

Untersuchung des Einflusses von
Targetmaterial, Foliendicken
und Intensitätskontrast
bei der Optimierung der
Laser-Protonen-Beschleunigung

Masterarbeit



Friedrich-Schiller-Universität Jena

Physikalisch-Astronomische Fakultät

eingereicht von Georg Alexander Becker

geboren am 04.09.1987 in Marburg an der Lahn

1. Gutachter:

Prof. Dr. Malte Kaluza

Institut für Optik und Quantenelektronik

Friedrich-Schiller-Universität Jena

2. Gutachter:

Prof. Dr. Matt Zepf

Helmholtz-Institut Jena

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|------------|
| Abbildungsverzeichnis | v |
| Tabellenverzeichnis | vii |
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 Grundlagen | 4 |
| 2.1 Eigenschaften eines Plasmas | 4 |
| 2.1.1 Debye-Shielding | 5 |
| 2.1.2 Plasma-Oszillationen | 5 |
| 2.2 Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma | 6 |
| 2.3 Ein einzelnes freies Elektron im Laserfeld | 8 |
| 2.3.1 Die ponderomotive Kraft | 10 |
| 2.4 Ionisationsmechanismen | 12 |
| 2.5 Absorptionsmechanismen | 15 |
| 2.5.1 Resonanzabsorption | 18 |
| 2.5.2 Brunel-Heizen | 19 |
| 2.5.3 $\vec{J} \times \vec{B}$ - Heizen | 20 |
| 2.5.4 Ponderomotive Beschleunigung | 21 |
| 2.6 Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) | 21 |
| 2.6.1 Statischer Ansatz | 24 |
| 2.6.2 Plasmaexpansion ins Vakuum | 25 |
| 2.7 Weitere Beschleunigungsmechanismen | 27 |
| 3 Experimenteller Aufbau & Methoden | 30 |
| 3.1 Der POLARIS-Laser | 30 |
| 3.1.1 Bestimmung der Pulsintensität | 31 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.1.2 | Schnelle Pockelszelle | 33 |
| 3.1.3 | XPW | 34 |
| 3.2 | Ionendiagnostik | 36 |
| 3.2.1 | Thomson-Spektrometer | 36 |
| 3.2.2 | Kernspurdetektoren | 41 |
| 3.3 | Aufbau in der Target-Kammer | 43 |
| 4 | Kalibrierung des MCP-Detektors im Spektrometer | 46 |
| 4.1 | Kalibrierung für das Experiment mit Folientargets | 46 |
| 4.2 | Diskussion | 57 |
| 5 | Einfluss von Intensitätskontrast, Targetmaterial und Foliendicke auf die maximal erreichbare Protonenenergie | 58 |
| 5.1 | Messungen mit Aluminium | 58 |
| 5.2 | Messungen mit Silber | 64 |
| 5.3 | Messungen mit Gold | 66 |
| 5.4 | Vergleich der maximal erreichten Protonenenergien in Abhängigkeit des Materials | 69 |
| 6 | Zusammenfassung & Ausblick | 77 |
| | Literaturverzeichnis | 80 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 2.1 | Elektronentrajektorien in einer linear polarisierten ebenen Lichtwelle | 10 |
| 2.2 | Elektronenbewegung in einem fokussierten Laserpuls | 12 |
| 2.3 | Tunnelionisation | 13 |
| 2.4 | Laserpuls und Vorplasma | 15 |
| 2.5 | Schematische Darstellung der Reflektion eines p-polarisierten Laserpulses in einem Plasma | 18 |
| 2.6 | Schematische Darstellung des TNSA-Prozesses | 22 |
| 2.7 | Plasmaexpansion | 26 |
| 2.8 | Erreichbare Protonenenergien in Abhängigkeit der Laserleistung und Inten- sität | 28 |
| 3.1 | Schema des POLARIS-Lasers mit XPW | 31 |
| 3.2 | Beispiel eines Laserfokus | 32 |
| 3.3 | Zeitlicher Intensitätskontrast mit schneller Pockelszelle | 33 |
| 3.4 | Schema zur Kontrastverbesserung mittels XPW | 34 |
| 3.5 | Kontrastscan vom alternativen Frontend mit XPW | 35 |
| 3.6 | Schematische Darstellung unseres Thomson-Spektrometers | 37 |
| 3.7 | Raumwinkel für MCP-Detektor | 39 |
| 3.8 | Bild von Ionenspuren auf dem Phosphorschirm des MCP-Detektors | 40 |
| 3.9 | Fotografie vom Axiotron II Lichtmikroskop | 41 |
| 3.10 | Eindringtiefe von Protonen in Aluminium und in CR-39 | 43 |
| 3.11 | Schematische Darstellung des Aufbaus in der Target-Kammer | 44 |
| 3.12 | Messuhr mit Folienhalter | 45 |

| | | |
|-----|---|----|
| 4.1 | Fotografie eines speziell für die Kalibrierung des MCP-Detektors hergestellten CR-39-Plättchens | 47 |
| 4.2 | MCP-Signal mit Kalibrierungs-CR-39 vor MCP | 48 |
| 4.3 | Zweidimensionale Darstellung der Protonenspuren mit PlotIt | 49 |
| 4.4 | Über 10 Schüsse gemittelttes relatives Spektrum mit 5 μm Titanfolie als Target | 51 |
| 4.5 | Vergleich von Protonenanzahl mit MCP-Signal | 53 |
| 4.6 | Kalibrierungskurve für Umrechnung von MCP-Signal in Protonen | 54 |
| 4.7 | Reichweite von Protonen in Bleiglas und Bremsvermögen | 55 |
| 4.8 | Mithilfe der Kalibrierungskurve erhaltene absolute Protonenzahl für eine 2 μm Goldfolie als Target | 56 |
| 5.1 | Die maximal erreichte Protonenenergie für Aluminium als Target | 59 |
| 5.2 | Die maximal erreichte Protonenenergie für Silber als Target | 64 |
| 5.3 | Die maximal erreichte Protonenenergie für Gold als Target | 67 |
| 5.4 | Die maximal erreichte Protonenenergie für alle getesteten Materialien bei Verwendung von normalem Intensitätskontrast | 70 |
| 5.5 | Die maximal erreichte Protonenenergie für alle getesteten Materialien bei Verwendung von gutem Intensitätskontrast | 73 |
| 5.6 | Die maximal erreichte Protonenenergie für alle getesteten Materialien bei Verwendung von sehr gutem Intensitätskontrast | 75 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|----|
| 4.1 | Daten für Kalibrierungs-CR-39 | 48 |
|-----|---|----|

1 Einleitung

Seit es im Jahr 2000 zum ersten Mal gelungen ist, mit Lasern Protonen zu beschleunigen, die eine Energie im zweistelligen MeV- Bereich aufwiesen, wurde die Forschung auf diesem Gebiet weltweit vorangetrieben [1-5]. Einer der Gründe hierfür sind potentielle Anwendungen z.B. für die Tumorthherapie mit Ionen [14]. Dabei werden Protonen mit Energien von mehr als 250 MeV benötigt, welche bisher noch nicht erreicht wurden. Da es ebenso auf eine geringe Strahldivergenz, eine ausreichende Anzahl beschleunigter Protonen und - besonders wichtig für medizinische Anwendungen - eine gute Reproduzierbarkeit ankommt, ist ein genaues Verständnis der zugrunde liegenden Beschleunigungsmechanismen erforderlich. Dabei wurde die laserinduzierte Teilchenbeschleunigung erst durch die Entwicklung von Lasern, mit denen Intensitäten von mehr als $10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ erzeugt werden können, ermöglicht. Der Bau dieser Laser wurde im Wesentlichen durch die Entwicklung des CPA-Prinzips (Chirped Pulse Amplification) durchführbar, bei dem Laserpulse vor der Verstärkung zeitlich gestreckt und anschließend wieder komprimiert werden [6]. Für die laserinduzierte Ionenbeschleunigung werden solche Pulse z.B. auf Folien mit Dicken von mehreren Mikrometern bis zu einigen Nanometern fokussiert [7, 8].

Vereinfacht dargestellt erzeugt ein Laserpuls, der auf die Vorderseite einer solchen Folie trifft, dort ein Plasma und beschleunigt Elektronen durch die Folie hindurch auf deren Rückseite, wo sich durch Ladungstrennung ein elektrisches Feld aufbaut. Durch dieses werden wasserstoffreiche Ablagerungen auf der Folienrückseite ionisiert, und die entstehenden Protonen sowie weitere Ionenspezies werden von demselben Feld senkrecht zur Folienoberfläche weg beschleunigt. Diesen Prozess nennt man *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) [9]. Dabei weist das Spektrum der beschleunigten Protonen eine thermische Verteilung auf, u. U. mit mehreren Temperaturen und einem hochenergetischen Cut-off [7]. Auch wenn das Grundprinzip des TNSA-Prozesses verstanden ist, hängt das Spektrum der durch TNSA beschleunigten Ionen bzw. Protonen von einer Vielzahl von Parametern ab. Hier-

zu zählen Target-Geometrie und Material [10], Laserpulsintensität und Pulsenergie [11], Pulsdauer [12] sowie der zeitliche Intensitätskontrast des Lasers [13]. Letzterer entspricht dem Intensitätsverhältnis des zentralen Peaks eines Laserpulses (20 fs...1 ps Pulsdauer, je nach Lasersystem) zum ASE-Untergrund (Amplified Spontaneous Emission, mehrere Nanosekunden lang).

Gerade für Anwendungen, wie etwa im medizinischen Bereich, ist es notwendig die laserinduzierte Ionenbeschleunigung reproduzierbar zu beherrschen und den Einfluss obiger Parameter nachzuvollziehen und im Experiment genau kontrollieren zu können [14].

In der vorliegenden Arbeit soll daher eine umfangreiche experimentelle Untersuchung zur Ionenbeschleunigung mit Folien, im Hinblick auf die Parameter Foliendicke und Material sowie Pulskontrast, in ihrer Wirkung auf die maximal erreichbare Protonenenergie präsentiert werden. Diese Experimente wurden am POLARIS-Laser [19] durchgeführt. Dabei wurden, je nach Material, die Foliendicken zwischen 50 μm und 100 nm variiert. Zur Variation bzw. Verbesserung des zeitlichen Intensitätskontrasts wurde einerseits eine schnelle Pockelszelle verwendet und andererseits ein alternatives Frontend basierend auf XPW (Cross Polarized Wave Generation) in Betrieb genommen, welches kurz zuvor installiert wurde [15]. Die schnelle Pockelszelle verbessert den Intensitätskontrast, bis zu einem Zeitpunkt von 1 ns bevor der Hauptpuls eintrifft, um maximal einen Faktor 40, während mithilfe von XPW eine Verbesserung des Kontrasts um mehr als drei Größenordnungen möglich ist.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich so, dass nach dieser Einleitung im zweiten Kapitel erst allgemein auf Grundlagen der Laser-Plasmaphysik eingegangen wird und dann im Speziellen auf die Ionenbeschleunigung über den TNSA-Prozess sowie auf zugrunde liegende theoretische Modelle.

Im dritten Kapitel wird allgemein auf den POLARIS-Laser sowie auf die zwei im Experiment relevanten Methoden zur Kontrastverbesserung, die schnelle Pockelszelle und XPW, eingegangen. Danach folgen Erläuterungen zu den zur Verfügung stehenden Möglichkeiten zur Ionendetektion sowie abschließend der Experimentaufbau in der Targetkammer von POLARIS. Kapitel vier beschreibt die Kalibrierung des MCP-Detektors (Microchannel Plate) im verwendeten Thomson-Spektrometer, während im fünften Kapitel auf die Auswertung der Experimente eingegangen wird. Hier wird die Auswirkung der variierten Parameter in Hinblick auf die maximal erreichbare Protonenenergie, nämlich den Laserkon-

trast, das Targetmaterial und die Foliendicke dargestellt. Das abschließende sechste Kapitel enthält eine Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse und einen Ausblick.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird auf einige Grundlagen der Laser-Plasmaphysik eingegangen. Hierzu zählen grundlegende Eigenschaften eines Plasmas, die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem Plasma, die Betrachtung eines Elektrons im Vakuum in einer elektromagnetischen Welle sowie Ionisationsmechanismen durch intensive elektromagnetische Strahlung. Danach wird auf die Elektronenbeschleunigung an Festkörpertargets eingegangen und als Abschluss des Kapitels wird schließlich die Ionenbeschleunigung über den TNSA-Prozess behandelt.

2.1 Eigenschaften eines Plasmas

Nach *Chen* [16] ist ein Plasma ein quasineutrales Teilchenensemble aus neutralen und geladenen Teilchen. Die geladenen Teilchen im Plasma zeigen kollektives Verhalten durch die elektromagnetische Wechselwirkung. Daher soll im Folgenden die Bedeutung der Begriffe kollektives Verhalten und Quasineutralität erläutert werden.

Ein Plasma besteht, neben neutralen Teilchen, aus Ionen und Elektronen. Durch lokale Abweichungen von einer homogenen Verteilung können elektrische Felder erzeugt werden, während wiederum durch Bewegung der Ladungen magnetische Felder entstehen. Diese Felder wirken nicht nur - wie bei neutralen Teilchen - auf die unmittelbaren Nachbarn, sondern auch auf weiter entfernte Teilchen. Die Ursache hierfür ist die Coulomb-Kraft, die vom Quadrat des Teilchenabstands abhängt, wohingegen die zwischen zwei neutralen Teilchen z.B. wirkende Van-der-Waals-Kraft mit der sechsten Potenz des Abstands abnimmt. *Kollektives Verhalten* bedeutet somit, dass sich in einem Plasma auch entfernte Teilchen über elektromagnetische Wechselwirkung gegenseitig beeinflussen. Das heißt, dass man bei der Beschreibung berücksichtigen muss, dass das Verhalten eines einzelnen Teilchens auf viele weitere Teilchen Einfluss nimmt.

Der Begriff der Quasineutralität wird nachfolgend im Zusammenhang mit dem *Debye-Shielding* dargestellt.

2.1.1 Debye-Shielding

Ein Plasma ist in der Lage durch entsprechende Verschiebung seiner geladenen Teilchen ein externes elektrisches Potential ϕ_0 abzuschirmen. Dies nennt man *Debye-Shielding* [16]. Die diese Fähigkeit beschreibende Größe ist die sogenannte *Debye-Länge*

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_{e0} e^2}}. \quad (2.1)$$

Sie gibt die Distanz vom Potential ϕ_0 an, bei welcher dessen Wert auf $\phi = \frac{\phi_0}{e_E}$ abgefallen ist. e_E kennzeichnet hier und im Folgenden die Eulersche Zahl, während e für die Elementarladung steht. ε_0 ist die elektrische Feldkonstante, n_{e0} die Elektronendichte im ungestörten Plasma und k_B die Boltzmann-Konstante. T_e ist die Temperatur der Elektronen. Sie ist derart definiert, dass $\frac{3}{2}k_B T_e$ der mittleren kinetischen Energie der Elektronen im dreidimensionalen Raum entspricht. Es ist wichtig anzumerken, dass verschiedene Komponenten eines Plasmas auch verschiedene Temperaturen haben können. So entspricht die Temperatur einer Ionenspezies T_j in der Regel nicht der Elektronentemperatur T_e . Die Iontemperatur kommt in (2.1) nicht vor, da aufgrund der viel größeren Ionenmasse die Ionen als so träge angenommen werden können, dass ihr Beitrag zur Abschirmung eines Potentials vernachlässigbar ist.

Ein Plasma ist *quasineutral*, wenn die Ausdehnung L eines betrachteten Systems groß ist gegenüber der Debye-Länge λ_D , d.h. wenn gilt $L \gg \lambda_D$. Dies bedeutet, dass ein Potential auf einer Distanz abgeschirmt werden kann, die deutlich kleiner ist als die gesamte Ausdehnung des Plasmas ist, und dass man in guter Näherung $\sum Z_j n_j \simeq n_e$ setzen kann, wobei hier über verschiedene Ionenspezies j summiert wird. Z_j ist der Ionisationsgrad der verschiedenen Ionenspezies.

2.1.2 Plasma-Oszillationen

Werden die Elektronen in einem Plasma vor einem gleichförmigen Hintergrund von positiven Ionen ausgelenkt, so bauen sich elektrische Felder auf, welche die Elektronen auf ihre ursprüngliche Position zurückbeschleunigen [16]. Aufgrund ihrer Trägheit bewegen sich die

Elektronen aber über ihre Ruhepositionen hinaus und oszillieren um diese mit der sogenannten *Plasmafrequenz*

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_{e0}e^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (2.2)$$

m_e ist hier die Elektronenmasse. Auch die Ionen führen Oszillationen durch mit einer analog definierten Ionenplasmafrequenz $\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_{e0}e^2}{\epsilon_0 m_i}}$. Allerdings oszillieren diese aufgrund der größeren Ionenmasse m_i mit deutlich niedrigerer Frequenz. Als Beispiel sei hier ein Plasma aus einfach ionisiertem Aluminium genannt. Dort hat man für die Plasmafrequenz der Elektronen $\omega_p \approx 1,4 \cdot 10^{16}$ Hz und für die der Ionen $\omega_{pi} \approx 6,2 \cdot 10^{13}$ Hz.

2.2 Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma

Die Dispersionsrelation für elektromagnetische Wellen im Vakuum mit der Frequenz ω_L ergibt sich nach [16] aus den beiden Maxwellgleichungen $\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ und $c^2 \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t}$ zu

$$\omega_L^2 = k_L^2 c^2. \quad (2.3)$$

c ist hier die Vakuumlichtgeschwindigkeit und k_L der Betrag des Wellenvektors \vec{k}_L der elektromagnetischen Welle.

In einem Plasma müssen hingegen noch Ströme durch $c^2 \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{\vec{j}}{\epsilon_0} + \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t}$ berücksichtigt werden, was zur *Dispersionsrelation* für elektromagnetische Wellen wie z.B. Laserstrahlung in einem Plasma führt

$$\omega_L^2 = k_L^2 c^2 + \omega_p^2. \quad (2.4)$$

Die zugehörige Phasengeschwindigkeit sowie die Gruppengeschwindigkeit der Lichtwelle ergeben sich aus dieser Dispersionsrelation zu

$$v_{ph} = \frac{\omega_L}{k_L} = c \cdot \frac{\omega_L}{\sqrt{k_L^2 c^2}} = c \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}}} = \frac{c}{\eta} \quad (2.5)$$

$$v_{\text{gr}} = \frac{d\omega_{\text{L}}}{dk} = \frac{k_{\text{L}}c^2}{\omega_{\text{L}}} = c \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_{\text{p}}^2}{\omega_{\text{L}}^2}} = \eta c \quad (2.6)$$

mit dem *Brechungsindex* des Plasmas [17]

$$\eta := \sqrt{1 - \frac{\omega_{\text{p}}^2}{\omega_{\text{L}}^2}}. \quad (2.7)$$

Für eine elektromagnetische Welle mit $\omega_{\text{L}} > \omega_{\text{p}}$ ist $0 < \eta \leq 1$ und nach (2.4) ist damit k_{L} real. Die elektromagnetische Welle kann sich also im Plasma ausbreiten. Ist hingegen $\omega_{\text{L}} < \omega_{\text{p}}$ so wird η imaginär und damit auch k_{L} mit $ck_{\text{L}} = \sqrt{\omega_{\text{L}}^2 - \omega_{\text{p}}^2} = i\sqrt{\omega_{\text{p}}^2 - \omega_{\text{L}}^2}$. Der Welle ist es also nicht mehr möglich sich im Plasma fortzubewegen. Der Übergang geschieht bei $\omega_{\text{L}} = \omega_{\text{p}}$ und kann, da die Plasmafrequenz nur von der Elektronendichte abhängt, über diese definiert werden [18]. Diese Dichte nennt man die *kritische Dichte* eines Plasmas und für sie gilt nach (2.2) und mit $\omega_{\text{L}} = \omega_{\text{p}}$,

$$n_{\text{c}} = \frac{m_{\text{e}}\epsilon_0\omega_{\text{L}}^2}{e^2} \simeq 1,1 \cdot 10^{21} \left(\frac{\lambda_{\text{L}}}{\mu\text{m}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.8)$$

Für POLARIS, mit einer mittleren Wellenlänge von $\lambda_{\text{L}} = 1030 \text{ nm}$, hat die kritische Dichte den Wert $n_{\text{c}} \approx 1,0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Mithilfe von (2.8) kann der *Brechungsindex* (2.7) auch dargestellt werden als

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_{\text{e}}}{n_{\text{c}}}} \quad (2.9)$$

Hieraus kann man sehen, dass sich elektromagnetische Wellen nur in einem Plasma mit $n_{\text{e}} < n_{\text{c}}$ ausbreiten können.

Falls nun k_{L} imaginär ist, so kann sich die Welle zwar nicht im Plasma ausbreiten, allerdings dringt sie noch bis zu einer gewissen Tiefe in das Plasma ein. Die Welle wird exponentiell mit $\exp(ik_{\text{L}}x) = \exp(-|k_{\text{L}}|x)$ abgeschwächt. Die *Eindringtiefe* δ ist somit definiert [16] als

$$\delta = \frac{1}{|k_{\text{L}}|} = \frac{c}{\sqrt{\omega_{\text{p}}^2 - \omega_{\text{L}}^2}}. \quad (2.10)$$

2.3 Ein einzelnes freies Elektron im Laserfeld

Betrachtet man ein einzelnes Elektron in einer elektromagnetischen Welle bzw. im Laserfeld, so ist die Bewegung dieses Elektrons durch die Lorentzkraft bestimmt [18]

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e \left(\vec{\mathcal{E}} + \vec{v}_e \times \vec{B} \right). \quad (2.11)$$

\vec{p} ist der Impuls des Elektrons, wobei im klassischen Fall gilt $\vec{p} = m_e \vec{v}_e$ und im relativistischen Fall der Gamma-Faktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v_e^2/c^2}} = \sqrt{1 + \left(\frac{\vec{p}}{m_e c}\right)^2}$ miteinbezogen werden muss. Damit ist der Impuls dann $\vec{p} = \gamma m_e \vec{v}_e$. $\vec{\mathcal{E}}$ und \vec{B} sind das elektrische und das magnetische Feld der Welle, welche auf das freie Elektron wirken.

Befindet sich das Elektron im Vakuum, d.h. liegt kein elektrostatisches Potential ϕ_{el} und auch keine elektrische Stromdichte \vec{j} vor, so sind $\vec{\mathcal{E}}$ und \vec{B} über das Vektorpotential \vec{A} mit $\vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ und $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ definiert.

Für eine in der x-y-Ebene linear polarisierte, ebene Lichtwelle, die sich in x-Richtung ausbreitet, ist $\vec{A} = A_0 \cos \phi \cdot \hat{y}$ mit der Phase $\phi = k_L x - \omega_L t$ und der Amplitude A_0 .

Damit ergeben sich elektrisches und magnetisches Feld zu

$$\vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -A_0 \omega_L \sin \phi \cdot \hat{y} := -\vec{\mathcal{E}}_0 \sin \phi \cdot \hat{y}, \quad (2.12)$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = A_0 k_L \sin \phi \cdot \hat{z} := -\vec{B}_0 \sin \phi \cdot \hat{z}. \quad (2.13)$$

Die Intensität der Welle erhält man aus dem Betrag des Pointing-Vektors \vec{S} gemittelt über eine Periodendauer τ_L :

$$I = \langle \vec{S} \rangle_{\tau_L} = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 \mathcal{E}_0^2. \quad (2.14)$$

Vergleicht man die Amplituden der elektrischen und magnetischen Felder, so erhält man im Vakuum $B_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{c}$. Damit ist klar, dass bei der Lorentzkraft (2.11) die magnetische Komponente $\vec{v}_e \times \vec{B}$ vernachlässigt werden kann, wenn gilt $\frac{|v_e|}{c} \ll 1$, also im nichtrelativistischen Grenzfall. In diesem Fall ist die Bewegung des Elektrons im Laserfeld nur durch das elektrische Feld bestimmt und dementsprechend eine einfache Oszillation auf der y-Achse, die sich mit den Anfangsbedingungen $\vec{r}(t=0) = (0,0,0)$, $\vec{v}_e(t=0) = (0, \frac{e\mathcal{E}_0}{\omega_L m_e}, 0)$ und Lösen

von $\frac{d\vec{p}}{dt} = -e\vec{\mathcal{E}}$ bestimmen lässt. Man erhält

$$\vec{r} = -\frac{e\mathcal{E}_0}{\omega_L^2 m_e} \sin \phi \cdot \hat{y}, \quad (2.15)$$

$$\vec{v}_e = \frac{e\mathcal{E}_0}{\omega_L m_e} \cos \phi \cdot \hat{y}. \quad (2.16)$$

Eine in der relativistischen Laserplasmaphysik häufig genutzte Größe ist das *normierte Vektorpotential* $\vec{a} = \frac{e\vec{A}}{m_e c}$. Dessen Amplitude ist gleichzeitig auch das Verhältnis der klassisch berechneten Amplitude aus (2.16) zur Lichtgeschwindigkeit c . Nur für $a_0 = \frac{eA_0}{m_e c} \ll 1$ ist eine klassische Lösung gültig, ansonsten muss in (2.11) die magnetische Feldkomponente und auch die relativistische Massenzunahme mitberücksichtigt werden. Mithilfe von a_0 lässt sich die Intensität darstellen als

$$I_L = \frac{a_0^2}{\lambda_L^2} \cdot 1,37 \cdot 10^{18} \frac{\text{W} \cdot \mu\text{m}^2}{\text{cm}^2}, \quad (2.17)$$

mit der Laserwellenlänge λ_L . Aus (2.17) wird klar, dass für $I_L > 10^{18} \text{Wcm}^{-2}$ die Elektronenbewegung relativistisch behandelt werden muss (für $\lambda_L \approx 1 \mu\text{m}$), denn dann ist $a_0 > 1$. Für die relativistische Elektronenbewegung in linear in \hat{y} -Richtung polarisiertem Licht gilt [18]

$$\vec{r} = \frac{a_0^2}{4k_L} \left(\phi + \frac{1}{2} \sin(2\phi) \right) \cdot \hat{x} + \frac{a_0}{k_L} \sin \phi \cdot \hat{y}. \quad (2.18)$$

Diese Trajektorie ist in Abbildung (2.1) in der linken Grafik für verschiedene a_0 dargestellt. Betrachtet man Gleichung (2.18), so stellt man fest, dass es sich bei der Bewegung in y -Richtung - genau wie bei der klassischen Lösung - um eine einfache Oszillation handelt. Allerdings ist nun eine Bewegung auf der x -Achse hinzugekommen, die sich aus einer Oszillation mit der doppelten Frequenz und einer Driftbewegung mit der Driftgeschwindigkeit $v_{\text{Drift}} = \left\langle \frac{x}{t} \right\rangle_{\tau_L} = c \frac{a_0^2}{a_0^2 + 4}$ zusammensetzt.

Transformiert man die Elektronenbewegung in das Bezugssystem, welches sich gegenüber dem Laborsystem mit v_{Drift} in Laserpropagationsrichtung bewegt, so erhält man eine achtförmige Bewegung. Die Trajektorie für diese Bewegung ist gegeben durch [18]

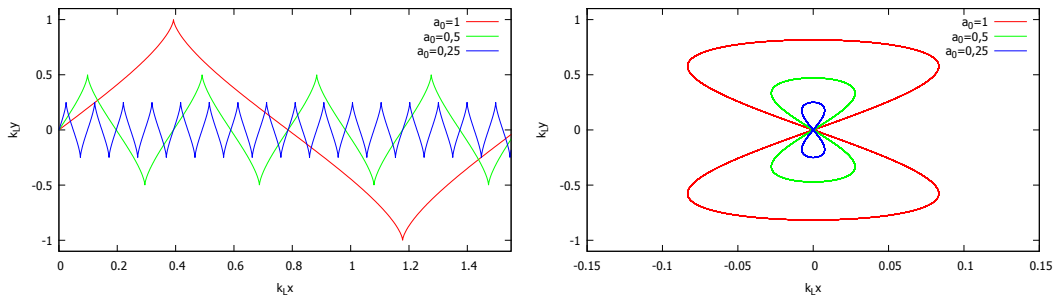


Abbildung 2.1: Hier sind die Trajektorien für Elektronen in einer linear polarisierten ebenen Lichtwelle dargestellt. Die linke Grafik zeigt verschiedene Trajektorien im Laborsystem nach Gleichung (2.18) und die rechte Grafik zeigt die entsprechenden Trajektorien im mit v_{Drift} mitbewegten System nach Gleichung (2.19). Wie man an der linken Grafik sehen kann, bewirkt eine höhere Laserintensität, hier in a_0 eine schnellere Bewegung des Elektrons in Laserpropagationsrichtung (die Periodendauer ist für alle Bewegungen gleich). Im mitbewegten System erhält man für größeres a_0 eine breitere „Acht“.

$$\vec{r} = \frac{a_0^2}{8k_L} \frac{1}{1 + \frac{a_0^2}{2}} \sin(2\phi) \cdot \hat{x} + \frac{a_0}{k_L} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}} \sin \phi \cdot \hat{y}. \quad (2.19)$$

In der rechten Grafik in Abbildung (2.1) ist die Elektronenbewegung im mitbewegten System gemäß (2.19) dargestellt.

Betrachtet man statt einer unendlich langen Welle nun einen Laserpuls, der mit dem Elektron wechselwirkt, so wird das bewegte Elektron analog zur obigen Betrachtung zwar in x-Richtung verschoben, aber sobald der Laserpuls das Elektron überholt hat, befindet es sich wieder in Ruhe. In der Realität wird das Elektron hingegen in einem fokussierten Laserpuls beschleunigt und hat nach der Wechselwirkung eine von null verschiedene Energie. Hierbei wird die *ponderomotive Kraft* wichtig.

2.3.1 Die ponderomotive Kraft

Die *ponderomotive Kraft* ist eine nichtlineare Kraft, die auf Ladungen in einem Laserpuls mit einem räumlich nicht konstanten Intensitätsprofil wirkt [16]. Zur Beschreibung eines Teilchens in einem Laserpuls beginnt man, wie im vorherigen Abschnitt, mit der Lorentzkraft (2.11) im klassischen Fall. Allerdings muss man für eine exakte Beschreibung der Elektronenbewegung diese Gleichung an genaue den Positionen im Laserpuls, an denen sich das Elektron zu einer bestimmten Zeit befindet, lösen.

