem für elastische Stöße liegt. Für jede im Monte-Carlo-Code ausgewürfelte Wegstrecke l zwischen zwei Stößen lässt sich deshalb die Wahrscheinlichkeit einer K-Schalen-Ionisation W_K linear annähern:

$$W_K = \sigma_K \cdot n_{Atom} \cdot l \quad 6.24$$

Geschieht eine Ionisation, so werden (neben anderen Größen) vor allem deren Ort und Zeitpunkt ausgegeben. Für die Abstrahlung eines charakteristischen Photons sind nun noch zwei weitere Prozesse zu implementieren:

- Fluoreszenzausbeute: K-Schalen-Vakanzen können strahlungsfrei durch Emission sog. Auger-Elektronen aufgefüllt werden oder durch Abstrahlung von Photonen anderer Energien als K_α zerfallen. Dazu wurden Werte aus [50] entnommen: zum einen nimmt die Wahrscheinlichkeit der Röntgenemission im Vergleich zum Auger-Zerfall mit höherem Z zu, zum anderen steigt allerdings auch die relative Wahrscheinlichkeit der K_β -Emission leicht.

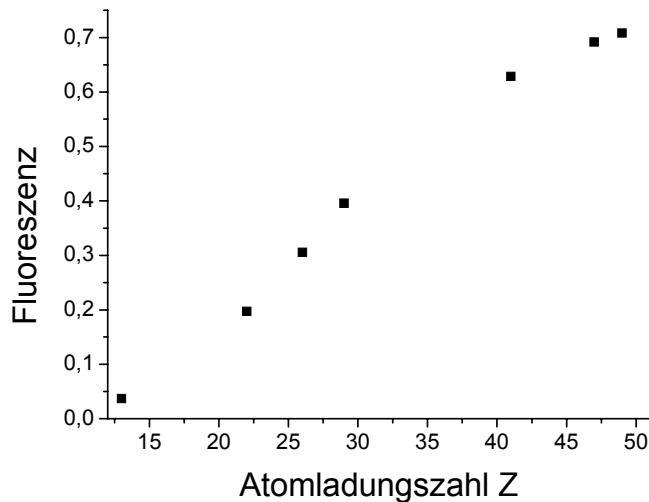


Abbildung 6.28: Wahrscheinlichkeit, dass eine K-Schalen-Vakanz durch Abstrahlung eines K_α -Photons abgeregt wird aufgetragen gegen die Atomladungszahlen der betrachteten Elemente (entnommen aus [50])

In Abhängigkeit von der Atomsorte muß also die erhaltene Zahl an Ionisationsprozessen mit der jeweiligen Fluoreszenz multipliziert werden.

- Reabsorption: Die Emission eines K_α -Photons geschieht in verschiedenen Tiefen im Targetmaterial. Seine Absorption bis zum tatsächlichen Austritt in Richtung Detektion muß also auch berücksichtigt werden. Dazu wird der jeweilige Ort der K-Schalen-Ionisation (also speziell seine Tiefe im Target) mit der Richtung zur Detektion verrechnet, sodaß die jeweils zurückzulegende Strecke bis zum Vakuum für jedes Photon bekannt ist. Über die wohlbekannten ([52]) Absorptionskoeffizienten folgt damit die jeweilige Wahrscheinlichkeit, dass das Photon tatsächlich austritt.

Schließlich wurde untersucht, wie sich verschiedene Eintrittswinkel bzw. Aperturen der Elektronen auf die K_α -Erzeugung auswirken. Die Darstellung der Abstrahlungseffizienz für verschiedene Einfallswinkel von Elektronen mit einer Temperatur von 10 keV ohne Apertur in ein Titan-Target zeigt Abbildung 6.29.

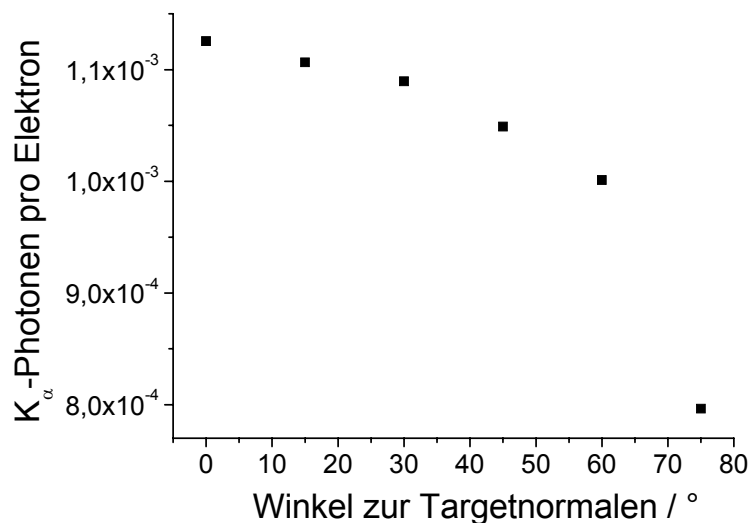


Abbildung 6.29: Erzeugungseffizienz von K-Strahlung in einem Titan-Target in Abhängigkeit des Eintrittswinkels der Elektronenpopulation

Die Abnahme der Emissionseffizienz für flachere Einfallswinkel (steigende Winkel zur Targetnormalen) erklärt sich durch die dann stark zunehmende Rückstreuung aus dem Target heraus durch elastische Stöße. Ein guter Mittelwert ergab sich für einen Winkel zur Targetnormalen von 30° , ein Wert, der auch im Hinblick auf die Überlegungen zur Elektronenbeschleunigung (s.o.) als mittlerer Eintrittswinkel sinnvoll erscheint. Eine ähnliche Untersuchung zur Apertur zeigte, dass es erst für halbe Öffnungswinkel über 45° zu deutlichen Abweichungen kommt, sodaß im weiteren Verlauf keine Apertur verwendet wurde, d.h. alle Elektronen treten im selben Einfallswinkel ins Target ein.

Nimmt man all dies zusammen, so können nun für Elektronenverteilungen verschiedener Temperaturen und in verschiedenen Materialien die K_α -Emissionseffizienzen modelliert werden. Unter der Annahme, dass die ins Target beschleunigten Elektronenpopulationen für alle Materialien näherungsweise gleiche Parameter aufweisen, lassen sich dann im Vergleich mit Messdaten auch Aussagen über diese Elektronen gewinnen, also über Gesamtzahl und Temperatur.

6.3.2 Simulationsergebnisse

Im Rahmen der Simulation konnten die Materialien Aluminium, Titan, Kupfer und Silber untersucht und mit den experimentellen Werten verglichen werden. Zunächst wurde die Elektronentemperatur im optimalen Fokus durch Abgleich mit den Messdaten bestimmt.

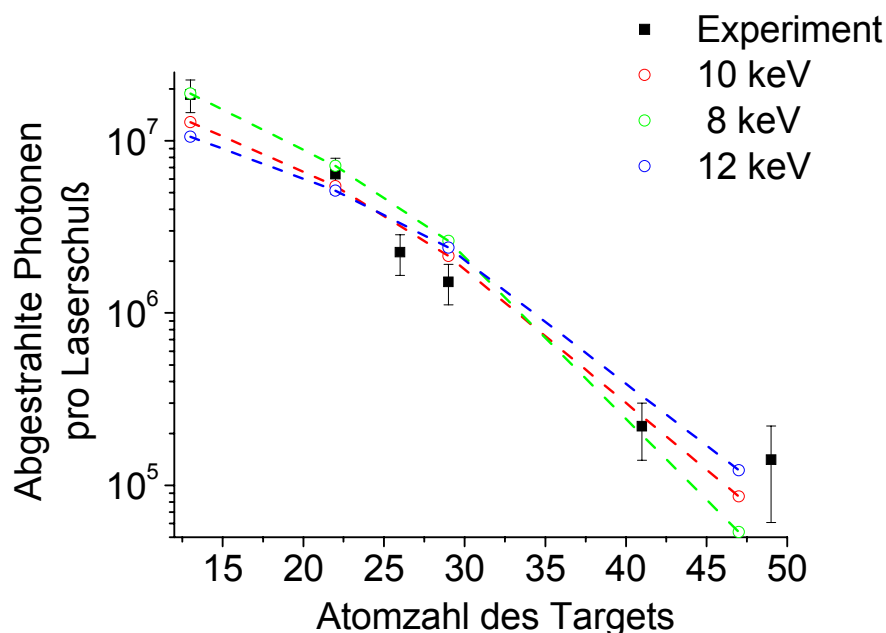


Abbildung 6.30: Vergleich der experimentellen Ergebnisse (schwarze Punkte) aus Kapitel 4 mit den Ergebnissen der Simulation (offene Kreise). Die beste Übereinstimmung wurde durch Ansetzen einer Elektronentemperatur von 10 keV erzielt. Zum Vergleich sind auch die Simulationsergebnisse anderer Temperaturen dargestellt (hier musste auch die Teilchenzahl variiert werden). Die gestrichelten Linien sollen lediglich der besseren Übersicht dienen.

Die beste Übereinstimmung ergibt sich mit einer Elektronenpopulation mit einer Temperatur von 10 keV und einer (hochgerechneten) Gesamtzahl von $5 \cdot 10^9$ Teilchen.

Die gleiche Prozedur wurde auch für die experimentellen Ergebnisse außerhalb des optimalen Laserfokus angewendet. So ergibt sich beispielsweise für eine Targetposition 20 μm vom optimalen Fokus entfernt Abbildung 6.31.

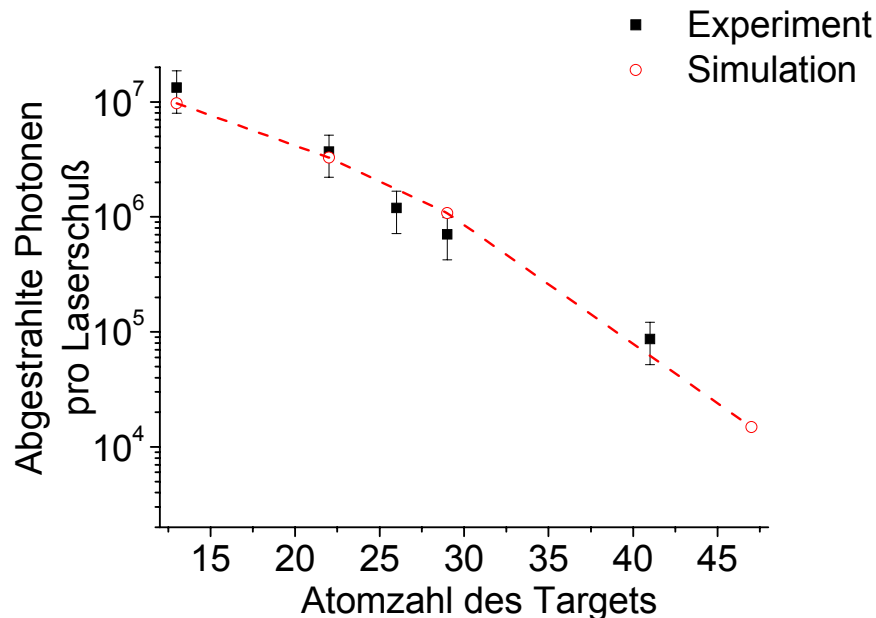


Abbildung 6.31: Vergleich von Experiment und Simulation für die Ergebnisse der Röntgenemission bei einer Targetposition 20 μm entfernt vom optimalen Fokus

Die erzeugende Elektronenpopulation besteht hier aus $6 \cdot 10^9$ Teilchen mit einer Temperatur von 7 keV. Bedenkt man eine Rayleigh-Länge der verwendeten Laserpulse von 30 μm (s. Kapitel 2), so untersucht man hier die Röntgenproduktion bei einer Intensität, die im Vergleich zum Optimum auf ca. 70 % reduziert ist.

Aus dieser Auswertung von Meßdaten für verschiedene Target-Positionen und Materialien wurde somit die Skalierung von Teilchen-Anzahl und -Temperatur mit der Laserintensität bestimmt.

