

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Frank Müller
aus Oberhausen
2004

Aufbau und erste Messungen
zur Simulation von
Staubteilchen-Einschlagsionisation
durch kurze Laserpulse

Die Diplomarbeit wurde von Frank Müller ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Professor Eberhard Grün

Aufbau und erste Messungen zur Simulation von Staubteilchen-Einschlagsionisation durch kurze Laserpulse: Diese Diplomarbeit befasst sich mit der Erzeugung von Ionen durch den Prozess der Laserionisation. Mit der Hilfe eines Laserpulses (Nd:YAG, 355 nm, bis 200 kW, 6 ns) wird Material eines Targets (Gold) verdampft und ionisiert. Die entstandenen Ladungen werden durch ein elektrisches Feld beschleunigt, gemessen und massenspektrometrisch untersucht. Diese Methode soll eine Ergänzung zum Beschuss des Targets mit realen Staubteilchen darstellen. Ziel ist es, Staubteilchen zu simulieren, die eine höhere Geschwindigkeit (bzw. Energie) besitzen als Teilchen, die am Heidelberger Staubbeschleuniger erzeugt werden können. Die Geschwindigkeiten der durch den Laserpuls erzeugten Ladungen ist von deren Anfangsenergie und dem elektrischen Beschleunigungsfeld abhängig. Dies spiegelt sich in der Anstiegszeit der Ladungssignale wider. Es wurde so die mittlere Anfangsenergie der Ionen rekonstruiert. Außerdem wurde die Abhängigkeit der Ladungsausbeute von der Feldstärke untersucht. Bei Messungen mit unterschiedlichen Laserpulseenergien sind die Ladungsausbeuten, Anstiegszeiten und die Linien in den Massenspektren vermessen und ausgewertet worden. Bei höheren Energien müssen Plasmaeigenschaften einbezogen werden, um die beobachteten Phänomene erklären zu können.

Diese Laborexperimente sollen helfen, in-situ Messungen schneller kosmischer Staubteilchen besser zu verstehen.

Construction and first measurements for the simulation of the impact ionization of dust particles by means of short laser pulse: The following diploma thesis deals with the generation of ions through laser ionization. With the help of a laser pulse (Nd:YAG, 355 nm, up to 200 kW, 6 ns) the material of a target (gold) is being vaporized and ionized. The resulting charges are accelerated by an electric field, measured and mass-spectrometricly analyzed. This method is supposed to add to the bombarding of the target with real dust particles. It's the objective to simulate particles of dust that possess a higher speed (or energy) than particles which can be created at the Heidelberg Dust Accelerator. The velocities of the laser induced charges are depending on their initial energies and the electric field. This is reflected by the rise time of the charge signals. Here, the average initial energy was reconstructed. Furthermore the charge yield dependence on the intensity of the field was investigated. Using different laser pulse energies, the charge yields, rise times and lines in the spectra are observed and analyzed. At higher energies plasma effects have to be considered in order to understand the observed phenomena.

These experiments from the laboratory are supposed to help for a better understanding of in-situ measurements of fast cosmic particles of dust.

Für meinen Vater.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Prinzip der Flugzeitmassenspektroskopie	5
2.2	Grundprinzip eines Lasers	7
2.3	Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie .	10
3	Experimenteller Aufbau	15
3.1	Vakuumkammer und Laser	16
3.2	Targethalter und Lineardurchführung	18
3.3	Optische Komponenten und Strahlengang	19
3.3.1	Brennpunkt	22
4	Messungen	25
4.1	Vorversuche	25
4.1.1	Messung und Variation der Laserpulsenergie	25
4.1.2	Signalformen	28
4.2	Messungen mit $7 \mu J$ Laserpulsenergie	28
4.2.1	Signalabhängigkeit von der Schusszahl auf die gleiche Stelle	29
4.2.2	Abhängigkeit von der Targetspannung	30
4.2.3	Signalschwankungen	31
4.3	Messungen mit variabler Energie	32
4.4	Probleme bei den Messungen	33
5	Ergebnisse	37
5.1	Vorversuche	37
5.1.1	Messung und Variation der Energie	37
5.1.2	Signalformen	41
5.2	Messungen mit $7 \mu J$ Laserpulsenergie	47
5.2.1	Abhängigkeit von der Schusszahl auf die gleiche Stelle . . .	47
5.2.2	Abhängigkeit von der Targetspannung	51
5.2.3	Signalschwankungen	53
5.3	Messungen mit variabler Energie	54

5.3.1	Signalamplitude	54
5.3.2	Anstiegszeit des Targetsignals	56
5.3.3	Veränderung der Signalformen	56
6	Diskussion	67
6.1	Messungen mit $7 \mu J$ Laserpulsenergie	67
6.1.1	Abhängigkeit von der Schusszahl auf die gleiche Stelle . . .	67
6.1.2	Abhängigkeit von der Targetspannung	68
6.1.3	Signalschwankungen	70
6.2	Messungen mit variabler Energie	71
6.2.1	Signalamplitude	71
6.2.2	Anstiegszeit des Targetsignals	72
6.2.3	Veränderung der Signalformen	72
7	Ausblick	77
7.1	Neuer Aufbau	77
7.2	Ideen für weitere Messungen	78
A	Grundlagen	81
A.1	Beschleunigung von Staubteilchen	81
A.2	Staubeinschlag	82
B	Beschreibung der verwendeten Geräte	83
B.1	Laser	83
B.1.1	Arbeitsprinzip	83
B.1.2	Technische Daten	84
B.1.3	Strahl	84
B.2	Ladungsmessung	86
B.2.1	Ladungsverstärker	86
B.2.2	RC-Glied	86
B.3	Hochspannungsnetzteil	88
B.4	Oszilloskop	88
B.5	pyroelektrischer Detektor	88
B.6	Lineardurchführung	90
C	Aufbereitung der Messdaten	91
C.1	Digitalisierung	91
C.2	Auswertung	91
C.2.1	Offsetkorrektur	91
C.2.2	Mittelung	91
C.2.3	Rauschschwelle	92
C.2.4	Definition der Anstiegszeit	93
C.2.5	Differentiation des Detektorsignals	93

D	Optische Komponenten	95
D.1	Linse	95
D.2	Vakuumfenster	95
D.3	$\lambda/2$ -Plättchen und Polarisator	96
D.3.1	Wirkungsweise eines $\lambda/2$ -Plättchens	96

Literaturverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Ziel der Astronomie ist es, die Vorgänge im Universum zu erforschen und zu verstehen. Dies geschieht zu einem großen Teil durch das Analysieren von elektromagnetischer Strahlung, die von Objekten erzeugt, reflektiert oder absorbiert wird. Aber es gibt noch andere Informationsquellen.

Schon vor einigen hundert Jahren war bekannt, dass Staub im Sonnensystem existiert. Er ist die Ursache des Zodiaklichtes: Eine kegelförmige Erhellung des Himmels im Bereich der Ekliptik, welche durch Reflexion bzw. Streuung des Sonnenlichtes an Staubteilchen entsteht. Durch Analyse der Spektren des Zodiaklichtes lassen sich Eigenschaften (Größe, Temperatur, chemische Zusammensetzung) der streuenden Partikel gewinnen.

Interplanetare Raumsonden ermöglichen es innerhalb unseres Sonnensystems in-situ Messungen durchzuführen. Hierzu wird der Staub mit Instrumenten aufgesammelt und analysiert. Solche Staubdetektoren befinden sich z.B. auf Raumsonden wie Ulysses, Galileo oder Cassini. Aus diesen Daten versucht man die physikalischen und chemischen Eigenschaften und die Dynamik zu rekonstruieren. Auf den genannten Sonden geschieht dies durch Einschlagsionisation: Ein Staubteilchen trifft auf ein Target. Das Staubteilchen und auch Material des Targets verdampfen und werden durch die hohe thermische Energie ionisiert. Es entsteht ein expandierendes Plasma, dessen Ladung und chemische Zusammensetzung gemessen werden kann.

Damit besitzt man eine weitere Methode, mehr Informationen über unser Planetensystem, aber auch über interstellare Prozesse, zu erhalten.

Als Staub oder auch Mikrometeoride bezeichnet man Partikel in der Größenordnung von 10 nm bis zu $200\text{ }\mu\text{m}$ und einer Masse von 10^{-16} g bis 10^{-6} g . Je nach Art der Flugbahn wird er in drei Kategorien eingeteilt:

Planetarer Staub Dieser Typ bewegt sich auf gebundenen Bahnen um einen Planeten oder Mond. Er entsteht durch Vulkanismus oder durch Einschläge von Meteoriten auf Planeten- und Mondoberflächen. Durch magnetische Felder

können geladene Teilchen auf Geschwindigkeiten bis zu 400 km/s beschleunigt werden.

Interplanetarer Staub Seine Bahn verläuft um die Sonne und ist in der Regel gebunden. Erzeugungsmechanismen sind im Wesentlichen die Zusammenstöße von größeren Körpern und Aufwirbelungen verursacht durch Impakte auf Monde bzw. Planeten. Aber auch das Auflösen von Kometen durch die Einwirkung der Sonne sind Quellen für Staub. Er kann ähnlich hohe Geschwindigkeiten erreichen wie planetarer Staub.

Interstellarer Staub Er bewegt sich auf Hyperbelbahnen durch das Sonnensystem. Seine Herkunft ist noch nicht vollständig verstanden. Als möglicher Entstehungsprozess, kommt die Kondensation in den kühlen Atmosphären von Roten Riesensternen in Frage. Seine Geschwindigkeit relativ zur Sonne beträgt ca. 30 km/s . Dies ist die Geschwindigkeit, mit der sich unser Sonnensystem relativ zum Interstellaren Medium (ISM) bewegt.

Die Zusammensetzung, Flugbahn und Geschwindigkeit sind wichtige Eigenschaften, die Rückschlüsse auf astrophysikalische Prozesse zulassen und somit helfen unsere Welt besser zu verstehen.

Um Staubdetektoren zu entwickeln, zu testen und zu kalibrieren, ist es notwendig, Teilchen mit den Eigenschaften des Weltraumstaubs im Labor zu erzeugen. Hierzu dient der 2 MV Van-de-Graaf-Beschleuniger im Heidelberger Staublabor. Er ermöglicht es, kleine Teilchen (Durchmesser ca. $0,1$ bis $3 \mu\text{m}$) aus verschiedenen Materialien (Eisen, Kohlenstoff, Aluminium, Latex), elektrostatisch aufzuladen und auf eine Geschwindigkeit von bis zu 80 km/s zu beschleunigen. Große Teilchen sind dabei langsamer als kleine. (Siehe Anhang A.1)

Staubteilchen im Weltraum sind zum Teil größer und besitzen auch höhere Geschwindigkeiten, als die im Labor erreichbaren. Es ist deshalb nicht möglich, Instrumente für diese hohen Energien zu kalibrieren.

Um diese wichtigen Daten zu erhalten und die Vorgänge bei hohen Energien besser verstehen zu können, wird versucht, die Staubteilchen durch Laserionisation zu simulieren. Hierzu schießt man mit einem fokussierten Laserpuls auf ein Target und erzeugt je nach Pulsenergie Ionen oder ein Plasma.

Die Ladungen des Plasmas sollen durch ein elektrisches Feld getrennt und gemessen werden. Außerdem ist es von großem Interesse ein Flugzeitspektrum der Ionen aufnehmen zu können. Die Pulsenergie des Lasers kann dabei über einen extrem großen Bereich variiert werden (von wenigen μJ bis theoretisch $500 \mu\text{J}$). Bei diesen hohen Energien werden so viele Ladungen erzeugt, dass

alle verwendeten Ladungsverstärkertypen problemlos übersteuern (ab ca. $13 \mu J$ entsprechend $10 nC$). Deshalb wurde ab diesem Bereich mit einem Differenzglied gemessen. Für diese Arbeit wurden Messungen mit Laserenergien von 6 bis $30 \mu J$ durchgeführt, was einem Ladungsbereich am Target von einigen hundert fC bis zu $60 nC$ entspricht. Die Energie reicht aus, um die Ladung von sehr energiereichen Staubteilchen zu erzeugen. Unterhalb von $6 \mu J$ Laserenergie konnten keine Ladungen mehr nachgewiesen werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, einen entsprechenden Messaufbau in Betrieb zu nehmen und erste Messungen durchzuführen, um ein Gefühl für die erzeugten Ladungen und Signale zu bekommen. Die dabei gewonnenen Erfahrungen sollen helfen zu klären, ob es prinzipiell möglich ist, durch Laserionisation einen Staubteilcheneinschlag zu simulieren.

Die Vorteile dieses Aufbaus liegen klar auf der Hand. Die Anlage ist deutlich kompakter und übersichtlicher als der große Beschleuniger. Dies macht die Wartung und den Betrieb sehr viel einfacher. Die Energie eines Laserpulses ist viel berechenbarer als die der im Staubbeschleuniger erzeugten Teilchen. Sie kann innerhalb gewisser Fehlergrenzen vorgewählt werden, was beim Beschleuniger durch eine Selektion des gewünschten Teilchens geschehen muss. Hierbei werden Teilchen, die in dem vorher festgelegten Masse/Geschwindigkeitsfenster liegen, durchgelassen. „Falsche“ Teilchen werden von einem elektrischen Feld abgelenkt.

Offensichtlich fehlt beim Laserbeschuss im Massenspektrum der erzeugten Ionen der Anteil des Staubteilchens.

Bei niedrigen Energien ist ein Vergleich von Staubeinschlags- und Laserionisationsspektren interessant. Die Differenz dieser Spektren ist gerade die Zusammensetzung des Staubteilchens. Dies könnte hilfreich für die Kalibration von Staubdetektoren sein.

Bei hohen Energien, nimmt der Anteil des Targetmaterials am Spektrum schneller zu als der Anteil des Projektils. Ab einer bestimmten Energie ist der Ionenanteil des Staubteilchens im Spektrum vernachlässigbar bzw. er wird vom Targetmaterial überdeckt. Deshalb ist in diesem Bereich die Lasermethode eine attraktive Möglichkeit schnelle Staubteilcheneinschläge zu simulieren, da sich reale Staubeinschläge kaum oder nicht mehr von Laserionisationsspektren unterscheiden lassen.

Das folgende Kapitel 2 beschäftigt sich mit den Grundlagen dieses Experiments. Dazu gehört die Flugzeitmassenspektroskopie, die Funktionsweise eines Lasers und die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Im 3. Kapitel wird der experimentelle Aufbau erläutert. Im Abschnitt 3.1 wird die Vakuumkammer und der Laser beschrieben und in 3.2 der Targethalter und die Lineardurchführung. Abschnitt 3.3 behandelt die zur Regulierung und Messung der Laserpulsenergie notwendigen optischen Komponenten und den

Strahlengang des Lasers.

Das 4. Kapitel beschäftigt sich mit der Beschreibung der einzelnen Messungen. Zunächst unter 4.1 einige Vorversuche, danach in Abschnitt 4.2 die Messungen bei konstanter Energie und dann die Messungen mit variabler Energie unter Punkt 4.3. In Abschnitt 4.4 werden Schwierigkeiten, die bei den Messungen auftraten, diskutiert.

Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 dargestellt. Eine Diskussion folgt im 6. Kapitel. Die Gliederung dieser beiden Kapitel entspricht im wesentlichen der des 4. Kapitels.

Das letzte Kapitel beschäftigt sich mit einem Ausblick auf einen neuen Aufbau und zukünftige Messungen. Die Anhänge dienen dem besseren Verständnis der verwendeten Komponenten und Methoden.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden einige grundlegende, für diese Arbeit wichtige, Aufbauten bzw. Phänomene besprochen. Dazu gehören die Massenspektroskopie, der Laser und die Wechselwirkung von Licht mit Materie.

2.1 Prinzip der Flugzeitmassenspektroskopie

Ein Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau eines einfachen Massenspektrometers und der Auswertung der gewonnenen Messsignale.

Eine Methode um eine Probe auf ihrer Zusammensetzung zu untersuchen, stellt die so genannte Flugzeitmassenspektroskopie (TOF-MS, Time-Of-Flight-Mass-Spectrometry) dar. Die Probe muss hierzu zunächst verdampft und ionisiert werden. In diesem Fall geschieht das durch einen fokussierten Laserpuls, welcher auf ein Target trifft, an das eine Spannung angelegt werden kann. Vor diesem Target befindet sich im Abstand b ein geerdetes Gitter. Zwischen den beiden existiert also ein elektrisches Feld. (siehe Abbildung 2.1)

Das Prinzip beruht auf der Selektion von Massen nach unterschiedlicher Flugzeit für eine bekannte Strecke.

Auf die entstandenen Ionen mit Anfangsenergie E_0 in der Richtung Target-Gitter, wirkt in einem elektrischen Feld eine Kraft, die sie beschleunigt. Dabei wird die Potentialdifferenz U durchlaufen und sie haben am Ende dieser Beschleunigungsstrecke b eine von der Masse m unabhängige kinetische Energie E :

$$E = q \cdot U + E_0 = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \quad (2.1)$$

Danach treten die Ionen durch das Gitter in einen feldfreien Raum ein. Hier fliegen sie unbeschleunigt weiter. Ihre (konstanten) Geschwindigkeiten hängen von der

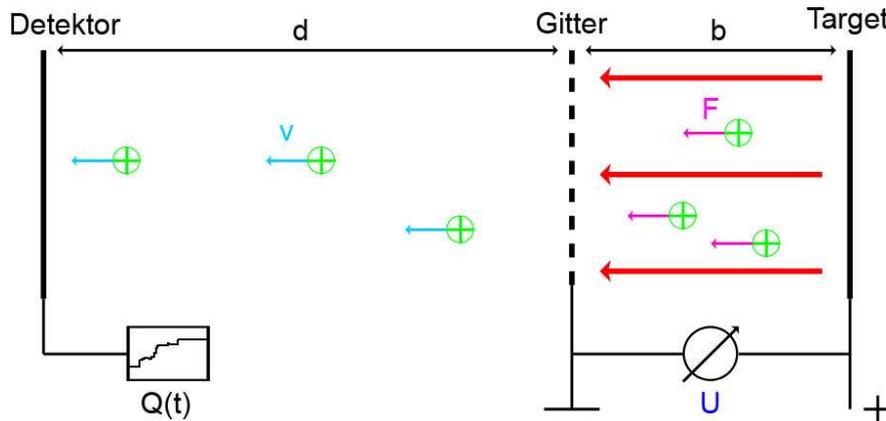


Abbildung 2.1: Skizze zur Flugzeitmassenspektroskopie

Masse, der Ladung q , der Anfangsenergie E_0 und der Spannung am Target ab:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot (q \cdot U + E_0)}{m}} \quad (2.2)$$

Ionen mit unterschiedlicher Masse haben also verschiedene Geschwindigkeiten und benötigen somit unterschiedlich lange für die Strecke d . (Vorausgesetzt, die Anfangsenergie E_0 ist für alle Ionen gleich bzw. sehr viel kleiner als $q \cdot U$.) Kennt man dieses d , so kann man durch Einsetzen von $v = d/t$ und durch Messen der Flugzeit t , auf die Masse schließen:

$$m(t) = \frac{2 \cdot (q \cdot U + E_0) \cdot t^2}{d^2} \quad (2.3)$$

bzw. für die Flugzeit in der *Driftstrecke* zwischen Gitter und Detektor:

$$t_d = \sqrt{\frac{m \cdot d^2}{2 \cdot (q \cdot U + E_0)}} \quad (2.4)$$

Im Experiment misst man am Ende der Flugstrecke die auf einen Detektor auftreffende Ladung in Abhängigkeit der Zeit. Man benötigt also als zusätzliche Information den Zeitpunkt bei dem die Ionen die Beschleunigungsstrecke verlassen.

Besitzt man diese Information nicht und kennt nur den Entstehungszeitpunkt der Ionen, so muss man noch die Zeit bestimmen, die ein Ion für die Beschleunigungsstrecke b benötigt.

Hierzu geht man von der Bewegungsgleichung einer Ladung im elektrischen Feld aus. (FEIGL, 1984) Es wird dabei vorausgesetzt, dass es sich um ein *homogenes* Feld zwischen Target und Gitter handelt. Die Kraft auf ein geladenes

Teilchen ist dann gegeben durch:

$$F = m \cdot \ddot{x} = \frac{q \cdot U}{b} \quad (2.5)$$

(m : Masse der Ladung bzw. des Ions, \ddot{x} : Beschleunigung in Target/Gitter Richtung, q : Ladung des Ions, U : Spannungsdifferenz zwischen Target und Gitter, b : Abstand von Target und Gitter)

Durch zweifache Integration findet man:

$$m \cdot x(t) + m \cdot v_0 \cdot t = \frac{1}{2} \cdot \frac{q \cdot U}{b} \cdot t^2 \quad (2.6)$$

(v_0 : Anfangsgeschwindigkeit der Teilchen in Target-Gitter Richtung)

Nach einer einfachen Rechnung findet man für $x(t) = b$:

$$t_b = b \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot m}}{q \cdot U} \cdot (\sqrt{q \cdot U + E_0} - \sqrt{E_0}) \quad (2.7)$$

($E_0 := \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_0^2$: Anfangsenergie in Target-Gitter Richtung)

Dies ist die Zeit, die ein Teilchen der Ladung q und der Masse m mit Anfangsenergie E_0 (in Target-Gitter Richtung) benötigt, um die Strecke b im homogenen Feld mit der Potentialdifferenz U , zurückzulegen.

Für die Gesamtstrecke $b + d$ benötigt ein Ion also die Zeit:

$$t_{ges} = t_b + t_d \quad (2.8)$$

Will man von der gemessenen Funktion $Q(t)$ auf die Häufigkeit einer Ionen-Spezies schließen, so muss man die zeitlichen Variationen im Signal den unterschiedlichen Ionen zuordnen. Man benötigt also die Anfangsenergie E_0 , falls diese gegenüber $q \cdot U$ nicht vernachlässigbar ist, und man benötigt die Ladung q .

In dieser Arbeit wurde das q vorgewählt (z.B. $1 e$) und die Anfangsenergie zunächst auf Null gesetzt. In der Regel erhält man dann aus Gleichung 2.8 eine etwas zu geringe Masse. Aus der Differenz zu dem sinnvoll erscheinenden Element kann dann die Anfangsenergie E_0 bestimmt werden.

2.2 Grundprinzip eines Lasers

In diesem Abschnitt wird das Laserprinzip erklärt. Eine genauere Beschreibung des verwendeten Nd:YAG-Lasers befindet sich im Anhang B.1.

Ein Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ist eine Lichtquelle mit folgenden Eigenschaften (HAKEN, H. & WOLF, H.C., 2000):

1. Die emittierten Wellenlängen sind sehr schmalbandig (typischerweise $\Delta\nu \sim 1 \text{ Hz}$). Man bezeichnet dies als *zeitliche Kohärenz*.
2. Der Strahl ist stark gebündelt. Seine Breite wird nur durch Beugungseffekte bestimmt. (*räumliche Kohärenz*)
3. Die Strahlintensität kann sehr hoch sein. Im Pulsbetrieb sind bis zu 10^{20} W/cm^2 möglich.
4. Es sind sehr kurze Lichtpulse (herunter bis zu 10^{-15} s) möglich.

Zwischen zwei Spiegeln befindet sich ein „aktives“ Medium, dessen Atome

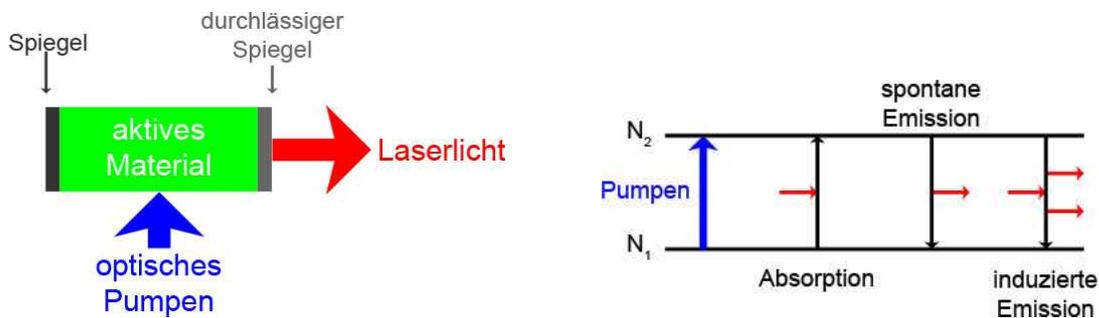


Abbildung 2.2: *Links:* Schematische Darstellung des Lasers. *Rechts:* Skizze zur Erläuterung der Rategleichung

sich anregen lassen. Der Einfachheit halber, wird an dieser Stelle nur von zwei Niveaus ausgegangen: Dem Grundzustand und dem angeregten Zustand. Die Übergangsenergie zwischen diesen Niveaus bestimmt die Wellenlänge des Lasers. Die beiden Spiegel müssen dabei einen Abstand besitzen, der dem halbzahligen vielfachen dieser Wellenlänge entspricht, damit sich eine stehende Welle ausbreiten kann. Sonst findet keine Verstärkung statt. Einen solchen Aufbau bezeichnet man auch als (Laser-)Resonator.

Für Photonen, die zwischen den beiden Spiegeln im aktiven Medium hin und her laufen gibt es drei Prozesse (siehe auch Abbildung 2.2):

1. Ein Photon kann absorbiert werden und so ein Atom des aktiven Mediums anregen.
2. Ein angeregtes Atom des aktiven Mediums kann spontan ein Photon emittieren.
3. Durch die so genannte stimulierte (oder auch induzierte) Emission kann ein Photon ein angeregtes Atom in den Grundzustand zurück fallen lassen, welches dabei ein weiteres Photon emittieren, das die gleiche Phase hat.

Die Ratengleichung hierfür lautet:

$$\frac{dn}{dt} = -W \cdot N_1 \cdot n + W' \cdot N_2 + W \cdot N_2 \cdot n - \frac{n}{t_0} \quad (2.9)$$

Dabei haben die einzelnen Terme folgende Bedeutung:

$\frac{dn}{dt}$: Änderung der Anzahl der Photonen im Resonator

$W \cdot N_1 \cdot n$: Absorptionsrate der Photonen

$W' \cdot N_2$: Rate der spontanen Emission (Rauschen)

$W \cdot N_2 \cdot n$: induzierte Emissionsrate

$\frac{n}{t_0}$: Rate, mit der die Photonen den Resonator verlassen (Laserstrahl)

W und W' heißen Einsteinkoeffizienten.

Lässt man den kleinen Beitrag des Rauschens außer Acht und fordert, dass die Erzeugungsrate der Photonen dn/dt größer als Null ist, so findet man:

$$\frac{dn}{dt} = W \cdot (N_2 - N_1) \cdot n - \frac{n}{t_0} > 0 \quad (2.10)$$

Oder:

$$(N_2 - N_1) > \frac{1}{t_0 \cdot W} \quad (2.11)$$

Diese Gleichung nennt man *Laserbedingung*. Ist sie erfüllt, so findet im Resonator eine Lichtverstärkung statt und der Laserstrahl entsteht. Ein Teil wird durch einen halbdurchlässigen Spiegel ausgekoppelt.

Der Einsteinkoeffizient W ist immer größer als Null. Damit ist klar, dass das obere Niveau des aktiven Materials stärker besetzt sein muss als der Grundzustand, wenn man eine Lichtverstärkung erreichen will. Man spricht von *Besetzungsinversion*. Des weiteren gilt $W \propto 1/\nu^2$. Für größere Frequenzen ν wird es also immer schwieriger, die Laserbedingung zu erfüllen. Laser mit blauem oder ultra-violettem Licht, werden daher oft durch Nachschaltung eines Frequenzvervielfachers realisiert.

Um die Besetzungsinversion zu erreichen, wird dem Resonator von außen Energie zugeführt. Man nennt dies „optisches Pumpen“. Bei Gaslasern geschieht das z.B. durch Gasentladung, bei Festkörperlaser in der Regel durch eine Blitzlampe.

Eine detailliertere Beschreibung des Laserprinzips und der verschiedenen Lasertypen findet sich z.B. in (HAKEN, H. & WOLF, H.C., 2000) oder in (LANGE, 1994).

2.3 Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Die betrachteten Ionen werden durch einen kurzen Laserpuls auf ein Target erzeugt. Um die Eigenschaften des echten Teilcheneinschlags mit dem hier verwendeten Prozess vergleichen zu können, sollte die Dauer dieses Pulses dabei in dem Bereich liegen, der auch für den Einschlag eines Staubteilchens charakteristisch ist (wenige Nanosekunden). Die Vorgänge beim Staubeinschlag sind im Anhang A.2 beschrieben. Außerdem soll der Laser möglichst wenig mit dem entstehenden Plasma wechselwirken. (Hauptsächlich thermische Ionisation.)

Die Ladungen entstehen dann durch Verdampfung und Ionisation des Targetmaterials bedingt durch die hohe Energiedichte des Lasers. Der Laser muss also die Energie für das Verdampfen des Materials und für die Ionisation aufbringen. Wie viel Energie dafür für welchen Prozess aufgewendet wird, wurde in dieser Arbeit nicht behandelt. Auch die Anzahl der neutralen Atome ist nicht bekannt, da nur Ladungen gemessen wurden. Der Anteil der geladenen Atome lässt sich jedoch bei dem Prozess der Laserionisation auf ca. 5 bis 10% des gesamten abgetragenen Materials abschätzen (BERADI, V. & Mitarb., 1994).

Die Entstehung des Plasmas ist kompliziert. Es gibt aber drei grundlegende Effekte, welche bei der Plasmaerzeugung bzw. Energieabsorption dominierend sind:

1. Inverse Bremsstrahlung Hier nehmen Leitungsband-Elektronen im Kristallgitterpotential eines Metalls (bzw. freie Elektronen im bereits verdampften, heißen Material) kinetische Energie von der Laserstrahlung auf:

$$E_{max} = \frac{c \cdot h}{\lambda} \quad (2.12)$$

Ionen nehmen aufgrund ihrer sehr viel höheren Masse an diesem Prozess zunächst nicht teil.

Das Material heizt sich dadurch auf und die schnellen Elektronen bewirken eine weitere Ionisation. Es stehen also mehr Elektronen zur Verfügung, die wiederum Energie aufnehmen können. Das Material kann nun immer schneller aufgeheizt werden. Dies führt zu einem Lawinenprozess, den man auch als „optical breakdown“ bezeichnet. Die Rategleichung für diesen Prozess lautet:

$$\frac{dn_e}{dt} = R_i - R_{diff} - R_{rec} \quad (2.13)$$

(n_e : Dichte der freien Elektronen, R_i : Ionisationsrate, R_{diff} : Diffusionsrate, R_{rec} : Rekombinationsrate)

Besitzen die Elektronen genug Energie, so können sie das Material verlassen und es entstehen zwischen Target und Elektronenwolke sehr starke elektrische Felder. Diese ziehen nun die Ionen aus dem Material nach. Ein Plasma ist entstanden. (ROTH, 2004)

Die größtmögliche Elektronendichte lässt sich aus der Beziehung

$$\omega_L > \omega_P = \sqrt{\frac{e^2 \cdot n_e}{\varepsilon_0 \cdot m_e}} \quad (2.14)$$

(ω_L : Frequenz der Laserstrahlung, ω_P : Frequenz der Elektronenschwingungen des Plasmas (Langmuir-Frequenz), e : Elementarladung, n_e : Elektronendichte, ε_0 : elektrische Feldkonstante, m_e : Elektronenmasse)

bestimmen.