Für das elektrische Feld setzt man an

$$\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_s(\vec{r}) \cos(\omega_L t). \quad (2.20)$$

Sämtliche Ortsabhängigkeiten des elektrischen Feldes sind im Term $\vec{\mathcal{E}}_s(r)$ enthalten. Das elektrische Feld des fokussierten Laserpulses ist, im Gegensatz zur ebenen Welle im vorherigen Abschnitt, also nicht nur zeitabhängig sondern auch ortsabhängig. Entwickelt man diese Funktion in eine Taylorreihe um den Startpunkt des Elektrons herum, so erhält man

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}_0, t) + \left(\delta\vec{r}_1 \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{\mathcal{E}}|_{\vec{r}=\vec{r}_0} + \dots \quad (2.21)$$

Der konstante Term erster Ordnung $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}_0, t)$ bewirkt durch $m_e \frac{d\vec{v}_1}{dt} = -e\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}_0, t)$ eine einfache Oszillation des Teilchens mit

$$\delta\vec{r}_1 = \frac{e}{m_e \omega_L^2} \vec{\mathcal{E}}_s(\vec{r}_0) \cos(\omega_L t) \quad \text{und} \quad \vec{v}_1 = -\frac{e}{m \omega_L} \vec{\mathcal{E}}_s(\vec{r}_0) \sin(\omega_L t). \quad (2.22)$$

Als zusätzlichen Term zweiter Ordnung muss neben der linear angenäherten räumlichen Veränderung des elektrischen Feldes $\left(\delta\vec{r}_1 \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{\mathcal{E}}|_{\vec{r}=\vec{r}_0}$ noch $\vec{v}_1 \times \vec{B}_1$ beachtet werden. Für das (in erster Näherung räumlich konstante) magnetische Feld, das sich aber zeitlich verändert, ergibt sich nach der Maxwell-Gleichung $\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ zu

$$\vec{B}_1 = -\frac{1}{\omega_L} \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}}_s|_{\vec{r}=\vec{r}_0} \sin(\omega_L t). \quad (2.23)$$

Durch Einsetzen der Terme zweiter Ordnung in die Lorentzkraft (2.11) und zeitlicher Mittelung erhält man die ponderomotive Kraft

$$\vec{F}_{\text{Pond}} = m_e \left\langle \frac{d\vec{v}_2}{dt} \right\rangle_{\tau_L} = -\frac{1}{4} \frac{e^2}{m_e \omega_L^2} \vec{\nabla} \mathcal{E}_s^2. \quad (2.24)$$

Die ponderomotive Kraft zeigt also in Richtung des negativen Gradienten der Laserintensität $I_L \sim \mathcal{E}_s^2$ und ist proportional zu dessen Betrag. Die Wirkung der ponderomotiven Kraft auf ein einzelnes Teilchen ist in Abbildung (2.2) dargestellt.

Zur ponderomotiven Kraft lässt sich ein Potential definieren über $F_{\text{Pond}} := -\nabla \Phi_{\text{Pond}}$, also

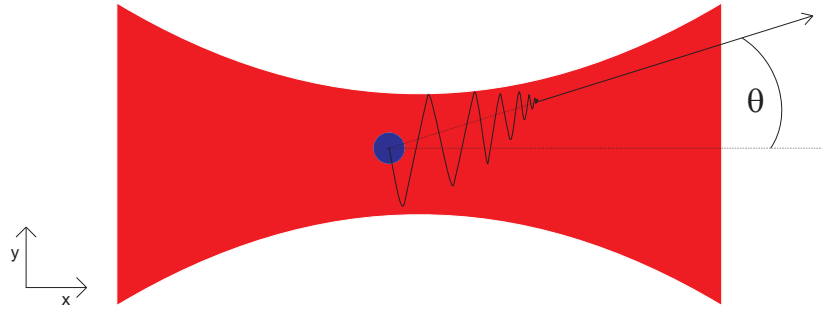


Abbildung 2.2: Die Elektronenbewegung in einem fokussierten Laserpuls ist hier gezeigt. Zusätzlich zu einer transversal oszillierenden Vorwärtsbewegung durch den Laserpuls, bewirkt die ponderomotive Kraft eine Beschleunigung des Elektrons in Richtung des negativen Gradienten der Pulsintensität. Der Winkel unter dem das Elektron emittiert wird, ist gegeben durch $\tan \theta = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}$. Abbildung gezeichnet nach [18].

$$\Phi_{\text{Pond}} = \frac{e^2}{4m_e\omega_L^2} \vec{e}_S^2. \quad (2.25)$$

Dieses Potential entspricht auch der gemittelten kinetischen Energie eines Elektrons im Laserfeld.

Zu beachten ist noch, dass es sich hier bisher um nichtrelativistische Größen gehandelt hat. Bei der Beschreibung von relativistischen Effekten muss noch die Ersetzung $m_e \rightarrow \langle \gamma \rangle_T m_e$ vorgenommen werden, wobei $\langle \gamma \rangle_T = \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}$ der über eine Schwingungsperiode gemittelte, relativistische Gamma-Faktor des Elektrons ist, das sich im Laserfeld mit der normierten Amplitude des Vektorpotentials a_0 bewegt.

Um freie Elektronen beschleunigen zu können, ist es erst einmal erforderlich diese durch Ionisation von Materie zu erzeugen.

2.4 Ionisationsmechanismen

Eine Möglichkeit zur Ionisation durch Licht ist der *Photoeffekt*. Mit ihm ist es allerdings nicht möglich Folien für die Ionenbeschleunigung mit dem POLARIS-Laser zu ionisieren. Der Grund ist, dass ein Lichtquant von POLARIS eine Energie von $\hbar\omega_L \approx 1,2 \text{ eV}$ aufweist, die Austrittsarbeit für z.B. Aluminium mit $E_{\text{ion}} = 5,985 \text{ eV}$ [65] aber deutlich größer ist. Allerdings ist die Ionisation mithilfe von nicht-linearen intensitätsabhängigen Effekten

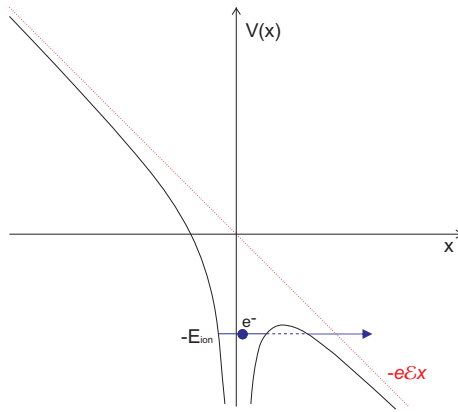


Abbildung 2.3: Hier ist die Ionisation mittels Tunnelionisation dargestellt. Das elektrische Potential des Laserfeldes (rot) bewirkt eine Verformung des Coulombpotentials. Hierdurch entsteht ein Potentialwall, den das gebundene Elektron durchtunneln kann. Diese Verformung ist nicht statisch, sondern ändert sich zeitlich mit der Laserfrequenz.

möglich.

Der erste dieser Effekte ist die *Multiphotonenionisation*, bei der mehrere Photonen gleichzeitig von einem einzelnen Atom absorbiert werden [18]. Er spielt ab Intensitäten von $I_L > 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ eine Rolle. Bei der Multiphotonenionisation nimmt man an, dass das Coulombpotential vom Laserfeld im Wesentlichen nicht beeinflusst wird. Hierbei werden mindestens soviele Photonen absorbiert, wie zur Überwindung der Austrittsarbeit benötigt werden, wobei das abgelöste Elektron den Überschuss der Energie als kinetische Energie fortträgt. Bei der *Tunnelionisation* ist diese Annahme ganz explizit nicht mehr erfüllt [18]. Das resultierende Potential ergibt sich in eindimensionaler Darstellung zu

$$V(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{|x|} - e\mathcal{E}x. \quad (2.26)$$

Ze ist die Ladung des ionisierten Atoms, während x hier den Abstand vom Kern darstellt. In Abbildung (2.3) ist der Vorgang der Tunnelionisation schematisch dargestellt. Ein quantitatives Kriterium zur Unterscheidung, ob Multiphotonenionisation oder Tunnelionisation die größere Rolle spielt, stellt der sogenannte Keldysh-Parameter dar [61]

$$\gamma = \sqrt{\frac{E_{\text{ion}}}{2\Phi_{\text{Pond}}}}. \quad (2.27)$$

Für die Unterscheidung der Ionisationsregime gilt [18], dass für $\gamma < 1$ die Tunnelionisation

wahrscheinlicher ist und für $\gamma > 1$ die Multiphotonenionisation. Hierbei ist anzumerken, dass die Grenze zwischen beiden Regimen fließend verläuft und diese nicht strikt bei $\gamma \approx 1$ unterscheidbar sind.

Wird die Laserintensität noch weiter erhöht, was eine Erhöhung der Laserfeldstärke zur Folge hat, so kann es sein, dass der Potentialwall aus Abbildung (2.3) so stark abgesenkt wird, dass das Elektron direkt freigesetzt werden kann [18]. Diesen Mechanismus bezeichnet man als *over-the-barrier-* oder *barrier-suppression-*Ionisation. Die erforderliche Feldstärke ergibt sich aus (2.26) mit der Bedingung $\frac{\partial V(x)}{\partial x}|_{x_0} = 0$ und $V(x_0) = -E_{\text{ion}}$ zu

$$\mathcal{E}_{\text{ion}} = \frac{\pi \varepsilon_0}{Z e^3} (E_{\text{ion}})^2. \quad (2.28)$$

Hieraus erhält man die entsprechende Laserintensität über Gleichung (2.14)

$$I_{\text{ion}} = \frac{c \varepsilon_0 (4\pi \varepsilon_0)^2}{32 Z^2 e^6} (E_{\text{ion}})^4 \approx 4,0 \cdot 10^9 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \cdot \left(\frac{E_{\text{ion}}}{\text{eV}} \right)^4 \cdot \frac{1}{Z^2}. \quad (2.29)$$

Betrachtet man als Beispiel ein Wasserstoffatom, so erhält man für $E_{\text{ion}} = 13,6 \text{ eV}$ die Feldstärke $\mathcal{E}_{\text{ion}} \approx 3,2 \cdot 10^{10} \frac{\text{V}}{\text{m}}$ und die Intensität $I_{\text{ion}} \approx 1,4 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ ab der Wasserstoff direkt ionisiert wird. Ab dieser Intensität können also die beiden vorherigen Regime vernachlässigt werden und die *over the barrier - Ionisation* dominiert. Trifft der Intensitätsspeak eines relativistischen Laserpulses (vgl. Abbildung (2.4)) auf eine Folie, so ergeben sich Intensitäten von mehr als $10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, so dass die *over the barrier - Ionisation* der dominierende Ionisationsmechanismus ist. Für das mehrere Nanosekunden lange ASE-Plateau (Amplified Spontaneous Emission), welches unter dem Hauptpuls liegt, sind die Intensitäten allerdings sehr viel geringer. So liegt der Kontrast an POLARIS, wenn man die schnelle Pockelszelle zur Kontrastverbesserung nimmt (vgl. Abbildung (3.3)), ab 0,5 ns vor dem Intensitätsspeak bei $\frac{I_{\text{ASE}}}{I_{\text{Peak}}} \approx 10^{-8}$. Somit hat man eine Intensität von $\sim 5 \cdot 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ über einen Zeitraum von 0,5 ns bis zum Eintreffen des Hauptpulses auf der Folie. Diese reicht aus, um durch Multiphotonenionisation, Tunnelionisation oder auch Stoßionisation (durch andere Ionisationsmechanismen „befreite“ Elektronen werden im elektrischen Feld des Lasers beschleunigt, geben einen Teil ihrer Energie durch Stöße ab und ionisieren dadurch Atome) Atome der Folie zu ionisieren.

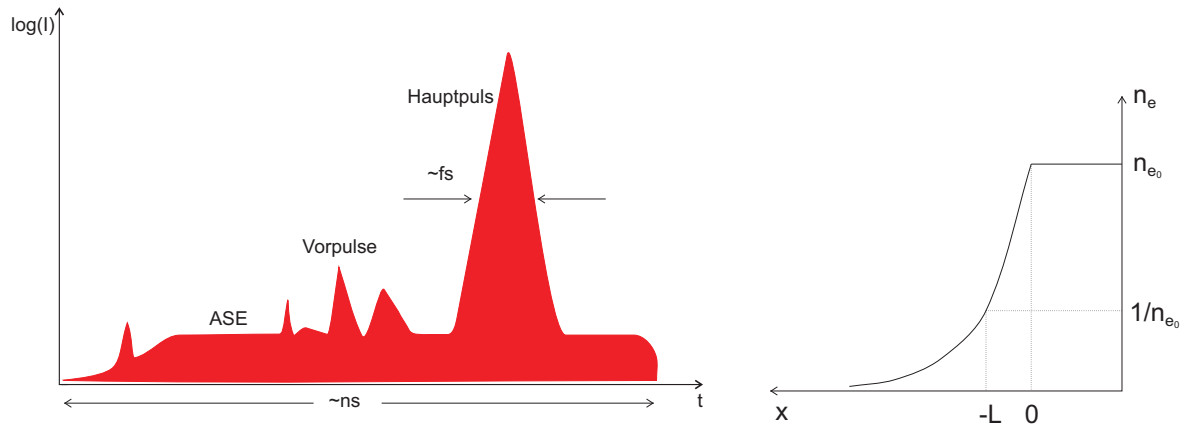


Abbildung 2.4: Die linke Graphik zeigt schematisch einen Laserpuls. Dieser besteht nicht nur aus einem Hauptpuls, der im Fall von POLARIS ~ 150 fs lang ist, sondern auch aus einem \sim ns langen ASE-Untergrund bzw. ASE-Plateau (Amplified Spontaneous Emission), auf dem sich wiederum dem Hauptpuls vorausgehende Vorpulse befinden können. Trifft die ansteigende Flanke des Hauptpulses oder der ASE-Untergrund und mögliche Vorpulse auf ein Target, so erhält man durch Ionisation näherungsweise ein exponentiell abfallendes Dichteprofil, bevor der Hauptpuls auf das Target trifft. In der rechten Abbildung ist so ein Dichteprofil dargestellt.

2.5 Absorptionsmechanismen

Wie man anhand von Gleichung (2.24) und dem Austausch von m_e durch die Protonenmasse m_p sieht, ist es selbst bei hohen Intensitäten nicht möglich Protonen im Gegensatz zu Elektronen direkt zu beschleunigen. Der Grund ist die um den Faktor $\frac{m_p}{m_e} \approx 1836$ größere Protonenmasse.

Die Protonenbeschleunigung ist stattdessen ein indirekter Prozess. Zuerst werden Elektronen beschleunigt und die durch Ladungstrennung entstehenden elektrischen Felder wirken dann auf die Protonen (siehe Abschnitt (2.6)).

Betrachtet man einen Laserpuls, so besteht dieser nicht nur aus dem eigentlichen Hauptpuls, sondern auch aus dem ASE-Plateau sowie möglichen Vorpulsen, wie in der linken Grafik in Abbildung (2.4) schematisch dargestellt ist. Wenn ASE und mögliche Vorpulse auf das Target treffen, so bewirken sie durch Ionisation die Entstehung eines Vorplasmas, mit dem der Hauptpuls wiederum in Wechselwirkung tritt.

Das Vorplasma lässt sich näherungsweise eindimensional und mit einem exponentiell abfallenden Elektronendichtegradienten beschreiben, wobei sich die Targetoberfläche bei $x = 0$ befindet und der Laserpuls von links kommt, wie in Abbildung (2.4) in der rechten

Grafik dargestellt ist. Dann hat man für die Elektronendichte [17]

$$n_e(x) = \begin{cases} n_{e,0} \cdot \exp\left(\frac{x}{L}\right), & x < 0 \\ n_{e,0}, & x > 0 \end{cases}. \quad (2.30)$$

Hierbei ist $L = c_s t$ die Plasmaskalenlänge und stellt die Distanz dar, nach der die Elektronendichte auf den Wert $n_e(x) = \frac{n_{e,0}}{e_E}$ abgefallen ist. $n_{e,0}$ ist nach Definition die Elektronendichte im ungestörten Target.

$$c_s = \sqrt{\frac{Z k_B T_e}{m_i}} \approx 3,1 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \sqrt{\frac{k_B T_e}{\text{keV}} \cdot \frac{Z}{A}} \quad (2.31)$$

ist die Ionenschallgeschwindigkeit, wobei A die atomare Massenzahl angibt. Die Ausdehnung des Vorplasmas, also die Größe von L , ist unter anderem durch den ASE-Kontrast, die Länge des ASE-Plateaus und das Auftreten von Vorpulsen sowie deren Intensität bestimmt. Je besser der Kontrast ist, desto steiler ist der Anstieg der Elektronendichte, was wesentlichen Einfluss auf die Absorption des Laserpulses hat.

Die wesentlichen Absorptionsprozesse zur Beschleunigung von Elektronen, sind die *Resonanzabsorption*, das *Brunel-Heizen*, die *ponderomotive Beschleunigung*, die auf der in Abschnitt (2.3.1) erläuterten ponderomotiven Kraft beruht, sowie das $\vec{J} \times \vec{B}$ -*Heizen* [17]. Bei diesen Beschleunigungsmechanismen handelt es sich um sogenannte stoßfreie Absorptionsprozesse. Dies bedeutet, dass Stöße von Elektronen mit Ionen nicht berücksichtigt werden, was gerechtfertigt ist, wenn angenommen werden kann, dass Kollisionen eine untergeordnete Rolle spielen.

Für die Kollisionsfrequenz von Elektronen mit Ionen gilt $\nu_{ei} \propto (k_B T_e)^{-3/2}$. Diese lässt sich aus dem Coulombstoß von Elektronen mit Ionen herleiten [20]. Nach [18] gilt für die Temperatur an der Targetoberfläche $k_B T_e \propto I_a^{4/9} t^{2/9}$, womit dann für die Kollisionsfrequenz $\nu_{ei} \propto I_a^{-2/3} t^{-1/3}$ ist. I_a stellt die Intensität auf dem Target dar, während t die Dauer der Bestrahlung ist. Ab Intensitäten von mehr als $10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ kann die Absorption in guter Näherung als stoßfrei beschrieben werden [18]. Da mit dem Hauptpuls eine Intensität von etwa $5 \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ (vgl. Intensität in Kapitel 5) auf das Target trifft, kann hier die Absorption des Laserpulses als stoßfrei angenommen werden. Allerdings spielen durch die ansteigende Pulsflanke, beginnend etwa 30 ps vor dem Hauptpuls (vgl. Abbildung (3.3)) und durch die ASE, Stoßprozesse zu früheren Zeiten bzw. bei niedrigeren Intensitäten eine Rolle. Auch

wenn man einen Laserpuls räumlich betrachtet, ist die Intensität nicht überall gleich dem Maximalwert, d.h. in den äußeren Bereichen des Fokus ist sie niedriger. Dadurch können Stoßprozesse bei der Absorption der Laserenergie „am Rand des Fokus“ ebenfalls eine Rolle spielen.

Um die Relevanz der einzelnen Absorptionsmechanismen einschätzen zu können, soll hier ein Vorplasmaprofil abgeschätzt werden, das näherungsweise dem im Experiment vorhandenen entspricht. Zur Abschätzung des Vorplasmas wird für eine rein 1-dimensionale Betrachtung der zeitliche Intensitätskontrast bei Verwendung der schnellen Pockelszelle betrachtet (vgl. Abbildung (3.3)) und als Target Aluminium verwendet. Die Ionisierungsenergie für das äußerste Elektron von Aluminium liegt bei 5,985 eV. Damit ist die over-the-barrier-Intensität nach Gleichung (2.29) $I_{\text{ion}} \approx 5,1 \cdot 10^{12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Allerdings kann Aluminium durch Multiphotonenionisation oder Tunnelionisation auch schon bei geringeren Intensitäten ionisiert werden.

Für Zeiten von mehr als 1 ns vor dem Hauptpuls des Lasers ist hier der relative Intensitätskontrast $\sim 10^{-9}$, womit die Intensität auf dem Target bei $\sim 5 \cdot 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ liegt. Dies reicht noch nicht aus, um Aluminium direkt zu ionisieren. Ähnlich sieht es 0,5 ns vor dem Eintreffen des Hauptpulses aus. Dort kann man von einer Intensität von $\sim 5 \cdot 10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ ausgehen. D.h. hier wird sich ein wenig ausgedehntes Vorplasma aufgrund von Multiphotonenionisation und Tunnelionisation bilden. Dessen Expansion wird in der folgenden Betrachtung vernachlässigt.

Over-the-Barrier-Ionisation tritt allerdings im Bereich von mehreren Pikosekunden vor dem Hauptpuls auf. Im Bereich von 5 ps bis 10 ps (für die Rechnungen wird hier von 10 ps ausgegangen) nimmt die Intensität einen Wert von etwa $5 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ an. Dementsprechend wird Aluminium dreifach ionisiert und man hat ein Vorplasma mit einer Dichte von $n_{e0} \approx 3 \cdot 6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Geht man davon aus, dass die Elektronen in diesem Plasma eine Temperatur von $k_B T_e \approx 100 \text{ eV}$ besitzen, so hat man nach Gleichung (2.31) für die Ionenschallgeschwindigkeit $c_s \approx 5 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Damit ist die Plasmaverteilung bei Eintreffen des Hauptpulses gegeben durch $n_e \approx 1,8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3} \cdot \exp\left(\frac{x}{0,5 \mu\text{m}}\right)$.

Nach Gleichung (2.8) ist die kritische Dichte an POLARIS $n_c \approx 1,0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Dieser Wert ist also bei einem Abstand von $-x \approx 2,6 \mu\text{m}$ vor der Targetoberfläche erreicht.

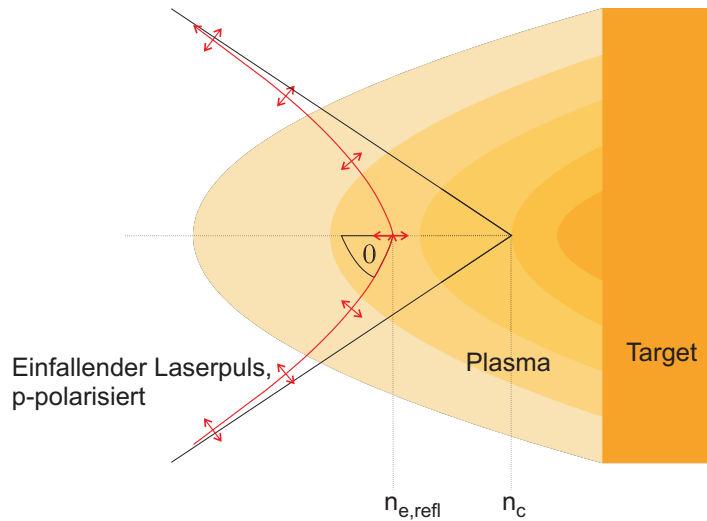


Abbildung 2.5: In dieser Grafik ist die Reflexion eines p-polarisierten Laserpulses in einem Plasma schematisch dargestellt. Der Laserpuls dringt nicht bis zum Bereich der kritischen Dichte n_c vor, sondern wird schon bei $n_{e,r}$ reflektiert. An diesem Wendepunkt bewirkt die parallel zur Targetnormalen gerichtete elektrische Feldkomponente des Laserpulses eine Beschleunigung von Elektronen in das Target hinein. Abbildung gezeichnet nach [17].

2.5.1 Resonanzabsorption

Für die Resonanzabsorption betrachtet man einen p-polarisierten Laserpuls, d.h. der elektrische Feldvektor liegt in der Einfallsebene des Lasers [17]. Zusätzlich soll für den Einfallswinkel $\theta > 0$ gelten. Damit existiert eine Komponente des elektrischen Feldes, die parallel zum Gradienten der Elektronendichte des Vorplasmas gerichtet ist, wie in Abbildung (2.5) gezeigt ist.

Im Gegensatz zum senkrechten Einfall eines Laserpulses, kann bei schrägem Einfall der Puls nicht bis zur kritischen Dichte n_c vordringen, da er schon im unterdichten Plasma in den Bereich niedriger Dichte abgelenkt wird. Der Wendepunkt des Laserpulses liegt bei

$$n_{e,r} = n_c \cos^2 \theta. \quad (2.32)$$

An diesem Punkt ist die elektrische Feldkomponente des Laserpulses parallel zur Targetnormalen gerichtet und es bildet sich eine stehende Welle aus. Das elektrische Feld fällt in Target-Richtung exponentiell ab, allerdings kann es trotzdem ausreichen, um Plasma-

oszillationen am Punkt der kritischen Dichte resonant anzuregen. Diese Anregung kann so stark sein, dass diese Oszillation bricht und Elektronen in das Target beschleunigt werden. Für einen Einfallswinkel von $\theta = 21^\circ$, wie er beim Experiment mit Folien an POLARIS verwendet wird, ist $n_{e,r} \approx 8,7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Für das exponentiell abfallende Dichteprofil, welches im vorangehenden Abschnitt abgeschätzt wurde, ist der Abstand zwischen dieser Dichte und der kritischen Dichte lediglich $\Delta x \approx 0,1 \mu\text{m}$.

Die Resonanzabsorption tritt bei großen Skalenlängen der Plasmadichte auf, d.h. $k_L L \gg 1$ [18]. Nimmt man den im vorhergehenden Abschnitt bestimmten Wert für die Plasmaskalenlänge und die Laserwellenlänge am POLARIS, so hat man $\frac{2\pi}{1 \mu\text{m}} \cdot 0,5 \mu\text{m} \approx 3,1$, d.h. diese Bedingung ist erfüllt. Der Anteil, der durch Resonanzabsorption absorbierten Intensität, ist gegeben durch [18]

$$\eta_{ra} \approx \frac{1}{2} \cdot \left(2,3\xi \cdot \exp\left(-2\frac{\xi^3}{3}\right) \right)^2, \quad (2.33)$$

mit $\xi = \sqrt[3]{k_L L} \cdot \sin\theta$. Für die bisher verwendeten Parameter bekommt man daraus eine Konversionseffizienz von $\eta_{ra} \approx 0,6$. Da dieser Wert aber einerseits auf einer Abschätzung der Plasmaskalenlänge beruht und diese Formel andererseits unabhängig von der Laserintensität ist, sollte er mit Vorsicht verwendet werden. Resonanzabsorption wird sicherlich im Verlauf der Wechselwirkung des gesamten Laserpulses mit dem Target eine Rolle spielen, allerdings wird beim Eintreffen des Hauptpulses und den damit auftretenden relativistischen Intensitäten mit mehr als $10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ ein anderer Effekt dominieren, nämlich die ponderomotive Beschleunigung (vgl. Abschnitt (2.5.4)).

2.5.2 Brunel-Heizen

Beim Brunel-Heizen, auch Vakuum-Heizen genannt, betrachtet man wie bei der Resonanzabsorption einen schräg einfallenden p-polarisierten Laserpuls [18]. Im Gegensatz zur Resonanzabsorption findet das Brunel-Heizen allerdings an Plasmen mit besonders steilen Dichtegradienten statt, was kurzen Skalenlängen entspricht.

Betrachtet man wie bei der Resonanzabsorption eine durch den Laserpuls angeregte Elektronenoszillation, so gilt für die maximale Auslenkung der Elektronen nach Gleichung (2.15)

$$x_p \simeq \frac{e\mathcal{E}_0}{m_e\omega_L^2}. \quad (2.34)$$

Ist nun $x_p > L$, so sind die Elektronen am Grenzbereich zwischen Vakuum und Plasma direkt dem Laserfeld im Vakuum ausgesetzt. Hierbei werden sie aus dem Target hinausgezogen, aber sobald sich die Richtung des elektrischen Feldvektors umkehrt, direkt in das Target hineinbeschleunigt. Da das Plasma über kurze Distanz überdicht wird, kann das Laserfeld nur über eine Strecke von (2.10) wirken. Dies bedeutet, dass das Elektron mit einer endlichen kinetischen Energie in das Target eindringen kann, ohne dass es vom Laserfeld wieder aus dem Target herausgezogen wird. Mit den bisher verwendeten Größen gilt $x_p \approx 0,9\mu\text{m}$ und damit ist Brunel-Heizen möglich. In der relativistischen Näherung $a_0 \gg 1$ hängt die Absorptionseffizienz für Brunel-Heizen nur vom Einfallswinkel des Lasers ab und ist gegeben durch [18]

$$\eta_{br} \approx \frac{4\pi \sin\theta \tan\theta}{(\pi + \sin\theta \tan\theta)^2}. \quad (2.35)$$

Für einen Einfallswinkel von $\theta = 21^\circ$ hat man $\eta_{br} \approx 0,16$. Nach *Gibbon* [18] liegt der Wert für die Absorptionseffizienz beim Brunel-Heizen für relativistische Intensitäten bei $\eta_{br} \approx 0,1 - 0,15$.

2.5.3 $\vec{J} \times \vec{B}$ - Heizen

Genau wie das Brunel-Heizen tritt auch das $\vec{J} \times \vec{B}$ - Heizen an stufenförmigen Dichteprofilen auf [18]. Ursache für das $\vec{J} \times \vec{B}$ - Heizen ist der $\vec{v} \times \vec{B}$ - Term der Lorentzkraft. Eine linear polarisierte elektrische Welle mit $\vec{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_0(x) \sin(\omega t) \cdot \hat{y}$ bewirkt durch die Lorentzkraft eine longitudinale Kraft mit

$$\vec{F} = -\frac{m_e}{4} \frac{\partial v_{os}^2}{\partial x} (1 - \cos(2\omega_L t)) \cdot \hat{x}. \quad (2.36)$$

Hierbei ist v_{os} die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen. Während der erste Term in Gleichung (2.36) eine konstante Kraft bewirkt, stellt der zweite Term eine Kraft dar, die mit der doppelten Laserfrequenz oszilliert. Die Wirkungsweise dieser Kraft ist analog zum Brunel-Heizen, beschleunigt Elektronen also entlang des Dichtegradienten. Allerdings ist das $\vec{J} \times \vec{B}$ - Heizen im Gegensatz zu Resonanzabsorption und Brunel-Heizen am Effektivsten

für senkrechten Lasereinfall. Außerdem gilt, dass $\vec{J} \times \vec{B}$ - Heizen für alle Polarisierungen außer zirkularer stattfindet. Für das $\vec{J} \times \vec{B}$ - Heizen werden ähnliche Absorptionseffizienzen angegeben wie für das Brunel-Heizen, also 0,1 – 0,15 [17].

2.5.4 Ponderomotive Beschleunigung

Wie schon in Abschnitt (2.3.1) erläutert, können Elektronen durch die ponderomotive Kraft beschleunigt werden. Die Elektronen werden hierbei in Laservorwärtsrichtung in das Target hineinbeschleunigt, wobei der Laserpuls ihnen nicht folgen kann und an der durch (2.32) definierten Position reflektiert wird. In Abschnitt (2.3.1) wurde die ponderomotive Kraft als auf ein einzelnes Teilchen wirkende Kraft hergeleitet. Betrachtet man ein Plasma als Flüssigkeit und leitet die ponderomotive Kraft darüber her, so kommt man allerdings zu dem gleichen Ergebnis [20]. Allerdings muss für die Beschleunigung von Elektronen mit hochintensiven Lasern das Problem relativistisch betrachtet werden. Eine Herleitung für das relativistische ponderomotive Potential findet sich z.B. in [58]

$$\Phi_{\text{Pond}} = m_e c^2 (\langle \gamma \rangle_T - 1) = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + (I_L \lambda_L^2) / (1,37 \cdot 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2)} - 1 \right). \quad (2.37)$$

Dabei wurde von *Wilks et al.* [23] dieses ponderomotive Potential durch Simulationen auf die Elektronentemperatur, die Elektronen durch Beschleunigung an der Vorderseite eines Targets erreichen können, zurückgeführt. Dementsprechend handelt es sich bei diesem Mechanismus um den dominanten Absorptionsmechanismus auf der Targetvorderseite. Man hat also

$$k_B T_e \approx \Phi_{\text{Pond}}. \quad (2.38)$$

Näherungsweise kann man für große Intensitäten $k_B T_e \sim \sqrt{I_L \lambda_L^2}$ angeben.