Es stellt sich heraus, dass die Gesamtzahl von Elektronen, die ins Target beschleunigt werden, über den untersuchten Bereich fast konstant bleibt bei ca. 5 bis $6 \cdot 10^9$ Teilchen, während ihre Temperatur etwa linear mit der Laser-Intensität ansteigt (s. Abbildung 6.32).

In vergleichbaren Untersuchungen mit längeren Laserpulsen zeigt die Temperatur hingegen ein wesentlich schwächeres Verhalten mit I^α (α zwischen 1/2 und 1/3) ([40,76]). Diese wird in der Literatur mit ponderomotiver Beschleunigung bzw. mit Plasma-Effekten wie Resonanzabsorption erklärt, während das hier beobachtete lineare Verhalten sehr gut mit Vakuum-Heizung erklärt werden kann (vgl. Formel 3.32 und [28]). Auch die Unabhängigkeit der Teilchenzahl von der Intensität passt dann ins Bild.

Aus diesen Werten kann zusätzlich errechnet werden, welche Energie die für die Röntgenstrahlungsproduktion verantwortliche Elektronenpopulation enthält. Abbildung 6.33 zeigt die so errechnete Effizienz (skaliert auf die Energie der Laserpulse, 130 μJ) gegen die Intensität.

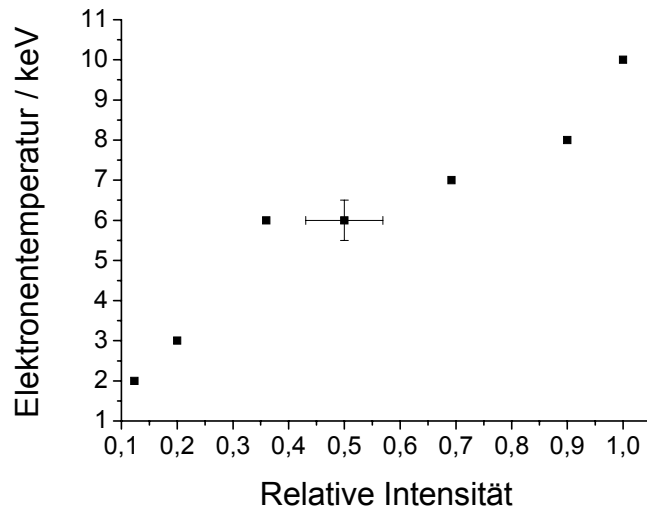


Abbildung 6.32: Temperatur der ins Target beschleunigten Elektronenpopulation, die aus der Simulation ermittelt wurde, um die gemessenen Röntgensignale zu erklären. Die Variation der Intensität der Laserpulse wurde im Experiment durch Deplatzen des Targets aus dem Fokus erreicht.

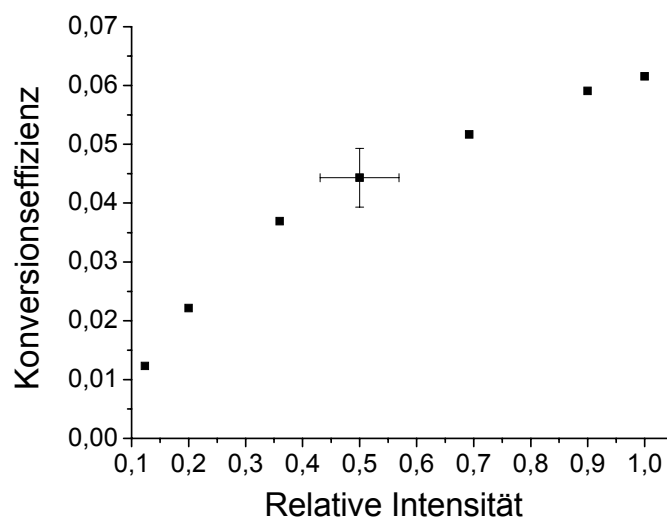


Abbildung 6.33: Energieanteil der Laserpulse, der in jene Elektronenpopulation ins Target konvertiert wurde, die die Röntgenpulse erzeugen, aufgetragen gegen die Intensität der Laserpulse

6.3.3 Simulation der Röntgenpulsdauer

Die vorgestellte Simulation zur Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung erlaubt es auch, Aussagen über die zeitliche Dauer der charakteristischen Emission zu treffen. Dies ist möglich, da für jedes erzeugte Röntgenphoton Zeitpunkt der Entstehung und Tiefe im Target berechnet wird. Daraus kann der Zeitpunkt ermittelt werden, wann dieses Photon die Oberfläche des Targets verlässt, sodaß eine Auflistung aller Photonen direkt die Gesamtpulsdauer beschreibt. Hierbei wird die Lebenszeit des in der K-Schale angeregten Atoms bis zur Fluoreszenz vernachlässigt, da diese für die verwendeten Materialien im Bereich von einer fs und darunter liegt (s. z.B. [77]).

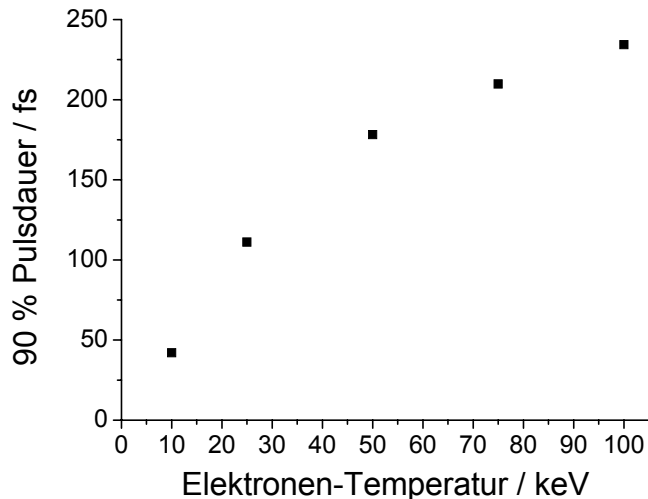


Abbildung 6.34: Simulierte Pulsdauer (90% der Emission) charakteristischer Röntgenstrahlung aus einem Kupfertarget für verschiedene Elektronentemperaturen

So erhält man für das Target-Material Kupfer und eine Elektronentemperatur von 10 keV eine Pulsdauer (90% der Emission) von ca. 42 fs. Berücksichtigt man eine Laserpulsdauer von der Größenordnung 10 fs, so scheint eine Gesamt-Röntgenpulsdauer von deutlich unter 100 fs realistisch. Mit steigender Elektronen-Temperatur erhöht sich diese Dauer deutlich. So ergibt eine Temperatur von 100 keV bereits eine Gesamtdauer von ca. 250 fs. Zum einen liegt das daran, dass die schnelleren Elektronen länger über genügend Energie verfügen (über der K-Schalen-Ionisationsenergie). Zum anderen sind sie auch in der Lage, tiefer in das Material vorzudringen, sodaß erzeugte Photonen ebenfalls eine weitere Strecke zurück überwinden müssen. Da letztere mit steigender Eindringtiefe mit wachsender Wahrscheinlichkeit reabsorbiert werden, wurden für die Simulation der Pulsdauer lediglich erzeugte Photonen gewertet, deren Austrittswahrscheinlichkeit aus dem Target über 50 % lag. Dies erklärt auch die Sättigung der Röntgenpulsdauer, die sich tendenziell in Abbildung 6.34 bereits andeutet, da immer mehr tief im Material erzeugte Photonen nicht mehr berücksichtigt werden.

Die zeitliche Verzögerung aufgrund der zurückzulegenden Photonenstrecke im Material kann optimiert werden, indem dünne Folientargets in Transmission verwendet werden. Dies verringert die Röntgenpulsdauer bis auf die Hälfte. Allerdings sorgt die verringerte Targetdicke gleichzeitig auch für eine verringerte Emissionseffizienz (s. auch [78]) und ist außerdem bei hohen Repetitionsraten nur schwer einsetzbar, da die Folien durch die Laserpulse stark deformiert bzw. sogar aufgerissen werden können. Da die Repetitionsrate mit steigender Laserleistung typischerweise eingeschränkt ist (meist 10 Hz), scheine derartige Schwierigkeiten lösbar.

Außerdem kann die enorme Anzahl an beschleunigten Elektronen beim Austritt aus den eben beschriebenen dünnen Metallfolien so starke statische elektrische Felder aufbauen, dass viele Teilchen wieder ins Target zurückgezogen werden und erneut Strahlung produzieren können, was das Nachleuchten verlängern kann. Um diese Komplikation zu vermeiden, wäre es denkbar (s. auch [78]), eine Targetfolie aus zwei verschiedenen Materialien zu verwenden, wobei die Laserpulse auf dasjenige Material treffen, dessen charakteristische Emission für weitere Anwendung erwünscht ist, während dahinter eine komplett unterschiedliche Atomsorte angebracht ist, sodaß zurückgezogene Elektronen in erster Linie Strahlung bei einer Photonenenergie erzeugen, die im weiteren nicht gebraucht wird und deshalb problemlos verworfen werden kann (z.B. durch Herausfiltern).

Kapitel 7 Anormale Transmission ultrakurzer Röntgenpulse durch perfekte Kristalle

7.1 Grundlagen

Treffen Röntgenstrahlen auf die periodische Gitterstruktur eines perfekten Kristalls, so entsteht in einigen Vorzugsrichtungen der weiteren Ausbreitung konstruktive Interferenz. Die Vorzugsrichtungen θ_B (die sog. Bragg.-Winkel) in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Strahlung λ , vom Netzebenen-Abstand d und von den jeweils betrachteten Netzebenen (Miller-Indizes hkl) ergeben sich dann aus der Bragg-Bedingung:

$$\sin(\theta_B) = \frac{\lambda}{2 \cdot d} \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \quad 7.1$$

Dabei unterscheidet man zwischen jener Geometrie, bei der der gebeugte Strahl den Kristall in den Halbraum des einfallenden Strahls verlässt und jene mit Ausbreitungsrichtung in den Kristall. Erstere bezeichnet man i. A. als Bragg- (oder Reflexions-) Geometrie und letztere als Laue- (bzw. Transmissions-) Geometrie. Des Weiteren unterscheidet man Methoden, bei denen man einen kollimierten Strahl von Röntgenlicht mit breiter spektraler Verteilung einfallen lässt und solche, bei denen ein divergenter aber monoenergetischer Strahl einfällt. Der erste Fall ergibt die wohlbekannten Laue-Aufnahmen, bei denen die an den unterschiedlichen Ebenen gebeugten Reflexe als Punkte detektiert werden, wobei jeweils eine spezielle Wellenlänge des Spektrums die Bragg-Bedingung erfüllt. Dabei wird der ungebeugte Primärstrahl vor dem Detektor abgeblockt, um eine Übersteuerung zu vermeiden. Der Fall der divergenten aber monoenergetischen Strahlung wird als Pseudo-Kossel-Technik bezeichnet. Dabei wird ein Elektronenstrahl auf eine Targetfolie fokussiert, in der die gewünschte Röntgenwellenlänge in Form charakteristischer Strahlung produziert wird. Bringt man die zu untersuchende Probe (z.B. einen perfekten Kristall) nahe an diese Quelle heran, so entstehen (im Gegensatz zur Laue-Methode) Interferenzerscheinungen in Form von mathematischen Kegelschnitten. Dies liegt daran, dass für einen gegebenen Reflex eine ganze Schar von Ausbreitungsrichtungen die Bragg-Bedingung erfüllen kann. Die Kegelschnitte, die auch als Pseudo-Kossel-Linien bezeichnet werden, sind dabei sowohl in Reflexion als auch in Transmission zu beobachten. Speziell für den hier wichtigen Fall der Transmission muß die Beschreibung der Propagation von Röntgenstrahlung durch die periodische Gitterstruktur eines Kristalls anhand der dynamischen Theorie der Röntgenbeugung vollzogen werden (s. z.B. [79]). Eine Konsequenz davon ist die Bildung zweier stehender Wellenfelder im Kristall, wobei die eine Knotenpunkte und die andere Maxima der Schwingungsamplitude am Ort der Atompositionen hat. Das erste dieser beiden Wellenfelder kann den Kristall mit drastisch verringerter Absorption durchdringen, da der wichtigste Absorptionsprozess, der Photo-Effekt, in diesem Fall sehr stark unterdrückt ist. So sind bei Kristalldicken, bei denen die normale Transmission um mehrere Größenordnungen abgeschwächt wird, Interferenz-Erscheinungen in bestimmten Richtungen gut beobachtbar. Dies wurde bereits 1950 mit konventionellen Röntgenröhren von G. Borrmann nachgewiesen [80]. Strahlung, die die Eintrittsfläche eines perfekten Kristalls unter dem Bragg-Winkel trifft, kann diesen in manchen Fällen mit stark verringerter Absorption durchdringen und spaltet sich beim Austritt in zwei Teilstrahlen auf, den sog. vorwärts-gebeugten Strahl, der die ursprüngliche