Für $\omega_L \leq \omega_P$ wird das einfallende Laserlicht am Plasma reflektiert und der Lawinenprozess kommt zum Erliegen. (HERZIGER, G. & KREUZ, E.W.,) Es ist also zweckmäßig, eine möglichst große Frequenz - respektive eine kleine Wellenlänge - als Laserlicht zu verwenden.

2. Stöße Heizt der Laserpuls das entstandene Plasma weiter auf, so können schnelle Elektronen bereits vorhandene Ionen weiter ionisieren. Um Ionisierungsgrade von größer als eins zu vermeiden, sollte der Laserpuls also kurz genug sein.

Mehrfach ionisierte Atome machen eine Auswertung der Flugzeitmassenspektren schwieriger und sollten aus diesem Grund vermieden werden.

3. Photoionisation Bei ausreichend hohen Laserenergien kann es zu Multiphotonen-Ionisation von neutralen Atomen bzw. zur Photoionisation von angeregten Atomen und Molekülen kommen. (AMORUSO, S. & Mitarb., 1996)

Bei der Multiphotonen-Ionisation wird mehr als ein Lichtquant benötigt, um das Atom zu ionisieren, da ein einzelnes nicht genügend Energie $E = h \cdot \nu$ besitzt. Bei der nichtresonanten Multiphotonen-Ionisation werden dabei Zwischenzustände angenommen, die keine Eigenfunktion des Atoms sind. Deren Lebensdauer ist durch die Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ bestimmt. Innerhalb dieser kurzen Zeit Δt muss ein weiteres Photon absorbiert werden, was nur bei ausreichend großem Strahlungsfeld funktioniert.

Der Vorgang wiederholt sich so oft, bis die Ionisationsschwelle des Atoms überschritten ist. (TRUMP, 2000) Das Prinzip ist in Abbildung 2.3 illustriert.

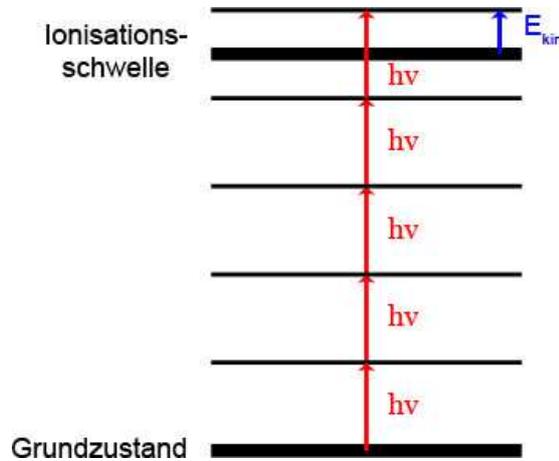


Abbildung 2.3: Multiphotonen-Ionisation. Reicht die Energie eines Photons nicht aus um das Atom zu ionisieren, so können mehrere Photonen absorbiert werden. Die dabei angenommenen Zwischenzustände existieren nur innerhalb der Unschärferelation.

	Wasserstoff	Kohlenstoff	Natrium	Kalium	Gold
E_V	0,5 (0,005)	715 (7,4)	98 (1)	77 (0,8)	330 (3,4)
$E_{n=1}$	1312 (13,6)	1087 (11,3)	496 (5,1)	419 (4,3)	890 (9,2)
$E_{n=2}$	-	2353 (24,4)	4562 (74)	3052 (32)	1980 (21)

Tabelle 2.1: Vaporisationsenthalpien (E_V) und Ionisationsenergien (E_n) für die in dieser Arbeit betrachteten Elemente. Angaben in kJ/mol , Klammerwerte: $eV/Atom$.

In der Tabelle Tabelle 2.1 sind die zur Ionisation benötigten Energien für die in dieser Arbeit wichtigsten drei Elemente aufgelistet. Die Energie eines hier verwendeten Laserphotons (355 nm) beträgt: $E_P = h \cdot \frac{c}{\lambda} = 5,6 \cdot 10^{-19}\text{ J} = 3,5\text{ eV}$. Um z.B. Natrium einfach zu Ionisieren, benötigt man für einen Multiphotonenprozess zwei Photonen.

Je nach Leistungsdichte des Lasers, erwartet man verschiedene Phänomene (BÄUERLE, 1996). Diese hängen natürlich vom Targetmaterial, Laserwellenlänge und Pulsdauer ab. An dieser Stelle soll nur ein kurzer Überblick gegeben werden:

- 10^4 bis 10^7 W/cm^2 :
Das Material wird verdampft, aber nicht signifikant ionisiert.

- $> 10^7 \text{ W/cm}^2$:
Der Anteil von Ionen nimmt stark zu. Es entsteht ein Plasma. Die Geschwindigkeit des Plasmas bleibt noch unterhalb der Schallgeschwindigkeit. Die Plasmatemperatur beträgt typischerweise 10^4 K .
- $> 10^8 \text{ W/cm}^2$:
Das Material wird stark ionisiert. Die Plasmafrequenz ω_L kann die Frequenz des Laserlichts erreichen. Das Plasma hat nun Metalleigenschaften und absorbiert das Laserlicht innerhalb einer sehr kurzen Strecke. Typischerweise liegt die Plasmatemperatur im Bereich von 10^5 K .

Das entstehende Plasma dehnt sich aus und die Elektronendichte nimmt ab. Dadurch verliert es seine Quasineutralität. Ein elektrisches Feld ist nun in der Lage die Ladungen zu trennen und zu beschleunigen. Eine typische Größe für die Eindringtiefe des Feldes in das Plasma ist die Debye-Länge:

$$d_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T}{e^2 \cdot n_e}} \quad (2.15)$$

(ϵ_0 : elektrische Feldkonstante, k : Boltzmann Konstante, T : Temperatur, e : Elementarladung, n_e : Elektronendichte)

Für ein realistisches Beispiel für die Größenordnung dieser Länge, kann man eine Temperatur von $T = 10000 \text{ K}$ ansetzen. Für die Abschätzung der Elektronendichte $e \cdot n_e$ werden hier die Werte 10 pC/mm^3 , 100 pC/mm^3 und 1000 pC/mm^3 benutzt. Damit findet man:

Elektronendichte $e \cdot n_e$ [pC/mm^3]	Debye-Länge d_D [μm]
10	28
100	9
1000	3

Ein Plasma ist Zwiebschalenförmig aufgebaut. Die leichtesten Teilchen (Elektronen) befinden sich außen, denn sie haben aufgrund ihrer geringen Masse eine hohe Geschwindigkeit. Danach folgen die schwereren Teilchen. Die schwersten befinden sich im Zentrum.

Diese Tatsache wird bei der Auswertung der in dieser Arbeit gemachten Messungen noch eine Rolle spielen und deshalb in Abschnitt 6.2.3 noch genauer diskutiert.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Der verwendete Aufbau besteht aus einer Vakuumkammer, dem Laser, einer optischen Bank und den elektronischen Komponenten. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

Der Laser trifft unter einem Winkel von 45° auf ein Target (hier: Goldplättchen). Die Ladungen, welche durch den Laserpuls entstehen, sollen durch ein elektrisches Feld getrennt werden. Zu diesem Zweck ist das Target mit einem Hochspannungsgerät verbunden und in einem Abstand von 5 cm vor dem Target befindet sich ein geerdetes Metallgitter. Je nach Feldrichtung werden Elektronen (bzw. negative Ionen) oder positive Ionen in Richtung des Gitters beschleunigt.

Hinter dem Gitter befindet sich eine feldfreie Flugstrecke bekannter Länge (80 cm) und ein Detektor, der aus einer Kupferplatte besteht. An Gitter und Detektor lassen sich ebenfalls eine Hochspannung anlegen. Dies wurde aber für die in dieser Arbeit ausgewerteten Messungen nicht getan. Der Raum zwischen Gitter und Detektor wäre sonst nicht mehr feldfrei, was die Auswertung der Flugzeitmassenspektren erschwert.

Am Target, Gitter und Detektor wird mit Hilfe von Ladungsverstärkern (Charge-Sensitive-Amplifier, CSA) bzw. Differenziergliedern und eines Speicheroszilloskops das Ladungssignal gemessen. Das Oszilloskop wird auf das Auslösen eines Laserpulses getriggert.

Mit diesem einfachen Aufbau lassen sich die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Flugzeitmassenspektren aufnehmen.

Um mit verschiedenen Laserpulsenergien auf das Target schießen zu können, muss diese Energie kontrollierbar sein. Neben der Einstellung des Pumpdiodenstroms am Laser, dienen hierzu eine Irisblende (blendet einen Teil des Strahls aus), ein $\lambda/2$ -Plättchen (zur Drehung der Polarisationsrichtung des Laserstrahls), ein Polarisator (reflektiert eine Polarisationsrichtung) und, zum Messen der Pulsenergie, ein pyroelektrischer Messkopf. Eine Linse fokussiert den Strahl auf das

Target. Eine genauere Beschreibung dieser Komponenten folgt in Abschnitt 3.3 bzw. im Anhang.

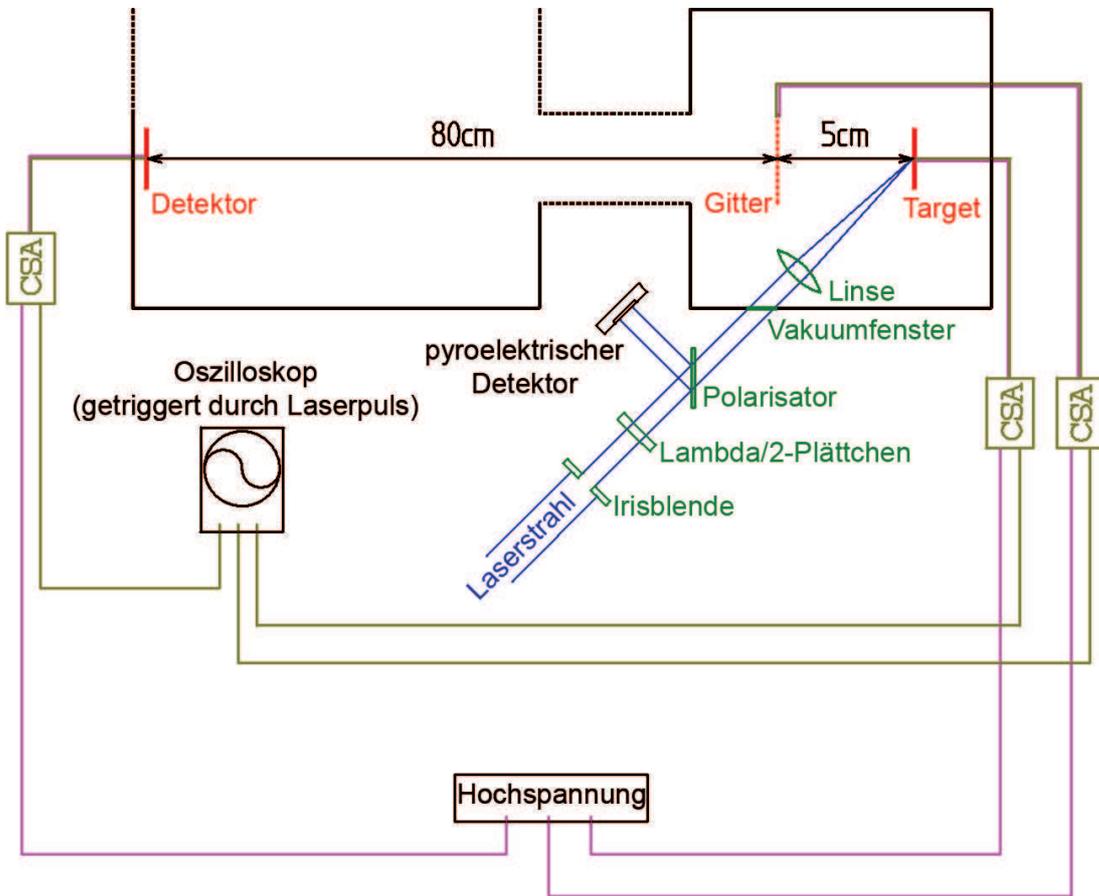


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus

3.1 Vakuumkammer und Laser

Die Vakuumkammer besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen. Eine Kammer dient zur Installation des Targets und des Gitters. In der zweiten Kammer, welche durch ein Ventil abgetrennt werden kann, ist der Detektor montiert. Beide sind zylinderförmig. Die Targetkammer hat einen Durchmesser von $d = 15 \text{ cm}$ und eine Länge $l = 25 \text{ cm}$ von. Die Detektorkammer ist größer: $d = 33 \text{ cm}$, $l = 34 \text{ cm}$. Das Zwischenstück ist stark verjüngt und besitzt nur einen Durchmesser von $d = 6,5 \text{ cm}$ bei einer Länge von $l = 32 \text{ cm}$. Der Detektor besteht aus einer quadratischen Kupferplatte (ca. 6 cm Kantenlänge) und sitzt in einem weiteren Flansch, mit einer Länge von ungefähr 10 cm . Die Anordnung ist in Abbildung

3.2 zu sehen.

Eine Turbopumpe ist direkt unterhalb des Targets montiert. Im Messbetrieb betrug der Vakuumdruck 10^{-7} mbar.

An der Kammer befinden sich diverse Flansche für Druckmesssonden und Durchführungen.

Der Laser steht auf einem separaten Gestell und trifft unter einem Winkel

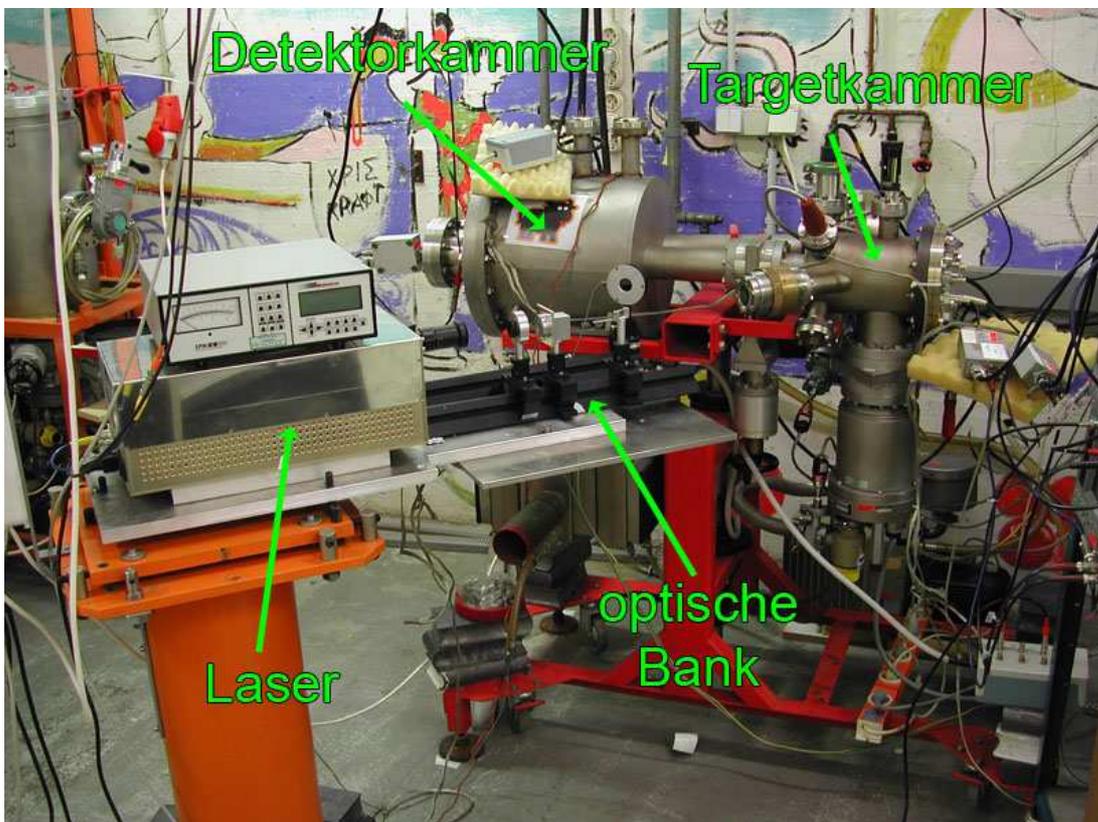


Abbildung 3.2: Der experimentelle Aufbau.

von 45° auf das Target. Hier sind auch zwei optische Bänke für die Irisblende, das $\lambda/2$ -Plättchen, den Polarisator und den pyroelektrischen Detektor befestigt. Laser und Bänke lassen sich gegenüber der Vakuumkammer justieren, damit der Strahl genau auf die Linie Linse-Target ausgerichtet werden kann.

Die Linse, welche zur Fokussierung eingesetzt wird, besitzt eine Brennweite von 8 cm und befindet sich deshalb innerhalb der Vakuumkammer.

3.2 Targethalter und Lineardurchführung

Der Targethalter besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten: Dem eigentlichen Halter für das Target, dem Gitter, das an dem Targethalter befestigt ist, und der Lineardurchführung.

Das Grundteil ist aus einem Stück vakuumfesten Kunststoff (Peek) gefräst und ist ca. $100\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ groß. In einer Senke befindet sich eine rechteckige Metallplatte ($34\text{ mm} \times 30\text{ mm}$), welche mit drei kleinen Gewindestäben befestigt ist und sich justieren lässt. Auf dieser Platte wird das eigentliche Targetmaterial mit Lötzinn fixiert.

Drei weitere Bohrungen dienen der Befestigung des Gitters. Dieses wird von drei, ca. 7 cm langen Gewindestäben aus Metall gehalten. Es besteht aus einem Metallgeflecht mit einem Durchmesser von 5 cm , welches in einen isolierenden Rahmen gespannt ist und befindet sich in einem Abstand von 5 cm vor dem Target. Dieser Abstand ist im Wesentlichen durch den restlichen Aufbau vorgegeben: Das Gitter darf den Strahlengang des Lasers nicht stören. Auf der anderen Seite limitiert die Größe der Vakuumkammer, den Abstand.

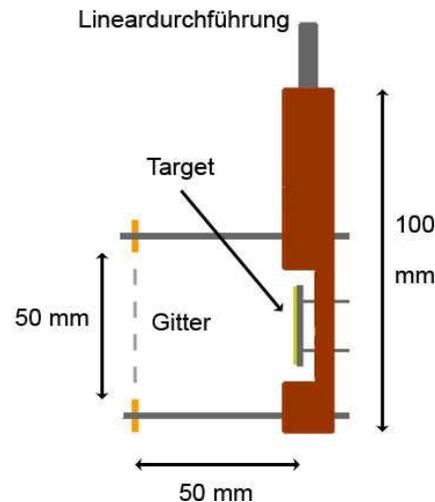


Abbildung 3.3: *Links:* Foto des Targethalters. *Rechts:* Schematische Darstellung des Targethalters.

Der Targethalter wird an eine Lineardurchführung (siehe Anhang B.6) befestigt. Diese erlaubt es, auf verschiedene Stellen des Targets zu schießen. Über einen Drehmechanismus lässt sie sich von außen mit einer Genauigkeit von besser als $25\text{ }\mu\text{m}$ um maximal 25 mm verfahren.

Da die Achse der Durchführung nicht völlig spielfrei ist, wird sie zusätzlich von einem Teflonpfropfen geführt, welcher sich innerhalb des Flansches der Va-

kuumkammer befindet.

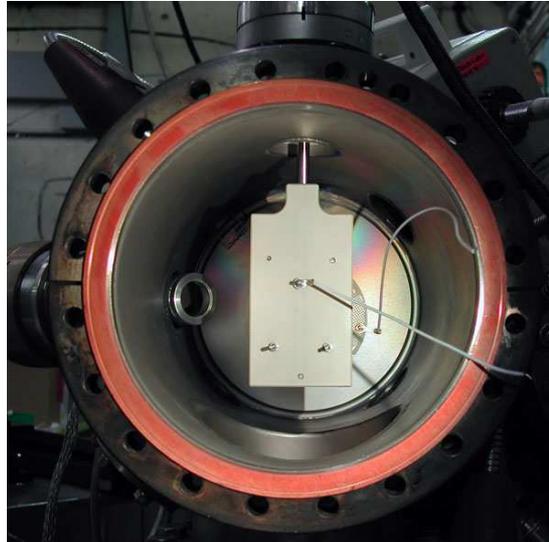


Abbildung 3.4: Foto des in der Targetkammer (Durchmesser ca. 15 cm) montierten Targethalters. Zu sehen ist die Rückseite. Der zur Unterstützung eingesetzte Teflonpfropfen befindet sich oberhalb der sichtbaren Stange von der Linear-durchführung. Links vom Targethalter ist die Linse zu sehen.

3.3 Optische Komponenten und Strahlengang

Wie bereits erwähnt, ist es wünschenswert, die Energie eines Laserpulses einzustellen und zur Kontrolle bzw. zur Verkleinerung der Fehlergrenzen beim Schuss auf das Target *gleichzeitig* zu messen. Dies geschieht, neben der Variation des Pumpdiodenstroms des Lasers, durch die in Abbildung 3.1 skizzierte Anordnung von optischen Komponenten.

Der Laserstrahl besitzt, nachdem er die zwei Aufweitungsoptiken¹ verlässt, eine Breite von 2 cm. Durch eine Irisblende mit 2 mm Durchmesser wird ein Großteil des Strahls ausgeblendet. Um die Laserpulsenergie noch weiter reduzieren zu können, fällt der Strahl nach der Irisblende auf das drehbare $\lambda/2$ -Plättchen. Danach folgt der Polarisator.

Wie im Anhang D.3.1 gezeigt, kann man mit Hilfe des $\lambda/2$ -Plättchens die Polarisationsrichtung des Laserstrahls drehen. Am Polarisator wird der unter

¹Der Laser besitzt eine interne und eine externe Strahlaufweitung. Siehe auch Anhang B.1.

dem Brewsterwinkel (57°) einfallende Strahl dann in seine beiden Polarisationsrichtungen bzgl. der Einfallsebene aufgeteilt: Der Anteil mit Polarisationsrichtung parallel zur Einfallsebene wird durchgelassen, der mit senkrechter Polarisation wird reflektiert. Der durchgelassene Strahl trifft dann auf das Target. (siehe auch Abbildung 4.1)

Durch Messung der Energie des reflektierten Strahls mit dem pyroelektrischen Detektor (Beschreibung siehe Anhang B.5) wird dann auf den transmittierten Strahl geschlossen.

Als nächstes tritt der Strahl durch ein Quarzglasfenster in die Vakuumkammer

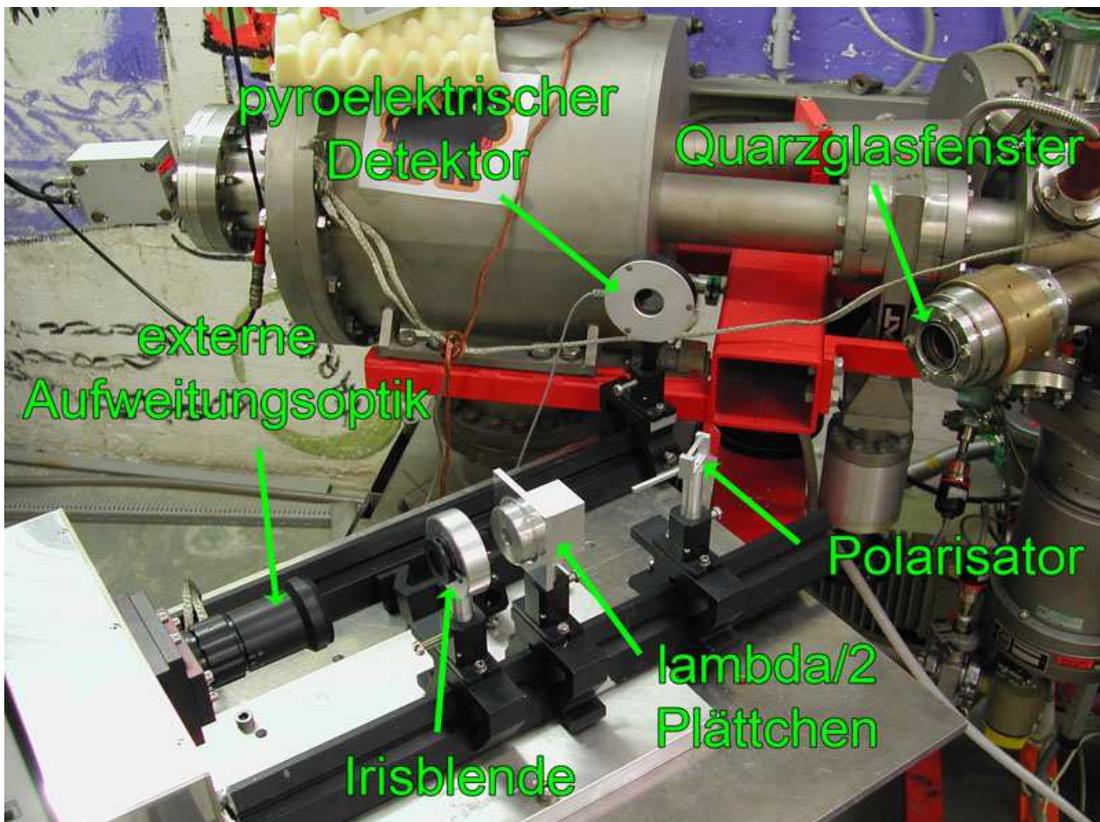


Abbildung 3.5: Foto der montierten optischen Komponenten.

ein, das eine hohe Transmission im ultravioletten Bereich aufweist. (Beschreibung des Fensters: siehe Anhang D.2)

Der Strahl wird nun durch eine für diese Wellenlänge geeignete Linse mit 8 cm Brennweite auf das Target fokussiert. Zu diesem Zweck, kann sie von außerhalb der Vakuumkammer relativ zum Target bewegt werden. Sie sitzt in einem Metallrohr, in dem auch der Laserstrahl verläuft. Dieses Rohr ist mit dem

Kupferdichtring des Quarzglas-Fensters verschweißt und kann mit Hilfe eines Vakuumbalgs und eines Gewindesystems von außerhalb der Vakuumkammer bewegt werden. Hierzu dreht man einen Gewindering und verschiebt dadurch das Fenster und damit auch die Linse. Zur Verbesserung der Genauigkeit der Positionierung, ist das Rohr in einem Teflonring gelagert. (Abbildung 3.6)

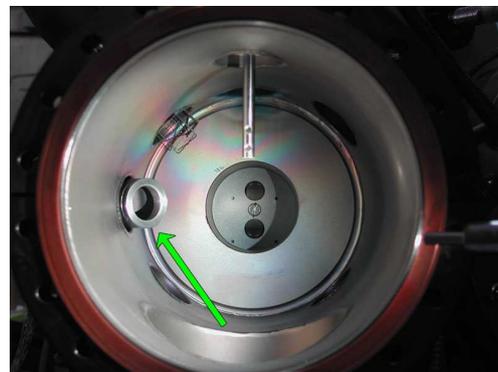
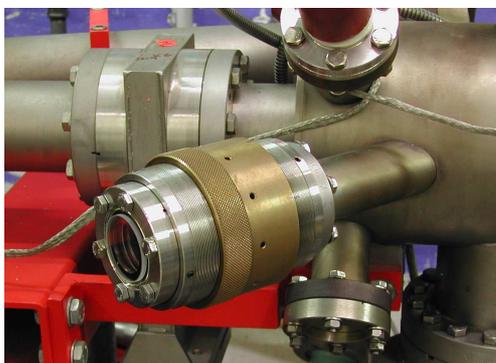
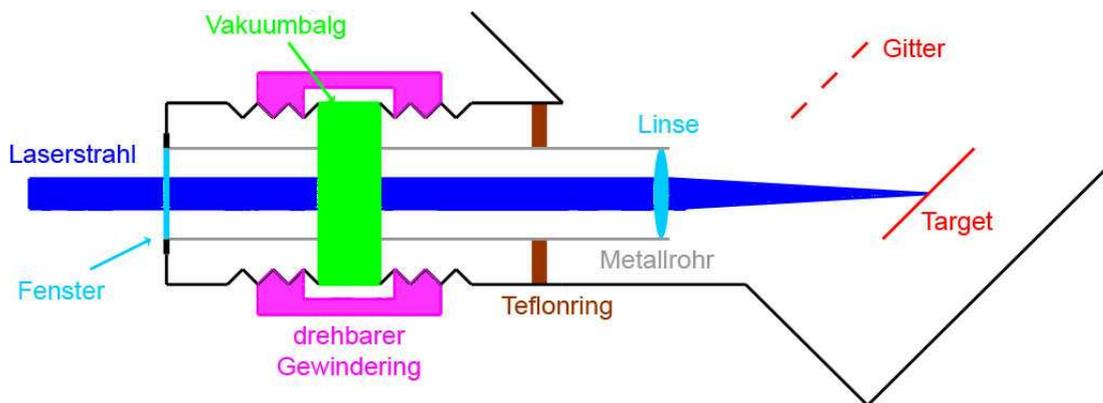


Abbildung 3.6: *Oben:* Schematische Darstellung der Linsenhalterung und der Fokussiermechanik. *Links:* Eintrittsfenster aus Quarzglas und Gewindesystem. *Rechts:* Linse im Metallrohr innerhalb der Vakuumkammer (Pfeil). Zu sehen ist auch noch die Metallstange der Lineardurchführung. Durch Drehung des Gewinderinges lässt sich der linke Teil mit dem Fenster relativ zur Vakuumkammer verschieben. Die Linse im Inneren bewegt sich mit.

3.3.1 Brennpunkt

3.3.1.1 Durchmesser

Der Laserstrahl trifft mit einem Durchmesser von $d = 20 \text{ mm}$ auf die zentrisch platzierte Irisblende. Durch sie wird der Strahldurchmesser wieder auf 2 mm verkleinert und (nach dem $\lambda/2$ -Plättchen und dem Polarisator) durch eine Linse mit einer Brennweite von $f = 8 \text{ cm}$ fokussiert.

Der Laser besitzt ursprünglich ein gaußförmiges Strahlprofil. Hauptsächlich durch die starke Einschränkung des Strahls durch die Irisblende entstehen in der Intensitätsverteilung Störungen (SIEGMAN, 1986). Näherungsweise kann man aber noch von einer Gaußform sprechen. Der Radius des Brennflecks berechnet sich dann zu (BÄUERLE, 1996):

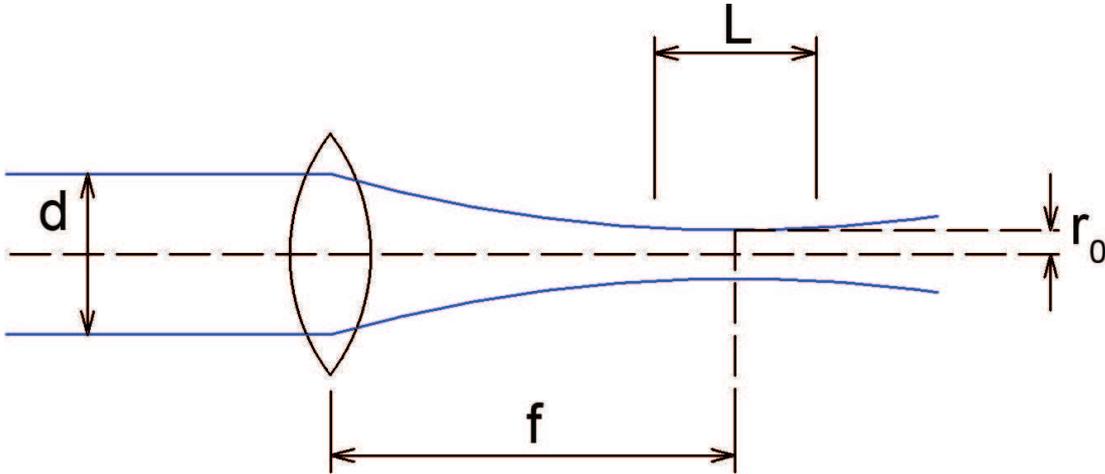


Abbildung 3.7: Skizze zur Berechnung des fokalen Flecks

$$r_0 \simeq \sqrt{2} \cdot \frac{f \cdot \lambda}{\pi \cdot d} = \sqrt{2} \cdot \frac{0,08 \text{ m} \cdot 355 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{\pi \cdot 0,002 \text{ m}} = 6,4 \mu\text{m} \quad (3.1)$$

Also für den Durchmesser: $r_0 \cdot 2 = 6,4 \mu\text{m} \cdot 2 = 12,4 \mu\text{m}$

Zum Vergleich:

Die Staubteilchen im Weltraum haben eine Größe von 10 nm bis $200 \mu\text{m}$. Am Staub-Beschleuniger können Teilchen von ungefähr $0,3$ bis $20 \mu\text{m}$ erzeugt werden.