2.6 Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

Die Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) [9] ist ein Mechanismus zur Beschleunigung von Ionen bzw. Protonen.

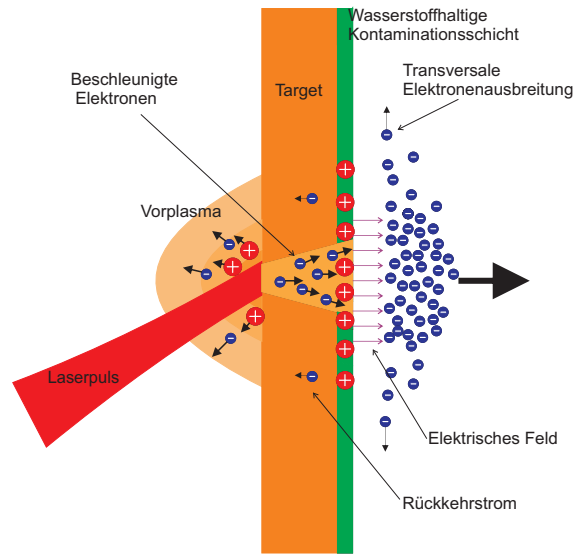


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der TNSA. Hier ist noch anzumerken, dass die Elektronen auf der Targetrückseite keine statische Ansammlung bilden, wie man aus der Skizze erahnen könnte, sondern in das Target zurück- und dann wieder hinausbeschleunigt werden. Außerdem breiten sie sich in transversaler Richtung aus, was zu einer Verringerung des TNSA-Feldes führt. Ebenfalls eingezeichnet sind Elektronen, die sich entgegengesetzt der vorwärts beschleunigten Elektronen bewegen, da sonst magnetische oder elektrische Felder, die durch den Vorwärtsstrom erzeugt werden, diesen zusammenbrechen lassen würden [31, 32].

Oft werden als Target Folien mit einer Dicke im Bereich von Mikrometern und Nanometern genutzt [7, 8]. Aber auch die Verwendung von anderen Targets wie z. B. Tröpfchen oder mikrostrukturierten Folien ist Gegenstand der aktuellen Forschung [21, 22]. In diesem Abschnitt soll die TNSA am Beispiel von Folien erläutert werden. Der TNSA-Mechanismus ist in Abbildung (2.6) schematisch dargestellt.

Durch die ansteigende Flanke eines auf die Folie gerichteten Laserpulses (bzw. in der Regel schon durch ASE und Vorpulse) kommt es an der Folienvorderseite zur Ionisation von Folielatomen und es bildet sich ein Vorplasma. Trifft nun der Hauptpuls auf dieses Vorplasma, so werden Elektronen durch verschiedene Mechanismen (siehe Abschnitt 2.5) in das Target hinein beschleunigt.

Die mittlere freie Weglänge der auf relativistische Energien beschleunigten Elektronen ist hierbei so groß, dass diese das Target durchdringen können. Während einige wenige Elektronen sich von dem Target entfernen können, wird der Großteil vom durch die Ladungstrennung entstehenden Coulombpotential in unmittelbarer Nähe von der Targetrück-

seite gehalten. Diese Elektronen werden ins Target hinein und wieder hinaus beschleunigt und breiten sich mit der Zeit immer weiter vom Zentrum der austretenden Elektronen auf der Rückseite nach außen aus. Man betrachtet diese als eine Ladungswolke auf der Targetrückseite, welche oft über eine Boltzmannverteilung mit einer Ausdehnung in Normalenrichtung von der Debye-Länge λ_D beschrieben wird.

Das sich hieraus ergebende elektrische Feld $\mathcal{E}_{\text{TNSA}}$ auf der Targetrückseite lässt sich über die Annahme abschätzen, dass dieses TNSA-Feld Elektronen mit der Temperatur $k_B T_e$ zurückhalten muss:

$$\mathcal{E}_{\text{TNSA}} \sim \frac{k_B T_e}{e \lambda_D}. \quad (2.39)$$

Die Elektronentemperatur wird hier mit dem ponderomotiven Potential abgeschätzt (2.38) und kann Werte im MeV Bereich annehmen.

In einem Experiment zur Ionenbeschleunigung am JETI-Laser ($E_L = 500$ mJ, $\tau_L = 80$ fs, $\lambda_L = 800$ nm, $I_L = 1,1 \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) mit 6 μm dicken Titanfolien konnten $k_B T_e = (1,5 \pm 0,4)$ MeV und $\lambda_D = (1,0 \pm 0,2)$ μm sowie die Feldstärke des TNSA-Feldes $\mathcal{E}_{\text{TNSA}} = (1,1 \pm 0,4) \frac{\text{TV}}{\text{m}}$ bestimmt werden [24]. Dieses elektrische Feld genügt, um Atome auf der Targetrückseite zu ionisieren und die resultierenden Ionen auf Energien von mehreren MeV zu beschleunigen. Dabei gilt für die zu beschleunigenden Ionen wegen $ma = q\mathcal{E}_{\text{TNSA}} \Rightarrow a = \frac{q}{m}\mathcal{E}_{\text{TNSA}}$, dass die Ionen mit dem größten Verhältnis von Ladung zu Masse am stärksten beschleunigt werden. Bei diesen Ionen handelt es sich in der Regel um Protonen von der Folienrückseite, die dort aufgrund von wasserstoffreichen Verunreinigungen vorhanden sind, sofern sie nicht gezielt entfernt wurden [22, 25].

Die Emissionsrichtung der Ionen ist normal zur Targetrückseite. Allerdings kann es bei schrägem Lasereinfall zu geringen Abweichungen der Emissionsrichtung in Laservorwärtsrichtung kommen, was aus lokalen Abweichungen der Targetnormalen auf der Folienrückseite resultiert [54]. Diese können z.B. durch Ausbreitung einer ASE-induzierten Schockwelle in der Folie zustande kommen.

Die zahlreichen Modelle zur TNSA werden von *Macchi et al.* [5] in zwei Bereiche eingeteilt. Bei den *statischen* Modellen wird das TNSA-Feld als konstant angenommen und davon ausgegangen, dass die leichtesten Ionen, welche zu Beginn des Beschleunigungsprozesses beschleunigt werden, das TNSA-Feld nicht beeinflussen. Die *dynamischen* Modelle

beschreiben hingegen die Teilchenbeschleunigung als die Expansion eines quasineutralen Plasmas.

2.6.1 Statischer Ansatz

Ausgangspunkt für viele Modelle ist die Poissongleichung [5], die für mehrere Ionenspezies n_{ij} mit jeweiligem Ionisationsgrad Z_j wie folgt geschrieben werden kann:

$$\varepsilon_0 \vec{\nabla}^2 \phi = e \left(n_e - \sum Z_j n_{ij} \right). \quad (2.40)$$

Bei einem eindimensionalen Modell, bei welchem nur eine einzelne Ionenspezies betrachtet wird, gilt vereinfacht

$$\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = e [n_e(x) - Z n_i(x)]. \quad (2.41)$$

Die Elektronenverteilung ist im thermischen Gleichgewicht mit dem elektrostatischen Potential und wird mit einer Boltzmannverteilung

$$n_e(x) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi(x)}{k_B T_e}\right) \quad (2.42)$$

beschrieben. Es gilt also für $x \rightarrow -\infty$, $\phi(-\infty) \rightarrow 0$ und damit ist $n_e(-\infty) = n_{e0}$. Für die Ionendichte nimmt man $n_i(x) = n_{i0} \mathcal{H}(-x)$ an, wobei $\mathcal{H}(x)$ die Heaviside-Funktion ist. Außerdem gilt $Z n_{i0} = n_{e0}$.

Gleichung (2.40) ist für $x > 0$ analytisch lösbar [26]. Man erhält für das elektrische Potential $\phi(x)$, das elektrische Feld an der Grenzfläche $\mathcal{E}(x=0)$ und die Elektronendichte $n_e(x)$

$$\phi(x) = -\frac{2k_B T_e}{e} \left[\ln \left(1 + \frac{x}{2\sqrt{e_E \lambda_D}} \right) + 1 \right] \quad (2.43)$$

$$\mathcal{E}(x=0) = \sqrt{\frac{2}{e_E} \frac{k_B T_e}{e \lambda_D}} \quad (2.44)$$

$$n_e(x) = n_{e0} \exp \left[-2 \ln \left(1 + \frac{x}{2\sqrt{e_E \lambda_D}} \right) - 1 \right]. \quad (2.45)$$

Allerdings strebt bei dieser Lösung $\phi(\infty) \rightarrow -\infty$ für $x \rightarrow \infty$. Somit existieren in diesem

Modell Ionen, die auf unendlich hohe Energien beschleunigt werden.

2.6.2 Plasmaexpansion ins Vakuum

Das vermutlich einfachste dynamische Modell zur Ionenbeschleunigung ist das selbstähnliche Modell zur Plasmaexpansion ins Vakuum und geht auf *Gurevich et al.* [27] zurück. Eine Rekapitulation dieses Modells findet sich in den Einleitungen vieler späterer Veröffentlichungen, so z. B. in [28-30].

Die Ausgangssituation ist hier analog zu der von Abschnitt (2.6.1), d.h. zur Zeit $t = 0$ hat man für $x < 0$ einen mit Plasma gefüllten Halbraum und für $x > 0$ Vakuum. Man betrachtet eine einzelne Ionenspezies mit $n_i = n_{i0} \mathcal{H}(-x)$ und die Elektronendichte wird mit Gleichung (2.42) beschrieben, während das elektrostatische Potential die Poissongleichung (2.41) erfüllt.

Für $t > 0$ wird nun angenommen, dass sich die Elektronen im thermischen Gleichgewicht mit ϕ befinden, d.h. die Gleichungen (2.41) und (2.42) behalten weiterhin ihre Gültigkeit. Die Ionen werden im Modell des frei expandierenden Plasmas als Flüssigkeit angesehen, weswegen die Ionendynamik hydrodynamisch beschrieben wird mit

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x} \right) n_i = -n_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \quad \text{und} \quad m \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x} \right) v_i = -Ze \frac{\partial \phi}{\partial x}. \quad (2.46)$$

Hierbei ist v_i die Ionengeschwindigkeit. Eine selbstähnliche Lösung für (2.46) erhält man, wenn man in (2.41) die Bedingung der Quasineutralität einsetzt, also $n_e \approx Zn_i$. Führt man nun die Variable $\xi = \frac{x}{c_s t}$ ein, so erhält man als Lösung für $x + c_s t > 0$, wobei $x = -c_s t$ der Position einer nach links laufenden positiven Ladungsfront entspricht,

$$n_e = Zn_i = n_{e0} \exp(-\xi - 1), \quad v_i = c_s (\xi + 1), \quad e\phi = -k_B T_e (\xi + 1). \quad (2.47)$$

Das für die Beschleunigung verantwortliche elektrische Feld ergibt sich zu

$$-\frac{\partial \phi}{\partial x} = \mathcal{E}_s = \frac{k_B T_e}{ec_s t} = \frac{\mathcal{E}_0}{\omega_{pi} t}. \quad (2.48)$$

Die Lösung (2.47) beschreibt eine exponentiell abfallende Ionendichte. Außerdem gilt für $\omega_{pi} t \gg 1$ und $x \rightarrow \infty$, dass v_i unendlich groß wird und dementsprechend für die erreichbare

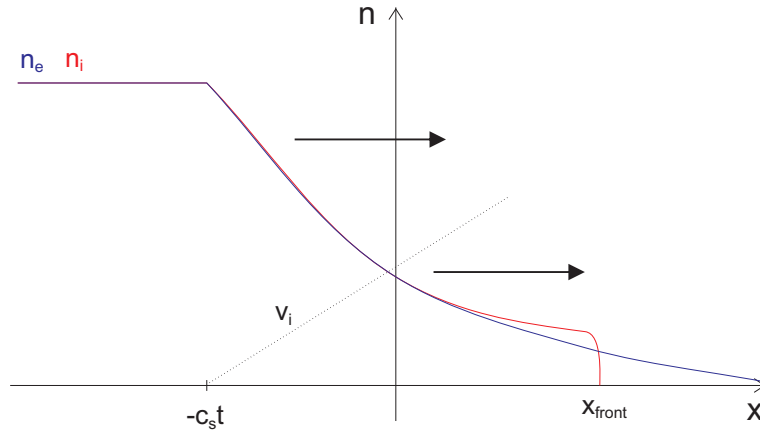


Abbildung 2.7: Skizze der Teilchendichten des selbstähnlichen Modells mit Berücksichtigung der Ionenfront. Für die Skizze wurde nach Gleichung (2.47) $Z = 1$ gewählt. Abbildung gezeichnet nach [5].

Ionenenergie keine Obergrenze existiert, was natürlich nicht der Realität entspricht. Tatsächlich bildet sich eine Ionenfront aus und die Ionengeschwindigkeit muss ein Maximum annehmen.

Das selbstähnliche Modell ist nur für ein quasineutrales Plasma gültig, was eine Grundannahme für die Herleitung von (2.46) ist. Dies ist aber insbesondere im Bereich der Ionenfront nicht erfüllt. Hier gilt, dass die lokale Debye-Länge

$$\lambda_{D,i} = \lambda_D \sqrt{\frac{n_{e0}}{n_e}} = \lambda_D \exp[(1 + \xi)/2] \quad (2.49)$$

größer ist als $c_s t$. Auch direkt zu Beginn der Expansion für $\omega_{pi} t < 1$ besitzt (2.47) keine Gültigkeit, denn hier ist $\lambda_D > c_s t$. Mora [28] hat die Bildung der Ionenfront bei seiner Erweiterung des Modells berücksichtigt, was im Folgenden erläutert werden soll.

Ergänzung zum selbstähnlichen Modell nach Mora

Für eine Abschätzung der Position der Ionenfront wurde der Punkt gewählt, an dem $\lambda_D = c_s t$ ist.

Dieser Position entspricht $1 + \xi = 2 \ln(\omega_{pi} t)$ mit einer Geschwindigkeit der Ionenfront nach (2.47) von $v_{i,front} = 2c_s \ln(\omega_{pi} t)$. Das elektrische Feld an dieser Position ist

$$\mathcal{E}_{front} \simeq 2 \cdot \mathcal{E}_s = 2 \frac{\mathcal{E}_0}{\omega_{pi} t}, \quad (2.50)$$

mit $\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{n_e k_B T_e}{\epsilon_0}}$.

Durch numerisches Lösen der Gleichungen (2.41), (2.42) und (2.46) konnte *Mora* [28] eine für alle Zeiten t gültige Interpolationsformel für das elektrische Feld zu

$$\mathcal{E}_{\text{front}} \simeq \frac{2\mathcal{E}_0}{\sqrt{2e_E + (\omega_{\text{pi}}t)^2}} \quad (2.51)$$

bestimmen. Aus diesem Ausdruck erhält man für $t = 0$ Gleichung (2.44) und für $\omega_{\text{pi}}t \gg 1$ ergibt sich wiederum (2.50).

Mithilfe von (2.51) erhält man Ausdrücke für die Geschwindigkeit v_{front} und Position x_{front} der Ionenfront über $\frac{dv_{\text{front}}}{dt} = \frac{Ze\mathcal{E}_{\text{front}}}{m_i}$ und $\frac{dx_{\text{front}}}{dt} = v_{\text{front}}$ mit $\tau = \frac{\omega_{\text{pi}}t}{\sqrt{2e_E}}$ zu

$$v_{\text{front}} = 2c_s \left[\ln \left(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1} \right) \right], \quad (2.52)$$

$$x_{\text{front}} = 2\sqrt{2e_E}\lambda_D \left[\tau \ln \left(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1} \right) - \sqrt{\tau^2 + 1} + 1 \right]. \quad (2.53)$$

Die Energie der Frontionen ergibt sich nun einfach aus (2.52) zu

$$E_{\text{max}} \simeq 2Zk_B T_e \left[\ln \left(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1} \right) \right]^2. \quad (2.54)$$

In diesem Modell sind die Elektronentemperatur $k_B T_e$, eine Beschleunigungszeit t sowie die Elektronendichte n_e einzusetzende Parameter, die im Experiment nicht direkt zugänglich sind, sondern über bestimmbar Größen wie die Laserpulsenergie oder Laserpulsdauer abgeschätzt werden müssen.

2.7 Weitere Beschleunigungsmechanismen

Auch wenn die Ionenbeschleunigung mit TNSA immer noch Gegenstand der Forschung ist, so wird doch in Richtung effektiverer Beschleunigungsmechanismen geforscht, die - dank weiteren Verbesserungen am zeitlichen Intensitätskontrast und der maximalen Pulsenergie - auch mit POLARIS in naher Zukunft erreichbar sein werden.

Einer dieser - bei höheren Intensitäten und besserem Kontrast - dominierenden Beschleunigungsmechanismen ist *Radiation Pressure Acceleration* (RPA). Im Gegensatz zum TNSA-

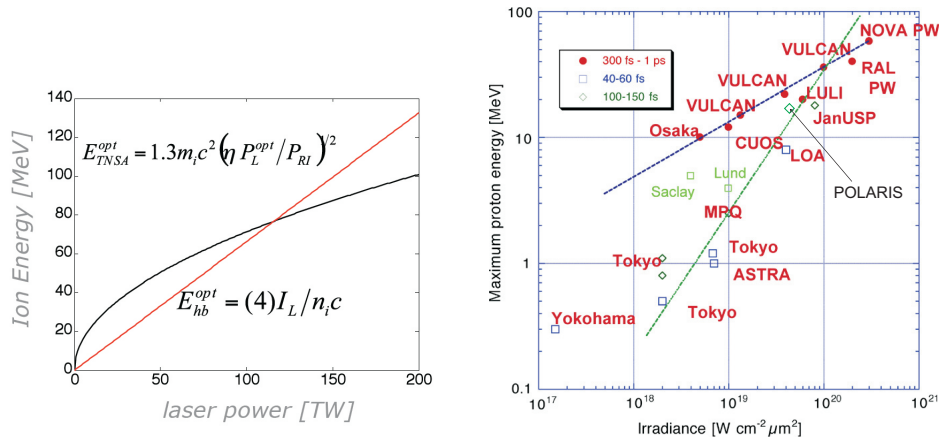


Abbildung 2.8: Die schwarze Kurve in der linken Abbildung stellt die mit dem TNSA-Prozess erreichbare Ionenenergie nach *Schreiber et al.* [62] dar. Diese ist proportional zur Wurzel der Laserleistung. Bei Laserleistungen größer als etwa 120 TW beginnt RPA - dank der direkten Proportionalität zur Laserleistung - effektiver zu sein. Linke Abbildung aus [63]. Rechte Abbildung aus [64]. Hier wurden verschiedene experimentell gemessene erreichte Protonenenergien eingetragen und mit Trendlinien versehen. In Zukunft sollte es mit POLARIS möglich sein Protonenenergien von mehr als 100 MeV zu erreichen, wenn man der grünen Trendlinie folgt.

Prozess findet der RPA-Mechanismus vollständig auf der Vorderseite eines Targets statt und beschleunigt die Ionen in Vorwärtsrichtung d.h. in das Target hinein.

Hierbei wirkt die ponderomotive Kraft auf die Elektronen und beschleunigt diese ins Target. Aufgrund ihrer sehr viel größeren Masse, ist die Wirkung der ponderomotiven Kraft auf die Ionen deutlich geringer. Dadurch entsteht eine Ladungstrennungsschicht und ein elektrisches Feld baut sich auf. Dieses wirkt auf die Ionen und beschleunigt sie. Das passiert auch begleitend zum TNSA-Mechanismus, allerdings dominiert der RPA-Prozess erst ab höheren Intensitäten bzw. Pulsleistungen in Bezug auf die erreichbaren Protonenenergien (vgl. linke Grafik in Abbildung (2.8)).

Macchi et al. [5] teilen RPA in zwei Bereiche ein. Für dicke Targets (das Target ist deutlich dicker als die Ladungstrennungsschicht) arbeitet man im sogenannten *Hole boring regime*, welches besonders für nahkritische Targets ($n_e \gtrsim n_c$) eine Rolle spielt.

Die maximal erreichbare Protonenenergie ist in diesem Regime gegeben durch [5, 41, 42]

$$E_{\max} = 2m_p c^2 \frac{B}{1 + 2\sqrt{B}}. \quad (2.55)$$

Für den Parameter B gilt hierbei $B = \frac{I_L}{m_i n_i c^3} = \alpha \frac{Z n_c m_e}{A n_e m_p} a_0^2$, wobei α die Polarisation des Laserpulses angibt ($\alpha = 1$ für zirkulare und $\alpha = \frac{1}{2}$ für lineare Polarisation). Interessant ist hier neben der Proportionalität $B \propto a_0^2$ besonders $B \propto \frac{1}{n_e}$. Hierdurch ist es möglich die Protonenenergien zu erhöhen, indem man - statt die Laserintensität zu erhöhen - Targets nutzt, für deren Dichte $n_e \gtrsim n_c$ gilt.

Betrachtet man als Target flüssigen Wasserstoff, so hat man für die Elektronendichte einen Wert von $n_e \approx 4,2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Mit $n_c \approx 1,0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ist also $n_e \approx 42 \cdot n_c$. Nimmt man eine Intensität von $\sim 10^{21} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ an, was $a_0 \approx 25$ entspricht und mit POLARIS in naher Zukunft erreichbar sein wird, lässt sich mit Gleichung (2.55) schon eine Protonenenergie von $E_{\text{max}} \approx 13 \text{ MeV}$ abschätzen. Allerdings sei hier darauf hingewiesen, dass es sich bei Gleichung (2.8) zur Bestimmung der kritischen Dichte n_c um eine nichtrelativistische Näherung handelt. Dementsprechend muss dort die relativistische Massenzunahme der Elektronen berücksichtigt werden, was in einem größeren Wert für die kritische Dichte von $n_c \approx 1,0 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}$ resultiert. Damit gilt $\frac{n_e}{n_c} \approx 2$, was zu einer höheren Protonenenergie von $E_{\text{max}} \approx 170 \text{ MeV}$ führt.

Ein weiteres, der RPA untergeordnetes, Regime ist das sogenannte *Light sail regime* [5]. Hierbei verwendet man z.B. sehr dünne Folien als Targets. Dementsprechend sind an den Laserpuls hohe Kontrastanforderungen gerichtet, damit dieses dünne Target (z. B. nur wenige Nanometer dünne Folien) auch vollständig intakt bleibt, bis der Hauptpuls eintrifft. Dabei meint dünn hier, dass das Target so dünn ist, dass alle Ionen beschleunigt werden bevor der Laserpuls endet.

Der Laserpuls ist nun in der Lage die Beschleunigung weiter aufrechtzuerhalten. Dabei verhält sich die beschleunigte Schicht aus Elektronen und Ionen wie ein Spiegel bzw. ein „Lichtsegel“. Dabei konnte von *Robinson et al.* [59] in Simulationen gezeigt werden, dass dieses Regime schon im Intensitätsbereich von $10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ bis $10^{21} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ für zirkular polarisiertes Licht und ultrahohen Kontrast zugänglich ist und die Beschleunigung von Protonen auf Energien von mehreren 100 MeV ermöglicht.

3 Experimenteller Aufbau & Methoden

In diesem Abschnitt soll auf den POLARIS-Laser (**P**etawatt **O**ptical **L**aser **A**mplifier for **R**adiation **I**ntensive **E**xperiment**S**) und auf die für die Experimente zentralen Elemente zur Kontrastverbesserung eingegangen werden. Weiterhin werden die Möglichkeiten zur Ionendiagnostik erläutert und der Versuchsaufbau in der Target-Kammer von POLARIS wird dargestellt.

3.1 Der POLARIS-Laser

Bei vielen der aktuell betriebenen Hochenergie-Glas-Laser werden die Verstärkerläser direkt mit Blitzlampen gepumpt. Dabei erhält man aufgrund des breiten Pumplichtspektrums und der schmalen Absorptionsbanden des aktiven Mediums eine große Wärmemenge, die in das aktive Medium eingespeist wird, aber nicht für den Laserprozess genutzt werden kann. Durch die erforderliche Abkühlung des aktiven Mediums sind solche Laser im Betrieb auf eine niedrige Repetitionsrate von wenigen Schüssen pro Tag beschränkt. Ein Beispiel hierfür ist der PHELIX-Laser (**P**etawatt **H**igh **E**nergy **L**aser for **H**eavy **I**on **E**xperiments) an der GSI (Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung) in Darmstadt mit einem Schuss pro 90 min [35]. Dieser wesentliche Nachteil kann vermieden werden, wenn schmalbandige Pumpen genutzt werden. Eine solche Pumpvariante stellen Diodenlaser dar. Beim POLARIS-Laser handelt es sich um einen vollständig diodengepumpten Festkörperlaser, der als aktives Medium Ytterbium dotiertes Fluorid-Phosphat-Glas bzw. CaF_2 nutzt [19]. Ein Schema der Laserarchitektur findet sich in Abbildung (3.1).

Der POLARIS-Laser besteht aus aktuell fünf Verstärkern (A1-A4 & A2,5), wobei in naher Zukunft der letzte Verstärker A5 zur Verfügung stehen wird, der die Pulse auf Pulsenergien von von mehr als 10 J verstärken wird. Die aktuell auf dem Target erreichbare Pulsenergie liegt bei maximal 4 J, wenn der Verstärker A4 als finaler Verstärker genutzt wird. Die

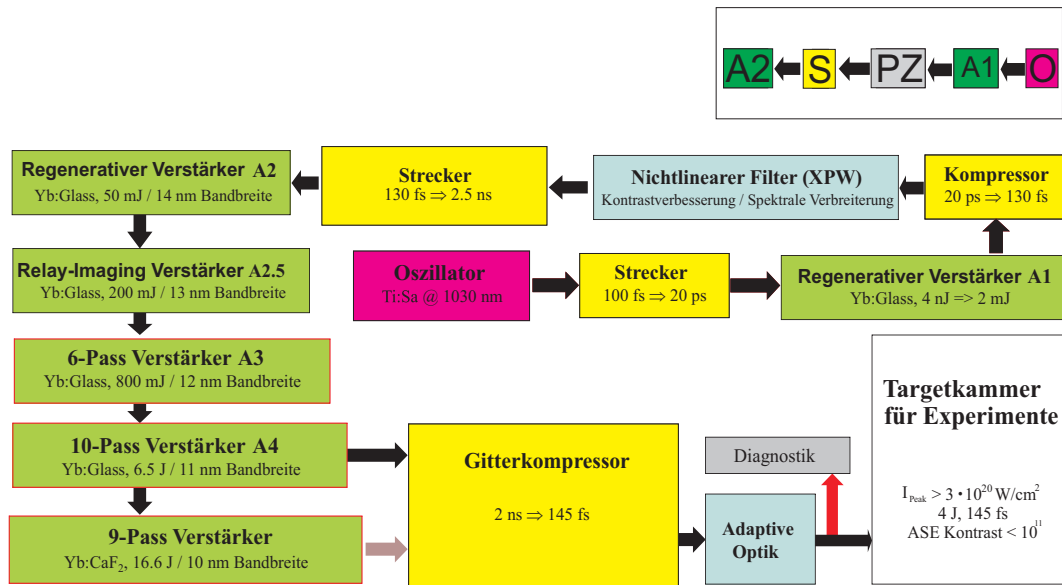


Abbildung 3.1: In dieser Grafik ist das Schema des POLARIS-Lasers mit XPW dargestellt. Das vorherige Frontend (Abschnitt des Lasers bis zu den Hauptverstärkern) mit der schnellen Pockelszelle ist rechts oben gezeigt. Im Rahmen dieser Arbeit soll nicht im Detail auf den komplexen Aufbau des POLARIS-Lasers eingegangen werden. Abbildung aus [43].

Pulslänge beträgt hierbei etwa 150 fs und die Repetitionsrate 0,025 Hz.

3.1.1 Bestimmung der Pulsintensität

Eine direkte Messung der Intensität eines Hochenergielaserpulses ist nicht möglich, da kein Messgerät zur Verfügung steht, welches die Intensitäten im Fokus aushalten würde. Daher wird die Pulsintensität I_L berechnet. Hierfür ist die Kenntnis der Pulsenergie E_L , der Intensitätspulsdauer τ_{FWHM} und der Fokusfläche A_{FWHM} erforderlich. Der Index von Pulsdauer und Fläche bedeutet hier, dass es sich um die FWHM-Werte der Dauer bzw. Fläche in Bezug auf die Intensität (Full Width at Half Maximum, Halbwertsbreite) handelt.

Die Energie der POLARIS-Pulse wird vor dem Beginn eines Messtages direkt mithilfe eines Energiemesskopfes bestimmt und gegen ein Kamerabild kalibriert. Über dieses Kamerabild ist eine online Messung der Energie parallel zum laufenden Experiment möglich. Die Messung der Pulsenergie erfolgt hierbei direkt nach dem Verstärker A4, also bevor die Laserpulse im Gitterkompressor von 2 ns auf 150 fs komprimiert werden. Da bei der Pulskompression durch die goldbeschichteten Gitter ein Teil der Pulsenergie verloren geht,

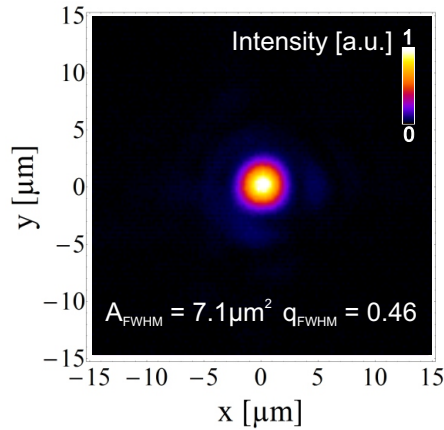


Abbildung 3.2: Beispiel eines Laserfokus. Zur Aufnahme wird ein Objektiv in der Targetkammer so positioniert, dass es den Fokus mittels eines Spiegels auf eine Kamera außerhalb der Targetkammer abbildet. Abbildung aus [43].

entspricht die gemessene Energie nicht der Energie auf dem Target. Dies muss in der Intensitätsberechnung durch einen Faktor η berücksichtigt werden, welcher der Transmissionseffizienz des Kompressors und der anschließenden Beamline entspricht und einen Wert von $\eta \approx 63\%$ hat.