Ausbreitungsrichtung wieder aufnimmt und den reflektiert-gebeugten Strahl, der von ersterem um zweimal den Bragg-Winkel getrennt propagiert (s. Abbildung 7.1). Zum theoretischen Hintergrund dieses Sachverhaltes sei auf die Literatur (z. B. [79]) verwiesen; eine phänomenologische Erklärung bietet der Vergleich mit einem Lichtstrahl, der auf ein Gebilde aus zwei einander zugewandten, parallel zueinander ausgerichteten Spiegeloberflächen trifft: ist der Auftreffwinkel zu einem der beiden Oberflächen groß genug, so kommt es zu multiplen Reflexionen zwischen den beiden Spiegeln, bis der Strahl das Paar auf der Austrittsseite verläßt. In Abhängigkeit von der Breite des Spiegelpaares tritt der Strahl entweder parallel zur Eintrittsrichtung aus, oder in einem Winkel, der davon um zweimal den Einfallswinkel entfernt ist (was der Richtung der ersten Reflexion entspricht). Bei der anormalen Transmission kommt noch hinzu, dass es sich um eine Interferenzerscheinung handelt, sodaß (bei ausreichender Kristalldicke) beide Austrittsrichtungen mit ungefähr gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten können.

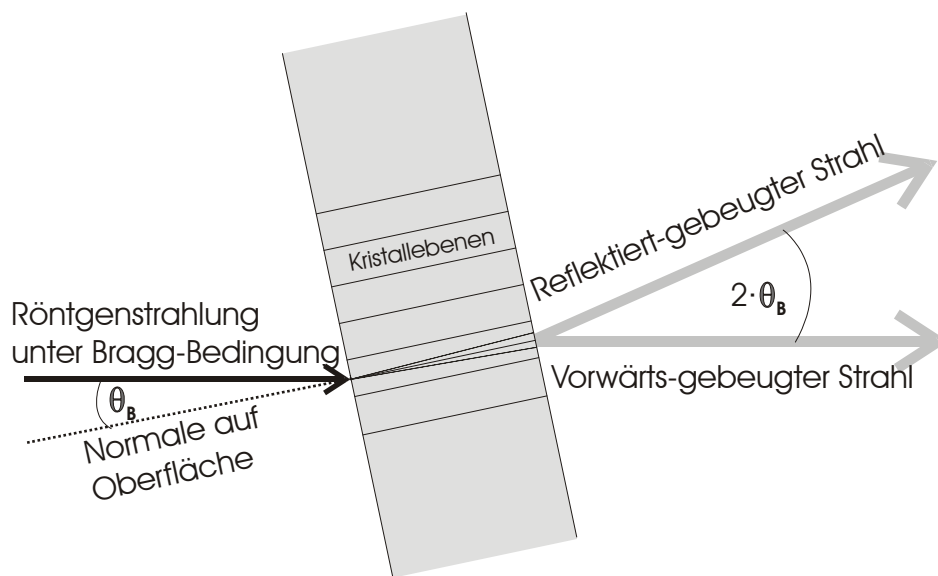


Abbildung 7.1: Geometrie der anormalen Transmission für (220)-Reflexe in perfekten Germanium-Kristallen, die in (001)-Richtung geschnitten sind. Die entsprechenden Netzebenen liegen in diesem Fall senkrecht zur Kristall-Oberfläche.

Im Weiteren wird gezeigt, dass es mit der in Kapitel 4 beschriebenen Röntgenquelle möglich ist, anormale Transmission durch perfekte Kristalle in nachweisbarem Ausmaß zu produzieren.

7.2 Experimentelle Voraussetzungen

1) Wahl des Targetmaterials

Die Wellenlänge der für derartige Beugungsexperimente verwendeten Röntgenstrahlung muß kleiner als typische Netzebenenabstände von perfekten Kristallen (einige Å) sein. Außerdem muß eine ausreichende Produktions- und Detektionseffizienz zur Verfügung stehen, um die anormal transmittierten Photonen in vertretbaren Meßzeiten nachweisen zu können.

Bei der Suche nach dem optimalen Targetmaterial für die Röntgenbeugungsexperimente fiel deshalb die Wahl auf Kupfer, da die K_α -Wellenlänge für dieses Element klein genug ist (ca. 1,5 Å) und gleichzeitig die angesprochenen Effizienzen hoch genug sind. Wie in 4.2 diskutiert

wurde, nimmt die Produktionseffizienz für weitere mögliche Elemente mit höherer Ladungszahl drastisch ab (vgl. Abbildung 4.25).

2) Effizienz-Messung mit kHz-Repetitionsrate

Es wurde sichergestellt, daß sich bei einer Repetitionsrate von einem kHz die Effizienz der Röntgenstrahlungsproduktion im Vergleich zu den Einzelschuß-Messungen nicht verschlechtert. Dazu wurde das Target ca. 2 s lang mit einem kHz beschossen:

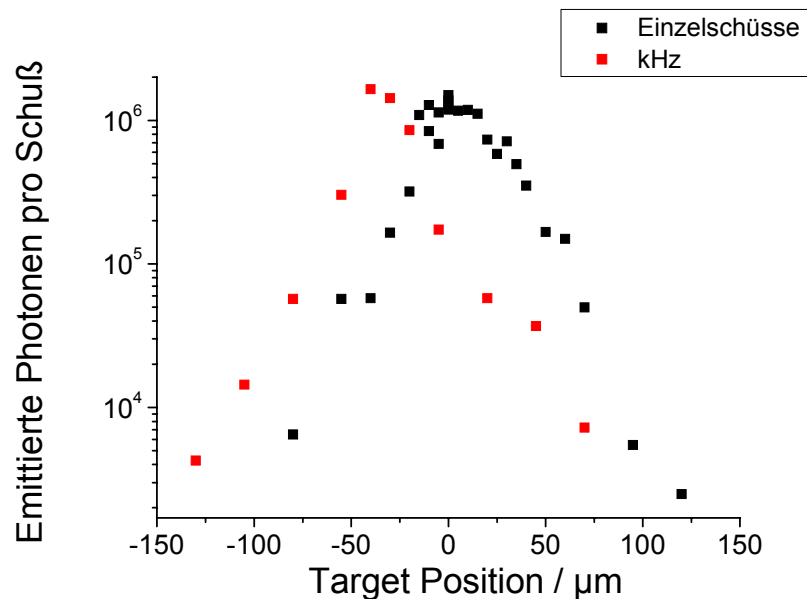


Abbildung 7.2: Vergleich der Produktionseffizienz von Cu K_α -Strahlung für einzelne Laserschüsse und für einen Targetbeschuß mit einem kHz bei Variation der Targetposition in Bezug zum optimalen Laserfokus

Die Verschiebung der optimalen Targetposition bei einer Repetitionsrate von einem kHz begründet sich in Ablation von Targetmaterial und wurde bereits in 4.1.4 angesprochen. Obwohl die Genauigkeit des Auswertungsverfahrens durch dispersionslose Spektroskopie (s. 4.1.3) bei einem kHz wegen des höheren Belichtungsgrades abnimmt, sind die erhaltenen Effizienzen mit denen der Einzelschüsse vergleichbar. Es gilt allerdings zu berücksichtigen, dass bei sehr langer Belichtungszeit (wie sie für die hier gezeigten Ergebnisse notwendig war) und damit bei sehr großen Verfahrestrecken auf dem Target die mittlere Produktionseffizienz aufgrund der in 4.1.4 diskutierten Verkipfung um bis zu 30-40 % abnimmt.

3) Wahl des Kristalls

Für den Nachweis anormaler Transmission wurde ein 250 μm dicker Germanium-Kristall in den Strahlengang der Röntgenstrahlung gebracht, der in (001)-Geometrie geschnitten war. Kristall-Art und Dicke garantierten dabei im Zusammenspiel mit der Cu K_α -Strahlung der Quelle ein optimales Kontrastverhältnis der anormalen Transmission. Um dies zu verdeutlichen, zeigt Abbildung 7.3 die Transmissionskurve von 275 μm Germanium in Abhängigkeit der auftreffenden Photonenenergie. Es mußte mit 275 μm gerechnet werden, da die Drehung des Kristalls in den gewünschten Bragg-Winkel eine Vergrößerung der effektiven Strecke normaler Transmission nach sich zieht. Die normale Transmission bei dieser Wellenlänge beträgt ca. $6 \cdot 10^{-5}$, was für eine ausreichende Unterdrückung der

Primäremission sorgt. (s.u.: Geometrie b). Bei Geometrie (a) ist der Winkel zur Oberfläche ca. 32° , sodaß ca. $295\text{ }\mu\text{m}$ Germanium durchdrungen werden mussten, woraus eine normale Transmission für Cu K_α von $3 \cdot 10^{-5}$ folgt.

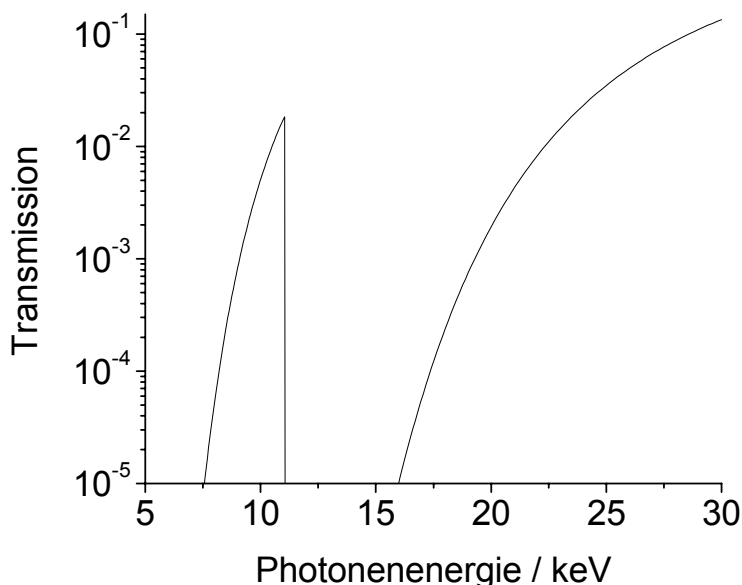


Abbildung 7.3: Transmissionskurve von $275\text{ }\mu\text{m}$ Germanium [52]. Der Wert der normalen Transmission für Cu K_α -Strahlung (ca. 8 keV) liegt bei $6 \cdot 10^{-5}$ und nur bei ca. 10 keV sowie deutlich über 25 keV steigt die Transmission über 1% .

Gleichzeitig wird niederenergetische Bremsstrahlung absorbiert (unterstützt durch gewählten Röntgenfilter, s.u.). Nur im Bereich seiner K-Absorptionskante (ca. 10 keV) und für Photonenenergien deutlich über 20 keV steigt die Transmission von Germanium über 1% , sodaß Bremsstrahlung dieser Energien bis zur Detektion gelangen kann. Die Kombination aus niedriger Erzeugungseffizienz dieser spektralen Anteile und dem verwendeten Röntgenfilter hält deren Beitrag allerdings vernachlässigbar klein.

Es ist bekannt (s. z.B. [79]), dass Reflexe der 220 -Familie bei Germanium besonders starke Interferenz hervorrufen. Daher wurden hauptsächlich diese untersucht.