Dieser Wert beruht natürlich auf einer Idealisierung und darf deshalb nur größenordnungsmäßig auf den hier betrachteten Aufbau übertragen werden. Zudem trifft der Laser unter einem Winkel von 45° auf das Target was natürlich einen elliptischen Fokus zur Folge hat.

3.3.1.2 Schärfentiefe

Für die Tiefe L (siehe Abbildung 3.7) des Brennflecks findet man mittels folgender Definition (BÄUERLE, 1996):

$$L = 2 \cdot \frac{4f^2\lambda}{\pi d^2} = \frac{8 \cdot (0,08 \text{ m})^2 \cdot 355 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{\pi \cdot (0,002 \text{ m})^2} = 1,4 \text{ mm} \quad (3.2)$$

Dieser Wert ist recht groß, was von Vorteil für die Fokussierung ist. Trotzdem ist dies bei dem jetzigen Aufbau als sehr schwierig zu bezeichnen, da man als einzige Kontrolle, die Ladungsausbeute benutzt. Diese variiert aber von Schuss zu Schuss.

Inwieweit die Topologie der Oberfläche eine Rolle dabei spielt ist ungeklärt. Allerdings sollte die Oberflächenrauigkeit des Targets deutlich geringer sein, als die hier berechnete Schärfentiefe.

3.3.1.3 Energie- und Leistungsdichte

Sowohl die Pulsenergie, wie auch die Pulslänge des Lasers hängen vom Strom der Pumpdioden ab. Die niedrigste verwendete Energie liegt bei $6 \mu\text{J}$. Diese Energie verteilt sich nach Gleichung 3.1 auf eine Fläche von $\pi \cdot r_0^2$. Man erhält also für die Energiedichte:

$$\frac{E_P}{\pi \cdot r_0^2} = \frac{6 \cdot 10^{-6} \text{ J}}{\pi \cdot (6,4 \cdot 10^{-4} \text{ cm})^2} = \frac{6 \cdot 10^{-6} \text{ J}}{1,3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2} = 4,7 \text{ J/cm}^2 \quad (3.3)$$

Für die in dieser Arbeit größte verwendete Pulsenergie von $30 \mu\text{J}$ findet man analog $23,1 \text{ J/cm}^2$.

Um die Leistungsdichte zu bestimmen, muss man diese Werte durch die Pulsdauer teilen. Für alle hier durchgeführten Messungen, besaß der Laser eine Pulsdauer von ca. 6 ns . Man erhält:

$$\frac{4,7 \text{ J/cm}^2}{6 \cdot 10^{-9} \text{ s}} = 7,8 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2 \quad (3.4)$$

bzw. $3,9 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$.

Eigentlich müsste man diese Zahlen für den hier vorliegenden elliptischen Brennfleck berechnen. Dies erhöht die Aussagekraft allerdings nicht, da alle Werte sowieso nur größenordnungsmäßig relevant sind.

Kapitel 4

Messungen

Hier werden die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen beschrieben. Die Ergebnisse finden sich dann im nächsten Kapitel.

Das Targetmaterial besteht bei allen Messungen aus einem Goldplättchen mit den Abmessungen $34\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 0,3\text{ mm}$. Der Druck in der Targetkammer war deutlich geringer als 10^{-6} mbar .

Es wurden mehrere Signale unter gleichen Bedingungen aufgenommen und gemittelt. Diese Prozedur war nötig, weil die Signale von Schuss zu Schuss stark schwanken und weil so eine bessere Aussagekraft der gewonnenen Daten zu erzielen ist.

Die Energie wurde daher auch nicht für jeden einzelnen Schuss bestimmt, obwohl dies prinzipiell möglich gewesen wäre. Angegeben ist die Energie die sich im Mittel von 100 Schuss ergibt.

4.1 Vorversuche

Zunächst sind einige Vorversuche nötig, bei denen die verwendeten optischen Komponenten vermessen werden. Danach werden einige Beispielsignale bei unterschiedlichen Targetspannungsbereichen aufgenommen.

4.1.1 Messung und Variation der Laserpulsenergie

Das Zusammenwirken der in Abschnitt 3.3 beschriebenen optischen Komponenten (Polarisaor, $\lambda/2$ -Plättchen) muss genauer untersucht werden. Sie sind entscheidend für eine exakte Kontrolle der Laserpulsenergie.

4.1.1.1 Vermessung des $\lambda/2$ - Plättchens

Es ist nicht bekannt, in welcher Orientierung sich das $\lambda/2$ -Plättchen in der Halterung befindet. Auch die räumliche Ausrichtung vom Feldvektor des Laserstrahls

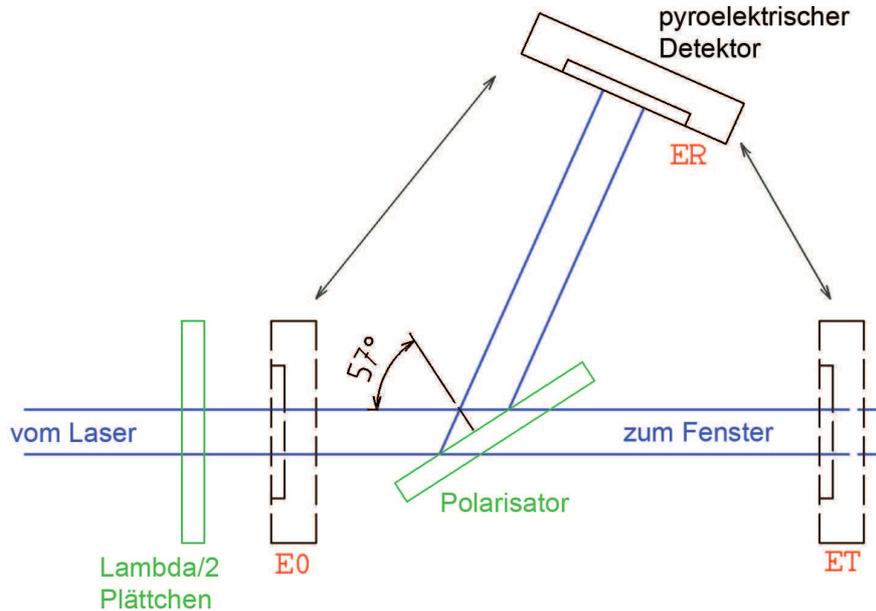


Abbildung 4.1: Prinzipieller Strahlengang des Laserpulses. Um die optischen Komponenten zu vermessen lässt sich der pyroelektrische Detektor an drei Stellen fixieren. Die jeweils gemessenen Energien werden mit E_0 (auf den Polarisator einfallende Energie), E_R (Energie des reflektierten Strahls) und E_T (Energie des transmittierten Strahls) bezeichnet.

ist nicht bekannt. Alle gemachten Winkelangaben des Plättchens beziehen sich daher auf eine vorher willkürlich festgelegte Position. Dieser Winkel wird von nun an als γ bezeichnet.

Als erstes wurde die Laserpulsenergie direkt nach dem $\lambda/2$ -Plättchen gemessen, um festzustellen, ob die vom Plättchen transmittierte Energie eine Winkelabhängigkeit besitzt. Hierzu wurde der pyroelektrische Messkopf direkt hinter das Plättchen gestellt und für Winkel $\gamma = 0^\circ$ bis 360° (in 20° -Schritten) die Energie E_0 gemessen. Folgende Einstellungen gewählt:

Diodenstrom I: 50A
 Pulsfrequenz ν : 20Hz
 Irisblende: \varnothing 2mm

Daraus resultiert eine gemessene Energie E_0 vor dem Plättchen (nach der Irisblende) von $(28 \pm 0,6) \mu J$.

Mit Hilfe der Statistikfunktion am Messgerät des pyroelektrischen Messkopfes, wurde dann der Mittelwert von 100 Schüssen und die Standardabweichung für jede Winkeleinstellung bestimmt. (Siehe auch Anhang B.5.)

4.1.1.2 Vermessung des Polarisators

Als nächster Schritt, wird der Polarisator in den Strahlengang gebracht und möglichst genau unter einem Einfallswinkel von 57° (Brewsterwinkel) justiert. Hierzu befindet sich an seiner Halterung ein Peilstab, der genau in die Linie des Laserstrahls ausgerichtet werden muss.

Der Polarisator wurde auf zwei verschiedene Weisen vermessen:

1. Zuerst wurde die Pulsenergie des reflektierten Strahl E_R vermessen. Der pyroelektrische Detektor blieb also für jede Winkeleinstellung an seinem Platz. Das $\lambda/2$ -Plättchen wurde in 10° Schritten von $\gamma = 0^\circ$ bis 360° gedreht. Gemessen wurde ansonsten genauso wie vorher, d.h. auch wieder jeweils über 100 Laserschüsse gemittelt. Danach wurde dann der transmittierte Strahl auf die gleiche Weise vermessen:

γ [$^\circ$]	Messgröße
0	E_R
10	E_R
20	E_R
30	E_R
\vdots	\vdots
360	E_R
0	E_T
10	E_T
20	E_T
30	E_T
\vdots	\vdots
360	E_T

Tabelle 4.1: Zur Verdeutlichung des Ablaufs der ersten Vermessung des Polarisators. γ bezeichnet die Drehwinkeleinstellung des $\lambda/2$ -Plättchens.

2. Hier wurde für jeden Winkel der pyroelektrische Messkopf versetzt und somit die Energien beider Strahlen abwechselnd zum gleichen Winkel γ gemessen. Bei dieser Messreihe wurde zudem das $\lambda/2$ -Plättchen von $\gamma = 0^\circ$ bis 90° in 2° Schritten gedreht um ein genaueres Ergebnis zu erhalten.

γ [°]	Messgröße
0	E_R E_T
2	E_T E_R
4	E_R E_T
6	E_T E_R
⋮	⋮
90	E_R E_T

Tabelle 4.2: Ablauf der zweiten Vermessung des Polarisators. Der pyroelektrische Messkopf wurde für jeden Winkel γ einmal umgesetzt.

Auch hierbei wurde wieder von jeweils 100 Laserschüssen der Mittelwert gebildet.

4.1.2 Signalformen

Um die gemessenen Signale zu veranschaulichen, sollen einige Beispiele für unterschiedliche Spannungsbereiche bzw. Polaritäten gezeigt werden.

Alle Signale werden mit einem digitalen Speicheroszilloskop (Beschreibung siehe Anhang B.4) aufgezeichnet und die einzelnen Kanäle auf Diskette abgespeichert. Danach wurden die Daten am Computer weiter ausgewertet. (Anhang C)

Für alle hier besprochenen Messungen wird das Target auf unterschiedliche Potentiale gelegt, während das Gitter und der Detektor geerdet bleiben. Dies gewährleistet, dass der Raum hinter dem Gitter feldfrei bleibt und somit das Massenspektrum nicht verfälscht wird.

Die Pulsenergie des Lasers betrug bei diesen Signalen $(7 \pm 0,4) \mu J$.

4.2 Messungen mit $7 \mu J$ Laserpulsenergie

Die hier beschriebenen Messungen wurden mit konstanter Energie von ca. $7 \mu J$ aufgenommen damit die Abhängigkeiten von den Parametern Schusszahl und

Targetspannung beobachtet werden können. Das Target wurde *nicht* vorbehandelt.

4.2.1 Signalabhängigkeit von der Schusszahl auf die gleiche Stelle

Die Anzahl der Schüsse auf die gleiche Stelle am Target spielt eine große Rolle für das Massenspektrum. Die Targetstelle wird mit zunehmender Schusszahl „gesäubert“. Verunreinigungen (hauptsächlich Natrium und Kalium) werden geringer im Spektrum, da ihre Ionisations- bzw. Vaporisationsenergien deutlich kleiner sind, als die von Gold. Gleichzeitig dringt man jedoch immer tiefer in das Targetmaterial ein. Hier noch einmal die bereits gezeigte Tabelle der Energien:

	Wasserstoff	Kohlenstoff	Natrium	Kalium	Gold
E_V	0,5 (0,005)	715 (7,4)	98 (1)	77 (0,8)	330 (3,4)
$E_{n=1}$	1312 (13,6)	1087 (11,3)	496 (5,1)	419 (4,3)	890 (9,2)
$E_{n=2}$	-	2353 (24,4)	4562 (74)	3052 (32)	1980 (21)

Tabelle 4.3: Vaporisationsenthalpien (E_V) und Ionisationsenergien (E_n) für die in dieser Arbeit betrachteten Elemente. Angaben in kJ/mol , Klammerwerte: eV/Atom .

Zum Vergleich: Die Energie eines Laserphotons (355 nm) beträgt: $E_P = h \cdot \frac{c}{\lambda} = 5,6 \cdot 10^{-19} \text{J} = 3,5 \text{eV}$. Eine Ein-Photon-Ionisation ist also für diese Elemente nicht möglich. (siehe auch 2.3, Abschnitt Photoionisation)

Um sich einen Überblick der Abhängigkeit zu machen, wurden Target, Gitter und Detektorsignal für die Schüsse 1 bis 5, 101 bis 105, 201 bis 205, ..., 1001 bis 1005 aufgenommen. Da die Ladungsausbeute schwankt, wurde diese Prozedur 5 mal (also für 5 verschiedenen Stellen auf dem Target) wiederholt und die Signale gemittelt. Zwischen den Signalen die aufgezeichnet wurden (siehe auch Tabelle 4.4), wurde mit einer Laserpulsfrequenz von 5 Hz auf das Target geschossen.

Durchgang (Targetstelle Nr.)	aufgenommene Schüsse
1	1 bis 5 101 bis 105 201 bis 205 ⋮ 1001 bis 1005
2	1 bis 5 101 bis 105 201 bis 205 ⋮ 1001 bis 1005
⋮	⋮
5	1 bis 5 101 bis 105 201 bis 205 ⋮ 1001 bis 1005

Tabelle 4.4: Aufgezeichnete Schüsse

Die verwendete Laserpulsenergie und die Targetspannung blieben dabei konstant. Die Energie betrug $7,2 \mu J \pm 0,4 \mu J$ und die Spannung $+800 V$. Das Gitter und der Detektor waren wie bei allen Messungen geerdet. Der Diodenstrom am Laser war dabei auf $44 A$ und der Winkel des $\lambda/2$ -Plättchens auf $\sim 45,5^\circ$ eingestellt.

Zwischen den Durchgängen, wurde das Target um $250 \mu m$ verschoben, um auf eine frische Stelle zu schießen.

4.2.2 Abhängigkeit von der Targetspannung

Um weitere Erkenntnisse über das Verhalten der Ladungen und deren Abhängigkeiten zu gewinnen, wird die Spannung am Target variiert. Gitter und Detektor bleiben dabei geerdet um die Feldfreiheit zwischen diesen Komponenten zu gewährleisten.

Das Target wird zunächst mit 600 Schüssen¹ (bei $7\mu J$) auf die gleiche Stelle gereinigt. Dies garantiert, dass keine allzu großen Schwankungen in den Signalformen und der Amplitude auftreten. Danach erfolgt die eigentliche Messung. Diese Methode wurde z.B. bei (AMORUSO, S. & Mitarb., 1996) angewandt, um das Target für die eigentliche Messung zu präparieren.

¹Diese Zahl hat sich bei den vorangegangenen Messungen ergeben.

Zu einer Spannung werden 10 Signale gespeichert. Danach wird das Target um $250\ \mu\text{m}$ verschoben, die Spannung neu eingestellt und die Stelle erneut mit 600 Schuss gereinigt. Diese Prozedur wird für Targetspannungen zwischen $+800\text{V}$ und -800V durchgeführt. Im Bereich um 0V wird in kleineren Intervallen gemessen. Insgesamt wurden auf diese Weise drei Messreihen durchgeführt und die so gewonnenen 10 Signale zu einer Spannung des jeweiligen Durchgangs gemittelt. Zur Bestimmung der Anstiegszeit wird auch hier wieder jedes Signal vor der Mittelung durch seinen Maximalwert dividiert.

Die Laserpulsenergie betrug $(7,3 \pm 0,4)\ \mu\text{J}$. Der Pumpdiodenstrom des Lasers hatte $44\ \text{A}$ und das $\lambda/2$ -Plättchen stand bei ca. 45° . Zwischen den Durchgängen wurde das Target um $625\ \mu\text{m}$ verschoben (entspricht einer Drehung an der Durchführung), damit man einen größeren Bereich auf dem Goldplättchen abdecken kann.

Durchgang	Targetstelle Nr.	Targetspannung [V]	aufgenommene Schüsse
1	1	+800	601 bis 610
	2	+600	601 bis 610
	3	+400	601 bis 610
	4	+200	601 bis 610
	5	+100	601 bis 610
	6	+50	601 bis 610
	7	+20	601 bis 610
	8	-50	601 bis 610
	9	-100	601 bis 610
	10	-200	601 bis 610
	11	-400	601 bis 610
	12	-600	601 bis 610
	13	-800	601 bis 610
2	⋮	⋮	⋮
3	⋮ 39	⋮	⋮

Tabelle 4.5: Aufgezeichnete Schüsse

4.2.3 Signalschwankungen

Wie bereits erwähnt, schwankt die gemessene Ladung von Schuss zu Schuss sehr stark. Um dies zu verdeutlichen, wurden zwei Messreihen mit je 300 Schuss auf die gleiche Stelle (jeweils nach Reinigung durch 600 Schuss) durchgeführt. Diese zwei mal 300 Signale wurden aufgezeichnet und ausgewertet. Die sonstigen Einstellungen waren identisch mit den vorangegangenen.

4.3 Messungen mit variabler Energie

In diesem Abschnitt werden die Messungen mit konstanter Targetspannung, aber variabler Laserpulsenergie erläutert. Es wurde mit Laserpulsenergien zwischen 7 und 30 μJ auf das Target geschossen. Im Bereich von 6 μJ waren die Signale zu klein bzw. schwankten sehr stark. Bei noch kleineren Energien waren keine Ladungen mehr nachzuweisen.

Für diese Messungen wurde das Target vorher im Ultraschallbad zunächst mit destilliertem Wasser und danach mit hochreinem Alkohol gereinigt. Diese Methode soll die Oberflächenkontamination (Natrium, Kalium) verringern.

Diese Vorbehandlung bewirkt, dass das Target nicht zunächst mit 600 Schuss gereinigt werden muss, wie es noch bei den vorangegangenen Messungen der Fall war. Es reichen hier ca. 5 Schuss aus, um ein einigermaßen konstantes Spektrum zu erhalten.

Die Ladungsverstärker für kleine Ladungen (Typ Tennelec) übersteuern bereits bei 8 μJ Laserpulsenergie. Die Messungen erfolgten daher im Laserpulsenergie-Bereich von 7 bis 12 μJ mit den Ladungsverstärkern für hohe Ladungen. (Typ Caltec, siehe Anhang B.2.1)

Ab ca. 13 μJ beginnen diese aber auch am Target zu übersteuern. Deshalb wurde bei noch höheren Energien (13 bis 30 μJ) mit einem RC-Glied am Target und Gitter gemessen (siehe Anhang B.2.2). Am Detektor konnte die ganze Zeit der Caltec Verstärker benutzt werden.

Die Tabelle 4.6 soll die durchgeführten Messungen verdeutlichen.

Es wurden wieder 3 Messreihen durchgeführt. Das Target wurde zwischen diesen Durchgängen um 625 μm und für jede neue Energie um 125 μm verschoben. Die 10 Signale zu einer Energie wurden gemittelt. Für die Bestimmung der Anstiegszeit am Target, wurde jedes einzelne Signal vorher wieder durch seine Amplitude geteilt. Alle Messungen fanden bei +800 V Targetspannung und geerdetem Gitter statt.

Die Variation der Laserenergie erfolgte auf verschiedene Weisen. Zunächst über die Drehung des $\lambda/2$ -Plättchens, dann zusätzlich über den Strom der Laserpumpdioden. Ab ca. 26 μJ war es notwendig, den Polarisator aus dem Strahlengang zu nehmen und die Irisblende ein wenig mehr (von 2 mm auf ca. 2,5 mm) zu öffnen.

Zusätzlich wurde noch Messungen bei sehr hohen Targetspannungen und konstanter Laserpulsenergie (30 μJ) durchgeführt. Die Spannung betrug 2 kV, 3,5 kV und 5 kV. Auch hier wurden wieder jeweils die Signale von 10 Laserschüssen aufgezeichnet und gemittelt.

Durchgang	Laserpulsenergie	Ladungsmessung an Target und Gitter mit	Aufgezeichnete Signale
1	7 μJ	LV	10
	8 μJ	LV	10
	9 μJ	LV	10
	10 μJ	LV	10
	11 μJ	LV	10
	12 μJ	LV	10
	13 μJ	RC	10
	14 μJ	RC	10
	16 μJ	RC	10
	18 μJ	RC	10
	20 μJ	RC	10
	22 μJ	RC	10
	24 μJ	RC	10
	26 μJ	RC	10
	28 μJ	RC	10
30 μJ	RC	10	
2	⋮	⋮	⋮
3	⋮	⋮	⋮

Tabelle 4.6: Tabelle zum Ablauf der Messungen mit unterschiedlichen Laserpulsenergien. LV: Ladungsverstärker, RC: RC-Glied. Der Fehler der Energie liegt bei $\pm 0.4 \mu J$. Die Targetspannung betrug immer $+800 V$; Gitter und Detektor waren geerdet.

4.4 Probleme bei den Messungen

Bei den Messungen traten Probleme bzw. Unsicherheiten auf, die an dieser Stelle aufgezeigt werden sollen. Sie könnten z.B. die beobachteten Signalschwankungen erklären.

Vibrationen Die durch die Turbopumpe erzeugten Vibrationen sind am Gittersignal bei kleinen Ladungen ($< 1 pC$) deutlich sichtbar. Man findet eine Oberschwingung ($\sim 200 Hz$), welche ein hin- und herspringen (Offset) des eigentlichen Signals am Oszilloskop bewirkt. Hauptsächlich ist das Gitter hiervon betroffen, da es den längsten Hebelarm hat und aufgrund seiner dünnen Struktur eher anfängt zu vibrieren.

Dieser Offset muss bei der Auswertung der Signale korrigiert werden. Wie dies geschah, wird im Anhang C.2.1 erklärt.

Ungenauigkeit der Lineardurchführung Es ist nicht sicher, ob sich das Target auch relativ zur Linse bewegt, wenn es mittels der Lineardurchführung verschoben wird. Die Lineardurchführung ist nicht völlig spielfrei. Zwar wird sie mit einem Teflonring zusätzlich fixiert, aber dies stellt keine Garantie für eine exakte Positionierung dar. Dies kann Einfluss auf die Energiedichte haben, wenn der Fokus nicht mehr stimmt.

Fokussierung Die Fokussierung gestaltet sich bei diesem Aufbau als schwierig. Die Linse wird von außen mit Hilfe eines Gewindesystems relativ zum Target verschoben. (siehe Abschnitt 3.3)

Die Prozedur besteht darin, die Linse zu bewegen, gleichzeitig zu schießen und dabei die Ladungsausbeute zu beobachten. Bei niedrigen Energien, sollte man erwarten, dass das Signal bei Annäherung an den Fokus größer wird. Da die Ladungsamplitude stark schwankt, ist diese Prozedur aufwendig. Auf der anderen Seite muss die Linse nur mit einer Genauigkeit von besser als 1,4mm platziert werden (siehe Gleichung 3.2).

Dies dürfte nach mehreren Messungen gelungen sein. Allerdings wurde keine zuverlässige Überprüfung durchgeführt.

Trennung von Laser und Tank Laser und Vakuumkammer sind getrennt aufgebaut. Ein kleiner Stoß gegen eine der beiden, kann bereits eine Dejustage des Aufbaus bewirken und somit die Vergleichbarkeit zu vorangegangenen Messungen beeinträchtigen.

Größe der Vakuumkammer Die Vakuumkammer des Targets ist sehr klein. Hierdurch werden den Abmessungen von Targethalter und Gitter Grenzen gesetzt. Platz für ein zweites Gitter ist nicht vorhanden.

Außerdem ist es für Änderungen am Target nötig, den kompletten Halter auszubauen. Dieser muss dann beim Einbau wieder neu justiert werden. Diese Prozedur ist nicht nur aufwendig, sondern auch unpräzise: Der Abstand Linse-Target kann variieren und auch die Ausrichtung zum Detektor kann sich verändern.

RC-Glied Der Messaufbau mit dem RC-Glied (Anhang B.2.2) ist nicht hundertprozentig verstanden. Die erzeugten Ladungen erzeugen durch das Vorhandensein von Kapazitäten (Kondensator, Target) eine Spannung, die bewirkt, dass die Ladungen über den Widerstand der Bias-Spannung ($150\text{ M}\Omega$) abfließen. Dies reduziert jedoch die Bias Spannung und damit die Feldstärke zwischen Target und Gitter. Inwieweit sich dies auf die Messergebnisse auswirkt, ist unklar.

Einige dieser Probleme könnten durch eine neue Konstruktion, deren Aufbau während dieser Arbeit begonnen wurde (siehe auch Abschnitt 7.1), behoben werden.

Kapitel 5

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der im vorangegangenen Kapitel erläuterten Messungen gezeigt. Eine Diskussion und (falls möglich) Interpretation erfolgt dann im nächsten Kapitel.

5.1 Vorversuche

5.1.1 Messung und Variation der Energie

5.1.1.1 Vermessung des $\lambda/2$ - Plättchens

In Abbildung 5.1 sind die Messwerte von E_0 (Laserpulsenergie zwischen $\lambda/2$ -Plättchen und Polarisator) in Abhängigkeit des Winkels γ vom $\lambda/2$ -Plättchen dargestellt.

Es ist nur eine minimale Winkelabhängigkeit zu erkennen, deren Einfluss für die weiteren Messungen keine Rolle spielte.

5.1.1.2 Vermessung des Polarisators

Die erste Methode E_T und E_R zu messen, erwies sich als zu ungenau. Das Ergebnis ist allenfalls ein Überblick über die Winkelabhängigkeit der Laserenergien. Bei dieser Messung dominiert der Winkelfehler von $\pm 1^\circ$ des $\lambda/2$ -Plättchens, da der Winkel für die Messung von E_T und E_R jeweils neu eingestellt wurde.

Bei der zweiten Methode ist dies nicht der Fall. Der Winkel γ blieb exakt der selbe. Dafür wurde der pyroelektrische Messkopf versetzt. Der Fehler, der durch dieses Versetzen entsteht ist deutlich kleiner. Es ist deshalb zweckmäßig, mit der zweiten Methode vorzugehen. Ein Beispiel für eine solche Messreihe ist in Abb. 5.2 zu sehen.

Die Gesamtenergie E_0 , die auf den Polarisator trifft kann in vier Komponenten zerlegt werden:

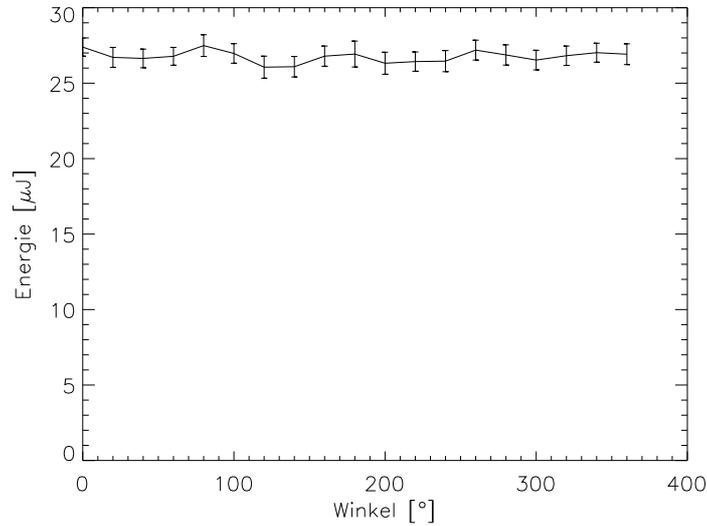


Abbildung 5.1: Abhängigkeit der transmittierten Energie des $\lambda/2$ -Plättchens vom Winkel γ . Die Energie vor dem Plättchen betrug $(28 \pm 0,6) \mu J$. Die Fehlerbalken repräsentieren die Standardabweichung. Die mittlere Abweichung des Mittelwertes ist bei den 100 Messungen pro Winkeleinstellung um den Faktor $\sqrt{100} = 10$ kleiner.

E_T : effektiv transmittierter Strahl
 E_R : effektiv reflektierter Strahl
 E_A : Verluste des transmittierten Strahls (durch Absorption)
 E_V : Verluste des reflektierten Strahls
 (siehe auch Abbildung 4.1)

Es gilt also der Energiesatz:

$$E_0 = E_T + E_R + E_A + E_V \quad (5.1)$$

Annahme:

$$E_A = A \cdot (E_T + E_A) = \frac{A}{1-A} \cdot E_T =: B \cdot E_T \quad (5.2)$$

$$E_V = V \cdot (E_R + E_V) = \frac{V}{1-V} \cdot E_R =: W \cdot E_R \quad (5.3)$$

mit $1 - A = T$ (Transmissionskoeffizient) und $1 - V = R$ (Reflexionskoeffizient).

Man nimmt also an, dass die jeweilige Verlustenergie proportional zum reflektierten (bzw. absorbierten) Strahl *ohne* Verluste ist.

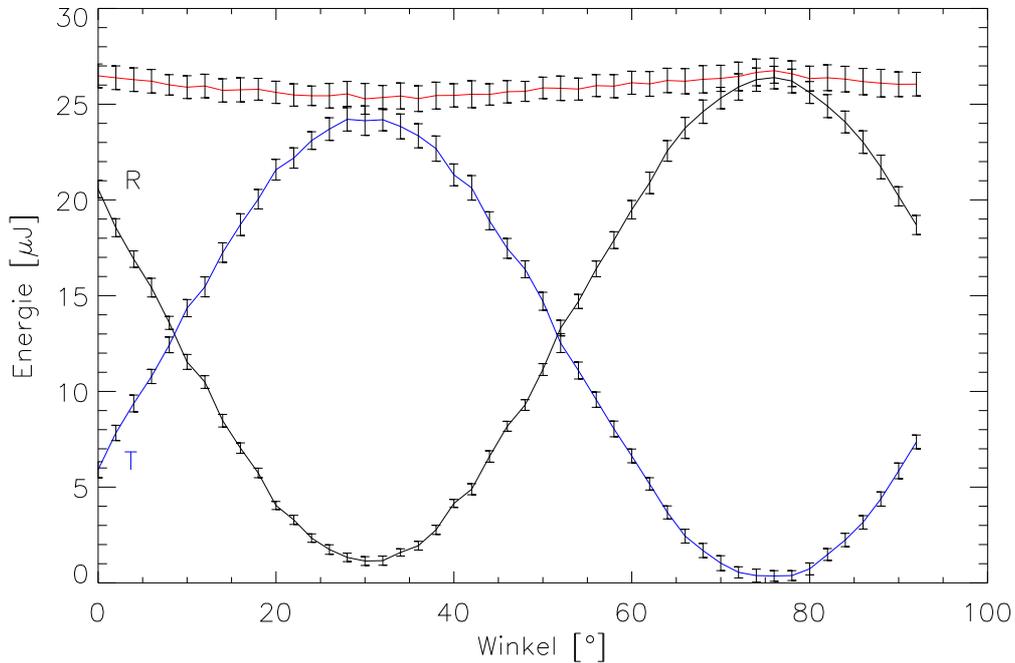


Abbildung 5.2: Gemessene Energien des reflektierten (R), transmittierten (T) Strahls und die Summe der beiden in Abhängigkeit vom Winkel γ des $\lambda/2$ -Plättchens. Je Messung wurden 100 Schuss gemittelt. Fehlerbalken ist die Standardabweichung. Die eingestrahelte Energie E_0 beträgt hier $27,1 \mu J \pm 0,7 \mu J$.