Die Messung der Pulsdauer erfolgt über einen SHG-Autokorrektor (Second Harmonic Generation: Frequenzverdopplung des Laserlichts) [33]. Hierfür wird "Lecklicht" genutzt, das durch einen Spiegel hinter dem Kompressor transmittiert wurde, also der Teil des Laserpulses, welcher nicht vom Spiegel weiter Richtung Targetkammer reflektiert wird. Daher kann diese Messung wie auch die Messung der Pulsenergie, parallel zum Experiment erfolgen.

Die dritte zu bestimmende Größe ist die Fokusfläche. Diese kann nicht während eines laufenden Experiments gemessen werden, sondern wird zu Beginn eines Messtages bestimmt. Hierfür werden stark abgeschwächte Pulse aus dem Verstärker A4 verwendet und in der Targetkammer fokussiert, wobei sich dann natürlich kein Target in der Fokusebene befindet. Stattdessen ist hinter der Fokusposition ein Objektiv zur Fokusabbildung eingebaut. Ein Beispiel eines ausgewerteten Fokusbildes ist in Abbildung (3.2) zu sehen. Von dem zur Auswertung der Fokusbeobachtung genutzten Programm wird der relative Anteil der Pulsenergie, der innerhalb von A_{FWHM} liegt, als q -Faktor angegeben (Abbildung (3.2)). Parallel zu einem laufenden Experiment ist aber zumindest eine Abschätzung der Fokusqualität möglich, indem hinter dem Kompressor - wiederum mit „Lecklicht“ hinter einem Spiegel - der Fokus beobachtet wird, dessen Qualität mit der Fokusqualität auf dem Target zusammenhängt.

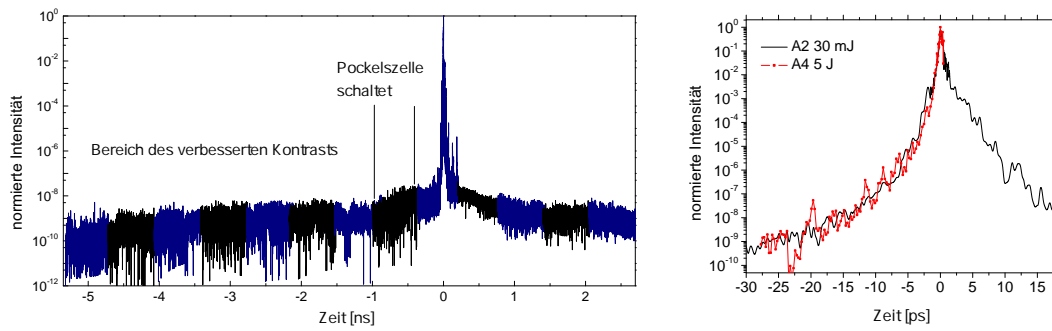


Abbildung 3.3: In der linken Grafik findet sich der Intensitätskontrast von Pulsen aus dem Verstärker A2 über einer Nanosekunden-Zeitskala aufgetragen. Die rechte Grafik zeigt den Intensitätskontrast auf einer Pikosekunden-Zeitskala, wobei hier überprüft wurde, dass der Kontrast nach dem Verstärker A4 dem Kontrast nach dem A2 entspricht. Abbildungen aus [19].

Als letztes ist für die Intensitätsberechnung zu beachten, dass die Fokussierparabel die Laserpulse unter einem Winkel von 21° auf die Folien fokussiert. Dementsprechend vergrößert sich die Fokusfläche um den Faktor $\frac{1}{\cos 21^\circ}$ und es ergibt sich für die Pulsintensität auf dem Target

$$I_L = \frac{E_L \cdot \eta \cdot q \cdot \cos 21^\circ}{\tau_{\text{FWHM}} \cdot A_{\text{FWHM}}}. \quad (3.1)$$

3.1.2 Schnelle Pockelszelle

Zur Verbesserung des zeitlichen Intensitätskontrasts befand sich im bisherigen Frontend (Abschnitt des Lasers bis zu den Hauptverstärkern, Abbildung (3.1)) eine schnelle Pockelszelle [33, 34]. Der Aufbau zur Kontrastverbesserung mit Pockelszelle besteht aus zwei Komponenten. Die erste Komponente ist ein optischer Schalter (Pockelszelle) und die zweite Komponente ein Polarisator.

Ein Puls wird vor dem Schalten der Pockelszelle so polarisiert, dass er durch den Polarisator hinter der Pockelszelle ausgelöscht wird. Das Schalten der Pockelszelle mit einem Hochspannungspuls bewirkt nun die Drehung der Polarisation des Laserlichts um 90° . Diese gedrehte Polarisation muss der Ausrichtung des Polarisators entsprechen, so dass dieser den Hauptteil des Pulses passieren lässt. Die Schaltung der schnellen Pockelszelle erfolgt mit einer Anstiegszeit von ~ 200 ps.

Auf der linken Grafik in Abbildung (3.3) kann man den Effekt der schnellen Pockelszelle

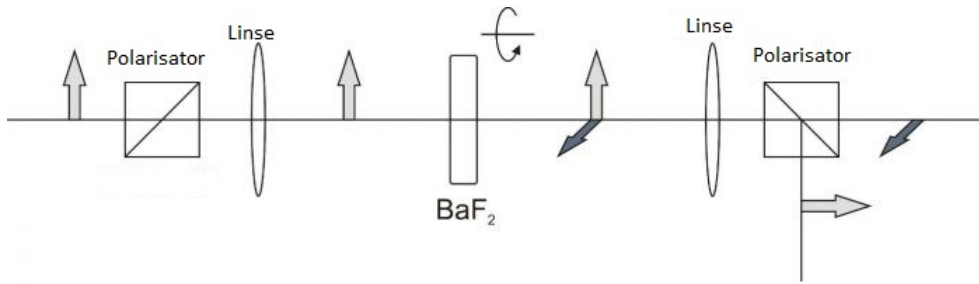


Abbildung 3.4: Schema zur Kontrastverbesserung mittels XPW [44].

sehen. Für Zeiten $t < -1$ ns vor dem Hauptpuls senkt sie das ASE-Level um einen Faktor ~ 40 ab. Der Anstieg des Kontrasts zwischen -1 ns und $-0,5$ ns ist auf die endliche Anstiegszeit der Pockelszelle und das Schaltsignal zurückzuführen. Auf den Kontrast ab -500 ps, also 500 ps vor dem Eintreffen des Hauptpulses, hat die schnelle Pockelszelle keinen Effekt mehr. Um den Kontrast noch weiter zu verbessern, sind daher andere Methoden notwendig.

3.1.3 XPW

Zur weiteren Verbesserung des Laserkontrastes für POLARIS wurde ein alternatives Frontend mit XPW (Cross-polarized wave generation, gekreuzt polarisierte Wellenerzeugung) installiert [15].

Dieses wurde - in dem dieser Arbeit zugrunde liegenden Experiment - zum ersten Mal zur Kontrastverbesserung für die laserinduzierte Ionenbeschleunigung eingesetzt. Das Schema für die Nutzung von XPW ist in Abbildung (3.4) gezeigt.

Der von links kommende Laserpuls wird mit einem ersten Polarisator linear polarisiert und anschließend in einen Bariumfluorid-Kristall fokussiert. BaF_2 ist ein nichtlinearer optischer Kristall. Der intensitätsabhängige XPW-Effekt bewirkt, dass die Polarisation des einfallenden Lichts um 90° gedreht wird. Ein weiterer Polarisator, der sich hinter dem Bariumfluorid befindet, lässt nun nur dieses um 90° gedrehte Licht passieren. Die Intensität der erzeugten Lichtwelle mit der gedrehten Polarisation hängt von der dritten Potenz der Intensität des Eingangsimpulses ab. Da die ASE eine deutlich niedrigere Intensität aufweist als der Hauptpuls, ist der relative Anteil der von ihr gedrehten Polarisation sehr viel geringer. Damit wird die ASE des Pulses durch den Polarisator abgeschwächt.

In Abbildung (3.5) sind vier Kontrastspuren dargestellt. Diese Spuren wurden mit dem

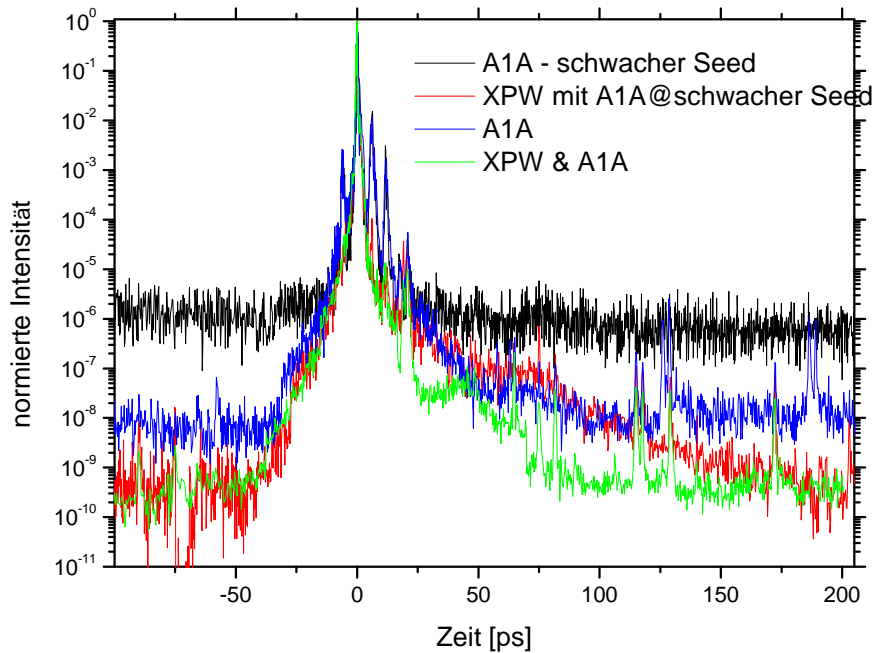


Abbildung 3.5: In dieser Grafik ist ein Kontrastscan vom alternativen Frontend mit XPW im Vergleich zum Verstärker A1A (der Verstärker A1 im alternativen Frontend) ohne XPW gezeigt. Dabei bezeichnet „Seed“ den zu verstärkenden Laserpuls. Ein schwacher Seedpuls erfordert mehr Umläufe in einem Verstärker. Dies bewirkt eine Erhöhung der ASE.

THG-Kreuzkorrelator (Third Harmonic Generation: Frequenzverdreifung) SEQUOIA von Amplitude Technologies [33, 34] aufgenommen und stellen den Pikosekundenkontrast der komprimierten Laserpulse nach dem Frontend dar. Bei der blauen Kurve handelt es sich um den Kontrast ohne Verwendung von XPW, während bei der grünen Kurve der Kontrast durch XPW verbessert wurde. In beiden Fällen handelt es sich um Kontrastspuren des neuen Frontends ohne schnelle Pockelszelle. Der Quotient dieser beiden Kurven würde auf eine Kontrastverbesserung von $\sim 10^{-8}$ auf $\sim 3 \cdot 10^{-10}$ schließen lassen. Allerdings ist der SEQUOIA nur in der Lage über einen Dynamikbereich von 10 Größenordnungen zu messen, so dass die Verbesserung sehr viel ausgeprägter aber mit dieser Messanordnung nicht mehr auflösbar sein könnte.

Um die tatsächlich erzielte Kontrastverbesserung zu messen, wurde der Seedpuls (d.h. der zu verstärkende Laserpuls) des A1 abgeschwächt. Dies führt zu einer Erhöhung des ASE-Levels, da der Puls den Verstärker öfter durchlaufen muss, um die gleiche Ausgangs-

energie wie vorher zu erreichen. Dies entspricht der schwarzen Kurve mit einem dadurch sehr viel verschlechterten Intensitätskontrast von $\sim 2 \cdot 10^{-6}$. Durch die anschließende Kontrastverbesserung mit XPW wird das ASE-Level dieser Pulse auf $\sim 10^{-9}$, d.h. um einen Faktor $5 \cdot 10^{-4}$ verbessert (rote Kurve). Geht man nun von der blauen Kurve und einer identischen Kontrastverbesserung von $5 \cdot 10^{-4}$ aus, so ist aus Abbildung (3.5) die Abschätzung möglich, dass der Intensitätskontrast besser als $5 \cdot 10^{-12}$ ist. Dies konnte durch eine separate Messung mit einer Photodiode bestätigt werden [15]. Inzwischen konnte der ASE-Intensitätskontrast auf $\sim 3 \cdot 10^{-13}$ verbessert werden. Allerdings geschah dies erst nach der dieser Arbeit zugrundeliegenden Messzeit.

3.2 Ionendiagnostik

Zur Messung der Energieverteilung der beschleunigten Protonen stehen am POLARIS mehrere Detektionsmethoden zur Verfügung. In diesem Abschnitt soll nur auf die für die Auswertung dieses Experiments relevanten Detektionsmethoden näher eingegangen werden.

Standardmäßig genutzt wird eine Thomson-Parabel mit MCP-Detektor (micro-channel plate, Mikrokanalplatte). Mit ihrer Hilfe ist eine absolut kalibrierbare Online-Messung des erzeugten Energiespektrums der Protonen möglich.

Weiterhin stehen CR-39-Kernspurdetektoren zur Verfügung. Ionen hinterlassen in ihnen Schäden in der Molekülstruktur, so dass durch Ätzen für jedes eingeschlagene Ion ein Krater entsteht. Diese Krater können hinterher unter einem Mikroskop ausgezählt werden.

3.2.1 Thomson-Spektrometer

Thomson-Spektrometer sind in der Laser-Plasmaphysik ein vielgenutztes Diagnoseinstrument [36-38]. Die wesentlichen Elemente eines Thomson-Spektrometers sind ein elektrisches- und ein dazu paralleles magnetisches Feld, welche einfallende Ionen nach ihrem Ladung-zu-Masse-Verhältnis und ihrem Impuls separieren.

Eine schematische Darstellung unseres Thomson-Spektrometers, das in einer von der Targetkammer getrennten Vakuumkammer aufgebaut ist, findet sich in Abbildung (3.6).

Auf der linken Seite ist der Durchgang zur POLARIS-Targetkammer dargestellt, wobei ein hier nicht eingezeichneter Vakuum-Schieber die beiden Kammern voneinander trennen

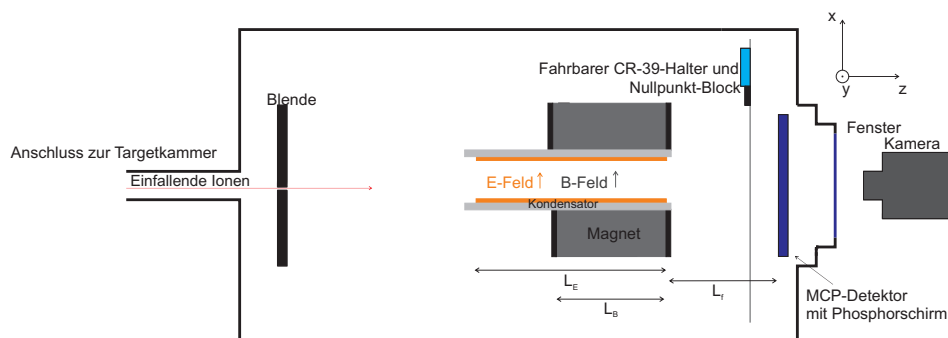


Abbildung 3.6: In dieser Abbildung ist eine schematische Darstellung unseres Thomson-Spektrometers zu sehen. Die Versetzung des Kondensators und des Magnetjochs relativ zur ursprünglichen Einfallsrichtung der vom Target beschleunigten Ionen berücksichtigt deren Ablenkung, damit sie nicht auf den Kondensator treffen. Der eingezeichnete CR-39-Halter mit Nullpunktblock ist motorisiert und kann vor den MCP-Detektor gefahren werden. Anschlussflansche für eine Turbopumpe und Kabeldurchführungen sind in dieser Skizze nicht eingezeichnet.

kann. Durch diese Trennung kann die Spektrometerkammer unabhängig belüftet oder unter Vakuum gehalten werden. Bei geöffnetem Schieber gelangen die beschleunigten Ionen in die Spektrometerkammer.

Verschieden große Lochblenden, die auf einer drehbaren Scheibe angebracht sind und einzeln ausgewählt werden können, kollimieren den Ionenstrahl, wobei in diesem Experiment eine Blende mit Durchmesser von 0,5 mm genutzt wurde. Anschließend durchquert der Ionenstrahl die parallel orientierten elektrischen und magnetischen Felder und wird durch diese abgelenkt.

Das elektrische Feld wird mittels eines Kupferplattenkondensators erzeugt, wobei auf einer Platte ein elektrisches Potential von 15 kV angelegt wird, während die andere Platte auf 0 V liegt. Bei einem Abstand der Kupferplatten von 2 cm entspricht dies im Zentrum einem elektrischen Feld von $\sim 750 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$.

Das Magnetfeld der Stärke $\sim 620 \text{ mT}$ (Zentrum) wird mittels eines Paares von Permanentmagneten (Neodym-Eisen-Bor-Legierung) erzeugt, welche in einem Eisenjoch um den Kondensator montiert sind.

Nach der Ablenkung durch die Felder propagieren die Ionen ballistisch, bis sie auf einen Detektor treffen.

Bestimmung der Protonenenergie:

Im nichtrelativistischen Grenzfall und der Näherung, dass der Radius der Teilchenbewegung durch die magnetische Ablenkung klein gegenüber der Länge des Magnets ist, sind die Ablenkungen der Ionen durch elektrisches und magnetisches Feld über die Lorentzkraft (2.11) gegeben durch [38]

$$x = \frac{q\mathcal{E}L_E}{mv^2} \left(\frac{L_E}{2} + L_f \right) \propto \frac{1}{E_{\text{kin}}}, \quad (3.2)$$

$$y = \frac{qBL_B}{mv} \left(\frac{L_B}{2} + L_f \right) \propto \frac{1}{\sqrt{E_{\text{kin}}}}, \quad (3.3)$$

wobei $L_B = 10$ cm die Länge des Magnetfeldbereiches und $L_E = 20$ cm die Länge des elektrischen Feldbereichs sind. $L_f = 10$ cm ist der Abstand der vom Ende der beiden Feldbereiche zum MCP-Detektor. Außerdem wurden für diese Formeln die Feldbereiche mit den Orientierungen aus Abbildung (3.6) als kastenförmig angenommen. Durch ineinander Einsetzen der beiden Formeln erhält man

$$x = \frac{m}{q} \frac{\mathcal{E}L_E}{B^2L_B^2} \frac{\left(\frac{L_E}{2} + L_f \right)}{\left(\frac{L_B}{2} + L_f \right)^2} \cdot y^2. \quad (3.4)$$

Man sieht, dass die abgelenkten Teilchen auf dem MCP-Detektor parabelförmige Spuren erzeugen, deren Steigung - bei konstanten Feldern und fester Geometrie - von $\frac{q}{m}$ und damit der Ionenspezies abhängt. Dabei wird die Energie der Teilchen mit kleiner werdendem Abstand zum Nullpunkt größer. Dieser besteht aus im Feldbereich nicht abgelenkten neutralen Teilchen.

Anhand der Formeln (3.2) und (3.3) kann man sehen, dass es für eine bestimmte Ionenspezies ausreicht, nur eine der beiden Ortskoordinaten zu kennen, um die Teilchenenergie zu erhalten. Da es sich bei den Formeln allerdings um Näherungen handelt, wird ein Particle-Tracking-Programm verwendet, um die y-Position der Teilchen korrekt zu bestimmen [49].

Berechnung des Raumwinkels:

Für die Angabe eines Protonenspektrums - also der Anzahl der detektierten Protonen pro Energieintervall in Abhängigkeit der Energie - ist die Kenntnis des betrachteten Raum-

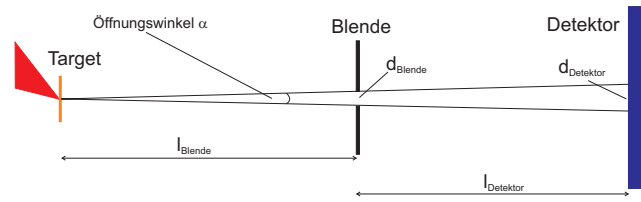


Abbildung 3.7: Skizze zur Kollimierung der beschleunigten Ionen mittels Blende und Bestimmung des mit dem MCP-Detektor betrachteten Raumwinkels.

winkels relevant. Die Skizze hierfür findet sich in Abbildung (3.7). Hier sind $l_{\text{Blende}} = (165 \pm 1)$ cm und $l_{\text{Detektor}} = (46 \pm 1)$ cm der Abstand zwischen Folie und Blende bzw. zwischen Blende und MCP-Detektor. $d_{\text{Blende}} = (0,50 \pm 0,05)$ mm ist der Durchmesser der kreisförmigen Blende. d_{Detektor} stellt den Durchmesser der Kreisprojektion der Blende auf dem Detektor dar, welche dem Nullpunkt auf dem Detektor entspricht und ist gegeben durch $d_{\text{Detektor}} = d_{\text{Blende}} \cdot \left(1 + \frac{l_{\text{Detektor}}}{l_{\text{Blende}}}\right) = (0,64 \pm 0,06)$ mm.

Da es sich beim verwendeten Detektor um einen Detektor mit einer ebenen Fläche handelt, bezieht sich in diesem Fall der Raumwinkel auf einen Kegel vom Kugelmittelpunkt (Radius der Kugel entspricht dem Abstand von der Folie zum Detektor) aus gesehen. Aufgrund der geringen Größe des Kegelöffnungswinkel $\alpha = \arctan\left(\frac{d_{\text{Blende}}}{2 \cdot l_{\text{Blende}}}\right) \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$ rad genügt es aber, stattdessen das Verhältnis der Kreisfläche auf dem Detektor zur Kugeloberfläche zu bilden. Man erhält für den betrachteten Raumwinkel

$$\Delta\Omega = \frac{\pi \cdot \left(\frac{d_{\text{Detektor}}}{2}\right)^2}{\pi \cdot (l_{\text{Blende}} + l_{\text{Detektor}})^2} \cdot 4\pi \text{ sr} = (1,2 \pm 0,1) \text{ } \mu\text{sr} \quad (3.5)$$

MCP-Detektor:

Zur Detektion der abgelenkten Ionen wird ein Chevron-MCP-Detektor mit Phosphorschirm von Tectra verwendet. Eine MCP ist eine Platte mit kleinen Kanälen mit Durchmessern im μm -Bereich, welche Sekundärelektronenvervielfacher darstellen [48].

Bei einem Chevron-MCP befinden sich zwei MCP-Platten direkt hintereinander. An diese Platten wird eine Hochspannung U_{MCP} angelegt. Trifft nun ein zu detektierendes Teilchen (Ion) auf die Wand eines Mikrokanals, so löst es Elektronen aus der Kanaloberfläche heraus, welche durch die angelegte Hochspannung beschleunigt werden und zusätzliche Sekundärelektronen durch weitere Kollisionen mit der Kanalwand erzeugen. Bei der Verwendung

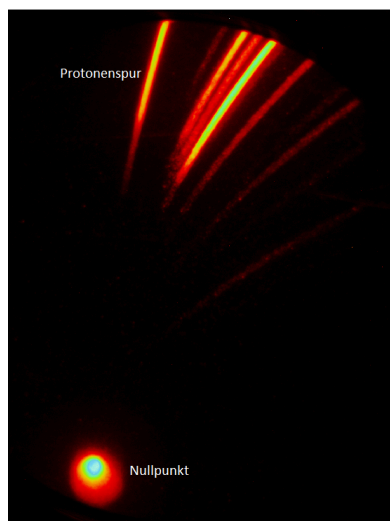


Abbildung 3.8: Bild von verschiedenen Ionenspuren auf dem Phosphorschirm des MCP-Detektors. Neben der Protonenspür hat man hier noch Spuren von Kohlenstoff- und Sauerstoffionen, die von Kohlenwasserstoffablagerungen und Wasserdampf auf der Folienrückseite stammen. Diese Aufnahme entstand bei Messungen mit einer $0,8\ \mu\text{m}$ dünnen Silberfolie.

von zwei MCPs hat man eine längere Beschleunigungsstrecke, was in einer größeren Verstärkung des Eingangssignals resultiert. Nach der zweiten MCP befindet sich eine weitere Beschleunigungsstrecke mit der angelegten Hochspannung U_{ph} , welche die aus den Mikrokanälen austretenden Sekundärelektronen in Richtung eines Phosphorschirms beschleunigt. Beim Auftreffen der Elektronen wird dieser zum Leuchten angeregt.

Hinter einem Flansch mit Fenster, wie in Abbildung (3.6) eingezeichnet ist, befindet sich eine Kamera, welche die Bilder vom Phosphorschirm während eines Experiments auf den Messrechner überträgt, so dass das so detektierte Ionensignal nach jedem Schuss direkt betrachtet und gleich ausgewertet werden kann. Ein Bild des Phosphorschirms hinter den MCPs, auf dem verschiedene parabelförmige Ionenspuren zu erkennen sind, findet sich in Abbildung (3.8).

Um die absolute Teilchenzahl zu bestimmen, die einer bestimmten Helligkeit des Phosphorschirms entspricht, ist eine Kalibration des Detektors für feste Werte von U_{MCP} und U_{ph} erforderlich. Für diese Kalibration kann eine speziell präparierte CR-39-Platte in einem Abstand von $14\ \text{mm}$ vor die MCPs gefahren werden. Die CR-39 Kernspurdetektoren werden im folgenden Abschnitt ausführlicher behandelt, wobei die Kalibrierung des MCP-Detektors in Kapitel 4 beschrieben wird.



Abbildung 3.9: Hier ist das Axiotron II Lichtmikroskop zu sehen. Der Objektisch ist horizontal frei bewegbar und wird vom Programm SAMAICA während eines Scanvorgangs gesteuert. Auf dem Objektisch befindet sich ein CR-39-Plättchen zur MCP-Kalibrierung. Die Kamera ist mit dem Messrechner verbunden und das CR-39-Plättchen kann mit SAMAICA betrachtet werden..

3.2.2 Kernspurdetektoren

Das standardmäßig als Kernspurdetektor genutzte Material zur Detektion von beschleunigten Ionen ist das Polymer CR-39 (Polyallyldiglycolcarbonat) [37, 39, 40]. Treffen Ionen mit ausreichend hoher kinetischer Energie auf CR-39, so brechen sie dessen Molekülstruktur an der Einschlagsstelle auf. Nach der Bestrahlung durch Ionen werden die CR-39-Plättchen in 80 °C heißer 6,25-molarer Natronlauge geätzt. An den Einschlagsstellen der Ionen ist die Ätzgeschwindigkeit lokal größer als im restlichen CR-39, was dazu führt, dass durch das Ätzen kleine Krater gebildet werden. Hierbei markiert ein Krater die Einschlagsstelle eines Ions. Die Kratergröße hängt dabei von der eingeschlagenen Teilchenart, deren Energie und der Ätzdauer ab.

Nach dem Ätzen des CR-39 können die Krater mithilfe eines Lichtmikroskops (Axiotron II von Zeiss bzw. HSEB Dresden) untersucht werden. Hierfür ist das Mikroskop mit einer Kamera und einem bewegbaren Objektisch ausgestattet. Eine Fotografie des Mikroskops ist in Abbildung (3.9) gezeigt.

Mithilfe der Bildanalyse-Software SAMAICA [46] kann das Auszählen der Krater automatisiert erfolgen. Die Software fittet an die Einschlagskrater Ellipsen an, zählt diese und speichert sie gemeinsam mit ihrer Position ab. Hier muss allerdings darauf geachtet wer-

den, dass auch Staubpartikel, Kratzer und sonstige Defekte im CR-39 von der Software detektiert werden. Zur Reduzierung der Fehlerquellen können im Programm die Parameterbereiche der zu detektierenden Ellipsen eingestellt werden, wie zum Beispiel Umfang, Exzentrizität und Größe der Halbachsen. Weitere Einstellmöglichkeiten stellen die Helligkeit der Mikroskoplampe dar sowie die Helligkeits- und Kontrastregulierung in SAMAICA. Durch etwas stärkere Beleuchtung und passende Programmeinstellungen ist es möglich, leichte Verschmutzungen und kleinere Oberflächendefekte zu überstrahlen, so dass diese nicht als Krater erkannt werden.

Ein weiterer wichtiger Parameter bei der Auswertung von CR-39-Kernspurdetektoren ist die Ätzdauer in Natronlauge. Je länger ein CR-39-Plättchen geätzt wird, desto größer werden die Einschlagskrater. Dabei kann es passieren, dass nahe beieinander liegende Krater beginnen zu überlappen und von SAMAICA nicht mehr als einzelne Krater erkannt werden. Besonders wenn viele Protonen auf dem CR-39 eingeschlagen sind, stellt dies ein Problem dar, da der Überlapp dann schneller auftritt. Außerdem steigt bei längerer Ätzdauer auch die Anzahl an detektierbaren Defekten. Für einen Scan hat sich eine Ätzdauer von ~ 90 min als guter Kompromiss zwischen Kratergröße und Defektdichte herausgestellt. Einschlagende Protonen geben den Großteil ihrer Energie erst kurz bevor sie vollständig gestoppt werden ab. Diese Eigenschaft ist bei ihrer Detektion mit Kernspurdetektoren zu beachten. Höherenergetische Protonen dringen somit tiefer in das CR-39 ein und deponieren auch erst in der Tiefe den größten Teil ihrer Energie. Je nach Energie bzw. Eindringtiefe kann es sein, dass durch Ätzen von der Oberfläche her dort keine Krater mehr entstehen. In Abbildung (3.10) ist die Eindringtiefe der Protonen in CR-39 über die Energie aufgetragen. Daher verwenden wir Aluminiumfolie bestimmter Dicke als Filter vor einem CR-39, so dass die Protonen in Aluminium verlangsamt werden und dann ihre Energie oberflächennah im CR-39 deponieren. Die Eindringtiefe von Protonen in Aluminium ist ebenfalls in Abbildung (3.10) dargestellt.

Zur Verarbeitung der mit SAMAICA gewonnenen Daten steht das Programm PlotIt [47] zur Verfügung. Mit diesem Programm ist es möglich sich die Position der Krater räumlich darstellen zu lassen, oder verschiedene Eigenschaften der Ellipsen wie große und kleine Halbachse oder die Fläche plotten zu lassen. Hiermit kann man aus den gewonnenen Daten einen Großteil der detektierten Defekte aussortieren.