4) Detektion und weitere Hilfsmittel

Zur Detektion wurde dieselbe CCD-Kamera verwendet wie bei den Effizienz- und Spektral-Messungen (s. Kapitel 4), die stets mit einem $10\text{ }\mu\text{m}$ Kupfer-Filter versehen war. Der Kristall befand sich dabei ca. 14 cm entfernt von der Quelle und 2 cm vor der CCD. Die in Kapitel 5 ausführlich vorgestellte Elektronen-Emission ins Vakuum stellte hier eine große Behinderung dar und musste mittels Permanentmagnet und Blei-Folien vom Detektor ferngehalten werden (s. Abbildung 7.4). Dieser Sekundärstrahlungsschutz mußte mit großer Sorgfalt und lückenlos angebracht werden, da sonst Streulicht das Signal weit überstrahlte und die Messung unmöglich machte.

5) Geometrie

Der Aufbau zur anormalen Transmission von Röntgenstrahlung durch Kristalle ist im Prinzip sehr einfach und wird nur durch die Notwendigkeit der Streulichtabschirmung und zur präzisen Rotation des Kristalls erschwert (s. Abbildung 7.4). Dies gilt vor allem für die Beobachtung des vorwärts-gebeugten Strahls (s. Abbildung 7.1), wie sie hier im Vordergrund stand. Ziel dabei ist, dass aus der sich isotrop ausbreitenden Röntgenstrahlung nur diejenigen

Raumrichtungen die CCD erreichen, die bei Kristalleintritt die Bragg-Bedingung diverser Ebenen (s.u.) erfüllen.

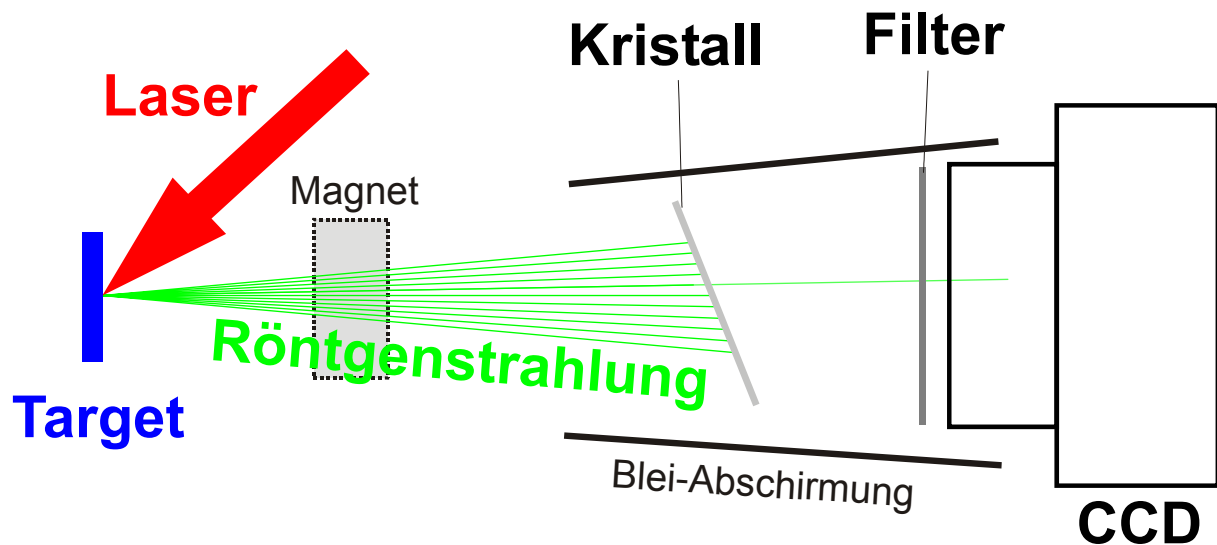


Abbildung 7.4: Skizze des Aufbaus zur Beobachtung anormaler Transmission von Laser-produzierter Röntgenstrahlung durch perfekte Kristalle. Zur besseren Übersicht ist nur der vorwärts-gebeugte Strahl dargestellt.

a) Um bei dem verwendeten (001)-Kristall (220)-Reflexe sichtbar zu machen wurde der Kristall beispielsweise um 45° um die Oberflächen-Normale (Schritt 1 in Abbildung 7.5) und dann um seine horizontale Achse (Schritt 2) in den notwendigen Bragg-Winkel gedreht.

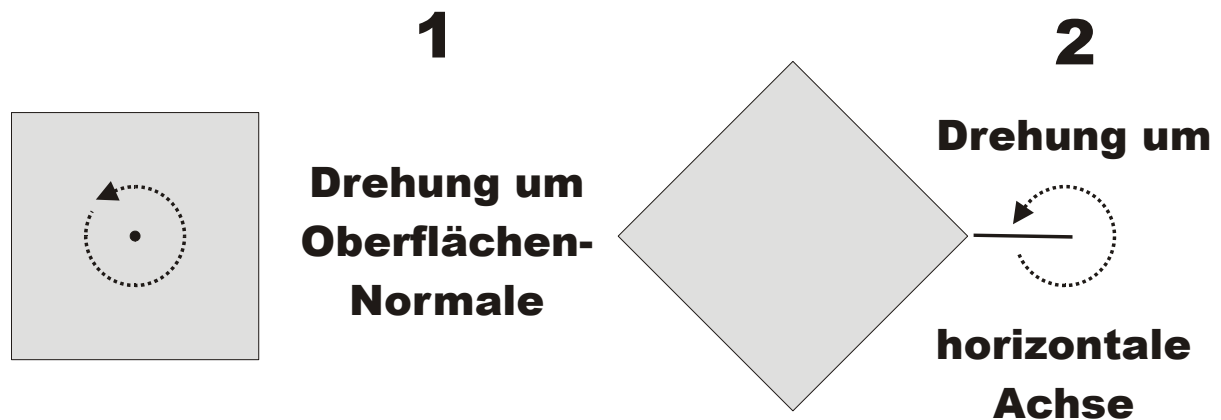


Abbildung 7.5: Mögliche Drehung des perfekten Kristalls zur Erfüllung der Bragg-Bedingung

b) Um weitere Aufschlüsse über mögliche geometrische Konfigurationen der anormalen Transmission zu gewinnen, wurden auch andere Kristall-Rotationen untersucht. Z.B. wurde der Ge-Kristall nicht um die Targetnormale rotiert (s.o.), sondern ausschließlich um eine vertikale Achse gedreht. Diese Geometrie beinhaltet den zusätzlichen Vorteil, eine Beugungsstruktur der 220-Familie als vertikale Linien auf der CCD produzieren zu können, was für quantitative Analysen von Vorteil war.

7.3 Ergebnisse

7.3.1 Signalidentifizierung

Anhand der in Abbildung 7.5 dargestellten Geometrie (a) wurde das anormale Transmissionssignal nachgewiesen und den es verursachenden Netzebenen zugeordnet. Für ein ausreichendes Kontrastverhältnis musste das Röntgen-Signal von ca. 10^6 Laserschüssen akkumuliert werden. Das so erhaltene Bild auf der CCD-Kamera zeigt die überhöhte Transmission für die untersuchten Kristall-Reflexe:

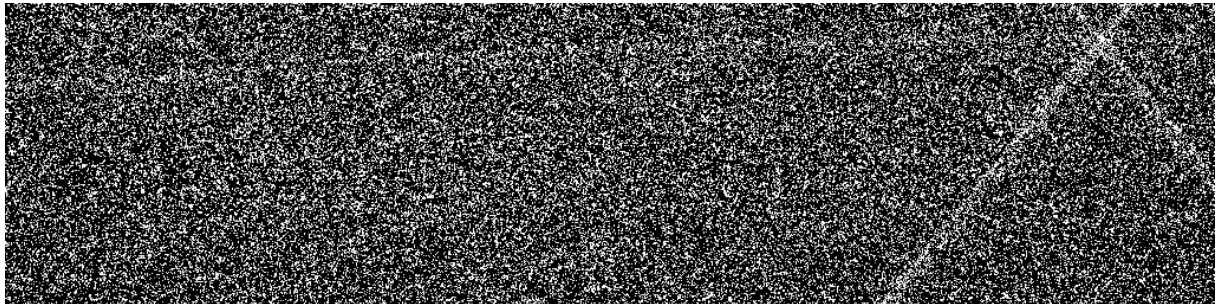


Abbildung 7.6: CCD-Bild mit Linien anormaler Transmission bei Rotation des perfekten Kristalls wie in Abbildung 7.5 gezeigt. Es handelt sich um die Akkumulation von ca. 10^6 Laserschüssen.

Die bereits in Kapitel 4 ausführlich diskutierte Energie-Auflösung der CCD konnte auch hier verwendet werden, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Dazu wurden aus dem obigen Bild ausschließlich Photonen der korrekten Energie digital herausgefiltert (also nur Bildpunkte, deren Zählrate der richtigen Photonenenergie von ca. 8 keV entsprach):



Abbildung 7.7: Gefiltertes CCD-Bild anormal transmittierter Röntgenstrahlung (vgl. Abbildung 7.6)

Jede der Beugungslinien besteht aus zwei getrennten Helligkeitsspuren. Sie sind der spektralen Aufteilung der Cu K_α -Linie in $K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$ zuzuschreiben. Ihre Wellenlängen bzw. Photonenenergien liegen bei:

$K_{\alpha 1}$: 1,541 Å bzw. 8048 eV

$K_{\alpha 2}$: 1,544 Å bzw. 8028 eV

Mit Hilfe eines frei erhältlichen Computer-Programms (Kossel and Kikuchi Pattern Simulation for Crystals, [81]) konnten diese Linien den sie verursachenden Kristallebenen zugeordnet werden.

Führte man die in Abbildung 7.5 bereits beschriebenen, im Experiment vollzogenen Rotationen auch in der Simulation aus, so entstand ein Bild, das mit der Messung (unter Berücksichtigung leichter Fehler in den mechanischen Drehachsen) genau in Einklang zu

bringen war, sodaß die beobachteten Linien eindeutig der 220-Familie (das Kreuz) und der 400-Familie (die horizontale Linie) zugeordnet werden konnten.

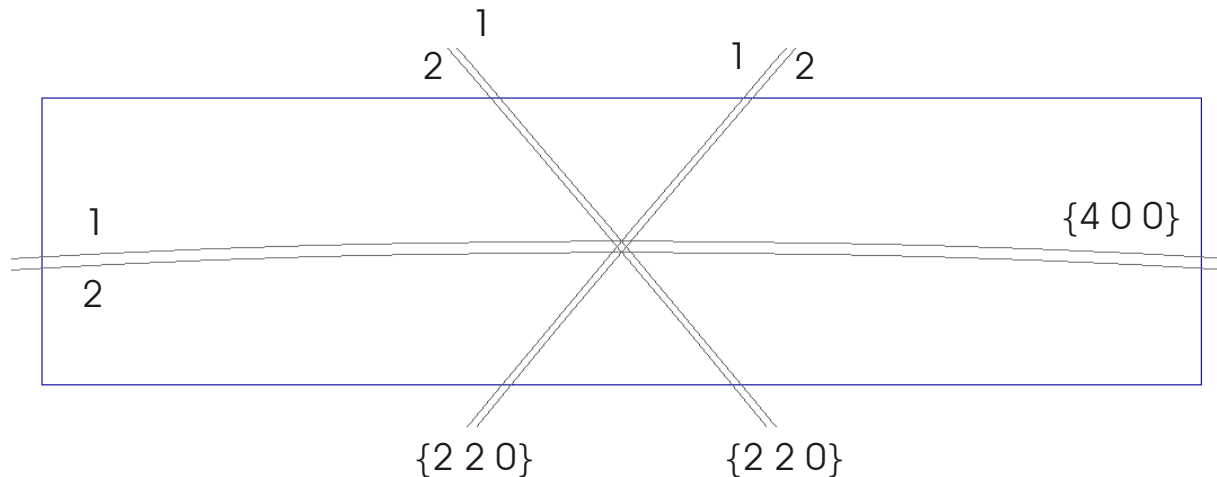


Abbildung 7.8: Simulierte Pseudo-Kossel-Linien, wie sie für die gewählten Parameter den Detektor (blaue Umrandung) treffen. 1 und 2 steht dabei für K_{a1} und K_{a2} und die dreistelligen Zahlen in geschweiften Klammern beschreiben die jeweils für die Linien verantwortlichen Familien von Kristall-Ebenen.