Dies kann man mit einem Spiegel vergleichen:

Der einlaufende Strahl setzt sich zusammen aus dem auslaufenden Strahl und dem absorbierten Anteil an der Spiegeloberfläche, d.h.:

absorbierte Energie = $C \cdot$ einfallende Energie = $C \cdot$ (reflekt. Energie + absorbierte Energie)

Setzt man nun E_A und E_V in den Energiesatz ein und teilt durch E_0 , so ergibt sich:

$$\hat{E}_T = -(1 - B + W) \cdot \hat{E}_R + (1 - B) \quad (5.4)$$

mit $\hat{E}_X = E_X/E_0$

Die Darstellung von $\hat{E}_T = \hat{E}_T(\hat{E}_R)$ sollte demnach einer Geraden entsprechen. Eine entsprechende Messreihe ist in Abbildung 5.3 zu sehen.

Aus den Parametern der Geradengleichung lassen sich dann nach Gleichung 5.4 die Parameter B und W bestimmen und daraus wiederum der Transmissions-

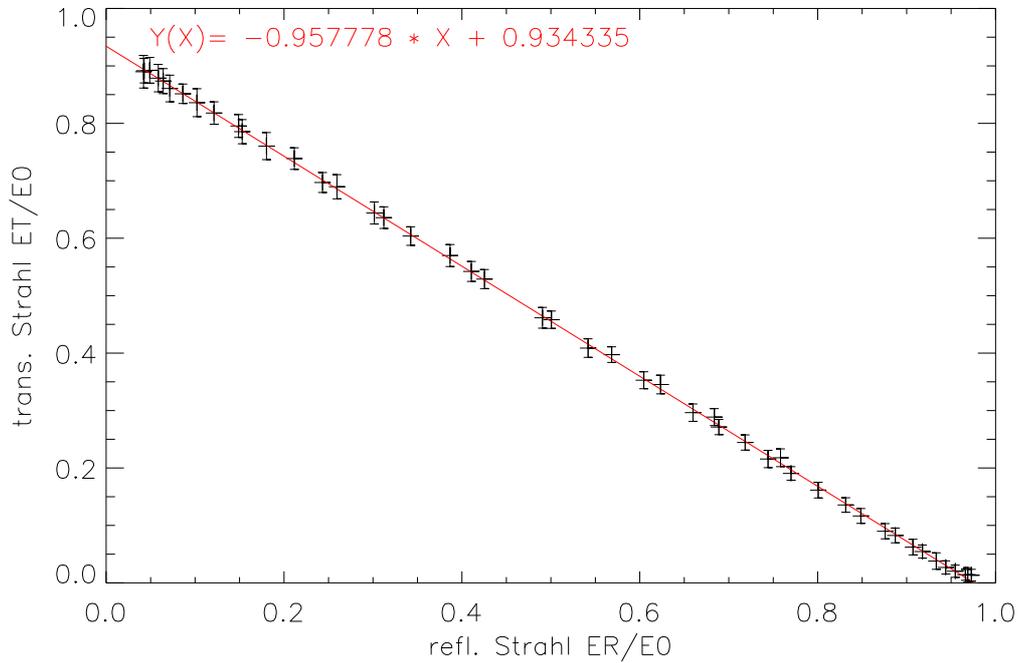


Abbildung 5.3: $\hat{E}_T = \hat{E}_T(\hat{E}_R)$, $E_0 = 27,1 \mu J \pm 0,7 \mu J$. Fehler des Geradenfits: Steigung ± 0.002 , Konstante ± 0.001

bzw. Reflexionskoeffizient. In diesem Fall findet man die Werte:

$$T = 0.938 \pm 0.001$$

$$R = 0.977 \pm 0.002$$

Die vom Hersteller gibt unter optimaler Winkelausrichtung folgende Werte an:

$$T > 0.95$$

$$R > 0.99$$

Auch innerhalb der Fehlergrenzen stimmt dies nicht ganz überein. Das lässt darauf schließen, dass bei den Messungen nicht der optimale (Brewster-) Winkel des Polarisators getroffen wurde. Weitere Messungen zeigen zudem, dass nach einer Veränderung am Setup (z.B. Ein- und wieder Ausbau von Komponenten), eine neue Messreihe aufgenommen werden sollte, um die Geradengleichung neu zu bestimmen.

So wurden für T Werte von 0.926 bis 0.956 und für R Werte von 0.969 bis 0.994 gefunden.

Jetzt benötigt man noch eine Fehlerabschätzung für die über dieses Verfahren bestimmte Energie E_T für einen einzelnen Schuss:

Die Energie E_0 wird durch die Mittelung von mehreren Schüssen gewonnen. Für diese Größe findet man eine Abweichung der Einzelmessung von ca. 3%. Laut Herstellerangabe lässt sich mit dem pyroelektrischen Detektor die Energie eines Einzelpulses bis auf 2% genau bestimmen. Die Fehler der Geradenfitparameter lassen sich vernachlässigen. Nach Gleichung 5.4 gilt:

$$E_T = m \cdot E_R + b \cdot \overline{E_0} \quad (5.5)$$

wobei m und b die Fitparameter sind. $\overline{E_0}$ ist der Mittelwert der auf den Polarisator eingestrahlten Pulsenergie.

Streng genommen müsste man den Fehler nach dem Gauß'schen Fortpflanzungsgesetz (Quadratsumme der absoluten Fehler) berechnen. Hier wird jedoch der Fehler auf 2 bis 3% eingeschätzt: Er sollte kleiner als der Fehler von E_0 (da ja zur Kontrolle E_R gemessen wird) und größer als der Messfehler des pyroelektrische Messkopfes sein (wegen der Unsicherheit von E_0).

Durch das Vermessen des $\lambda/2$ -Plättchens und die Bestimmung der Parameter m und b der Gleichung 5.5 lässt sich zuverlässig auf die transmittierte Energie E_T schließen.

Das beschriebene Verfahren ist immer dann anzuwenden, wenn die Energie eines einzelnen Schusses bei gleichzeitigem schießen auf das Target bestimmt werden soll. Bei allen Messungen war diese Präzision nicht nötig, da über viele Signale gemittelt wurde.

5.1.2 Signalformen

5.1.2.1 Positive Targetspannung

Target (Elektronen/negative Ionen) Das Targetsignal ändert sich von der Form her am wenigsten. Ein typisches, bereits Offset-korrigiertes Signal¹ ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Man sieht hier das Elektronensignal. Dass trotzdem eine positive Ladung gezeigt ist, liegt am invertierenden Ladungsverstärker. Aus diesem Signal kann als Information die Amplitude und die Anstiegszeit (siehe Anhang C.2.4) bestimmt werden.

Die Ladung steigt zunächst an, was die Flugzeit von Ionen und Elektronen relativ zueinander repräsentiert. Nach dem Erreichen eines Maximums fällt sie wieder langsam ab. Dieser Abfall repräsentiert die Integrationszeit bzw. Entladung des Ladungsverstärkers.

¹Erklärung der Offsetkorrektur befindet sich im Anhang C.2.1.

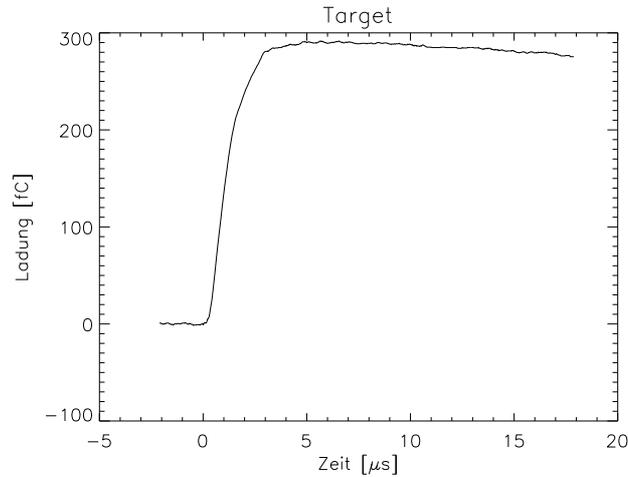


Abbildung 5.4: Typisches Targetsignal (Elektronen)

Gitter (positive Ionen) Auch hier ist das Signal wieder durch den Ladungsverstärker invertiert.

Das Gittersignal ist komplizierter als das Targetsignal. Zum einen passieren die Teilchen teilweise das Gitter, zum anderen tritt hier bereits eine Massenselektion auf. Man erkennt an vielen Gittersignalen, wie der Anteil von leichten zu schweren Ionen ist.

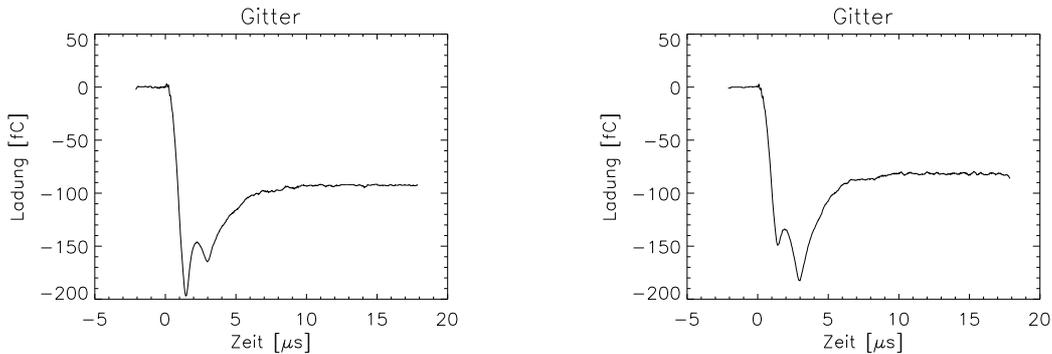


Abbildung 5.5: *Links*: Ein Gittersignal mit viel leichten (Na, K) und wenig schweren Ionen (Au). Dies ist häufig bei den ersten Schüssen (je nach Laserpulsenergie) auf eine frische Targetstelle zu beobachten. *Rechts*: Der umgekehrte Fall. In Abbildung 5.7 sind die zugehörigen Spektren des Detektors zu sehen.

Nach sehr vielen Schüssen auf eine Stelle auf dem Target bleibt das Gittersignal von der Form her nahezu konstant und der Anteil der leichten Ionen ist

nur noch zu erahnen. Jetzt lässt sich zuverlässig die Anstiegszeit und auch die maximale Ladung bestimmen.

Man erkennt, dass nach dem Erreichen der maximalen Ladung das Gittersignal schnell abfällt und danach erst der eigentliche Abfall der Ladungsverstärker stattfindet. (Abbildung 5.5) Dieser Abfall verdeutlicht, dass nicht alle Ionen auf dem Gitter verbleiben, sondern ein Teil hindurch fliegt.

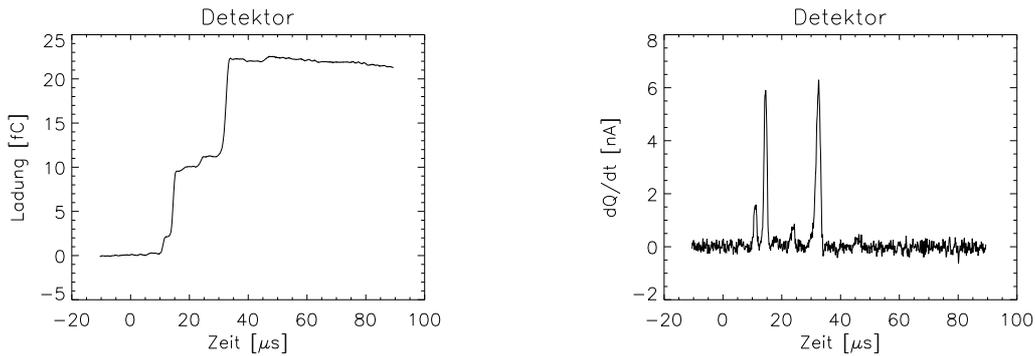


Abbildung 5.6: *Links:* Ein typisches Detektorsignal. *Rechts:* Das gleiche Signal differenziert. Die beiden großen Peaks sind Kalium und Gold Ionen. Die kleineren könnten von Natrium und Zinn (das Target ist mit Lötzinn befestigt) stammen. Das Signal ist zweimal invertiert (Ladungsverstärker, Oszilloskop) und besitzt somit die „richtige“ Polarität.

Detektor (positive Ionen) Der Detektor nimmt das Flugzeitspektrum der Ionen auf. Da auch hier wieder die ankommenden Ladungen aufintegriert werden, besitzt das typische Detektorsignal eine Stufenform.

Zur besseren Auswertung wird dieses Signal am Computer differenziert und man erhält das gewohnte Spektrum mit Peaks (Abbildung 5.6).

Mit Hilfe der Formel 2.8 für die Gesamtflugzeit der Ionen wird die Zeitachse des Signals dann in die Massenzahl A umgerechnet. Hierzu wurde die Anfangsenergie der Ionen E_0 auf Null gesetzt, da davon ausgegangen wird, dass sie deutlich kleiner als die Beschleunigungsspannung U ist. Außerdem wurde die Masse m durch $A \cdot u$ ersetzt und einfach ionisierte Atome ($q = 1e$) angenommen. Insgesamt findet man:

$$t_{ges} = d \cdot \sqrt{\frac{A \cdot u}{2 \cdot e \cdot U}} + b \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot A \cdot u}{e \cdot U}} \quad (5.6)$$

(d : Abstand Gitter-Detektor, b : Abstand Target-Gitter, U : Beschleunigungsspannung, A : Massenzahl, u : atomare Masseneinheit (1/12 der Masse von ^{12}C), e : Elementarladung)

Um die Zeitachse des Detektorsignals in die Masse A umzurechnen, wird diese Gleichung umgestellt zu:

$$A = \frac{U \cdot e \cdot t_{ges}^2}{2 \cdot u} \cdot \frac{1}{(d/2 + b)^2} \quad (5.7)$$

Als Beispiel hierfür, wurden die zu den Gittersignalen aus Abbildung 5.5 gehörenden Detektorsignale ausgewählt. Sie sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Das Signal ist verzerrt, da zwischen t und A kein linearer Zusammenhang besteht. Es gilt $A \propto t^2$.

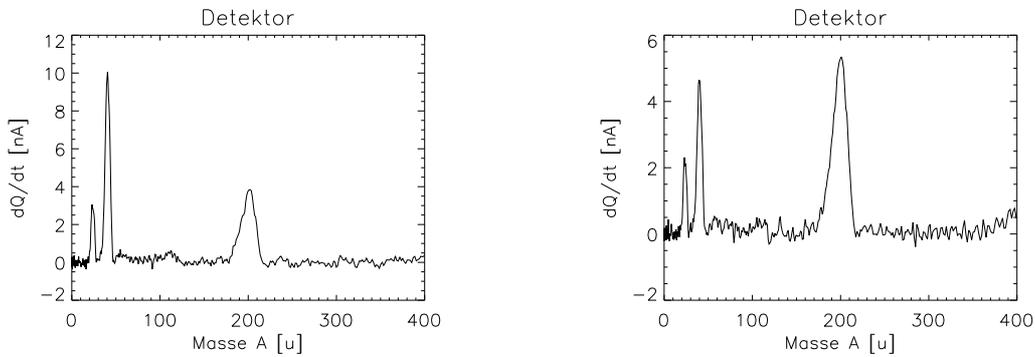


Abbildung 5.7: Darstellung der zu Abbildung 5.5 gehörenden, differenzierten Detektorsignale. Man erkennt den Zusammenhang deutlich. (*Links*: Wenig Au. *Rechts*: viel Au) Die Zeitachse wurde in die Massenzahl A umgerechnet. Zu sehen sind Natrium-, Kalium- und Goldionen.

5.1.2.2 Negative Targetspannung

Target (positive Ionen) Bei negativer Targetspannung werden die Ionen am Target gemessen. Ein typisches Signal ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Da die Ionen relativ zu den Elektronen nun keine lange Flugzeit mehr zurücklegen müssen, ist die Anstiegszeit sehr steil. Auffällig ist das Abfallen des Signals kurz nach dem steilen Anstieg. Dies rührt vielleicht von negativen Ionen her, welche in Richtung Gitter beschleunigt werden.

Gitter(Elektronen/negative Ionen) Beim Gitter (Abbildung 5.9) ist auffällig, dass nach dem schnellen Anstieg des Signals noch ein weiterer „Buckel“ zu sehen ist. Dieser stammt von negativen Ionen.

Der schnelle Anstieg der Elektronen ist ebenfalls beachtenswert. Es hat den Anschein, dass die Elektronen (im Gegensatz zu den Ionen) am Gitter „kleben“

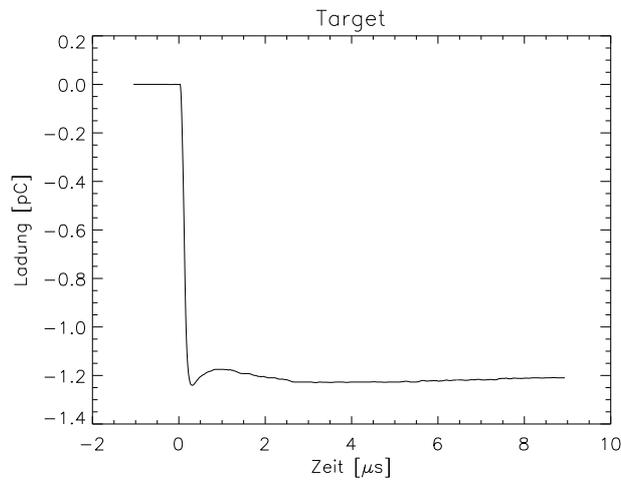


Abbildung 5.8: Typisches Targetsignal

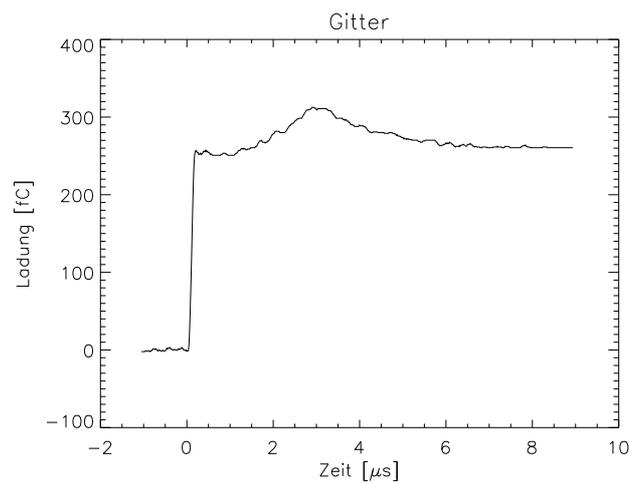


Abbildung 5.9: Typisches Gittersignal. Der „Buckel“ stammt wahrscheinlich von negativen Ionen (hier Gold).

bleiben und nicht hindurchfliegen. Vielleicht reicht die Zeitkonstante des Ladungsverstärkers nicht aus, um dieses schnelle Abklingen aufzulösen.

Detektor (negative Ionen) Das Detektorsignal (Abbildung 5.10) entspricht einem gespiegelten Signal bei positiver Targetspannung. Man erkennt deutlich den Peak negativer Goldionen. Allerdings sind keine Elektronen im Detektorsignal zu sehen.

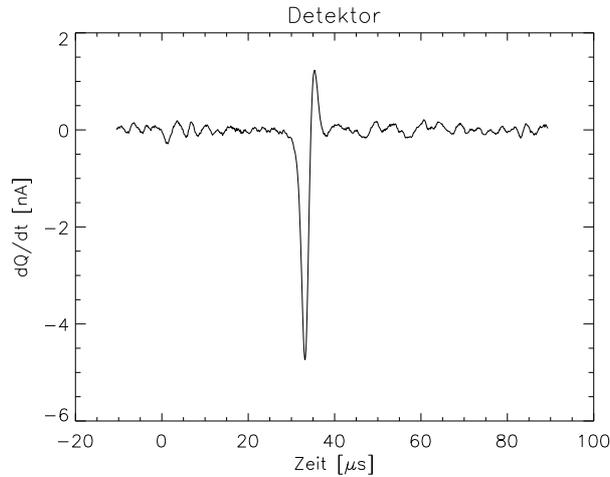


Abbildung 5.10: Detektorsignal bei negativer Targetspannung. Es handelt sich hier um negative Goldionen. (Der Peak, der nach oben zeigt, konnte eindeutig als Überschwingen des Ladungsverstärkers identifiziert werden und braucht deshalb nicht beachtet zu werden. Er wurde für die späteren Messungen ausgetauscht.)

5.1.2.3 Kleine Spannungen

Target Bei kleinen Spannungen (zwischen +50 und -50 Volt) besitzt das Signal Eigenschaften von beiden oben diskutierten Signalen. In Abbildung 5.11 ist sowohl der schnelle, wie auch der langsame Anstieg deutlich erkennbar. Je nach angelegter Spannung, tendiert das Signal mehr in die eine oder andere Richtung.

Eine quantitative Auswertung der Signale in diesem Bereich ist nicht möglich.

Gitter Dieselben Eigenschaften wie das Targetsignal, weist auch das Gittersignal in Abbildung 5.12 auf.

Detektor Bei niedriger Beschleunigungsspannung sind so gut wie keine Ladungen nachweisbar und deshalb werden die Signale auch hier nicht weiter diskutiert.

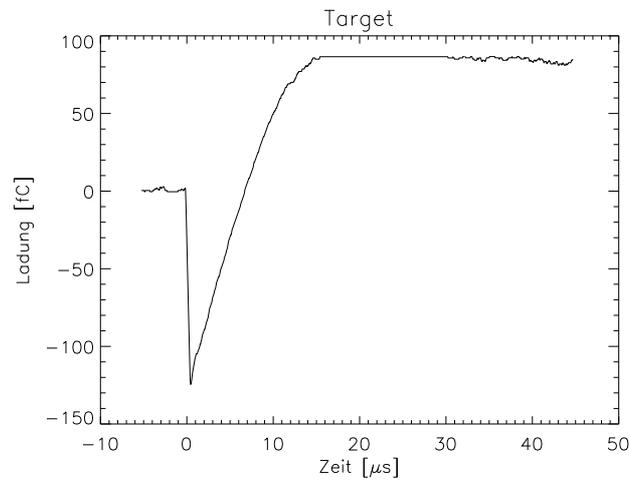


Abbildung 5.11: Targetsignal bei +20V Targetspannung.

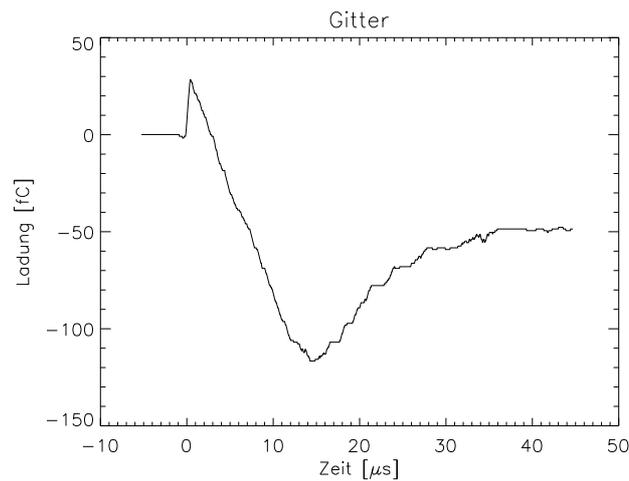


Abbildung 5.12: Gittersignal bei +20V Targetspannung

5.2 Messungen mit $7 \mu\text{J}$ Laserpulsenergie

5.2.1 Abhängigkeit von der Schusszahl auf die gleiche Stelle

5.2.1.1 Zusammensetzung der Ionen

Bei der Auswertung des Flugzeitspektrums, ist die gemessene Absolutladung unwichtig. Damit also nicht die Ladung, sondern nur die Signalform gemittelt wird, wurden die Signale für die Bestimmung der Anstiegszeiten *vor* der Mittelung

durch ihre jeweilige Amplitude geteilt.

Das integrierte Detektorsignal des Ladungsverstärkers wurde dann nach dieser Prozedur differenziert. Die zeitlichen Positionen der Peaks entspricht nach Gleichung 5.6 den unterschiedlichen m/q -Verhältnissen ($t_{ges} \sim \sqrt{m/q}$) und stellen somit ein Massenspektrum dar. Die Peakhöhe der resultierenden Signale entspricht der relativen chemischen Zusammensetzung. (Siehe auch Anhang C.2.5)

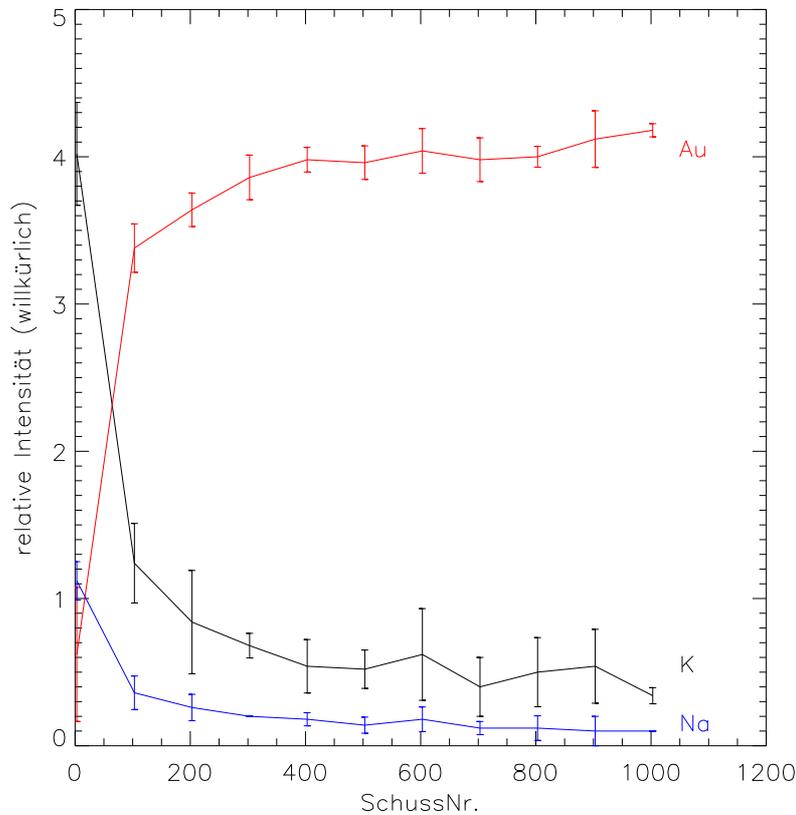


Abbildung 5.13: Zusammensetzung der Ionen in Abhängigkeit der Schusszahl. Gemessen bei $7 \mu\text{J}$ Laserpulsenergie. Jeder Datenpunkt entspricht dem Mittel von 25 Signalen. Aufgetragen sind die relativen Intensitäten der Elemente Natrium, Kalium und Gold im Spektrum.

In den allermeisten Detektorsignalen tauchen nur 3 Peaks (Na ($A = 23$), K ($A=39$), Au ($A=197$)) und in sehr wenigen noch Eisen, auf.

Eine Auswertung dieser Signale ist in Abbildung 5.13 zu sehen. Jeder Datenpunkt repräsentiert das Mittel von fünf Messreihen und fünf aufeinander folgenden Schüssen. (siehe auch Tabelle 4.4)

5.2.1.2 Anstiegszeiten

Hier werden nur die Anstiegszeiten des Target- und Gittersignals betrachtet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.14 zu sehen.

Wie schon im voran gegangenen Abschnitt erwähnt, ist es zweckmäßig, die einzelnen Signale vor einer Mittelung durch die Amplitude zu dividieren, da es auch hier nicht auf die absolute Ladungsausbeute ankommt.

Die Definition der Anstiegszeit wird im Anhang C.2.4 behandelt. Sie wird automatisch bestimmt.

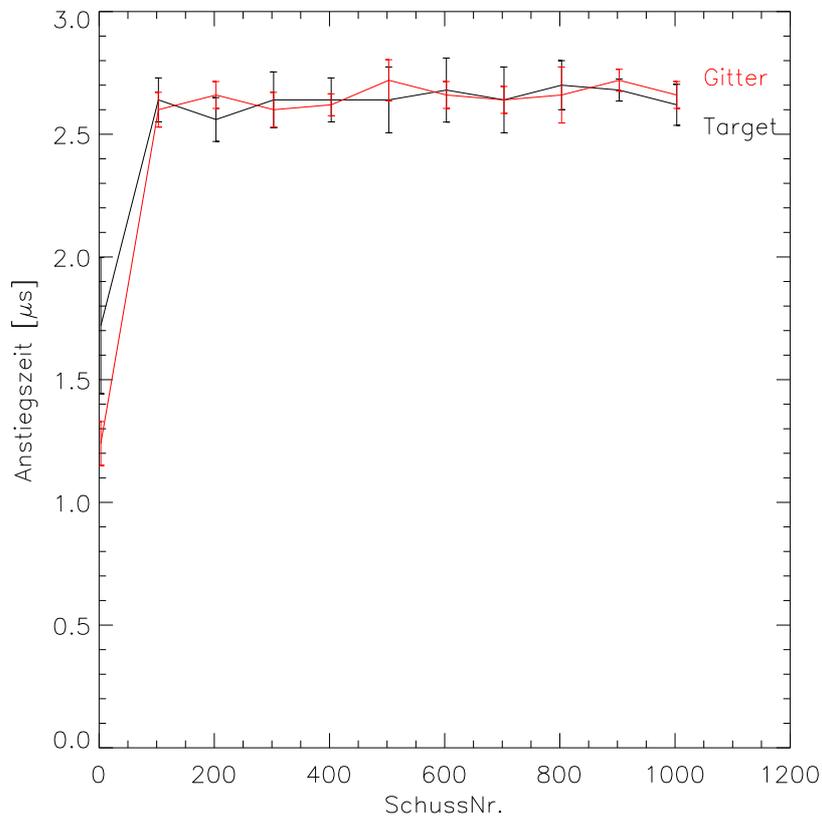


Abbildung 5.14: Anstiegszeiten von Target und Gitter in Abhängigkeit der Schusszahl. Gemessen bei 7 μJ Laserpulsenergie und +800V Targetspannung. Jeder Datenpunkt entspricht 25 gemittelten Signalen.