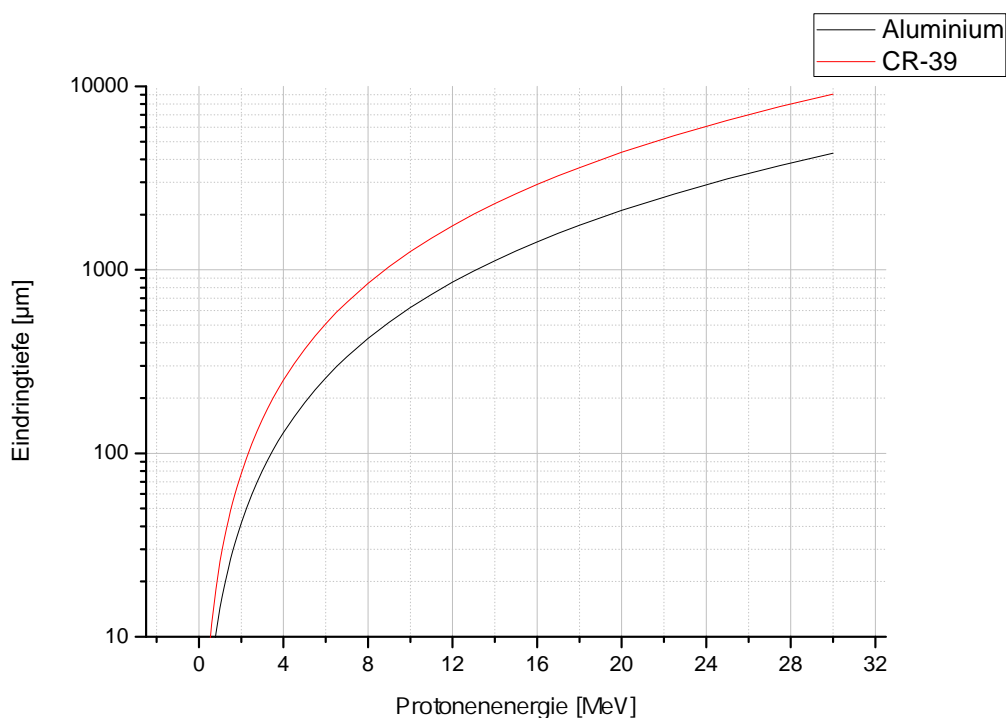


Abbildung 3.10: Die Eindringtiefe von Protonen in Aluminium und in CR-39 ist hier über der Protonenenergie aufgetragen. Die Werte wurden mit dem Programm SRIM berechnet [45].

3.3 Aufbau in der Target-Kammer

Das Folienexperiment wurde in der Target-Kammer des POLARIS durchgeführt. Der Aufbau ist in Abbildung (3.11) schematisch dargestellt.

Der Laser wird über zwei Spiegel auf eine $f/3$ off-axis Fokussierparabel gelenkt, welche die Laserpulse unter einem Winkel von 21° auf die Targetfolien fokussiert.

Das Folientarget befindet sich in einer Halterung, welche an einem für alle drei Raumrichtungen motorisierten Verfahrtschisch angebracht ist. Hierbei wird mit einer Messuhr (zur Bestimmung des Abstands) darauf geachtet, dass das Target korrekt ausgerichtet ist (Targetnormale zeigt in Richtung Spektrometer). Dazu wird der Messfühler der Messuhr leicht gegen den Targethalter gedrückt und die Messuhr auf Null gesetzt (vgl. Abbildung (3.12)). Dann wird das Target etwa 3 cm in y-Richtung verfahren. Die Messuhr gibt nun mikrometergenau an, wie weit der Messfühler zusammengedrückt oder entspannt wurde. Mit Verstellschrauben kann die Ausrichtung des Halters so angepasst werden, dass die Messuhr wieder Null zeigt. Nun wird das Target wieder in seine ursprüngliche Position zurückge-

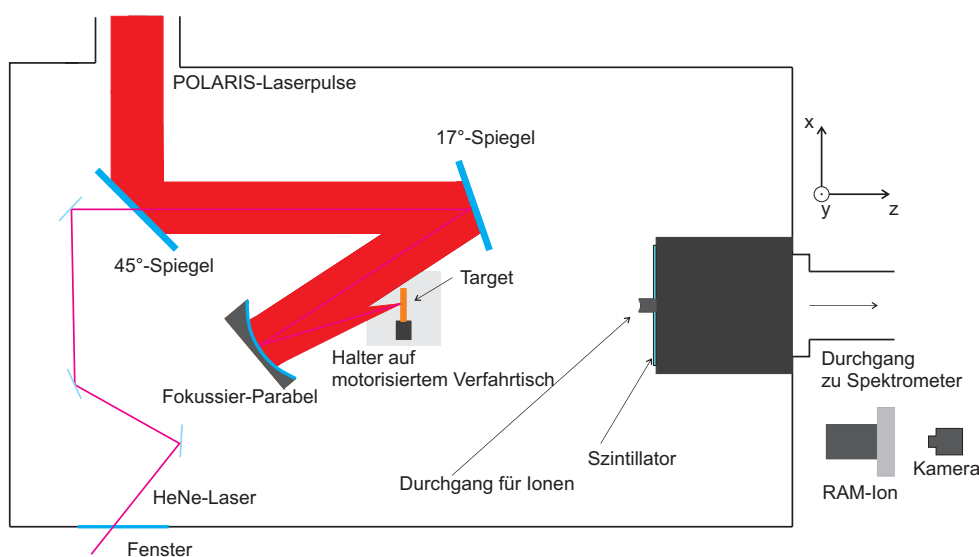


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Aufbaus in der Target-Kammer. Die für das Experiment nicht relevanten Fenster und Flansche sowie Kabeldurchführungen wurden nicht eingezeichnet. Auf den hier eingezeichneten Szintillator wird im Text nicht näher eingegangen, da er nur testweise Verwendung fand und keine für die Auswertung bestimmten Daten mit ihm gewonnen wurden.

fahren und der Justiervorgang so oft wiederholt, bis das Target in dieser Richtung justiert ist. Dasselbe wird danach für die x-Richtung gemacht.

Über den Strahlengang des POLARIS-Lasers wird der Strahl eines HeNe-Lasers gelegt, damit zwischen den einzelnen Schüssen kontrolliert werden kann, ob sich die Targetfolie im Laserfokus befindet. Dafür wurde eine in der Abbildung nicht eingezeichnete Beobachtungsvorrichtung aufgebaut, die den Teil der Folienoberfläche, auf den der Laser fokussiert wird, auf eine sich außerhalb der Kammer befindende Kamera abbildet. Da der HeNe-Laser unter einem Winkel von 21° auf die Folie trifft, führt eine Verschiebung der Folie in Targetnormalenrichtung zu einer beobachtbaren transversalen Verschiebung des HeNe-Lasers auf der Folienoberfläche. Damit kann die z-Position des Targets so eingestellt werden, dass sich die Folie im Fokus befindet.

Hinter dem Target befindet sich ein Plastikszintillator, der schräg an einer schwarzen Box angebracht ist. Treffen Ionen auf den Szintillator leuchtet dieser, und das von ihm ausgesandte Licht wird mit einem Spiegel auf eine gatebare CCD umgelenkt. Die schwarze Box dient der Abschirmung von Streulicht aus der Kammer und der Umgebung.

Durch ein Rohr, welches von der Szintillatormitte durch die schwarze Box zur Kammer-

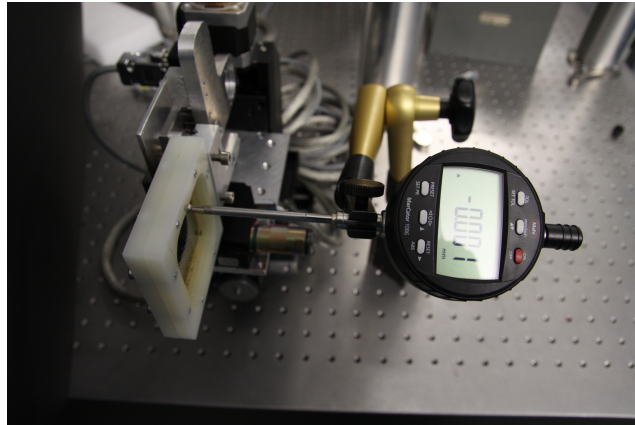


Abbildung 3.12: Hier ist die Messuhr zur Ausrichtung des Folienhalters mit eingespannter Folie zu sehen. Der Folienhalter befindet sich an dem in allen drei Raumrichtungen motorisierten Verfahrtschisch.

rückseite verläuft, gelangen die normal zur Targetrückseite beschleunigten Ionen in das Thomson-Spektrometer.

Als weiteres Messinstrument dient ein RAM-Ion, welches die während jedem Schuss abgegebene Dosis in μSv misst.

Nach jeder Folie muss die Target-Kammer belüftet werden, damit ein neuer Folienhalter eingesetzt werden kann. Mit einer Folie sind bis zu 110 Schuss möglich, was allerdings bei diesem Experiment in der Regel nicht ausgenutzt wurde. Der gesamte Vorgang des Belüftens der Kammer, des Targeteinbaus und des anschließenden Abpumpens dauerte hierbei etwa 30 min.

4 Kalibrierung des MCP-Detektors im Spektrometer

In diesem Kapitel soll auf die Kalibrierung des MCP-Detektors in unserem Thomson-Spektrometer zur Bestimmung der absoluten detektierten Protonenzahl eingegangen werden. Eine solche Kalibrierung ist nötig, da man aus dem mit einer CCD-Kamera aufgenommenen Helligkeitssignal des Phosphorschirms des MCP-Detektors lediglich ein relatives Signal und damit auch nur ein relatives Spektrum erhält. Die Helligkeit des Signals ist bestimmt durch die Anzahl und Energie der detektierten Teilchen, durch die eingestellten Hochspannungen U_{MCP} und U_{Ph} sowie die Effizienz der Phosphorschicht. Weitere das Signal beeinflussende Faktoren sind die Abstrahlcharakteristik, die Abbildungsoptik, also Blende bzw. aufgesammlter Raumwinkel sowie die CCD-Kamera und mögliche zusätzlich auftretende Verluste.

Im ersten Abschnitt soll auf die Kalibrierungsprozedur anhand der Kalibrierung für das Folienexperiment eingegangen werden, während im zweiten Abschnitt die erhaltenen Ergebnisse diskutiert werden.

4.1 Kalibrierung für das Experiment mit Folientargets

Für die Kalibrierung des MCP-Detektors in Hinblick auf die absolut detektierte Protonenzahl wird der MCP-Detektor zeitgleich mit einem CR-39-Plättchen belichtet. Um dies zu ermöglichen, werden spezielle CR-39-Plättchen verwendet. Diese besitzen 3 mm breite Schlitze, die sich mit 3 mm breiten Stegen abwechseln. Eine Fotografie eines dieser CR-39-Plättchen findet sich in Abbildung (4.1).

Durch die Schlitze können einerseits Protonen auf den MCP-Detektor gelangen und andererseits auf den Stegen des CR-39 detektiert werden.



Abbildung 4.1: Fotografie eines speziell für die Kalibrierung des MCP-Detektors hergestellten CR-39-Plättchens. Hier sind die drei für die Kalibration genutzten Stege (markiert durch schwarze Punkte) sowie die entsprechenden Abstände zum Nullpunkt (blauer Punkt) dargestellt.

Ein solches CR-39-Plättchen wird, wie in Abbildung (3.6) skizziert, auf einem fahrbaren Halter angebracht, mit dessen Hilfe es während des Experiments vor den MCP-Detektor gefahren werden kann, ohne die Spektrometerkammer belüften zu müssen. Anschließend wird bei einer bestimmten Anzahl von Laserschüssen gleichzeitig ein Teil des Protonenspektrums vom MCP und ein anderer Teil vom so präparierten CR-39-Detektor aufgenommen. Eine Darstellung des mit dem MCP-Detektor erhaltenen Teilspektrums findet sich in Abbildung (4.2).

Durch einen Vergleich der auf dem CR-39 detektierten absoluten Protonenanzahl innerhalb schmaler durch die Stege vorgegebener Energieintervalle mit den noch absolut zu kalibrierenden Spektren des MCP-Detektors ergibt sich dann der korrekte Konversionsfaktor für konstante Einstellungen an MCP, Phosphorschirm und einer bestimmten Abbildungsgeometrie.

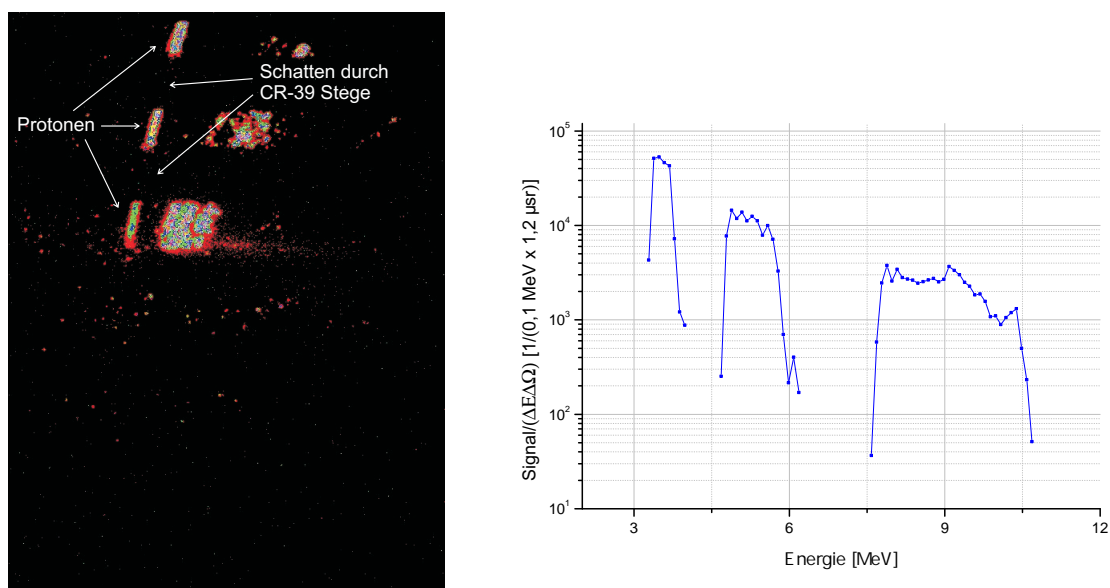


Abbildung 4.2: Links ist das Signal auf dem Phosphorschirm des MCP-Detektors zu sehen. Hier ist die „horizontale Gitterstruktur“ zu erkennen, die durch das vor dem MCP-Detektor platzierte CR-39-Plättchen entsteht. Als Target wurde eine 5 µm dicke Titanfolie verwendet. Das zu dem Schuss gehörige Teilspektrum ist rechts zu sehen. Man erkennt die drei Signalbereiche und zwei Lücken, die auch links zu sehen sind.

| Steg | Distanz zum Nullpunkt | Protonenenergien | Dicke Aluminium |
|------|-----------------------|-----------------------|-----------------|
| 1 | 35,5 mm bis 32,5 mm | 2,85 MeV bis 3,40 MeV | 64 µm |
| 2 | 29,5 mm bis 26,5 mm | 4,10 MeV bis 5,05 MeV | 128 µm |
| 3 | 23,5 mm bis 20,5 mm | 6,35 MeV bis 8,30 MeV | 274 µm |

Tabelle 4.1: Die für die Kalibrierung relevanten Stege mit den Distanzen zu der vor der Belichtung angenommenen Nullpunktposition sind hier aufgeführt. Außerdem sind noch die den Stegen zugeordneten Protonenenergien sowie die verwendete Dicke des Aluminiumfilters angegeben.

Für die Vorbereitung eines Kernspurdetektorplättchens wird - aufgrund vorheriger Messungen - davon ausgegangen, dass sich der Auftreffpunkt der nicht abgelenkten Teilchen auf einer Höhe von etwa 34 mm über der unteren Kante des Plättchens befindet. Dadurch können, mithilfe der bekannten Protonenpositionen in Abhängigkeit vom Abstand der Feldbereiche im Thomson-Spektrometer (Particle-Tracking-Programm von [49]) und der Position des CR-39, die auf den drei markierten Stegen detektierbaren Protonenenergien bestimmt werden. Die entsprechenden Werte finden sich in Tabelle (4.1).

Damit Protonen mit diesen Energien tatsächlich auch die Molekülstruktur des CR-39 in der Nähe der Oberfläche zerstören, wird für jeden dieser drei Stege ein Filter aus Alumi-

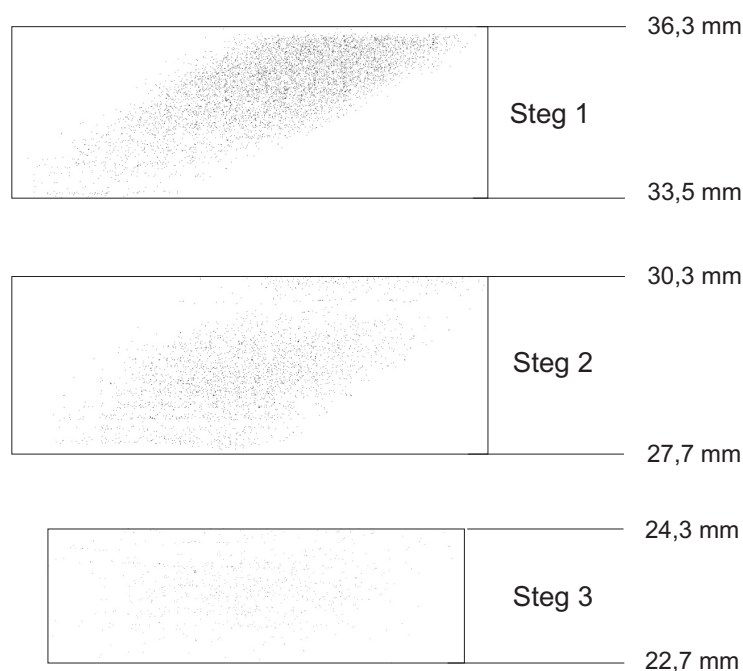


Abbildung 4.3: Zweidimensionale Darstellung der Protonenspuren mit dem Programm PlotIt [47] auf den für die Kalibrierung genutzten Stegen. Hierbei handelt es sich um die Stege vom CR-39 Nr.181. Rechts sind die Abstände zum Nullpunkt angegeben.

umfolie hergestellt. Die jeweilige Filterdicke wird dann so gewählt, dass die Protonen mit niedrigster Energie, die auf diesem Steg zu erwarten sind, soweit abgestoppt werden, dass sie ihre Energie in der Nähe der Oberfläche verlieren.

Für die Kalibrierung für das Experiment mit Folien wurden drei CR-39-Plättchen nach Tabelle (4.1) vorbereitet. Diese sind mit den Nummern 181, 182 und 185 bezeichnet. Die ersten beiden wurden mit jeweils 10 Schüssen im Spektrometer „belichtet“, während mit Nr. 185 lediglich das Spektrum von einem einzelnen Schuss aufgenommen wurde. Die darauf folgende Verarbeitungsprozedur der Kernspurdetektorplättchen findet sich in Abschnitt (3.2.2).

Zur Bestimmung der Protonenzahl pro Energieintervall, müssen die Krater auf den CR-39-Stege ausgezählt und jedem Krater ein Abstand zum Nullpunkt zugeordnet werden. Bei diesen speziellen CR-39-Plättchen mit Gitterstruktur ergibt sich allerdings der Nachteil, dass sich der Nullpunkt entweder im Ganzen nicht auf dem Detektorplättchen befindet

oder teilweise auf dem Steg unter der blau markierten Position in Abbildung (4.1). Allerdings ist die Position des Nullpunkts auf dem MCP-Detektor bekannt (sie wird am Anfang eines Messtages aufgenommen) und damit auch die Energie der dort detektierten Protonen. Daraus lässt sich der Abstand der Protonen vom Nullpunkt auf dem CR-39 ableiten.

Eine zweidimensionale Darstellung der drei für die Kalibration verwendeten CR-39-Stege vom CR-39 Nr.181 findet sich in Abbildung (4.3). Dabei entsprechen die Abstände, die auf der rechten Seite eingetragen wurden, den Abständen zum Nullpunkt, wobei die daraus resultierende Stegbreite dem Abstand zwischen dem obersten und dem untersten detektierten Krater entspricht.

Dementsprechend ist der mit Kratern besetzte Bereich auf Steg 3 deutlich kleiner, da hier die Bandbreite an Protonenenergien höher ist als auf den oberen Stegen. Auf dem unteren Stegbereich konnten keine Protonenkrater mehr durch Ätzen freigelegt werden, da die dort eingeschlagenen Protonen höherer Energie ihre Energie nicht in der Nähe der Oberfläche deponiert haben.

Bei Steg 1 und Steg 2 wird die detektierte Krateranzahl mit niedrigerem Abstand zum Nullpunkt, also höherer Energie, kleiner. Dies kommt unter anderem daher, dass Protonen mit höherer Energie in der Regel auch in geringerer Anzahl vorkommen und dementsprechend weniger Krater durch Ätzen entstehen. Andererseits sind die Krater in den unteren Bereichen der Stege deutlich kleiner und schwieriger zu detektieren, was besonders auf Steg 2 zutrifft.

Außerdem befinden sich auf Steg 2 in der oberen Region etwas weniger Protonen als in der mittleren. Eine mögliche Erklärung wäre, dass der Aluminiumfilter aus mehrmals gefalteter Aluminiumfolie möglicherweise am Rand etwas aufgewellt bzw. dicker war. Auch auf Steg 1 gibt es oben einen schmalen Bereich mit nur wenigen Kratern. Für die Auswertung wurde dies alles berücksichtigt. Es wurden also die Bereiche mit höchster Protonendichte auf einem Steg ausgezählt, entsprechend den Plateaus im Signal vom Phosphorschirm aus Abbildung (4.2). Außerdem wurden lediglich die beiden mit 10 Schüssen „belichteten“ Plättchen ausgewertet. Für das nur mit einem Schuss „belichtete“ Plättchen entspricht die Protonenkraterdichte auf Steg 3 in etwa der Dichte an detektierten Defekten, was hierbei eine sinnvolle Auszählung verhindert hat.

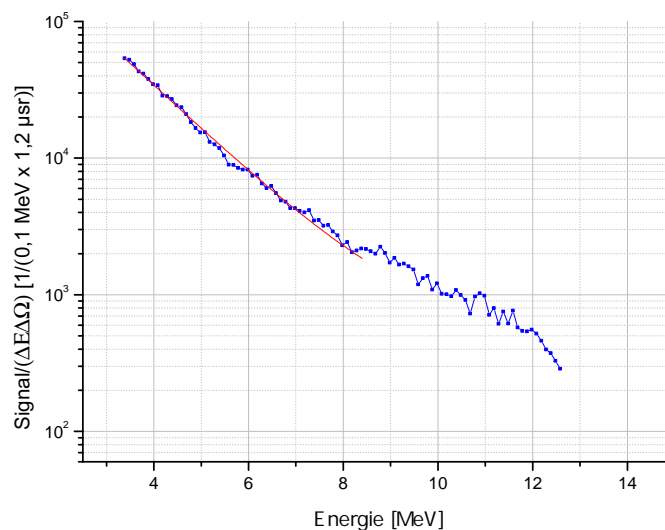


Abbildung 4.4: Die erhaltene Signalstärke pro Energieintervall und Raumwinkel wurde hier über der Protonenenergie aufgetragen. Dabei entspricht die Darstellung einem über 10 Schüsse gemitteltem Spektrum, wobei eine 5 μm dicke Titanfolie als Target verwendet wurde. Der für die Kalibrierung relevante Bereich lässt sich gut mit einer exponentiellen Funktion der Form (4.1) anfitten (rot).

Nach der Auswertung der MCP-Bilder und der Kernspurdetektorplättchen werden an die erhaltenen Datenpunkte exponentiell abfallende Funktionen angefitet. Um zu zeigen, dass sich für den zur Kalibrierung verwendeten Energiebereich eine Funktion der Form

$$y = A \cdot \exp\left(\frac{-E}{T}\right) + y_0 \quad (4.1)$$

gut anfitten lässt, wurde dies an einem über 10 Schüsse gemittelten Spektrum getan, dessen einzelne Spektren mit dem MCP-Detektor erhalten wurden (Abbildung (4.4)). Die Spektren entstanden hierbei mit derselben 5 μm dicken Titanfolie, welche zur Aufnahme der Kalibrationsspektren benutzt wurde.

Die mit CR-39 und MCP-Detektor erhaltenen Teilspektren finden sich nun in Abbildung (4.5). Ein Messpunkt vom CR-39 und vom MCP-Detektor entspricht hier jeweils einem ausgezählten Energieintervall von 0,1 MeV, wobei dementsprechend dann die Breite in der y-Koordinate mit höherer Protonenenergie kleiner wird. Dadurch konnte von Steg 2 und Steg 3 jeweils ein Messpunkt mehr gewonnen werden als von Steg 1.

Für die Kalibrierung wurde eine Funktion der Form (4.1) sowohl an die CR-39 Daten als

auch an die MCP-Daten angefügt (Abbildung (4.5)). Eine Funktion ohne y_0 , wie sie in der Regel verwendet wird, um bei einem thermischen Protonenspektrum die Temperatur zu bestimmen, war nicht sinnvoll, da mit dieser für die MCP- und CR-39-Daten die Messpunkte von Steg 3 bzw. die Messpunkte beim MCP um $\sim 8\text{ MeV}$ nicht wiedergegeben werden konnten.

Dabei ist klar, dass die verwendete Fitfunktion das Protonenspektrum für hohe Energien nicht korrekt darstellt, da für große Energien die Funktionen jeweils gegen y_0 konvergieren, was einer festen Protonenzahl bzw. Signalstärke entspricht. Allerdings kann man y_0 - zumindest zu einem geringen Anteil - als Grundrauschen der Kamera, die Bilder vom Phosphorschirm aufnimmt, oder der (näherungsweise konstanten) Defektdichte im CR-39 interpretieren.

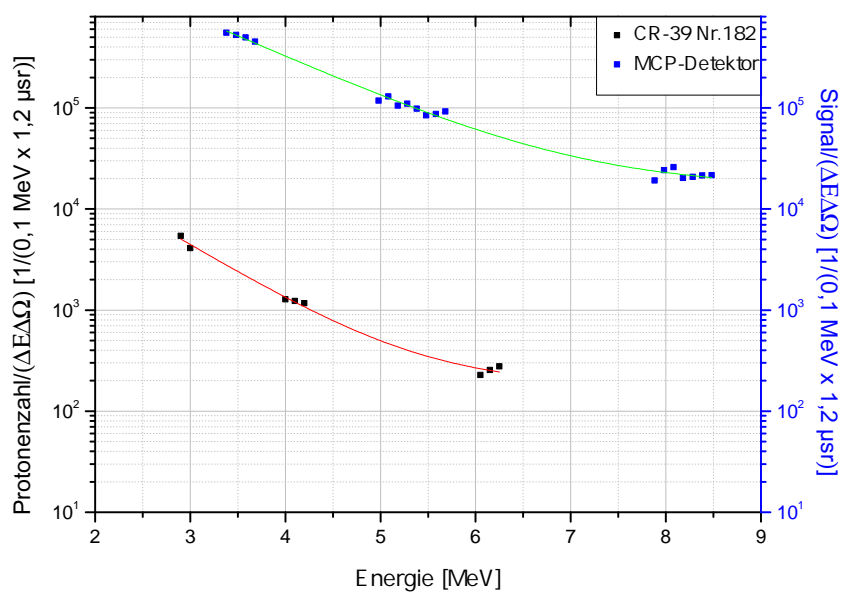
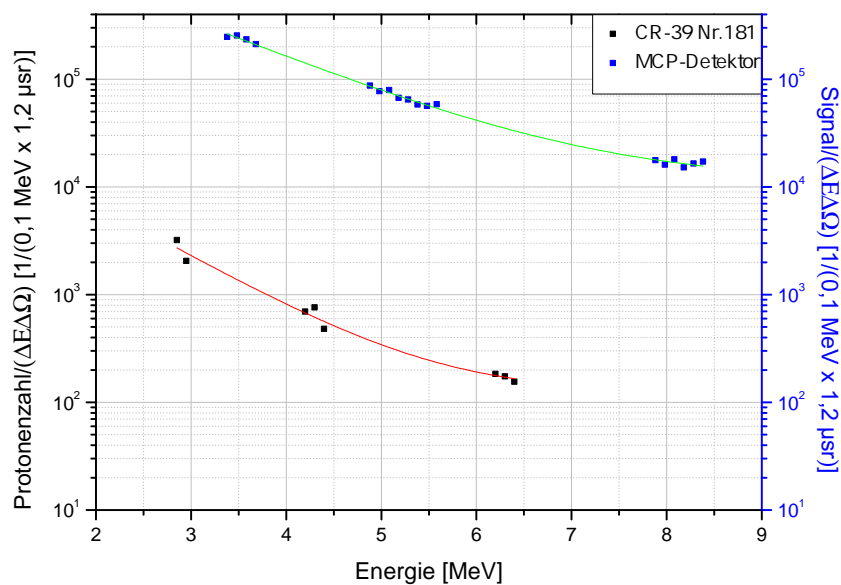


Abbildung 4.5: In den Grafiken sind die Messpunkte für das CR-39 Nr.181 (oben) und für das CR-39 Nr.182 (unten) mit den zugehörigen MCP-Daten dargestellt. Da es sich bei den dargestellten Protonenzahlen pro Energieintervall für die CR-39-Plättchen um aufsummierte Werte handelt (10 Schüsse), wurden dementsprechend die MCP-Werte (Signal pro Energieintervall) aufsummiert.

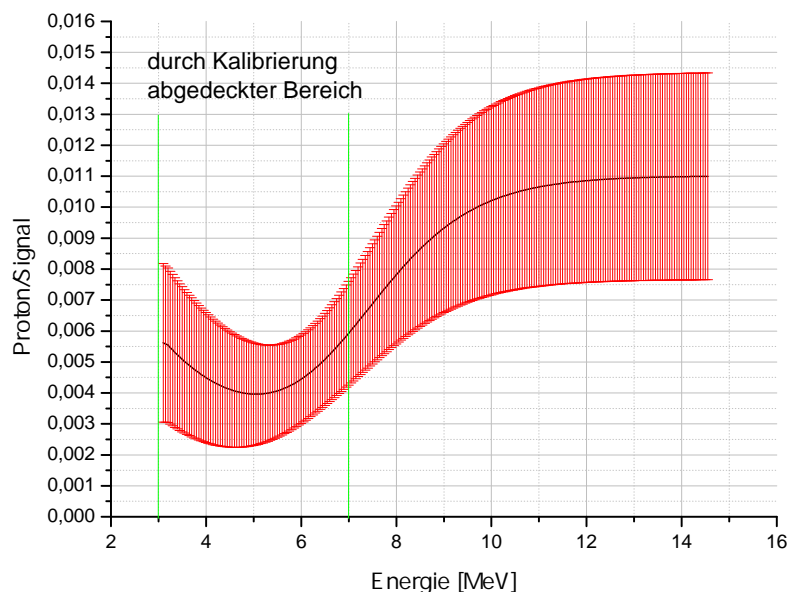


Abbildung 4.6: Die hier dargestellte Kalibrierungskurve entspricht dem Mittelwert aus den beiden Quotienten der Fitfunktionen (CR-39 Kurve durch MCP-Kurve) aus Abbildung (4.5). Die roten Fehlerbalken resultieren hierbei aus den Fehlern der Fitfunktionen. Dabei wurde der mit Messwerten abgedeckte Bereich markiert. Für Protonenenergien von mehr als 7 MeV kann die Kurve als untere Abschätzung für den Kalibrierungsfaktor dienen.