7.3.2 Quantitative Analyse

Auch für die Untersuchung der anderen angesprochenen Kristall-Drehung (s.o.) war die Akkumulation von etwa 10^6 Laserschüssen erforderlich. Abbildung 7.9 zeigt bereits das numerisch gefilterte Ergebnis.

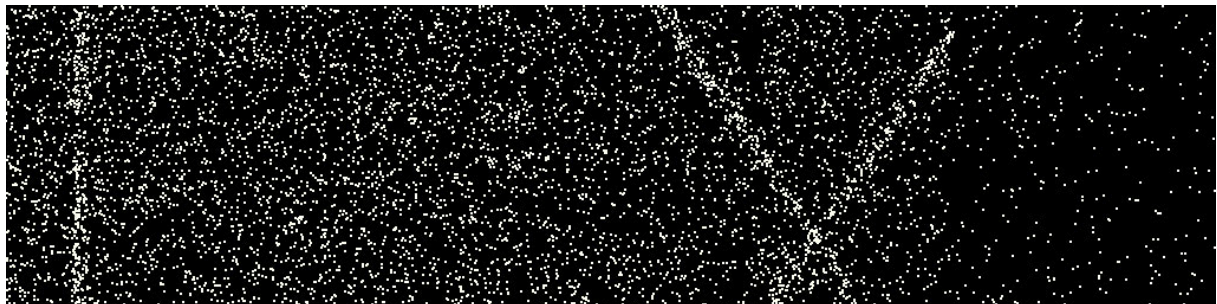


Abbildung 7.9: Gefiltertes Bild anormaler Transmission (vgl. Abbildung 7.7) bei Drehung des Ge-Kristalls um die vertikale Achse. Zur Verdeutlichung der Pseudo-Kossel-Linien wurden im gedruckten Bild alle Pixel, die Information enthalten, künstlich auf 2x2 Pixel vergrößert.

Sowohl die vertikale als auch die gekreuzten Linien wurden dabei durch Ebenen der 220-Familie verursacht.

Eine Mittelung über alle Zeilen des Chips zeigt Abbildung 7.10.

Der Vergleich der Profile von Roh-Aufnahme und gefiltertem Bild macht auch hier eine Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses deutlich. Die Integration von Zählimpulsen unter den beiden Spitzen wurde dennoch bei der Mittelung des Roh-Bildes durchgeführt, um die Zählung aller auftreffenden Photonen sicherzustellen.

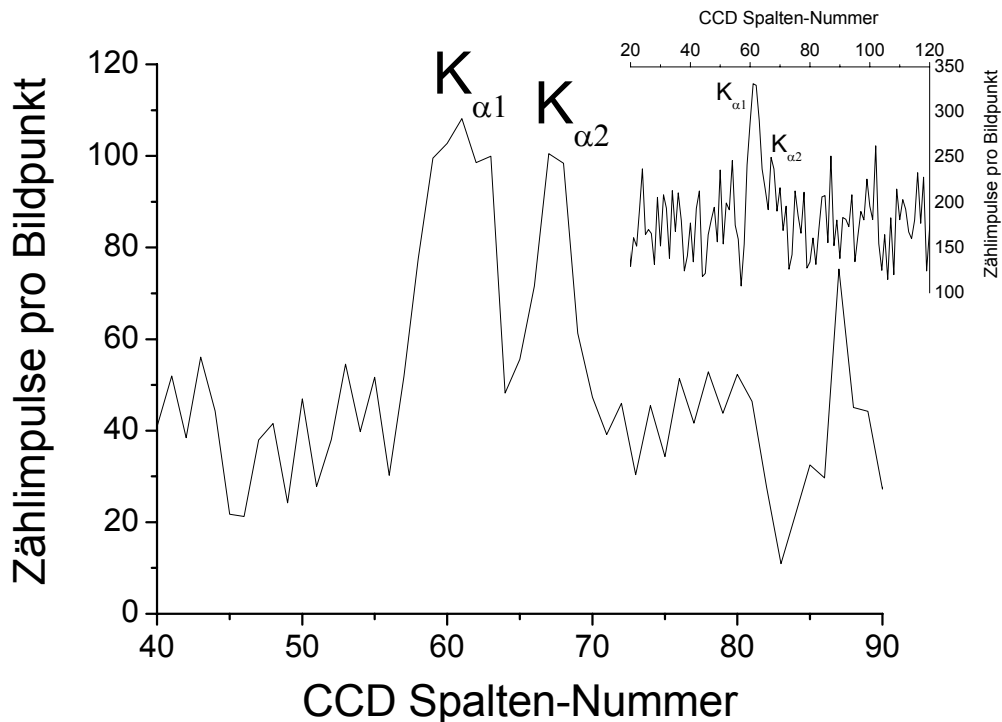


Abbildung 7.10: Spaltenweise Mittelung von Abbildung 7.9 (der Bereich der vertikalen Linien am linken Rand von Abbildung 7.9 ist vergrößert dargestellt). Der Ge-Kristall ist hier um eine vertikale Achse gedreht (s. Text). Das kleine Bild zeigt das entsprechende Profil des Rohsignals. Der CCD-Untergrund wurde bei beiden abgezogen.

Zieht man einen mittleren Untergrund von 150 Zählimpulsen pro Pixel ab, so ergeben sich 890 ± 300 Zähler für $K_{\alpha 1}$ und ca. 400 ± 300 bei $K_{\alpha 2}$, wodurch das theoretische Intensitätsverhältnis der beiden Emissionslinien von 2:1 ([51]) bestätigt wird.

Der Abstand der beiden Linien (in beiden ausgewerteten Bildern) lässt sich in eine Winkelabweichung von ca. $0,06^\circ$ umrechnen, was mit dem theoretisch errechneten Wert für beide Wellenlängen und Ge-(220)-Reflexe übereinstimmt (s. Formel 7.1: θ_B für $K_{\alpha 1}$ ist $22,65^\circ$ und θ_B für $K_{\alpha 2}$ ist $22,71^\circ$).

Die Breite der detektierten Linien auf der CCD betrug ca. $100 \mu\text{m}$ und wurde damit hauptsächlich durch die räumliche Ausdehnung der Röntgenquelle definiert, deren Messung in 4.1.4 vorgestellt wurde (Quellgröße ca. $80 \mu\text{m}$, s. Abbildung 4.16).

Die theoretisch vorhergesagte anormale Transmissionseffizienz für Ge-220-Reflexe und $\text{Cu } K_\alpha$ von einigen 10% (s. z.B. [79]) konnte bei weitem nicht erreicht werden, sie lag aber mit ca. 0,5 % noch um etwa zwei Größenordnungen über der normalen Transmission. Mögliche Störmechanismen zur Erklärung dieser Abschwächung des Effektes sind die thermische Anregung des Kristalls bei Raumtemperatur (s. z. B. [82]), mechanische und thermische Gradienten (s. z.B. [83,84]) sowie Imperfektionen der Kristallstruktur.

In weiteren auf diesem Gebiet geplanten Messungen soll die anormale Transmissionseffizienz weiter gesteigert werden, z.B. durch Verwendung anderer Kristall-Arten bzw. -Dicken, höhere Photonenenergien oder auch durch Beobachtung reflektiert-gebeugter Linien.

Die Tatsache, dass es gelungen ist, lasererzeugte Röntgenstrahlung für Beugungsexperimente in divergenter Transmissionsgeometrie zu verwenden, öffnet den Weg für die Untersuchung schnell ablaufender Strukturuntersuchungen, weil damit pump-probe-Experimente mit Zeitaufösungen bis 100 fs möglich werden.

Kapitel 8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

8.1.1 Allgemeines

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente mit few-cycle Laserpulsen mit einer Intensität von einigen 10^{16} W/cm² vorgestellt. Das Bestreben, mit derartigen Laserpulsen Plasmaphysik zu betreiben, hat in den letzten Jahren stark zugenommen und in sehr naher Zukunft werden Laser-Anlagen zur Verfügung stehen, die die extrem kurze Pulsdauer mit relativistischen Intensitäten ($> 10^{18}$ W/cm²) verknüpfen können. Erste Anzeichen deuten darauf hin, dass damit faszinierende neue Effekte (z.B. Optimierung quasi monoenergetischer Teilchenbeschleunigung [4] durch Verwendung relativistischer few-cycle Pulse) beobachtbar werden. Da sich die experimentelle Handhabung der Pulse (nicht zuletzt die extrem große spektrale Bandbreite) deutlich von der bei längeren Pulsen unterscheidet, ist es notwendig, technologische Verbesserungen und experimentelles „Know-How“ gleichermaßen zu entwickeln. Für sub-relativistische Intensitäten konnte diese Arbeit einen Beitrag dazu leisten, da wichtige Verfahrensweisen für den Experimentierbetrieb mit solchen Pulsen entwickelt wurden.

Mit den durchgeführten Experimenten wurden neue Parameterbereiche der Laser-Plasma-Interaktion untersucht. Die Kürze der Interaktion und der gute Pulskontrast lassen hydrodynamische Prozesse (vor allem die Erzeugung und Expansion eines Vorplasmas) vernachlässigbar werden, was anhand der Erzeugung von Plasmen hoher Dichte und Temperatur (s. [10]) sowie der deterministischen Beschreibbarkeit der Elektronenbeschleunigung ins Vakuum gezeigt werden konnte.

Die Produktion starker Röntgenemission mit Laserpulsen einer Dauer von etwa 10 fs und einer Energie im Bereich von 100 μ J stellt einen weiteren experimentellen Fortschritt dar, da Laser-Röntgenquellen bisher lediglich mit längeren Laserpulsen und Pulsenergien $\gg 1$ mJ untersucht wurden. Auch die Möglichkeit der Durchführung von Röntgenbeugungsexperimenten mit einem vergleichsweise kleinen Lasersystem konnte vorgeführt werden. Dies eröffnet die Perspektive, Strukturanalysen mit einer Zeitauflösung < 1 ps in kleinen Labors (table-top) ausführen zu können.

8.1.2 Beschreibung der Festkörperoberfläche während der Wechselwirkung

Die Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Festkörpertargets wurde durch Betrachtung beschleunigter Elektronen untersucht. Besonders anhand der Elektronenbeschleunigung ins Vakuum vor dem Target wurde gezeigt, dass mit diesen kurzen Pulsen andere physikalische Prozesse dominieren als im Bereich bisher verwendeter längerer Laserpulse. Die Beschreibung des Beschleunigungsprozesses gelang anhand der Modellierung des sich vor dem Target aufbauenden, dynamischen Interferenzfeldes sowie der Teilchenbahnen im Target, die von Neutralteilchenstößen dominiert sind (s. Kapitel 6). Erst das mehrstufige Zusammenspiel dieser Effekte auf fs-Zeitskalen vermag die experimentellen Resultate zu

erklären. Durch eine hohe Wahrscheinlichkeit von Stößen mit Neutralteilchen wurde zusätzlich erreicht, dass das vor dem Festkörper bestehende Beschleunigungsfeld mehrfach wirkte, sodaß kinetische Energien erreichbar waren, die weit über das ponderomotive Potential der Laserpulse hinausgingen, ohne dass kollektive Plasmaeffekte eine nennenswerte Rolle spielten.

Die Möglichkeit dieser deterministischen Beschreibung basiert auf der sehr geringen hydrodynamischen Expansion der Targetoberfläche vor Eintreffen des Hauptpulses, die sich hauptsächlich aus der ultrakurzen Laserpulsdauer ergab. Die dafür notwendige geringe Beeinflussung der Targetoberfläche vor Eintreffen der Pulsspitze war bei den verwendeten Laserparametern (Pulsdauer, Spitzenintensität und Kontrastverhältnis) gewährleistet.

Dies konnte auch durch den Nachweis von Plasmen nahe Festkörperdichte bestätigt werden (s. [10]).