5.2.1.3 Amplitude

Die Daten werden wie schon in den vorangegangenen Abschnitten ausgewertet. Allerdings entfällt hier das Dividieren durch die jeweilige Amplitude vor dem Mitteln der 25 Signale für jeden Datenpunkt. (Abbildung 5.15)

Da das Gitter Ladungen teilweise transmittiert und hier bereits Laufzeiteffekte der verschiedenen Ionen eine Rolle spielen, wurde die Amplitude am Gitter nicht betrachtet. Diese beiden Effekte sorgen dafür, dass die Amplitude eines gemittelten Signals nicht der Gesamtladung aller Ionen (transmittierte + aufgesammelte) entspricht.

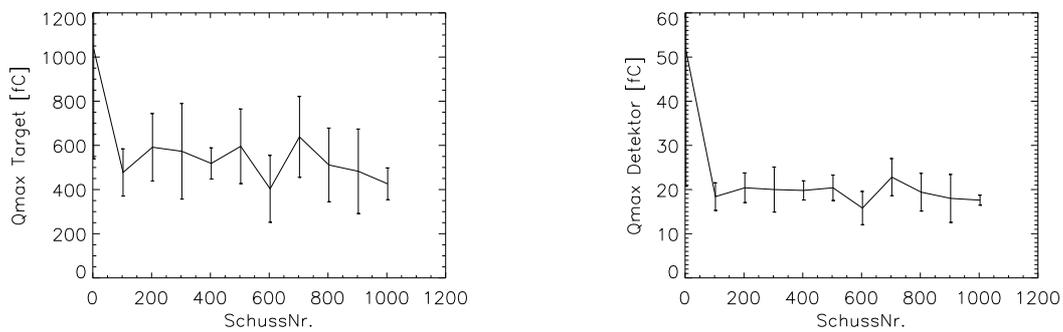


Abbildung 5.15: *Links:* Ladungsamplitude am Target. *Rechts:* Amplitude des Detektorsignals. Beide bei $7\mu\text{J}$ und $+800\text{V}$ Targetspannung.

5.2.2 Abhängigkeit von der Targetspannung

5.2.2.1 Anstiegszeiten

Alle Bemerkungen aus Abschnitt 5.2.1.2 gelten auch hier wieder.

Die Anstiegszeit der Signale an Target und Gitter, sollte der Flugdauer der Ladungen (hier werden nur die positiven Ionen betrachtet, d.h. positive Targetspannung) relativ zueinander in der Beschleunigungsstrecke von $b = 5 \text{ cm}$ entsprechen. Da die Elektronen sehr viel schneller sind, kann man auch sagen, dass es sich um die Flugdauer der Ionen handelt.

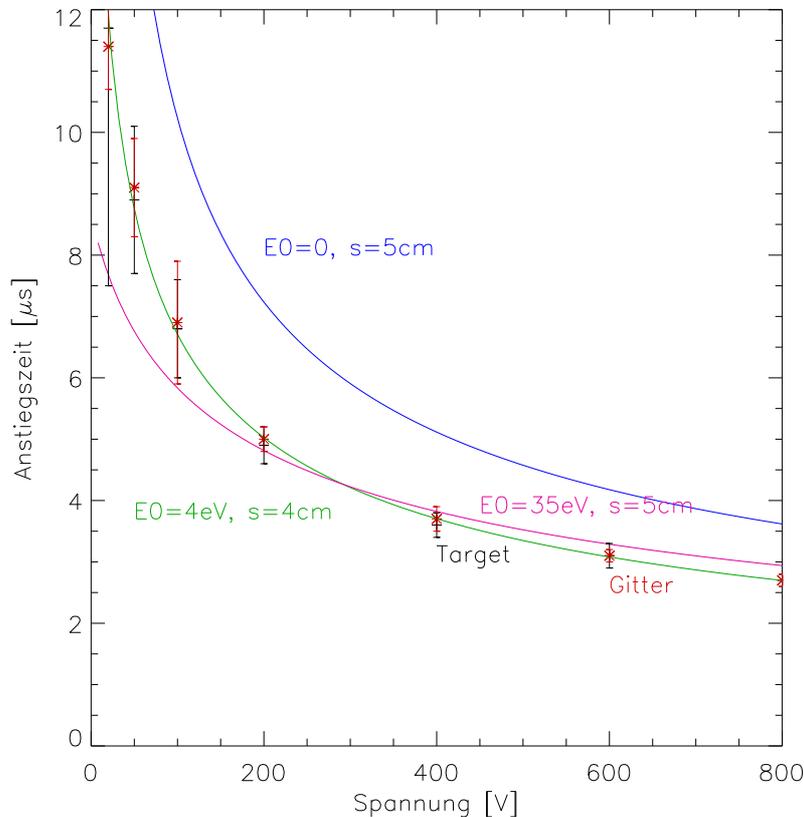


Abbildung 5.16: Anstiegszeiten in Abhängigkeit der Targetspannung (Gitter gerdet). Jeder Datenpunkt steht für 30 gemittelte Signale. Die blaue, grüne und pinke Kurve sind theoretisch berechnet für unterschiedliche Anfangsenergien E_0 und Flugstrecken s von Goldionen. Die Laserenergie betrug $(7, 3 \pm 0, 4) \mu\text{J}$. Das Target wurde vor der eigentlichen Messung mit 600 Schuss „gereinigt“.

Um die Funktion 2.7 an die Datenpunkte zu fitten ist es erforderlich, den Parameter s einzuführen. Er steht für die tatsächliche Flugstrecke der Ionen: Die

erzeugten Ladungen legen nicht die volle Beschleunigungsstrecke von $b = 5 \text{ cm}$ zurück, denn das (neutrale) Plasma dehnt sich zunächst aus. Folglich legt es erst eine gewisse Distanz zurück, bevor es seine Quasi-Neutralität verliert und durch das Feld getrennt werden kann. (Abbildung 5.17)

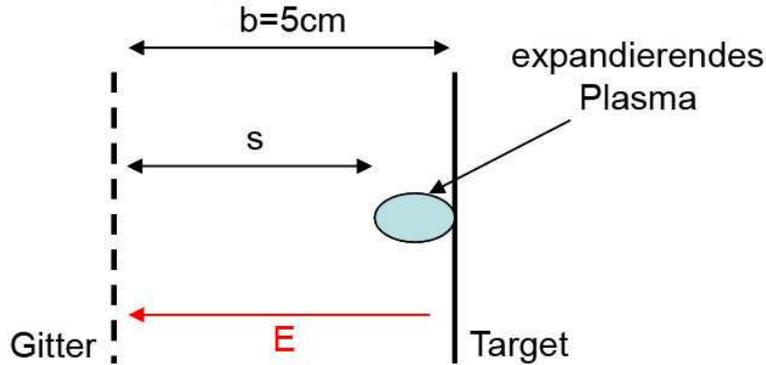


Abbildung 5.17: Zur Verdeutlichung des zunächst expandierenden Plasmas. Erst nachdem es die Strecke $b - s$ zurückgelegt hat, kann das elektrische Feld E eindringen und die Ladungen trennen.

Da sich das Plasma wie ein elektrischer Leiter verhält, bleibt die durchlaufene Potentialdifferenz gleich.

Damit wird Gleichung 2.7 zu:

$$t = s \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot m}}{e \cdot U} \cdot (\sqrt{e \cdot U + E_0} - \sqrt{E_0}) \quad (5.8)$$

Die Messergebnisse und der Fit sind in Abbildung 5.16 zu sehen. Man findet für den besten Fit (grüne Kurve): $E_0 = 4 \text{ eV} \pm 0,5 \text{ eV}$ und $s = 4 \text{ cm} \pm 0,3 \text{ cm}$.

5.2.2.2 Amplitude

Durch die Reinigung des Targets sind die Goldionen dominierend. Das Gittersignal wird also nicht von leichten Elementen verzerrt. Es ist deshalb auch von Interesse. In Abbildung 5.18 sind die Messergebnisse grafisch dargestellt.

Im positiven Spannungsbereich erkennt man, dass Target- und Gitterladung einen ähnlichen Verlauf haben. Eine Spannungsabhängigkeit der Ladung ist sichtbar. Die Ladungsausbeute steigt mit höherer Spannung leicht an. In der Nähe von 0 V sind keine Aussagen mehr möglich. Die Signale schwanken zu stark.

Bei negativer Spannung, macht die Targetladung einen Sprung nach oben.

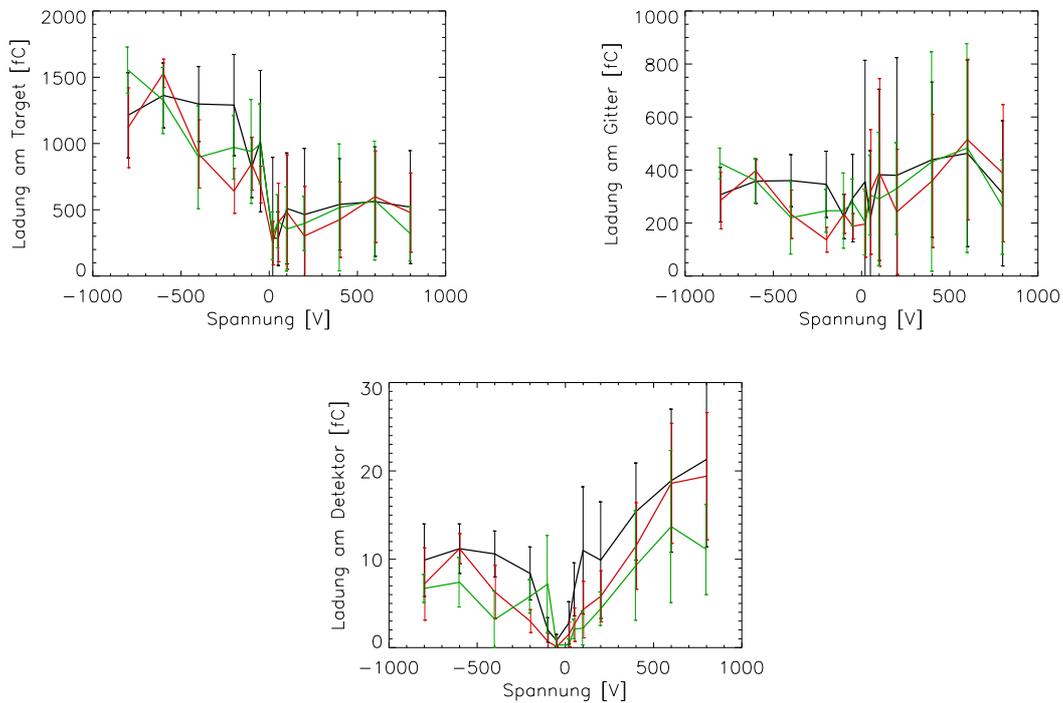


Abbildung 5.18: Aufgetragen sind jeweils die **Absolut**amplituden in Abhängigkeit der Targetspannung (Gitter und Detektor geerdet). *Oben links*: Target. *Oben rechts*: Gitter. *Unten*: Detektor. Die drei Messdurchläufe sind durch die unterschiedlichen Farben markiert. Die Energie betrug bei diesen Messungen $(7, 3 \pm 0, 4) \mu\text{J}$. Jeder Datenpunkt repräsentiert die Auswertung von 10 gemittelten Signalen. (3 Durchgänge mit jeweils 10 Messungen pro Spannung)

Die Detektorladung spiegelt die Eigenschaften der Gitterladung wieder. Auch hier ist die Spannungsabhängigkeit zu erkennen. Bei negativer Targetspannung werden nur negative Ionen detektiert, aber keine Elektronen.

5.2.3 Signalschwankungen

In Abbildung 5.19 ist für die beiden Messreihen die Signalamplitude der jeweils 300 Laserschüsse aufgetragen. An dieses Histogramm wurde eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung gefittet:

$$f(x) = N \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot a^{3/2} \cdot x^2 \cdot e^{-\frac{a \cdot x^2}{2}} \quad (5.9)$$

(a, b : Fitparameter)

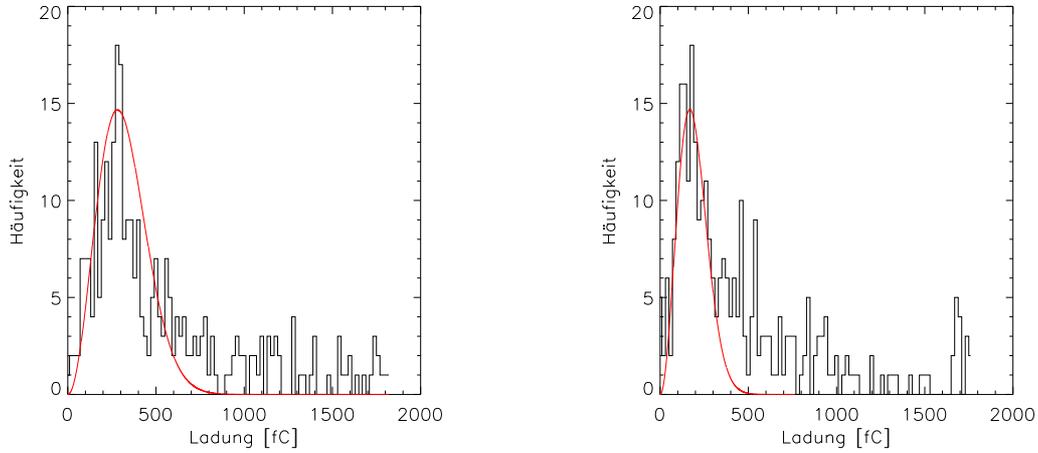


Abbildung 5.19: Zwei Messreihen auf unterschiedliche Stellen auf dem Target bei ansonsten gleicher Konfiguration ($\sim 7\mu J$ Pulsenergie, $+800V$ Targetspannung). In rot: Maxwell-Boltzmann-Fit. Intervallgröße: $20 fC$

Der Parameter a legt dabei die Lage des Peaks fest - also den wahrscheinlichsten Ladungswert C_w : $a = \frac{2}{C_w^2}$. Parameter N ist die Normierung. Die in Abbildung 5.19 gezeigten Kurven haben die Werte:

Messreihe Nr.	a	$C_w [fC]$	N
1	$2,5 \cdot 10^{-5}$	283	25
2	$7 \cdot 10^{-5}$	170	25

5.3 Messungen mit variabler Energie

5.3.1 Signalamplitude

Die zehn hintereinander aufgenommenen Signale zu einer Laserpulsenergie wurden wie üblich gemittelt. Die Auswertungen der drei Durchgänge sind in Abbildung 5.20 dargestellt.

Ab einer Energie von $13 \mu J$ wurde mit dem Differenzglied (siehe Abschnitt 4.3) an Target und Gitter gemessen, da auch die Ladungsverstärker für große Ladungen übersteuern. Nach der Mittelung mussten diese Signale deshalb noch integriert werden. Das Integral in Gleichung B.5 wird dabei am Computer (IDL) durch eine Riemann-Summe angenähert.

Am Detektor konnte durchweg der Ladungsverstärker für hohe Ladungen eingesetzt werden.

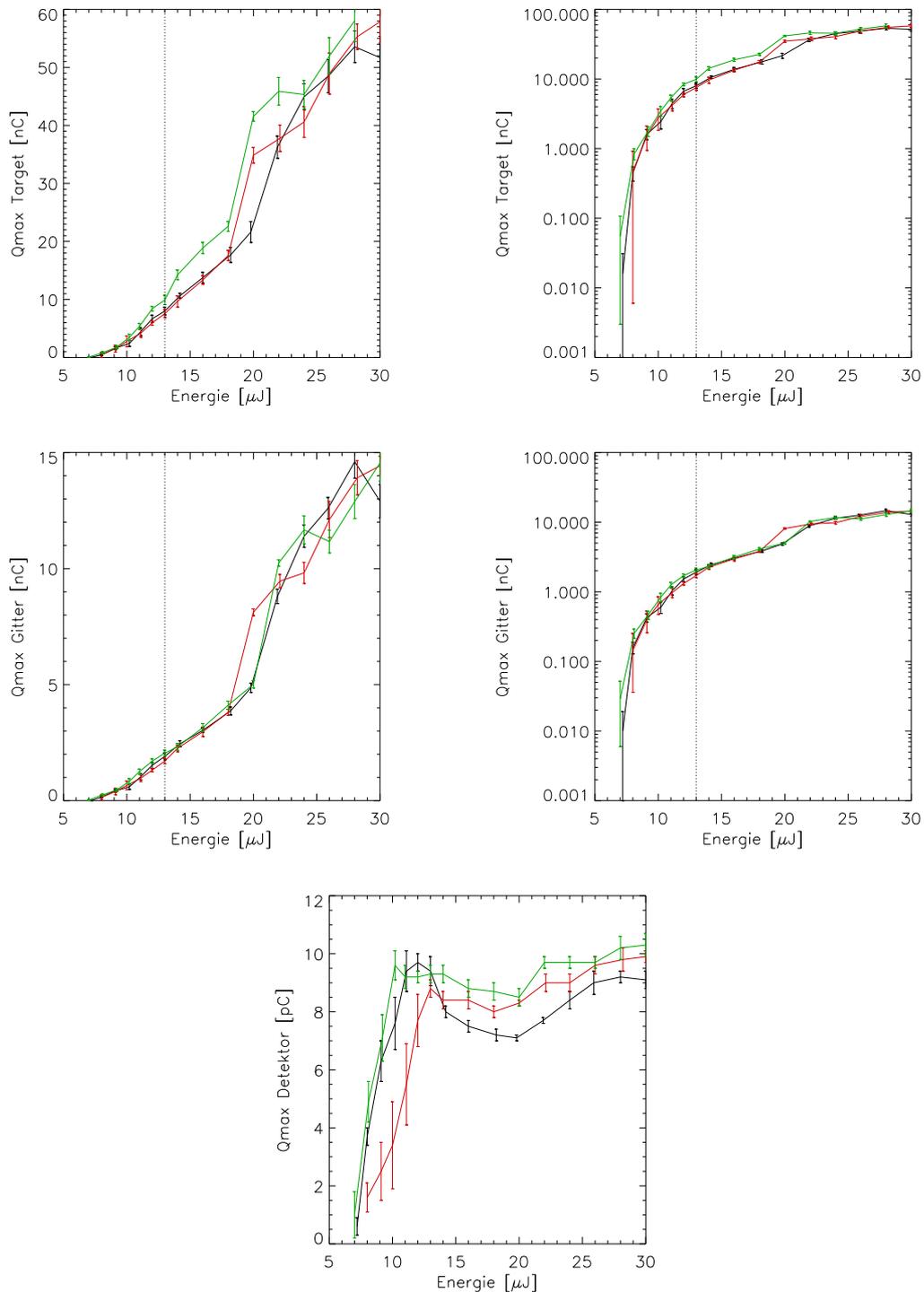


Abbildung 5.20: Energieabhängigkeit der Amplitude für Target-, Gitter- (beide auch in logarithmischer Darstellung) und Detektorsignal. *Oben*: Target. *Mitte*: Gitter. *Unten*: Detektor. Die drei Messreihen sind durch die unterschiedlichen Farben gekennzeichnet. Jeder Datenpunkt repräsentiert die Amplitude von 10 gemittelten Signalen. Die gestrichelte Linie bei Target und Gitter markiert den Übergang zur Messung mit dem RC-Glied. Am Detektor konnte über den gesamten Bereich mit einem Ladungsverstärker gemessen werden.

5.3.2 Anstiegszeit des Targetsignals

Um die Anstiegszeit des Targetsignals zu bestimmen, wurde die übliche Prozedur verwendet: Vor dem Mitteln wird jedes einzelne Signal durch seine Amplitude dividiert. Die mit dem RC-Glied gemessenen Signale (ab $13 \mu J$) müssen zusätzlich wieder integriert werden. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abbildung 5.21 zu sehen.

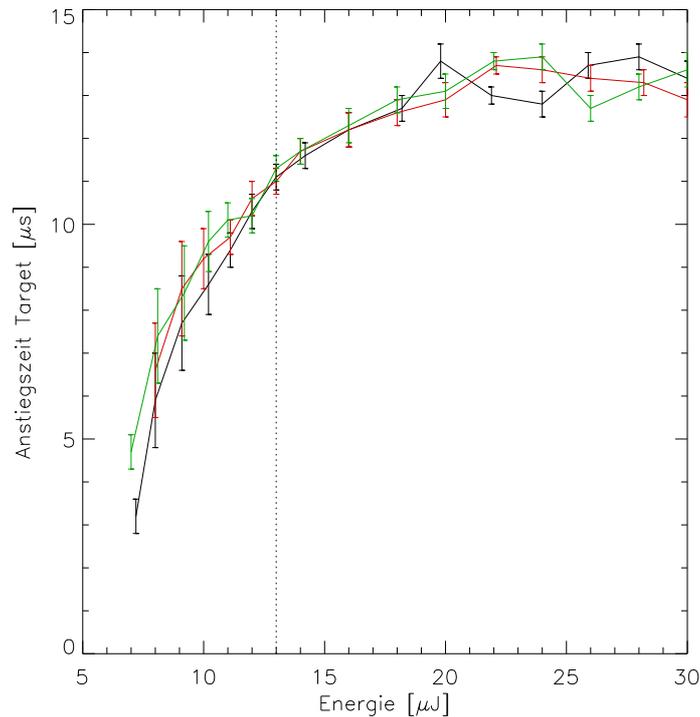


Abbildung 5.21: Anstiegszeiten des Targetsignals für drei Durchgänge. Jeder Datenpunkt ergab sich aus der Anstiegszeit von zehn normierten und gemittelten Signalen. Ab der gestrichelten Linie wurde mit dem RC-Glied gemessen.

5.3.3 Veränderung der Signalformen

5.3.3.1 Target

Beim Targetsignal konnte keine Veränderung in der Form gefunden werden. Es besitzt für jede Energie einen ähnlichen Verlauf. (Abbildung 5.22)

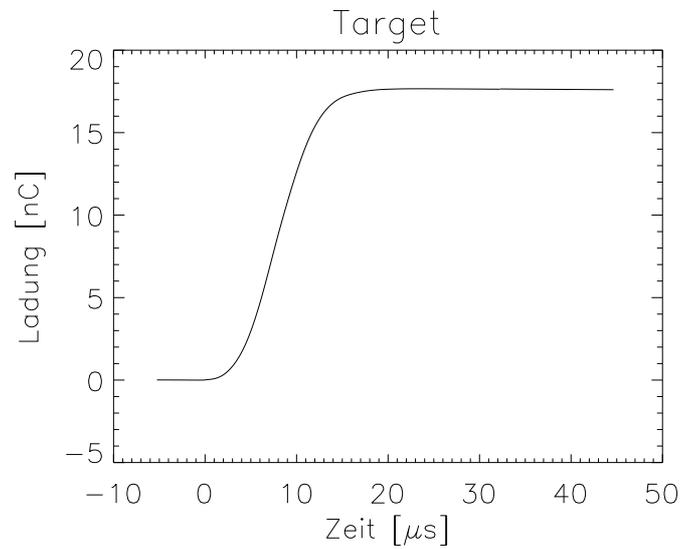


Abbildung 5.22: Typisches Targetsignal. (Mittel aus 10 Signalen.) Hier bei $18 \mu J$. Die Form ändert sich mit steigender Energie nicht.

5.3.3.2 Gitter

Das Gittersignal verändert sich mit zunehmender Energie. In Abbildung 5.23 sind die Ergebnisse von jeweils 10 gemittelten Signalen dargestellt, wobei auch hier wieder ab $13 \mu J$ Laserpulsenergie das Signal des RC-Gliedes integriert werden musste.

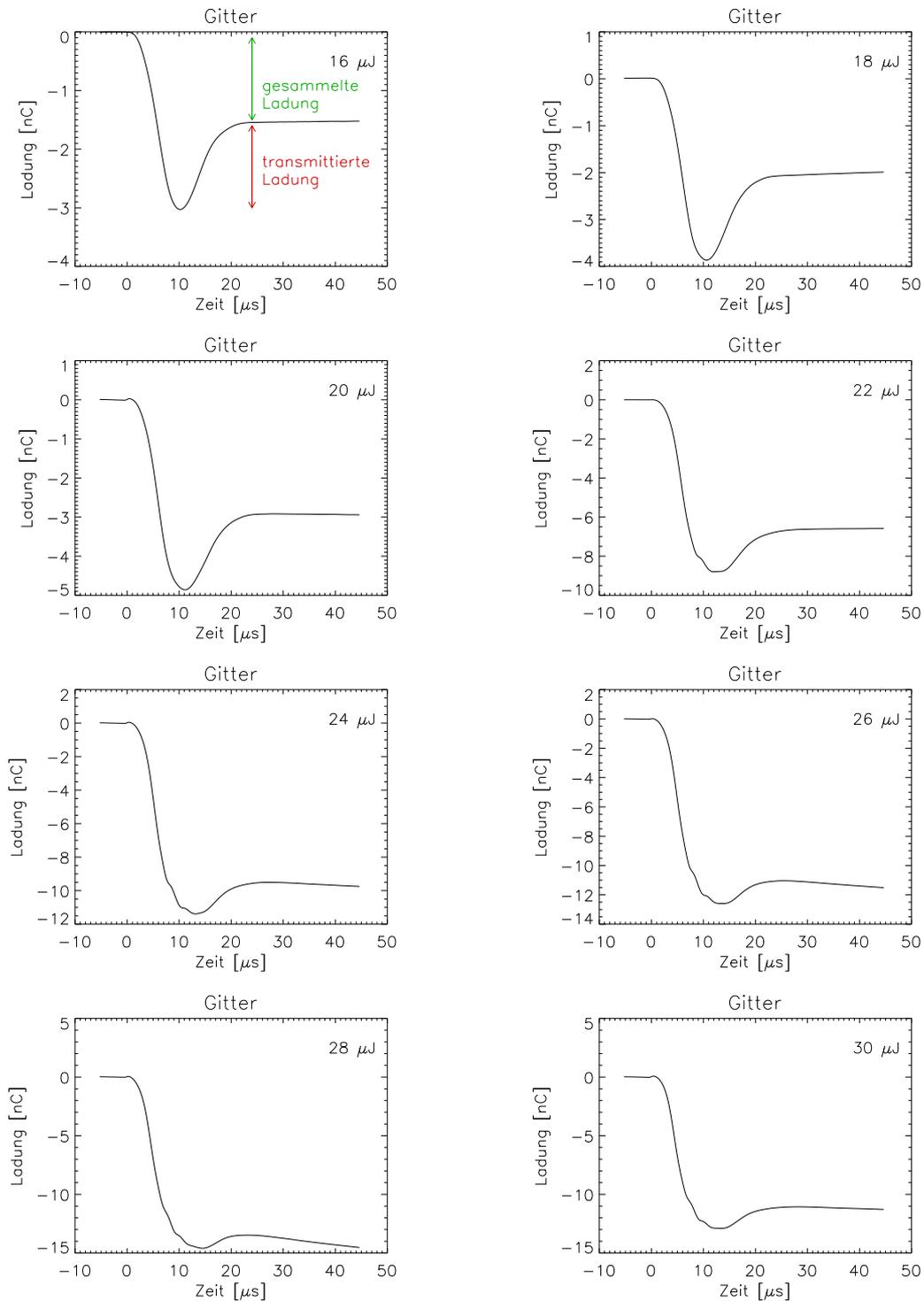


Abbildung 5.23: Gittersignale (jeweils Mittel aus 10 Messsignalen) von $16 \mu J$ (oben links) bis $30 \mu J$ (unten rechts) in $2 \mu J$ Schritten. Targetspannung: $+800 V$, Gitter und Detektor geerdet. Mit steigender Laserpulsenergie, verbleiben immer mehr Ladungen auf dem Gitter.

5.3.3.3 Detektor

Gesamter Massenbereich Bei den Messungen ist aufgefallen, dass das Massenspektrum teilweise bizarre Formen annimmt. Deshalb werden hier einige prägnante Signale gezeigt. Jedes Signal in Abbildung 5.24 ist wieder das Mittel von zehn Messungen.

Lage der Peaks im Spektrum Um die Flugzeitmassenspektren besser zu verstehen und die Verschiebung der einzelnen Linien bedingt durch eine Anfangsenergie der Ionen zu bestimmen, wurde die Lage und Breite der Linien ausgemessen und aufgetragen. Man kann dies entweder in Laufzeit- oder (mit den durch Gleichung 5.7 berechneten) Massenkoordinaten tun. In Abbildung 5.25 ist für die Lage der Peaks die Massenkoordinaten und für die Halbwertsbreite der Peaks die Zeit gewählt worden. Die Halbwertsbreite (FWHM) wurde aus einem Gaußfit berechnet. Für diesen Fit, wurden die Datenpunkte rechts und links vom zu untersuchenden Peak so abgeschnitten, dass ein (visuell) optimaler Fit entsteht.

Zu sehen ist die Position bzw. Breite des Au^+ -Peaks. Außerdem sind noch zwei weitere Peaks ausgewertet: Der als X-Peak bezeichnete, kann nicht genau identifiziert werden. Er wandert stark. Vermutlich handelt es sich aber um Au_2^+ . Der andere Peak liegt nahe der Linie, die man für Au^{++} erwarten würde.

Für die Berechnung der mittleren Anfangsenergie E_0 und der Energieverteilung in Target-Gitter Richtung aus der Breite der Peaks, wird allerdings die Laufzeit verwendet. Durch Annahme einer Masse A und Ladung q kann aus der Formel 2.7:

$$t_{ges} = d \cdot \sqrt{\frac{u \cdot A}{2 \cdot (q \cdot U + E_0)}} + b \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot u \cdot A}}{q \cdot U} \cdot (\sqrt{q \cdot U + E_0} - \sqrt{E_0})$$

(d : Abstand Gitter-Detektor (0,8 m), b : Abstand Target-Gitter (0,05 m), U : Beschleunigungsspannung (800 V), A : Massenzahl (z.B. 197 für Gold), u : atomare Masseneinheit (1/12 der Masse von ^{12}C , $1,66 \cdot 10^{-27}$ kg), e : Elementarladung ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C), E_0 : Anfangsenergie der Ionen in Target-Gitter Richtung.)

die Energie bestimmt werden. Deshalb wurde die Anfangsenergie nur für die identifizierten Peaks (Au^+ und Au^{++}) aufgetragen. (Abbildung 5.26)

Um die Halbwertsbreite in Energie umzurechnen, wurde die Differenz von E_0 und der Energie am Punkt der Halbwertsbreite vor dem Peakmaximum gebildet, also:

$$E_{Halbwertsbreite/2} = E(t_{Peakmaximum} - t_{FWHM}/2) - E_0$$

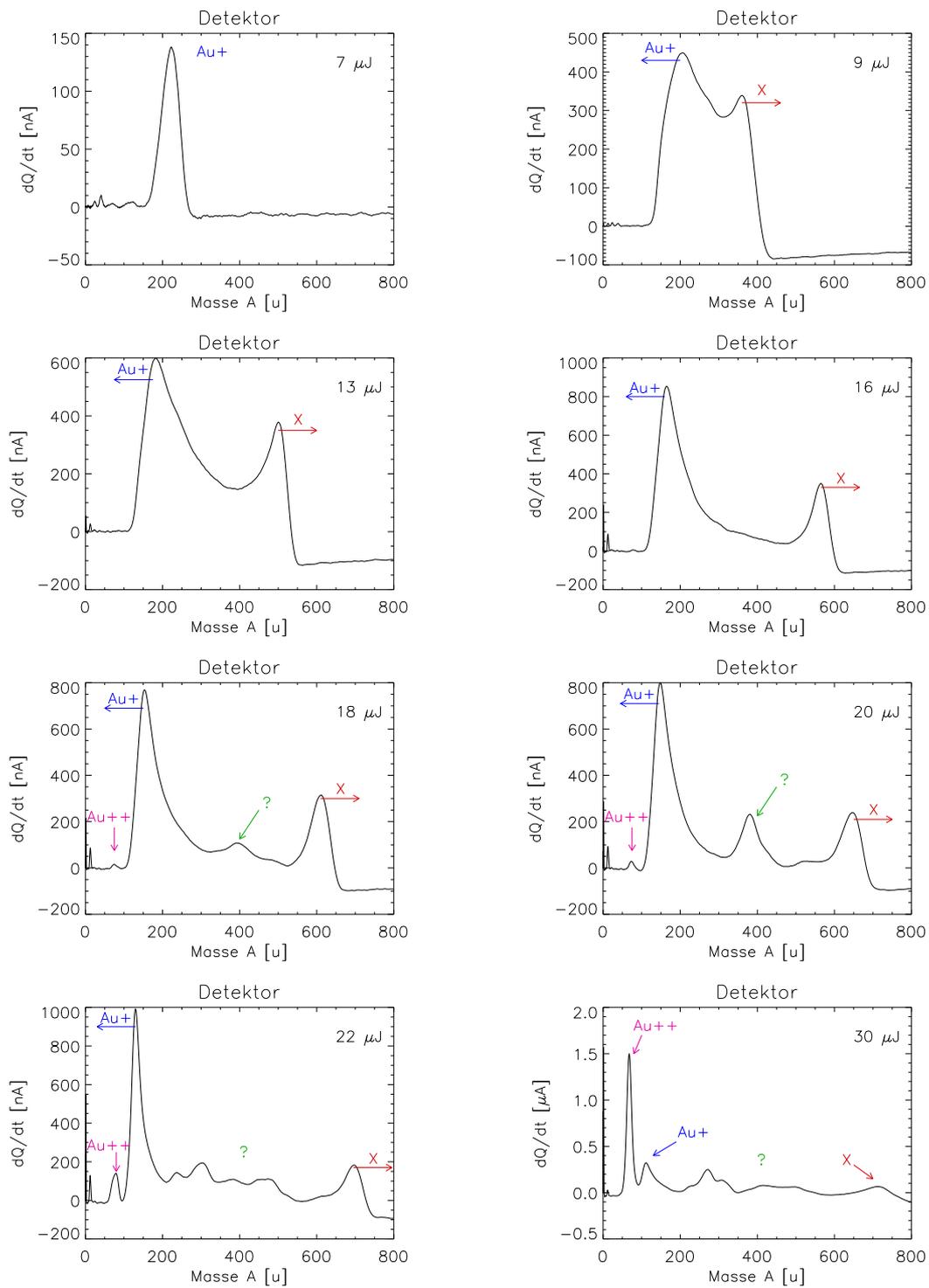


Abbildung 5.24: Veränderung des Spektrums mit der Laserpulsenergie. Markante Linien bzw. deren Verschiebungen sind durch Pfeile gekennzeichnet.