Zur Bestimmung des Konversionsfaktors wurde nun jeweils die CR-39-Kurve aus den beiden Grafiken in Abbildung (4.5) durch die MCP-Kurve geteilt. Aus den Werten der beiden so erhaltenen Kalibrierungskurven wurde der Mittelwert gebildet, was zur Kalibrierungskurve aus Abbildung (4.6) geführt hat.

Die Kalibrierungskurve zeigt nun die Anzahl der detektierten Protonen pro MCP-Signal. Bei einer Protonenenergie von 5 MeV bedeutet dies, dass man für ein auf dem MCP-Detektor detektiertes Proton ein Signal von etwa $\frac{250}{\Delta E \cdot 1,2 \mu\text{sr}}$ erhält.

In Abbildung (4.7) wurde zur Erklärung des Verhaltens des Kalibrierungsfaktors die Reichweite von Protonen in Bleiglas und das Bremsvermögen (stopping power) dargestellt.

Wie man sehen kann, steigt die Protonenreichweite für höhere Energie an bei gleichzeitig abfallenden Bremsvermögen. Dies bedeutet, dass höherenergetische Protonen weiter die MCP-Platten durchqueren und dementsprechend später den Großteil ihrer Energie deponieren. Dadurch haben die so freigesetzten Elektronen eine geringere Beschleunigungsstrecke und können auf ihrem Weg zum MCP-Ausgang weniger Sekundärelektronen erzeugen,

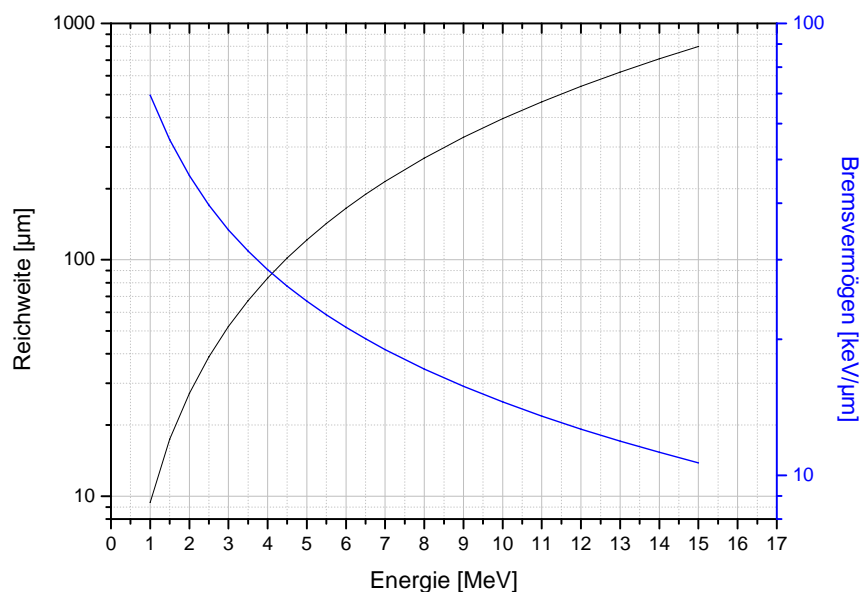


Abbildung 4.7: Hier wurde die Reichweite von Protonen in Bleiglas ($O_{59}Si_{24}Pb_5Na_7K_4$) sowie das Bremsvermögen über die Energie aufgetragen. Die gezeichneten Daten wurden mit SRIM [45] bestimmt.

was letztendlich zu einem geringeren Signal auf dem Phosphorschirm des Detektors führt. Gleichzeitig werden am Anfang der MCP-Platten durch das geringe Bremsvermögen weniger Elektronen erzeugt als durch Protonen mit niedriger Energie. Diese deponieren ihre Energie am Anfang, was zu einem höheren Signal auf dem Phosphorschirm führt.

Von *Prasad et al.* [50] wurde ebenfalls ein MCP-Detektor gegen CR-39-Plättchen kalibriert, allerdings nur für Protonenenergien bis 2,8 MeV. Dort konnte bis zu dieser Energie ein Anstieg an erzeugtem Signal/Proton gemessen werden, was im Umkehrschluss eine Abnahme von Proton/Signal bedeutet, wie in Abbildung (4.6) bis 5 MeV zu beobachten ist.

Mit Monte-Carlo-Simulationen konnte von *Prasad et al.* [50] für höhere Energien dann eine Abnahme von erzeugtem Signal/Proton gezeigt werden.

Betrachtet man die Fortführung der Kalibrierungskurve aus Abbildung (4.6), so konvergiert diese. Dies ist auf die Wahl der exponentiellen Fitfunktionen (4.1) zurückzuführen, da für höhere Energien der Quotient der beiden Funktionen gegen den Quotienten der beiden y_0

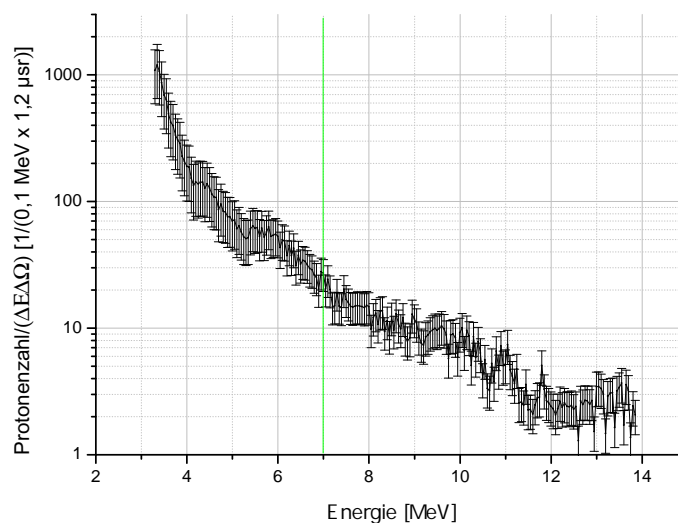


Abbildung 4.8: Hier wurde das Spektrum, welches mit dem MCP-Detektor erhalten wurde, in die absolute Protonenzahl pro Energieintervall mithilfe der Kalibrierungskurve aus Abbildung (4.6) umgerechnet. Dabei fand eine $2\mu\text{m}$ dicke Goldfolie als Target Verwendung. Der Bereich mit höheren Protonenenergien als 7MeV stellt eine untere Abschätzung für die Protonenzahl pro Energieintervall dar.

konvergiert. Da die für die Kalibration gemessenen Werte bei uns nur den Bereich bis etwa 7MeV abdecken, ist davon auszugehen, dass unter Berücksichtigung der bisherigen Argumentation dieses Verhalten nicht notwendigerweise die Realität wiedergibt. Tatsächlich sollte ein weiterer Anstieg der Kurve für höhere Protonenenergien zu erwarten sein.

In Abbildung (4.8) wurde nun am Beispiel eines Schusses auf eine $2\mu\text{m}$ Folie Goldfolie das erhaltene Signal vom Phosphorschirm mit der Kalibrierungskurve multipliziert. Dabei ist der Bereich von 3MeV bis 7MeV durch die Kalibrierung abgedeckt. Für höhere Protonenenergien können die dargestellten Protonenzahlen als untere Abschätzung dienen. Die gesamte Anzahl der im Spektrum, das über den Raumwinkel des Spektrometers von $1,2\mu\text{sr}$ aufgenommen wurde, enthaltenen Protonen beträgt etwa 14000 , wobei diese Zahl tatsächlich etwas höher sein sollte, wenn man die vorhergehende Argumentation berücksichtigt.

Allerdings sind zur Bestimmung der tatsächlichen Protonenzahl pro Energieintervall für Energien größer als 7MeV weitere Kalibrierungsmessungen auch bei höheren Energien oder mit anderen Detektoren (z.B. Image-plate-Detektoren, vgl. [66]) nötig.

4.2 Diskussion

Die Kalibrierung des MCP-Detektors mithilfe von CR-39-Kernspurdetektoren stellt eine sinnvolle (und notwendige) Möglichkeit dar, das mit einem MCP-Detektor erhaltene relative Signal in absolute Protonenzahlen umzurechnen. Allerdings hat sich herausgestellt, dass aufgrund des energieabhängigen Signals auf dem Phosphorschirm des MCP eine Extrapolation der Konversionseffizienz zu höheren Energien durch die gemessenen Werte schwierig ist.

Auf der Grundlage, dass Protonen höherer Energie eine größere Reichweite in MCPs und ein niedrigeres Bremsvermögen besitzen, wurde argumentiert, dass für höhere Energien als 7 MeV das Verhältnis von detektierten Protonen zu erzeugtem Signal weiter zunimmt. Um aber eine sichere Aussage über die tatsächliche Konversion von detektierten Protonen pro Energieintervall in Signalstärke auf dem Phosphorschirm machen zu können, sind weitere Messungen für höhere Energien notwendig.

Aufgrund der geringeren Teilchenzahlen bei höheren Energien ist dann eine größere Anzahl an Schüssen erforderlich, um eine ausreichend hohe Anzahl von Protonen verursachte Krater auf einem verarbeiteten CR-39 zu erhalten.

Damit diese höherenergetischen Protonen dann ihre Energie aber auch nahe der Oberfläche im CR-39 deponieren, ist eine dickere Abschirmung erforderlich (vgl. Abbildung (3.10)). Schon für 10 MeV Protonen, ist eine Abschirmung mit 600 μm dickem Aluminium nötig, wobei die Herstellung eines 3 mm breiten Filters dieser Dicke aus 32 μm und 18 μm dicker Aluminiumfolie schwierig ist.

Daher erscheint es sinnvoll eine feste Maske zu konstruieren, die an das CR-39 angepasst ist. Außerdem wäre eine Verkleinerung der Stege und Spalten wünschenswert, um die Dichte an Messpunkten zu erhöhen, damit ein genauer Vergleich von CR-39-Daten und MCP-Signal ermöglicht wird.

5 Einfluss von Intensitätskontrast, Targetmaterial und Foliendicke auf die maximal erreichbare Protonenenergie

In diesem Kapitel soll auf die Auswertung eines Experiments zur Protonenbeschleunigung mit Folientargets am POLARIS-Laser eingegangen werden.

Im ersten Abschnitt wird anhand der verwendeten Folienmaterialien Aluminium, Silber und Gold der Einfluss des zeitlichen Intensitätskontrasts des Lasers und der Foliendicke auf die maximal erreichte Protonenenergie dargestellt.

Im Anschluss daran wird eine erweiterte Materialauswahl diskutiert, wobei zur Ergänzung auf Messungen mit Kupferfolien sowie auf Ergebnisse aus einem Anfang 2012 durchgeführten Experiment mit Tantal- und Titanfolien zurückgegriffen wird.

5.1 Messungen mit Aluminium

Bei den Messungen mit Aluminium als Targetmaterial wurden 50 μm bis 112 nm dünne Folien erfolgreich zur Protonenbeschleunigung verwendet. Insbesondere die Verwendung von sub- μm dicken Folien wurde durch die Verbesserung des Intensitätskontrasts mit XPW ermöglicht (vgl. Abschnitt (3.1.3)). Um die mit XPW erhaltenen Ergebnisse mit Messungen mit anderen Kontrasten vergleichen zu können, wurden hier die Ergebnisse von Messungen mit und ohne Verwendung der schnellen Pockelszelle von Anfang 2012 hinzugenommen (An den Messungen im Jahr 2012 war ich selbst nicht beteiligt).

In Abbildung (5.1) ist die maximale Protonenenergie in Abhängigkeit der Aluminiumfoliendicke dargestellt. Für die drei unterschiedlichen Intensitätskontraste werden im Folgenden die Bezeichnungen normaler Kontrast (Kontrast bei ausgeschalteter schneller Pockelszel-

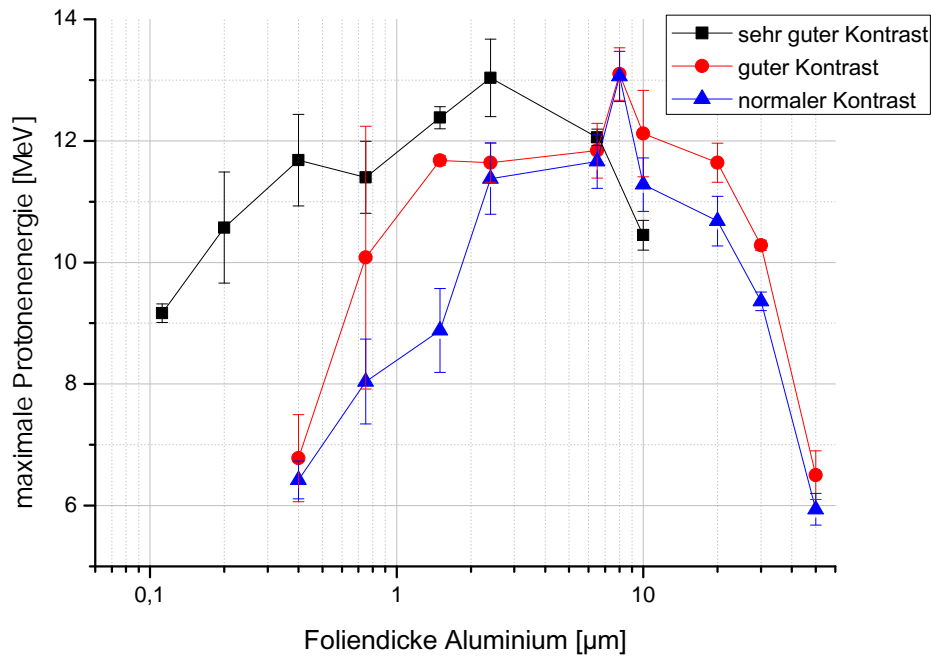


Abbildung 5.1: Die maximal erreichte Protonenenergie wurde in Abhängigkeit der verwendeten Foliendicke aufgetragen. Die einzelnen Messpunkte stellen jeweils den Mittelwert aus den fünf besten Schüssen einer Messreihe dar (etwa 30 Schüsse pro Messreihe), während die Fehlerbalken der Standardabweichung vom Mittelwert entsprechen. Die Bezeichnungen sehr guter Kontrast, guter Kontrast und normaler Kontrast stehen - in dieser Reihenfolge - für Kontrastverbesserung mit XPW, Kontrastverbesserung mit schneller Pockelszelle und keine Verwendung von schneller Pockelszelle oder XPW.

le), guter Kontrast (Kontrast bei eingeschalteter schneller Pockelszelle) und sehr guter Kontrast (mit XPW verbesserter Kontrast) verwendet.

Die verwendete mittlere Intensität war $(5,0 \pm 0,8) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ für die Messungen mit XPW. Bei den Messungen von 2012 (also mit und ohne schnelle Pockelszelle) betrug die Intensität $(3,5 \pm 0,3) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Der Unterschied kommt hierbei von unterschiedlichen Pulsdauern, die für die Messungen mit XPW im Mittel (160 ± 30) fs betragen und für die Messungen mit Pockelszelle (230 ± 20) fs. Insbesondere war aber die Laserpulsenergie auf dem Target ($E_L \cdot \eta$, vgl. Abschnitt (3.1.1)) annähernd gleich. Sie betrug $(2,6 \pm 0,2)$ J für die Messungen mit XPW (2013) und $(2,7 \pm 0,1)$ J für die Messungen mit und ohne schnelle Pockelszelle (2012). Bei Experimenten am JETI-Laser [67] konnte gezeigt werden, dass die Pulsdauer - bei gleichbleibender Pulsenergie - nahezu keinen Einfluss auf die maximale Protonenenergie

gie hat. Unter diesem Gesichtspunkt können die Messungen aus dem dritten Quartal 2013 mit denen von Anfang 2012 sehr gut verglichen werden.

Als erstes werden die mit **normalem Intensitätskontrast** erhaltenen maximalen Protonenenergien betrachtet. Für die dickste untersuchte Folie von $50\ \mu\text{m}$ beträgt die erreichte Protonenenergie $(5,9 \pm 0,3)$ MeV. Diese steigt mit abnehmender Foliendicke bis auf eine maximale Protonenenergie von $(13,1 \pm 0,4)$ MeV an für eine Foliendicke von $8\ \mu\text{m}$.

Für noch dünner werdende Folien nehmen die Protonenenergien wieder ab, bis letztendlich $(6,4 \pm 0,3)$ MeV für die $0,4\ \mu\text{m}$ dünne Aluminiumfolie erreicht werden.

Die optimale Foliendicke liegt somit bei der Dicke von etwa $8\ \mu\text{m}$. Das Auftreten dieser optimalen Foliendicke resultiert aus zwei gegenläufigen Effekten [7, 51].

Die auf der Folienvorderseite beschleunigten Elektronen propagieren divergent durch die Folie. Dies führt dazu, dass die Elektronenwolke auf der Rückseite für dickere Folien eine größere transversale Ausdehnung aufweist als für dünnere. Gleichzeitig verlieren die durch die Folie propagierenden Elektronen z. B. durch kollektive bzw. durch resistive Verluste des gleichzeitig fließenden Rückstroms Energie, was zu einer geringeren Elektronentemperatur auf der Folienrückseite führt. Zusammen bewirken diese beiden Effekte eine Schwächung des TNSA-Feldes für dickere Folien gemäß Gleichung (2.39) $\mathcal{E}_{\text{TNSA}} \sim \sqrt{n_e T_e}$. Dementsprechend erhält man nach dieser Argumentation mit dünneren Folien ein stärkeres TNSA-Feld und damit auf höhere Energien beschleunigte Protonen.

Bei dünneren Folien nimmt allerdings der zeitliche Intensitätskontrast der Laserpulse Einfluss auf die Ionenbeschleunigung. Schon bevor der Hauptpuls (d.h. die Spitzenintensität) auf die Folienvorderseite trifft, kann diese durch die ASE ionisiert und das entstehende Plasma durch Heizmechanismen aufgeheizt werden. Dies bewirkt durch die Ausdehnung des Plasmas auf der Vorderseite die Ausbildung einer Schockwelle in die Folie hinein und resultiert - sobald diese die Folienrückseite erreicht - in der Entstehung und anschließenden Expansion eines Plasmas auf der Folienrückseite. Zugleich bewirkt - durch Rekombination und Ablenkung zuvor beschleunigter Elektronen an den elektrischen Feldern der positiven Ionen - entstehende Röntgenstrahlung eine weitere Aufheizung der Folie, was ebenfalls die Ausbildung eines Plasmas auf der Folienrückseite noch zusätzlich verstärken kann.

Hieraus resultiert eine Abschwächung des elektrischen Felds auf der Folienrückseite in der

Form, dass nicht mehr $\mathcal{E}_{\text{TNSA}} \sim \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{e\lambda_{\text{D}}}$ sondern $\mathcal{E}_{\text{TNSA}} \sim \frac{k_{\text{B}}T_{\text{e}}}{eL}$ gilt, mit der Plasmaskalenlänge $L = c_s t$ [52]. Da bei dicken Folien das elektrische Feld durch Energieverluste der Elektronen und deren divergenter Propagation abgeschwächt wird und auch bei dünnen Targets das Feld durch ein entstehendes Rückseitenplasma abgeschwächt werden kann, existiert dazwischen eine optimale Targetdicke.

Die mit **gutem Intensitätskontrast** erhaltenen maximalen Protonenenergien zeigen für dickere Folien (50 μm bis 10 μm) leicht höhere Energien ($\Delta E \approx 1 \text{ MeV}$) als mit normalem Kontrast.

Man erhält mit gutem Kontrast wieder eine optimale Foliendicke von ebenfalls etwa 8 μm bei der maximal erreichten Protonenenergie von $(13,1 \pm 0,4) \text{ MeV}$, die auch schon mit normalem Kontrast gemessen wurde. Da sich die optimale Foliendicke hier nicht zu dünneren Folien verschoben hat, kann davon ausgegangen werden, dass bei dieser Messung der Einfluss der schnellen Pockelszelle gering war. Dementsprechend wird der durch den besseren Kontrast erhaltene positive Effekt auf die Folienrückseite möglicherweise durch schlechtere Laserabsorption auf der Folienvorderseite oder einen anderen Effekt ausgeglichen

Betrachtet man die dünneren Folien (dünner als die optimale Foliendicke), so hat man hier allerdings für 1,5 μm und 0,75 μm Dicke deutlich höhere Protonenenergien im Vergleich zu den Messungen mit normalem Kontrast. Hier scheint die Folienrückseite durch die Verminderung der ASE weniger beeinträchtigt zu sein. Für die 0,4 μm dicke Aluminiumfolie spielt die Kontrastverbesserung durch die schnelle Pockelszelle allerdings offenbar keine Rolle mehr. Hier ist die erreichte Protonenenergie mit $(6,8 \pm 0,7) \text{ MeV}$ innerhalb der Standardabweichung gleich der mit normalem Kontrast erzielten Protonenenergie. Möglicherweise reicht die Kontrastverbesserung durch die Verwendung der schnellen Pockelszelle nicht aus, um auch bei den dünnsten hier verwendeten Aluminiumfolien einen deutlichen Unterschied in der maximalen Protonenenergie zu bewirken.

Betrachtet man nun die mit **sehr gutem Kontrast** erhaltenen maximalen Protonenenergien beginnend bei der 10 μm dicken Aluminiumfolie (dickere wurden in dieser Messserie nicht verwendet), so hat man hier einen Wert für die Protonenenergie von $(10,5 \pm 0,3) \text{ MeV}$. Dieser ist etwas niedriger als bei den Messungen mit normalem und gutem Kontrast. Die maximale Protonenenergie steigt dann allerdings an, bis sie bei einer Foliendicke von

$d_{\text{opt}} \approx 2,4 \mu\text{m}$ ihr Maximum mit $(13,0 \pm 0,6)$ MeV erreicht. Man hat also dünnere optimale Foliendicke bei allerdings gleicher maximaler Protonenenergie.

Für noch dünnere Folien sieht man darüberhinaus eine deutlich schwächere Abnahme der gemessenen Protonenenergien im Vergleich zu den anderen beiden Kurven. So wurde für die $0,4 \mu\text{m}$ dünne Aluminiumfolie noch eine Protonenenergie von $(11,7 \pm 0,8)$ MeV erreicht, was fast 5 MeV über dem mit gutem Kontrast gemessenen Wert liegt. Sogar für noch dünnere Folien konnten dank Kontrastverbesserung mittels XPW Protonen mit höherer Energie beschleunigt werden als mit normalem und gutem Kontrast bei $0,4 \mu\text{m}$ Foliendicke. Für die mit 112 nm dünnste Folie konnte noch eine Protonenenergie von $(9,2 \pm 0,2)$ MeV erreicht werden. Allerdings konnte mit sehr gutem Kontrast keine höhere Protonenenergie gemessen werden als $(13,1 \pm 0,4)$ MeV bei normalem Kontrast und $8 \mu\text{m}$ Foliendicke. Hierbei sei allerdings nochmal darauf hingewiesen, dass für die Messungen mit normalem und gutem Kontrast die Intensität etwas niedriger war ($(3,5 \pm 0,3) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ statt $(5,0 \pm 0,8) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ mit sehr gutem Kontrast). Allerdings beruht dieser Intensitätsunterschied lediglich auf einer unterschiedlichen Pulsdauer, deren Änderung - bei gleichbleibender Pulsenergie - fast keinen Einfluss auf die maximale Protonenenergie hat [67].

Wenn man allerdings - insbesondere durch den Vergleich der maximalen Protonenenergien bei Foliendicken zwischen $5 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$ zwischen sehr gutem und gutem Kontrast - berücksichtigt, dass die dort mit sehr gutem Kontrast erzielte Protonenenergie geringer war, kann man annehmen, dass die anderen Laserparameter doch nicht ganz vergleichbar waren. Hier sei angemerkt, dass zwischen den verschiedenen Messungen ein Zeitraum von mehr als einem Jahr lag, in dem Umbau- und Wartungsarbeiten am Laser vorgenommen wurden. Würde - z.B. durch eine vergleichbare Pulsdauer - die Protonenenergie bei diesen Foliendicken unabhängig vom Kontrast gleich hoch sein, wäre zu vermuten, dass die Protonenenergien auch bei dünneren Folien höher gewesen wären. Damit wäre nicht nur eine niedrigere optimale Targetdicke erzielt worden, sondern bei dieser auch eine höhere Protonenenergie. Diese Vermutung müsste aber in Zukunft durch entsprechende Messungen verifiziert werden.

Ein ähnliches Verhalten für TNSA mit Aluminiumfolien als Targets wurde von *Flacco et al.* [13] beobachtet. Dort wurde zur Untersuchung des Kontrasteinflusses auf die Protonenbeschleunigung ein Laser mit XPW sowie ein weiterer Laser mit sättigbarem Absorber

und zusätzlichem Doppelplasmaspiegel (DPS) verwendet. Letzterer wurde ebenfalls, um die Messungen mit „schlechtem“ Kontrast zu vergleichen, ohne Doppelplasmaspiegel, d.h. lediglich mit sättigbarem Absorber (SA), betrieben.

Sowohl für die Kontrastverbesserung mit XPW als auch mit Doppelplasmaspiegel wird das flache Abfallen der maximalen Protonenenergien für dünne Folien beobachtet. Die hierbei mit XPW erreichte optimale Foliendicke ist mit $\approx 3 \mu\text{m}$ angegeben, was vergleichbar ist mit unserem Wert von $d_{\text{opt}} \approx 2,4 \mu\text{m}$. Die von *Flacco et al.* [13] erreichte optimale Foliendicke - bei Verwendung des Lasers mit SA - betrug etwa $6,5 \mu\text{m}$, ist also etwas dünner als bei uns. Allerdings konnte dort festgestellt werden, dass mit der Abnahme der Foliendicke bei besserem Kontrast auch eine signifikante Zunahme der maximalen Protonenenergien verbunden ist, die beim am POLARIS-Laser durchgeführten Experiment nicht beobachtet wurde.

Zudem wurden von *Flacco et al.* [13] - trotz ähnlicher Pulsintensitäten wie mit POLARIS - ($I_{\text{SA}} \approx 3,8 \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $I_{\text{XPW}} \approx 7,7 \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, $I_{\text{DPS}} \approx 4,0 \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) niedrigere maximale Protonenenergien gemessen ($E_{\text{SA}} \approx 5,1 \text{ MeV}$, $E_{\text{XPW}} \approx 4,3 \text{ MeV}$, $E_{\text{DPS}} \approx 6,9 \text{ MeV}$), was aber auf die kürzere Laserpulsdauer ($\tau_L = 30 \text{ fs}$) - bei niedrigerer Pulsenergie - zurückgeführt werden kann. Denn es gilt, dass längere Pulsdauern das TNSA-Feld länger aufrechterhalten und somit die Protonen auf höhere Energien beschleunigt werden [53].

Betrachtet man die Argumentation für das Existieren einer optimalen Foliendicke, dass die Protonenenergie bei dünneren Targets zunimmt, wenn der Intensitätskontrast gut genug ist, so stellt sich die Frage, warum dies bei den Messungen am POLARIS-Laser mit sehr gutem Kontrast nicht der Fall ist.

In [53, 54, 56] wurde argumentiert, dass ein optimaler Dichtegradient für die Elektronenbeschleunigung auf der Targetvorderseite existiert. Daher könnte es möglich sein, dass wir mit dem mit XPW verbesserten Intensitätskontrast einen „zu guten“ Kontrast haben, wodurch nicht genug Vorplasma für die effiziente Elektronenbeschleunigung auf der Targetvorderseite erzeugt worden ist. Dies könnte auch der Grund sein, dass die maximal erreichte Protonenenergie mit sehr gutem Kontrast und einer Foliendicke von $2,4 \mu\text{m}$ nicht höher ist als bei normalem Kontrast bei $8 \mu\text{m}$ Foliendicke. Eine andere Möglichkeit wäre, dass der steile Anstieg der Laserintensität bei Verwendung von XPW innerhalb von mehreren Pikosekunden - von etwa $10^8 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ auf mehr als $10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ (vgl. Abschnitt (3.1.3)) - negative

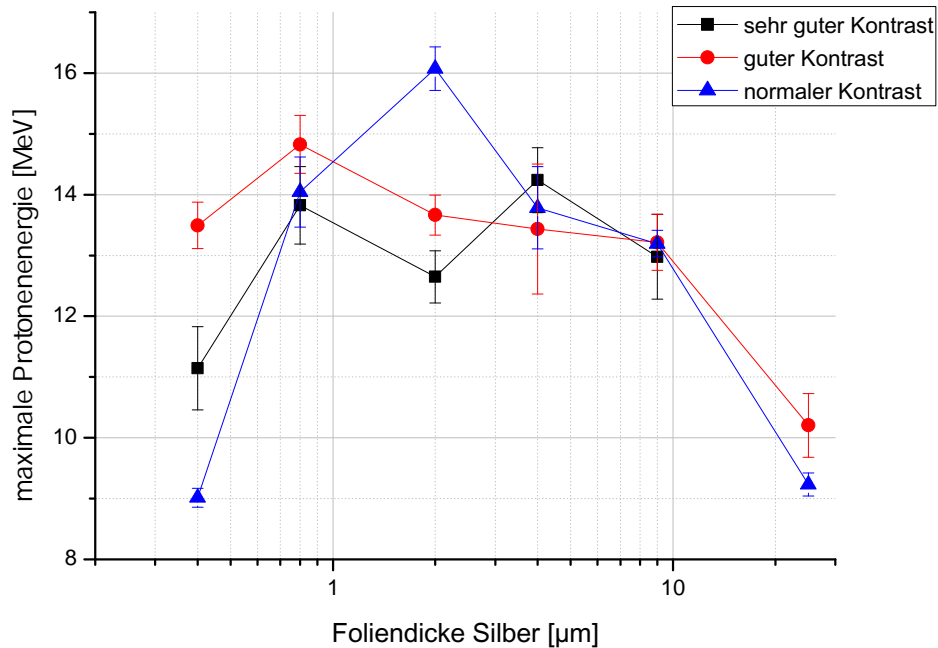


Abbildung 5.2: Hier ist die maximal erreichte Protonenenergie in Abhängigkeit der Silberfoliendicke aufgetragen. Die mittlere Intensität bei den Messungen lag bei $(4,8 \pm 0,6) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

Auswirkungen hat, die bisher noch nicht bekannt sind. Weiterhin wäre es allerdings auch möglich, dass weitere Laserparameter - zusätzlich zur Pulsdauer - bei den beiden Messzeiten unterschiedlich waren. Möglicherweise wäre bei gleichen Laserparametern auch eine Steigerung der Protonenenergie bei besserem Kontrast und dünner werdender optimaler Foliendicke möglich.