Als ein Hauptergebnis dieser Messungen zur Elektronenbeschleunigung ins Vakuum bleibt festzuhalten, dass eine Änderung der Reflektivität auf der Targetoberfläche von Laserzyklus zu Laserzyklus beobachtet werden konnte, die sich in unterschiedlichen Vorzugsrichtungen der Teilchenbeschleunigung manifestierte.

Jener Teil der Elektronen, der der Vakuumbeschleunigung „verloren geht“ und ins Target eindringt, folglich also nicht mehr gemessen werden kann, wurde indirekt über die dort erzeugte Röntgenstrahlung detektiert und aus Simulationen rekonstruiert. Hier ergeben sich niedrigere Temperaturen, weil der letzte starke Beschleunigungsschritt fehlt, aber starke Populationen.

8.1.3 Erzeugung von Röntgenstrahlung

Die Erzeugung harter Röntgenstrahlung war ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit. Zum ersten Mal wurde mit few-cycle-Laserpulsen die Produktionseffizienz für verschiedene Targetmaterialien ermittelt (s. Kapitel 4), woraus mit Hilfe entsprechender Simulationen die Temperatur und Anzahl der in den Festkörper beschleunigten Elektronen bestimmt werden konnte (s. 6.3). Die Abhängigkeit von Elektronentemperatur zu Laserintensität bestätigt auch hier (wie bei den Vakumelektronen) einen starken Beitrag der Brunel-Heizung zur Teilchenbeschleunigung. Das Ergebnis einer maximalen Elektronentemperatur von ins Target eindringenden Elektronen von 10 keV (s. ebenfalls 6.3) reiht sich ein in die Resultate mit längeren Laserpulsen vergleichbarer Intensität (vgl. Formel 3.32: knapp über 7 keV).

Außerdem wurde die zeitliche Dauer der Röntgenpulse und deren Entwicklung mit steigender Elektronentemperatur im Rahmen der Modellierung 6.3 abgeschätzt. Dort wurden auch Überlegungen zur experimentellen Optimierung der Pulsdauer vorgestellt. Schließlich wurde die Möglichkeit der Durchführung von Röntgenbeugungsexperimenten anhand des sog. Borrmann-Effektes demonstriert (s. Kapitel 7).

8.2 Ausblick

8.2.1 Vakuumelektronen

Für einen Ausblick auf die Verwendbarkeit dieser Diagnostik mit steigender Laserintensität wurde die in [10] vorgestellte Simulation verwendet. Für diese Berechnung wurden Laserpulse mit einer Form herangezogen, wie sie in Abbildung 2.3 dargestellt ist, für die unter der Annahme einer konstanten Absorption von 25 % eine Energiedeposition innerhalb der Skin-Tiefe und instantane 1D-Expansion angenommen wurde.

Damit wurde abgeschätzt, wie stark höhere Laserleistungen (selbst bei Annahme eines gleich bleibenden Kontrastverhältnisses) eine größer werdende Störung der Targetoberfläche vor Eintreffen des Hauptpulses mit sich führen. Wichtigstes Ergebnis dieser Abschätzung ist, dass die Expansion des Festkörpers erst bei Leistungen von einigen 100 GW Werte erreicht, die der skin-Tiefe entsprechen. Dann wird die Dichte an der Oberfläche und damit die Stoßrate im Target stark verringert und es ist auch anzunehmen, dass ein Übergang zu anderen Absorptionsmechanismen einsetzt. In der Praxis wird aber dafür vor allem wichtig sein, dass bei Erhöhung der Pulsleistung die Leistung in Vorpulsen und ASE konstant bleibt, was eine große Herausforderung an die Laserentwicklung darstellt.

Des Weiteren kann vorhergesagt werden, dass die mehrstufige Elektronenbeschleunigung, die hier als hauptverantwortlich für die Elektronen hoher Energie identifiziert wurde, bei deutlich höheren Laserleistungen stark an Effizienz verliert, weil dann schnellere Elektronen ins Target injiziert werden, für die die Stoßraten für Rückstreuung deutlich abnehmen. Die Beschleunigung an den Interferenzfeldern im Vakuum bleibt aber bedeutend, solange der Puls-Kontrast eine einigermaßen harte Trennlinie Festkörper-Vakuum zulässt.

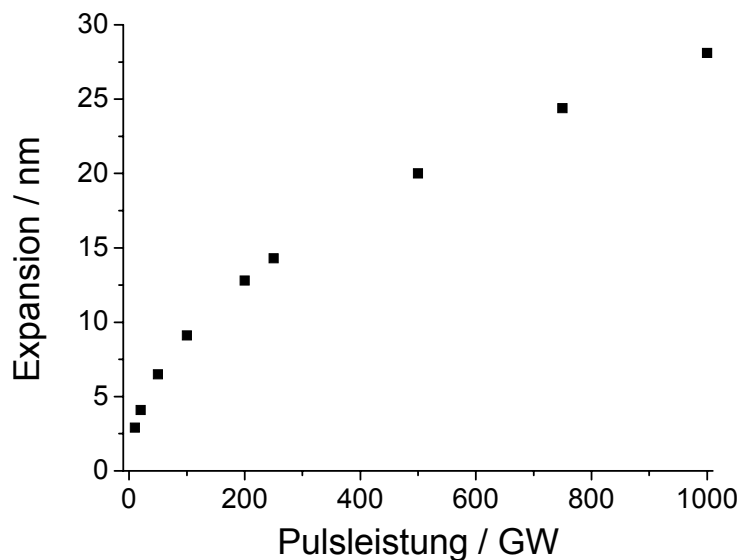


Abbildung 8.1: Berechnete Expansion eines BN-Targets senkrecht zur Oberfläche zum Zeitpunkt $t=0$, also im zeitlichen Pulsmaximum von few-cycle Laserpulsen für verschiedene Laser-Leistungen. Der erste Datenpunkt von links entspricht etwa der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Situation.

8.2.2 Ultrakurze Röntgenpulse

8.2.2.1 Zeitaufgelöste Messungen

Die demonstrierte Anwendbarkeit der erzeugten Röntgenpulse für Beugungsexperimente bietet interessante Perspektiven:

Zum einen konnte Röntgenspektroskopie der charakteristischen Linienstrahlung betrieben werden. Die dabei erreichbare spektrale Auflösung lag deutlich höher als bei dem in 4.1.3 vorgestellten dispersionslosen Verfahren, sodaß die Trennung unterschiedlicher K_{α} -Linien ($K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$) möglich war.

Zum anderen ist der Nachweis anormaler Transmission der erste Schritt in Richtung zeitaufgelöster Röntgenbeugungsexperimente und eine wichtige Voraussetzung für die Messung der Pulsdauer der erzeugten Röntgenstrahlung. Eine Simulation der Pulsdauer der durch few-cycle Laserpulse erzeugten Röntgenstrahlen (s. 6.3.3) ergab für die hier verwendeten Parameter Werte im Bereich von unter 100 fs. Das Interesse an solchen ultrakurzen, „harten“ Röntgenpulsen (Photonenenergie > 1 keV) begründet sich durch die Vielzahl der unterschiedlichen Anwendungsmöglichkeiten, von der Untersuchung ultra-schneller Festkörperprozesse (s. z.B. [14,15]), über die Pikosekunden-Chemie und -Biologie (z.B. [85,86]) bis hin zur Optimierung medizinischer Diagnostik und Therapien. Im wesentlichen sind alle jene Prozesse untersuchbar, die von einem ultrakurzen Laserpuls getriggert werden können und zu Strukturveränderungen auf Zeitskalen von einigen fs aufwärts führen, die dann durch keV-Röntgenpulse sichtbar gemacht werden können. Ein faszinierendes Beispiel im Bereich der Biologie stellt die lichtinduzierte trans-cis-Isomerisierung von Retinal im Protein Rhodopsin dar, die für die Licht-Detektion beim Sehvorgang eine entscheidende Rolle spielt (s. z.B. [87]). Die Charakterisierung dabei im sub-ps-Bereich angeregter Zwischenzustände könnte anhand von Röntgenbeugungsexperimenten geschehen.

Um solche Experimente durchführen zu können, ist ein sog. Pump-Probe-Aufbau notwendig. Dazu wird der Hauptteil der Laserenergie zur Erzeugung der Röntgenstrahlung und ein kleinerer Teil über eine Verzögerungsstrecke zum Anregen eines zu untersuchenden ultrakurzen Prozesses eingesetzt. Durch Variation des zeitlichen Abstands der beiden Teilstrahlen kann dann der zeitliche Verlauf des Prozesses durchgefahren werden. Die Zeitauflösung ist dabei durch die Kombination aus Laser- und Röntgenpulsdauer sowie die Präzision der Verzögerungsstrecke gegeben. In 6.3.3 wurde ebenfalls beschrieben, dass es für optimierte Auflösung von Vorteil sein wird, dünne Folien zur Röntgenproduktion in Transmissionsgeometrie einzusetzen.

Wenn dann zur Diagnostik anormale Transmission (wie in den beschriebenen Borrmann-Experimenten) verwendet wird, kommt man zum sogenannten Doppel-Transmissions-Aufbau. Das bedeutet, dass sowohl die Röntgenerzeugung als auch die anschließende Manipulation (z.B. in einem perfekten Kristall) in Transmissionsgeometrie durchgeführt wird.

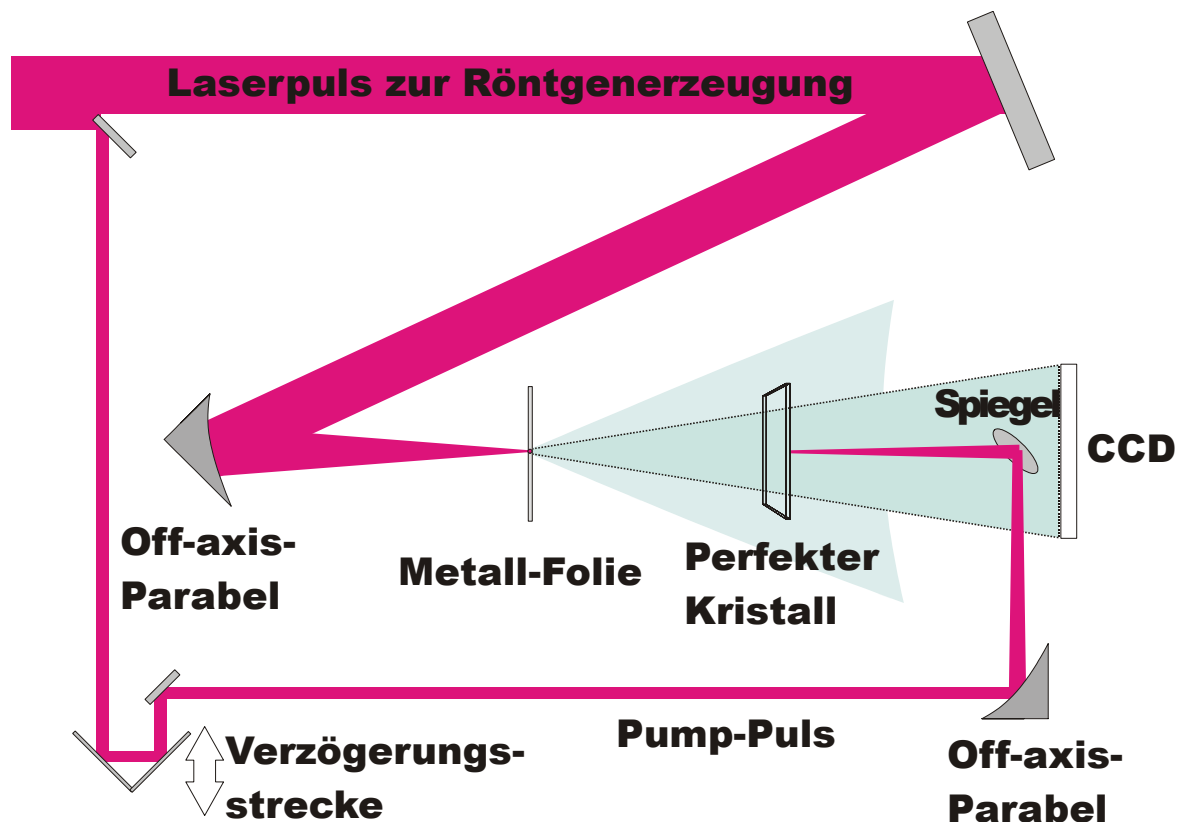


Abbildung 8.2: Vorschlag eines möglichen Doppel-Transmissions-Aufbaus für zeitaufgelöste Röntgenbeugungsexperimente mit einer Laser-Röntgenquelle

Als erster Test dieses Versuchsaufbaus soll in naher Zukunft die Verbesserung eines Synchrotron Experiments [88] dienen. Dabei wurde bei anormaler Transmission Röntgenintensität vom vorwärts gebeugten in den reflektiert gebeugten Strahl geschaltet, indem der Austrittspunkt der Borrmann-transmittierten Strahlung aus einem perfekten Kristall optisch gepumpt wurde. Die Zeitauflösung dieses Experimentes war dabei durch die Pulsdauer der Synchrotron-Röntgenpulse auf ca. 100 ps begrenzt, was die genaue Untersuchung des eigentlichen Schaltmechanismus nicht erlaubte. Gerade dies sollte mit Hilfe des hier gezeigten Aufbaus mit einer Zeitauflösung von deutlich < 1 ps möglich sein.