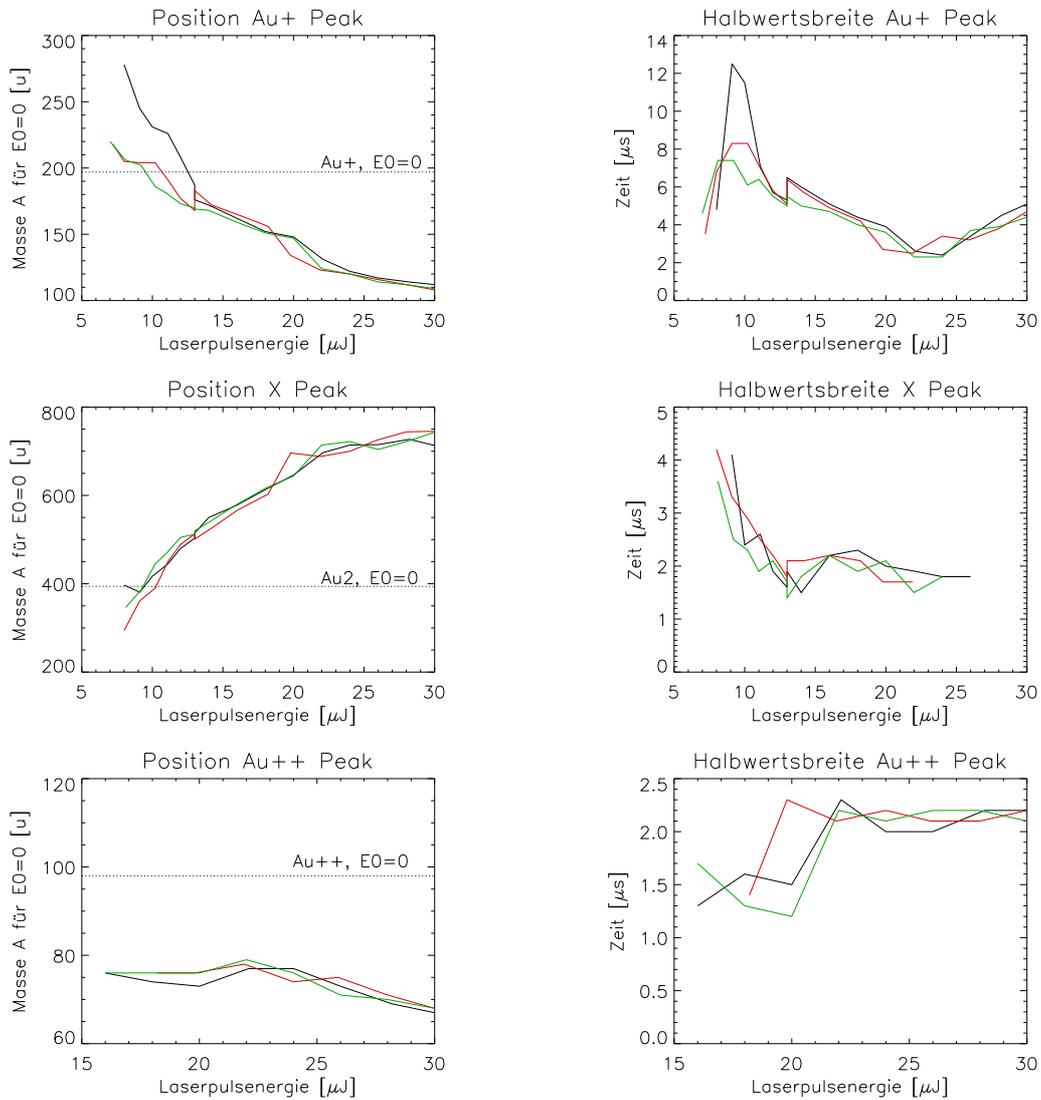


Abbildung 5.25: Lage (im atomaren Masseneinheiten u) und Halbwertsbreite FWHM (in Zeiteinheiten) der Peaks im Detektorspektrum. Es wurden keine Fehlerbalken aufgetragen, da dies die Ablesbarkeit stark reduziert. Die Fehlerbalken wären zudem deutlich größer als die gute Reproduzierbarkeit erkennen lässt.

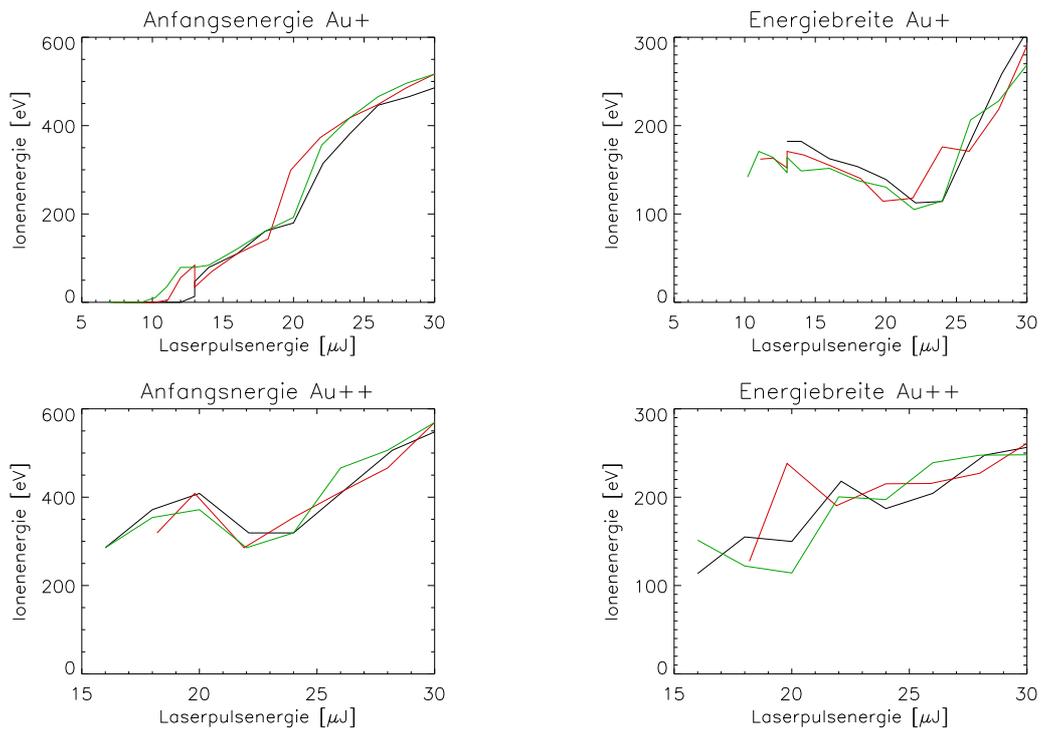


Abbildung 5.26: Mittlere Anfangsenergie bzw. Energiebreite von Au^+ (oben) und Au^{++} (unten). Die Energiebreite wurde aus der *halben* Halbwertsbreite des jeweiligen Peaks im Detektorsignal berechnet und repräsentiert somit eine Energieverteilung der Ionen.

Gesamtladung der einzelnen Elemente Um die Ladung einer Ionenspezies am Detektor zu bestimmen, wurde die Halbwertsbreite aus Abbildung 5.25 mit der Höhe des entsprechenden Peaks multipliziert. Das Ergebnis ist für Au^+ , X, und Au^{++} in Abbildung 5.27 zu sehen.

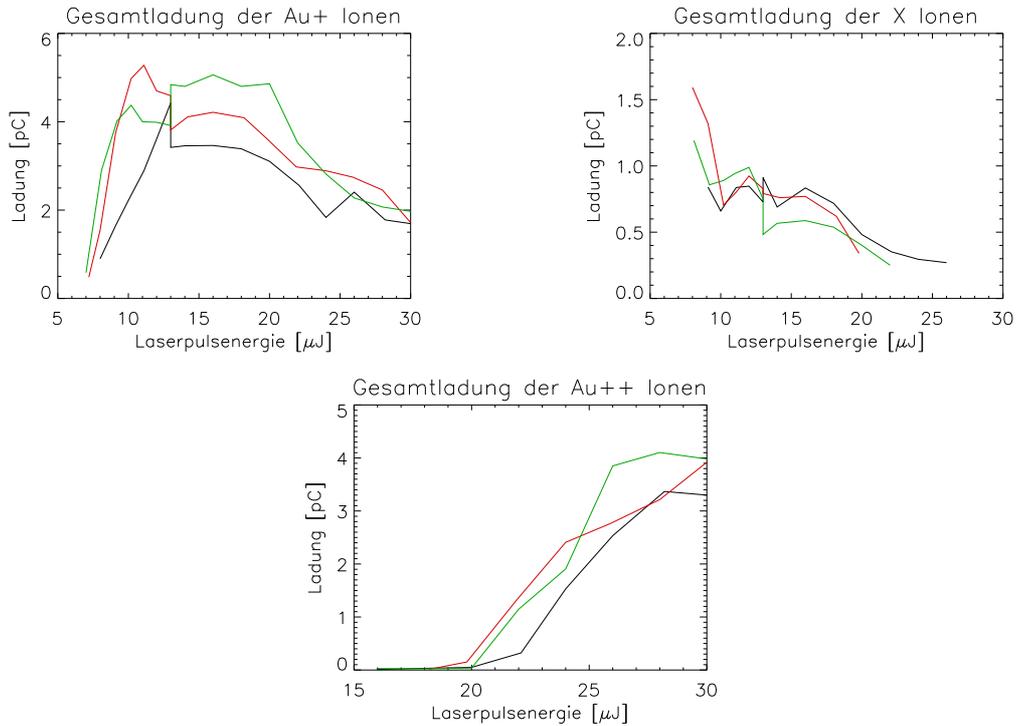


Abbildung 5.27: Gesamtladung der Ionenspezies Au^+ , X (wahrscheinlich Au_2^+) und Au^{++} in Abhängigkeit der Laserpulsenergie.

Leichte Elemente Da in den in Abbildung 5.24 gezeigten Spektren auch Linien bei kleinen Massenzahlen A zu sehen sind, werden in Abbildung 5.28 noch einmal vergrößerte Ausschnitte für den Bereich 0 bis 50 A gezeigt.

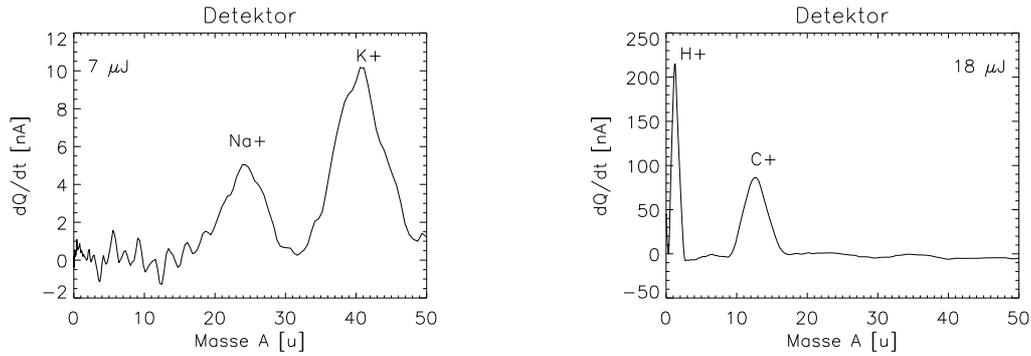


Abbildung 5.28: Massenbereich 0 bis 50 A der Spektren aus Abbildung 5.24 für 7 μJ (links) und 18 μJ (rechts).

5.3.3.4 Höhere Spannungen

Um zu überprüfen, ob die rätselhaften Spektren bei hohen Laserpulsenergien in Abbildung 5.24 ein Plasmaeffekt sind, wurde am Target die Spannung erhöht. Das Gitter und Detektorsignal sind in Abbildung 5.29 zu sehen. Die dargestellten Spektren und Gittersignale sind auf die gleiche Weise entstanden, wie die vorangegangenen.

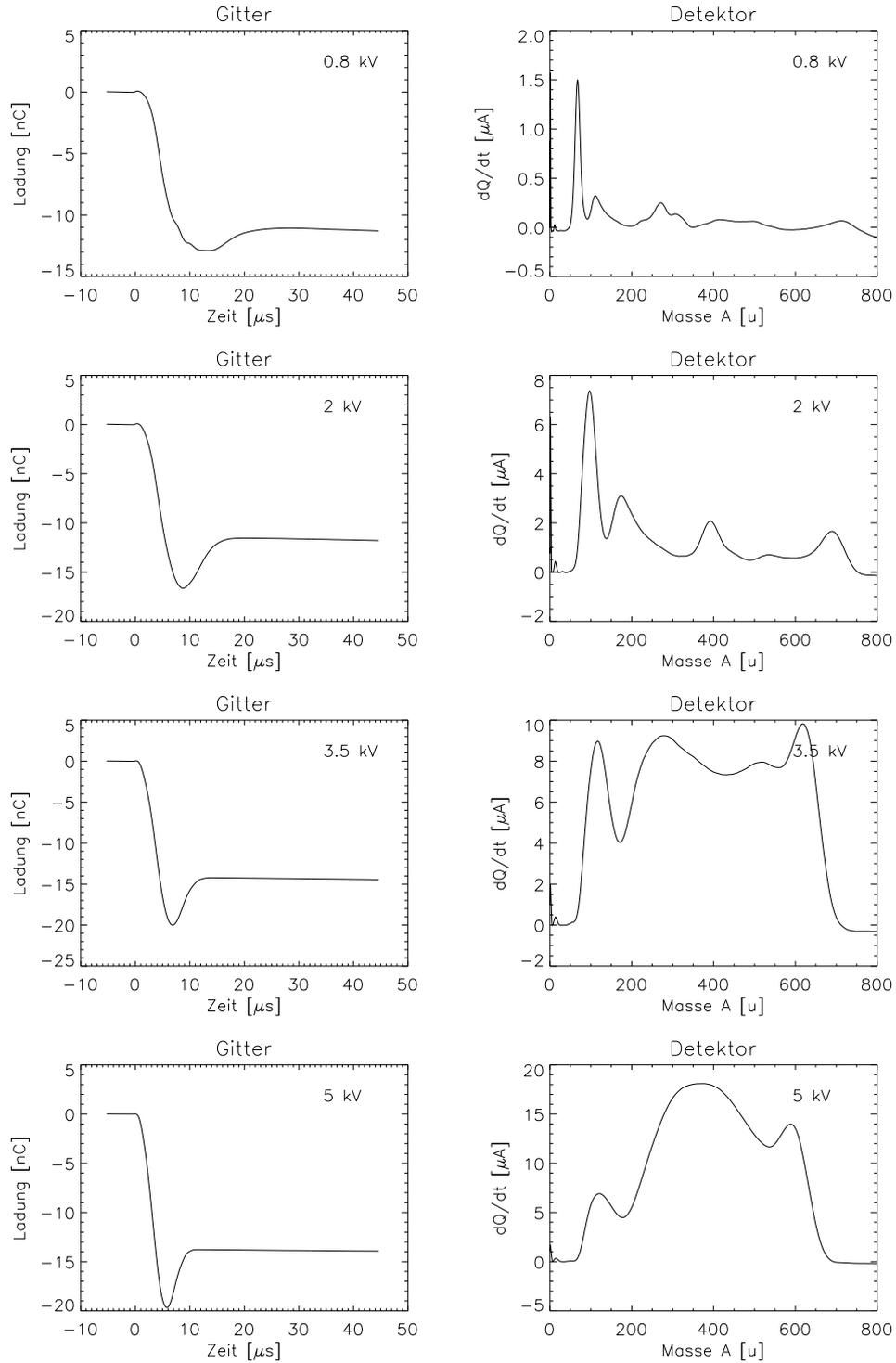


Abbildung 5.29: Gittersignale und Spektren bei unterschiedlichen Targetspannungen. Gitter und Detektor waren wie üblich geerdet. Die Laserpulsenergie betrug $30 \mu\text{J}$. Dargestellt ist jeweils das Mittel aus 10 Signalen.

Kapitel 6

Diskussion

Die gewonnenen Daten und die Messergebnisse aus Kapitel 5 sollen im Folgenden diskutiert und falls möglich interpretiert werden.

6.1 Messungen mit $7 \mu J$ Laserpulsenergie

6.1.1 Abhängigkeit von der Schusszahl auf die gleiche Stelle

6.1.1.1 Zusammensetzung der Ionen

Man erkennt in Abbildung 5.13 deutlich den schnellen Abfall von Natrium und Kalium, während die Häufigkeit von Gold mit der Anzahl der Schüsse schnell ansteigt. Nach dieser anfänglich schnellen Signaländerung, bleibt für alle drei Elemente die relative Häufigkeit einigermaßen konstant. Das Target ist „gereinigt“.

Dieser Verlauf war auch zu erwarten: Natrium und Kalium haben deutlich kleinere Ionisationsenergien bzw. Vaporisationsenthalpien als Gold. Zudem sind sie natürlich in sehr viel geringeren Mengen auf dem Target vorhanden.

Es fällt außerdem auf, dass Kalium viel häufiger ist, als Natrium. Woher diese ungewöhnlich hohe Konzentration kommt ist unklar. Da Kalium in der Natur viel seltener vorkommt als Natrium, kann dieses Ergebnis auch nicht durch die niedrigere Ionisationsenergie (K: $4,3 eV$, Na: $5,1 eV$) erklärt werden.

Wichtig ist auch, dass bei $7 \mu J$ keine zweifach ionisierten Atome gefunden wurden. Dies lässt darauf schließen, dass bei diesen niedrigen Laserenergien entweder thermische Prozesse oder 2-Photonen-Absorption (K, Na) bzw. 3-Photonen-Absorption (Au) für die Ionisation verantwortlich sind. (siehe auch Abschnitt 2.3)

6.1.1.2 Anstiegszeiten

Target und Gitter besitzen die gleiche Anstiegszeit (Abbildung 5.14). Sie repräsentiert die Flugzeit der verschiedenen Ladungen (Elektronen, Ionen) zueinander. Da Elektronen sehr viel schneller sind als Ionen, kann man bei positiver Targetspannung auch sagen, dass es sich um die Flugzeit der Ionen handelt. Man sieht, dass Anfangs die schnellen, leichten Ionen die Anstiegszeiten bestimmen. Danach bleibt sie konstant bei $2,6 \mu s$. Dies stimmt mit den Messungen in Abbildung 5.13 überein.

Eine genaue Diskussion über das Zustandekommen dieser Zeiten und die Spannungsabhängigkeit wurde in Abschnitt 5.2.2.1 geführt.

6.1.1.3 Amplitude

Wie man leicht in Abbildung 5.15 sieht, sind die Formen der Kurven von Target und Detektor sehr ähnlich. Bei den ersten Schüssen ist die gemessene Ladung sichtbar größer. Dies hängt mit der leichteren Ionisierbarkeit von Natrium und Kalium zusammen, die hier noch die dominierenden Elemente sind. Bei größerer Schusszahl dominiert Gold, welches eine höhere Ionisationsenergie besitzt. Die Ladung (Anzahl der Ionen) wird geringer.

Im Mittel wurden ca. 3% der Targetladung am Detektor gemessen. Geht man davon aus, dass am Target alle Ladungen (in diesem Fall Elektronen und negative Ionen) gesammelt werden, dann ist dies die Effizienz des Massenspektrometers. Hier ist allerdings Vorsicht geboten: Im Abschnitt 6.1.2.2 wird diskutiert, ob sich Elektronen evtl. schlechter sammeln lassen als Ionen.

Da Target und Gitter an einer Halterung befestigt sind und somit beim Wechseln der Schussposition auf dem Target *gemeinsam* relativ zum Detektor bewegt werden, ändert sich auch die Geometrie. Es konnten Effizienzen des Spektrometers von 1,6% bis 4% gefunden werden.

6.1.2 Abhängigkeit von der Targetspannung

6.1.2.1 Anstiegszeiten

Die Ergebnisse des besten Fits der Funktion 5.8 an die Datenpunkte in Abbildung 5.16 (mittlere Anfangsenergie der Ionen in Richtung Gitter $E_0 = 4 eV \pm 0,5 eV$ und die tatsächliche Beschleunigungsstrecke $s = 4 cm \pm 0,3 cm$), sind mit Vorsicht zu betrachten. Bei der hier eingesetzten Laserpulsenergie von ca. $7 \mu J$ und der damit verbundenen geringen Anzahl von Ladungen, ist nicht davon auszugehen, dass sich das Plasma wirklich erst um ca. $1 cm$ ausdehnt, bevor das elektrische Feld greifen kann.

Legt man die gemessene Ladung, von $q \approx 500 fC$ in einem sphärischen Volumen von $V = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (\frac{1}{2} \cdot 1 cm)^3$ und eine Temperatur von $T = 10000 K$ zugrunde,

so findet man für die Debye-Länge (siehe auch Abschnitt 2.3):

$$d_D \simeq 2,8 \text{ mm}$$

Dies ist im Vergleich zum Kugelradius (5 mm) ein sehr großer Wert, der die effektive Flugstrecke der Ionen von $s = 4 \text{ cm}$ bei dieser niedrigen Energie von 7 μJ eher unrealistisch erscheinen lässt. Man würde eher eine größere Flugstrecke erwarten, respektive eine kleinere Plasmaausdehnung. Das Plasma wäre dann dichter und die Debye-Länge im Verhältnis zur Ausdehnung kleiner.

Die Kurve mit $E_0 = 0 \text{ eV}$ und $s = 5 \text{ cm}$ in Abbildung 5.16 liegt deutlich zu weit von den Datenpunkten entfernt. Die Ionen besitzen also eine signifikante Anfangsenergie in Gitterrichtung.

Die pinkfarbene Kurve ist der Fit für $s = 5 \text{ cm}$ - also die volle Flugstrecke zwischen Target und Gitter. Hier dient nur die Energie als Fitparameter. Diese Kurve ist schwer zu fitten. Dementsprechend hoch ist die Ungenauigkeit: $E_0 = 35 \text{ eV} \pm 10 \text{ eV}$.

Ionen haben auch Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zu den Feldlinien. Das liegt zum einen an dem nicht homogenen Feld zwischen Target und Gitter, aber auch an der Anfangsenergie. In diese geht eine Geschwindigkeit ein, die senkrechte Komponenten zum Feld haben kann. Hier wurde aber nur die Komponente in Target-Gitter Richtung betrachtet ($\rightarrow E_0$).

Sehr wichtig ist auch, dass die Definition der Anstiegszeit aus C.2.4, zwar für jedes (gemittelte) Signal gleich, aber letztlich willkürlich ist. Zudem gibt es immer noch kleine Anteile von Natrium und Kalium Ionen, die das Ergebnis verfälschen können.

Die hier bestimmten Ionenanfangsenergie liegen jedoch in dem für ein Laserplasma typischen Rahmen: 5 bis 50 μJ (WILLMOTT, P.R. & HUBER, J.R., 2000).

Um eine weitere Messung der mittleren Ionenenergie zu erhalten, könnte man z.B. eine Gegenspannung an den Detektor anlegen. Diese erhöht man so lange, bis keine Ionen mehr ankommen. Die Differenz zu der Targetvorspannung ist dann die Energie der Ionen. Wie gut diese Methode ist, wurde hier nicht untersucht, da ein Feld zwischen Detektor und Gitter bei diesem Aufbau höchst inhomogen und die auf diese Weise bestimmte Ionenanfangsenergie zu niedrig wäre: Das Gegenfeld zerstreut die Ionen aus der Linie Gitter-Detektor. Obwohl sie eigentlich noch genug Energie hätten um auf dem Detektor anzukommen, landen sie neben ihm.

6.1.2.2 Amplitude

Die mit steigender positiver Spannung zunehmende Ladung an Gitter und Detektor in Abbildung 5.18 erklärt sich evtl. durch die bessere Fokussierung der Teilchen.

Ionen mit Anfangsgeschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Linie Target-Gitter, fliegen bei niedrigen Targetspannungen zunächst am Gitter vorbei. Mit steigender Spannung wächst auch die Geschwindigkeitskomponente in Richtung Gitter: Sie nähern sich dem Gitter an und transmittieren es bei ausreichend hoher Spannung. Dasselbe gilt für den Detektor. Durch die größer werdende Geschwindigkeitskomponente in Detektor-Richtung treffen immer mehr Ionen auf das Kupferblech.

Ob sich hieraus auf die Winkelverteilung der Anfangsenergie der Ionen schließen lässt, wurde in dieser Arbeit nicht untersucht.

Bei zunehmender, negativer Spannung, steigt die Amplitude des Targetsignals - im Vergleich zum Gitter und Detektor - sehr schnell an. Es hat den Anschein, als würde das Target bevorzugt positive Ionen (anstatt Elektronen und negative Ionen) aufsammeln. Detektor und Gitter haben dahingegen nicht die hohe Ladung, die sie bei positiver Spannung erreicht hatten. Betrachtet man das Spektrum, so findet man keinen Elektronenpeak. Nur negative Ionen kommen am Detektor an.

Für diese Phänomene konnte keine eindeutige Erklärung gefunden werden. Ob hier bereits Plasma-Effekte eine Rolle spielen (Elektronen haben eine deutlich größere Anfangsenergie als Ionen - vgl. Abschnitt 2.3) oder ob sich die geerdete Kammer auswirkt (Abbildung 6.1), konnte in dieser Arbeit nicht geklärt werden.

6.1.3 Signalschwankungen

Wie unschwer in Abbildung 5.19 zu erkennen, ist es nicht möglich die Maxwell-Boltzmann-Verteilung 5.9 ausreichend gut an die Messwerte zu fitten. Es gibt Bereiche der Kurve, die außerhalb des Fits liegt. Man kann daher annehmen, dass es sich bei den Signalschwankungen nicht um eine statistische Verteilung handelt.

Im Rahmen dieser Arbeit, konnte nicht geklärt werden, woher die Schwankungen kommen. Die Oberflächenrauigkeit dürfte bei der hier vorhandenen Schärfentiefe von über einem Millimeter (siehe Abschnitt 3.3.1.2) keine Rolle spielen. Eine Abhängigkeit von der (innerhalb der Fehlergrenzen) schwankenden Pulsenergie konnte ebenfalls nicht nachgewiesen werden.

Bleibt noch der Aufbau an sich als Fehlerquelle. Die Vibrationen der Turbopumpe wirken sich sowohl auf das Target, als auch auf die Linse aus. Ob dadurch nicht mehr bei jedem Schuss die gleiche Stelle auf dem Target getroffen wird, ist

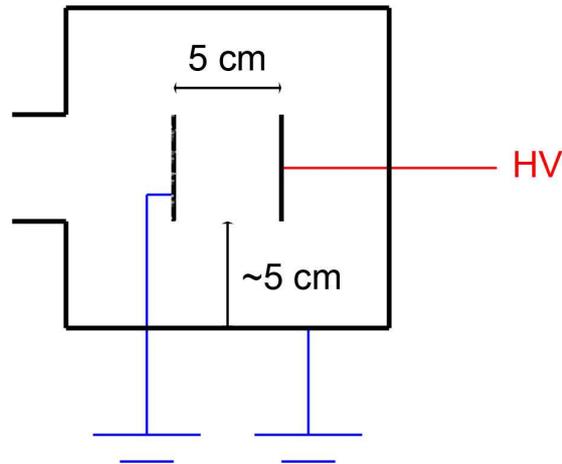


Abbildung 6.1: Sowohl Gitter als auch die Vakuumkammer sind geerdet. Die Wände der Kammer sind dabei recht nahe an Target und Gitter, was die Inhomogenität des elektrischen Feldes weiter begünstigt.

fraglich.

Jedoch haben die Messungen gezeigt, dass sich die chemische Zusammensetzung schnell ändert, wenn man auf dieselbe Stelle schießt. Würde man nicht bei jedem Schuss den gleichen Ort treffen, dann wäre dies nicht der Fall.

Eventuell spielt die Topologie der Oberfläche eine Rolle für den Entstehungsprozess und die Impulsrichtung der Plasmateilchen.

6.2 Messungen mit variabler Energie

6.2.1 Signalamplitude

Target- und Gitteramplitude in Abbildung 5.20 steigen über einen großen Bereich linear an. Die Kurven ähneln sich über den ganzen Laserpulsenergiebereich stark, allerdings ist die Ladung am Gitter um den Faktor 4 kleiner als die am Target. Bei ca. $20 \mu J$ Laserpulsenergie gibt es bei beiden einen sprunghaften Anstieg. Eine Sättigung konnte im Gegensatz zu (AMORUSO, S. & Mitarb., 1996) in dem hier betrachteten Energiebereich nicht beobachtet werden. Entweder ist der Laserpuls für eine Wechselwirkung mit dem Plasma kurz genug oder die Dichte des erzeugten Plasmas ist zu gering um den Laserstrahl abzuschirmen.

Im Bereich bis $11 \mu J$ steigt die Detektoramplitude ähnlich schnell an, wie Target- und Gitteramplitude. Danach ist jedoch ein recht deutlicher Abfall zu sehen. Ab ca. $20 \mu J$ steigt das Signal wieder leicht an. Dies ist der Bereich,

in dem die Kurve von Target und Gitter ebenfalls einen Sprung nach oben machen. Guckt man sich die zugehörigen Gittersignale an, so sieht man, dass bei steigender Laserpulsenergie ab ungefähr $16 \mu J$ immer mehr Ladungen auf dem Gitter verbleiben, während immer weniger transmittiert werden. Der Grund hierfür ist unklar.

6.2.2 Anstiegszeit des Targetsignals

Zunächst sieht man, dass die Anstiegszeit am Target schnell steigt (Abbildung 5.21). Mit größer werdender Laserpulsenergie flacht die Kurve jedoch immer mehr ab und es hat den Anschein, dass sie bei ungefähr $13 \mu s$ verharret.

Die Anstiegszeit repräsentiert die Flugzeit von *Ladungen* zwischen Target und Gitter. Die Expansion des Plasmas geht hier nicht ein, da es nach außen hin neutral ist.

Man hat es wahrscheinlich trotzdem mit einem Plasmaeffekt zu tun: Es verliert offensichtlich nicht schlagartig seine Debye-Abschirmung, sondern dieser Prozess vollzieht sich kontinuierlich, bedingt durch die Expansion und die damit (zunächst in äußeren Bereichen) verbundene Abnahme der Dichte (MAZHUKIN, V.I. & Mitarb., 2004). Ein elektrisches Feld kann immer tiefer in das Plasma eindringen und Ladungen beschleunigen. Man hat also ein „Reservoir“ von Ladungen, dessen Abarbeitung die Anstiegszeit der Target-Signale verlängern könnte.

Warum die Anstiegszeit jedoch nicht höher als ca. $13 \mu s$ steigt, ist hier nicht geklärt worden. Vielleicht expandiert das Plasma mit steigender Energie schneller. Ein Abschirmeffekt, der, bedingt durch das bei hohen Energien schneller entstehende Plasma, den Laserstrahl behindert, konnte nicht nachgewiesen werden, da die Targetamplitude kontinuierlich ansteigt.

6.2.3 Veränderung der Signalformen

6.2.3.1 Target

Das Targetsignal (Abbildung 5.22) bleibt von der grundlegenden Form her gleich. Es ändert sich nur in Amplitude und Anstiegszeit. Beides wurde bereits diskutiert.

6.2.3.2 Gitter

Wie bereits erwähnt, verbleiben bei größer werdender Laserpulsenergie immer mehr Ladungen auf dem Gitter, anstatt transmittiert zu werden (siehe Abbildung 5.23). Woher dieses Phänomen stammt, ist unklar. Zudem treten bei hohen Energien „Störungen“ auf, welche evtl. von schnelleren bzw. leichteren Ionen herrühren. Man erkennt sie nahe der Amplitude der Signale.

6.2.3.3 Detektor

Gesamter Massenbereich Das Detektorsignal ist mit Abstand das komplizierteste Signal. Bei niedrigen Laserpulsenergien (7 und 8 μJ) erkennt man einen scharfen Gold-Peak. (siehe Abbildung 5.24)

Bei höheren Energien läuft aus diesem ein weiterer Peak nach rechts heraus. Dieser wird hier als „X-Peak“ bezeichnet. Der Gold-Peak wandert zu niedrigeren Massenzahlen.

Um Energien von 18 bis 20 μJ erkennt man einen dritten, scharfen Peak, der zwischen dem Gold-Peak und dem X-Peak auftaucht. Ab ungefähr 22 μJ ist dieser jedoch nicht mehr eindeutig zu identifizieren. Es erscheinen Peaks in chaotischer Weise.

Ab etwa 16 μJ ist ein Peak zu beobachten, der sehr wahrscheinlich der Linie von Au^{++} entspricht und sich auch bei hohen Energien nur geringfügig verschiebt. Er wird mit steigender Energie immer größer.

Die Bewegung des Au^+ -Peaks ist in Abbildung 5.25 noch einmal verdeutlicht. Man erkennt, dass bei Energien unterhalb von 10 μJ der Peak später (bei höheren Massen) erscheint, als erwartet. Da nach einem Triggerpuls des Laser die Ladungen nicht augenblicklich entstehen (siehe auch Targetsignal 5.22), kommt es zu einer kleinen (ca. 1 bis 3 μs) Verzögerung. Dies verschiebt die rote und grüne Kurve der Position des Goldpeaks in Abbildung 5.25 gerade so weit nach unten, dass sie bei ca. $A = 200 u$ beginnen. Allerdings reicht es nicht für die schwarze Kurve. Ob dies mit einem Abschirmeffekt zusammenhängt, der weiter unten diskutiert wird, konnte nicht eindeutig geklärt werden. Auch ist denkbar, dass hier noch die Peaks von Au^+ und X überlagert sind. Auffällig ist, dass die Breite des Peaks in diesem Bereich stark schwankt.

Man erkennt im gesamten Massenbereich eine Verschiebung des Au^+ -Peaks zu niedrigeren Massenzahlen. Dieser Effekt war zu erwarten: Durch die steigende Laserpulsenergie, erhalten die Goldionen mehr thermische Energie, sind schneller und erreichen somit den Detektor früher. Dies ist auch in Abbildung 5.26 zu sehen.

In der Breite der Energieverteilung gibt es bei ungefähr 22 μJ jedoch einen deutlichen Einbruch. Dies ist der Bereich, in dem das zweifach geladene Gold erstmals detektiert wird. (siehe Abbildung 5.27) Ab hier nimmt die Breite des Au^+ -Peaks zu.

Der X-Peak kann am ehesten mit einfach geladenem Au_2 identifiziert werden. Überlegt werden muss jedoch, warum der Peak zu höheren Massen wandert. (Abbildung 5.25) Offensichtlich kann die Erklärung für die Verschiebung des Au^+ -Peaks (größere Laserpulsenergie \rightarrow größere Ionenenergie) hier nicht gelten - oder sie wird durch andere Prozesse überlagert.

Das Plasma besitzt die Struktur einer Zwiebelschale. Außen befinden sich

die leichteren (schnelleren) Teilchen, nach innen hin die schwereren (langsamen). Dies wird in Abbildung 6.2 verdeutlicht. In (CAPITELLI, M. & Mitarb., 2004) wird u.a. das theoretische Modell erklärt, bei dem die beweglichen Elektronen die (schwereren) Ionen nachziehen.

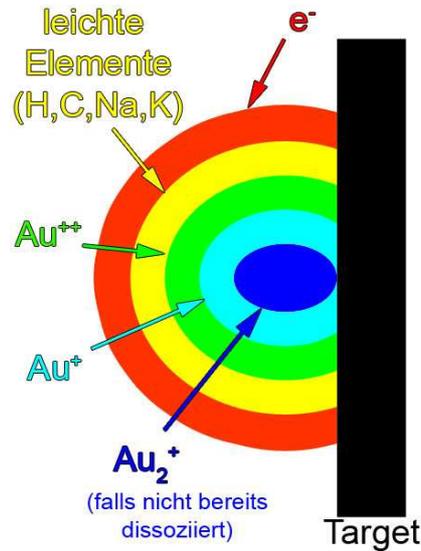


Abbildung 6.2: Prinzipieller Aufbau eines Plasmas. Leichtere bzw. höher geladene Teilchen besitzen eine größere Energie und befinden sich deshalb weiter außen als schwere Teilchen.

Teilchen, die innen liegen, werden länger durch die äußeren abgeschirmt und bekommen die Wirkung des Feldes erst später zu spüren. Bei höheren Laserpulsenergien, wird mehr Ladung produziert (siehe 5.20). Diese Ladung kann nun ein Eindringen des Feldes in tiefere Bereiche des Plasmas, länger verhindern. (Debye-Länge ist abhängig von Plasmadichte.) Damit benötigen schwerere Teilchen immer länger, bis sie vom Feld zwischen Target und Gitter beschleunigt werden können. Sie erreichen damit auch den Detektor immer später, was die Linie zu höheren Massenzahlen verschiebt.

Will man dies mit Au_2^+ in Verbindung bringen, so muss allerdings in dieses Bild noch der Entstehungsprozess eines Au_2^+ Clusters passen. Die Bindungsenergie von Au_2 beträgt ungefähr 1 eV . Das entspricht nach $E = k_B \cdot T$ einer Temperatur von ca. 11600 K . Der Cluster kann daher nur in Bereichen überleben oder entstehen, die kühler sind, da er sonst dissoziiert wird. Das Plasma kühlt sich bedingt durch die thermische Expansion ab, so dass ab einer bestimmten Dichte, die Bildung von Au_2^+ Clustern in den äußeren Bereichen des Plasmas möglich sein sollte. Dies ist jedoch mit steigender Laserpulsenergie immer später der Fall (vgl. auch Abschnitt 2.3). Dieser Effekt verzögert ebenfalls die Linie zu höheren Massenzahlen. Eine theoretische Behandlung der Plasmatemperatur bzw. Dichte für ein Aluminium

Target findet sich z.B. in (MAZHUKIN, V.I. & Mitarb., 2004). Die Entstehung von Clustern wird in (PINHO, G.P. & Mitarb., 1998) beschrieben.

Welcher Effekt eine größere Rolle spielt (Abschirmung durch Zwiebelschale oder Entstehungsprozess) hängt von der Temperatur des Plasmas ab. Nur bei sehr geringer Temperatur, kann ein Goldcluster überleben. Beide Prozesse erklären aber die Verschiebung der Linie zu größeren Massenzahlen.

In (MAUNEY, THAD & ADAMS, FRED, 1984) wird die Verzögerung von Linien zu größeren Massenzahlen (bzw. zu negativen Anfangsenergien) ebenfalls beobachtet und diskutiert. Hier werden wenigstens fünf mögliche Prozesse für die Verschiebung beschrieben:

- Ionen können bereits mit Geschwindigkeiten in Richtung Target entstehen.
- Ionen entstehen erst nach einer gewissen Expansion des Plasmas und erfahren deshalb (im bereits dünnen Plasma) eine geringere Beschleunigungsspannung.
- Beim Durchqueren der Plasma-Wolke verlieren Ionen durch Stöße etwas von ihrer Geschwindigkeit.
- Durch die sich aufbauenden Ladungen, kann die Beschleunigungsspannung verringert werden.
- Lokale Felder von separierten Gruppen unterschiedlicher Ladung kann die Effizienz des Beschleunigungsfeldes beeinflussen.

Der Au^{++} -Peak ist erst ab einer Energie von ca. $16 \mu\text{J}$ erkennbar. Wie in Tabelle 2.1 zu sehen, liegt die benötigte Energie für eine zweifache Ionisation eines Goldatoms, sehr hoch: 21 eV (einfach: $9,2 \text{ eV}$). Dies kann ein Grund dafür sein, dass Au^{++} Ionen erst bei hohen Laserenergien auftreten.

Wie in Abbildung 5.25 zu sehen ist, verschiebt sich dieser Peak im Vergleich zu den anderen, nur sehr langsam zu niedrigeren Massenzahlen. Nach dem oben erklärten Zwiebelschalenprinzip, dürften die Au^{++} Ionen recht weit außen in der Plasmawolke liegen. Sie haben eine hohe Anfangsgeschwindigkeit, was die schon von Beginn an zu niedrigeren Massenzahlen verschobene Linie erklärt.

Gesamtladung der einzelnen Elemente Die Ladung der Au^+ -Ionen steigt zunächst recht schnell an und bleibt dann von etwa 10 bis 20 μJ in etwa konstant. Danach gibt es dann einen Abfall. Dieser erklärt sich evtl. aus der Produktion von Au^{++} . In (AMORUSO, S. & Mitarb., 1996) wird dieser Kurvenverlauf für Al^+ bzw. Al^{++} beim Beschuss eines Aluminium-Targets (allerdings in einem deutlich höheren Laserenergiebereich) ebenfalls beobachtet.

Aber auch das Auftreten von hohen aber schmalen Linien bei den leichten Elementen (H^+ , C^+) kann eine Rolle spielen.

Die Gesamtladung der X- bzw. Au_2^+ -Ionen nimmt mit steigender Laserpulsenergie ab. Dieser Verlauf ist ebenfalls bei (AMORUSO, S. & Mitarb., 1996) für Polyatome zu sehen. Vermutlich werden die Cluster durch die höhere thermische Energie dissoziiert bzw. sie entstehen nur in geringerer Anzahl. Aber auch hier gilt wieder: Energie wird auch für die Produktion von leichten Ionen und Au^{++} benötigt. Dies hat vielleicht auch einen Einfluss.

Die Au^{++} -Linie transportiert im vermessenen Laserpulsenergiebereich eine stetig ansteigende Ladung. Sie unterscheidet sich damit von den anderen beiden Kurven. Die Produktion dieser Ionen scheint also bevorzugt zu sein.

Leichte Elemente Während der gesamten Messung, waren auch leichte Elemente vorhanden. Bei niedrigen Laserenergien (7 bis $12 \mu\text{J}$) handelt es sich dabei im Wesentlichen um einfach ionisiertes Natrium und Kalium. Bei höheren Energien verschwinden diese Linien und neue werden sichtbar. Sie liegen nahe bei Wasserstoff und Kohlenstoff (Abbildung 5.28). Diese Linien wachsen schnell an, sind jedoch recht schmal. Sie wurden in dieser Arbeit nicht weiter ausgewertet.

6.2.3.4 Höhere Spannungen

Um die Detektorspektren bei hohen Energien besser deuten zu können, wurden Messungen mit hoher Spannung am Target (Gitter und Detektor wie immer geerdet) durchgeführt. Das Ergebnis ist eine mit steigender Spannung gesamte Anhebung der Linien relativ zum Au^{++} -Peak. (siehe Abbildung 5.29) Dieser wird zwar ebenfalls größer, aber der Bereich rechts von ihm (zu größeren Massen hin) wird überproportional nach oben gezogen. Alle Peaks (auch der Au^{++}) werden breiter.

Das Gittersignal wird deutlich scharfkantiger mit steigender Spannung. Wie vorher erwähnt, scheinen mit steigender Laserpulsenergie, immer weniger Ladungen das Gitter zu passieren und immer mehr Ladungen vom Gitter aufgesammelt zu werden. Durch die höhere Spannung jedoch, scheint dieser Effekt wieder rückgängig gemacht zu werden. Die Amplitude ändert sich aber so gut wie nicht.

Kapitel 7

Ausblick

7.1 Neuer Aufbau

Hier soll kurz auf einen neuen Aufbau eingegangen werden, dessen Konstruktion während der Diplomarbeit begonnen wurde.

Der neue Vakuumtank soll eine deutlich verbesserte Präzision in der Ausrichtung des Targets und der Fokuseinstellung ermöglichen. Er ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Der Targethalter besteht hier aus einer Kreisscheibe. Sie ist nicht zentrisch montiert. Dadurch kann man durch eine Drehung des Halters auf eine neue Position schießen. Zusätzlich kann sie noch rein und raus gefahren werden, um den Laserstrahl zu fokussieren. Die Linse wird unbeweglich befestigt.

Diese Kammer ist erheblich größer als die alte. Es ist Platz für ein im Abstand veränderbares Gitter und zur Verbesserung der Homogenität des Feldes zwischen Target und Gitter, werden Äquipotentialringe angebracht. Hierdurch sollen auch die in Abschnitt 6.1.2.2 beschriebenen Kammereffekte vermieden werden.

Die Turbo-Pumpe befindet sich unterhalb und wird durch einen Vakuumbalg abgekoppelt. So werden Schwingungen minimiert.

Der gesamte Aufbau wurde so überlegt, dass man mit Staub und Laser auf das Target schießen kann. Der Vakuumtank und der Laser befinden sich auf einem Gestell - sie sind fest zueinander montiert. Der gesamte Tisch steht auf Rollen. Die Vakuumkammer läßt sich zudem an den Staubbeschleuniger anschließen.

Dieser Aufbau soll flexibler sein und konstantere Signale liefern. Zudem wird durch die Möglichkeit mit Staubteilchen zu schießen ein direkter Vergleich zwischen Einschlags- und Laserionisation möglich.

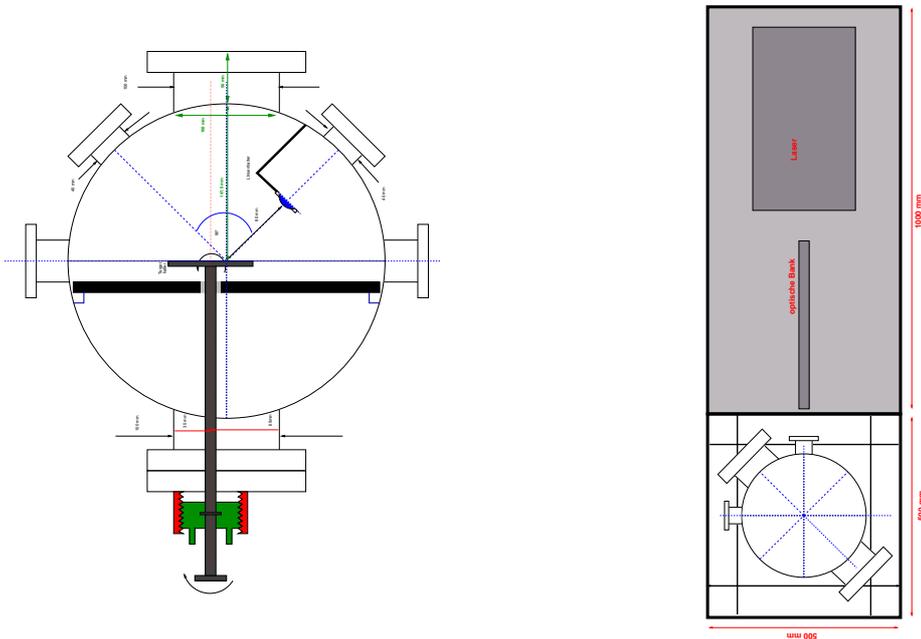


Abbildung 7.1: *Links*: Neuer Vakuumtank (sicht von oben). *Rechts*: Laser, Optische Bank und Vakuumtank werden auf einen Tisch montiert, welcher mittels Rollen bewegt werden kann.

7.2 Ideen für weitere Messungen

Es sollte geklärt werden (z.B. durch eine elektronenmikroskopische Untersuchung der erzeugten Krater), wie gut der Fokus wirklich ist. Die Einstellung bei den Messungen in dieser Arbeit erfolgt lediglich über die Ladungsausbeute: Es wurde bei kleiner Laserpulsenergie, unter Variation des Linsenabstands zum Target, nach der größten erzeugten Ladung am Target gesucht.

Ob dies wirklich dem optimalen Fokus entspricht sollte überprüft werden. Der Vergleich von Kraterdurchmesser und dem in Abschnitt 3.3.1.1 theoretisch berechneten Wert kann Aufschluss über die Präzision des Aufbaus geben.

Kennt man noch die Tiefe des Kraters, so kann man abschätzen, wie viel Material verdampft wurde und daraus wiederum, die hierfür benötigte Energie. Aus der Anzahl der Ionen (Targetamplitude) lässt sich dann noch die Energie bestimmen, die in die Ionisation gesteckt wurde. Man erhält eine Energiebilanz und den Anteil der neutralen Atome.

Mit Messungen bei unterschiedlichen Gitterabständen, lässt sich das Plasma

genauer untersuchen und es lassen sich evtl. weitere Erkenntnisse über die Spektren bei hohen Energien gewinnen. Es sollte auch geklärt werden, warum mit steigender Laserpulsenergie bzw. Ladung, immer mehr Ionen auf dem Gitter verbleiben oder Elektronen (wie in Abschnitt 5.1.2.2 beschrieben) erst gar nicht das Gitter transmittieren.

Ein Gegenfeld (z.B. von einem Gitter vor dem Detektor) ermöglicht eine genauere Bestimmung der Energie(-verteilung) der Ionen: Die Gegenspannung an diesem Gitter wird erhöht, bis keine Ionen mehr am Detektor ankommen.

Zur Kompensation der unterschiedlichen Anfangsenergien, kann das Reflekttron, welches sich in der Detektorkammer befindet, eingesetzt werden. Es erzeugt ebenfalls ein Gegenfeld, welches leicht gekippt zur Einlaufrichtung der Ionen ist. Schnelle Ionen dringen tiefer ein, leichte nicht so weit, bevor sie von diesem Feld reflektiert werden. Energiebedingte Laufzeitunterschiede werden so kompensiert und die Spektren schärfer.

Interessant ist auch, ob sich die mit dem Goldtarget gewonnenen Erkenntnisse auch auf andere Materialien übertragen lassen.

Alle hier gemachten Messungen mit niedrigen Laserpulsenergien sollten mit realen Staubeinschlägen am Beschleuniger verglichen werden.

Anhang A

Grundlagen

A.1 Beschleunigung von Staubteilchen

Die Geschwindigkeit von Teilchen, die mit dem Heidelberger Van-de-Graaf-Beschleuniger erzeugt werden, hängt von der Beschleunigungsspannung U_B und dem Radius r des Staubteilchens ab.

Aus der bekannten Beziehung

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 = q \cdot U_B \quad (\text{A.1})$$

findet man:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot U_B}{m}} \quad (\text{A.2})$$

Die Staubteilchen werden durch eine Hochspannung aufgewirbelt und geladen. Die maximal mögliche Ladung kann man abschätzen, wenn man berücksichtigt, dass bei sehr hohen Feldstärken Feldemission¹ einsetzt und somit keine weitere Aufladung mehr stattfindet. Man findet für ein kugelförmiges Teilchen (STÜBIG, 1999):

$$q_{max} \propto r^2 \quad (\text{A.3})$$

Mit $m = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r^3 \cdot \rho$ ergibt sich dann insgesamt folgende Abhängigkeit:

$$v \propto \sqrt{\frac{U_B}{r}} \quad (\text{A.4})$$

Man sieht, dass große Partikel langsamer sind als kleine.

¹Bei ausreichend hohen Feldstärken können Elektronen das Austrittspotential überwinden und einen Festkörper verlassen.

A.2 Staubeinschlag

Berührt ein beschleunigtes Staubteilchen die Oberfläche des Targetmaterials, so werden beide von Stoßwellen durchlaufen. Diese heizen das Material schnell auf. Erreicht die Stoßwelle im Staubteilchen die dem Target abgewandte Seite, so wird die Welle reflektiert und bewirkt eine Expansion des Teilchens. Es zerplatzt. Dabei wird ein Teil der thermischen Energie für die Ionisation benötigt. (DRAPATZ, S. & MICHEL, K.W., 1972)

Dieser Prozess spielt sich je nach Teilchengröße, Materialeigenschaften und Geschwindigkeit innerhalb weniger Nanosekunden ab.

Anhang B

Beschreibung der verwendeten Geräte

B.1 Laser

B.1.1 Arbeitsprinzip

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Laser (Hersteller: Azura Laser, Typ: Peak AC UV-Y) handelt es sich um einen diodengepumpten Nd:YAG-Laser. Das aktive Medium besteht hier aus einem Yttrium Aluminium Granat Kristall ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) in dem Neodym³⁺-Ionen eingebettet werden. Es ergibt sich so ein Vierniveau-System, dessen einzelne Niveaus weiter aufspalten. Der Laser kann deshalb durch mehrere Wellenlängen mit hohem Wirkungsgrad gepumpt werden ($804,4 \text{ nm}$, $808,4 \text{ nm}$, $812,9 \text{ nm}$, $817,3 \text{ nm}$). Hieraus ergibt sich bei Verwendung von entsprechenden Pumpdioden ein recht hoher totaler Wirkungsgrad bei vergleichsweise geringen Herstellungskosten.

Um die hohe (Puls-)Leistung zu erzeugen, verfügt der Laser über eine Güteschaltung (Q-Switch). Dieser „Schalter“ besteht aus einem elektrooptischen Element, welches einen Spiegel im Resonator abdeckt. (siehe auch Abschnitt 2.2) Ist er geschlossen (undurchlässig), so gibt es keine induzierte Emission im aktiven Material. Die Besetzung des oberen Laserniveaus wird nur durch spontane Emission und die Leistung der Pumpdioden begrenzt. Wird der Schalter dann bei maximaler Inversion geöffnet so breitet sich eine stehende Welle aus. Durch die induzierte Emission kommt es lawinenartig zum starken Ansteigen von resonanten Photonen. Der Laserpuls entsteht. Danach schließt sich der Schalter und der Prozess beginnt von neuem.

B.1.2 Technische Daten

Die Grundwellenlänge dieses Lasertyps beträgt 1064 nm. Durch einen Frequenzverdreifacher werden 355 nm erreicht.

Die folgenden Daten sind Herstellerangaben:

Pulsleistung:	$P_p \leq 200 \text{ kW}$
Wellenlänge:	$\lambda = 355 \text{ nm}$ (UV)
Pulsdauer:	$T_p = 5 \text{ ns}$ bis 20 ns
Pulsfrequenz:	Einzelimpuls oder $\nu \leq 200 \text{ Hz}$
Strahldurchmesser:	$0,4 \text{ mm}$ nach interner Aufweitung: 2 mm nach externer Aufweitung: 20 mm
Aufweitung:	$1,4 \text{ mrad}$ (TEM_{00} $M^2 < 1,4$)
Polarisation:	Linear (100:1)

Tabelle B.1: Herstellerangaben zum Laser

Sowohl die Pulsenergie, als auch die Pulsdauer hängen vom eingestellten Diodenstrom ab. Die entsprechenden Messkurven liegen dem Laser bei. Zur Kontrolle wurde eine Messung mit dem pyroelektrischen Messkopf durchgeführt. In Abbildung B.1 ist das Ergebnis zu sehen. Die Kurve liegt deutlich unter der Herstellerkurve. Eine mögliche Erklärung sind die Verluste durch die Strahlaufweitung.

Die Schussfrequenz kann am Laser von 1 bis 200 Hz vorgewählt werden. Für Einzelschüsse lässt sich ein externes Triggersignal anschließen. Hierzu wurde ein Signalgenerator, der ein einfaches TTL-Signal (5 V, Rechteckpuls) erzeugt, verwendet.

Ein weiterer Ausgang am Laser liefert den Triggerpuls für das Oszilloskop. Er wird durch den Q-Switch des Lasers ausgelöst. Dies erlaubt eine sehr genaue Triggerung auf das Auslösen des Laserstrahls.

Die emittierte Energie ist auch abhängig von der Temperatur des Lasermediums. Deshalb sollte es zunächst vorgewärmt werden, bevor die eigentliche Messung beginnt.

Der Laser sollte hierzu ca. 15 Minuten eingeschaltet sein. Während dieser Zeit ist es außerdem notwendig, einige hundert Schüsse auszulösen.

B.1.3 Strahl

B.1.3.1 Form

Der Laserstrahl wird in zwei Stufen aufgeweitet. Die Energie eines Laserpulses kann so besser variiert werden (Irisblende).

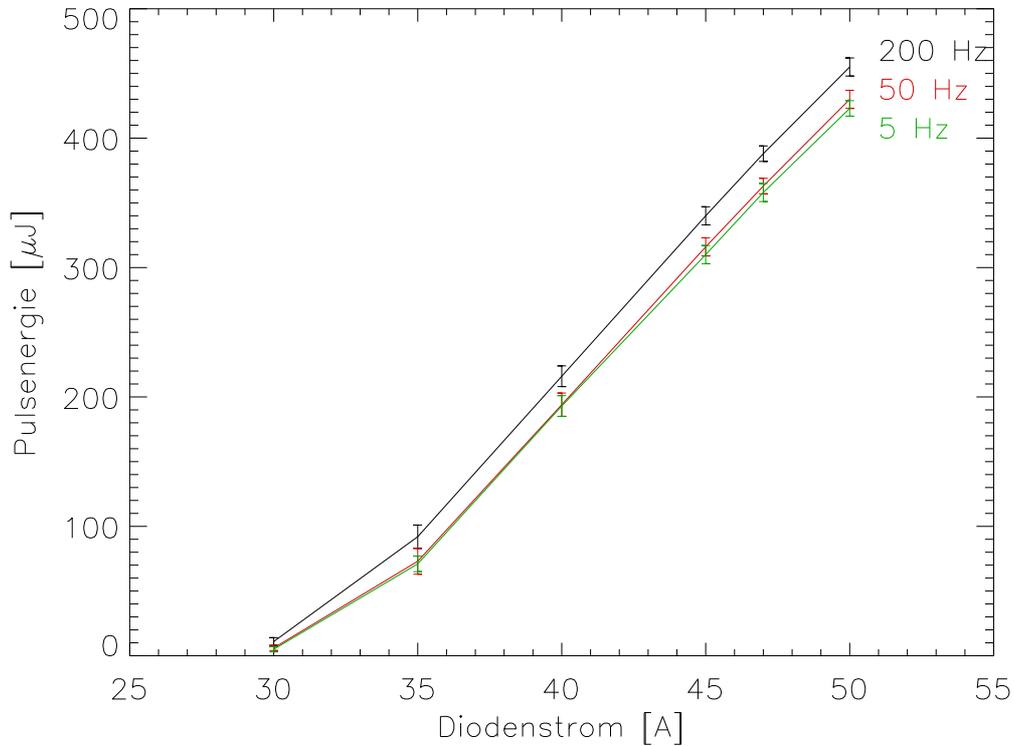


Abbildung B.1: Laserpulsenergie in Abhängigkeit vom Diodenstrom. Die Werte wurden mittels des pyroelektrischen Detektors und des zugehörigen Messgerätes aufgenommen (siehe B.5). Die Datenpunkte ergaben sich aus dem Mittelwert von 1000 Schüssen (200 Hz), 250 Schüssen (50 Hz) und 50 Schüssen (5 Hz)

Der Strahl am Austrittsfenster (nach der internen Aufweitung) des Lasers ist gaußförmig (TEM_{00} Mode) und hat einen Durchmesser ($1/e^2$ Abfall) von 2 mm.

Nach der externen Aufweitung um den Faktor 10 besitzt der Strahl also einen Durchmesser von 20 mm. Der Intensitätsverlauf ist (in einer Dimension) durch

$$I(x) = e^{-\frac{2 \cdot x^2}{\sigma^2}} \quad (\text{B.1})$$

gegeben. Wobei $a = 20 \text{ mm} = 2 \cdot \sigma$ sind. Also $\sigma^2 = 100 \text{ mm}^2$.

B.1.3.2 Polarisation

Der Polarisationsgrad von Licht ist definiert durch:

$$P := \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (\text{B.2})$$

Die Intensitäten werden durch Drehen eines Polarisators im Strahlengang bestimmt.

Die Angabe in der Beschreibung des Lasers (Linear 100:1) bedeutet, dass $I_{max} = 100$ und $I_{min} = 1$ ist.

Es ergibt sich:

$$P = \frac{99}{101} = 98\% \quad (\text{B.3})$$

B.2 Ladungsmessung

B.2.1 Ladungsverstärker

Es wurden zwei Typen von Ladungsverstärkern (Charge Sensitive Amplifier, CSA) benutzt:

- Tennelec TC161D (für kleine Ladung). Diesen Typ gibt es entweder mit oder ohne Bias-Eingang. Der Umrechnungsfaktor schwankt leicht von Verstärker zu Verstärker und liegt ungefähr bei 6 V/pC .
- 2. Caltec (für große Ladung). Dieser Typ besitzt einen Bias-Eingang (1000 V oder 4000 V maximal). Über einen Schalter kann zwischen zwei Empfindlichkeiten gewählt werden: 75 mV/pC (LQ) oder $1,2 \text{ mV/pC}$ (HQ).

Der Typ Caltec (für große Ladungen) war erst gegen Ende dieser Arbeit verfügbar. Die meisten Messungen wurden daher mit dem Typ Tennelec durchgeführt. Dieser ist sehr empfindlich, so dass zunächst nur bei geringen Laserenergien (bzw. Ladungen) gemessen werden konnte.

Beide Typen besitzen einen Bias-Eingang. Hiermit lässt sich eine Hochspannung durchschleifen, welche durch einen Kondensator vom eigentlichen Verstärker getrennt ist. Die Spannung darf maximal 1000 V betragen. (Bei zwei Caltec-Verstärkern auch 4000 V.)

Der später eingesetzte Typ Caltec ermöglichte es dann, größere Ladungen (bis 10 nC) zu messen und die Abhängigkeit von der Laserenergie zu bestimmen. Zudem kann zwischen zwei unterschiedlichen Empfindlichkeiten umgeschaltet werden.

B.2.2 RC-Glied

Ab ca. 10 nC übersteuern die zur Verfügung stehenden Ladungsverstärker. Deshalb musste nach einer Alternative gesucht werden. Zum Einsatz kommt ein RC-Glied, dessen Schaltbild in Abbildung B.2 zu sehen ist.

Das Ladungssignal am Target (bzw. Gitter) erzeugt am Kondensator einen Strom, der über den Abschlusswiderstand R_A fließt. Nach dem Ohm'schen Gesetz

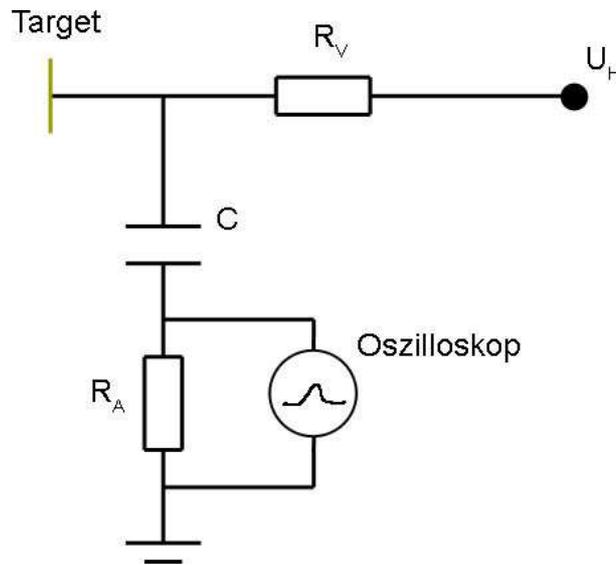


Abbildung B.2: RC- bzw. Differenzierglied für das Target. Bei der Schaltung für das Gitter, wird nicht die Spannung U angelegt sondern geerdet. Ansonsten sind die Schaltungen identisch: $R_V = 150 \text{ M}\Omega$, $R_A = 50 \text{ }\Omega$, $C = 1 \text{ nF}$. Das gemessene Signal ist differenziert. Es muss bei der Nachbearbeitung integriert werden um das bekannt Ladungssignal zu erhalten.

$U(t) = R_A \cdot I(t)$, lässt sich über das am Oszilloskop gemessene Spannungssignal auf diesen Strom schließen. Da gilt:

$$I(t) = \frac{dQ(t)}{dt} \quad (\text{B.4})$$

erhält man durch eine Integration des Signals die gesuchte Ladungskurve $Q(t)$:

$$Q(t) = \int_0^t I(t') dt' \quad (\text{B.5})$$

Der Widerstand R_V verhindert dabei ein zu schnelles Abfließen der Ladungen. Allerdings bewirken die Kapazitäten des Targets und des Kondensators eine Spannung, die die angelegte Bias-Spannung U_H verringert. Wie groß dieser Effekt ist, wurde nicht untersucht.

Die Zeitaufösung kann durch die Differentiationszeit τ_D angegeben werden und beträgt:

$$\tau_D = R_A \cdot C = 50 \text{ ns}$$

Sie ist also ausreichend klein.

Die Abklingzeit der Schaltung ist durch

$$\tau_A = R_V \cdot C = 150 \text{ ms}$$

gegeben. Sie ist deutlich größer als das aufzuzeichnende Signal.

B.3 Hochspannungsnetzteil

Das zum Anlegen der Hochspannung an das Target verwendete Netzteil stammt von der Firma Iseg (Typ SHQ 226L). Es besitzt zwei Kanäle, deren Polarität und Spannung einzeln gewählt werden können. Pro Kanal sind jeweils $\pm 6000 \text{ V}$ gegen Erde bei einem Strom von maximal 1 mA möglich.

Da die meisten der verwendeten Ladungsverstärker nicht mehr als 1000 V Vorspannung zulassen, wurden diese Messungen nur im Bereich bis 800 V durchgeführt. Bei der Verwendung des RC-Gliedes wurden auch höhere Spannungen angelegt.

B.4 Oszilloskop

Das 4 Kanal Oszilloskop Pro 92 der Firma Nicolet, dient der Aufnahme der Ladungsverstärker-Signale und zur Digitalisierung.

Es besitzt die Möglichkeit, unterschiedliche Zeitskalen für die Kanäle 1/2 und 3/4 einzustellen, so dass man sowohl Target-/Gittersignal, wie auch das zeitlich längere Detektorsignal messen kann. Hier wurde das Targetsignal an Kanal 1, das Gittersignal an Kanal 2 und das Detektorsignal an Kanal 4 angeschlossen.

Die einzelnen Kanäle lassen sich dann auf eine 3,5" Diskette speichern, am PC ins ACSII Format umwandeln und auswerten. Die Umwandlung geschieht mit einem Programm der Firma Nicolet, welches von deren Internetseite bezogen werden konnte. (mittlerweile nicht mehr)

Die Anzahl der Datenpunkte, die aufgezeichnet und dargestellt werden soll, lässt sich vorwählen. Einerseits sollten es wenige sein, da mehr Signale auf eine Diskette passen und die Auswertung schneller von statten geht. Aber andererseits sollen keine Details im Signal verloren gehen. Als guter Kompromiss haben sich daher 1000 Datenpunkte als ausreichend herausgestellt. Das entspricht (bei den Messungen mit $+800 \text{ V}$ Beschleunigungsspannung) einer zeitlichen Auflösung des Target-/Gittersignals von 10 ns und des Detektorsignals von 100 ns .

B.5 pyroelektrischer Detektor

Der pyroelektrische Detektor J25LP-4A der Firma Molelectron misst die Energie der Laserpulse. Er ist so konzipiert, dass er die größtmögliche Energie und

Schussfrequenz des Lasers messen kann, ohne beschädigt zu werden. (Für Laserpulse nach der Aufweitungsoptik. Ohne diese ist die Energiedichte zu groß und der Detektor nimmt Schaden.)

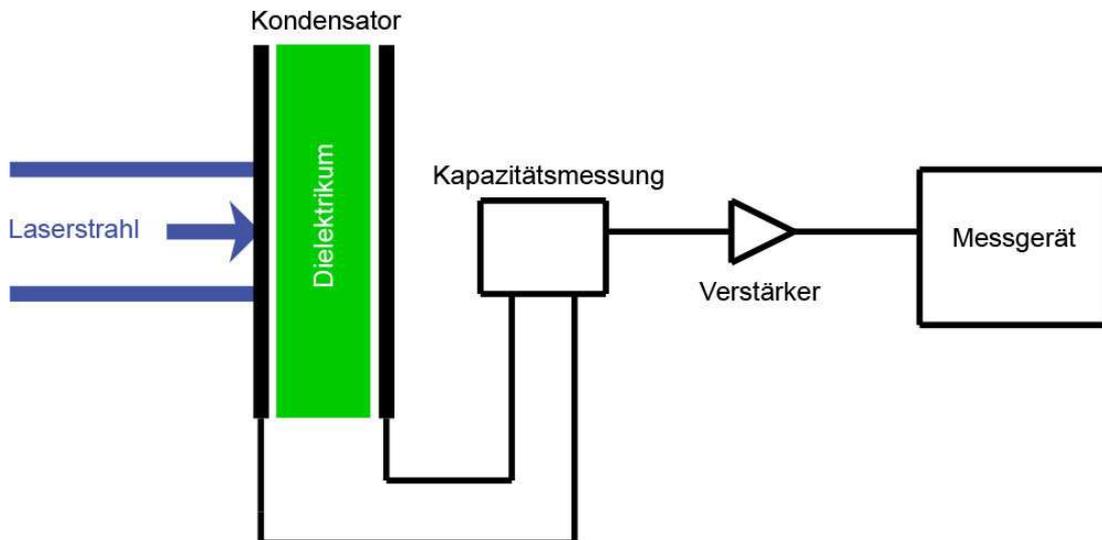


Abbildung B.3: Funktionsweise des pyroelektrischen Detektors.

Die eigentliche Messung erfolgt indirekt über Erwärmung eines Dielektrikums. Dieses befindet sich zwischen zwei Kondensatorplatten. Auf eine Seite dieses Kondensators fällt das Licht und erwärmt das Dielektrikum im inneren. (Abbildung B.3) Das bewirkt eine Änderung der Dielektrizitätskonstanten ε_D , welche linear von der Temperatur abhängt. Nach der Formel für einen Plattenkondensator

$$C = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_D(T) \cdot \frac{A}{d} \quad (\text{B.6})$$

ändert sich nun die Kapazität C ebenfalls linear mit der Temperatur. Dies wird mit Hilfe einer Elektronik und eines Verstärkers gemessen und über ein Messgerät (Typ: EPM1000) der selben Firma ausgewertet.

Des Weiteren besitzt das Messgerät noch nützliche Features, wie das Zählen von Schüssen, oder das Berechnen von Mittelwert und Standardabweichung. Hierzu kann man eine Schusszahl vorwählen und das Gerät berechnet nach dem Erreichen dieser Schusszahl die statistischen Werte.

Vor dem Beginn der Messungen ist darauf zu achten, dass die spektrale Empfindlichkeit korrigiert wird. Hierzu gibt man einen Faktor, den man für die entsprechende Wellenlänge in einem dem Detektor beiliegenden Plot findet, in das Messgerät ein.

Der relative Messfehler des Detektors beträgt laut Herstellerzertifikat 2%.

B.6 Lineardurchführung

Die Lineardurchführung BLM-275-1 der Firma MDC Vacuum erlaubt es, die kompletten Targethalter um maximal 25 mm zu verschieben. Eine Position auf dem Target kann dabei mit einer Genauigkeit von besser als 25 μm eingestellt werden. Dies entspricht einem Skalenteil. Sie wird mit einem CF-Flansch an der Vakuumkammer befestigt.

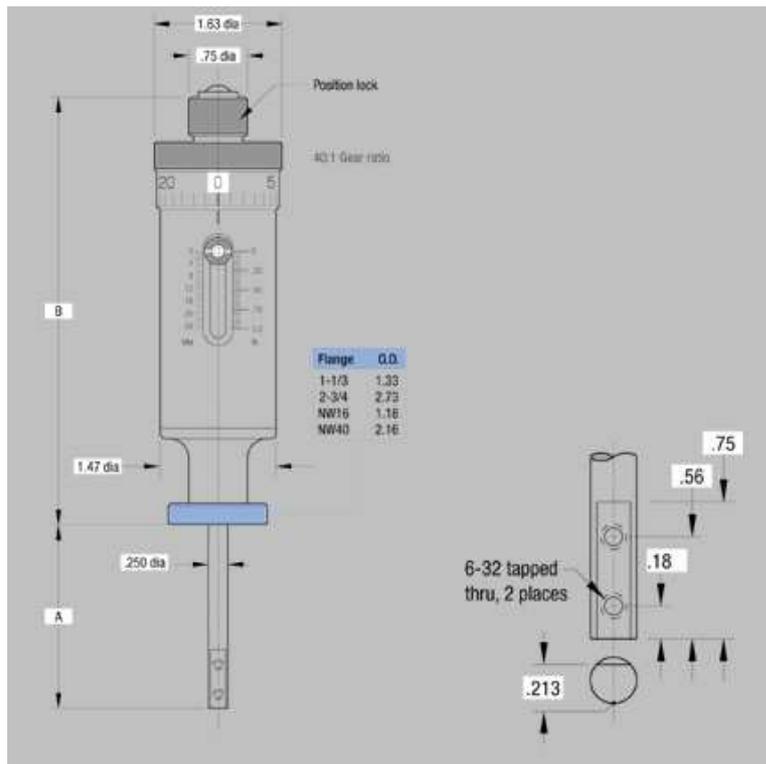


Abbildung B.4: Maße der Lineardurchführung

Anhang C

Aufbereitung der Messdaten

C.1 Digitalisierung

Wie bereits bei der Beschreibung der Oszilloskops erwähnt, wurden die Signale auf eine 3,5" Diskette gespeichert, danach am PC ins ASCII-Format konvertiert und weiterverarbeitet.

C.2 Auswertung

Die Verarbeitung am PC geschieht durch selbst geschriebene IDL Programme. Diese ermöglichen es, die aufgezeichneten Signale zu mitteln, darzustellen und EPS-Dateien zu erstellen.

C.2.1 Offsetkorrektur

Die Signale springen am Oszilloskop stark hin und her. Dies macht eine Offsetkorrektur notwendig.

Hierfür, und zur Bestimmung des Rauschlevels, wird das Signal schon eine kurze Zeit (Target, Gitter: $\sim 1\mu s$, Detektor: $\sim 10\mu s$) vor dem eigentlichen Triggerpuls (Auslösen des Lasers, $t = 0$) aufgezeichnet. Es wird der Mittelwert von diesen Presamples gebildet und von allen Datenpunkten abgezogen. (Abbildung C.1)

C.2.2 Mittelung

Wichtig für die Mittelung von Signalen ist eine Routine, welche überprüft, ob die Signale alle die gleiche Zeitkonstante (Zeit zwischen zwei Datenpunkten; am Oszilloskop wählbar) besitzen. Ist dies nicht der Fall, so ist das Mitteln von Signalen schwieriger: Es müssen zusätzliche Datenpunkte interpoliert werden.

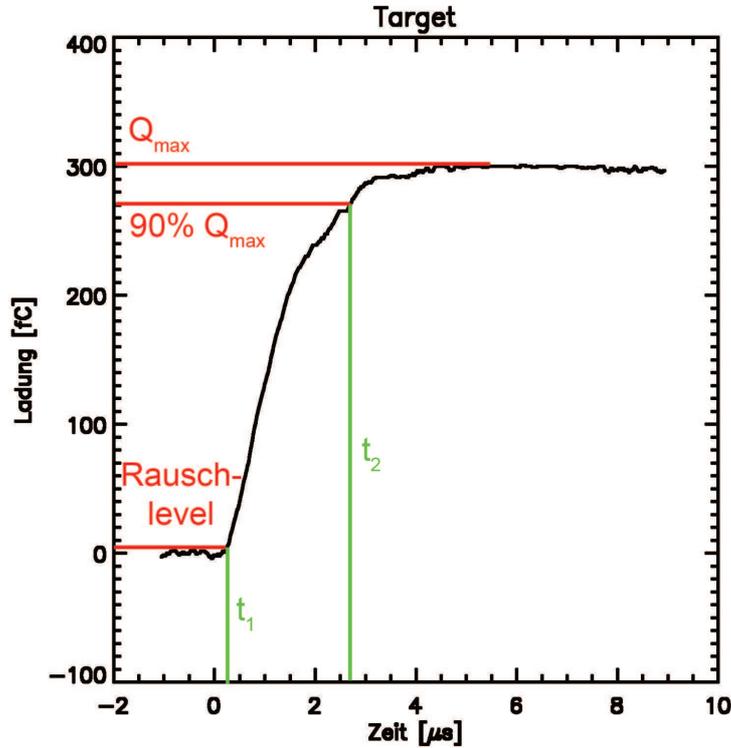


Abbildung C.1: Zur Verdeutlichung der Signalverarbeitung. Bereits vor dem eigentlichen Auslösen des Laserpulses ($t=0$) wird das Signal aufgezeichnet. Dieser Anteil bestimmt das Rauschen und wird zur Offsetkorrektur benötigt.

Diese Prozedur kam allerdings nur selten zum Einsatz, da bei den meisten Messungen darauf geachtet wurde, dass Signale, die später gemittelt werden sollten, auch die gleiche Zeitkonstante besitzen.

Des Weiteren wurden sämtliche Mittelungen zweimal durchgeführt: Einmal ohne vorherige Division jedes Signals durch die jeweilige Maximalladung und einmal mit dieser Normierung. Im letzteren Fall, werden nur die Signalformen (Anstiegszeit, relative Peakhöhen) ausgewertet.

Jetzt kann die eigentliche Auswertung beginnen. Die Offsetkorrektur und Eigenschaften der Signale - wie Anstiegszeit und Maximalladung - werden automatisch bestimmt.

C.2.3 Rauschschwelle

Sie wird benötigt um die Anstiegszeit zu bestimmen und hier als Amplitude des Offset-korrigierten Signals vor dem Auslösen des Lasers ($t=0$) definiert.

C.2.4 Definition der Anstiegszeit

Hier wird die Anstiegszeit folgendermaßen definiert:

$$t_{\text{anstieg}} = t_2 - t_1 \quad (\text{C.1})$$

t_1 : Die Ladung ist *nach* dem Triggerzeitpunkt $t=0$ größer als die Rauschschwelle. (Siehe C.2.3)

t_2 : 90% der maximale Ladung ist erreicht.

C.2.5 Differentiation des Detektorsignals

Das Detektorsignal lässt sich auf Wunsch differenzieren. Die Peaks geben dann die relative Häufigkeit einer Ionenspezies an. Dies sieht man durch Näherung der „Treppenstufen“ des Detektorsignals durch Geraden. Die Steigung einer solchen Geraden ist proportional zur Höhe der jeweiligen Stufe:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\Delta y}{\Delta x} \sim \Delta y \quad (\text{C.2})$$

Diese Näherung ist für die Mitte einer Treppenstufe am besten und entspricht im differenzierten Bild der Peakspitze.

Bei diesem Bild wird also davon ausgegangen, dass die Maximaländerung des Ladungssignals direkt proportional zur gemessenen Ladung ist. Diese Betrachtung stimmt aber nur bedingt: Die Wolke aus schwereren Ionen bewegt sich langsamer auf den Detektor zu. Die Massenauflösung ist aufgrund der endlichen Ausdehnung der Wolke somit schlechter. Für eine exakte Auswertung muss man also berücksichtigen, dass für jede Masse das Δx anders ist. Bei den Messungen mit unterschiedlichen Laserpulsenergien wurde deshalb die Höhe des Peaks noch mit der Halbwertsbreite multipliziert, was dann der Ladung entspricht.

Die Höhe der Peaks wurde dann manuell, durch Anklicken mit der Maus, ausgemessen, da eine automatische Erkennung der Peaks schwierig ist. Die Breite wurde mit Hilfe eine Gauß-Fits bestimmt (siehe auch 5.3.3.3.).

Die auf diese Weise gewonnenen Daten, werden dann (ebenfalls mit IDL) graphisch dargestellt.

Anhang D

Optische Komponenten

D.1 Linse

Die Linse ist plankonvex, besitzt eine Brennweite von 80 mm und einen Durchmesser von $22,4\text{ mm}$. Sie besteht aus Quarzglas und hat somit auch im UV-Bereich (Laserwellenlänge: 355 nm) eine hohe Transmission. (siehe auch Abbildung D.1)

D.2 Vakuumfenster

Das Vakuumfenster besteht genau wie die Linse aus Quarzglas. In Abbildung D.1 ist die Transmissionskurve zu sehen. Das Glas wird mittels eines 35CF-Flansches montiert.

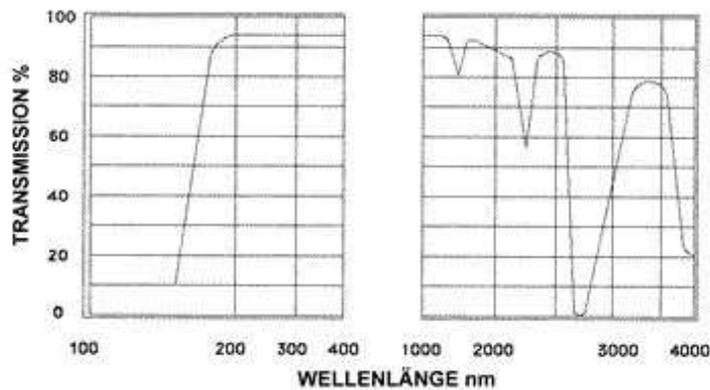


Abbildung D.1: Transmissionskurve von Quarzglas

D.3 $\lambda/2$ -Plättchen und Polarisator

D.3.1 Wirkungsweise eines $\lambda/2$ -Plättchens

Das $\lambda/2$ -Plättchen befindet sich in einer drehbaren Halterung und bewirkt (in Abhängigkeit vom eingestellten Winkel) eine Drehung des elektrischen Feldvektors (vorausgesetzt das einfallende Licht ist linear polarisiert).

Es besteht aus einem Material, dass in zwei Raumrichtungen unterschiedliche Dielektrizitätszahlen ε besitzt. Dementsprechend breiten sich elektromagnetische Wellen in verschiedene Richtungen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten $c_i = \sqrt{\varepsilon_i \cdot \mu}$ aus. Man kann also sagen, dass eine Richtung verzögert wird.

Um eine Verzögerung, der einen Raumrichtung, um genau eine halbe Wellenlänge zu erreichen, muss die Dicke des Plättchens auf die entsprechende Wellenlänge ausgelegt sein.

Die Abbildungen D.2 und D.3 verdeutlichen die Drehung der Polarisationsrichtung eines linear polarisierten Strahls.

Der Strahl lässt sich in zwei Komponenten zerlegen: Die Richtung, in der er (relativ zu der anderen) verzögert wird (Gleichung D.2), und die Richtung, die unverzögert bleibt (Gleichung D.1):

$$E_u = \cos i \cdot \cos \omega t \quad (\text{D.1})$$

$$E_v = \sin i \cdot \cos \omega t \quad (\text{D.2})$$

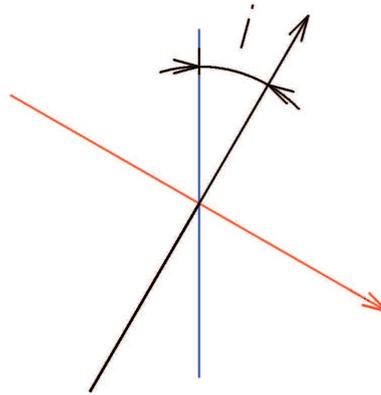


Abbildung D.2: *Blau*: Polarisationsrichtung des Strahls *vor* dem $\lambda/2$ -Plättchen. *Rot*: Raumrichtung in der, der Anteil des Strahls um eine halbe Wellenlänge verzögert wird. *i*: Winkel zwischen Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls und der unverzögernden Raumrichtung.

Hinter dem $\lambda/2$ -Plättchen ändert sich der E_v -Anteil zu:

$$E_v = \sin i \cdot \cos(\omega t - \pi) = -\sin i \cdot \cos \omega t \quad (\text{D.3})$$

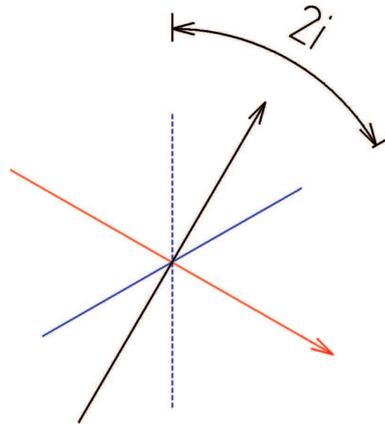


Abbildung D.3: Der ursprüngliche Strahl (*blau gestrichelt*) wird durch das Verzögern an der roten Achse gespiegelt (*blau*).

Es ist leicht zu sehen, dass die Drehung der Polarisation des Strahls insgesamt $2 \cdot i$ beträgt. Eine Drehung des $\lambda/2$ -Plättchens um den Winkel i dreht also die Polarisationsrichtung doppelt so weit. Da das Problem sowieso schon spiegelsymmetrisch ist (streng genommen müsste man von Polarisations*ebenen* sprechen), erwartet man also eine 90° -Symmetrie, was auch der Fall ist.

Literaturverzeichnis

- Amoruso, S.: 1999, *Modeling of UV pulsed-laser ablation of metallic targets*, *Applied Physics A* **69**, 323
- Amoruso, S., Berardi, V., Bruzzese, R., Velotta, R. & Armenante, M.: 1996, *High fluence laser ablation of aluminium targets: Time-of-flight mass analysis of plasma produced at wavelengths 532 and 355 nm*, *Applied Physics A* **62**, 533
- Andreev, A.A., Komarov, V.M., Samsonov, A.G. & Semakhin, A.N.: 1992, *Characteristics of fast particles generated by a subnanosecond laser plasma*, *Sov. J. Quantum Electron.* **22(7)**, 659
- Bäuerle, D.: 1996, *Laser Processing And Chemistry*, Springer, Berlin, 2 edition
- Berardi, V., Amoruso, S., Spinelli, N., Armenante, M., Velotta, R., Fuso, F., Allegri, M. & Arimondo, E.: 1994, *Diagnostics of YBa₂Cu₃O₇ laser plume by time-of-flight mass spectrometry*, *J. Appl. Phys.* **76**, 8077
- Bronstein, I.N. & Semendjajew, K.A.: 1991, *Taschenbuch der Mathematik*, B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, Leipzig, 25 edition
- Capitelli, M., Casavola, A., Colonna, G. & De Giacomo, A.: 2004, *Laser-induced plasma expansion: theoretical and experimental aspects*, *Spectrochimica Acta Part B* **59**, 271
- Drapatz, S. & Michel, K.W.: 1972, *Theorie der Stosswellenionisation von Mikrometeoriten*, Vortrag auf der DPG-Frühjahrstagung der Arbeitsgemeinschaft Extraterrestrische Physik vom 15.-17.3.72 in Bonn
- Eichhorn, G.: 1972, Untersuchung der lichtemission beim einschlag energiereicher mikroteilchen, *Diplomarbeit*, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
- Eichhorn, G.: 1976, *Analysis of the hypervelocity impact process from impact flash measurements*, *Planetary and Space Science* **24**, 771
- Eichhorn, G.: 1978, *Heating and Vaporization during Hypervelocity Particle Impact*, *Planetary and Space Science* **26**, 463
- Feigl, K.: 1984, *Lamma 1000, ein Instrument zur ortsaufgelösten Massenspektrometrie von Festkörpern*, *Dissertation*, Universität Frankfurt am Main, Frankfurt am Main
- Früchtenicht, J.: 1962, *Two-Million-Volt Electrostatic Accelerator for Hypervelocity Research*, *The Review of Scientific Instruments* **33(2)**, 209
- Grün, E., Gustafson, B.Å.S., Dermott, S. & Fechtig, H. (Hrsg.): 2001, *Interpla-*

- netary Dust*, Springer, Heidelberg
- Haken, H. & Wolf, H.C.: 2000, *Atom- und Quantenphysik*, Springer, Berlin, 7 edition
- Herziger, G. & Kreuz, E.W., *Fundamentals of Laser Micromachining of Metals*
- Ho, T.-M.: 2000, Messungen mit einem hochempfindlichen Staubdetektor zum Nachweis kleiner und schneller Teilchen, *Diplomarbeit*, Max-Planck-Institut für Kernphysik
- Hornung, K. & Kissel, J.: 1994, *On shock wave impact ionization of dust particles*, *Astronomy and Astrophysics* **291**, 324
- Hunklinger, S.: 1999, *Vorlesungsskript zur Festkörperphysik WS 99/00*
- Kuchling, H.: 1996, *Taschenbuch der Physik*, Fachbuchverlag Leipzig, 16. edition
- Kuhn, S.: 2002, Hochgeschwindigkeitsmessungen am Staubbeschleuniger mit der CDA Flugersatzeinheit, *Diplomarbeit*, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
- Lange, W.: 1994, *Einführung in die Laserphysik*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 2 edition
- Mauney, Thad & Adams, Fred: 1984, *Ion kinetic energy measurements on laser-induced plasmas in laser microprobe mass analysis (LAMMA). Part I. Methodology*, *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes* **59**, 103
- Mazhukin, V.I., Nossov, V.V. & Smurov, I.: 2004, *Analysis of laser-induced evaporation of Al target under conditions of vapour plasma formation*, *Thin Solid Films* **453-454**, 353
- Nolting, W.: 1993, *Grundkurs: Theoretische Physik, 3. Elektrodynamik*, Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen, 3. edition
- Pinho, G.P., Schittenhelm, H., Duley, W.W., Schlueter, S.A., Jahani, H.R. & Mueller, R.E.: 1998, *Energy distributions in the laser ablation of metals and polymers*, *Applied Surface Science* **127-129**, 983
- Puell, H.: 1970, *Heating of laser produced plasmas generated at plane solid targets*, *Z. Naturforsch.* **25a**, 1807
- Puell, H., Neusser, H.J. & Kaiser, W.: 1970, *Temperature and expansion energy of laser produced plasmas*, *Z. Naturforsch.* **25a**, 1815
- Roth, M.: 2004, *Beschleunigen mit Licht*, *Physik Journal* **1**, 31
- Siegman, A. E.: 1986, *Lasers*, University Science Books
- Srama, R.: 2000, *Kombination von Meßsystemen zur simultanen Messung der Eigenschaften von kosmischen Staub*, *Dissertation*, Technische Universität München, Garching
- Stöcker, H.: 1994, *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harry Deutsch, Thun und Frankfurt am Main, 2. edition
- Stübig, M.: 1999, Aufbereitung von Mineralen und Neukonstruktion einer Staubquelle für den Einsatz am Heidelberger Staubbeschleuniger, *Diplomarbeit*, Max-Planck-Institut für Kernphysik
- Tipler, P. A.: 1995, *Physik*, Spektrum Verlag

- Trump, C.: 2000, *Atomare und molekulare Fragmentationsdynamik in intensiven ultrakurzen Lichtpulsen*, Dissertation, Technische Universität Berlin, Berlin
- Willmott, P.R. & Huber, J.R.: 2000, *Pulsed laser vaporization and deposition*, *Reviews of Modern Physics* **72**, 315

Danksagung

Ich möchte allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Kosmischer Staub am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg herzlich danken. Ohne deren Mithilfe wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Eberhard Grün und Herrn Dr. Ralf Srama für ihre große Unterstützung und die exzellente Betreuung dieser Arbeit.

Eine ganz wesentliche Unterstützung bei meiner Arbeit hatte ich durch Herrn Gerhard Schäfer, bei dem ich mich herzlichst für seine großartige Hilfsbereitschaft bedanke. Sein Erfahrungsschatz hat vieles erleichtert.

Sehr herzlich bedanke ich mich bei Frau Anna Mocker-Ahlreep. Sie war immer eine sehr wichtige Ansprechpartnerin und hat mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden.

Vielen Dank auch an Herrn Mikhail Rachev für einige anregende und nachdenklich machende Diskussionen.

Außerdem möchte ich mich bei Herrn Dr. Sascha Kempf, Nico Altobelli, Frank Postberg, Jessica Agawal und Richard Moissl für viele hilfreiche Gespräche bei Kaffee und anderen Gelegenheiten herzlich bedanken.

Auch vielen Dank an meine Familie und meine Freunde, die mir auch in schwierigen Zeiten zur Seite standen. Insbesondere seien erwähnt:

meine Eltern und Stiefeltern, die immer für mich da waren,

Irmgard Neyenhuize, die mit mir durch Dick und Dünn gegangen ist,

Stefan Mertin, der mit mir schon für die Prüfungen gelernt hat und mir durch Diskussionen immer wieder Anregungen gegeben hat,

Sonja Abd-el-Ghani, die mir besonders bei englischen Formulierungen oder bei der Vorbereitung von Vorträgen eine sehr große Hilfe war.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

Unterschrift:.....