5.2 Messungen mit Silber

Die entsprechenden Ergebnisse für die Messung der maximalen Protonenenergie mit Silberfolien finden sich in Abbildung (5.2).

Betrachtet man zuerst die Messungen für **normalen Kontrast**, so sieht man das schon von Aluminium bekannte Verhalten. Für die dicken Folien steigt die maximale Protonenenergie, beginnend bei 25 μm Dicke, von $(9,2 \pm 0,2)$ MeV bis auf $(16,1 \pm 0,4)$ MeV bei der optimalen Targetdicke von $d_{\text{opt}} \approx 2 \mu\text{m}$. Für dünnere Folien nimmt die gemessene Protonenenergie schnell ab. Ursache sind hier vermutlich wieder die Auswirkungen der ASE, also

unter anderem eine sich in das Target ausbreitende Schockwelle, die durch die Expansion des Vorplasmas auf der Folienvorderseite entsteht.

Für die mit **gutem Kontrast** erhaltenen Protonenenergien wurden für die Foliendicken von $25\text{ }\mu\text{m}$ bis $4\text{ }\mu\text{m}$ Werte erreicht, die weniger als 1 MeV von den mit normalem Kontrast erreichten Protonenenergien abweichen. Hier lässt sich also kein Einfluss des Intensitätskontrasts feststellen. Allerdings nimmt die Energie bei der Foliendicke von $2\text{ }\mu\text{m}$ mit $(13,7 \pm 0,3)\text{ MeV}$ einen deutlich niedrigeren Wert ein als für normalen Kontrast mit $(16,1 \pm 0,4)\text{ MeV}$. Die maximale Protonenenergie, die mit gutem Kontrast gemessen werden konnte, liegt mit $(14,8 \pm 0,5)\text{ MeV}$ ebenfalls unter dem Maximalwert bei normalem Kontrast. Möglicherweise liefert also der gute Kontrast keine optimalen Bedingungen, was das Erreichen von hohen Protonenenergien angeht.

Allerdings hat sich die optimale Foliendicke in den Bereich dünnerer Folien verschoben und liegt nun bei $d_{\text{opt}} \approx 0,8\text{ }\mu\text{m}$. Bei der weiteren Verringerung der Foliendicke auf $0,4\text{ }\mu\text{m}$ bewirkt der gute Kontrast offenbar eine Verbesserung der Beschleunigungsbedingungen, da hier ein Unterschied zu der mit normalem Kontrast erhaltenen maximalen Protonenenergie von etwa $4,5\text{ MeV}$ besteht.

Die Messergebnisse, welche mit **sehr gutem Kontrast** erreicht wurden, zeigen bei Silber hingegen einen eher negativen Einfluss der Kontrastverbesserung mit XPW auf die Protonenbeschleunigung. Zwar hat man bei $4\text{ }\mu\text{m}$ und $9\text{ }\mu\text{m}$ vergleichbare Werte gegenüber den Messungen mit normalem und gutem Kontrast, allerdings fällt die bei $2\text{ }\mu\text{m}$ Foliendicke gemessene Protonenenergie mit $(12,6 \pm 0,4)\text{ MeV}$ deutlich niedriger aus.

Betrachtet man allerdings die Protonenenergie, welche mit einer $0,8\text{ }\mu\text{m}$ dünnen Silberfolie erreicht werden konnte, so hat man hier wieder einen Anstieg auf $(13,8 \pm 0,6)\text{ MeV}$. Daher ist der bei $2\text{ }\mu\text{m}$ Foliendicke gemessene Wert mit Skepsis zu betrachten, da hier sonst zwei optimale Foliendicken bei $4\text{ }\mu\text{m}$ und $0,8\text{ }\mu\text{m}$ existieren würden. Möglicherweise handelt es sich bei diesem Wert um einen „negativen Ausreißer“, der z.B. durch eine schlechte Positionierung des Targets oder auch durch eine schlechte Qualität der $2\text{ }\mu\text{m}$ dicken Silberfolie entstand.

Allerdings ist auch die mit sehr gutem Kontrast und $0,8\text{ }\mu\text{m}$ dicker Silberfolie gemessene Protonenenergie niedriger als mit gutem Kontrast. Sogar für die dünnste mit Silber gemes-

sene Dicke von $0,4\ \mu\text{m}$ erhält man mit gutem Kontrast einen um mehr als $2\ \text{MeV}$ höheren Wert für die Protonenenergie als mit sehr gutem Kontrast.

Möglicherweise ist auch das eine Folge des Effekts, dass der mit XPW erhaltene zeitliche Intensitätskontrast in dem Maße „zu gut“ ist, dass nicht genug Vorplasma produziert wird um ausreichend heiße Elektronen für den TNSA-Prozess zur Verfügung zu stellen. Hierfür spricht auch, dass der mit gutem Kontrast erreichte Wert bei $0,4\ \mu\text{m}$ noch über dem mit sehr gutem Kontrast erhaltenen Wert liegt. Dies bedeutet, dass zumindest eine leichte Kontrastverbesserung durch die schnelle Pockelszelle einen positiven Einfluss auf den TNSA-Prozess mit Silbertargets hat, eine deutliche Kontrastverbesserung mit XPW aber wieder einen schlechten. Andererseits könnte auch hier der steile Intensitätsanstieg bei Verwendung von XPW einen unbekanntem negativen Einfluss haben. Um dies genauer zu untersuchen wäre es erforderlich, das ASE-Level bzw. die ASE-Dauer in kleineren Schritten von einer Dauer im Nanosekundenbereich bis in den Pikosekundenbereich zu verändern, um herauszufinden, ob und wo ein optimales ASE-Level existiert.

5.3 Messungen mit Gold

Das dritte Material, bei dem im vorliegenden Experiment der Kontrasteinfluss mit drei unterschiedlichen Intensitätskontrasten untersucht wurde, war Gold. Die mit Gold erzielte maximale Protonenenergie ist in Abbildung (5.3) über der verwendeten Foliendicke aufgetragen.

Zuerst soll hier das Verhalten der maximalen Protonenenergie für **normalen Kontrast** betrachtet werden.

Bei den dicken Folien steigt die erreichte Protonenenergie von $(8,6 \pm 0,7)\ \text{MeV}$ bei $20\ \mu\text{m}$ auf ihren Maximalwert von $(14,8 \pm 1,0)\ \text{MeV}$ bei der optimalen Targetdicke von $d_{opt} \approx 2\ \mu\text{m}$. Hiernach fällt die Protonenenergie - durch den negativen Einfluss der ASE - bis zu einem Wert von $(11,6 \pm 1,3)\ \text{MeV}$ bei den mit $0,4\ \mu\text{m}$ dünnsten gemessenen Folien.

Für den **guten Kontrast** ergibt sich ebenfalls ein Anstieg der Protonenenergien von dicken zu dünnen Folien. Dabei liegen die erzielten Protonenenergien, bis zu der $2\ \mu\text{m}$ dicken Folie, etwa $1 - 2\ \text{MeV}$ unter den mit normalem Kontrast erhaltenen Werten, außer für die $20\ \mu\text{m}$ dicke Folie.

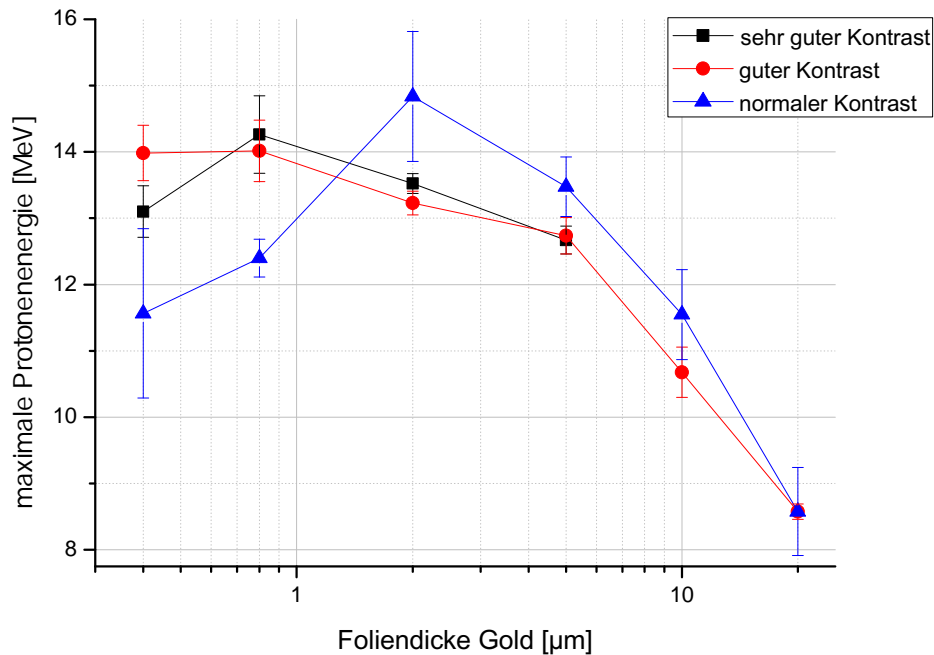


Abbildung 5.3: Die maximale Protonenenergie ist hier über die Dicke der verwendeten Goldfolien aufgetragen. Die mittlere Intensität für die Messungen mit Gold lag bei $(4,9 \pm 0,5) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

Die Reduzierung der maximalen Protonenenergie bei der 2 μm dicken Folie um etwa 2 MeV, gegenüber der mit normalem Kontrast erreichten Energie entspricht außerdem dem Verhalten, welches auch schon bei den Silberfolien mit 2 μm Dicke beobachtet wurde. Daher liegt es nahe anzunehmen, dass die Verwendung der schnellen Pockelszelle für die Abnahme der Protonenenergie verantwortlich ist. Dementsprechend wird hier wohl eine zu geringe Ausbildung des Vorplasmas bzw. eine verminderte Absorption der Laserenergie eine Rolle spielen.

Weiterhin hat man bei einem leichten Anstieg der maximalen Protonenenergie bis auf $(14,0 \pm 0,5)$ MeV bei einer Foliendicke von 0,8 μm . Dieser Wert ändert sich nicht für die 0,4 μm dicke Folie, daher ist davon auszugehen, dass die optimale Foliendicke zwischen diesen beiden Dicken liegt. Die mit diesen Dicken gemessenen Protonenenergien liegen dabei über den mit normalem Kontrast erhaltenen Werten, was nahelegt, dass auf der Targetrückseite bessere Bedingungen für die Beschleunigung der Protonen vorherrschen.

Für die Messungen mit **sehr gutem Kontrast** wurden die Foliendicken von 5 μm bis

0,4 μm untersucht. Dabei haben die Protonenenergien bei den 5 μm bis 0,8 μm dicken Folien im Rahmen der Standardabweichung dieselben Werte wie für guten Kontrast. Lediglich bei der dünnsten untersuchten Folie fällt der mit XPW gemessene Wert auf $(13,1 \pm 0,4)$ MeV ab und liegt damit etwa 1 MeV unter dem mit gutem Kontrast gemessenen Wert.

Beim Vergleich der Ergebnisse, die man mit gutem Kontrast und sehr gutem Kontrast erhält, lässt sich somit kein signifikanter Unterschied feststellen. Daher kann man wohl davon ausgehen, dass - zumindest bei den von uns untersuchten Foliendicken - eine Kontrastverbesserung mit XPW gegenüber der Kontrastverbesserung mit schneller Pockelszelle keinen weiteren Effekt auf die maximal erhaltenen Protonenenergien bei Gold hat bzw. dass sich positive und negative Effekte in etwa ausgleichen. So wäre es denkbar, dass die mit schneller Pockelszelle erhaltene Schockwelle, die etwa 1 ns vor dem Eintreffen des Hauptpulses induziert wird und eine Plasmaexpansion auf der Folienrückseite bewirkt, möglicherweise durch schlechtere Absorption der Pulsenergie - durch eine Verringerung des Vorplasmas - bei der Verwendung von XPW ersetzt wird.

Nur für die Folien dünner als 1 μm hatte die Kontrastverbesserung mit XPW oder Pockelszelle einen positiven Effekt gegenüber den mit normalem Kontrast erhaltenen Werten. Für dickere Folien ist hingegen das Gegenteil der Fall und der bessere Kontrast resultiert in schlechteren Bedingungen für den TNSA-Mechanismus. Man kann hier annehmen, dass die mit verbesserten Kontrastbedingungen erreichte Anzahl und Temperatur der heißen Elektronen geringer als mit normalem Kontrast ist. Da bei dicken Folien noch die geringere Elektronendichte auf der Targetrückseite aufgrund des längeren Wegs durch das Target und eine Abnahme ihrer Temperatur hinzukommen, sind die Beschleunigungsbedingungen hier wohl insgesamt schlechter.

Insgesamt hat sich herausgestellt, dass, um hohe Protonenenergien mit dem TNSA-Prozess zu erreichen, kein besserer Kontrast erforderlich ist und auch keine Folien im Submikrometerbereich benötigt werden. Die normalen Kontrastbedingungen am POLARIS sind also für TNSA ausreichend.

Beim Vergleich des Verhaltens der maximalen Protonenenergie bei unterschiedlichen Foliendicken für die verschiedenen Materialien (Aluminium, Silber, Gold) konnten allerdings deutliche Unterschiede beobachtet werden. Die Unterschiede in den Auswirkungen der ver-

schiedenen Kontrastvarianten sind bei Aluminium am stärksten ausgeprägt und decken sich z.B. mit den Ergebnissen von *Kaluza et al.* [7]. Bei Verwendung von Gold und Silber sind die Unterschiede allerdings deutlich schwächer ausgeprägt, so dass zu vermuten ist, dass hier noch andere Effekte eine Rolle spielen. Um dieses Verhalten bei der Variation des Targetmaterials weiter zu untersuchen, werden im folgenden Abschnitt noch weitere Daten aus dem Jahr 2012 herangezogen, bei denen noch weitere Materialien verwendet wurden.

5.4 Vergleich der maximal erreichten Protonenenergien in Abhängigkeit des Materials

In diesem Abschnitt soll speziell auf die Abhängigkeit der erreichten Protonenenergie vom Folienmaterial eingegangen werden. Zu diesem Zweck wurde die Abhängigkeit der Protonenenergie von der Foliendicke für die verschiedenen Materialien dargestellt. Dabei sind diese nach Intensitätskontrast sortiert. In Abbildung (5.4) finden sich die Kurven für normalen Kontrast, in Abbildung (5.5) für guten Kontrast und schließlich in Abbildung (5.6) die gemessenen Protonenenergien für sehr guten Kontrast. Zur Ergänzung wurden - neben den im vorherigen Abschnitt diskutierten Ergebnissen für Aluminium-, Silber- und Goldfolien - auch weitere Messergebnisse aus dem Jahr 2012 eingezeichnet. Dort wurde mit Titan- und Tantalfolien der Einfluss der Kontrastverbesserung mit der schnellen Pockelszelle untersucht. Außerdem sind noch Messungen mit Kupfer, die ebenfalls im Jahr 2013 durchgeführt wurden, dargestellt.

Ein umfassender Vergleich für Materialien mit verschiedener Ordnungszahl Z für den TNSA-Prozess wurde bisher noch nicht durchgeführt. Allerdings sollte für Materialien mit höherer Ordnungszahl eine Steigerung der maximalen Protonenenergie zu erwarten sein, da hier die Anzahl und die Temperatur der von der Vorderseite beschleunigten Elektronen höher sein sollten [57].

Allerdings ist für Folien mit einer höheren Ordnungszahl bzw. Massendichte mit einem größeren Energieverlust der das Target durchdringenden Elektronen zu rechnen, was wiederum den entgegengesetzten Effekt, also eine Verminderung der maximalen Protonenenergie, zur Folge hat.

5.4. VERGLEICH DER MAXIMAL ERREICHTEN PROTONENENERGIEN IN ABHÄNGIGKEIT DES MATERIALS

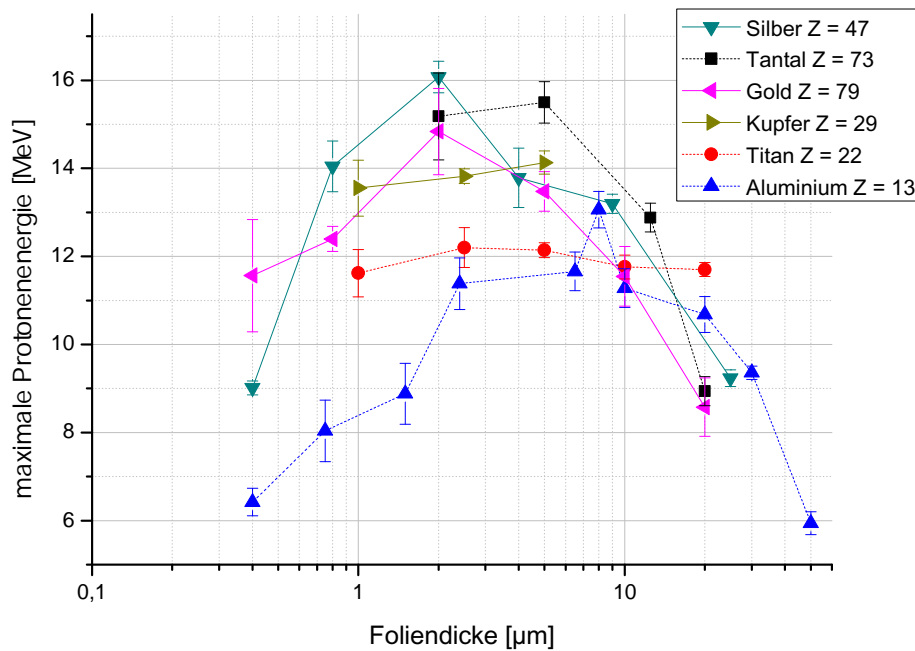


Abbildung 5.4: Hier ist die maximale Protonenenergie in Abhängigkeit der Foliendicke für alle sechs verwendeten Materialien bei **normalem Intensitätskontrast** dargestellt. Die mittlere Intensität für die 2013 durchgeführten Messungen (Gold, Silber, Kupfer) ist $(4,8 \pm 0,4) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, während für die 2012 durchgeführten Messungen (Titan, Tantal, Aluminium (gestrichelt)) die mittlere Intensität $(3,4 \pm 0,4) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ betrug. Dabei waren bei den Messungen im Jahr 2013 die Pulsenergie auf dem Target $(2,6 \pm 0,2)$ J und die Pulsdauer (161 ± 11) fs, während sie für Anfang 2012 $(2,7 \pm 0,1)$ J und (240 ± 30) fs betragen.

In Abbildung (5.4) sind die maximalen Protonenenergien für die sechs verschiedenen Materialien in Abhängigkeit der Foliendicke bei **normalem Kontrast** dargestellt. Man sieht in dieser Abbildung insgesamt eine deutliche Materialabhängigkeit für die maximal erreichbare Protonenenergie bei den verschiedenen Foliendicken.

Für Aluminium, welches mit $Z = 13$ die niedrigste Ordnungszahl der hier verwendeten Materialien aufweist, liegen die erreichten Protonenenergien für die meisten Foliendicken unter den Werten für die anderen Materialien. Allerdings ist die bei der 20 μm dicken Aluminiumfolie erreichte maximale Protonenenergie etwa 2 MeV höher als bei Gold und Tantal, welche deutlich höhere Ordnungszahlen aufweisen. Normiert man die Targetdicke auf die Dichte, so hat man hier für Aluminium $5,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$, für Tantal $33,3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ und

5.4. VERGLEICH DER MAXIMAL ERREICHTEN PROTONENENERGIEN IN ABHÄNGIGKEIT DES MATERIALS

für Gold $38,6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. Man sieht damit, dass die Elektronen im Fall von Tantal und Gold sechsmal bzw. siebenmal mehr Masse pro Querschnittsfläche durchqueren müssen als für Aluminium, was die geringeren Protonenenergien erklären könnte.

Bei Titan, welches hier die zweitniedrigste Ordnungszahl aufweist, ist die maximale Protonenenergie weitgehend unabhängig von der Foliendicke. Der erreichte Wert von etwa 12 MeV liegt im Schnitt über den mit Aluminium erzielten Werten. Die mit Titan erhaltenen Protonenenergien liegen wiederum etwa 2 MeV unter den mit Kupfer ($Z = 29$) gemessenen Protonenenergien. Damit scheint Kupfer im Bereich der untersuchten Foliendicken besser für TNSA geeignet zu sein.

Da für die meisten Foliendicken die Protonenenergien, die mit Materialien mit höherem Z erreicht wurden, aber über den mit Titan und Aluminium erreichten Werten liegen, scheint die Ordnungszahl bis zu einem gewissen Grad einen positiven Einfluss auf die Ionenbeschleunigung zu haben. Allerdings lässt sich dies nicht auf den Vergleich der anderen vier Materialien untereinander übertragen.

Bei Kupfer und Gold ist der Unterschied zwischen den erreichten Protonenenergien relativ gering. Die bei $2 \mu\text{m}$ Foliendicke mit Gold ($Z = 79$) erreichte Protonenenergie ist lediglich ~ 1 MeV höher als mit Kupfer ($Z = 29$).

Vergleicht man nun Silber ($Z = 47$) mit Gold, so liegen die mit Silber erreichten Protonenenergien fast ausnahmslos höher als die mit Gold gemessenen Werte. Hingegen konnten mit Tantal ($Z = 73$) für $5 \mu\text{m}$ und $12,5 \mu\text{m}$ Foliendicke die höchsten Protonenenergien erreicht werden. Allerdings sei auch hier darauf hingewiesen, dass die mit Tantalfolien erhaltenen Messwerte von Anfang 2012 stammen, während die Messwerte von Gold, Silber und Kupfer aus dem dritten Quartal 2013 sind.

Für die unterschiedlichen maximalen Protonenenergien bei den verschiedenen Materialien könnten die gegenläufigen Effekte von stärkerer Abbremsung der Elektronen bei steigender Dichte bzw. Ordnungszahl sowie die Erzeugung einer höheren Anzahl und Temperatur der von der Vorderseite beschleunigten Elektronen verantwortlich sein [57]. Demnach wäre die Existenz einer „optimalen“ Ordnungszahl bzw. Dichte möglich.

Möglicherweise spielen aber auch Prozesse bei niedrigen Intensitäten (ASE-Plateau, ansteigende Pulsflanke) eine Rolle, die mit weiteren Eigenschaften der unterschiedlichen Materialien zusammenhängen, also z.B. wie stark das Material die Laserstrahlung bei der Wellenlänge von 1030 nm absorbiert bzw. reflektiert. Die Reflektivitäten für Gold, Silber,

5.4. VERGLEICH DER MAXIMAL ERREICHTEN PROTONENENERGIEN IN ABHÄNGIGKEIT DES MATERIALS

Tantal und Kupfer sind bei 21° Einfallswinkel, p-polarisiertem Licht und $\lambda_L \approx 1030$ nm: $R_{Au} \approx 0,98$, $R_{Ag} \approx 0,98$, $R_{Ta} \approx 0,86$, $R_{Cu} \approx 0,97$ [68]. Dies könnte zumindest eine bessere Bildung von Vorplasma im Fall von Tantal im Gegensatz zu Gold und Silber begünstigen, welches in einem gewissen Rahmen förderlich für die Erzeugung heißer Elektronen bei hohen Intensitäten ist. Betrachtet man die Ionisationsenergien der äußeren Elektronen der verschiedenen Materialien (Silber: $E_{ion,1} = 7,576$ eV; Gold: $E_{ion,1} = 9,225$ eV; Tantal: $E_{ion,1} = 7,887$ eV, Kupfer: $E_{ion,1} = 7,726$ eV [65]), so stellt man fest, dass diese für Tantal, Silber und Kupfer niedriger sind als für Gold. Möglicherweise hat dies bei der Ionisation durch ASE (Multiphotonenionisation, Tunnelionisation) und dem darauf folgenden „Aufheizen“ der Elektronen einen positiven Effekt.

Vergleicht man nun die Materialien in Hinblick auf ihre optimale Targetdicke, sieht man, dass für Aluminium, welches die niedrigste Ordnungszahl aufweist, die optimale Targetdicke mit $d_{opt} \approx 8$ μm deutlich dicker als die von Silber und Gold bei $d_{opt} \approx 2$ μm ist. Normiert man die erhaltenen optimalen Foliendicken auf die jeweiligen Massendichten, so erhält man für Aluminium $d_{opt}\rho_{Al} \approx 2,2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$, für Silber $d_{opt}\rho_{Ag} \approx 2,1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ und für Gold $d_{opt}\rho_{Au} \approx 3,9 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. Zumindest für Aluminium und Silber sind diese Werte in etwa gleich. Dies lässt sich dadurch erklären, dass der Energieverlust der die Folien durchquerenden Elektronen im Wesentlichen von der zu durchquerenden Masse abhängt. Ähnliches gilt für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der durch die ASE bzw. durch die Vorplasmaexpansion ausgelösten Schockwelle.

Für Gold sollte nach dieser Argumentation die optimale Foliendicke bei etwa 1 μm liegen. Da die nächstdünnere Goldfolie 0,8 μm dünn ist und die hier erhaltene Protonenenergie mehr als 2 MeV unter der mit der 2 μm dicken Goldfolie erhaltenen Protonenenergie liegt, kann davon ausgegangen werden, dass die optimale Foliendicke für Gold aber nicht bei 1 μm liegt. Daher ist anzunehmen, dass bei Gold ein weiterer Effekt Einfluss auf die optimale Targetdicke hat. Durch die höhere Ordnungszahl bedingt, könnte dies eine stärkere Aufheizung der Folie durch Röntgenstrahlung sein.

Die mit **gutem Kontrast** erreichten Protonenenergien für alle untersuchten Materialien finden sich in Abbildung (5.5).

Beginnt man bei den dickeren Folien, so stellt man fest, dass bei 20 μm die mit Tantal,

5.4. VERGLEICH DER MAXIMAL ERREICHTEN PROTONENENERGIEN IN ABHÄNGIGKEIT DES MATERIALS

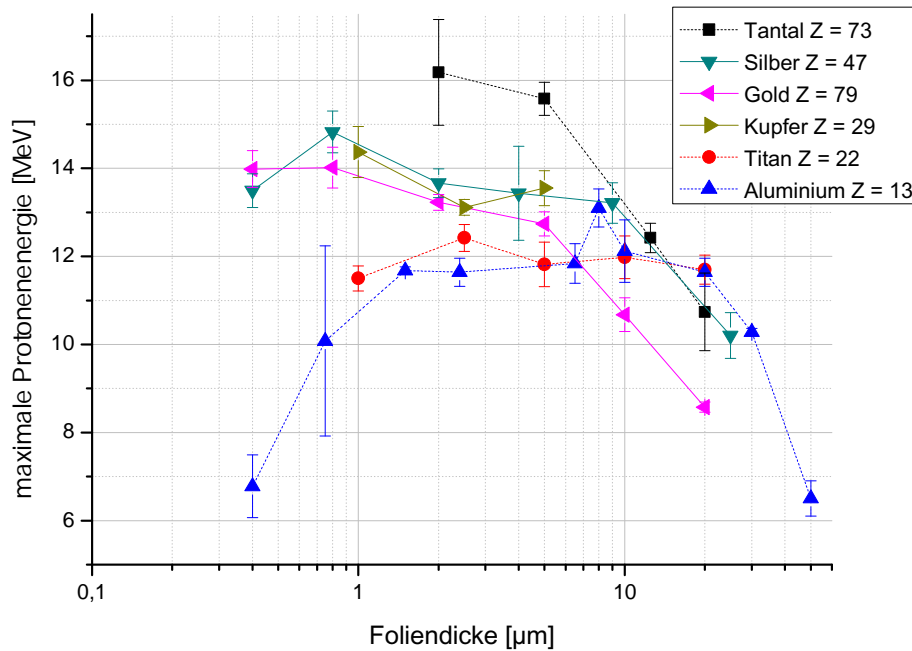


Abbildung 5.5: Die mit allen sechs untersuchten Materialien erreichte Protonenenergie ist hier in Abhängigkeit der Foliendicke aufgetragen. Dabei handelt es sich hier um die Werte, die mit **gutem Intensitätskontrast** erreicht wurden. Die mittlere Intensität für die 2013 durchgeführten Messungen (Gold, Silber, Kupfer) war $(4,7 \pm 0,5) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, während sie für die 2012 durchgeführten Messungen (Titan, Tantal, Aluminium (gestrichelt)) $(3,3 \pm 0,4) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ betrug. Dabei war bei den Messungen im Jahr 2013 die Pulsenenergie auf dem Target $(2,6 \pm 0,2)$ J und die Pulsdauer (160 ± 20) fs, während die entsprechenden Werte Anfang 2012 $(2,6 \pm 0,1)$ J und (240 ± 30) fs betragen.

Silber und Gold erreichten Energien - wie auch bei den Messungen mit normalem Kontrast - unter der mit Aluminium erreichten Energie liegen. Betrachtet man die mit einer 10 μm dicken Goldfolie erreichte maximale Protonenenergie, so ist diese nun geringer als die mit dicker Aluminiumfolie erreichte Energie bei der gleichen Dicke.

Dies könnte darauf hindeuten, dass bei dickeren Folien als der jeweils optimalen Targetdicke der verbesserte Laserkontrast einen negativen Einfluss auf den TNSA-Prozess bei der Verwendung von Materialien mit höherer Ordnungszahl hat. Die Ursache könnte wieder sein, dass die verminderte ASE nicht ausreicht, um ein „optimales“ Vorplasma zur Absorption des Hauptpulses zu erzeugen.

Für Titan hat die Kontrastverbesserung mit schneller Pockelszelle offenbar keinen oder nur

5.4. VERGLEICH DER MAXIMAL ERREICHTEN PROTONENENERGIEN IN ABHÄNGIGKEIT DES MATERIALS

einen geringen Einfluss auf die Protonenbeschleunigung. Die erzielten Energien liegen bei etwa 12 MeV, wie das auch schon für normalen Kontrast der Fall war.

Auch die erreichten Protonenenergien für Kupfer haben sich wenig geändert, allerdings liegt die erzielte Protonenenergie von $(14,4 \pm 0,6)$ MeV bei 1 μm Foliendicke minimal höher als bei normalem Kontrast.

Das Gleiche gilt hierbei für Tantal, für das die maximal erreichte Protonenenergie nun bei 2 μm Foliendicke liegt, wobei diese Änderung mit etwa 0,5 MeV allerdings nicht signifikant ist. Die hiermit erreichte maximale Protonenenergie $(16,2 \pm 0,2)$ MeV stellt mit der mit Silber bei normalem Kontrast erhaltenen maximalen Protonenenergie die insgesamt höchste gemessene Energie dar.

Wenn man sich hier die maximal erreichte Protonenenergie bei den Foliendicken von 1 μm bis 5 μm und den Materialien Kupfer ($Z = 29$), Silber ($Z = 47$) und Gold ($Z = 79$) anschaut, so stellt man fest, dass diese im Rahmen der Standardabweichung fast gleich sind. Offenbar bewirkt hier die Ordnungszahl der Materialien keinen Unterschied für die Protonenbeschleunigung, wenn der Kontrast mit der schnellen Pockelszelle verbessert wurde. Lediglich mit Tantal ($Z = 73$) konnten bei 2 μm und 5 μm Foliendicke signifikant höhere Energien erreicht werden. Möglicherweise gibt es auch hier einen anderen Grund als die hohe Ordnungszahl, weshalb Tantal offenbar besser geeignet ist, um mit dem TNSA-Prozess Protonen mit höheren Energien zu erzeugen. Wie schon beim Vergleich der mit normalem Kontrast erhaltenen Protonenenergien erwähnt, könnte eine bessere Absorption der Laserenergie bei niedrigen Intensitäten - also eine Absorption der ASE - eine Rolle spielen. Auch sei hier nochmal darauf hingewiesen, dass die Messungen mit Kupfer, Silber und Gold im Jahr 2013 durchgeführt wurden, während die Messungen mit Tantal Anfang 2012 stattfanden und dass sich durch die Umbauarbeiten am POLARIS-Laser in der Zwischenzeit, zusätzlich zur Pulsdauer, auch andere Laserparameter geändert haben könnten.

Betrachtet man nun das Verhalten der Protonenenergien bei Foliendicken kleiner als 1 μm so sieht man hier, dass für Gold und Silber die optimalen Foliendicken nun bei 0,4 μm bis 0,8 μm liegen. Für Aluminium hingegen sind die erhaltenen Protonenenergien bei diesen Foliendicken deutlich gefallen, im Vergleich zu den bei fast 12 MeV stabil bleibenden Werten, die mit 1,5 μm bis 6,5 μm dicken Folien erreicht werden konnten.

Hierbei wird wohl die durch die ASE induzierte Schockwelle eine Rolle spielen, da sich

5.4. VERGLEICH DER MAXIMAL ERREICHTEN PROTONENENERGIEN IN ABHÄNGIGKEIT DES MATERIALS

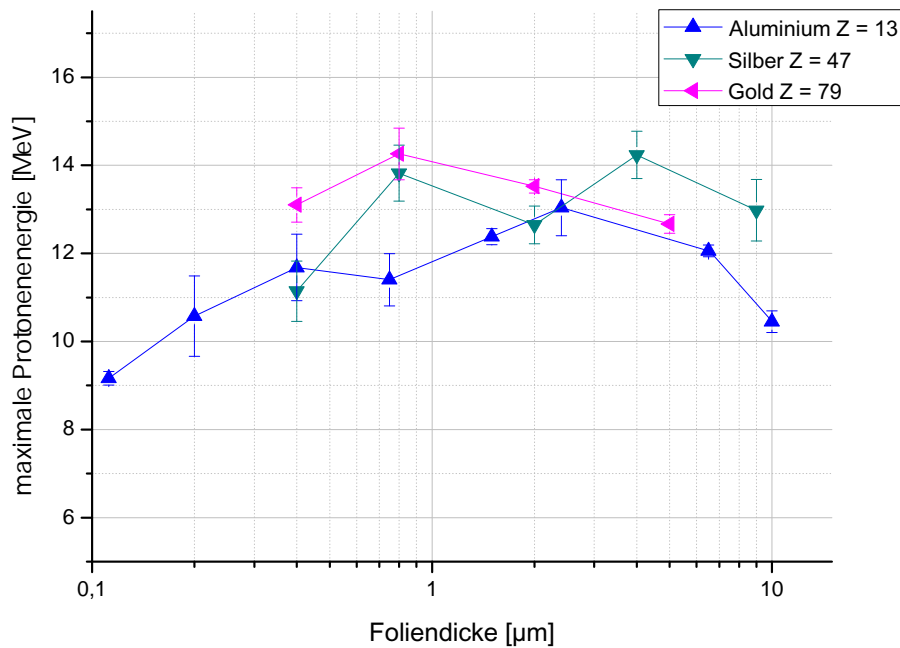


Abbildung 5.6: Die Protonenenergien, die mit Aluminium-, Silber- und Goldfolien und **sehr gutem Kontrast** erreicht werden konnten, sind hier in Abhängigkeit der Foliendicke aufgetragen. Die mittlere Intensität für die Messungen lag bei $(5,0 \pm 0,7) \cdot 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

diese in Gold und Silber aufgrund der größeren Dichte deutlich langsamer ausbreitet als in Aluminium.

Zum Schluss werden die mit **sehr gutem Kontrast** erreichten Protonenenergien für Aluminium, Silber und Gold miteinander verglichen. Diese finden sich in Abbildung (5.6).

Betrachtet man die mit Aluminium erreichten Messwerte, so hat man eine in den Bereich dünnerer Folien verschobene optimale Foliendicke von $2,4 \mu\text{m}$. Im Gegensatz dazu haben sich die optimalen Foliendicken für die beiden anderen Materialien nicht verändert, liegen also wieder bei einer Foliendicke von etwa $0,8 \mu\text{m}$. Dafür liegen die mit Silber und Aluminium gemessenen Protonenenergien bei $0,8 \mu\text{m}$ dicken Folien mit $\Delta E \approx 2 \text{ MeV}$ deutlich näher zusammen als bei gutem Kontrast mit $\Delta E \gtrsim 4 \text{ MeV}$. Für die $0,4 \mu\text{m}$ dicken Folien sind die erreichten Protonenenergien für Aluminium und Silber innerhalb der Standardabweichung gleich.

5.4. VERGLEICH DER MAXIMAL ERREICHTEN PROTONENENERGIEN IN ABHÄNGIGKEIT DES MATERIALS

Insgesamt lässt sich beim Vergleich von Aluminium, Silber und Gold bei der Verwendung von sehr gutem Kontrast feststellen, dass dieser einen positiven Einfluss auf die Ionenbeschleunigung mit Aluminium hat, da hierbei die maximal erzielte Protonenenergie nur langsam zu dünneren Folien hin abfällt.

Allerdings hat die starke Verbesserung des Intensitätskontrasts keinen oder nur einen geringen Einfluss auf Silber und Gold. Damit lässt sich feststellen, dass der Einfluss des Intensitätskontrasts vom verwendeten Targetmaterial abhängt, aber die Kontrastverbesserung mit XPW insgesamt keine Beschleunigung von Protonen mit höheren Energien ermöglicht. Allerdings könnte es auch möglich sein, dass hier wieder die steil ansteigende Intensitätsflanke bei Verwendung von XPW einen unbekanntem Effekt hat, der sich negativ auf den TNSA-Prozess auswirkt.

Beim Vergleich der mit verschiedenen Materialien erreichten maximalen Protonenenergien konnte festgestellt werden, dass die unterschiedlichen Materialien teilweise einen deutlichen Einfluss auf die erreichbare Protonenenergie haben. Allerdings lässt sich dies wohl nicht einfach auf die Ordnungszahl bzw. Massendichte reduzieren. Zwar wurden mit den Materialien mit den niedrigsten Ordnungszahlen (Aluminium und Titan) im Schnitt die geringsten Protonenenergien gemessen. Aber dafür hat sich beim Vergleich der anderen Materialien untereinander (Kupfer, Silber, Gold und Tantal) gezeigt, dass eine höhere Ordnungszahl nicht zwangsläufig zu einer höheren Protonenenergie führt. Hier werden wohl noch weitere Materialparameter eine Rolle spielen.

Beim Vergleich der optimalen Targetdicken von Aluminium, Silber und Gold konnte festgestellt werden, dass diese für Gold und Silber dünner sind als für Aluminium, was auf die höhere Dichte von Silber und Gold zurückzuführen sein sollte.

Die höchsten in diesem Experiment gemessenen Protonenenergien konnten mit normalen Kontrast mit der 2 μm dicken Silberfolie und mit gutem Kontrast mit der 2 μm dicken Tantalfolie gemessen werden und betragen jeweils etwa 16 MeV.

6 Zusammenfassung & Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einfluss verschiedenener Parameter auf die maximal erreichbare Protonenenergie bei der Laser-induzierten Ionenbeschleunigung untersucht.

Für die Bestimmung der Energie der beschleunigten Protonen kam bei den hier beschriebenen Messungen ein Thomson-Spektrometer mit MCP-Detektor (Micro-Channel Plate) zum Einsatz. Der MCP-Detektor ermöglicht eine Online-Diagnostik der erhaltenen Protonenspektren, wobei man mit ihm nicht die absolute Anzahl an detektierten Protonen pro Energieintervall erhält. Stattdessen hat man ein Signal pro Energieintervall, dessen Stärke unter anderem von der Energie der detektierten Protonen abhängt.

Um eine Aussage über die detektierte Protonenanzahl machen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Kalibrierung des MCP-Detektors mithilfe von Kernspurdetektoren vorgenommen. Diese ermöglichten eine Bestimmung der absoluten Protonenanzahl pro Energieintervall. Allerdings musste nach jeder Bestrahlung der Kernspurdetektor ausgetauscht werden. Zusätzlich erfordert die Auswertung von CR-39-Kernspurdetektoren eine umfangreiche Verarbeitung, weshalb der MCP-Detektor auch in Zukunft nicht durch Kernspurdetektoren ersetzt werden kann und soll.

Für die Kalibration wurde ein spezielles CR-39-Plättchen mit Gitterstruktur vor dem MCP-Detektor angebracht, sodass gleichzeitig ein Teil des Protonenspektrums vom CR-39-Plättchen und ein anderer Teil vom MCP-Detektor aufgenommen werden konnte. Aus dem Vergleich der beiden erhaltenen Teilspektren konnte der energieabhängige Kalibrierungsfaktor bestimmt werden. Dieser ermöglicht im Energiebereich von 3 MeV bis 7 MeV eine zuverlässige Umrechnung des erhaltenen MCP-Signals pro Energieintervall in die Anzahl der detektierten Protonen. Allerdings konnte der Kalibrierungsfaktor nicht für höhere Protonenenergien extrapoliert werden. Daher ist es erforderlich, weitere Messungen mit Protonen höherer Energie durchzuführen.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde der Einfluss des zeitlichen Intensitätskontrasts, des Targetmaterials und der Foliendicke auf die maximale Protonenenergie bei der Laser-Protonen-Beschleunigung mit dem TNSA-Prozess untersucht. Zur Verbesserung des zeitlichen Intensitätskontrasts wurden hierbei entweder eine schnelle Pockelszelle, die den Kontrast bis zu einem Zeitpunkt von 1 ns vor dem Eintreffen des Hauptpulses um etwa einen Faktor 40 verbessert, oder der XPW-Prozess verwendet. Letzterer verbessert den ASE-Kontrast um mehr als drei Größenordnungen. Bei diesen Untersuchungen hat sich herausgestellt, dass eine Verbesserung des Kontrasts nicht automatisch zu einer Erhöhung der maximalen Protonenenergie führt. Allerdings konnte bei verbessertem Kontrast und der Verwendung von dünnen Folien (Submikrometer) festgestellt werden, dass die maximale Protonenenergie weniger stark von der Foliendicke abhängt, als dies für den Laserkontrast ohne Verbesserung durch die schnelle Pockelszelle oder XPW der Fall ist. Dies ist mit den Ergebnissen von *Flacco et al.* [13] konsistent.

Die höchsten Protonenenergien konnten hingegen ohne Kontrastverbesserung durch XPW oder schnelle Pockelszelle und mit wenigen Mikrometer dicken Folien erreicht werden.

Beim Vergleich der Ergebnisse in Hinblick auf die verschiedenen Targetmaterialien konnte außerdem festgestellt werden, dass Folien, die aus Materialien mit hoher Ordnungszahl Z bestehen, prinzipiell die Beschleunigung von Protonen mit höherer Energie ermöglichen als Materialien mit niedriger Ordnungszahl.

Allerdings lässt sich nicht für alle Materialien sagen, dass eine größere Ordnungszahl in höheren Protonenenergien resultiert, da z.B. mit Goldfolien niedrigere Protonenenergien erreicht wurden als mit Silberfolien.

Um die Ursachen des unterschiedlichen Verhaltens der maximalen Protonenenergien bei der Verwendung verschiedener Targetmaterialien und Foliendicken sowie unterschiedlicher Intensitätskontraste zu finden, wären umfangreiche Simulationen des Beschleunigungsprozesses hilfreich. Durch die Vielzahl an - zum Teil gegenläufigen - Prozessen bei der Laser-Protonen-Beschleunigung wird eine qualitative Erklärung der Beobachtung erschwert. Außerdem wären weitere Messungen wünschenswert, die die Reproduzierbarkeit der erhaltenen Ergebnisse bestätigen.

Die Untersuchungen, die in dieser Arbeit beschrieben wurden, haben einen tieferen Einblick

in das Verhalten der maximalen Protonenenergie bei Verwendung von verschiedenen Intensitätskontrasten, Materialien und Foliendicken erlaubt. Hierbei hat sich herausgestellt, dass die Verwendung von einem besseren zeitlichen Intensitätskontrast und dünneren Folien nicht notwendigerweise in höheren Protonenenergien resultiert.

Da es ein wesentliches Ziel der aktuellen Forschung ist Protonen mit höheren Energien (250 MeV) für Anwendungen wie die Tumorthherapie zu erzeugen [14], muss dieses Ziel auf anderem Weg erreicht werden als nur mit der Optimierung des TNSA-Prozesses mit Folien. Ein Ansatz hierfür ist die Verwendung anderer Targetgeometrien und Materialien wie z.B. Wasserstofftröpfchen. Diese bieten zusätzlich noch den Vorteil, dass kein regelmäßiges Austauschen des Targets bei einem Experiment oder einer Anwendung erforderlich ist, wie das bei Folien der Fall ist. Zusätzlich sollte durch Beimischung von Deuterium die Erzeugung von monoenergetischen Protonenpulsen ermöglicht werden [60].

Ein weiterer Ansatz ist mit höheren Kontrastanforderungen und Pulsenergien verbunden, damit man einen anderen Beschleunigungsmechanismus effektiv nutzen kann. Innerhalb des *light sail regime* [5, 59] sagen Simulationen bei der Verwendung von wenigen Nanometer dünnen Folien und Pulsintensitäten von mehr als $10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ erreichbare Protonenenergien von über 100 MeV voraus. Diese Untersuchungen sollen in Zukunft mit POLARIS durchgeführt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Krushelnick, E. L. Clark, M. Zepf, J. R. Davies, F. N. Beg, A. Machacek, M. I. K. Santala, M. Tatarakis, I. Watts, P. A. Norreys, A. E. Dangor: *Energetic proton production from relativistic laser interaction with high density plasmas*. Physics of Plasmas, 7, No.5:2055(6), 2000.
- [2] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter V.Yu. Bychenkov: *Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser*. Physical Review Letters, 84, No.18:4108(4), 2000.
- [3] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, K. Yasuie: *Electron, photon and ions beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets*. Physics of Plasmas, 7, No.5:2076(7), 2000.
- [4] H. Daido, M. Nishiuchi, A.S. Pirozhkov: *Review of laser-driven ion sources and their applications*. Reports on Progress in Physics, 75, 2012.
- [5] A. Macchi, M. Borghesi, M. Passoni: *Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction*. Reviews of Modern Physics, 85, 2013.
- [6] D. Strickland, G. Mourou: *Compression of Amplified Chirped Optical Pulses*. Optics Communications, 55, No.6:447(3), 1985.
- [7] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, K. J. Witte: *Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments*. Physical Review Letters, 93, No.4:045003(4), 2004.
- [8] P. Antici, J. Fuchs, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, S. Gaillard, L. Romagnani, Y. Sentoku, T. Toncian, O. Willi, P. Audebert,

- and H. Pépin: *Energetic protons generated by ultrahigh contrast laser pulses interacting with ultrathin targets*. Physics of Plasmas, 14, No.3:030701(4), 2007.
- [9] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, R. A. Snavely: *Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions*. Physics of Plasmas, 8, No.2:542(8), 2001.
- [10] A. Henig, D. Kiefer, M. Geissler, S. G. Rykovanov, R. Ramis, R. Hörlein, J. Osterhoff, Zs. Major, L. Veisz, S. Karsch, F. Krausz, D. Habs, J. Schreiber: *Laser-Driven Shock Acceleration of Ion Beams from Spherical Mass-Limited Targets*. Physical Review Letters, 102, No.9:095002(4), 2009.
- [11] J. Fuchs, P. Antici, E. d’Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin, P. Audebert: *Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase*. Nature physics, 2, 48-54, 2006.
- [12] A. Flacco, F. Sylla, M. Veltcheva, M. Carrié, R. Nuter, E. Lefebvre, D. Batani, V. Malka: *Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration*. Physical Review E, 81, No.3:036405(5), 2010.
- [13] A. Flacco, T. Ceccotti, H. George, P. Monot, Ph. Martin, F. Réau, O. Tcherbakoff, P. d’Oliveira, F. Sylla, M. Veltcheva, F. Burgy, A. Tafzi, V. Malka, D. Batani: *Comparative study of laser ion acceleration with different contrast enhancement techniques*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, No.620:18(5), 2010.
- [14] U. Linz, J. Alonso: *What will it take for laser driven proton accelerators to be applied to tumor therapy*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 10, No.9:094801(8), 2007.
- [15] A. Seidel: *Zeitliche Kontrastverbesserung von fs-Pulsen mittels kreuzpolarisierter Wellenerzeugung*. Bachelorarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2013.
- [16] F. F. Chen: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Volume 1: Plasma Physics*. Plenum Press, Second Edition, 1984.
- [17] H-P. Schlenvoigt, O. Jäckel, S. M. Pfotenhauer, M. C. Kaluza: *Laser-based Particle Acceleration, in Advances in Solid-State Lasers Development and Applications*, Editor: Mikhail Grishin, InTech, 2010.

-
- [18] P. Gibbon: *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Imperial College Press, London, 2005.
- [19] M. Hornung, S. Keppler, R. Bödefeld, A. Kessler, H. Liebetrau, J. Körner, M. Hellwing, F. Schorcht, O. Jäckel, A. Sävert, J. Polz, A. K. Arunachalam, J. Hein, M. C. Kaluza: *High-intensity, high-contrast laser pulses generated from the fully diode-pumped Yb:glass laser system POLARIS*. Optics Letters, 38, No.5:718(3), 2013.
- [20] W. Kruer: *The Physics Of Laser Plasma Interactions*. Westview Press, Reprint, 2003.
- [21] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, P.V. Nickles, M. Kalashnikov, E. Risse, T. Sokollik, W. Sandner, A. Andreev, V. Tikhonchuk: *Quasimonoenergetic Deuteron Bursts Produced by Ultraintense Laser Pulses*. Physical Review Letters, 96, No.14:145006(4), 2006.
- [22] H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jäckel, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham, T. Esirkepov: *Laser-plasma acceleration of quasimonoenergetic protons from microstructured targets*. Nature Letters, 439, 445-448, 2006.
- [23] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, A. B. Langdon: *Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses*. Physical Review Letters, 69, No.9:1383(4), 1992.
- [24] O. Jäckel, J. Polz, S. M. Pfotenhauer, H-P. Schlenvoigt, H. Schwoerer, M. C. Kaluza: *All-optical measurement of the hot electron sheath driving laser ion acceleration from thin foils*. 12, 103027(13), 2010.
- [25] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, M. Allen, A. Blazevic, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan, M. Roth: *MeV Ion Jets from Short-Pulse-Laser Interaction with Thin Foils*. Physical Review Letters, 89, No.8:085002(4), 2002.
- [26] J. E. Crow, P. L. Auer, J. E. Allen: *Expansion of a plasma into a vacuum*. Journal of Plasma Physics, 14, No.1:65(10), 1975.
- [27] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, L. P. Pitaevskii: *Self-Similar Motion of Rarefied Plasma*. Soviet Physics JETP, 22, No.2:449(6), 1966.
- [28] P. Mora: *Plasma Expansion into a Vacuum*. Physical Review Letters, 90, No.18:185002(4), 2003.
- [29] V. T. Tikhonchuk, A. A. Andreev, S. G. Bochkarev, V. Yu. Bychenkov: *Ion acceleration in short-laser-pulse interaction with solid foils*. Plasma Physics and Controlled

- Fusion, 47, B869(9), 2005.
- [30] P. Mora, R. Pellat: *Self-similar expansion of a plasma into a vacuum*. Physics of Fluids, 22, No.12:2300(5), 1979.
- [31] D. J. Bond, J. D. Hares, J. D. Kilkenny: *Demonstration of Resistive Inhibition of Fast Electrons from Laser-Produced Plasmas in Low-Density Gold Targets*. Physical Review Letters, 45, No.4:252(4), 1980.
- [32] V. T. Tikhonchuk: *Interaction of a beam of fast electrons with solids*. Physics of Plasmas, 9, No.4:1416(6), 2002.
- [33] M. Hornung: *Mosaik-Gitter-Kompressor für Femtosekunden-Laserpulse hoher Energie*. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2010.
- [34] M. Wolf: *Beeinflussung von Pulsspektrum und Pulskontrast durch zeit- und frequenzabhängige Polarisationsoptiken am POLARIS- Lasersystem*. Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2008.
- [35] V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H.-M. Heuck, D. Hochhaus, D.H.H. Hoffmann, D. Javorková, H.-J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, K. Witte: *Commissioning and early experiments of the PHELIX facility*. Applied Physics B, 100, 137(14), 2010.
- [36] O. C. Slater: *Thomson parabola ion analyzer for laser-plasma studies*. Review of Scientific Instruments, 49, No.10:1493(2), 1978.
- [37] E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F. N. Beg, M. Tatarakis, A. Machacek, M. I. K. Santala, I. Watts, P. A. Norreys, A. E. Dangor: *Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids*. Physical Review Letters, 85, No.8:1654(4), 2000.
- [38] I. W. Choi, C. M. Kim, J. H. Sung, T. J. Yu, S. K. Lee, I. J. Kim, Y.-Y. Jin, T. M. Jeong, N. Hafz, K. H. Pae, Y.-C. Noh, D.-K. Ko, A. Yogo, A. S. Pirozhkov, K. Ogura, S. Orimo, A. Sagisaka, M. Nishiuchi, I. Daito, Y. Oishi, Y. Iwashita, S. Nakamura, K. Nemoto, A. Noda, H. Daido, J. Lee: *Ion spectrometer composed of time-of-flight*

- and Thomson parabola spectrometers for simultaneous characterization of laser-driven ions.* Review of Scientific Instruments, 80, No.5:053302(10), 2009.
- [39] S. Gaillard, J. Fuchs, N. Renard-Le Galloudec, T. E. Cowan: *Study of saturation of CR39 nuclear track detectors at high ion fluence and of associated artifact patterns.* Review of Scientific Instruments, 78, No.1:013304(13), 2007.
- [40] K. Harres, M. Schollmeier, E. Brambrink, P. Audebert, A. Blaževič, K. Flippo, D. C. Gautier, M. Geißel, B. M. Hegelich, F. Nürnberg, J. Schreiber, H. Wahl, M. Roth: *Development and calibration of a Thomson parabola with microchannel plate for the detection of laser-accelerated MeV ions.* Review of Scientific Instruments, 79, No.9:093306(9), 2008.
- [41] T. Schlegel, N. Naumova, V. T. Tikhonchuk, C. Labaune, I. V. Sokolov, G. Mourou: *Relativistic laser piston model: Ponderomotive ion acceleration in dense plasmas using ultraintense laser pulses.* Physics of Plasmas, 16, No.8:083103(16), 2009.
- [42] A. P. L. Robinson, P. Gibbon, M. Zepf, S. Kar, R. G. Evans, C. Bellei: *Relativistically correct hole-boring and ion acceleration by circularly polarized laser pulses.* Plasma Physics and Controlled Fusion, 51, 024004(14), 2009.
- [43] Persönliche Korrespondenz mit Marco Hornung, Institut für Optik und Quantenelektronik, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2014.
- [44] Persönliche Korrespondenz mit Hartmut Liebetrau, Institut für Optik und Quantenelektronik, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2014.
- [45] J. F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack: *SRIM – The stopping and range of ions in matter*, 2013.
- [46] Elbek-Bildanalyse GmbH: *SAMAICA*, 2007.
- [47] M. Arbatzat, K. Hegele: *PlotIt*, 2001.
- [48] J. Barnstedt: *Fortgeschrittenen Praktikum, Versuch MCP-Detektoren.* Institut für Astronomie und Astrophysik, Eberhard Karls Universität Tübingen, 2012.
- [49] Persönliche Korrespondenz mit Jens Polz, Institut für Optik und Quantenelektronik, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2014.
- [50] R. Prasad, D. Doria, S. Ter-Avetisyan, P. S. Foster, K. E. Quinn, L. Romagnani, C. M. Brenner, J. S. Green, P. Gallegos, M. J. V. Streeter, D. C. Carroll, O. Tresca, N. Dover, C. A. J. Palmer, J. Schreiber, D. Neely, Z. Najmudin, P. McKenna, M. Zepf,

- M. Borghesi: *Calibration of Thomson parabola - MCP assembly for multi-MeV ion spectroscopy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 623, 712(4), 2010.
- [51] I. Spencer, K. W. D. Ledingham, P. McKenna, T. McCanny, R. P. Singhal, P. S. Foster, D. Neely, A. J. Langley, E. J. Divall, C. J. Hooker, R. J. Clarke, P. A. Norreys, E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies: *Experimental study of proton emission from 60-fs, 200-mJ high-repetition-rate tabletop-laser pulses interacting with solid targets*. Physical Review E, 67, No.4:046402(5), 2003.
- [52] A. J. Mackinnon, M. Borghesi, S. Hatchett, M. H. Key, P. K. Patel, H. Campbell, A. Schiavi, R. Snavely, S. C. Wilks, O. Willi: *Effect of Plasma Scale Length on Multi-MeV Proton Production by Intense Laser Pulses*. Physical Review Letters, 86, No.9:1769(4), 2001.
- [53] Y. Sentoku, T. E. Cowan, A. Kemp, H. Ruhl: *High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target*. Physics of Plasmas, 10, No.5:2009(7), 2003.
- [54] D. Batani, R. Jafer, R. Redaelli, R. Dezulian, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, K. Osvay, C.-G. Wahlström, D. C. Carroll, P. McKenna, A. Flacco, V. Malka, M. Veltcheva: *Effects of laser prepulse on proton generation*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, No.620:76(5), 2010.
- [55] Y. Sentoku, V.Y. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimchuk, K. Mima, G. Mourou, Z.M. Sheng, D. Umstadter: *High-energy ion generation in interaction of short laser pulse with high-density plasma*. Applied Physics B, 74, 207(9), 2002.
- [56] A. A. Andreev, R. Sonobe, S. Kawata, S. Miyazaki, K. Sakai, K. Miyauchi, T. Kikuchi, K. Platonov, K. Nemoto: *Effect of a laser prepulse on fast ion generation in the interaction of ultra-short intense laser pulses with a limited-mass foil target*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 48, 1605(15), 2006.
- [57] J. Badziak, E. Woryna, P. Parys, K. Yu. Platonov, S. Jablonski, L. Ryc, A. B. Vankov, J. Wolowski: *Fast Proton Generation from Ultrashort Laser Pulse Interaction with Double-Layer Foil Targets*. Physical Review Letters, 87, No.21:215001(4), 2001.
- [58] M. Kaluza: *Characterisation of Laser-Accelerated Proton Beams*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik Garching, 2004.

- [59] A. P. L. Robinson, M. Zepf, S. Kar, R. G. Evans, C. Bellei: *Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses*. New Journal of Physics, 10, No.1:013021(13), 2008.
- [60] A. P. L. Robinson, P. Gibbon, S. M. Pfotenhauer, O. Jäckel, J. Polz: *Scaling of the proton density reduction scheme for the laser acceleration of proton beams with a narrow energy spread*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 51, 024001(16), 2009.
- [61] L. V. Keldysh: *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. Soviet Physics JETP, 20, No.5:1307(8), 1965.
- [62] J. Schreiber, F. Bell, F. Grüner, U. Schramm, M. Geissler, M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, B. M. Hegelich, J. Cobble, E. Brambrink, J. Fuchs, P. Audebert, D. Habs: *Analytical Model for Ion Acceleration by High-Intensity Laser Pulses*. Physical Review Letters, 97, No.4:045005(4), 2006.
- [63] J. Schreiber: *Radiation Pressure Acceleration, Signatures and Rayleigh Taylor Instability*. Vortrag TR-18 Treffen, Bad Breisig, 2010.
- [64] M. Borghesi, A. Bigongiari, S. Kar, A. Macchi, L. Romagnani, P. Audebert, J. Fuchs, T. Toncian, O. Willi, S. V. Bulanov, A. J. Mackinnon, J. C. Gauthier: *Laser-driven proton acceleration: source optimization and radiographic applications*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 50, 124040(10), 2008.
- [65] http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/atomic_number.htm Abrufdatum: 13.02.2014
- [66] A. Mančić, J. Fuchs, P. Antici, S. A. Gaillard, P. Audebert: *Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5–20 MeV) high-energy proton detectors*. Review of Scientific Instruments, 79, No.7:073301(6), 2008.
- [67] O. Jäckel: *Characterisation of ion acceleration with relativistic laser plasma*. Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2009.
- [68] M. N. Polyanskiy: *Refractive index database*. <http://refractiveindex.info> Abrufdatum: 16.02.2014

Danksagung

Zum Schluss möchte ich allen danken, die mich bei der Anfertigung dieser Master-Arbeit unterstützt haben. Ganz besonders bedanken möchte ich mich, bei :

Prof. Malte C. Kaluza für die Vergabe des Themas und der Betreuung der Masterarbeit sowie für viel Geduld und gute Ratschläge

Jens Polz für seine engagierte Unterstützung während der gesamten Arbeitszeit und besonders dem gemeinsamen Arbeiten im Labor

Diethard Klöpfel und Wolfgang Ziegler für die technische Unterstützung und viele interessante und lehrreiche Gespräche

Dr. Marco Hornung, Sebastian Keppler, Hartmut Liebetrau, Andreas Seidel, Marco Hellwing und Frank Schorcht für die angenehme Arbeitsatmosphäre am POLARIS und dafür, dass sie den Laser in Betrieb halten und verbessern

Matthew Schwab und Thorsten Rinck für die angenehme und unterhaltsame Zeit im Büro

Maria Nicolai und Alexander Sävert für konstruktive Ratschläge und allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe relativistische Laserphysik für die tolle Arbeitsatmosphäre

Zum Schluss möchte ich ganz besonders herzlich meiner Familie danken, die mich während meines gesamten Studiums und bisherigen Werdegangs unterstützt hat und meinen Freunden für Abwechslung und Motivation neben des Studiums

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände diese Arbeit der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur öffentlichen Nutzung zur Verfügung zu stellen.

Jena, den

(Georg Becker)