8.2.2.2 Steigerung der Photonenenergie

Laser-Röntgenquellen ermöglichen es, hohe Photonenenergien bei vergleichsweise kleiner Quellgröße zu erreichen. Notwendig dazu ist es, die Elektronenbeschleunigung ins Target auf bestimmte Werte zu optimieren. Am Beispiel von Gold K_{α} -Strahlung (68,8 keV) zeigt die Simulation zur Röntgenproduktionseffizienz, dass mit Elektronentemperaturen von einigen 10 keV bereits große Mengen sehr harter Röntgenstrahlung erzeugt werden können (vergleichbar mit der Abstrahlungseffizienz von Cu K_{α} , die im Rahmen dieser Arbeit gemessen wurde).

Dafür wurde vorausgesetzt, dass die Anzahl der in ein Gold-Target beschleunigten Elektronen die gleiche ist, wie sie in 6.3 aus dem Vergleich mit den Messungen dieser Arbeit bestimmt wurde. Weiterhin wurden Strahlungsverluste der ins Material eindringenden Elektronen (Bremsstrahlung) gegen die durch die Bethe-Bloch-Formel beschriebene Ionisationsverluste (s. 6.3) vernachlässigt, was für kinetische Energien unter einem MeV in guter Näherung gerechtfertigt ist (s. z.B. [63,89]). Allerdings ist bei der Verwendung von Gold als Targetmaterial zu berücksichtigen, dass das Verhältnis von abgestrahlten charakteristischen Photonen zu denen im kontinuierlichen Spektrum kleiner ist als beispielsweise bei Kupfer. So gibt z.B. [77] dieses Verhältnis zu ca. 0,5 für Kupfer und zu ca. 0,05 für Gold an. Der

Bremsstrahlungsuntergrund wird dort also im Spektrum deutlicher hervortreten (vgl. dazu auch die Bilderserie Abbildung 4.18 ff.). Letztlich muß bei dieser Steigerung der Photonenenergie noch die Compton-Streuung als ein eventueller Absorptionsmechanismus betrachtet werden. Die aus dem entsprechenden Streuquerschnitt (s. z.B. [65]) folgende mittlere freie Weglänge eines Gold K_α -Photons in Gold ergibt sich zu etwa 4 mm. Ein Vergleich mit der mittleren freien Weglänge aufgrund von der in der vorgestellten Rechnung enthaltenen Photoabsorption (ca. 200 μm) macht deutlich, daß der Compton-Effekt hier vernachlässigt werden kann.

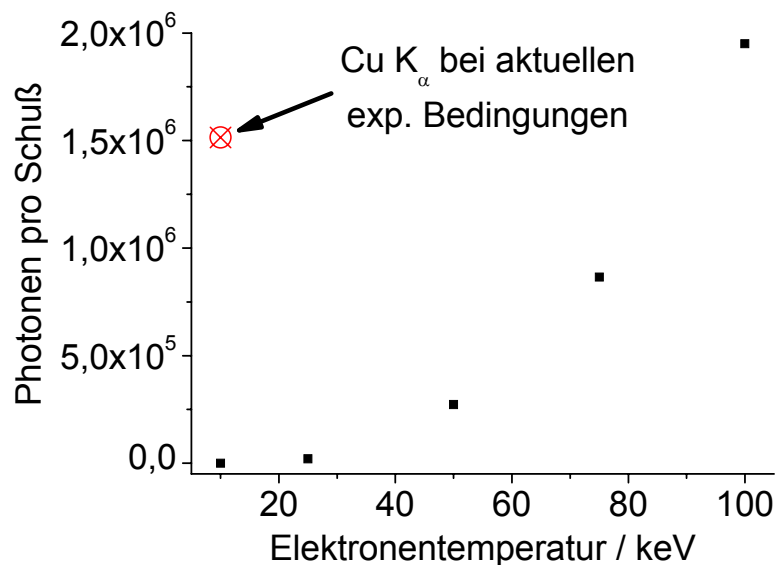


Abbildung 8.3: Simulierte Emissionseffizienz von Gold K_α -Strahlung (68,8 keV) bei Steigerung der Temperatur der in ein Gold-Target eindringenden Elektronenpopulation (schwarze Punkte). Zum Vergleich ist die im Rahmen dieser Arbeit gemessene, maximale Produktionseffizienz von Cu K_α -Strahlung (8 keV) dargestellt.

Zur Erhöhung der Elektronentemperatur ist der in dieser Arbeit als dominant identifizierte Heizungsmechanismus (Vakuum-Heizung) ideal: eine Extrapolation des gefundenen linearen Skalierungsverhaltens (s. 6.3) verspricht, dass die in Abbildung 8.3 gezeigten Temperaturen möglich sind, wenn die Laserleistung um weniger als eine Größenordnung erhöht wird. Eine darüber hinausgehende Erhöhung zu relativistischen Intensitäten ($> 10^{18} \text{ W/cm}^2$) bringt andere Beschleunigungseffekte ins Spiel und kann dann sogar dazu führen, dass die Röntgenquellgröße abnimmt (s. [90]), was für sämtliche Anwendungen von Vorteil ist.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, M. Allen, A. Blazevic, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan, and M. Roth, *MeV Ion Jets from Short-Pulse-Laser Interaction with Thin Foils*, Phys. Rev. Lett. **89**, 085002 (2002) bzw.
T. Toncian, M. Borghesi, J. Fuchs, E. d’Humieres, P. Antici, P. Audebert, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, A. Pipahl, L. Romagnani, and O. Willi, *Ultrafast Laser-Driven Microlens to Focus and Energy-Select Mega-Electron Volt Protons*, Science **312**, 410 (2006).
- [2] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, Th. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, and F. Krausz, *Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy*, Nature **419**, 803 (2002).
- [3] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, *Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime*, Appl. Phys. B **74**, 355 (2002).
- [4] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton and K. Krushelnick, *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*, Nature **431**, 535 (2004) bzw.
J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau¹, F. Burgy, and V. Malka, *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*, Nature **431**, 541 (2004) bzw.
C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans, *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*, Nature **431**, 538 (2004).
- [5] S. Bastiani, A. Rousse, J.P. Geindre, P. Audebert, C. Quoi, G. Hamoniaux, A. Antonetti, and J.-C. Gauthier, *Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths*, Phys. Rev E **56**, 7179 (1997).
- [6] L. M. Chen, J. Zhang, Y. T. Li, H. Teng, T. J. Liang, Z. M. Sheng, Q. L. Dong, L. Z. Zhao, Z.Y. Wei, and X.W. Tang, *Effects of Laser Polarization on Jet Emission of Fast Electrons in Femtosecond-Laser Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **87**, 225001 (2001).
- [7] G. Pretzler, T. Schlegel, E. Fill, and D.C. Eder, *Hot electron generation in copper and photopumping of cobalt*, Phys. Rev. E **62**, 5618 (2000).
- [8] B. Luther-Davies, A. Perry, and K. A. Nugent, *K α emission measurements and superthermal electron transport in layered laser-irradiated disk targets*, Phys. Rev. A **35**, 4306 (1987).
- [9] U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, D. Altenbernd, E. Förster, T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, G. Hirst, M. H. Key, J. Lister, and D. Neely, *Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond uv-laser pulses in solid targets*, Phys. Rev. E **54**, 4167 (1996).

-
- [10] J. Osterholz, F. Brandl, T. Fischer, D. Hemmers, M. Cerchez, G. Pretzler, O. Willi, and S. J. Rose, *Production of Dense Plasmas with sub-10-fs Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. **96**, 085002 (2006).
- [11] A. Saemann, K. Eidmann, I. E. Golovkin, R. C. Mancini, E. Andersson, E. Förster, and K. Witte, *Isochoric Heating of Solid Aluminum by Ultrashort Laser Pulses Focused on a Tamped Target*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4843 (1999).
- [12] D. Riley, L. A. Gizzi, F. Y. Khattak, A. J. Mackinnon, S. M. Viana, and O. Willi, *Plasma Conditions Generated by Interaction of a High Brightness, Prepulse Free, Raman Amplified KrF Laser Pulse with Solid Targets*, Phys. Rev. Lett. **69**, 3739 (1992).
- [13] A. Rousse, C. Rischel, S. Fourmaux, I. Uschmann, S. Sebban, G. Grillon, Ph. Balcou, E. Förster, J.P. Geindre, P. Audebert, J.C. Gauthier, and D. Hulin, *Non-thermal melting in semiconductors measured at femtosecond resolution*, Nature **410**, 65 (2001).
- [14] A. Cavalleri, Cs. Tóth, C.W. Siders, J. A. Squier, F. Ráksi, P. Forget, and J. C. Kieffer, *Femtosecond Structural Dynamics in VO₂ during an Ultrafast Solid-Solid Phase Transition*, Phys. Rev. Lett. **87**, 237401 (2001).
- [15] K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, J. Blums, A. Cavalleri, C. Dietrich, A. Tarasevitch, I. Uschmann, E. Förster, M. Kammler, M. Horn-von-Hoegen, and D. von der Linde, *Femtosecond x-ray measurement of coherent lattice vibrations near the Lindemann stability limit*, Nature **422**, 287 (2003).
- [16] D.E. Spence, P.N. Kean and W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16**, 42 (1991).
- [17] T. Brabec, C. Spielmann, P.F. Curley and F. Krausz, *Kerr-lens mode locking*, Opt. Lett. **17**, 1292 (1992).
- [18] Z. Cheng, A. Fürbach, S. Sartania, M. Lenzner, Ch. Spielmann, F. Krausz, *Amplitude and chirp characterization of high-power laser pulses in the 5-fs regime*, Opt. Lett. **24**, 247 (1999).
- [19] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [20] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot and G. Mourou, *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification*, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 398 (1988).
- [21] P. Tournois, *Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in lasers systems*, Opt. Commun. **140**, 245 (1997).
- [22] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, Ch. Spielmann, F. Krausz, and K. Ferencz, *Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate*, Opt. Lett. **22**, 1562 (1997).
- [23] G. Pretzler, *Höchstleistungs-Kurzpuls-laser*, Vorlesungsskript, LMU München (2000).

-
- [24] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, and N. K. Rahman, *Free-free transitions following 6-photon ionization of xenon atoms*, Phys. Rev. Lett. **42**, 1127 (1979).
- [25] L. V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).
- [26] P. Lambropoulos, *Mechanisms for multiple ionization of atoms by strong pulsed lasers*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2141 (1985).
- [27] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Addison-Wesley, New York (1988).
- [28] P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter*, Imperial College Press, London (2005).
- [29] P. Mulser in Proc. of the 29th Scottish Universities Summer School in Physics: *Laser Plasma Interactions 3*, St. Andrews (1985).
- [30] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld, and A. Michard, *Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1018 (1982).
- [31] D. F. Price, R. M. More, R. S. Walling, G. Guethlein, R. L. Shepard, R. E. Stewart, and W. E. White, *Absorption of Ultrashort LaserPulses by Solid Targets Heated Rapidly to Temperatures 1-1000 eV*, Phys. Rev. Lett. **75**, 252 (1995).
- [32] S. Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, Institute of Physics, Bristol (2002).
- [33] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Reinhart & Winston, New York (1988).
- [34] H. M. Milchberg, R. R. Freeman, and S. C. Davey, *Resistivity of a Simple Metal from Room Temperature to 10^6 K*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2364 (1988).
- [35] C.D. Decker, W. B. Mori, J.M. Dawson, and T. Katsouleas, *Nonlinear collisional absorption in laser-driven plasmas*, Phys. Plasmas **1**, 4043 (1994).
- [36] V. L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*, Pergamon, New York (1961).
- [37] K. Estabrook and W. L. Kruer, *Properties of Resonantly Heated Electron Distributions*, Phys. Rev. Lett. **40**, 42 (1978).
- [38] D. W. Forslund, J. M. Kindel, K. Lee, E.L. Lindman, and R.L. Morse, *Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma*, Phys. Rev. A **11**, 679 (1975).
- [39] A. G. M. Maaswinkel, K. Eidmann, and R. Sigel, *Comparative Reflectance Measurements on Laser-Produced Plasmas at 1.06 and 0.53 μ m*, Phys. Rev. Lett. **42**, 1625 (1979).

-
- [40] D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee, *Theory of hot-electron spectra at high laser intensity*, Phys. Rev. Lett. **39**, 284 (1977).
- [41] P. J. Catto and R. M. More, *Sheath inverse bremsstrahlung in laser produced plasmas*, Phys. Fluids **20**, 704 (1977).
- [42] T.-Y. Brian Yang, W. L. Kruer, R. M. More, and A. Bruce Langdon, *Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung*, Phys. Plasmas **2**, 3146 (1995).
- [43] T.-Y. Brian Yang, W. L. Kruer, A. Bruce Langdon, and T. W. Johnston, *Mechanisms for collisionless absorption of light waves obliquely incident on overdense plasmas with steep density gradients*, Phys. Plasmas **3**, 2702 (1996).
- [44] W. Rozmus and V. T. Tikhonchuk, *Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas*, Phys. Rev. A **42**, 7401 (1990).
- [45] F. Brunel, *Not-so-resonant, resonant absorption*, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
- [46] P. Gibbon and A. R. Bell, *Collisionless Absorption in Sharp-Edged Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1535 (1992).
- [47] J.-C. Kieffer, J.-P. Matte, S. Belair, M. Chaker, P. Audebert, H. Pepin, P. Maine, D. Strickland, P. Bado, and G. Mourou, *Absorption of an Ultrashort Laser Pulse in Very Steep Plasma Density Gradients*, IEEE J. Quantum Electron. **25**, 2640 (1989).
- [48] K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel, and S. Hüller, *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*, Phys. Rev. E, **62**, 1202 (2000).
- [49] B. Hidding, private Mitteilung
- [50] W. Bambynek, B. Crasemann, R. W. Fink, H.-U. Freund, H. Mark, C. D. Swift, R. E. Price, and P. Venugopala Rao, *X-Ray Fluorescence Yields, Auger, and Coster-Kronig Transition Probabilities*, Rev. Mod. Phys. **44**, 716 (1972).
- [51] J. A. Bearden, *X-Ray Wavelengths*, Rev. Mod. Phys. **39**, 78 (1967).
- [52] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, *X-ray interactions, photoabsorption, scattering, transmission and reflection at $E=50\text{-}30000\text{ eV}$, $Z=1\text{-}92$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables **54**, 181 (1993).
- [53] A. Owens, G. W. Fraser, A. F. Abbey, A. Holland, K. McCarthy, A. Keay, A. Wells, *The X-ray energy response of silicon*, Nucl. Instrum. Meth. A **382**, 503 (1996).
- [54] P. Lechner, R. Hartmann, H. Soltau, L. Strüder, *Pair creation energy and Fano factor of silicon in the energy range of soft X-rays*, Nucl. Instrum. Meth. A **377**, 206 (1996).
- [55] Datenblatt erhältlich: www.lot-oriel.com
- [56] F. Zamponi, T. Kämpfer, A. Morak, I. Uschmann, E. Förster, *Characterization of a deep depletion, back illuminated CCD in the X-ray range*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 116101-3 (2005).

-
- [57] G. Pretzler, F. Brandl, J. Stein, E. Fill, J. Kuba, *High-intensity regime of x-ray generation from relativistic laser plasmas*, Appl. Phys. Lett. **82**, 3623 (2003).
- [58] A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre, F. Fallies, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon, and A. Antonetti, *Efficient K α x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas*, Phys. Rev. E **50**, 2200 (1994).
- [59] H. Nakano, A.A. Andreev, and J. Limpouch, *Femtosecond X-ray line emission from multilayer targets irradiated by short laser pulses*, Appl. Phys. B **79**, 469 (2004).
- [60] H. Ruhl, Y. Sentoku, K. Mima, K.A. Tanaka, and R. Kodama, *Collimated Electron Jets by Intense Laser-Beam-Plasma Surface Interaction under Oblique Incidence*, Phys. Rev. Lett. **82**, 743 (1999).
- [61] Y. Sentoku, H. Ruhl, K. Mima, R. Kodama, K.A. Tanaka, and Y. Kishimoto, *Plasma jet formation and magnetic field generation in the intense laser plasma under oblique incidence*, Phys. Plasmas **6**, 2855 (1999).
- [62] J. Miyahara, *The Imaging Plate: A new radiation image sensor*, Chem. Today **223**, 29 (1989).
- [63] Online-Datenbank des amerikanischen National Institute of Standards and Technology: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [64] Internet-Quelle: www.gfz-potsdam.de
- [65] L. Bergmann und C. Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 3, Optik*, de Gruyter, Berlin (1974).
- [66] M. Cerchez, private Mitteilung
- [67] M. Lax, W.H. Louisell and W.B. Knight, *Maxwell to paraxial wave optics*, Phys. Rev. A **11**, 1365 (1975).
- [68] L. Cicchitelli and H. Hora, *Longitudinal field components for laser beams in vacuum*, Phys. Rev. A **41**, 3727 (1990).
- [69] H. A. Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskelstrahlung durch Materie*, Ann. Phys. **5**, 325 (1930).
- [70] H.-J. Fitting, *Transmission, Energy Distribution, and SE Excitation of Fast Electrons in Thin Solid Films*, Phys. stat. sol. **26**, 525 (1974).
- [71] Riley, MacCallum, and Biggs, *Electron-Atom Elastic Scattering*, Atomic Data and Nuclear Tables **15**, 444 (1975).
- [72] A. Roggan, *Dosimetrie thermischer Laseranwendungen in der Medizin*, ecomed Verlag, Berlin (1997).
- [73] A. N. Yaroslavsky, I. V. Yaroslavsky, T. Goldbach, and H. J. Schwarzmaier *The optical properties of blood in the near infrared spectral range*, Proc. SPIE 2678 (1996).

-
- [74] E. Casnati, A. Tartari, and C. Baraldi, *An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **15**, 155 (1982).
- [75] C. A. Quarles, *Semiempirical analysis of electron-induced K-shell ionization*, Phys. Rev. A **13**, 1278 (1976).
- [76] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys, and M. Tatarakis, *A study of picosecond laser-solid interactions up to $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$* , Phys. Plasmas **4**, 447 (1997).
- [77] N. A. Dyson, *X-rays in atomic and nuclear physics*, Longmann Group Limited, London (1973).
- [78] Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, and E. Förster, *Yield Optimization and Time Structure of Femtosecond Laser Plasma K_α Sources*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4846 (2000).
- [79] A. Authier, *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction*, Oxford University Press, New York (2001).
- [80] G. Borrmann, *Die Absorption von Röntgenstrahlen im Fall der Interferenz*, Z. Phys. **127**, 297 (1950).
- [81] Heruntergeladen von www.jcrystal.com/products/kossel/
- [82] J. Ludewig, *Debye-Waller factor and anomalous absorption (Ge; 293-5 K)*, Acta Cryst. **A25**, 116 (1969).
- [83] G. Borrmann, G. Hildebrandt, *Röntgen-Wellenfelder in großen Kalkspatkristallen und die Wirkung einer Deformation*, Z. Naturforschg. **11a**, 585 (1956).
- [84] G. Borrmann, G. Hildebrandt, *Absorption und Weg interferierender Röntgenstrahlen im schwach deformierten Kristallgitter*, Z. Phys. **156**, 189 (1959).
- [85] M. Saes, C. Bressler, R. Abela, D. Grolimund, S. L. Johnson, P. A. Heimann, and M. Chergui, *Observing Photochemical Transients by Ultrafast X-Ray Absorption Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **90**, 047403 (2003).
- [86] F. Schotte, M. Lim, T. A. Jackson, A. V. Smirnov, J. Soman, J. S. Olson, G. N. Phillips Jr., M. Wulff, and P. A. Anfinrud, *Watching a Protein as it Functions with 150-ps Time-Resolved X-ray Crystallography*, Science **300**, 1944 (2003).
- [87] G. G. Kochendoerfer and R. A. Mathies, Isr. J. Chem. **35**, 211 (1995).
- [88] M. F. DeCamp, D. A. Reis, P. H. Bucksbaum, B. Adams, J. M. Caraher, R. Clarke, C.W. S. Conover, E.M. Dufresne, R. Merlin, V. Stoica, and J. K. Wahlstrand, *Coherent control of pulsed X-ray beams*, Nature **413**, 825 (2001).
- [89] R. Glocker und E. Macherauch, *Röntgen- und Kernphysik für Mediziner und Biophysiker*, Georg Thieme Verlag, Stuttgart (1949).
- [90] G. Pretzler, F. Brandl, J. Stein, E. Fill, and J. Kuba, *High-intensity regime of x-ray generation from relativistic laser plasmas*, Appl. Phys. Lett. **82**, 3623 (2003).

Die hier vorgelegte Dissertation habe ich eigenständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf, 29.5.2006

(Felix Brandl)

Danksagung

Ich möchte allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Georg Pretzler für seine hervorragende Unterstützung. Seine motivierende Begeisterung und sein Rat bei experimentellen und theoretischen Fragestellungen waren stets eine treibende Kraft.
- Herrn Prof. Dr. Alexander Pukhov für die bereitwillige und äußerst unbürokratische Übernahme des Koreferats.
- dem Akademischen Rat Herrn Dr. Dirk Hemmers für die hervorragende Zusammenarbeit beim Aufbau und der Handhabung des Lasersystems und seine Hilfestellungen bei sämtlichen Aspekten der Pulscharakterisierung. Auch seine moralische Unterstützung und seine Hilfe bei physikalischen Fragestellungen aller Art über die Jahre werde ich immer in dankbarer Erinnerung behalten.
- meinem Büro-Kollegen Herrn Dr. Jens Osterholz für seine großartige Unterstützung bei physikalischen, insbesondere aber auch numerischen Fragestellungen. Die äußerst freundschaftliche Atmosphäre habe ich sehr genossen.
- Herrn Bernhard Hidding für die hervorragende Zusammenarbeit und für seine großartige Freundschaft.
- Herrn Andreas Pistelok, Herrn Dr. Holger Schubert und Herrn Dr. Matthias Weiß für die vielen fachlichen und nicht-fachlichen Diskussionen sowie ebenfalls für die unvergessliche Freundschaft.
- allen Mitgliedern des Instituts für Laser- und Plasmaphysik für die große Kollegialität.
- Frau Renate ter Horst für ihre unschätzbare Unterstützung bei sämtlichen Aspekten der Organisation.
- den Teams der Elektronik- und Mechanik-Werkstätten für die zuverlässige Bereitstellung von für den Experimentierbetrieb notwendigen Bauteilen.
- meiner Familie für die nie nachlassende Unterstützung. Sie haben mir ganz besonders in anstrengenden Zeiten den Rücken gestärkt und dadurch einen wesentlichen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet.