

Teilchenbeschleunigung durch ultraintensive Laserimpulse in sphärischen Targetsystemen

von
Dipl. Phys.
Stephan Busch
aus Berlin

von der Fakultät II- Mathematik und Naturwissenschaften
der Technische Universität, Berlin
zu Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation

Berlin 2005
D83

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. G. von Oppen

Berichter: Prof. Dr. W. Sandner
Prof. Dr. H. J. Eichler

Tag der wissenschaftliche Aussprache:

26.07.2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Laser-Plasma-Wechselwirkung	7
2.1	Vlasov Gleichung	9
2.2	Zwei-Temperatur-Modell	11
3	Experimenteller Aufbau	17
3.1	Targetsystem	18
3.1.1	Tröpfchentarget	18
3.1.2	Spray Target	20
3.2	Detektortechnik	20
3.2.1	Thomsonspektrometer	20
3.2.2	CR-39 Plastikdetektoren	22
3.2.3	MCP-Detektor-System	24
3.2.4	Elektronenspektrometer	24
4	Ionenbeschleunigung	27
4.1	Ionenspektren von D_2O und H_2O	28
4.2	Räumliche Verteilung	30
4.3	Elektronenspektrum	31
4.4	Einfaches Modell des elektrostatischen Potentials	33
4.5	Laser-Ionen Energiekonversion	33
4.6	Beschleunigungsdauer in Rückwärtsrichtung	36
4.7	Ionenspurverbreiterung	38
4.8	Spektren negativ geladener Ionen	40
4.9	Formierungsprozess der negativen Ionen	41
4.10	Modulierte Spektren	43
4.11	$H_2O - D_2O$ - Ionenspektren	47

5	Teilchensimulation (PIC)	51
5.1	Particle in Cell Simulationen	54
5.1.1	Parameteranpassung	55
5.1.2	Parametervariation	56
5.2	Energiespektren der Protonen	58
5.3	Zweikomponentige Boltzmannverteilung	62
6	Modellerweiterung	65
6.1	Modellvorstellung	65
6.2	HO-Modell	67
7	Neutronenerzeugung	71
7.1	Neutronendetektion	72
7.2	Primär- und Sekundärtarget	74
7.3	Deuteriumspektren eines Tröpfchen-Targets	76
7.3.1	Einfluß von Schuß - zu Schuß - Schwankungen	78
7.3.2	Korrelationsmessungen	78
7.3.3	Neutronen-Spektren von Einzeltröpfchen	79
7.3.4	Polystyrol-Target	81
7.3.5	Spektralverteilung ohne Sekundärtarget	83
7.3.6	Shadow bar	88
7.4	Spraytarget	90
7.5	Neutronen aus Spraytarget	91
	Zusammenfassung	93
	Veröffentlichungen	115
	Danksagung	117

Kapitel 1

Einleitung

In den letzten zwei Jahrzehnten entwickelte sich die Beschleunigung von geladenen Teilchen mit Hilfe von hochintensiven Laserfeldern zu einem wichtigen Gebiet der Plasmaphysik. Ermöglicht wurde diese Entwicklung vor allem durch die enorme Steigerung der Laserintensitäten.

Mit kurzen und energetischen Laserpulsen können nun Plasmen mit neuartigen Eigenschaften erzeugt werden. Als Basisprozeß werden dabei mit starken Laserfeldern in Materie (Targets), zunächst Elektronen auf hohe Energien beschleunigt. Diese Elektronen bauen ein Feld ($> \text{Teravolt/m}$) an der Grenzschicht zwischen Plasma und Vakuum auf, welches die Ionen zu MeV-Energien beschleunigen kann. Dieser Beschleunigungsprozeß wird "Target Normal Sheath Acceleration" (TNSA) genannt [1]. Im Gegensatz zu herkömmlichen Beschleunigern, bei denen die Beschleunigungsstrecke mehrere km ist, liegt die Beschleunigungsstrecke bei der Laser - Plasma - Beschleunigung im (μm) Bereich. Für Anwendungen, (z.B. Untersuchung von dichten Plasmen), wäre eine monoenergetische Energieverteilung mit einer hohen Ionenausbeute wünschenswert. Bisher überstreichen die erzeugten Ionenenergien pro Laserpuls jedoch ein breites Energiespektrum (keV bis mehrere MeV). Im Verlauf der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente, wurden breite Modulationen (Energilücken oder "Dips") in den gemessenen Energiespektren von Ionen beobachtet. Wäre es möglich diese Modulationen gezielt in ihrer Breite zu beeinflussen und trotzdem eine hohe Ionenausbeute in diesem Bereich zu erzielen, so könnte das Ziel eines monoenergetischen Ionenstrahls mit hoher Ionenausbeute verwirklicht werden.

Materie kann in vier Aggregatzuständen vorliegen: Als Festkörper, als

Flüssigkeit, als Gas sowie als Plasma. Für die Ausbildung eines Plasmas aus einem der drei anderen Aggregatzustände ist die Ionisation von Atomen notwendig. Ein Plasma ist ein Ensemble von positiven, negativen und ggf. auch neutralen Teilchen. Ist die Ausdehnung des Plasmas L sehr viel größer als die Debyelänge $\lambda_{De} = \epsilon_0 k_B T_e / e_0^2 N_e$, so wird das Plasma als quasineutral bezeichnet. Die Debyelänge gibt an, ab welcher Entfernung die elektromagnetischen Kräfte bei einer hohen Elektronenkonzentration abgeschirmt werden. Zum Beispiel ergibt sich für ein Plasma mit einer Elektronentemperatur $T_e = 1eV$ und einer Elektronendichte $N_e = 10^{21} cm^{-3}$ eine Debyelänge von $\lambda_{De} = 7.5 \times 10^{-8} cm$. Seit Anfang der 90er Jahre ist es möglich mit kompakten, leistungsstarken Lasern, Felder zu erzeugen, die Elektronen bis auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigen können. Diese Leistungssteigerung der Laser wurde durch die Übertragung eines Verfahrens aus der Radartechnik, das sogenannte "Chirped Pulse Amplification" Verfahren, auf Lichtpulse [2, 3] ermöglicht. Diese Technik erlaubt es, die Intensitäten soweit zu steigern, so daß inzwischen Intensitäten bis zu $10^{21} \frac{W}{cm^2}$ im Fokus eines Laserstrahls erzeugt werden können.

Bei solch enormen Intensitäten beträgt die elektrische Feldstärke des Laserpulses ca. $10^{14} V/m$, was dem 200-fachen der atomaren Feldstärkeinheit $E_{a_0} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_0^2} = 5 \times 10^{11} V/m$ entspricht (a_0 =Bohr'scher Radius, e =elektrische Ladung, ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante). Diese Feldstärken sind um Größenordnungen höher als die in großen Teilchenbeschleunigern. Das legt nahe, neue und effiziente Beschleunigungskonzepte für geladene Teilchen mit Hilfe von intensiven Laserfeldern zu entwickeln. Durch diese Felder können z.B. Protonen auf sehr kurzen Strecken, die typischerweise in der Größenordnung der Debyelänge liegen, auf einige 10MeV Energie beschleunigt werden. Mit den heute zur Verfügung stehenden Lasern ist es noch nicht möglich, annähernd soviele Protonen auf ähnlich hohe Energie wie in herkömmlichen Linearbeschleunigern oder Ringbeschleunigern zu beschleunigen. In diesen Beschleunigern werden z.B. 10^{11} Protonen auf Energien bis zu 820 GeV beschleunigt. Diese Werte sind im Vergleich zur Laser-Plasma-Beschleunigung um fünf Größenordnungen größer. Die Strecke auf der die Beschleunigung der Ionen erfolgt, sind jedoch um mehr als neun Größenordnungen größer, als bei der Laser-Plasma-Beschleunigung. Diesen Vorteil gilt es, für die Entwicklung laser getriebener Beschleunigungsstufen zu nutzen.

Eng gekoppelt an das Problem der Ionenbeschleunigung ist das der Elektronenbeschleunigung. Das Konzept der Laser-Plasma-Beschleunigung für Elektronen wurde erstmals von Tajima und Dawson [4] 1979

vorgeschlagen. Im Gegensatz zu konventionellen Linearbeschleunigern sind Beschleunigungsgradienten in ionisierten Laserplasmen nicht auf mehrere 100MV/m beschränkt, sondern können mehrere TV/m erreichen. In den letzten 25 Jahren wurden verschiedene Beschleunigungsmodelle und Konzepte realisiert. Einige der wichtigsten sind die Laser Wake Field Acceleration (LWFA) [4, 5, 6, 7], die Plasma Wake Field Acceleration (PWFA)[5, 8, 9, 10] und die Plasma Beat Wave Acceleration (PBWA) [4, 5, 11, 12].

Durch diese hohen Beschleunigungsgradienten werden die Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt, wodurch die Dynamik der Elektronen nicht mehr mit einem thermodynamischen Zugang beschrieben werden kann.

Die Mechanismen, die verantwortlich sind, daß Teilchen mit derartig hohen Energien aus Plasmen emittiert werden, sind von fundamentalem Interesse. Mit Hilfe von Grundlagenforschung soll ein besseres Verständnis dieser Vorgänge erreicht werden. Aber auch eine Vielzahl von Anwendungen sind denkbar, wie z.B. in der Kernfusion (induzierte Trägheitsfusion), Hochenergiephysik, Lithographie bis hin zu medizinischen Anwendungen (Protonen und Positronentherapie).

Die Untersuchung von dichten Plasmen und die Erzeugung von hochenergetischen Protonenstrahlen [13, 14] sind zugleich wichtige Anwendungsbereiche der Teilchenbeschleunigung [15, 16, 17, 18, 19], um die Dynamik oder Dichteverteilungen innerhalb dieser Plasmen selbst, mittels sogenannter Protonenradiographie, zu untersuchen.

Ziel der Experimente, die in dieser Arbeit beschrieben werden, war es zu verstehen, welche Beschleunigungsprozesse in einem isolierten Tröpfchentarget relevant sind und welche Eigenschaften (Abstrahlcharakteristik, Ionenausbeute) oder eventuelle Vorteile diese Targets gegenüber herkömmlichen ebenen Targets haben.

Zum Beispiel stellte sich die Frage, ob es möglich ist, Energieverteilungen von Protonenstrahlen zu beeinflussen. Die Möglichkeit der Erzeugung eines monoenergetischen Protonenstrahls ist eine wichtige Voraussetzung, um mit zukünftigen sogenannten "Pump- and Probe" Experimenten dichte Plasmen mit monoenergetischen Protonenstrahlen zu bestrahlen um magnet- sowie elektrische Felder innerhalb der dichten heißen Plasmen zu untersuchen.

Im Kapitel 4 werden Experimente [14, 13, 20] vorgestellt, bei denen die, im Max-Born-Institut mit Hilfe eines Ti:Sa Höchstfeldlasersystems

erzeugten, Plasmen untersucht wurden. Insbesondere wird den Energiespektren der emittierten Ionen große Bedeutung beigemessen, da aus diesen Rückschlüsse auf die Dynamik innerhalb des Plasmas gezogen werden können. Aber auch die Emission von Elektronen sowie Röntgenstrahlung und Neutronen (Kapitel 7) [21, 22] dienen zur Charakterisierung der Plasmaprozesse. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten, ist es erforderlich einen kinematischen [23, 24, 25] Zugang zu wählen, siehe Kapitel 2.1. In dieser Arbeit (Kapitel 5.1) wird ein sogenannter "Particle in Cell"-Code (PIC-Code) [26, 27, 28] verwendet, um die Vorgänge innerhalb des Plasmas und beim Übergang in das angrenzende Vakuum mittels Computersimulationen zu untersuchen. Ein PIC-Code löst die kinematischen Gleichungen numerisch und ermöglicht somit die Visualisierung der inneren Vorgänge in einem dichten Plasma.

Die Prozesse innerhalb des Plasmas sollen hier mit einem hydrodynamischen Modell untersucht werden und zusätzlich mit Hilfe eines PIC (Particle in Cell)-Codes verifiziert werden. Schon Mitte der sechziger und siebziger Jahre wurden analytische Modelle der freien Expansion von Laser erzeugten Plasmen unter anderem von Gurevich [24], Crow [29] und Wickens [23] entwickelt und zur Beschreibung der Plasmadynamik angewendet. Die dabei entdeckten Energielücken ("Dips") im Spektrum der Ionen wurden im hydrodynamischen Plasmamodell von Wickens mit zwei Elektronendichtekomponenten mit zwei Temperaturen erklärt.

Dieses Modell wird auch in dieser Arbeit angewendet, wobei die Begrenzungen dieses Modells im Hinblick auf die gefundenen experimentellen Resultate diskutiert werden. Eine weitergehende Interpretation der experimentellen Resultate wird mit Hilfe eines erweiterten Modellansatzes plausibel gemacht.

Kapitel 2

Laser-Plasma- Wechselwirkung

Ein Plasma kann im wesentlichen durch drei Modelle [5] beschrieben werden: durch ein hydrodynamisches Modell, das kinematische Modell und durch das sogenannte Teilchen Modell. In den folgenden Kapitel werden diese Theorien erläutert, wobei speziell auf die Teilchentheorie sowie die kinematische Theorie eingegangen wird.

In dem hydrodynamischen Modell wird das Plasma als Flüssigkeit behandelt. Um ein hydrodynamisches Problem zu lösen, müssen die Erhaltungssätze für die Massen, die Energien sowie für die Impulse an die Maxwell-Gleichungen angekoppelt werden. Des weiteren muss ein sogenanntes lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTG) vorausgesetzt werden und die Zustandsgleichungen für Druck p , Temperatur T , Energie W müssen bekannt sein. Dies ist in den meisten Fällen bei Laser erzeugten Plasmen nicht der Fall, weshalb man auf die kinematische Theorie sowie die Teilchen-Theorie zurückgreifen muß.

In der kinematischen Theorie werden ein Satz von Verteilungsfunktionen von Plasmateilchen zusammen mit den Maxwellgleichungen gelöst (Vlasov-Maxwellgleichungen). Die Teilchentheorie befasst sich mit der Beschreibung eines Plasmas mit Hilfe der Bewegungsgleichungen und geeigneten Mittelungen für einzelne Teilchenensembles in Plasmen und versucht mit Hilfe von Computersimulationen einen Zugang zu komplexen Problemen in der Plasmaphysik zu schaffen, die analytisch noch nicht gelöst werden können.

Durch die enorme Leistungssteigerung der Computer in den letzten zwei Jahrzehnten wurde die detaillierte Modellierung von Effekten in Plasmen sowie deren Ausbreitungscharakteristika möglich. Eine effiziente

Methode um Laser erzeugte Plasmen zu simulieren ist die sogenannte Particle in Cell (PIC) Simulation [30, 31, 32, 33]. Bei dieser Methode werden Plasmen durch Ionen und Elektronen beschrieben, die sich gegenseitig durch ihr elektrisches sowie magnetisches Feld und ein "externes" Laserfeld beeinflussen.

Im wesentlichen werden bei einer PIC-Simulation (Kapitel 5.1) die Bewegungsgleichungen auf einem Raumgitter unter Berücksichtigung der Felder und Teilchendichten sowie deren Ströme integriert.

Nachfolgend werden in Kapitel 2.1 und Kapitel 2.2 die Grundlagen eines Teilchen- und eines Hydrodynamischen Modells erläutert, die im weiteren benutzt werden, um die gefundenen experimentellen Resultate zu interpretieren.

2.1 Vlasov Gleichung

Für eine große Anzahl an Teilchen, die untereinander wechselwirken, ist eine statistische Beschreibung geeignet. In diesem Kapitel soll das kinematische Modell zur Beschreibung eines Plasmas detaillierter erläutert werden. Eine grundlegende physikalische Größe ist die Verteilungsfunktion (klassische Wahrscheinlichkeitsdichte) $F(q_k, p_k, t)$, wobei $q_k, p_k, k = 1, \dots, K$ Koordinaten darstellen, die den Phasenraum beschreiben. Ein Teilchen, das sich durch die Ortskoordinate q_k auszeichnet, soll den zugehörigen Impuls p_k haben. Hat ein System mit N Teilchen s Freiheitsgrade, so gilt $K=sN$. Die Wahrscheinlichkeit, ein System zur Zeit t in einem Zustand $(q_1, q_1 + dq_1), (p_1, p_1 + dp_1), \dots, (q_K, q_K + dq_K), (p_K, p_K + dp_K)$ anzutreffen, wird mit $F(dq_1, \dots, dq_K dp_1, \dots, dp_K)$ beschrieben. Zur Erhaltung der Wahrscheinlichkeitsdichte muß gelten

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \sum_{k=1}^K \frac{\partial(F q_{k,t})}{\partial q_k} + \sum_{k=1}^K \frac{\partial(F p_{k,t})}{\partial p_k} = 0 \quad (2.1)$$

wobei das Gleichungssystem (Gleichung 2.1) durch den klassischen Hamiltonoperator $H(q_k, p_{k,t})$ beschrieben wird und die Bewegungsgleichungen

$$q_{k,t} = \frac{\partial H}{\partial p_k}, \quad p_{k,t} = -\frac{\partial H}{\partial q_k} \quad (2.2)$$

erfüllt. Die t -Indizes sollen die Ableitung der jeweiligen Variablen nach der Zeit verdeutlichen. Ausgehend von diesem Gleichungssystem erhält man $\partial q_{k,t}/\partial q_k = \partial p_{k,t}/\partial p_k$. Mit Gleichung 2.1 folgt das Liouville Theorem

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \sum_{k=1}^K q_{k,t} \frac{\partial(F)}{\partial q_k} + \sum_{k=1}^K p_{k,t} \frac{\partial(F)}{\partial p_k} \equiv \frac{DF}{Dt} = 0 \quad (2.3)$$

Dieses grundlegende Theorem der statistischen Mechanik besagt, daß gleiche Phasenraumvolumen die gleiche Existenzwahrscheinlichkeit besitzen.

Für einen Prozess, der sich nicht im Lokalen Thermodynamischen Gleichgewicht (LTG) befindet, gilt: Eine allgemeine Lösung ist gleichbedeutend mit der Lösung der Bewegungsgleichungen für alle Teilchen (vergl. Gleichung 2.2). Da es technisch schwierig ist, alle Bewegungsgleichungen für ein System zu lösen, welches aus einer Vielzahl von Teilchen besteht, muß eine Näherungslösung der Liouvilleschen Gleichungen (Gleichung 2.3) herangezogen werden.

Für identische Teilchensorten wird der Phasenraum eines einzelnen

Teilchens betrachtet, statt des Phasenraumes aller Teilchen. Es seien $\mathbf{x} = (\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$, $\mathbf{v} = (\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y, \mathbf{v}_z)$ die kartesischen Orts- bzw. Geschwindigkeitsvektoren eines Teilchens. Zusätzlich definiert man eine Funktion $f(x, v, t)$, um die Wahrscheinlichkeitsdichte des gesamten Phasenraums F zu eliminieren. Dadurch wird $f d^3x d^3v$ identisch mit der Zahl der Teilchen in $((x, x + dx), (v, v + dv))$. Benutzen des Liouvilschen Theorems führt auf

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) f_j + (\mathbf{a} \cdot \nabla_v) f_j = 0 \quad (2.4)$$

dabei ist \mathbf{v} die Geschwindigkeit und \mathbf{a} die Beschleunigung der Teilchen. Für ein Teilchen mit der Masse m und der Ladung q lauten die Bewegungsgleichungen im elektromagnetischen Feld:

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{x}}{dt}, \quad \mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.5)$$

Die Vlasov-Gleichungen werden oft auch als Vlasov-Maxwell-Gleichungen bezeichnet, um die Kopplung zwischen Gleichung 2.4 und den Maxwell-Gleichungen (vgl. Gleichungen 5) zu unterstreichen. Die Funktion f_j ist eine Näherungs- oder Glättungsfunktion welche eine Mittelung über ein Phasenraumvolumen $d^3x d^3v$ mit einer großen Anzahl an Teilchen ($j=e,i$; e =Elektronen, i =Ionen) beschreibt. Die Vlasov-Gleichungen berücksichtigen keine Stöße in Plasmen. Zur Beschreibung von Effekten, in denen die direkte Wechselwirkung keine entscheidende Rolle spielt, ist diese Beschreibung ausreichend. Für eine exaktere Beschreibung muß man jedoch die sogenannte Vlasov-Boltzman-Gleichungen heranziehen. In diesem Fall muß ein zusätzlicher sogenannter Stoßterm in Gleichung 2.4 eingeführt $(\partial f_j / \partial t)_{\text{stoß}}$ werden [34]. Der in dieser Arbeit verwendete PIC-Code (siehe Kapitel 5) verwendet die stoßfreien Vlasov-Gleichungen (Gleichung 2.4) und vernachlässigt die Stöße der Teilchen untereinander.

2.2 Zwei-Temperatur-Modell

In diesem Kapitel wird ein hydrodynamisches Modell vorgestellt, welches die experimentell beobachteten Energieeinbrüche (Dips) in Ionenspektren (Kapitel 4) erklären kann. Wickens et al. [23] haben ein Modell entwickelt, welches aus einer Kombination von einem Elektronendichteverhältniss n_h/n_c und einem Temperaturverhältniss T_h/T_c zwischen heißen und kalten Elektronen Energieeinbrüche in Ionenspektren in einem frei expandierenden Plasma erklären kann.

Als Randbedingung wählt man zum Zeitpunkt $t=0$ ein quasineutrales Plasma, welches aus Ionen bzw. Protonen mit der Ladung Ze und einer Dichte n_0 am Ort $x < 0$ besteht. Der Abstand $x > 0$ sei der Abstand zu einem angenommenen ebenen Target. Die Geschwindigkeitsverteilung besteht aus zwei Temperaturkomponenten, einer heißen T_h und einer kalten T_c . Durch die Propagation der Elektronen und der höheren Trägheit der Ionen erfolgt eine lokale Ladungstrennung, die ein Potential ϕ aufbaut. Solange die Plasmaausbreitung sehr lange gegenüber der Elektronenoszillation ist, kann man annehmen, daß sich jede Elektronenkomponente im Gleichgewicht mit dem elektrostatischen Potential befindet und somit die Dichteverteilungen der einzelnen Komponenten mit einer Boltzmanverteilung $n_c = n_{c0} \exp(e\phi/kT_c)$; $n_h = n_{h0} \exp(e\phi/kT_h)$ beschrieben werden kann. Dabei ist n_c und n_h jeweils die Dichte der kalten und heißen Elektronenkomponente, ϕ ist das elektrostatische Potential, e die Elektronenladung, k ist die Boltzmannkonstante und n_{c0} sowie n_{h0} sind jeweils die kalten sowie heißen Elektronendichten im ursprünglichen Plasma, so daß $Zn_0 = n_{c0} + n_{h0}$ gilt. Die charakteristische Skalenlänge der Plasmadichteveränderung ist im allgemeinen groß im Vergleich zur Debye-Länge. Deshalb bleibt das Plasma quasineutral während der Expansion und es gilt $Zn = n_h + n_c$. Dabei beschreibt n die Ionendichte.

Die Herleitung der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen erfolgt unter Verwendung der stoßfreien hydrodynamischen Gleichungen für die Energie- und Impulserhaltung. Die Temperaturen der heißen sowie kalten Elektronen werden während der selbstähnlichen Plasmaexpansion (zu verschiedenen Zeiten ist die Temperaturverteilung gleich und ändert sich nicht mehr) als konstant angenommen. Formt man die hydrodynamischen Gleichungen [23] so um, daß der selbstähnliche Parameter $\xi = x/t$ die unabhängige Variable wird, so erhält man

$$(v - \xi)dn/d\xi + ndv/d\xi = 0, \quad (2.6)$$

$$(v - \xi)dv/d\xi + (S^2/n)dn/d\xi = 0$$

sowie $v - \xi = S$. Dabei ist v die Ionengeschwindigkeit, M die Ionenmasse und

$$S = [Z(n_h + n_c)/(n_h/kT_h + n_c/KT_c)M]^{1/2} \quad (2.7)$$

ist die Ionenschallgeschwindigkeit. Daraus folgt aus den obigen Gleichungen

$$dv/d\xi = -(Ze/SM)d\phi/d\xi \quad (2.8)$$

Integriert man nun Gleichung 2.8 unter Verwendung der Randbedingungen $\Phi = 0$, $v = 0$ und $S = S_0$ im ungestörten Plasma, so erhält man

$$v = \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_h}\right)^{-1} \left[\frac{C_c}{T_c} \ln \left(\frac{S - C_c S_0 + C_c}{S + C_c S_0 - C_c} \right) + \frac{C_h}{T_h} \ln \left(\frac{C_h + S C_h - S_0}{C_h - S C_h + S_0} \right) \right] \quad (2.9)$$

mit $C_h = (ZkT_h/M)^{1/2}$, $C_c = (ZkT_c/M)^{1/2}$ und der Schallgeschwindigkeit S im Quellplasma. Aus Gleichung 2.9 und dem Zusammenhang $v - \xi = S$ kann man die Ionengeschwindigkeit als eine Funktion des Abstandes vom Quellplasma und der Zeit t bestimmen, solange sich die Ionen nicht im Gleichgewicht mit dem elektrostatischen Potential $\frac{1}{2}Mv^2 \neq |e\phi|$ befinden. Es wird angenommen, daß die selbstähnliche Lösung gültig ist, sobald ab einem Zeitpunkt t_0 keine weitere Ionen beschleunigt werden. Nach diesem Zeitpunkt bewegen sich die Ionen mit konstanter Geschwindigkeit weiter, welche sie aus dem selbstähnlichen Potential erhalten haben.

Unter der Annahme, daß $(\partial N/\partial v)_{t=t_0} dv$ die Anzahl der Ionen in einem Geschwindigkeitsbereich dv zu einem Zeitpunkt t_0 ist, $(\partial N/\partial v)_{t=t_0} = At_0 n d\xi/dv$ und benutzt man die Beziehung $v - \xi = S$, sowie Gleichung 2.8, so folgt

$$\frac{1}{An_0 t_0} \left(\frac{\partial N}{\partial v} \right)_{t=t_0} = \frac{n}{n_0} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{n_h}{[n_h/T_h + n_c/T_c]^2} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_h} \right)^2 \right] \quad (2.10)$$

Aus den Gleichungen 2.10 und 2.9 (A ist die Fläche des Ladungsdetektors), erhält man bei geeigneter Wahl der Anfangsbedingungen Abbildung 2.1 ein markantes Minimum (Dip), an dem die Anzahl der Ionen deutlich reduziert ist. Dieser Dip entwickelt sich in einem Bereich des selbstähnlichen Flusses in dem die Ionen frei expandieren. Seine Tiefe ist in erster Linie davon abhängig, wie die Temperaturverhältnisse T_h/T_c gewählt werden. Die größte Änderung tritt auf, wenn die Werte für die Temperaturverhältnisse zwischen heißen und kalten Elektronen

zwischen 8 und 9 liegen. Liegt der Wert niedriger als 6, so ist kein Dip zu erkennen.

In einem lasererzeugten Plasma gilt oftmals $n_{h_0} \ll n_{c_0}$. Aus Glei-

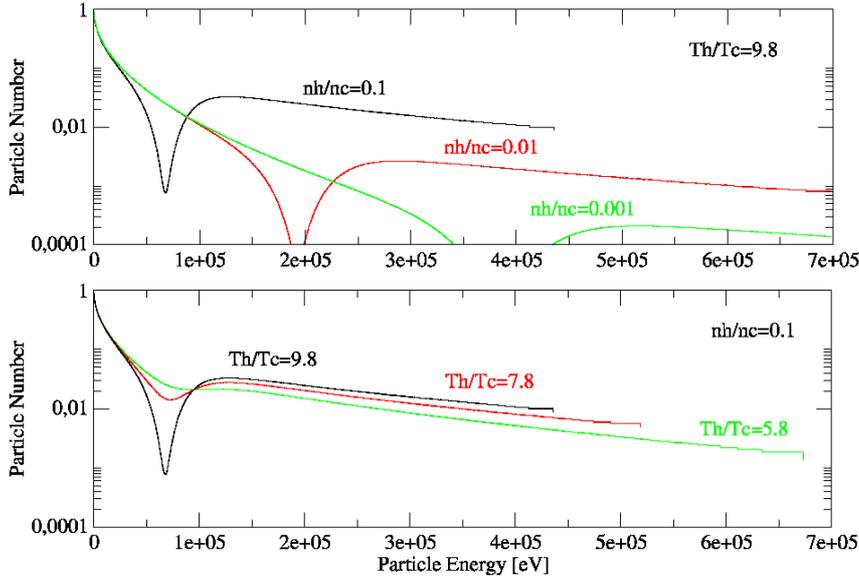


Abbildung 2.1: Ionenspektren nach Wickens und Allen für verschiedene Dichte- und Temperaturverhältnisse. In der oberen Abbildung wurde das Temperaturverhältnis $T_h/T_c = 9.8$ konstant gehalten und die Dichteverhältnisse der heißen und kalten Elektronenkomponente variiert ($n_h/n_c = 0.1 - 0.001$). Im unteren Graphen wurde das Dichteverhältnis konstant bei $n_h/n_c = 0.1$ gehalten und die Temperaturverhältnisse von $T_h/T_c = 5.8$ bis $T_h/T_c = 9.8$ variiert.

chungen 2.9 und 2.10 folgt dann für die Anzahl der Ionen

$$(\partial N/\partial v)_{t=t_0} \simeq A t_0 n_{c_0} \exp(-v/C_c) \quad (2.11)$$

bei niedrigen Ionengeschwindigkeiten und

$$(\partial N/\partial v)_{t=t_0} \simeq A t_0 n_{h_0} \exp(-v/C_h + B) \quad (2.12)$$

für hohe Ionengeschwindigkeiten.

In Abb.2.1 sind verschiedene Ionenspektren für unterschiedliche Anfangsbedingungen dargestellt. Die Asymptote ist gegeben durch $-(M/ZkT_c)^{-1/2}$

und $-(M/ZkT_h)^{-1/2}$. Daraus lassen sich die Werte für die heißen und kalten Temperaturen bestimmen. Die Funktion weist eine Singularität auf, wenn das Verhältnis von heißen zu kalten Elektronentemperaturen den Wert $T_h/T_c \approx 9.9$ übersteigt.

In Kapitel 4 ist ein in einer experimentellen Kurve auftretender Dip mit den oben beschriebenen analytischen Funktionen angepasst worden. Es zeigt sich, daß die anzunehmenden Werte für die heißen und kalten Elektronen, sowie deren Dichteverhältnisse in einem realistischen Bereich liegen und mit anderen Messergebnissen (Kapitel 4) korrespondieren.

Eine Darstellung für das Zustandekommen der Dips ist in Abbildung

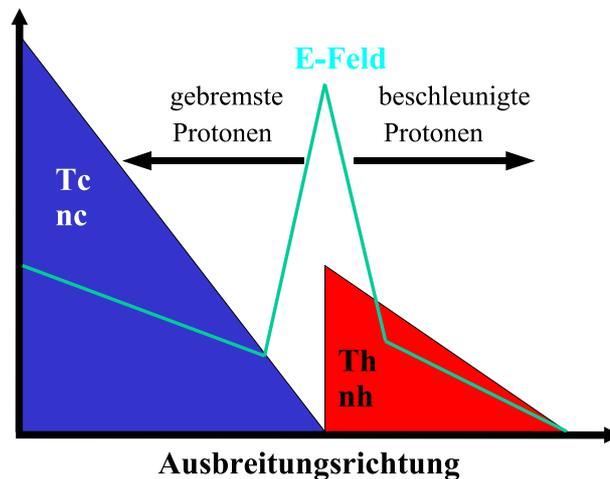


Abbildung 2.2: Zwischen zwei Elektronendichtekomponenten mit unterschiedlichen Temperaturen, wird ein elektrisches Feld aufgebaut, das die Ionen an der Vorderfront beschleunigt und an der Rückfront abbremst. Dadurch entsteht ein energetische Lücke im Energiespektrum der Ionen.

2.2 gegeben. Durch die Existenz zweier Elektronendichten mit zwei Temperaturen, bildet sich zwischen diesen Dichtekomponenten n_c und n_h ein elektrisches Feld aus. Bei der gleichförmigen Expansion des Plasmas werden im Bereich der heißen Komponente Protonen beschleunigt und im Bereich der kalten Komponente abgebremst (siehe auch Abbildung 2.2). Aufgrund der Annahme in diesem Modell, daß nach dem

Beschleunigungsprozess der Ionen keine weitere Wechselwirkung mit dem Laserimpuls erfolgt und somit keine weitere Beschleunigung stattfindet, kann auch immer nur ein Dip mit diesem Modell erklärt werden. Die Erzeugung eines Laserplasmas ist jedoch, insbesondere wenn unterschiedliche Ionen vorhanden sind, ein dynamischer Prozess und deshalb sind weitere Modifikationen in einem realen Spektrum zu erwarten. Bei dem oben beschriebenen Modell wird vorausgesetzt, daß sich die Dichteverteilung und Temperaturverteilung während der Plasmaexpansion nicht ändert. Aus PIC - Simulationen geht jedoch hervor, daß dies nicht der Fall ist. Außerdem werden bei hohen Intensitäten und fs-Laserimpuls Anregung mehrere Dips beobachtet. Das legt die Vermutung nahe, daß nicht nur eine approximierete quasi "isotherme Plasmaexpansion entscheidend ist, sondern vielmehr eine Erweiterung dieses Modells notwendig ist. In Kapitel 6 wird eine mögliche Erweiterung skizziert und erörtert werden.

Kapitel 3

Experiment

Ein Hauptziel dieser Arbeit ist es, zu verstehen, ob bei sphärischen Targetsystemen der Beschleunigungsprozess für Ionen ähnlich wie in einem ebenen Targetsystem abläuft. Es ist bekannt, daß bei ebenen Targetsystemen und kurzen Laserpulsen der TNSA-Mechanismus [1] der vorherrschende Mechanismus ist, der Ionen bzw. Protonen effektiv zu hohen Geschwindigkeiten beschleunigt. Auf Grund der Geometrie ist dies zunächst nicht ohne weiteres auf sphärische Targetsysteme zu übertragen und wurde deshalb experimentell untersucht. Außerdem war es von Interesse, ob es möglich ist, die Geschwindigkeitsverteilung von Ionen oder Protonen zu beeinflussen und in wie weit die Dichte sowie Temperatur der Elektronen für die räumliche Ausbreitungscharakteristik verantwortlich ist.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Laser-Plasma Wechselwirkungsexperimente wurden mit Hilfe des Ti:Sa-Höchstfeld-Lasersystems des Max-Born-Instituts [18] durchgeführt. Die zentrale Wellenlänge dieses Lasers liegt bei $\lambda = 815nm$, die Impulslänge beträgt $\tau \sim 40fs$. Der Laserstrahl wird über ein Vakuumsystem durch ein dünnes Quarzfenster E in die Targetkammer (Abbildung3.1) geführt. Über einen Umlenkspiegel U wird der Laserstrahl mit einem Durchmesser von $d=70mm$ und einer Energie W_{Laser} bis zu 800mJ auf einen "Off-Axis"-Parabolspiegel S, (f/2.5) gelenkt und von dort in den zentralen Bereich der Vakuorkammer auf ein H_2O – oder D_2O –Target P, ($\varnothing = 15\mu m - 20\mu m$) fokussiert. Der Fokusedurchmesser \varnothing_{Fokus} liegt zwischen $10\mu m$ und $20\mu m$, die mittlere Intensität auf der Targetoberfläche ergibt sich bei den hier beschriebenen Experimenten, in Abhängigkeit von den verwendeten Impulsdauern und Impulsenergien, zu $7 \times 10^{17} \frac{W}{cm^2}$ bis $2 \times 10^{19} \frac{W}{cm^2}$.

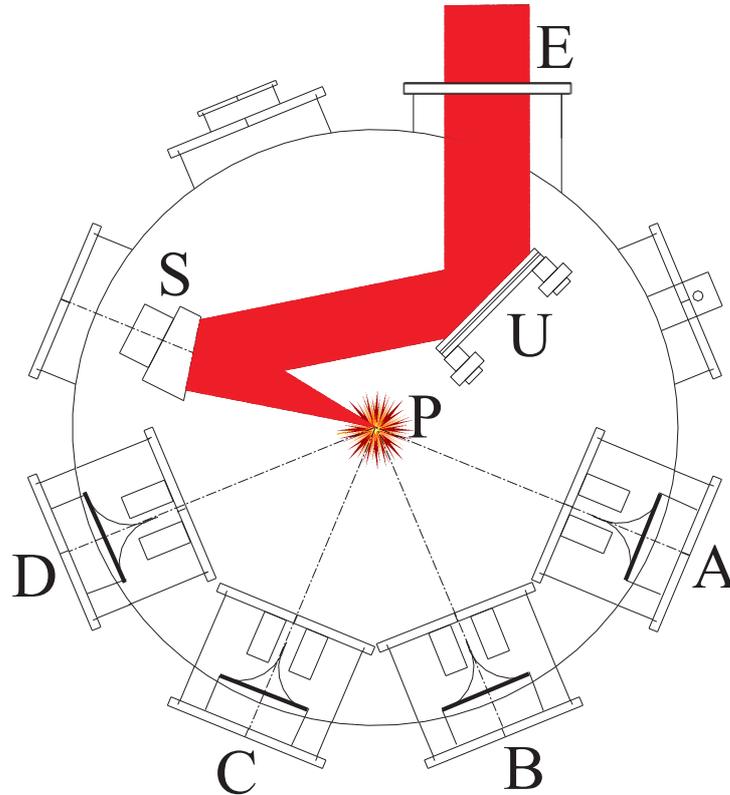


Abbildung 3.1: Vakuummutter mit 4 Thomsonspektrometern (A-D) und dem Verlauf des Laserstrahls (rot), P Plasma im Zentrum der Vakuummutter, Eintrittsfenster E

3.1 Targetsystem

Bei den Experimenten wurde ein isoliertes Tröpfchen-Target sowie ein Spray-Target verwendet. Das Tröpfchen-Target hat den Vorteil, daß das Lasersystem bei einer Repetitionsrate von 10Hz betrieben und ohne einen Austausch des Targets kontinuierlich gemessen werden kann. Durch die Isolierung des Targets gegenüber der Targetkammer werden zusätzlich Einflüsse, die eventuell durch die Targethalterung verursacht werden, vermieden.

3.1.1 Tröpfchentarget

Die Flüssigkeitströpfchen wurden mittels eines kommerziellen Düsen-systems (Siemens-Elema bzw. Microjet Component) erzeugt. Hierbei wird

eine Flüssigkeit (Wasser H_2O oder schweres Wasser D_2O) mit hohem Druck $P=30\text{bar}$ durch eine Düse mit einem Durchmesser $\varnothing_{Düse} = 10\mu\text{m}$ gedrückt. Es bildet sich ein Flüssigkeitsstrahl mit einem Durchmesser $\varnothing_{Strahl} \approx 20\mu\text{m}$. Dieser Strahl zerfällt auf Grund der Oberflächenspannung nach ca. 1mm - 2mm in gleich große Tröpfchen, welche einen Durchmesser $\varnothing_{Tröpfchen} \approx 20\mu\text{m}$ haben. Die Parameter der Tröpfchenquelle sind in anderen Arbeiten [35, 36] detailliert untersucht worden und ergaben die gleichen Ergebnisse. Deshalb werden diese Parameter [35, 36] zur Interpretation der hier durchgeführten Experimente verwendet. Der Abstand der einzelnen Tröpfchen zueinander beträgt $70\mu\text{m}$. Dieser Wert stimmt auch mit Resultaten aus Modellrechnungen zu den Neutronenexperimenten (vgl. Kapitel 7) überein.

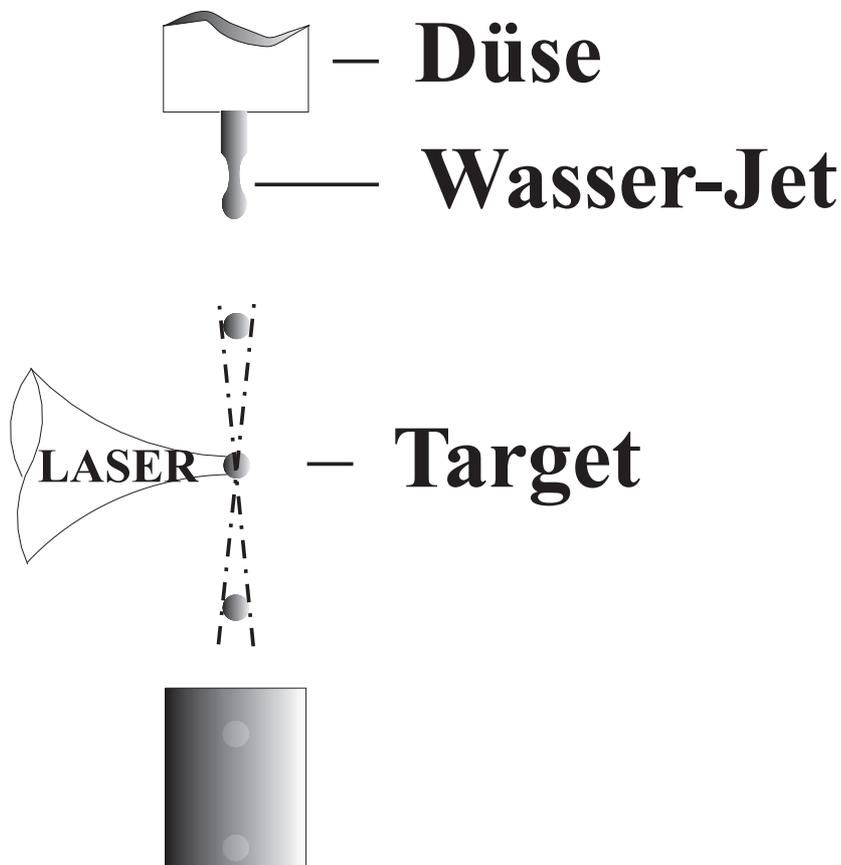


Abbildung 3.2: Düsensystem zur Erzeugung von $10\mu\text{m} - 20\mu\text{m}$ großen Wassertröpfchen, der Wasserjet zerfällt nach 1-2mm in einzelne Tröpfchen, mit einem Abstand von $70\mu\text{m}$.

3.1.2 Spray Target

Als zweites Targetsystem wurde ein von S.Ter-Avetisyan entwickeltes Spray Target [20] verwendet. Dazu wird D_2O oder H_2O durch eine Düse in einem beheizten Expansionskanal gedrückt. Die einzelnen Tröpfchen des Sprays haben im Gegensatz zu den Tröpfchen aus dem Wasserjet lediglich einen Durchmesser von ca. 150nm. Die Anzahl der Tröpfchen/Volumen im Laserfokusbereich bei einem Abstand zum Düsenausgang von 1 mm beträgt 10^{11} cm^{-3} . Dies wurde mit Hilfe von Streuungsexperimenten verifiziert, die eine Mie-Streuungscharakteristik [37] zeigten.

3.2 Detektortechnik

Für einen Teil der Experimente wurde ein CR-39 Plastikdetektor [15, 38, 39, 40] verwendet. Damit war es möglich eine hohe Anzahl von Ionenimpulsen zu integrieren und eine präzise Bestimmung der maximal erreichbaren "cut-off"-Energien durchzuführen. Bei der Verwendung der CR-39 Detektoren wurde immer über zahlreichen Schüssen integriert. Dadurch integriert man ebenfalls über die Schuß- zu - Schuß - Schwankungen des Lasers. Die Variation der Pulsenergie liegt im Prozentbereich. Der räumliche "Jitter" des Laserfokus liegt in der Größenordnung des Fokusedurchmessers, so daß sich unterschiedliche Auftreffpunkte am Tröpfchen ergeben. Detaillierte Untersuchungen benötigen eine Einzelschuß ("single-shot") Diagnostik. Deshalb wurden nach den ersten Vorversuchen die CR-39 Plastikdetektoren durch Multi-Channel-Plates (MCP) ersetzt. Der hier an die MCP gekoppelte Phosphorschirm wurde mit Hilfe einer gekühlten 12bit Kamera abgebildet und mit einem Computer ausgewertet.

3.2.1 Thomsonspektrometer

Aus dem Plasma werden Teilchen mit unterschiedlichem Masse/Ladungsverhältnis sowie unterschiedlicher Energien emittiert. Für die Detektion und Charakterisierung der austretenden Teilchen habe ich ein Thomsonspektrometer aufgebaut. Ein solches Spektrometer verwendet ein magnetisches Feld \mathbf{B} und ein parallel zu den magnetischen Feldlinien angelegtes elektrisches Feld \mathbf{E} . Durchfliegen geladene Teilchen die beiden zueinander parallelen Felder (Abbildung 3.3), so treffen die Teilchen auf der Detektorebene in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit und

Masse entlang einer Kurve auf, die in guter Näherung eine Parabelform hat. Mit Gleichung 3.1 kann die Bahn der verschiedenen Ionen berechnet werden.

$$y = \frac{mE}{qB^2lD}x^2 \quad (3.1)$$

Hier bezeichnet m die Masse des geladenen Teilchens, $q = Z * e_0$ den Ladungszustand, l die Länge der Wechselwirkungszone im elektrischen $E=100\text{kV/m}$ und magnetischen Feld $B=0.2\text{T}$ mit dem geladenen Teilchen und D den Abstand zwischen der Mitte der Wechselwirkungszone und dem Abstand zum Detektor. Typische Werte für die Abstände sind $l=5\text{cm}$ bzw. $D=14\text{cm}$.

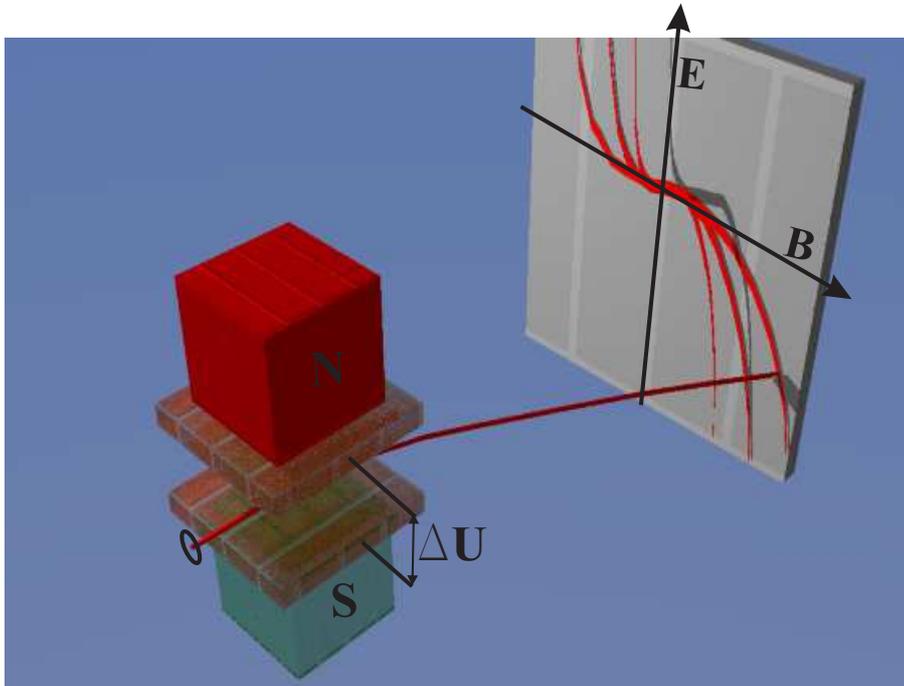


Abbildung 3.3: Ionen gelangen durch eine Blende (links) in ein paralleles elektrisches- und magnetische Feld (mitte) und werden auf eine Parabelbahn gezwungen, bevor sie auf einen Detektor (rechts) treffen. Die verschiedenen Parabelbahnen repräsentieren verschiedene Masse-Ladungsverhältnisse.

Die vom Plasma emittierten Ionen propagieren durch eine Blende in das Thomson-Spektrometer. Die Ionen werden entsprechend ihres Ladungs / Masse Verhältnisses auf unterschiedliche Parabelbahnen ab-

gelenkt. Nach dem Durchflug durch das Spektrometer bewegen sich die Ionen gleichförmig und werden durch die oben beschriebenen Detektoren registriert.

3.2.2 CR-39 Plastikdetektoren

Auf die Oberfläche der CR-39 Plastikdetektoren [41] auftreffende hochenergetische Teilchen, verändern den Bindungszustand der polymerisierten Molekülketten der Auftreffstelle und Bindungen werden aufgebrochen. Entsprechend der Teilchenenergie erfolgen diese Modifikationen in Abhängigkeit von der Eindringtiefe der Ionen in das Material. Durch Behandlung ("Entwicklung") der Oberfläche mit einer 6N NaOH-Lauge ($T = 90^\circ\text{C}$), werden die zerstörten Bereiche ausgewaschen und unter dem Mikroskop sind ca. $1 - 2\mu\text{m}$ große Löcher zu erkennen, die jeweils die Wirkung eines Ions repräsentieren. In unserem Fall liegen die Ionenenergien und damit die Eindringtiefen in einem Bereich, so daß eine unmittelbare Oberflächenmodifikation erfolgt.

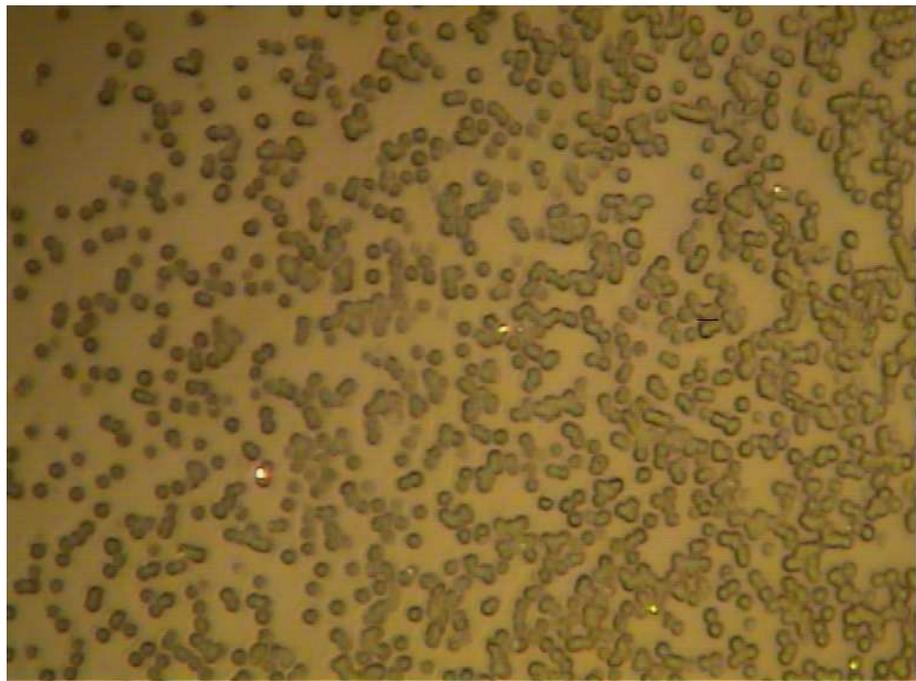


Abbildung 3.4: 40-fach vergrößerte Darstellung einer Protonenspur aus Abbildung 3.5 auf einer CR-39 Platte. Sichtbar sind einzelne Löcher, die durch Protonen verursachte wurden.

In Abbildung 3.4 sind die einzelnen Löcher, die durch die Wech-

selwirkung der Ionen mit dem CR-39 und dem anschließenden Auswaschen mit der Natronlauge entstanden sind, deutlich zu erkennen. Die einzelnen Löcher haben entsprechend des Ladungs/Masse Verhältnisses der unterschiedlichen Teilchen einen unterschiedlichen Durchmesser und Tiefe. Löcher die von Protonen erzeugt wurden, haben z.B. einen Durchmesser von ca. $1\mu\text{m}$. Der Einfluß der Ionenenergie auf die Größe der einzelnen Löcher wurde in anderen Arbeiten z.B. in [38] bestimmt. Unter anderem ist es möglich, anhand der Tiefe eine relativ genaue Bestimmung der Ionenenergien vorzunehmen [41]. Dies sollte aber nicht Gegenstand dieser Arbeit sein. Hier wurde die maximale Emissionsenergie (Abbildung 3.5) und die Ionensorte anhand der Parabelbahn bestimmt. Wie präzise die cut-off-Energie der Ionenspuren

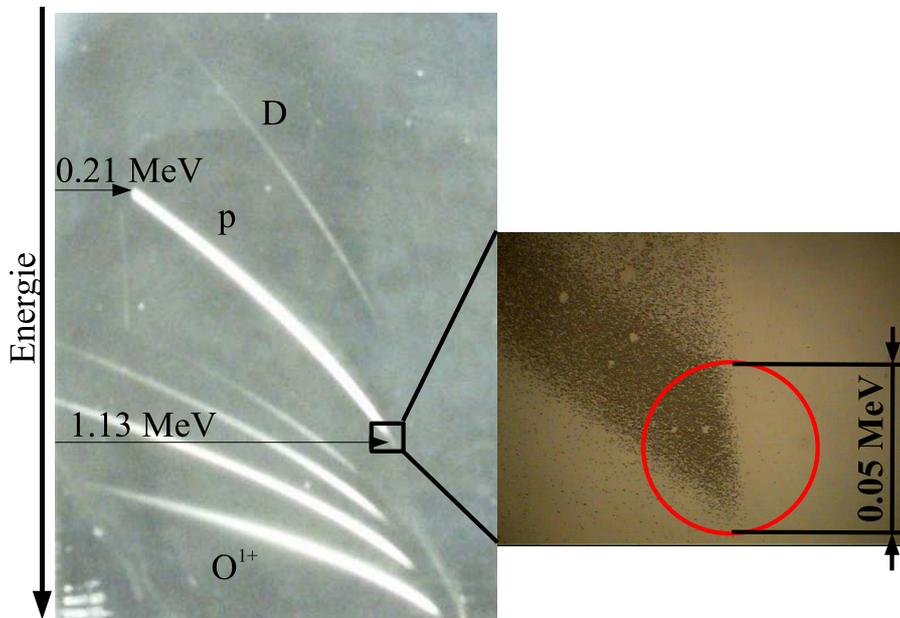


Abbildung 3.5: Aus einem Ionenspektrum (links) erhaltener 4-fach vergrößerter cut-off-Bereich (rot) maximaler Ionenergien, die mit einem CR-39 Plattendetektor registriert wurden.

bestimmt werden kann, ist aus Abbildung 3.5 erkennbar. Im Prinzip ist die minimal mögliche Auflösung der Energien der einzelnen Teilchen nur vom Radius der Lochgrößen, die von den Ionen geschlagen werden, abhängig. Die tatsächliche Auflösung wird von der Geometrie des Thomson-Spektrometers bestimmt. Hier gehen der Abbildungsmaßstab bzgl. der Entfernungen von der Quelle zum "pin-hole" und vom

”pin-hole” zur Detektorebene, der ”pin-hole”-Durchmesser, sowie die Anordnung des dispersiven Elementes (B-Feld) ein (siehe auch Kapitel 4.7).

3.2.3 MCP-Detektor-System

Das MCP-Detektor-System hat den Vorteil, daß Einzelschußaufnahmen, der bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung erzeugten Ionenspuren sofort dargestellt werden können. Dabei ist es nicht notwendig ein aufwendiges Bearbeitungs und Auszählverfahren wie bei den CR-39 Plastikdetektoren anzuwenden. Auftreffenden Ionen erzeugen in den Mikrokanälen (Durchmesser $50\mu m$) Elektronen. Diese Elektronen werden durch eine angelegten Spannung von ca. 1-1.5kV beschleunigt, dadurch findet eine Elektronenvervielfachung statt. Nach dem Durchlauf der Elektronen durch die Mikrokanäle werden die Elektronen nachbeschleunigt und gelangen auf einen Phosphorschirm, wo sie einen Leuchtpunkt erzeugen, der mit einer CCD-Kamera abgebildet wird. Es erfolgt eine elektronische ”Online”-Aufnahme der einzelnen Leuchtpunkte, welche die Ionen repräsentieren. Das System wurde mit einer Am^{241} – Quelle kalibriert. Am^{241} ist ein α – Strahler der He – Kerne mit einer Energie von 5.4MeV emittiert. Die Linearität der Empfindlichkeitskurve der MCP wurde nachgewiesen indem die α – Teilchen mit Hilfe von Aluminium Filtern abgebremst wurden. Dadurch ergab sich ein ”Empfindlichkeitsfaktor” der MCP, welcher proportional zur Ionenanzahl ist.

3.2.4 Elektronenspektrometer

Die Bestimmung des hochenergetischen Anteils des emittierten Elektronenspektrums erfolgte mit Hilfe eines Elektronenspektrometers. Zur Realisierung des Elektronenspektrometers wurde zwischen einen Hufeisenmagnet $B=270mT$ oder $500mT$ ein GAFchromic-Film (HD-810) angebracht. Die Elektronen werden durch das Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen (siehe Abbildung 3.7). Bei niedrigen Energien der Elektronen ergeben sich kleine Kreisbahnen und entsprechend größere bei hohen Energien. Deponieren Elektronen Energien in einer sensitiven Schicht im Filmmaterial, so ändert sich die optische Transmission (Es ergibt sich eine bläuliche Verfärbung.). Mit Gleichung 3.2 läßt sich aus dem Radius r die kinetische Energie E_{kin} der Elektronen bestimmen. Dabei ist m die relativistische Masse und m_0 die Ruhemasse der

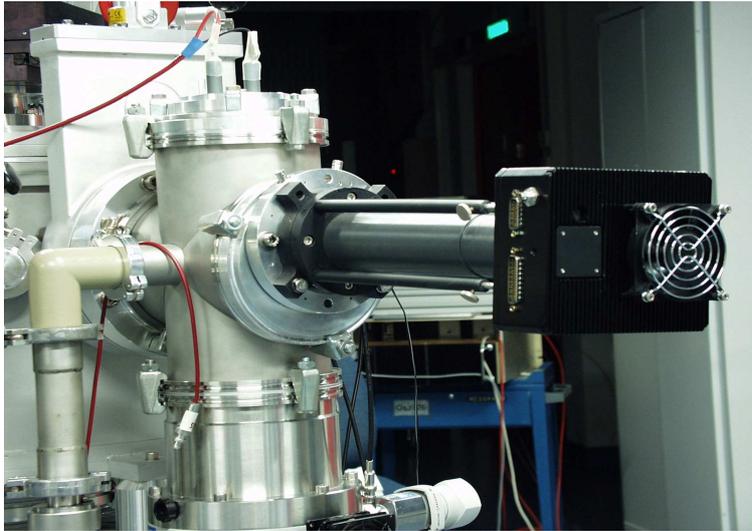


Abbildung 3.6: Im Vordergrund ist die gekühlte Kamera zu sehen, welche die von der MCP registrierte Protonenspür ablichtet.

Elektronen.

$$r = \frac{v}{B \frac{e}{m}}$$

$$E_{kin} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} m = \gamma m_0 \quad (3.2)$$

Der GAFchromic-Film (HD-810) ist sensitiv für Elektronen mit Energien ab 10keV (Abbildung 3.8). Eine Untersuchung der relativen Empfindlichkeiten des Films wurde mit Elektronenstrahlen mehrerer Elektronenmikroskope bei verschiedenen Energien durchgeführt.

Die Änderung der Lichttransmission dieses Filmes zeigt für Elektronenenergien $E_{kin} > 20keV$ keine Energieabhängigkeit. Die Schutzschicht des HD-810 bewirkt, daß Elektronen $< 20keV$ bis zur sensitiven Farbstoffschicht gelangen können.

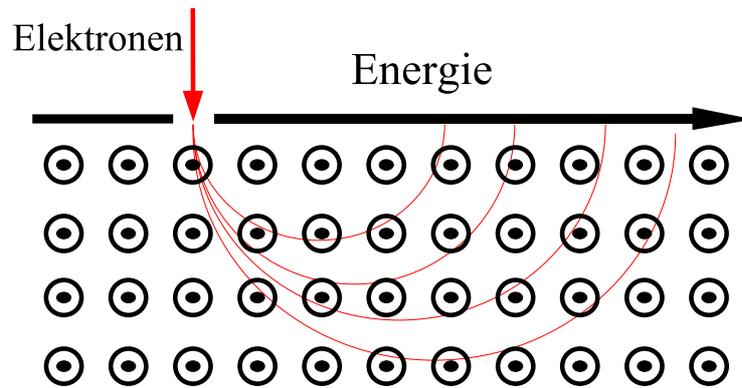


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des Elektronenspektrometers. Die Elektronen gelangen durch eine Blende in ein Magnetfeld und werden durch die Lorentzkraft auf Kreisbahnen gezwungen.

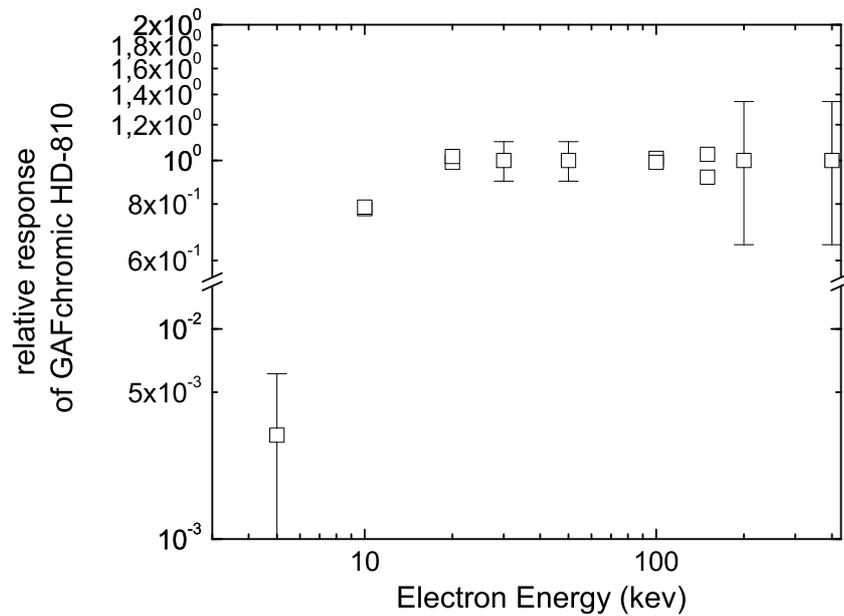


Abbildung 3.8: Abhängigkeit der Lichttransmission eines mit Elektronen exponierten HD-810 Films in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. (Es wurde versucht jeweils die gleiche *Exposition* \simeq *Stromfluß* \times *Zeit* einzustellen.)

Kapitel 4

Ionenbeschleunigung

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse, die bei experimentellen Untersuchungen an einem tröpfchenförmigen Targetsystem erhalten wurden, dargestellt.

Die Untersuchung eines solchen Targetsystems ist von besonderem Interesse, da es mit hoher Repetitionsrate betrieben und untersucht werden kann und zusätzlich einen hohen Fluß von geladenen Teilchen erzeugt. Dies ist ein erheblicher Vorteil gegenüber anderen Targetsystemen, z.B. bei der Diagnostik und Datenakkumulation, die nur im Einzelschußbetrieb untersucht werden können. Wie in diesem Kapitel gezeigt wird, ergibt sich allerdings ein erheblicher Nachteil gegenüber ebenen Targetsystemen. Es ist nicht möglich, einen gerichteten Ionenstrahl zu erzeugen, was dieses Targetsystem für spätere Anwendungen, z.B. "Pump and Probe" Experimente, aufgrund der dadurch geringen Ionenzahl in einem kleinen Raumwinkel ungeeignet erscheinen läßt.

Bei den hier vorgestellten Experimenten, waren vor allem die räumliche Verteilung der Ionen, die cut-off-Energien der verschiedenen Ionensorten, sowie die Ionenausbeuten die pro Schuß erzielt werden konnten, von Interesse.

Die Experimente wurden mit dem Ti:Sa – Hochleistungslaser des Max-Born-Instituts (Kapitel 3) durchgeführt. Die Laserpulse haben, im Gegensatz zu [1, 42, 43], eine 3-10 mal kürzere Pulslänge, dafür aber eine 10-40 fach geringere Pulsenergie. Die zur Verfügung stehende Intensität ist jedoch nahezu vergleichbar. Dadurch ist es möglich, mit einem kompakten Lasersystem ähnliche Laserintensitäten zu erzeugen wie mit großen Laseranlagen, deren Pulslängen länger sind, jedoch höhere Energien besitzen.

Zunächst wurden Experimente durchgeführt, in denen CR-39 [44] Plattendetektoren (vergl. Kapitel 3.2.2) verwendet wurden. Die ersten Experimente wurden noch auf Grund von Laserjustierproblemen mit einem degradierten Fokus von $10\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ durchgeführt. Die Laserintensität im Fokus- und somit auf der Targetoberfläche ($15\mu\text{m}$) betrug dabei ca. $0.8 - 1 \times 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Zur Intensitätsbestimmung wurde mit Hilfe einer CCD-Kamera die Größe des Fokus bei stark abgeschwächter Laserstrahlung bestimmt. Unter der Annahme, daß der Fokus bei hohen Intensitäten im Vakuum nicht degradiert, ergibt sich bei einer Laserenergie von 0.7J - 0.9J eine Intensität von $0.8 - 1 \times 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

4.1 Ionenspektren von D_2O und H_2O

Das Ziel dieser Experimente war es, einen ersten Eindruck über die Art des Beschleunigungsprozesses, der bei der Teilchenbeschleunigung mit kurzen Laserpulsen und sphärischen Targets vorherrscht, zu gewinnen. Die Ionenspuren wurden über mehrere tausend Schüsse mit CR-39 Platten aufsummiert und erstmals gleichzeitig in vier Raumrichtungen (vergl. Abbildung 3.1) relativ zur Laserausbreitungsrichtung registriert ($0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 139^\circ$). Die elektrische Feldstärke zwischen den Ablenkplatten der vier Thomson-Spektrometer betrug $E_{\text{Feld}} = 6\text{kV/cm}$ und die Magnetfeldstärke $B=0.27\text{T}$. Der Abstand zwischen der Eintrittsblende des Thomsonspektrometers und dem Plasma betrug 35cm.

In Abbildung 4.1 sind Photographien von Ionenspektren dargestellt, wobei H_2O und D_2O Wassertröpfchen bestrahlt wurden.

Die Ionenspuren wurden mittels eines Mikroskops vermessen und daraus die cut-off-Energie (vergl. Abbildung 4.2) bestimmt. Die Energie lässt sich aus der Ablenkung y der Teilchen mit einer einfachen geometrischen Betrachtung und damit der daraus resultierenden Gleichung $E_{\text{kin}} = \frac{eElD}{2y}$ berechnen. Bei diesen Experimenten wurden pro Experiment ungefähr 10^5 Laserschüsse integriert.

Die aus den gemessenen Ionenspuren bestimmten cut-off-Energien sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Wie der Abbildung 4.2 zu entnehmen ist, besitzen Protonen, Deuteronen sowie Sauerstoffionen O^+ mit gleicher Ladung q , aber unterschiedlicher Masse m , ähnliche Maximalenergien im Bereich von 1MeV.

Im linken Spektrum (H_2O) (Abbildung 4.1) sind alle Ionisationsstufen des Sauerstoffs O^{1+} bis O^{8+} und die Spuren der Protonen (p) deutlich zu erkennen. Das Protonensignal im Falle des D_2O Spektrums

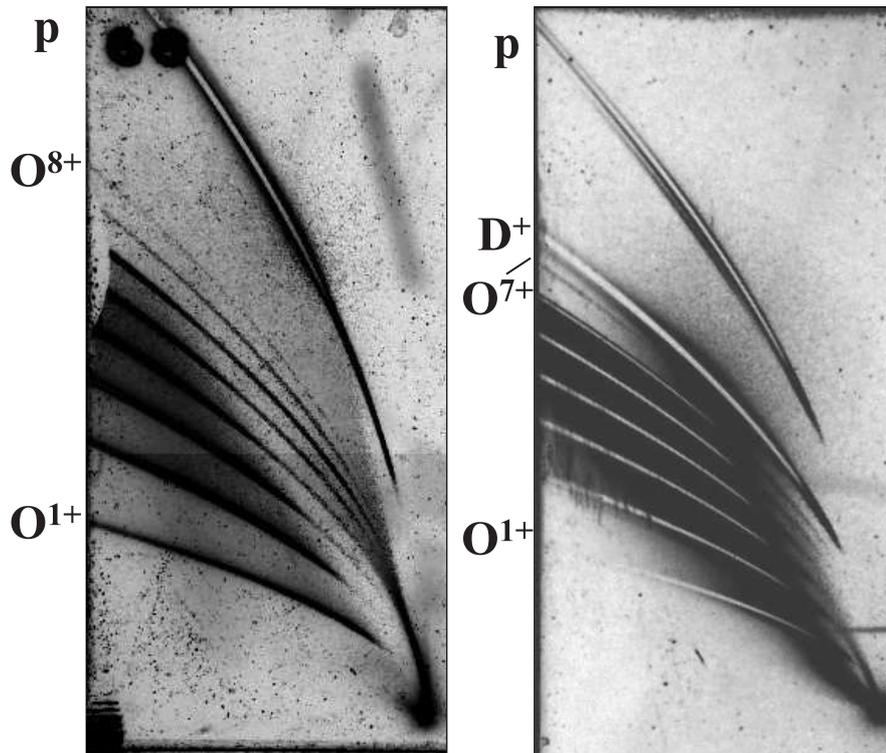


Abbildung 4.1: Parabelförmige Ionenspuren auf einer CR-39 Platte von einem D_2O - Target (rechts), die O^{8+} -Spur wird von den Deuteriumionen überlagert und einem H_2O - Target (links) mit allen zu erwartenden Ionisationsstufen

rührt vermutlich von Verunreinigungen des Düsensystems her. Schwächere Signale der siebten und achten Ionisationsstufe von Sauerstoff sind ebenfalls zu erkennen. Im D_2O Spektrum wird die Spur der achten Ionisationsstufe (O^{8+}) von Deuterium überlagert, da beide annähernd das gleiche Masse/Ladungsverhältnis haben.

Dies ist im wesentlichen in guter Übereinstimmung mit der Theorie der elektrostatischen Feldbeschleunigung (Kapitel 4.4, [1, 42, 43]). Einen weiteren Hinweis hierzu liefert die Tatsache, daß die Maximalenergie der Sauerstoffionen mit steigender Ionisationsstufe bis auf 6 MeV ansteigt (Abbildung 4.2). Die Ionen werden durch ein quasistatisches Feld beschleunigt und nicht, wie man erwarten könnte, durch thermische Expansion.

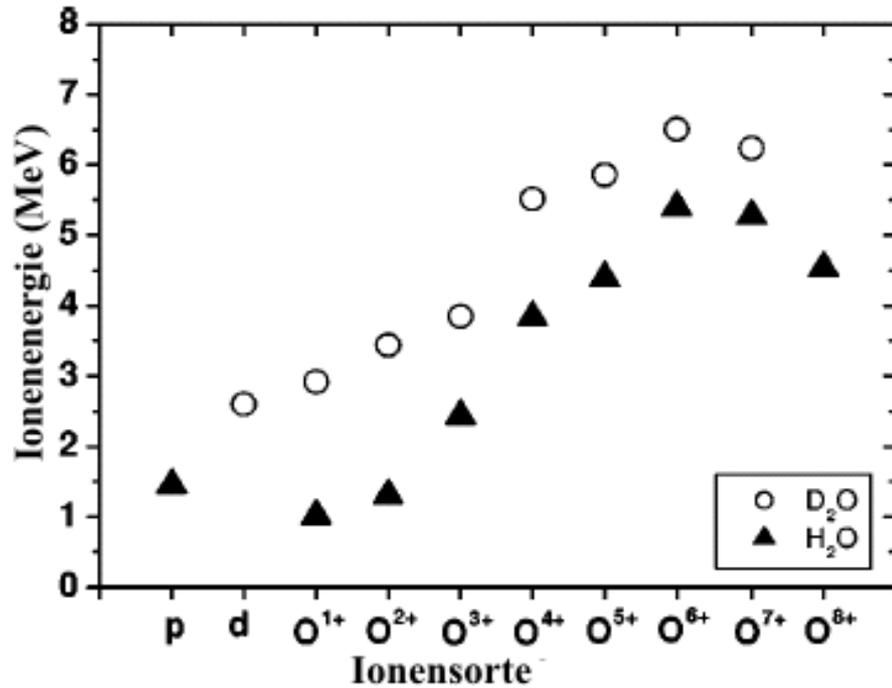


Abbildung 4.2: Maximale "cut-off"-Energien für die registrierten Ionensorten auf einer CR-39-Platte bei einem D_2O sowie einem H_2O -Target

4.2 Räumliche Verteilung

Das Ziel dieser Experimente war es, zu zeigen, daß in einem spärlichen Target die Beschleunigung der Ionen senkrecht zur Targetoberfläche erfolgt und nicht in Richtung der Laserausbreitungsrichtung.

Die aufgebaute Diagnostik auf der Basis von vier Thomsonspektrometern erlaubte es erstmals die Spektren gleichzeitig in vier Raumrichtungen aufzunehmen. Eine erhaltene Emissionscharakteristik ist in dem Polardiagramm in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Daten wurden während eines experimentellen Durchlaufs im selben Experiment aufgenommen. Es zeigt sich, daß eine um einen Faktor 1.5–2 erhöhte "cut-off"-Energie in einem Emissionswinkel von 135° zur Laserpropagationsrichtung auftritt. Diese erhöhte Maximalenergie der Ionen weist darauf hin, daß die deponierte Laserenergie an der Targetvorderseite (Fläche an die der Laser das Target trifft) ein elektrisches Feld generiert, welches die Sauerstoffionen zu höheren Energien beschleunigt als an der Rückseite. Da das Beschleunigungsfeld durch hochenergetische Elektronen (siehe Kapitel 4.4) generiert wird, ergibt sich folgende Interpreta-

tionsmöglichkeit: Elektronen, welche durch oder um das Target fließen und dort das Beschleunigungspotential aufbauen, besitzen eine geringere Energie oder eine geringere Dichte als an der Vorderseite. Deshalb werden dort jeweils unterschiedliche Potentiale aufgebaut. Wahrscheinlich ist ein sich einstellender Dichteunterschied der heißen Elektronen der dominierende Mechanismus.

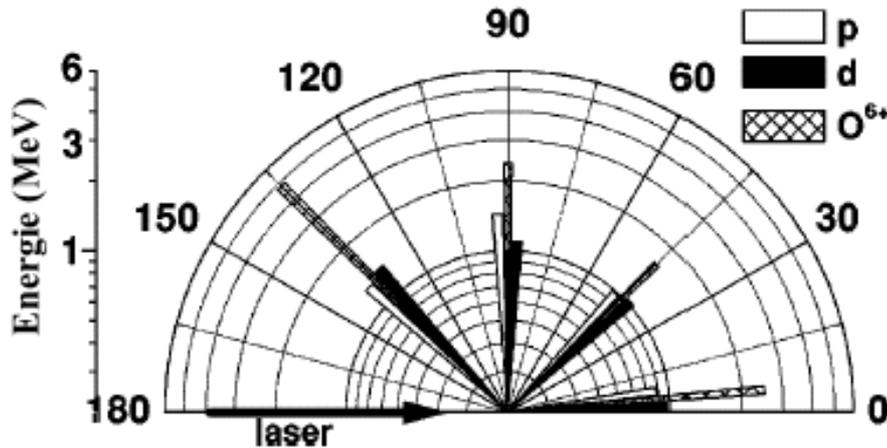


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der maximalen Ionenenergien ("cut-off") von räumlicher Emissionsrichtung (Protonen p, Deuteronen d und Sauerstoff O^{6+}). Eine leichte Erhöhung der Energiewerte zeigen emittierte Ionen entgegengesetzt und senkrecht zur Laserpropagation.

4.3 Elektronenspektrum

Damit die hohen Energien der Ionen mit Hilfe eines elektrischen Potentials an der Oberfläche des Targets auf derart hohe Energien beschleunigt werden können, muß ein relativ hoher prozentualer Energieanteil des Laser in die Energie der Elektronen transformiert werden, welche dieses Beschleunigungspotential aufbauen. Deshalb wurden weitere Experimente mit einem Elektronenspektrometer durchgeführt welches aus einem GAFchromic HD-810 Detektor sowie einem Magneten mit einer magnetischen Feldstärke $B = 0.5T$ bestand.

In Abbildung 4.4 ist ein Elektronenspektrum dargestellt, welches bei $0.2MeV - 0.5MeV$ ein deutliches Maximum zeigt. Das gesamte Spektrum (hier nicht dargestellt) reicht bis zu Elektronenenergien von $4MeV$. Der Abfall des Elektronenspektrums im Bereich um $1MeV$ deu-

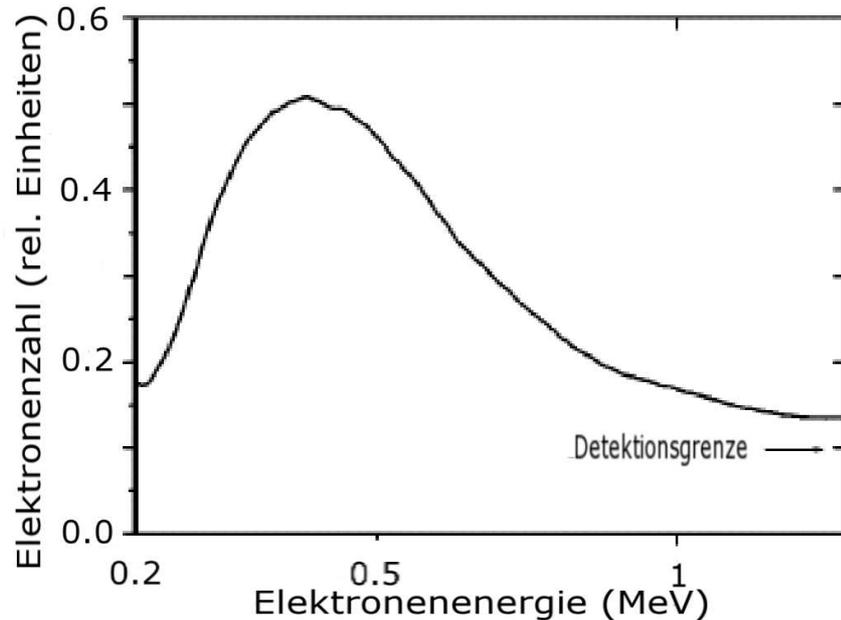


Abbildung 4.4: Elektronenspektrum zwischen 0.2MeV und 4MeV (dargestellt bis 1MeV), einem Maximum bei $0.2\text{MeV} - 0.5\text{MeV}$, der Abfall des Elektronenspektrums zu hohen Energien deutet auf eine heiße Elektronenkomponente die mit einem Temperaturparameter von mehreren 100keV beschrieben werden kann.

tet darauf hin, daß zumindest eine heiße Elektronenkomponente im Bereich von mehreren 100keV existiert. Bei anderen Experimenten [45] mit Laserpulsen einer ähnlichen Pulslänge zeigte sich, daß $20\% - 50\%$ der Laserenergie in die Energie heißer Elektronen überführt werden kann (siehe auch Kapitel 4.10). Dabei sind die Laserintensitäten $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ und höher.

Der niederenergetische "cut-off"-Bereich des Elektronenspektrums wird im wesentlichen durch das enorme Oberflächenpotential ($\sim 0.5\text{MeV}$) des Targettrpfchens bestimmt. Die Aufladung des Targets erfolgt durch beschleunigte Elektronen, welche während des Anstiegs des Laserpulses das Target verlassen können. Dieses Potential hält Elektronen, die eine kleinere Energie als die des aufgebauten elektrostatischen Potentials haben, an das Target "gebunden". Da hier ein räumliches isoliertes Target vorliegt (Ladung kann nicht abfließen), kann der Effekt stärker als bei ebenen Folientargets sein. Dadurch wird das positiv geladene Targettrpfchen durch eine negative "Ladungswolke" eingehüllt. Betrachtet man diesen Effekt genauer und zeitaufgelöst, kann diese "Ladungswolke" beträchtlichen Einfluß auf die Struktur der Ionenspektren

haben (siehe Kapitel 5.1).

4.4 Einfaches Modell des elektrostatischen Potentials

Zunächst soll ein einfaches Modell der Ionenbeschleunigung durch ein elektrostatisches Feld betrachtet werden [1, 42, 43]. Die Feldstärke, die durch die heißen Elektronen aufgebaut wird, kann durch $E = kT_e/e\lambda_D$ beschrieben werden, $\lambda_D = (\epsilon_0 kT_e/e^2 n_e)^{1/2}$ ist die Debye-länge und n_e die Elektronendichte. Die Gesamtzahl der heißen Elektronen läßt sich mit $N_e = \eta W_L/kT_e$ bestimmen, wobei η den Anteil der Laserenergie W_L bezeichnet, welche in heiße Elektronen überführt wird. Mit $n_e = N_e/V$ ergibt sich für das Beschleunigungsfeld $E = (\eta W_L/\epsilon_0 V)^{1/2}$, hierbei ist V das Volumen welches von den heißen Elektronen eingenommen wird. Wenn die Wassertröpfchen einen Durchmesser $\Phi = 20\mu m$ besitzen und die Laserenergie 0.5J beträgt sowie eine Absorption von 20% – 50% angenommen wird, dann ergibt sich eine Feldstärke von $E = 2 - 4 \times 10^{12} V/m$. In einem elektrischen Feld E kann einem Ion mit der Masse m_{ion} und der Ladung q die Energie $W_{kin} = q^2 E^2 / (2m_{ion}) t^2$ zugeführt werden, wenn es während der Zeitdauer t beschleunigt wird. Interessant und für den Beschleunigungsprozess sehr wichtig ist die Tatsache, daß das elektrostatische Potential eine Lebensdauer hat, die viel größer sein kann als die Dauer des Laserpulses selbst. Damit die Protonen auf Energien beschleunigt werden können, wie sie in unserem Fall gemessen wurden, muß eine Beschleunigungszeit von 200fs angenommen werden. In unserem Fall ist der Laserpuls also mit $\sim 40 fs$ erheblich kürzer als die angenommene Beschleunigungsdauer von 200 fs.

4.5 Laser–Ionen Energiekonversion

Für die folgenden Experimente wurden die Daten im single-shot Betrieb aufgenommen. Dabei sollte untersucht werden wieviel Energie des Lasers in die Ionenenergie transferiert werden kann. Somit kann eine Optimierung relevanter Parameter für das Experiment effektiv erfolgen. In Abbildung 4.5 ist eine Aufnahme der parabelförmigen Ionenspuren mit einer MCP dargestellt. Sichtbar sind Ionenspuren bis O^{6+} . Der

Nullpunkt wird durch Röntgenstrahlung und neutrale Atomen, welche vom Plasma emittiert werden, gebildet. Diese werden durch das Spektrometer nicht beeinflußt und erzeugen auf dem Phosphorschirm einen hellen Punkt. Die hellste Spur wird von Protonen erzeugt. Diese hat auch die höchste "cut-off"-Energie.

Die Auswertung zeigt, daß die Zahl der Protonen mit ähnlichen Energien wie die der einfach ionisierten Sauerstoff Ionen um bis zu einer Größenordnung übersteigt (Abbildung 4.6).

Unter Berücksichtigung des Beobachtungswinkels von 256 nsr des Spektrometers (gegeben durch die Blende am Spektrometereingang), kann bei isotrop angenommener Emission auf einen größeren Winkelbereiche ($4\pi \text{ sr}$) extrapoliert werden.

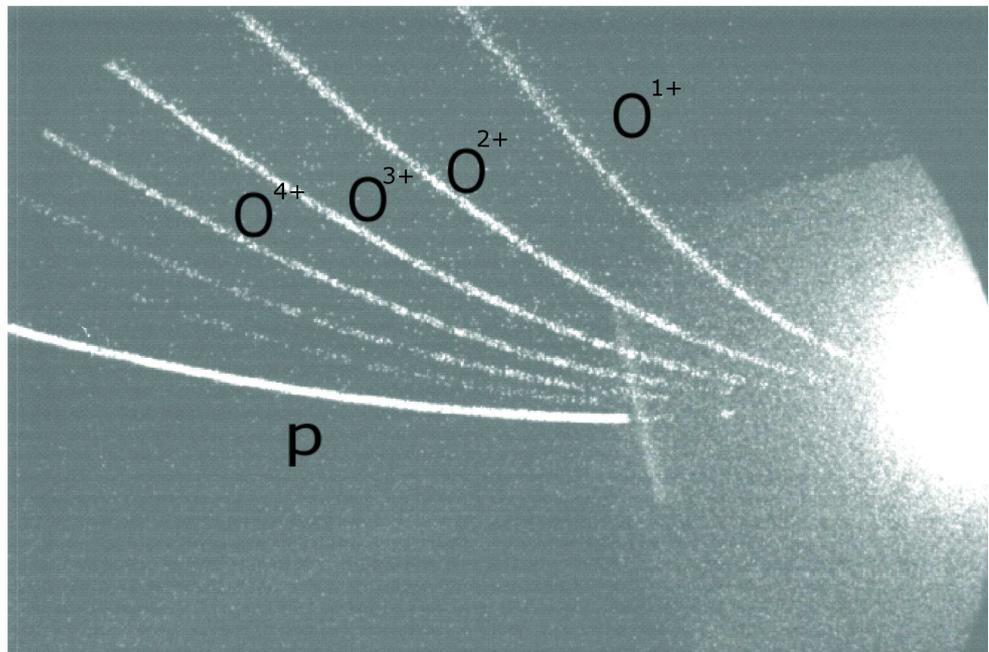


Abbildung 4.5: Einzelschuß – Ionenspektrum aufgenommen mit einem MCP, die sichtbaren Ionenspuren reichen bis zur 6. Ionisationsstufe des Sauerstoffs. Der helle Fleck auf der rechten Seite des Bildes stammt von Röntgenstrahlung und neutrale Atome.

Die Annahme einer isotropen Ausbreitung der Ionen ist durch Experimente (vgl. Kapitel 4.3) gerechtfertigt und ergab eine Variation der gemessenen Ionenausbeute um einen Faktor zwei bis drei. Aber auch Experimente mit Neutronen wie in Kapitel 7 beschrieben und schwerem Wasser (D_2O) erhärten diese Annahme. (Bei einer Integration über

mehrere 10^4 Laserschüsse ergibt sich eine Konversionseffizienz von ungefähr 2% der Laserenergie in Bewegungsenergie der Deuteronen mit Energien $> 20\text{keV}$ (siehe Kapitel 7).

Die Auswertung der Ionenspektren aus Abbildung 4.5 ergibt eine Konversionseffizienz von 9% der Laserenergie in Bewegungsenergie der Protonen mit einer Energie zwischen 120keV und 1MeV . Die Sauerstoffionen in einem Energieintervall von 40keV bis 800keV nehmen ca. 3% der Laserenergie auf. Diese Energiekonversion wurde unter der Annahme ermittelt, daß das Tröpfchen mittig getroffen wurde.

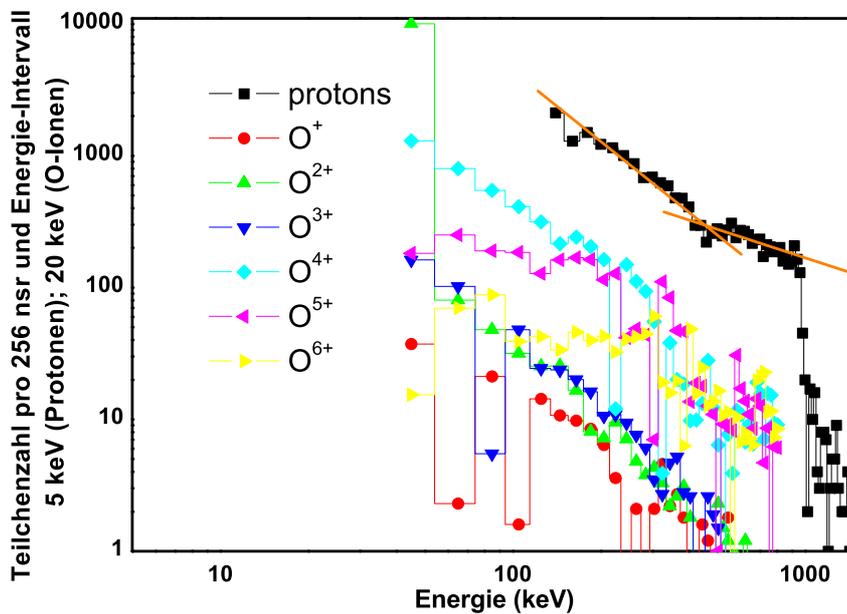


Abbildung 4.6: Einzelschußaufnahme eines Ionenspektrum von einem $20\mu\text{m}$ H_2O – Tröpfchen: Berechnete Spektren aus Abbildung 4.5, Protonen: schwarz, O^{1+} - rot, O^{2+} - grün, O^{3+} - blau, O^{4+} - magenta, O^{5+} - pink, O^{6+} - gelb. Das Protonenspektrum (orange Linie) zeigt die zwei Temperaturäste (630keV und 170keV).

Bei anderen Experimenten [43] wurden Konversionseffizienzen von 1% für Ionen mit MeV Energien gemessen. Bei diesen Experimenten wurden jedoch Laserpulse mit Energien zwischen 10J – 50J und einer Pulsdauer von 100fs bis 1ps verwendet.

Das Energieintervall welches für den Vergleich herangezogen wurde, be-

zieht sich jeweils auf Energien zwischen der "cut-off"-Energie und ungefähr 10% der "cut-off"-Energie der jeweiligen Spezies. In Abbildung 4.6 sind für die Protonen zwei Bereiche im Spektrum zu unterscheiden, welche man jeweils durch einen Temperaturparameter (orange Linie) beschreiben kann. Dabei geht man von einer Boltzmann-Verteilung für die Ionen bezüglich ihrer kinetischen Energien aus. Zwei Temperaturparameter mit jeweils einem sogenannten kalten $170\text{keV} \pm 20\text{keV}$ sowie einem heißen Bereich mit $630\text{keV} \pm 20\text{keV}$ werden durch Approximation erhalten. Beide Bereiche sind durch einen Einschnitt im Spektrum bei 450keV (siehe Abbildung 4.6) voneinander getrennt. Diese Einschnitte im Spektrum werden später in dieser Arbeit, anhand eines hydrodynamischen Modells und "Particle in Cell" Simulationen, detaillierter untersucht.

4.6 Beschleunigungsdauer in Rückwärtsrichtung

Wenn es eine Abweichung der Cut-Off-Energien zwischen Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung gibt, so könnte das bedeuten, daß unterschiedliche Felder für die jeweilige Beschleunigung verantwortlich sind, die sich zu unterschiedlichen Zeiten aufbauen. Im Folgenden soll dies mit einer Abschätzung verifiziert werden. Abbildung 4.7 zeigt die Energieverteilung der Deuteronen in Vorwärtsrichtung und in 135° zur Laser- ausbreitungsrichtung. Wie aus Abbildung 4.7 zu entnehmen ist, unterscheiden sich die Energieverteilung drastisch. Während die cut-off-Energie in Vorwärtsrichtung bei 250keV liegt, beträgt sie in Rückwärtsrichtung (135°) 530keV . Jedoch ist die Anzahl der in Vorwärtsrichtung emittierten Deuteronen 5-fach höher (vergl. Abbildung 4.7). Dies bedeutet, daß das Beschleunigungsfeld auf der Vorderseite des Targets stärker ausgebildet sein muß als auf der Rückseite. Daraus lässt sich schließen, daß die heißen Elektronen auf der Vorderseite einen höheren integralen Energieanteil tragen. Dies führt dazu, daß das Ionenspektrum auf der Vorderseite mehr Gesamtenergie akkumuliert.

Werden beide Spektren integriert, so ergibt sich für die Gesamtenergie der Ionen in Vorwärts- sowie Rückwärtsrichtung $0.27\text{mJ}/\text{sr}$ bzw. $0.26\text{mJ}/\text{sr}$.

Dies ist ein Widerspruch zu obiger Interpretation, jedoch kann man bei der folgenden Interpretation die räumliche Ausdehnung des Targets in Betracht ziehen. Die Elektronen mit einer Energie höher als

4.6. BESCHLEUNIGUNGSDAUER IN RÜCKWÄRTSRICHTUNG 37

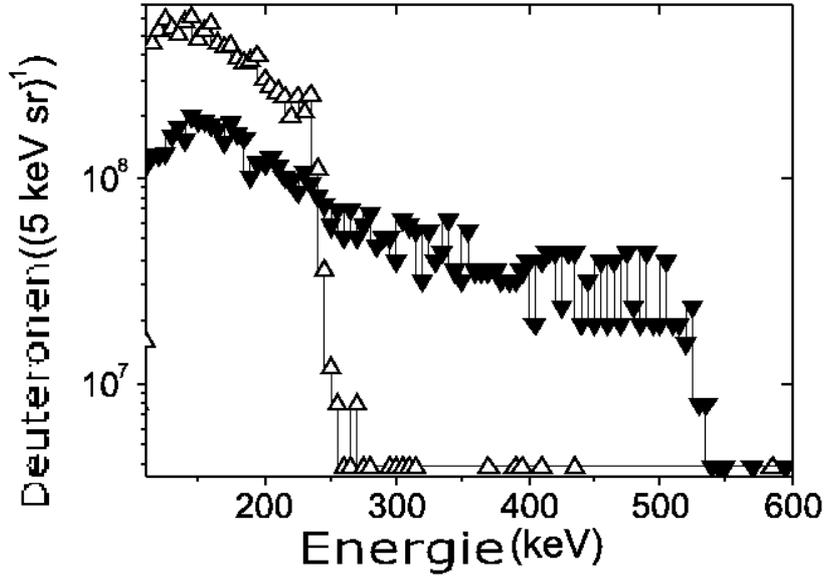


Abbildung 4.7: Korrelierte Deuteronenemission eines $20\mu\text{m}$ D_2O -Tröpfchens: Emission in Vorwärtsrichtung (in Laserstrahlrichtung) - hohle Dreiecke, Rückwärtsmission (135° zur Laserausbreitungsrichtung) - ausgefüllte Dreiecke.

30keV von der Vorderseite können und müssen zunächst durch das Target gelangen, um ein ähnlich starkes Beschleunigungsfeld wie auf der Rückseite des Tröpfchens zu generieren. Auf Grund des hierdurch zustandekommenden verspäteten Feldaufbaues können Ionen auf der Rückseite weniger Energie aufnehmen. Die Zeitverschiebung wurde in PIC-Simulationen mit ungefähr $\Delta t = 140\text{fs}$ für ein $40\mu\text{m}$ dickes Target überprüft, wo eine ähnliche energetische räumliche Verteilung der Ionen zu beobachten ist. In unseren Experimenten wurden Tröpfchen generiert, die einen Durchmesser von ca. $20\mu\text{m}$ haben. Daraus lässt sich eine Zeitverschiebung $\Delta t = 70\text{fs}$ abschätzen. Die Zeit $t_{\text{vorwärts}}$, welche dann für die Vorwärtsbeschleunigung zur Verfügung steht, lässt sich mit $t_{\text{vorwärts}} = t_{\text{rückwärts}} - \Delta t$ bestimmen.

Setzt man dies in die obige Gleichung $W_{\text{kin}} = q^2 E^2 / (2m_{\text{ion}}) t^2$ für die Energie der zeitabhängige Ionenbeschleunigung ein, so erhält man eine "cut-off"-Energie der Ionen in Vorwärtsrichtung $W_{\text{vorwärts}} = 250\text{keV}$, sowie eine in Rückwärtsrichtung, welche wie aus den PIC-Simulationen folgt und wie aus den Experimenten zu erwarten, höhere Energie von $W_{\text{rückwärts}} = 540\text{keV}$. Die Beschleunigungszeit in Rückwärtsrichtung er-

gibt sich zu $t_{\text{rückwärts}} = 220 \text{ fs}$. Für das Beschleunigungsfeld $E_{\text{beschl}} \cong E_{\text{vorwärts}} \cong E_{\text{rückwärts}}$ folgt $E_{\text{beschl}} \cong 0.7 \text{ MV}/\mu\text{m}$. Dies reicht aus, um Ionen näherungsweise auf die erwarteten "cut-off"-Energien zu beschleunigen.

In unseren Experimenten wurde ein ultrakurzer Laserpuls zur Erzeugung der Elektronen verwendet, welche wiederum das Beschleunigungsfeld für die Ionen aufbauen. Aus diesem Grund entstehen die oben erläuterten Laufzeitunterschiede der Elektronen durch das Target, was wiederum zu unterschiedlichen Beschleunigungszeiten führt und damit die räumlich unterschiedlichen Energieverteilungen der Ionen erklären kann.

Dieser Modellansatz benutzt starke Vereinfachungen, denn das Beschleunigungsfeld ändert sich zeitlich und eine örtliche Variation ist auch nicht auszuschließen. Der Ansatz verdeutlicht aber, daß gerade ultrakurze Laserpulse geeignet sind, wenn man mögliche Laufzeiteffekte der heißen Elektronen aufspüren will.

4.7 Ionenspurverbreiterung

Um Umladungseffekte des Ionenstrahls durch Elektronen zu vermeiden, die eine relativ hohe Temperatur haben, ist es notwendig diese aus dem Teilchenstrahl zu extrahieren, bevor sie das Thomson-Spektrometer durchlaufen. Dies geschieht durch die Eingangsblende zum Spektrometer. Deren Radius bestimmt sich durch den Debyeradius

$$r_D = \frac{kT_e}{(4\pi n_e e^2)^{1/2}} \quad (4.1)$$

um dadurch die heißen Elektronen zu diskriminieren. Hier muß der Durchmesser der Eingangsblende $200 \mu\text{m}$ betragen, was für Elektronen mit einer Temperatur $T_e > 7.24 \times 10^{-10} n_i Z (eV)$ ausreichend ist, falls eine Dichte der Ionen von $n_i < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ vorliegt. Da nun die Elektronen aus dem ehemals quasi neutralen Ionenstrahl fehlen, kann sich ein positive Raumladung aufbauen, welche wiederum zu einer Verbreiterung des Ionenstrahls und somit der Ionenspuren auf den CR-39 Platten führt. Hat das Spektrometer eine Länge l und der Ionenstrahl nach der Eingangsblende einen Radius r , so läßt sich die Verbreiterung mit der Näherungsformel 4.2 berechnen.

$$\frac{\Delta r}{r} \approx \frac{e}{2m_p v^3} \sum_j \left(\frac{Z}{M} \right)_j I_j \quad (4.2)$$

Dabei ist m_p die Protonenmasse, v ist die Ionengeschwindigkeit und I_j die Ionenstromdichte (A/cm^2). Ist die Ionendichte größer als $10^{10} cm^{-3}$ so kann sich der Ionenstrahl durch die Raumladungsdichte verbreitern. Um Rekombinationseffekte zu vermeiden, ist es notwendig, das Vakuum innerhalb der Meßapparatur unterhalb von 10^{-5} mbar zu halten [46, 47]. Steigt der Druck in der Vakuumkammer z.B. auf 2×10^{-4} mbar, so sind die Ionisationsstufen O^{7+} und O^{8+} nicht mehr zu detektieren.

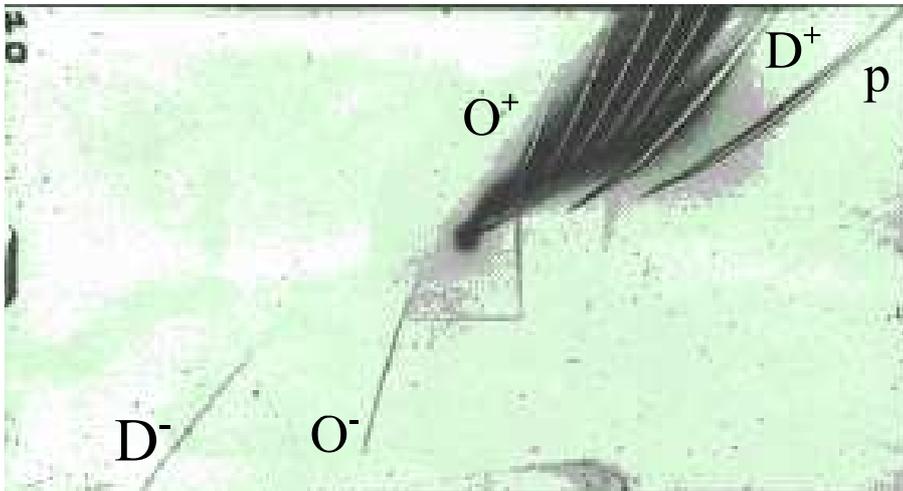


Abbildung 4.8: Ionenspektrum aufgenommen mit einer CR-39 Platte von einem Tröpfchen-Target aus D_2O unter einem Beobachtungswinkel zur Laserstrahlrichtung von 135° (ca. 5×10^4 Laserschüsse).

In Abbildung 4.8 ist ein typisches Spektrum dargestellt, welches durch Bestrahlung von D_2O Tröpfchen mit $1 - 5 \times 10^4$ Laserschüssen erhalten wurde. Man kann Ionenspezies von O^+ bis O^{7+} sowie Deuteronen d und Protonen p erkennen. Zusätzlich sind in der unteren Hälfte der bestrahlten CR-39 Platte negativ geladene Sauerstoffionen- O^- , sowie Spuren negativ geladenen Deuteriums- D^- zu erkennen. Die in diesem D_2O Spektrum vorhandene Protonenspur in der oberen Hälfte der Abbildung 4.8 wird durch Verunreinigungen der Vakuumkammer mit Wasserstoff verursacht. Die Ionisationsstufen O^{8+} werden durch die Deuteriumspuren überlagert und können deshalb nicht getrennt dargestellt werden.

In Abbildung 4.9 werden die Spektren von D_2O und H_2O Tröpfchen vergleichend dargestellt. Das Spektrum von H_2O wurde in 45° zur La-

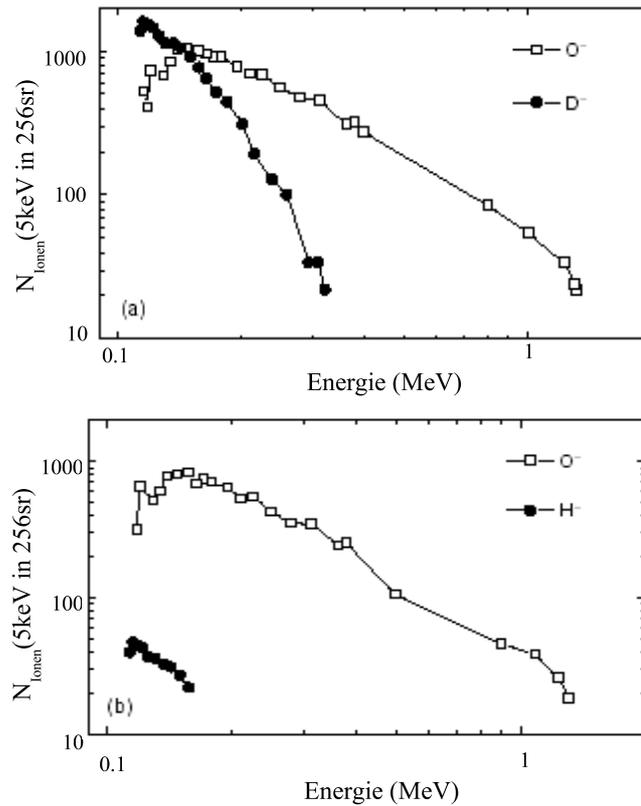


Abbildung 4.9: Einzelschußspektrum negativ geladener Ionen (a) D_2O und (b) H_2O bei 45° Beobachtungswinkel in Bezug auf die Laserausbreitungsrichtung. Die maximale Energie (a) der D^- Ionen lag bei 0.3 MeV, für (b) H^- bei 0.15 MeV. Die "cut-off"-Energie der Sauerstoffionen O^- lag in beiden Fällen bei 1.3 MeV.

erausbreitungsrichtung gemessen. Das Spektrum von D_2O wurde aus der dargestellten Aufnahme der Abbildung 4.8 gewonnen.

4.8 Spektren negativ geladener Ionen

Bei der Auswertung der CR-39 Platten fiel auf, daß zusätzlich zu den positiv geladenen Ionen ebenfalls auch negative Ionensorten (H^- , O^- und D^-) erzeugt wurden. Das Zustandekommen dieser negativen Ionen wird im folgenden erörtert. Aus der Abbildung 4.9 ist ersichtlich, daß kein scharfer "cut-off" der maximalen Energie weder für die negativen Sauerstoffionen O^- noch für die negativen Deuteriumionen D^- und Wasserstoffionen H^- zu erkennen ist. Die Maximalenergie der D^- Ionen lag bei 0.3 MeV, die der O^- Ionen bei 1.3 MeV. Dies ist lediglich

geringfügig niedriger als die "cut-off"-Energien der positiv geladenen Ionen. Jedoch ist die Ionenausbeute der negativen Ionen D^- und O^- um drei bis vier Größenordnungen niedriger als die der positiv geladenen Ionen, welche bei ca. $10^6 - 10^9$ Ionen pro Laserschuß lag.

Die räumliche Verteilung der negativen Ionen zeigte eine isotrope Verteilung, wobei die maximale Energie bei der Emission in Vorwärtsrichtung geringfügig niedriger ist als in Rückwärtsrichtung.

Eine Analyse der Spektren ergab ferner einen deutlichen Unterschied in der Ausbreitungscharakteristik der D^- und der H^- Ionen. Aus Abbildung 4.9 geht hervor, daß die maximale H^- Ionendichte um einen Faktor 100 und die "cut-off"-Energie um einen Faktor 3 niedriger ist als die der D^- Ionen. Die Sauerstoffionenausbreitung ist jedoch für beide Targetsysteme ähnlich. Dies bedeutet jedoch, daß der Prozess der zu energetischen negativen Ionen führt, sehr viel mehr die leichteren Ionenspezies beeinflusst. Dieser Effekt ist auch bei positiven Ionen zu beobachten. Daraus lässt sich folgern, daß der Beschleunigungsprozess der negativen sowie positiven Ionensorten stark miteinander gekoppelt ist.

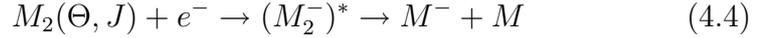
4.9 Formierungsprozess der negativen Ionen

Im Allgemeinen wird angenommen, daß die negativen Ionen durch eine Anlagerung eines Elektrones an ein neutrales Atom (A) oder an ein Molekül (M) gebildet werden. Zwei Zeitpunkte sind denkbar, zu denen dieser Prozess stattfindet. Zum einen könnte der Prozess in dem bereits beschleunigten Ionenstrahl durch Rekombinationsprozesse erfolgen. Zum Anderen wäre eine Entstehung im Plasma denkbar. Daraus würde folgen, daß die negativen Ionen gemeinsam mit den positiv geladenen Ionen beschleunigt werden und durch ambipolare Kräfte noch aneinander gebunden sind. Vergleicht man die möglichen Erzeugungsmechanismen negativer Ionen [48], so kann man zwei Prozesse als relevant für unsere Experimente in Betracht ziehen. Der erste Prozess ist derjenige, bei welchem ein Elektron mit einem neutralen Atom wechselwirkt und ein Photon ausgesendet wird. Die Gleichung



beschreibt diesen Prozess. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist relativ gering und liegt für Wasserstoff H bei $5 \times 10^{-23} \text{cm}^2$ [49]. Zum

anderen tritt dieser Prozess nur selten, speziell aber in Systemen geringer Dichte [48] auf, wie sie bei interstellaren Plasmen anzutreffen sind. Der zweite Prozess, welcher denkbar wäre, ist der sogenannte dissoziative Elektronenlagerungsprozess. Hier werden Elektronen an Moleküle in einem Zwei-Stufenprozess an Ionen in einem angeregtem Zustand angelagert [47]. Dieser Prozess ist in Gleichung 4.4 dargestellt.



Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist im Grundzustand mit $(1.6 \times 10^{-21} \text{cm}^2$ für H_2 und $8 \times 10^{-23} \text{cm}^2$ für D_2 [50] relativ gering. Er erhöht sich jedoch dramatisch für höhere Anregungszustände Θ . Für H_2 kann dann der Wirkungsquerschnitt um fünf, bei D_2 um acht Größenordnungen höher [51] liegen. Es muß jedoch beachtet werden, daß in 4.4 über die Anregungszustände $H_2(\Theta)$ gemittelt werden muß. Der effektive Koeffizient der Rekombinationsrate bleibt jedoch mit $10^{-8} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ bei Temperaturen niedriger als 2 eV, immer noch sehr hoch [52]. Dieser Verstärkungseffekt wird im wesentlichen auf eine längere Lebensdauer der ursprünglichen Molekülzustände zurückgeführt. Die Prozesse der dissoziativen Elektronenlagerung an Moleküle und ihre Vibrationsanregung erfolgen bei Energien kleiner 12eV [51]. Der zweite Prozess der Reaktionskette 4.4 geht sogar noch schneller von statten. Der Koeffizient hierfür liegt für Temperaturen von 2eV bei $4 \times 10^{-8} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ oder höher und verringert sich nur geringfügig für Temperaturen im keV-Bereich [53].

Die Elektronen-Affinität von einem Sauerstoffmolekül O_2 ist sehr präzise durch Elektronenspektroskopie bekannt und beträgt $EA=0.448\text{eV}$ [54]. Elektronenlagerungen an einen einzelnen Grundzustand der Sauerstoffmoleküle erfolgt bei Energien zwischen 4.4eV bis 10eV ebenfalls über dissoziative Elektronenlagerung [55]. Der Wirkungsquerschnitt der dissoziativen Elektronenlagerung bei Sauerstoffmolekülen beträgt im ersten Anregungszustand für Elektronenenergien größer als 5eV maximal $3 \times 10^{-18} \text{cm}^2$ bis $5 \times 10^{-18} \text{cm}^2$. Zusätzlich wurde für die Erzeugung von O^- ein großer Wirkungsquerschnitt von mehr als 10^{-17}cm^2 durch Anlagerung von Elektronen an Ozon gemessen [56]. Negative Ionen können also im Anfangsstadium der Plasmaformierung gebildet werden. Dann müssen sie jedoch aus dem Plasma extrahiert werden, da Temperaturen und Dichten Parameter annehmen, die eine negative Ionenbildung unwahrscheinlich machen. Einige negative Ionen könnten mit der das Plasma verlassenden Elektronenwolke mitgerissen werden. Ihre Zahl ist sehr gering. Aus den Beobachtungsdaten liegen die Emis-

sionszahlen der negativen Ionen um 4-5 Größenordnungen unter denen der positiven Ionen. Somit wäre dieses Szenario ein möglicher Ansatz für die Erklärung der beobachteten und sehr überraschenden Emission negativer Ionen bei den hier vorliegenden Anregungsintensitäten.

4.10 Modulierte Spektren

Bei den durchgeführten Experimenten wurden in den gewonnen Ionenspektren Energielücken registriert (Abbildung 4.10), welche hier genauer untersucht werden und deren Zustandekommen geklärt wird. Die Experimente wurden mit H_2O , D_2O Tröpfchentargets, wie in Kapitel 3 beschrieben, sowie dem Spray-Target durchgeführt. Im Folgenden werden diese Energielücken als Dips bezeichnet. In Kapitel 2.2 wurde ein

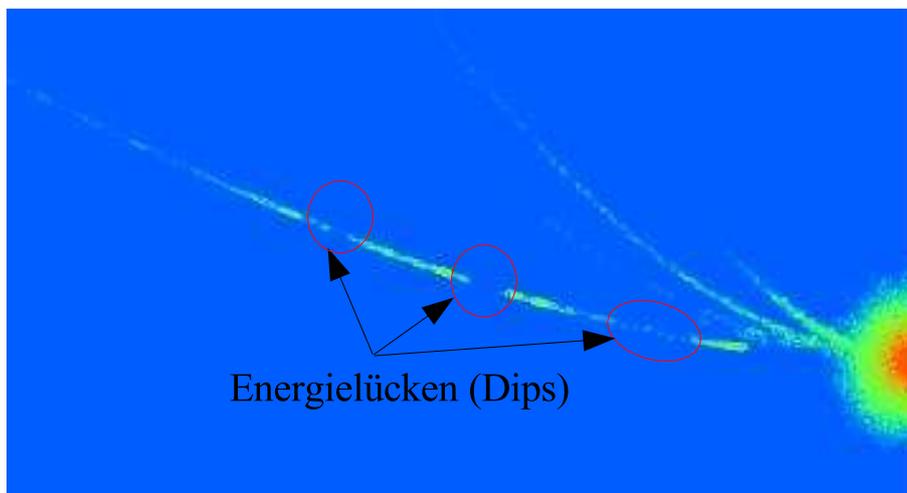


Abbildung 4.10: Einzelschußaufnahme eines Ionenspektrums. Die Kreise (rot) verdeutlichen die Stellen, an denen keinen Ionen auf den Schirm auftreffen.

Modell vorgestellt, welches Dips in einem frei expandierenden Plasma erklären kann. Dieses Modells beschreibt jedoch aufgrund der Annahme einer zweikomponentigen Elektronen – Temperatur- und Elektronendichte-Verteilung lediglich einen Dip im Spektrum. Mit Hilfe des Modells von Wickens [23] und den in Kapitel 5.1 durchgeführten PIC-Simulationen wird dieses Phänomen beschrieben.

Zur Überprüfung der Annahme einer mehrkomponentigen Temperaturverteilung der Elektronen, wurden zusätzlich Elektronenspektren und Röntgenbremsstrahlungsspektren untersucht. In Abbildung 4.11 ist

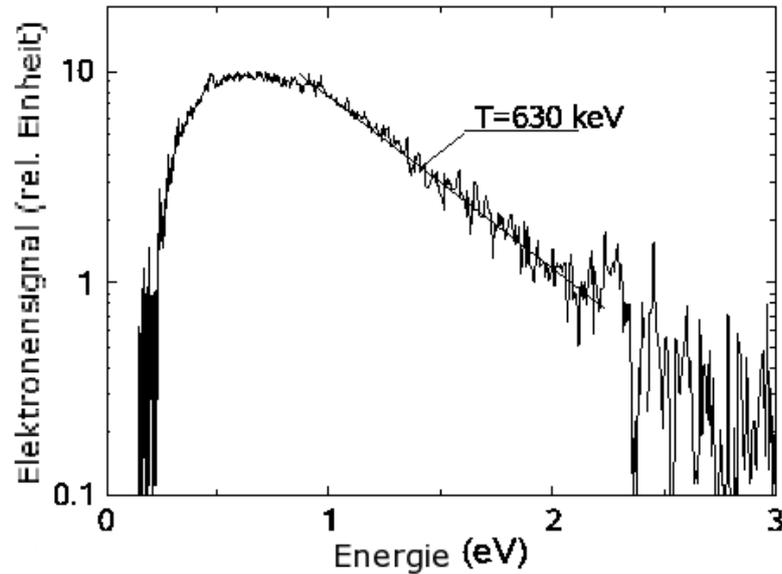


Abbildung 4.11: Gemessene Verteilung emittierter Elektronen bei der Wechselwirkung zwischen einem ultrakurzen und intensiven Laserpuls (35fs, $I_{Laser} = 10^{19} \frac{W}{cm^2}$) und einem D_2O -Tröpfchens. Eine "heiße" Komponente kann aus der abfallenden Flanke der Verteilung approximiert werden.

zunächst ein Elektronenspektrum dargestellt, in welchem die Maximallenergie ungefähr 2-3MeV beträgt. Aus diesem Spektrum läßt sich die Temperatur T_h der heißen Elektronen zu 630 ± 30 keV bestimmen. Aufgrund der ponderomotiven Kraft des Laserpulses $F_p = dU_p/dz$; $U_p(eV) = 9.33 \times 10^{-14} I_L(W/cm^2) \lambda(\mu m)^2$ (U_p =ponderomotives Potential) ergibt sich für Elektronen mit $I_L = 10^{19} W/cm^2$ ein Beschleunigungspotential von ca. 600 keV. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit den oben gezeigten Messergebnissen.

Wie aus Abbildung 4.11 hervorgeht, tragen hier im wesentlichen lediglich die hochenergetischen Elektronen zum Spektrum bei. Elektronen mit Energien geringer als 200keV werden durch das sich aufbauende Raumladungsfeld zurückgehalten (siehe stark abfallende niederenergetische Flanke im Spektrum Abbildung 4.11) und es bildet sich ein negatives Raumladungsfeld um das Tröpfchen aus, welches aufgrund der Elektronendichte ausreicht, ein Beschleunigungsfeld von bis zu $1MV/\mu m$ aufzubauen. Dieses Beschleunigungsfeld ist ausreichend

um Ionen auf MeV Energien zu beschleunigen (Abbildung 4.6, Abbildung 4.12). Die maximale Deuteronenenergie skaliert in guter Näherung

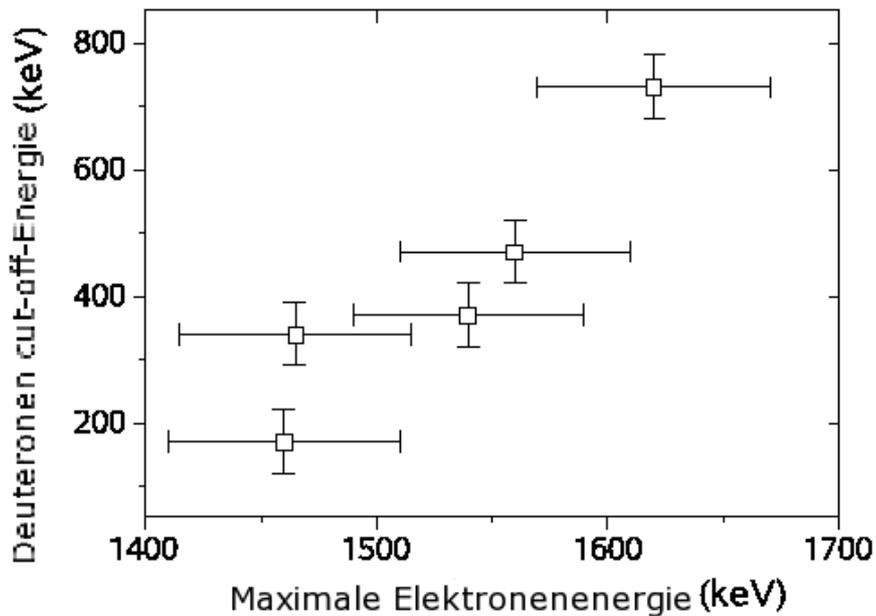


Abbildung 4.12: Skalierung der maximalen Energie der Deuteronen in Abhängigkeit zur maximalen Elektronenenergie; gemessen mit einem kombinierten Elektronen- und Protonenspektrometer [57]

linear mit steigender Energie der Elektronen (Abbildung 4.12).

Zur weiteren Untersuchung der Elektronenspektren wurde die Röntgenbremstrahlung vom Plasma gemessen. Das ermöglicht die Abschätzung der Elektronentemperaturverteilung. Mit einer Röntgen CCD-Kamera (Roper Scientific, Chip: TEK512DB, Pixel: 512×512 , back-illuminated, gekühlt, 16bit) wurden energieaufgelöste Einzelphotonenmessungen durchgeführt. Die Kalibrierung erfolgte mit den bekannten $Cu - K_\alpha$ bei 8.047 keV und 8.905 keV und den $Hg - K_\alpha$ Linien bei 22.16 keV und 21.99 keV.

Die CCD-Kamera wurde in einem Abstand von 100cm zur Plasmasquelle und 90° zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls positioniert. Das Licht wurde mit einem 200nm dicken Zr-Filter abgeschirmt und

die durch Streuung verursachte Hintergrundstrahlung mit Blenden entlang des Strahlweges ausgeblendet. Das gemessene Bremsstrahlungsspektrum ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Energieauflösung bei dieser Messung betrug 0.2keV .

Die Steigung der Verteilung kann mit der Annahme angepasst werden, daß drei Elektronenkomponenten mit den Temperaturen $(7.0 \pm 0.3)\text{keV}$, $(20 \pm 4)\text{keV}$ und $(33 \pm 12)\text{keV}$ im Plasma vorhanden sind. Da der Laserpuls mit einer Pulslänge von $\sim 40\text{fs}$ keine gleichförmige Beschleunigung der Elektronen gewährleisten kann, bilden sich unterschiedliche Komponenten mit unterschiedlichen Temperaturverteilungen aus. Da

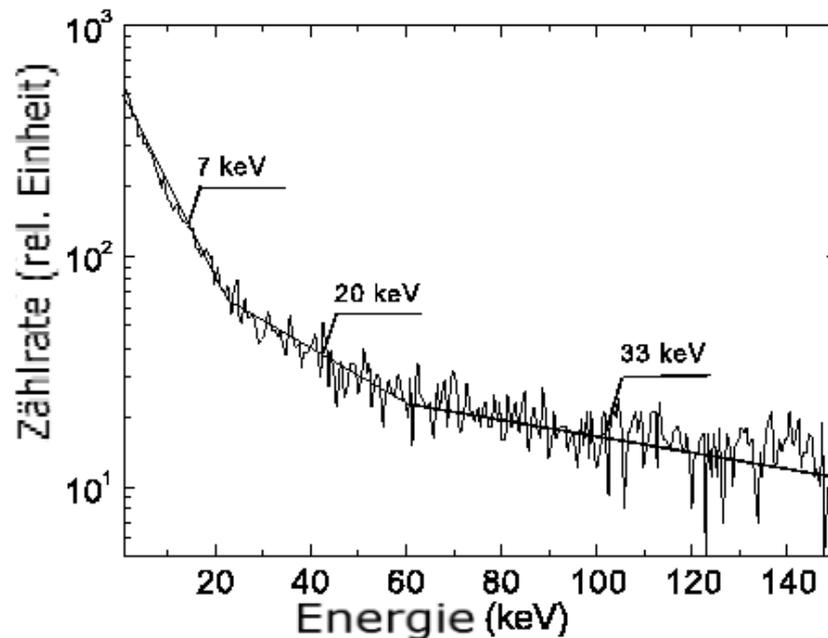


Abbildung 4.13: Bremsstrahlungsspektrum eines H_2O -Einzeltröpfchens mit mindestens drei Temperaturkomponenten; $T_1 = 33\text{keV}$, $T_2 = 20\text{keV}$, $T_3 = 7\text{keV}$. Die Messung erfolgte mit einer Röntgen-CCD-Kamera im energiedispersiven Modus

die Energieeffizienz der Kamera ab $100\text{keV} < 10^{-3}$ ist, wird die Steigung im letzten Bereich überschätzt. Dies führt dazu, daß die Temperaturkomponente $T_1 > 33\text{keV}$ sein muß. Oder aber mindestens eine weitere Temperaturkomponente vorhanden sein kann.

4.11 $H_2O - D_2O - Ionenspektren$

Das hydrodynamische Modell von Mora [25] beschreibt mit einer Ein-temperaturverteilung näherungsweise die Ionenbeschleunigung. Mit diesem Modell ist es möglich, die maximale Energie der beschleunigten Ionen und die spektrale Verteilung näherungsweise zu beschreiben. Aus dem Bremsstrahlungsspektrum geht jedoch hervor, daß es sich in unserem Fall um eine Temperaturverteilung mit mehreren Komponenten handelt. Zur Bestimmung der Temperaturkomponenten und der Beschreibung des Plasmas erscheint deshalb das hydrodynamische Modell von Wickens und Allen [23, 58, 59] hier besser geeignet, zumal mit diesem Modell ebenfalls die Dips (vergl. Abbildung 4.10) beschrieben werden können. Die Auswertung eines D_2O und H_2O Spektrums für Deuteronen und Protonen ist in Abbildung 4.14 und Abbildung 4.15 dargestellt. Die Spektren in Abbildungen 4.14 und in Abbildung 4.15 wurden mit dem in Kapitel 2.2 beschriebenen hydrodynamischen Modell angepaßt. Dabei konnte ein gutes Ergebnis erzielt werden, wenn in Abbildung 4.15 das Verhältnis zwischen heißen und kalten Elektronen mit $T_h/T_c = 9.8$ und das Verhältnis der Dichteverteilung zwischen den beiden Komponenten mit $n_h/n_c = 0.01$ angenommen wird. Im Vergleich hierzu stimmen die Temperaturverhältnisse aus den Bremsstrahlungsspektren mit $T_h/T_c = 9.86$ ($T_h = 74keV, T_c = 7.5keV$) mit den theoretischen Werten, trotz einer Abweichung der Temperatur der heißen Elektronen um einen Faktor um 2, gut überein. Die Ionenenergie kann näherungsweise mit Hilfe der heißen Elektronenkomponente über $E_{Ion} = 4.5T_h$ [60] abgeschätzt werden. Die Ionentemperatur ist damit $E_{Ion} = 330keV$, was gut mit den Werten in Abbildung 4.15 übereinstimmt.

Die maximale Energie der Protonen in Abbildung 4.14 beträgt $1.3MeV$, was zusammen mit dem niederenergetischen Anteil des Spektrums mit einer entsprechenden einkomponentigen Elektronenverteilung nicht mehr erklärt werden kann. Das hydrodynamische Modell (vergl. Kapitel 2.2) versagt bei Temperaturverhältnissen zwischen heißen und kalten Elektronen $T_h/T_c > 9.9$. Deshalb muß eine komplexere Elektronenverteilung angenommen werden. Zum Beispiel kann durch die Annahme einer zweikomponentigen Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeiten [59] der heißen Elektronen eine um einen Faktor $(1 - 3)T_h$ höhere maximale Protonenenergie prognostiziert werden, was auch besser mit den hier gezeigten experimentell gewonnen Werten übereinstimmt. Bei dem hier dargestellten experimentellen Ergebnis mit schwerem Was-

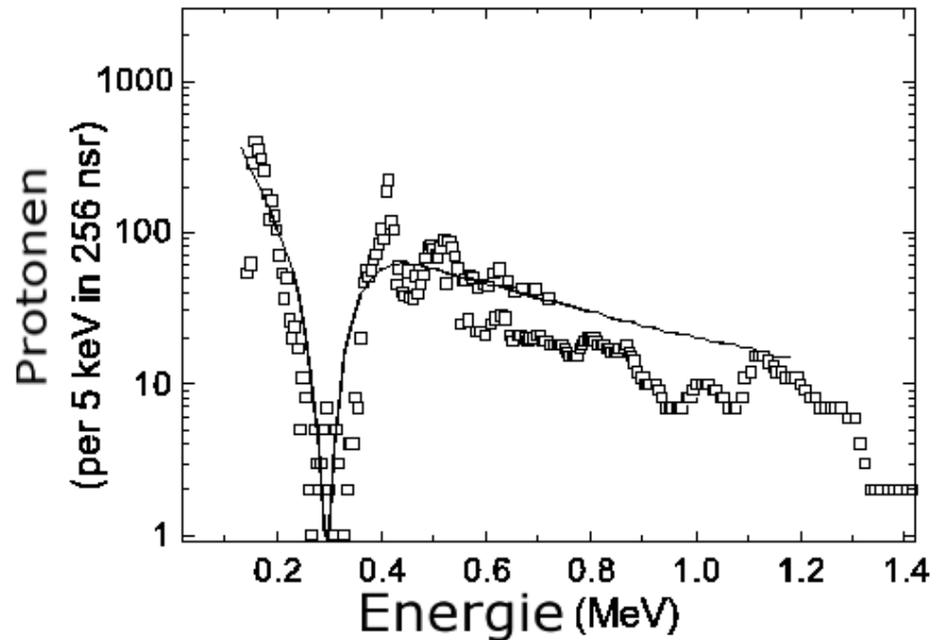


Abbildung 4.14: Auswertung einer Einzelschußaufnahme von einem H_2O -Spektrum. Die Spektraleverteilung wurde mit einem hydrodynamischen Modell [23] und einer Zweikomponentigen Elektronenverteilung angepaßt; $T_h/T_c = 9.8, n_h/n_c = 0.01$

ser D_2O wurde eine gute Übereinstimmung zwischen dem verwendeten Modell [23] und den Meßwerten festgestellt. Die Temperaturen der heißen Elektronen lag bei $T_h = 85 keV$ und der kalten Elektronen bei $T_c = 11 keV$, was zu einem Temperaturverhältnis von $T_h/T_c = 7.7$ und einem Dichteverhältnis der beiden Komponenten von $n_h/n_c = 1/25$ führt.

Eine geringe Änderung der Temperaturverhältnisse zwischen der heißen und kalten Komponente führt also zu einer dramatischen Veränderung der Ionenspektren.

Abschließend kann anhand der gewonnen experimentellen Ergebnisse angenommen werden, daß bei einem kurzen und intensiven Laserpuls, Temperaturverteilungen und Dichteverteilungen der Elektronen einen sehr starken Einfluß auf die Struktur der Ionenspektren und der maximal erreichbaren Ionenenergie haben.

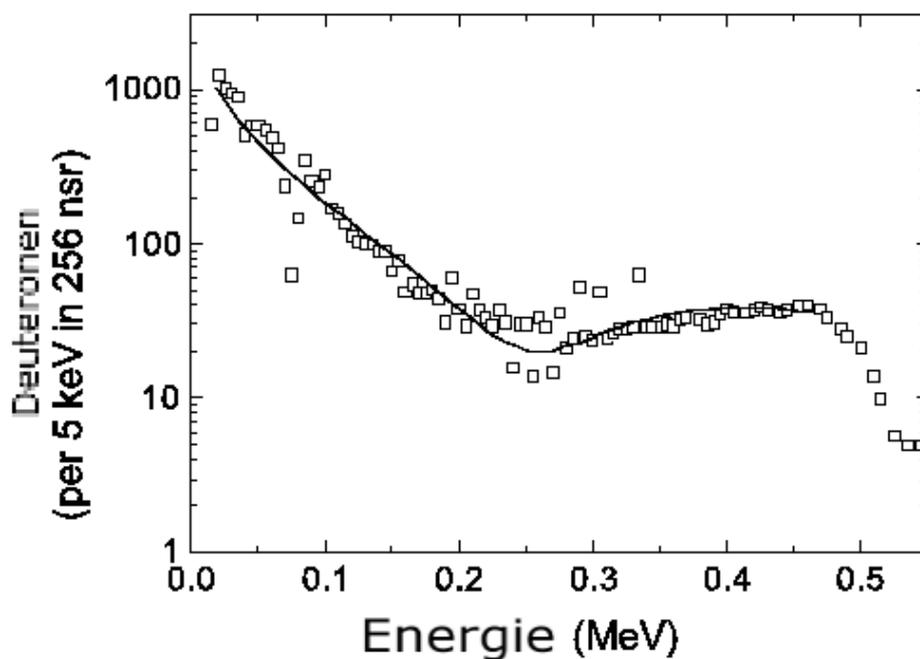


Abbildung 4.15: Auswertung einer Einzelschußaufnahme von einem D_2O -Spektrum. Die Spektraleverteilung wurde mit einem hydrodynamischen Modell [23] und einer Zweikomponentigen Elektronenverteilung angepaßt; $T_h/T_c = 7.7, n_h/n_c = 0.04$.

Ein systematischer Unterschied hinsichtlich der Spektren für Protonen und positiven Sauerstoffionen wurde hier nicht festgestellt. Die Wahl des Targetsystems war eher willkürlich und stand im Zusammenhang mit anderen Experimenten – der Erzeugung von Neutronen mittels d–D–Fusionsstößen (vgl. Kapitel 7).

Kapitel 5

Teilchensimulation (PIC)

Durch die enorme Leistungssteigerung der Computer in den letzten zwei Jahrzehnten wurde die Rechenzeit und damit die detaillierte Erforschung von Effekten in Plasmen sowie deren Ausbreitungscharakteristika wesentlich besser möglich. Eine Methode, um Laser erzeugte Plasmen zu simulieren, ist die sogenannte PIC (Particle In Cell) Simulation [30, 61]. Bei dieser Technik werden Plasmen durch Ionen und Elektronen beschrieben, die sich gegenseitig durch ihr elektrisches sowie magnetisches Feld beeinflussen und mit einem externen Laserfeld wechselwirken.

Computersimulationen von Plasmen vereinigen zum einen das kinetische und zum anderen das Flüssigkeitsmodell. Das Flüssigkeitsmodell versucht durch numerische Lösung der magnetohydrodynamischen Gleichungen Plasmen zu beschreiben. Die kinetischen Simulationen berücksichtigen stärker die Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen und elektromagnetischen Feldern. Im ersten Fall werden z.B. die Vlasov- bzw. die Fokker-Planck-Gleichungen numerisch gelöst. Im zweiten Fall werden im wesentlichen die Bewegungsgleichungen einer geladenen Teilchenansammlung im elektromagnetischen Feld numerisch berechnet. Die ersten einfachen Methoden, um Plasmen zu berechnen, wurden schon in den 1960er Jahren unter anderem von Dawson [30] entwickelt, in denen es möglich war, mehrere tausend Teilchen zu berücksichtigen. Seit dieser Zeit wurden nicht zuletzt durch die rasante Computerentwicklung komplexe Simulationen möglich, in denen mehr und mehr realistische mehr dimensionale Szenarien in Plasmen nachgestellt werden konnten.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein 1.5-dimensionaler elektrodynamischer Code von Roland Lichters [27] verwendet, der die Maxwell-

Gleichungen zur Grundlage hat und dessen grundlegende Funktionsweise zunächst kurz erläutert werden soll. 1.5-dimensional bedeutet, daß in den Simulationen eine Ortskoordinate x und zwei Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y sowie zwei elektrische Feldkomponenten E_x und E_y und eine magnetische Feldkomponenten B_z zur Lösung des Teilchensystems herangezogen werden (vgl. Abbildung 5.1).

Dim	Ort	v	E-Feld	B-Feld
3D	$r=(x,y,z)$	$v=(v_x,v_y,v_z)$	$E=(E_x,E_y,E_z)$	$B=(B_x,B_y,B_z)$
2.5D	$r=(x,y,0)$	$v=(v_x,v_y,v_z)$	$E=(E_x,E_y,E_z)$	$B=(B_x,B_y,B_z)$
2D	$r=(x,y,0)$	$v=(v_x,v_y,0)$	$E=(E_x,E_y,0)$	$B=(B_x,B_y,B_z)$
1.5D	$r=(x,0,0)$	$v=(v_x,v_y,0)$	$E=(E_x,E_y,0)$	$B=(0,0,B_z)$
1D	$r=(x,0,0)$	$v=(v_x,0,0)$	$E=(E_x,0,0)$	$B=(0,0,0)$

Abbildung 5.1: In der Tabelle werden die relevanten Komponenten, wie Ortskoordinaten, Geschwindigkeitskomponenten, elektrische Feldkomponenten sowie magnetische Feldkomponenten für unterschiedlich dimensionale PIC-Simulationen dargestellt.

Allerdings soll darauf verzichtet werden, auf die technischen Details der Particle in Cell Simulation [27, 61] einzugehen, stattdessen sollen hier die physikalischen Aspekte erläutert werden. Die relevanten Bewegungsgleichungen und Feldgleichungen sind auf Seite 52 dargestellt.

Bewegungs- und Maxwellgleichungen:

$$\dot{\mathbf{p}} = q_s(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

$$\mathbf{p} = m_s \gamma \mathbf{v}$$

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}$$

$$\gamma = \sqrt{1 - (\mathbf{p}/m_s c)^2}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \partial_t \mathbf{E}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho$$

Eine Diskretisierung der Maxwell-Gleichungen ermöglicht es, diese derart umzuformen, daß sie mit Hilfe einer relativ einfachen numeri-

schen zyklischen Routine gelöst werden kann.

In der räumlichen Dimension wird die Integration der Maxwell'schen Gleichungen in zwei Teilschritte unterteilt, nämlich in die Integration der transversalen Felder $E_{y,z}$ und $B_{y,z}$ sowie des longitudinalen Feldes E_x . Im wesentlichen werden bei einer PIC – Simulation die Bewegungsgleichungen auf einem Raugitter unter Berücksichtigung der Felder und Teilchendichten sowie deren Ströme integriert. Zusätzlich zu den Bewegungsgleichungen werden die Ladungs- und Stromdichten mit der Verteilungsfunktionen f_s aus Gleichung 2.4 berechnet,

$$\rho(x, t) = \sum_s q_s \int d^3p f_s(x, \mathbf{p}, t) \quad (5.1)$$

$$\mathbf{j} = \sum_s q_s \int d^3p \mathbf{v}(\mathbf{p}) f_s(x, \mathbf{p}, t) \quad (5.2)$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}/m_s}{\sqrt{1 + (\mathbf{p}/m_s)^2}} \quad (5.3)$$

wobei $q_s, m_s, \mathbf{r}_s, \mathbf{v}_s$, jeweils die Ladung, Masse, Ortskoordinate und Geschwindigkeit eines jeden Teilchens j darstellt.

Die Anfangssituation zu einem Zeitpunkt t wird durch die Ortskoordi-

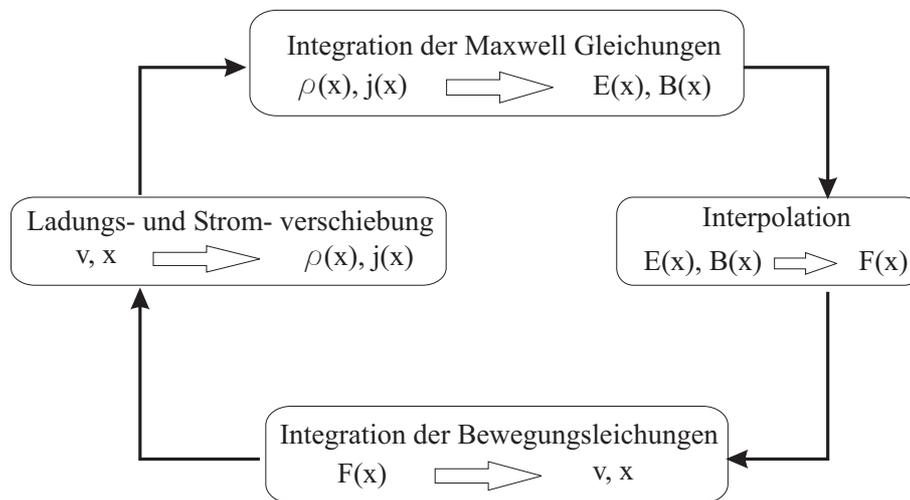


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des grundlegenden Berechnungszyklus eines Particle in Cell Codes

nate x sowie die Geschwindigkeit v des Teilchens auf einem Raugitter

festgelegt. Dadurch sind die Ladung sowie der Strom j auf dem Rauggitter bestimmt. Wird die Ladung und der Strom in die Maxwell-Gleichungen eingesetzt, so läßt sich das elektrische und magnetische Feld (E und B) berechnen. Durch Einsetzen der Felder in die Lorentz-Gleichungen erhält man die neue Ortskoordinate sowie den Geschwindigkeitsvektor. Ein Schema zur Verdeutlichung des Rechenkreislaufs ist in Abbildung 5.2 gegeben.

Die Vlasov-Gleichungen und die Maxwell-Gleichungen liefern die selbstkonsistente Beschreibung der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Eine vollständige Lösung des Gleichungssystems bei hochintensiven Laserpulsen und inhomogenen Plasmen ist im Allgemeinen nicht analytisch möglich, weshalb ein numerischer Ansatz gewählt werden muß.

Bei der Lösung der Vlasov-Maxwell-Gleichungen werden zum einen Vlasov-Simulationen durchgeführt, welche die kinetischen Gleichungen numerisch lösen, wodurch die Verteilungsfunktion bestimmt wird. Zum anderen werden Teilchensimulationen durchgeführt, bei denen die relativistischen Bewegungsgleichungen für eine bestimmte Anzahl von Teilchen gelöst werden, die das Plasma und damit die neue Verteilungsfunktion darstellen.

5.1 Particel in Cell Simulationen

Die experimentell gewonnen Ergebnisse der Wechselwirkung eines Lasers mit einem Festkörpertarget sollen in diesem Kapitel mit Hilfe des oben genannten 1.5D Particle in Cell Codes (LPIC++) [27] simuliert werden. Dies gilt insbesondere für die gemessenen energetischen Verteilungen in der Protonenemission. Während in den analytischen Betrachtungen von Wickens und Allen [23] (siehe 2.2) die Dips in den Ionenspektren speziell auf zwei Elektronen-Temperaturverteilungen in einem frei expandierenden Plasma zurückgeführt wurden, lassen die PIC - Simulationen weiterführende Informationen über die Ionendynamik erwarten.

Zunächst soll mit Hilfe des LPIC++ ein Szenario geschaffen werden, in dem die analytische Lösung von Wickens und Allen überprüft werden kann. Zu diesem Zweck müssen die Anfangsbedingungen für die PIC - Simulation an die experimentellen Bedingungen angepaßt werden.

5.1.1 Parameteranpassung

In dem hydrodynamischen Modell werden weder die Wechselwirkung mit einem Laserpuls noch mehrere Ionensorten berücksichtigt. Daher sollte mit Hilfe von PIC – Simulationen ein besseres Verständniss dieses Sachverhaltes ermöglicht werden. Im Folgenden soll zunächst versucht werden die gemessenen Protonenspektren zu simulieren und den Mechanismus zu indentifizieren der die Protonen zu sehr hohen Energien beschleunigt.

Die PIC – Simulationen wurden so durchgeführt, daß die verwendeten Parameter möglichst den im Experiment vorhandenen Parametern, wie Laserpulsform, Dauer des Laserpulses und Kontrast und Plasmadichte nahe kommen.

Eine schematische Darstellung des Intensitätsverlaufes des Laserpulses zeigt Abbildung 5.3. Der Laserpuls hat ähnlich wie im Experiment eine Dauer von $\tau = 35fs$. Das entspricht bei einer Wellenlänge von $\lambda = 800nm$ ungefähr 12 Oszillationen des Laserfeldes. Die Einhüllende des Laserpulses hat im wesentlichen eine Rechteckform mit einer steil ansteigenden und abfallenden Flanke von drei Laserzyklen.

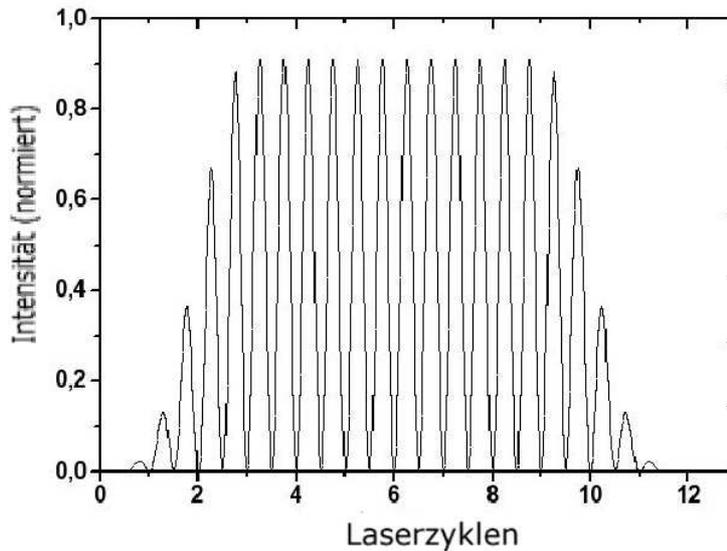


Abbildung 5.3: Normierte Intensität des Laserpulses mit zwölf Zyklen. Die ansteigende und abfallende Flanke, repräsentiert eine Art Vorpuls und wird aus je 3 Laserzyklen ($3 \times 2.7fs$) gebildet.

Die Plasmaausdehnung wird mit $n_{zyklen} = 50$ Laserzyklen angenommen und einer Größe (P) von $n_{zyklen} * 0.8\mu m = 40\mu m$ was dem Experiment nahe kommt. Die Dichte des Plasmas n_e/n_k wurde zwischen 2 bis 4 fach überkritisch angenommen. Die kritische Dichte n_k beschreibt die Dichte der Elektronen n_e , bei der Licht mit einer bestimmten Wellenlänge λ nicht mehr durch das Plasma propagieren kann und reflektiert wird. Im realen Experiment ist ein Vorpuls von mehreren 100ps Pulsdauer bis zu ns vorhanden. Dieser Vorpuls ionisiert bei ansteigender Flanke bereits eine Grenzschicht des Materials. Mit Hilfe eines ausgedehnten Vorplasmas (R) wie in Abbildung 5.4 kann dieser Vorpuls in den Simulationen berücksichtigt werden.



Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Plasmadichte im x-Raum vor der Wechselwirkung mit dem Laserpuls. P ist das Hauptplasma mit einer Dichte $n_e > n_k$, R stellt die Plasmarampe mit linear ansteigender Dichte bis n_e dar.

5.1.2 Parametervariation

Zunächst wurden PIC-Experimente durchgeführt, um das Verhalten des Systems bei verschiedenen Laser- und Plasmaparametern zu untersuchen. In Abbildung 5.5 wurde die Dichte des Hauptplasmas $n_e = 4n_k$ gewählt und die Länge der ansteigende Flanke des Vorplasmas zwischen 0% und 100% der Länge des Hauptplasmas variiert. Die Intensität des Rechteckpulses (vergl. Abbildung 5.3) des Laserpulses wurde mit $2 \times 10^{19} W/cm^2$ gewählt, was dem derzeitigen Intensitätsmaximum im realen Experiment entspricht.

Im Experiment hat der Laserpuls einen ps-langen ASE (Amplified Spontaneous Emission) Untergrund. Dieser Vorpuls ist ausreichend, um eine Plasmabildung zu initiieren, die hier mit der Plasmarampe simuliert wird. Der Kontrast (I_{max}/I_{min}) bestimmt die Rampenlänge des Vorplasmas, welches im realen Experiment durch den Vorpuls des Lasers erzeugt wird. Da es wünschenswert ist, möglichst hohe Protonenenergien zu erreichen, und der Pulscontrast im realen Experiment sehr gut ist ($10^7 - 5 \times 10^7$), wird in den weiteren Simulationen eine kleine

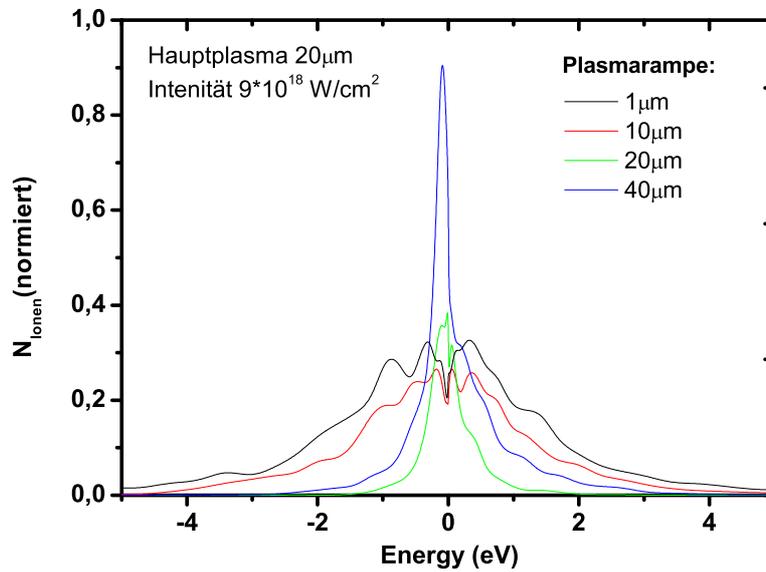


Abbildung 5.5: Simulierte Protonenspektren bei unterschiedlichen Plasmarampen R . Eine kleine Plasmarampe $1\mu\text{m}$ soll einem Laserpuls mit hohem Kontrast entsprechen. Wird der Pulscontrast kleiner, also auch das Vorplasma, so wird weniger Energie vor der eigentlichen Wechselwirkung mit hoher Intensität absorbiert und die Cut-Off-Energie sinkt. Dabei bezeichnet das Minuszeichen vor dem Energiewert, die Bewegungsrichtung der Teilchen entgegen der Laserausbreitungsrichtung.

Plasmarampe (drei Laserzyklen) angenommen.

Wird die Laserintensität variiert, so bildet sich mit steigender Intensität ein grösseres beschleunigendes Oberflächenpotential aus, welches die Protonen wiederum auf höhere Energien beschleunigt. Bei sehr hohen Intensitäten (höher als $1 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$) kann im Phasenraum $x-v$ der Elektronen eine hohe Dichte der heißen Elektronen beobachtet werden (Abbildung 5.7). Zusätzlich kann in diesen Phasenraumplots einen Rezirkulationsprozess beobachtet werden, der später noch eine wichtige Rolle spielen wird. Das Beschleunigungspotential zwischen Plasma und Vakuum, welches durch die heißen Elektronen erzeugt wird, beschleunigt die Protonen auf Energien bis zu mehrere MeV.

In den Simulationsrechnungen erreichen die Protonen Energien von mehr als 10MeV (Abbildung 5.8). Da es sich somit in der Simulation um ideale Voraussetzungen der Plasmaerzeugung handelt, sind die

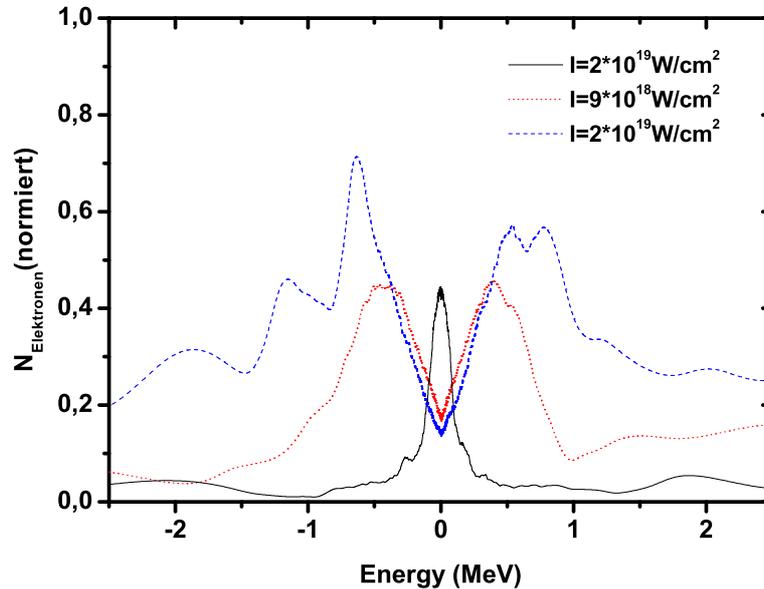


Abbildung 5.6: Simulation zweier Elektronenspektren bei verschiedenen Intensitäten. Je höher die Intensität, desto mehr heiße Elektronen werden "erzeugt" die wiederum das Beschleunigungsfeld des Plasmas generieren.

Energien höher als im realen Experiment. Zum Beispiel werden weder Stöße zwischen den Teilchen noch Strahlungsemission berücksichtigt, wodurch das Gesamtsystem keine Energie verliert. Dies ist etwas problematisch, zumal bei hohen Dichten Stöße einen realen Verlustmechanismus darstellen. In dem verwendeten "Code" ist kein entsprechender Stoßterm "eingebaut". Die Energieumsetzung in der Simulation erfolgt durch die Expansion des Systems.

Die Beschleunigung der Protonen über erfolgt über das Beschleunigungspotential. Ähnlich wie bei dem schon erwähnten TNSA-Mechanismus, bei dem sich an der Oberfläche eine Beschleunigungspotential aus heißen Elektronen (vergl. Abbildung 5.6) aufbaut.

5.2 Energiespektren der Protonen

In den vorhergehenden Abschnitten wurde beschrieben, welchen Einfluß verschiedene Parameter wie Intensität und Vorplasma auf die Pro-

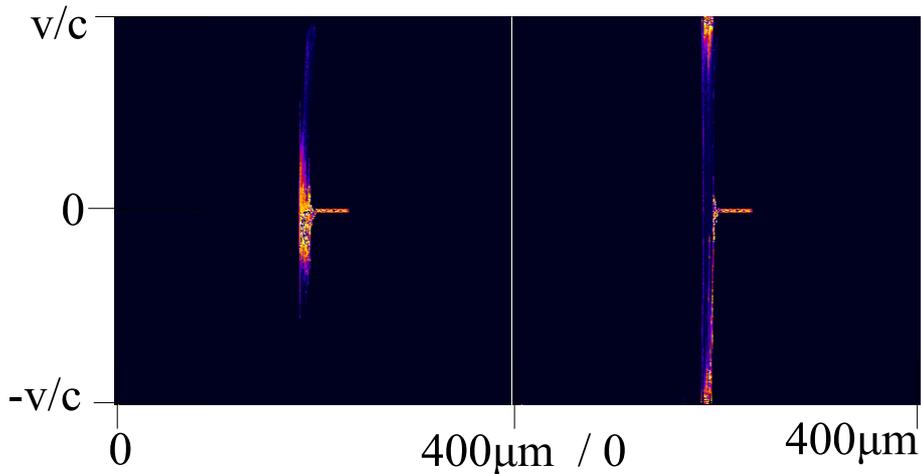


Abbildung 5.7: v - x -Phasenraumdiagramme der Elektronendichteverteilung bei niedriger ($I_L = 2 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$) und hoher ($I_L = 9 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$) Laserintensität (links bzw. rechts) nach einem Zeitpunkt t nahe der Laserplasmawechselwirkung.

tonenbeschleunigung haben. In diesem Abschnitt werden nun mit Hilfe des PIC-Codes die in den Experimenten beobachteten Dips untersucht. Mit den Modellierungen in Kapitel 2.1 war es nicht möglich, mehrere auftretende Einbrüche im Energiespektrum zu erklären. Zunächst wird gezeigt, daß mit Hilfe des Codes die heißen sowie kalten Elektronenkomponenten das Protonenspektrum beeinflussen. In anderen PIC-Simulationen, sowie hydrodynamischen Modellen sind mehrere auftretende Modulationen auf zusätzlich vorhandene Ionensorten zurückgeführt worden [24, 62, 63]. In dem hydrodynamischen Modell [23] wird ein frei expandierendes Plasma nach der Wechselwirkung mit dem Laserpuls angenommen. Dies ist der Fall, wenn der Beschleunigungsprozess für die Protonen abgeschlossen ist. Aus diesem Grund ist es notwendig, nach der Laserplasmawechselwirkung die Energiespektren über einen möglichst ausgedehnten Zeitraum zu beobachten. Da aber während des Expansionsprozesses weiterhin eine Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Energiekomponenten erfolgt, ist es nicht ohne weiteres möglich sich den Entwicklungsprozess während eines bestimmten fixen Zeitpunktes anzuschauen. Viel mehr ist es erforderlich, an einem festen Ort x_{mess} die Anzahl der Protonen einer bestimmten Energie zu zählen. In Abbildung 5.9 ist ein integriertes v - x -Phasenraumdiagramm dargestellt. Der Kreuzungspunkt D der weißen Linien verdeutlichen den Ort an dem der Beschleunigungsprozess abgeschlossen ist. An diesem Punkt

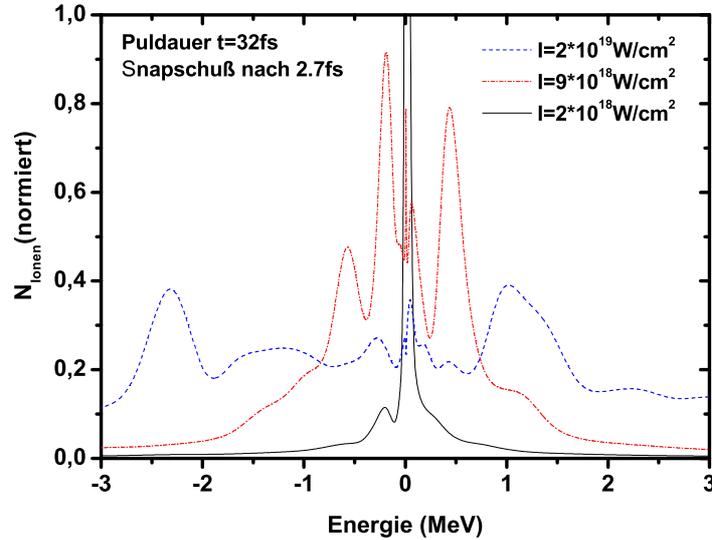


Abbildung 5.8: Protonen werden durch das Beschleunigungsfeld auf mehr als 10MeV beschleunigt. Für eine bessere Auflösung ist hier nur ein Ausschnitt bis zu 3MeV dargestellt. Das minus Zeichen vor den Energiewerten bedeutet eine Bewegung der Teilchen entgegengesetzt der Laserausbreitungsrichtung.

wird der virtuelle Detektor positioniert, welcher die Protonen in einem Zeitraum von 200 Laserzyklen (540fs) aufintegriert. Der Abstand zwischen dem Detektor und der Oberfläche der Plasmarückseite beträgt $x_{\text{mess}} = 100\mu\text{m}$.

Prinzipiell ist es möglich, die Größe des Phasenraumes in dem die Expansion betrachtet werden soll, beliebig groß zu wählen. Jedoch würde dies erheblich größere Anforderungen an die Speicherkapazität und Rechenzeit stellen. Aus diesem Grund wurde ein relativ geringer Abstand der Detektionsebene zur Plasmaoberfläche gewählt, in der die Energiespektren untersucht wurden.

Das Plasma hat zum Zeitpunkt $t=0$ vor der Laserplasmawechselwirkung eine Ausdehnung in Laserrichtung von $x = 40\mu\text{m}$. Zusätzlich muß ein Energieintervall gewählt werden, in dem keine weiteren Protonen nach dem Integrationszeitraum zu erwarten sind. Die Größe der Simulationsbox beträgt $320\mu\text{m}$, bestehend aus 4000 Zellen. Die Gesamtzahl der benutzten Protonen beträgt 2000 pro Zelle des vorionisierten Plasmas zum Zeitpunkt $t=0$. Bei diesen Simulationen wird das Verhältnis

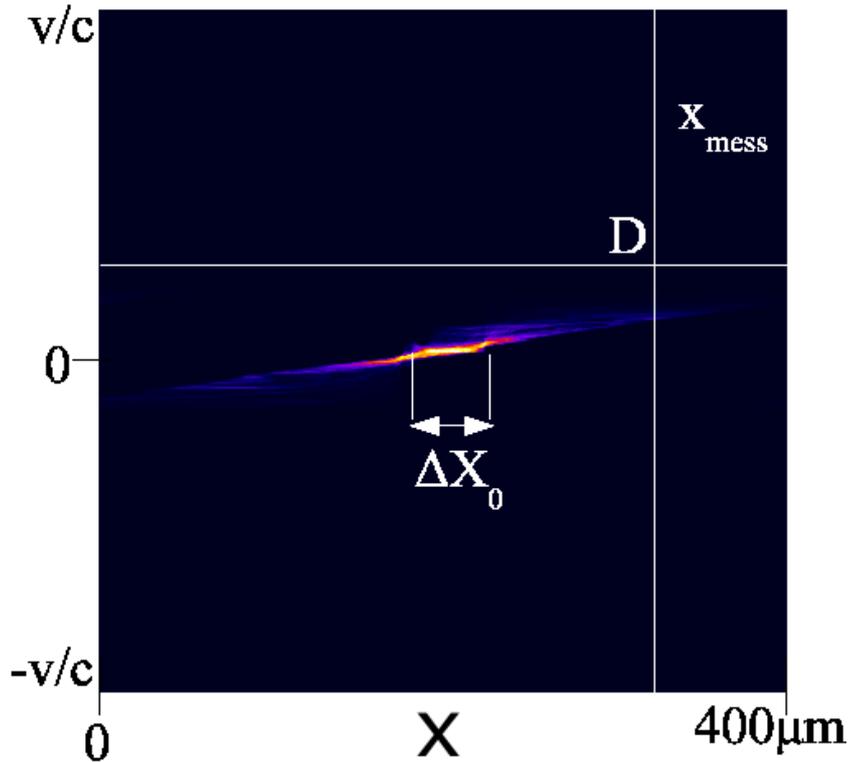


Abbildung 5.9: v - x -Phasenraumdiagramm, Abstand des Detektor D vom Plasma $x_{\text{mess}} = 100\mu\text{m}$, Kreuzungspunkt D verdeutlicht den Ort an dem der Beschleunigungsprozess der Protonen (1–7MeV) beendet ist. Die Ausdehnung des Plasmas beträgt zum Zeitpunkt t_0 : $\Delta x = 40\mu\text{m}$

der Elektronendichte n_e zur kritischen Dichte n_k mit "2" angenommen. Der Hauptlaserpuls hat eine Rechteckform und einen Anstieg von 3 Laserzyklen bei einer Laserwellenlänge von $0.8\mu\text{m}$ (vergl. Abb. 5.3). Es werden im folgenden zwei Fälle diskutiert. Einmal sei die Laserintensität $I_h = 5.5 \times 10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$ und im anderen Fall $I_n = 8.8 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$. In Abbildung 5.9 ist ein über einen Zeitraum von 1450 Laserzyklen integriertes Phasenraumdiagramm (x - v) dargestellt. Ein Laserzyklus entspricht 2.7fs. Die Energiespektren der Protonen sind nahe des "cut-off"-Bereiches berechnet. Die Spektren sind über einen Zeitraum von 1350 bis 1550 Laserzyklen integriert. In diesem Zeitbereich befinden sich die Elektronen in guter Näherung im elektrostatischen Gleichgewicht mit dem elektrischen Feld [23].

In Abbildung 5.10 sowie Abbildung 5.11 sind die normierte Elektronendichteverteilung (schwarze Linie) sowie das gemittelte elektrische Feld

(graue Linie) in dem Zeitraum von 1350 bis 1550 Laserzyklen des gesamten Phasenraumes für verschiedene Laserintensitäten dargestellt.

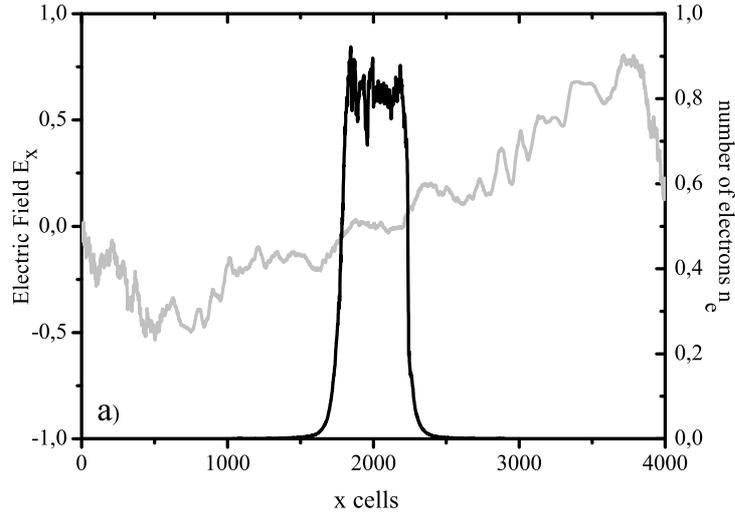


Abbildung 5.10: Gemessenes elektrisches Feld und normierte Elektronendichteverteilung bei niedriger Laserintensität $I = 5.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

5.3 Zweikomponentige Boltzmannverteilung

Zunächst ist es notwendig, aus dem Verlauf des beschleunigenden elektrischen Feldes sowie der Elektronendichteverteilung zwei Temperaturkomponenten zu extrahieren. Dazu wird zunächst davon ausgegangen, daß es sich bei den Elektronendichteverteilungen näherungsweise um Gaussverteilungen (siehe Gleichung 5.5) handelt:

$$n_e = n_{e0} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\sigma^2}}. \quad (5.4)$$

Da sich die Elektronen näherungsweise im elektrostatischen Gleichgewicht (Steigung $a=1$) mit dem elektrischen Feld ($\phi \propto (x-x_0)^2$) befinden, ergibt sich durch Integration von $E = -\nabla\phi$ für die Gaußverteilung eine Boltzmann-ähnliche-Verteilung,

$$n_e = n_{e0} e^{\frac{\phi}{\sigma^2}} \quad (5.5)$$

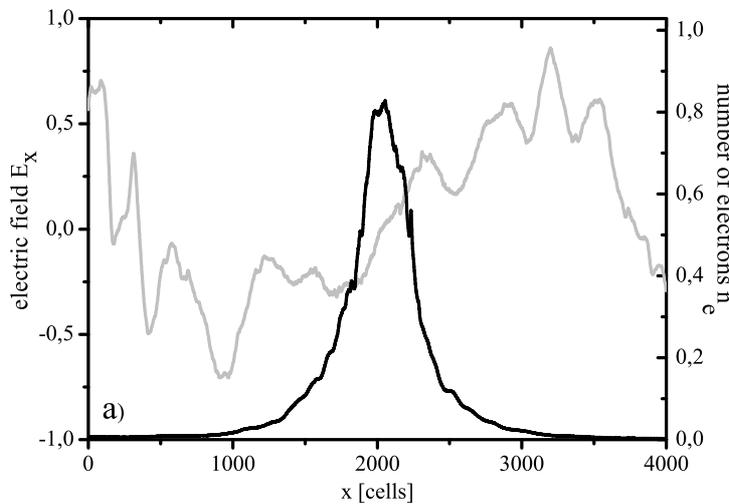


Abbildung 5.11: normiertes elektrisches Feld und normierte Elektronendichteverteilung bei hoher Laserintensität $I = 8.8 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$.

mit $\sigma = \sqrt{kT_B}$. Durch geeignetes Anpassen von σ ist es nun möglich, die gewonne Boltzmannverteilung zu verwenden und die Temperaturkoeffizienten zu identifizieren. Die gesamte Dichteverteilung der Elektronen, bestehend aus einer heißen Elektronenkomponente n_h und einer kalten Elektronenkomponenten n_c , läßt sich mit $n_e = n_h + n_c$ beschreiben. Benutzt man die obige Boltzmannverteilung, um die Elektronendichteverteilungen mit Hilfe des Potentials anzupassen, so können daraus mindestens zwei Temperaturkomponenten aus Abbildung 5.12 extrahiert werden. Das Temperaturverhältnis der heißen zur kalten Komponente bei hoher Intensität beträgt $T_h/T_c = 5.1$, wohingegen für niedrige Intensitäten keine zwei Temperaturkomponenten gefunden und keine Modulationen beobachtet werden konnten.

In der Abbildung 5.13 können in dem Energiespektrum, im Gegensatz zu dem Zwei-Temperatur-Modell von Wickens et al, zwei Dips identifiziert werden. Eine mögliche Erklärung dafür ist die oszillierende Elektronendichteverteilung im Plasma. Diese Oszillation bleibt sehr lange ($> 1ps$) nach der Laserplasmawechselwirkung bestehen und kann dadurch die Ausbreitung der Protonen und damit das Spektrum lange beeinflussen. Dieses Phänomen soll später in Kapitel 6 untersucht werden und ein Erklärungsversuch gegeben werden.

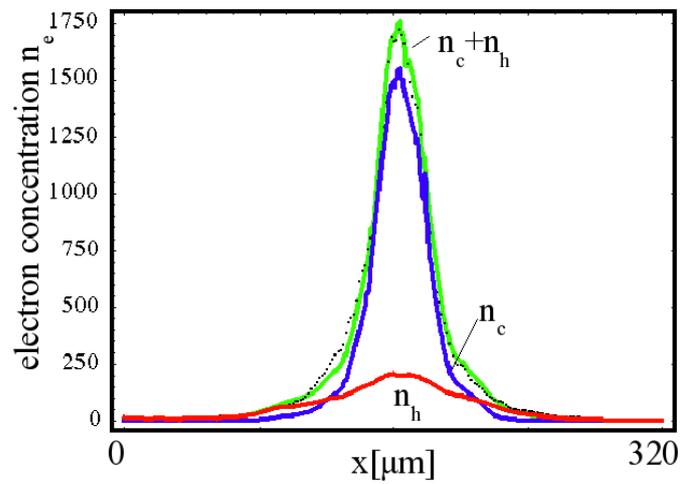


Abbildung 5.12: Zweikomponentige Elektronentemperaturen, n_h = heiße Elektronenkomponente, n_c = kalte Elektronenkomponente.

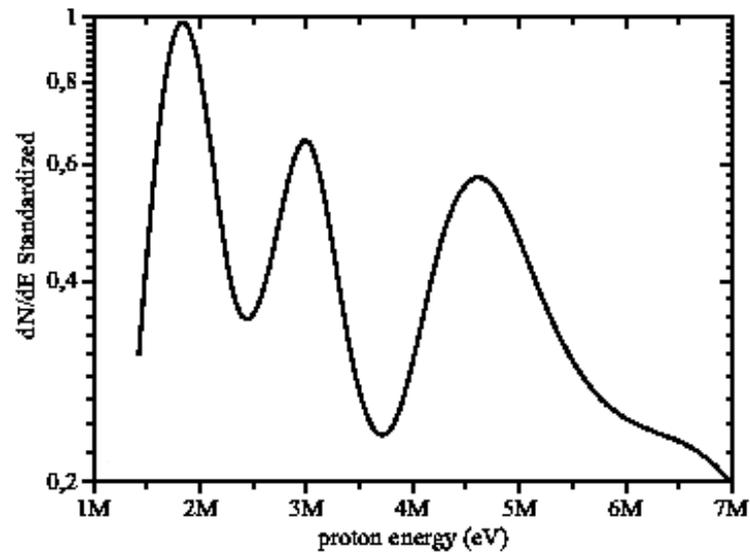


Abbildung 5.13: Moduliertes Protonenspektrum, in einem Abstand von $80\mu\text{m}$ zur Plasmaoberfläche. Laserintensität: $I = 9 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$, Pulslänge 35fs

Kapitel 6

Modellerweiterung

Die Vorstellung der zwei Elektronen-Temperaturenverteilung in einem Laser erzeugten Plasma reicht alleine nicht aus, um mehrere Lücken im Spektrum der Ionenspektren zu erklären. Vielmehr muß man dazu übergehen, eine Multi-Elektronen-Temperaturverteilung einzuführen. Zusätzlich ist es notwendig, den Prozess zeitlich über einen längeren Zeitraum zu betrachten. In diesem Kapitel soll gezeigt werden, daß derartige Spektren auch durch Hinzuziehen von Rezirkulationsprozessen der Elektronen bzw. Ladungsschwerpunkte und damit dem beschleunigenden Feld modelliert werden können.

6.1 Modellvorstellung

Durch das eingestrahelte Laserfeld werden Elektronen in dem Festkörpertröpfchen durch das ponderomotive Potential des Lasers in Vorwärtsrichtung beschleunigt. Daraus ergibt sich durch die größere Masse der Ionen eine Trennung der Ladungsschwerpunkte, die zu einem beschleunigenden Feld führt. Aus der Feldstärke $E_0 = kT_e n_e / \epsilon_0$ lässt sich die "cut-off"-Energie der Protonenspektren bestimmen wenn die Ausdehnung der Beschleunigungszone bekannt ist. Diese wird durch die stärkste Ladungsschwerpunktverschiebung bestimmt. Gleichzeitig wird durch innere Prozesse im Plasma, wie Strahlung und Elektronentransport bzw. -emission, eine Minderung der Gesamtenergie des Plasmasystems verursacht. Trotzdem werden die Elektronen, die nicht genug Energie haben, um dem rücktreibenden Feld zu entkommen, wieder in Richtung des Plasmas beschleunigt. Diesen Prozess nennt man Rezirkulation. Elektronen, die wieder durch das Plasma fliegen, spüren innerhalb des Plasmas keine Coulombkräfte und könnten nahezu kräftefrei durch das

Plasma hindurchfliegen. Durch die im Plasma erzeugten magnetischen Felder werden Elektronen trotzdem abgelenkt oder können auf die gegenüberliegende Seite des Plasmas gelangen.

Die Flugzeit t der Elektronen, welche durch das Plasma mit dem Durchmesser $20\mu\text{m}$ propagieren, lässt sich auf einfache Art abschätzen und ergibt sich bei einer mittleren Geschwindigkeit $v_{\text{elektron}} = 10^8\text{m/s}$ zu $\approx 200\text{fs}$. Dieser Wert stimmt mit den in den PIC-Simulationen beobachteten Zeiten für die Elektronenrezirkulation recht gut überein. Betrachtet man ein elektrostatisches Feld, ist dies auch die erforderliche Zeit um ein Proton auf eine Energie von ca. 1MeV zu beschleunigen.

Diejenigen Elektronen, die in entgegengesetzte Richtung zur Laserstrahlrichtung austreten, bilden auf der Vorderseite ein Feld E_1 aus, welches geringer ist als jenes in Vorwärtsrichtung (Targetrückseite).

Bei mehrmaligen derartigen Durchläufen werden die maximalen Energien der Elektronen immer geringer und somit auch der wechselseitigen entsprechenden Beschleunigungsfelder der Ionen.

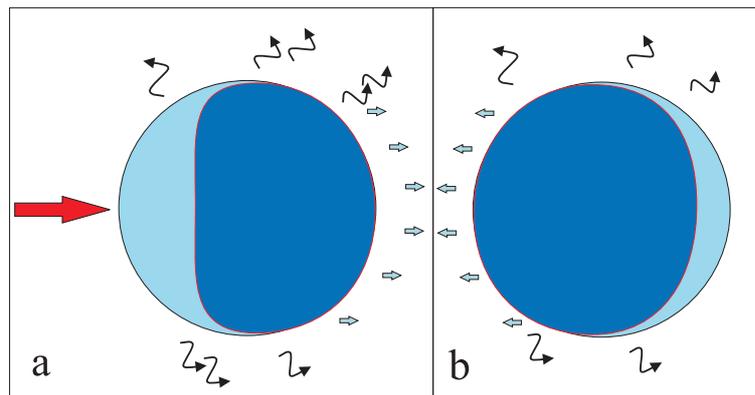


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Prozesse bei der Wechselwirkung von Laser und Plasma zur Ausbildung eines gedämpften oszillierenden Beschleunigungsfeldes. Dabei wird in a) die Anfangssituation dargestellt, bei der der Feldaufbau durch Verschiebung der Ladungsschwerpunkte initialisiert wird. Nach einem Umlauf (ca. $80\text{-}120\text{fs}$) werden die Elektronen wieder zurück in das Plasma beschleunigt, wobei sich der Ladungsschwerpunkt erneut verschiebt. Dabei ist der Pfeil in a) der einfallende Laserstrahl, die geschwängelten Pfeile die Abstrahlung von Licht, Röntgenstrahlung etc.. Die kleine dicken Pfeile symbolisieren die Elektronen welche das Plasma verlassen.

Man erkennt sofort, daß es sich hierbei um das Prinzip des gedämpften harmonischen Oszillators handelt. Das Prinzip der Ladungsschiebung ist in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt. In dieser Mo-

dellvorstellung sollen die Dips in den Protonenspektren im wesentlichen durch Energieverluste des beschleunigenden Feldes erklärt werden.

Bei jedem Rezirkulationsprozess wird erneut eine Ionenpopulation emittiert, deren "cut-off"-Energie nach jedem Durchlauf immer kleiner wird.

6.2 HO-Modell

Der gedämpfte Harmonische Oszillator lässt sich nach der obigen Modellvorstellung wie folgt darstellen.

$$\frac{d^2 E(t)_{acc}}{dt^2} + \chi \frac{dE(t)_{acc}}{dt} + \omega_0^2 E(t)_{acc} = 0 \quad (6.1)$$

Dabei stellt $E(t)_{acc}$ das zeitlich abhängige Feld, welches durch Ladungsschwerpunktsverschiebung erzeugt wird, dar. ω_0^2 ist die Frequenz des oszillierenden elektrischen Beschleunigungsfeldes. Der Dämpfungsterm χ des gedämpften harmonischen Oszillators faßt verschiedene Verlustmechanismen wie z.B. "Elektronenverlust" usw. zusammen.

Mit den Anfangsbedingungen $E(0)_{acc} = kT_e n_e / \epsilon_0$ und $\dot{E}(0)_{acc} = 0$ führt dies auf die Lösung

$$E_{acc}(t) = e^{-\frac{1}{2}\chi t} \left\{ E_{acc} \cos(\omega_1 t) + \left[\frac{1}{2} \chi E_{acc}(0) \right] \frac{\sin(\omega_1 t)}{\omega_1} \right\} \quad (6.2)$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 - \frac{1}{4} \chi^2$$

Dieses oszillierende Feld übt nun eine Kraft auf die Ionen, z.B. die Protonen, aus wodurch diese beschleunigt werden. Integration der Bewegungsgleichungen ergibt das Geschwindigkeitsspektrum (Abbildung 6.2) dieser Ionen in Vorwärts- sowie Rückwärtsrichtung.

Bei dieser Simulation wurde angenommen, daß die Protonen, welche den Detektor in einem Abstand x innerhalb einer sehr langen Zeit nach dem Beschleunigungsvorgang nicht erreichten, diesen auch später nicht erreichen werden. Diese Teilchen wurden als zu energiearm betrachtet und würden im Spektrum lediglich in dem niederenergetischen Bereich auftauchen. Dies zeigt sich auch in Abbildung 6.3. Bei dieser Simulation wurde der Detektorabstand variiert. Die Ausbeute der niederenergetischen Protonen steigt an, da diese von dem oszillierenden Feld eingefangen werden oder zu energiearm sind. Mit steigendem Abstand des Detektors zum Startpunkt der Protonen bildet sich ein zusätzlicher Dip. Es werden also Protonen, welche eine zu große Di-

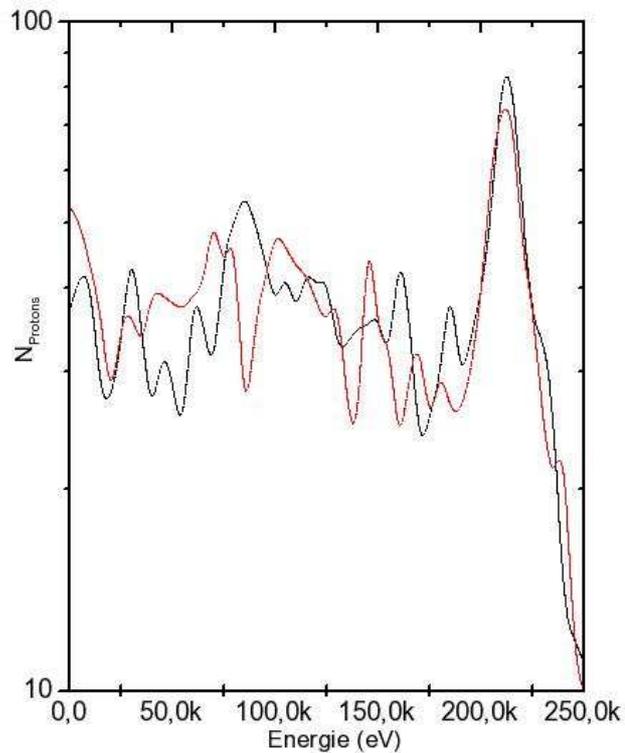


Abbildung 6.2: Einteilchensimulation des detektierten Protonenspektrum in Vorwärts (schwarz) sowie Rückwärtsrichtung (rot) zur "Laserausbreitungsrichtung"

stanz innerhalb des "Plasmas" durchlaufen müssen, eingefangen oder so stark abgebremst, daß sie nicht mehr zu dem hochenergetischen Bereich beitragen können.

Die oben gezeigte Simulation zeigt, daß ein gedämpftes oszillierendes Potential Dips im Protonenspektrum verursachen kann. Wird dieses oszillierende Beschleunigungspotential als eine sich verändernde Elektronendichteverteilung bei sich gleichzeitiger ändernde Temperaturverteilung aufgefasst, so kommt man der oben gefundenen Modellvorstellung einer Multitemperaturverteilung in Kapitel 4 sehr nahe. Allerdings wird hier davon ausgegangen, daß das Plasma nicht frei expandiert, sondern schon innerhalb des Plasmas, speziell aber durch die sich zeitlich verändernde TNSA-Beschleunigung, Dips in den Ionenspektren ausbilden. Da es sich um eine Einteilchensimulation handelt, muß

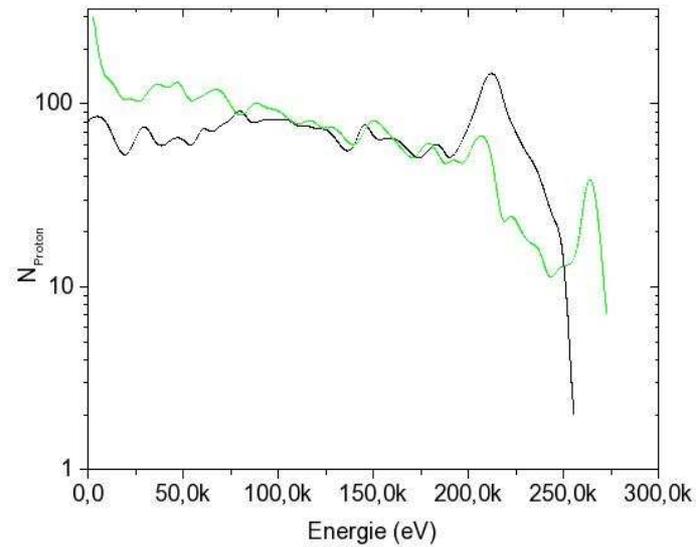


Abbildung 6.3: Simuliertes Spektrum bei unterschiedlichen Abständen zum "Quellplasma". (grün) $20\mu\text{m}$, (schwarz) $80\mu\text{m}$

das Ergebnis kritisch betrachtet werden. Jedoch können bisher weder analytische hydrodynamische Modelle noch PIC-Simulationen ausreichend erklären, wie Multidips in den Ionenspektren zustande kommen können. Die experimentellen Ergebnisse zeigen ebenfalls eine Multi-Elektronentemperaturverteilung (Elektronenspektren in Kapitel 4), was mit dieser hier vorgestellten Modellvorstellung gut übereinstimmt.

Kapitel 7

Neutronenerzeugung

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie effizient die Erzeugung von Neutronen bei sphärischen Targetsystemen sowie einem Spraytarget ist und wie die Ausbreitung der Deuteronen innerhalb des Plasmas erfolgt. Die untersuchten Targetsysteme waren zum einen sphärische Einzeltröpfchen mit einem Durchmesser von ca. $20\mu\text{m}$ und zum anderen das schon beschriebene Spraytarget (Kapitel 3) mit einem durchschnittlichen Tröpfchendurchmesser von ca. 150 nm. Die Ausbreitungscharakteristika hochenergetischer Ionen, die durch die Wechselwirkung zwischen hochintensiven Laserpulsen und schwerem Wasser beobachtet wurden, erfolgte in Kapitel 4. Durch die Möglichkeit, Deuteronen zu hohen Energien zu beschleunigen, damit sie die Coulombabstoßung überwinden können und eine Kernreaktion induzieren können, liegt es nahe, eine effiziente Erzeugung von Fusionsneutronen entsprechend der bekannten Reaktion $d + D \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3.269\text{MeV}$ zu erwarten.

In Kapitel 4 wurde die Ionenbeschleunigung und Ausbreitungscharakteristik weit außerhalb des Targets untersucht. Damit die Energieverteilung der Deuteronen innerhalb oder nahe der Targetoberfläche des Targets [64] bestimmt werden kann, wird in diesem Kapitel mit Hilfe von Neutronenemissionen untersucht, wie sich die Deuteronen dort ausbreiten.

In Abbildung 7.1 sind drei mögliche Targetsysteme für eine effiziente Neutronengewinnung dargestellt. Im ersten Fall 7.1 a) wird mit einem Laser ein Deuteriumtarget im Inneren einer Hohlkugel (ideales Targetsystem zur Neutronenerzeugung, da alle beschleunigten Targetdeuteronen mit den Deuteronen der Hohlkugel wechselwirken können) aus Deuterium zur Deuteriumemission angeregt. Deuteronen, die mit der

Deuteriumhülle wechselwirken, erzeugen nach der obigen Fusionsreaktion Neutronen. Im zweiten Fall b) wird mit dem Laser ein Plasma in dem Spraytarget erzeugt. Da die Dichte des gesamten Targetssystem jedoch sehr viel geringer ist als bei dem Hohlraumtarget in Fall a) ist auch die Wahrscheinlichkeit geringer, Neutronen zu erzeugen. Im dritten Fall c) wird ein einzelnes D_2O -Tröpfchen mit dem Laser bestrahlt. Die Plasmaexpansion erfolgt radial in alle Raumrichtungen. Das führt zu einer geringen Wechselwirkung von Deuteronen außerhalb des Tröpfchens.

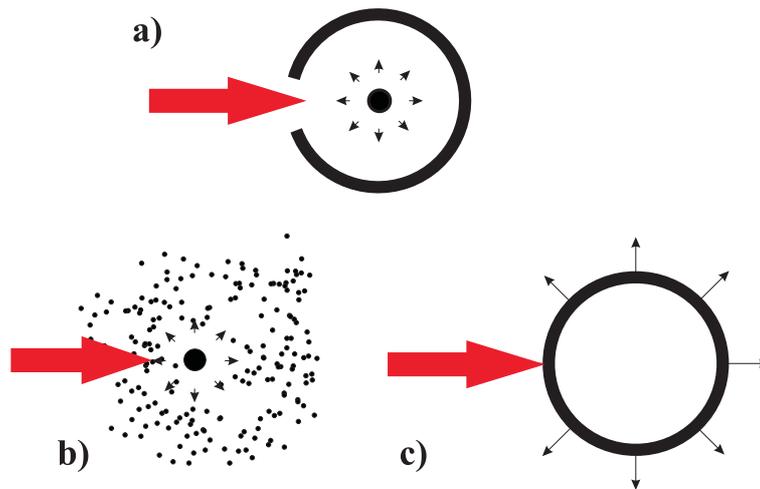


Abbildung 7.1: a) Schematische Darstellung eines Hohlraumtarget, bei dem die beschleunigten Deuteronen mit einem kugelförmigen Deuteriumtargets kernwechselwirken können (höchste Neutronenausbeute). b) Darstellung des verwendeten Spraytargets (hohe Neutronenausbeute). c) Tröpfchentarget mit isotroper Deuteriumausbreitung, bei dem Deuteronen nur sehr selten Wechselwirken können (niedrigste Neutronenausbeute.)

7.1 Neutronendetektion

Die Detektion der erzeugten Neutronen erfolgte in vier Raumrichtungen $N1 = 0^\circ$, $N2 = 135^\circ$, $N3 = 90^\circ$ und $N4 = 45^\circ$ zur Laserachse mit sogenannten Flüssigkeitsszintillatoren (FS) (NE213 oder BC501) in einem Abstand zur Targetkammermitte zwischen 322cm und 347cm (vgl. 7.2) [65]. Die Durchmesser der Szintillatoren betragen 12.7cm und deren Dicke ist 2.54cm (N2,N3) bzw. 5.08cm (N1,N4). Sie sind jeweils an einen Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) gekoppelt. Gleichzeitig wurde in -135° relativ zur Laserstrahlrichtung ein Thomson-Parabel-

Spektrometer zur Ionenmessung verwendet (Kapitel 3). Zur Abschwächung des γ -pulses wurde vor jeden FS eine 1cm dicke Bleiplatte sowie ein 5cm dicker Bleiziegel positioniert. Jedoch wurde keine seitliche Abschirmung angebracht, da dies als ungewollter "Streuer" für die Neutronen wirken kann [65] (Abbildung 7.2). Die einzelnen Laserpulse

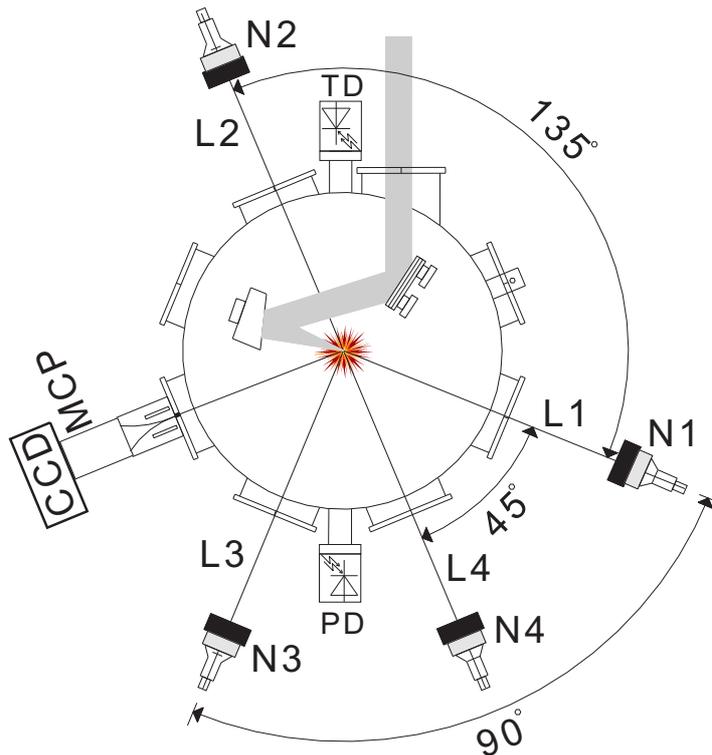


Abbildung 7.2: Abstand der Neutronendetektoren bei 0° , 45° , 90° , 135° zum Plasma im Zentrum der Vakuumkammer $L_1=339\text{cm}$, $L_2=330\text{cm}$, $L_3=326\text{cm}$, $L_4=234\text{cm}$, PD="Plasmadiode", TD=Triggerdiode

wurden mit einer Fotodiode TD registriert und gezählt. Die Neutronen werden durch die Flugzeitmessungen registriert. Die TD wurde als Startsignal für die Flugzeitmessungen verwendet. Eine weitere Fotodiode PD ("Plasmadiode"), die mit einem BG18-Filterglas versehen war, um das Laserlicht abzublocken, detektierte das Plasmalicht und diente als Anhaltspunkt für die relative Stärke der Laser-Tröpfchen-Wechselwirkung. Das Filterglas wurde zur Normierung der Neutronenintensität im Verhältnis zur Zahl der Laserpulse, welche mit dem Tröpfchen wechselwirken, verwendet.

Der Tröpfchengenerator erlaubt mit Hilfe eines 1 MHz Pulsers die einzelnen Tröpfchen in Phase mit den Laserpulsen zu bringen. Hier wurde darauf verzichtet, da bei anderen Versuchen keine Verbesserung der Trefferwahrscheinlichkeit erfolgte. Dies hatte zur Folge, daß ein Laserpuls ein Tröpfchen von $20\mu\text{m}$ Durchmesser und einem Abstand der einzelnen Tröpfchen zueinander von $70\mu\text{m}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 30% traf. Der Vergleich mit den registrierten Fotodiodensignalen, bei denen die Signale ungleich Null waren, ergab eine Trefferwahrscheinlichkeit von ebenfalls 30% – 40%.

7.2 Primär- und Sekundärtarget

Ziel dieser Versuche war es, unter anderem die Oberflächenemission der Deuteronen aus dem bestrahlten Tröpfchen zu bestimmen. Da die Neutronensignale, die direkt von dem bestrahlten Tröpfchen stammen, relativ schwach waren, war es notwendig, die Neutronen, die vom Primärtarget stammen, von jenen, welche aus benachbarten Tröpfchen oder von weiteren Sekundärtargets stammen zu unterscheiden. In Abbildung 7.3 ist der schematische Aufbau des Düsensystems mit den verschiedenen Sekundärtargets dargestellt.

Im Folgenden wird das Target, welches direkt mit dem Laser bestrahlt wird, als Primäres Deuteriumtarget (PDT) bezeichnet. Die Tröpfchen innerhalb des Tröpfchenzuges oberhalb und unterhalb des Primären Target werden als Sekundäres "DropletTarget (SDT) gekennzeichnet. Im Verlauf der Auswertungen in den nächsten Kapiteln wird ein Abstand von $70\mu\text{m}$ zwischen dem PDT und den SDTs ermittelt. Der Raumwinkel, unter dem Deuteronen vom PDT das SDT bestrahlen, ergibt sich zu $2 \times 90\text{msr}$. Ein weiteres Sekundärtarget (ST) ist eine Scheibe, die sich unterhalb des Düsenausgangs befindet.

Durch das weitere spezielle Sekundärtarget ST 9.5cm unterhalb der Düse, konnte erreicht werden, daß das ST gleichmäßig mit Deuteronen bestrahlt wurde und so in alle Neutronendetektorrichtungen Neutronen emittiert. Somit ergibt sich für alle 4 Detektoren die gleiche Neutronenenergie und Intensität von Neutronen, die am ST erzeugt wurden.

Zur Berechnung der Neutronenanzahl wurde Gleichung 7.1 verwendet.

$$\frac{dY_n(\theta_n)}{d\Omega_n} = \int_{E_d, \Omega_n, D} (d\sigma(E_d, \theta_n(\theta'_n, \Phi'_n, \theta_d, \Phi_d)) / d\Omega'_n)$$

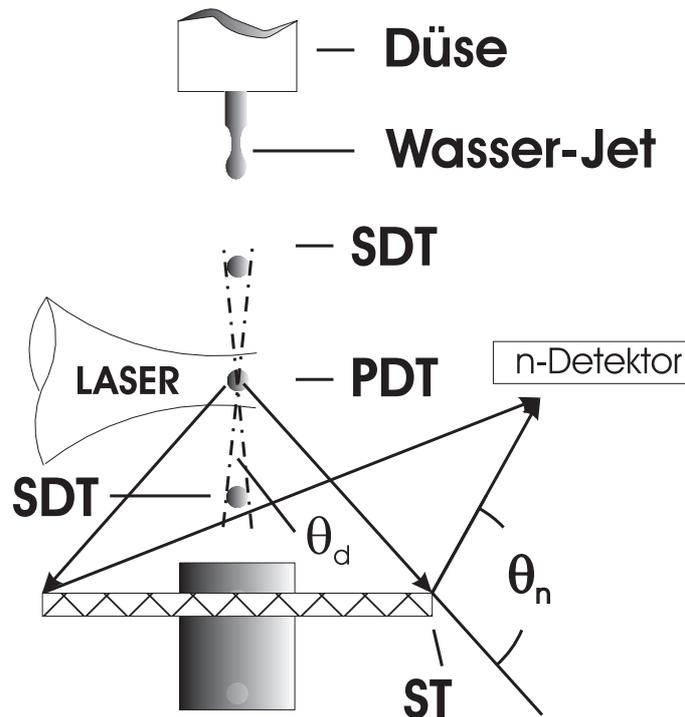


Abbildung 7.3: Einzeltröpfchengenerator, PDT=Primäres Deuteriumtarget, SDT=Sekundärtarget, ST=2. Sekundärtargetscheibe, d=Deutereonen welche aus dem Primärtarget emittiert werden, n=Neutronen welche von der ST-Scheibe emittiert werden. N=Neutronendetektor.

$$\times \left(d^2 Y_d / d\Omega_d dE_d \right) \times d\Omega_d \times dE_d \times dD \quad (7.1)$$

In Gleichung 7.1 ist σ der differentielle Wirkungsquerschnitt im Laborsystem [66, 67] der Fusionsreaktion $D(d,n)$ und $\theta_n (\theta'_n, \Phi'_n, \theta_d, \Phi_d)$ beschreibt den relativen Reaktionswinkel im Laborsystem zwischen den einfallenden Deuteronen, die vom primär Target (bestrahltes Tröpfchen) emittiert wurden, sowie den emittierten Neutronen in die Richtung eines der Neutronendetektoren vom Sekundärtarget aus betrachtet. Y_d ist die Deuteronenanzahl, die pro Laserschuss auf das Sekundärtarget trifft. Integriert wurde über einen Raumwinkel Ω_d relativ zum Tröpfchentarget, der von dem ST in Bezug auf das Tröpfchen (PDT) aufgespannt wurde. D bezeichnet in Gleichung 7.1 die Targetdichte (*Deuteronenzahl/cm³*) des Sekundärtargets. Die gestrichelten Größen in Gleichung 7.1 berücksichtigen die $D(d,n)$ -Reaktion, welche im Inneren

des ST statt findet.

Die Berechnung des Energieverlustes der Deuteronen im *Polystrol*-Sekundärtarget oder in schwerem Wasser D_2O wurde mit dem TRIM- (**T**ransport **R**ange **I**n **M**atter) Code [68] durchgeführt. Mit diesem "Code" ist es möglich, unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der Teilchen (z.B. Deuteronen) in Materie deren Eindringtiefen und Energieverluste zu berechnen. Bei den benachbarten Sekundärtröpfchentargets SDT wurden die unterschiedlichen Targetdicken in Abhängigkeit von θ_d berücksichtigt. Zur Bestimmung der Neutronenenergieverteilung ist es notwendig, die gesamte Flugzeit t zu kennen. Diese Flugzeit t setzt sich aus der Flugzeit der Deuteronen vom primären Tröpfchentarget zum Wechselwirkungspunkt mit dem Sekundärtarget und der Flugzeit der Neutronen von diesem Ort bis zum Neutronendetektor zusammen.

7.3 Deuteriumspektren eines Tröpfchen-Targets

Es ist anzunehmen, daß die Wahrscheinlichkeit von Reaktionen zwischen den sich vom Target wegbewegenden Deuteronen gering ist, während Deuteronen, die in das Target hinein beschleunigt, werden entsprechend höhere Reaktionsraten besitzen. Damit ist aber gerade diese Deuteronenkomponente interessant für den Fusionsprozess, der zu der charakteristischen Emission von etwa 2.5 MeV Neutronen führt. Eine Beschleunigung in das Target hinein führt zur Wechselwirkung mit Deuteronen innerhalb des Tröpfchens, wobei eine Fusionsreaktion $D(d,n)$ zu einer charakteristischen Neutronenemission führen kann.

In Abbildung 7.4 wurden 21 zufällig ausgewählte Deuteriumspektren eines einzigen Meßvorgangs, welche in 135° zur Laserausbreitungsrichtung durchgeführt wurden, ausgewählt. Dabei wurde angenommen, daß die Deuteronen isotrop vom Target emittiert werden. Das Thomsonspektrometer erlaubte in diesem Aufbau Deuteronen zu messen, deren Energien E_d größer waren als 20keV. Mit Hilfe von Gleichung 7.2 ergibt sich aus dem Mittelwert der 21 Spektren eine Deuteronentemperatur von $T_d = 100keV$.

$$\frac{d^2 N_d}{d\Omega dE} = \frac{1.2 \times 10^9}{4\pi} \exp\left(-\frac{E_d}{T_d}\right); \quad \left[\frac{1}{keV sr}\right] \quad (7.2)$$

7.3. DEUTERIUMSPEKTREN EINES TRÖPFCHEN-TARGETS 77

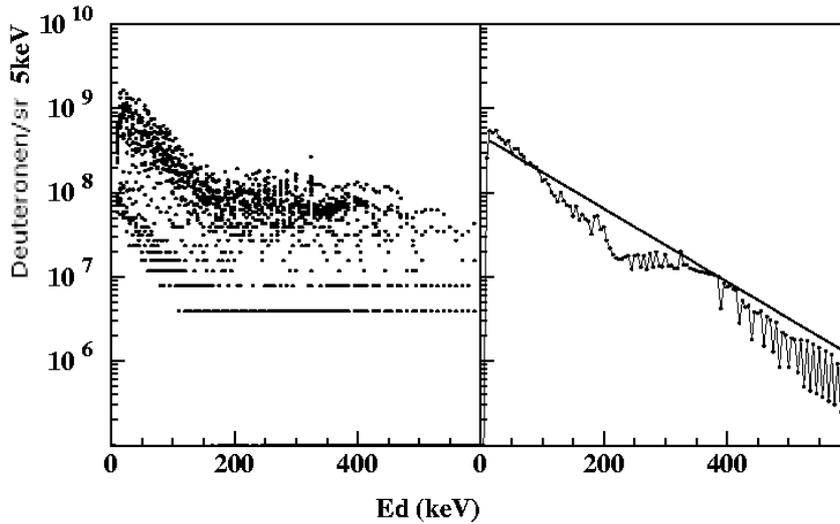


Abbildung 7.4: links: 21 ausgewählte Einzelschußspektren, rechts: gemitteltetes Spektrum aus diesen 21 Spektren, verglichen mit einem Spektrum mit exponentiellem Temperaturverlauf $kT_d = 100\text{keV}$.

Daraus lässt sich unter der Annahme einer isotropen Ausbreitung des Plasmas im gesamten Raumwinkel $4\pi\text{sr}$ eine maximale Deuteronenausbeute von 1.2×10^{11} abschätzen. Andererseits ergibt das gemittelte integrierte Deuteronenspektrum ein maximal Anzahl von $1.0 \times 10^{11}/4\pi\text{sr}$ Deuteronen. Zur Analyse der relativ schwachen Neutronensignale von der Tröpfchenquelle wurden wohldefinierte Sekundärtargetsysteme benutzt. Solche Versuche, die in Kapitel 7.3.4 genauer erläutert werden, ergaben bei einer Akkumulation über 10000 Laserschüssen eine Deuteronenemission von 5×10^{11} und 8×10^{11} in einem Raumwinkel von $4\pi\text{sr}$. Daraus kann abgeschätzt werden, daß 0.2% – 0.3% der Deuteronen aus dem Tröpfchen auf Energien von mehr als 10keV beschleunigt werden. Bei anderen Versuchen [64] mit einem vergleichbaren Tröpfchen-Targetsystemen und Laserpulsen von 80fs, Fokusbereich von $3\mu\text{m}$ und einer Intensität von $3 \times 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ ergaben sich Deuteronentemperaturen von 100keV bei einer Neutronenausbeute von 4.2×10^{11} in $4\pi\text{sr}$.

Für Simulationsrechnungen [69, 21] wurden die Daten des ursprünglichen sowie des gemittelten Spektrums (Abbildung 7.4) bis zu einer maximalen Deuteronenenergie von 600keV verwendet. Bei den Berechnungen der Neutronenspektren durch das Sekundärtarget wurde das gemittelte Spektrum aus Abbildung 7.4 verwendet. Desweiteren wurde

eine isotrope Ausbreitung in Bezug auf die Tröpfchenoberfläche angenommen. Die Energie der Deuteronen aus dem gemittelten Deuteronenspektrum lag zwischen 5keV und 600 keV.

7.3.1 Einfluß von Schuß - zu Schuß - Schwankungen

Die registrierten Signale der Diode (PD), die das Plasmalicht detektiert, zeigten extrem starke Schuß- zu- Schuß Schwankungen. Dies lässt sich damit erklären, daß die Positionierung der Tröpfchen zum Laserfokus gewissen Schwankungen unterworfen ist und der Laser nicht in Phase mit den Tröpfchen ist. Dadurch trifft der Laser das Tröpfchen nicht immer zentral, was zu Schwankungen in der Wechselwirkungsintensität und somit zu geringerem Plasmalicht führt. Eine weitere Ursache sind sicherlich die Schuß zu Schuß-Schwankung in der Intensität des Laserpulses durch Energieschwankungen und Richtungsschwankungen des Lasers ("beam pointing"), die Fluktuation der örtlichen Fokusslage (etwa halber Fokussdurchmesser), bedingen. Deshalb wurde eine detaillierte statistische Untersuchung der Korrelation der Signale der vom Laserplasma emittierten Deuteronen, dem γ -Puls und dem vom Plasma emittierten optischen Puls durchgeführt. Das ist notwendig, um die Neutronenpulse statistisch bewerten zu können.

7.3.2 Korrelationsmessungen

Die Korrelationsmessungen wurden mit Hilfe eines Diodenarray (vgl. Abbildung 7.5), bestehend aus 8 Dioden, durchgeführt, welches auf der zuvor vermessenen Parabelbahn hinter dem Phosphorschirm der MCP auf bestimmte Energiebereiche positioniert wurde.

Die Intensität der Diodensignale, die proportional zur Deuteronenanzahl in einem Energiebereich (proportional zur Fläche der Photodiode) auf der Parabelbahn sind, wurde gleichzeitig mit dem Licht der Plasmalichtdiode (PD) und dem γ -Puls (E_{ee1-3}) aufgenommen und die Korrelation der verschiedenen beobachteten normierten Signale bestimmt. Der Grad der Korrelation zweier Signale X und Y läßt sich quantitativ mit Gleichung 7.3 bestimmen. Hier wird über eine bestimmte Anzahl von Schüssen N_s gemittelt.

In Abbildung 7.6 ist eine Korrelationsmessung aus über 10^4 gemittelten Laserschüssen aufgetragen. Es sind Korrelationen zwischen den

7.3. DEUTERIUMSPEKTREN EINES TRÖPFCHEN-TARGETS 79

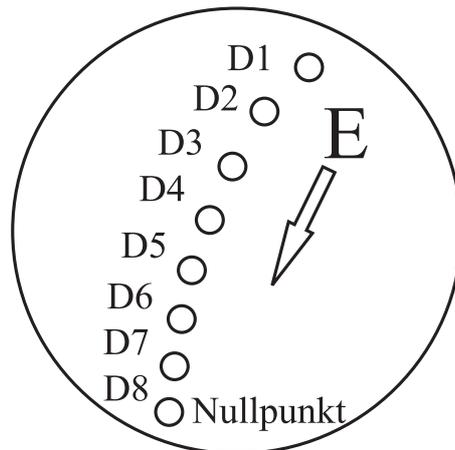


Abbildung 7.5: Parabelförmige Diodenanordnung D1-D7, D8=Nullpunkt zur Bestimmung der Deuteronenanzahl als Funktion der Deuteronenenergien E an der Multi-Channel-Plate

Dioden D6-D7=0.86, D4-D5=0.78, D6-PD=0.71 dargestellt. Außerdem wurde ein Vergleich zwischen D6 und dem γ -Signal von E_{ee2} , sowie dem γ -Signal und der "Plasmadiode" PD aufgetragen.

Bei einem Wert -1 liegt keine Korrelation zwischen den verglichenen Signalen vorliegt, 1 bedeutet, daß die Signale vollständig korreliert sind. Die Signale zwischen den Deuteronendioden D1-D6 liegen in ähnlichen Bereichen um 0.8, was eine ausreichende Korrelation bedeutet.

$$\rho(X, Y) = \frac{\sum_{i=1}^{N_s} (X_i - \langle X \rangle) (Y_i - \langle Y \rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N_s} (X_i - \langle X \rangle)^2 \sum_{i=1}^{N_s} (Y_i - \langle Y \rangle)^2}} \quad (7.3)$$

Bei den Vergleichen zwischen dem γ -Signal und dem Deuteronensignal ergab sich eine geringe Korrelation. Dies deutet darauf hin, daß das γ -Signal kein zuverlässiger Wert für die Qualität der Laser-Plasma-Wechselwirkung hinsichtlich einer energiereichen Ionenemission darstellt. Der Grad der Korrelationen zwischen dem γ -Signal und E_{ee2} sowie γ -Signal und PD lag bei 0.07 beziehungsweise 0.17.

7.3.3 Neutronen-Spektren von Einzeltröpfchen

Aus den ersten Flugzeitspektren 7.7 der Neutronen ergab sich, daß die detektierten Neutronen nicht nur von dem Primärtargetsystem (Einzeltröpfchen) herrühren konnten. Vielmehr ließen die Messungen den Schluß

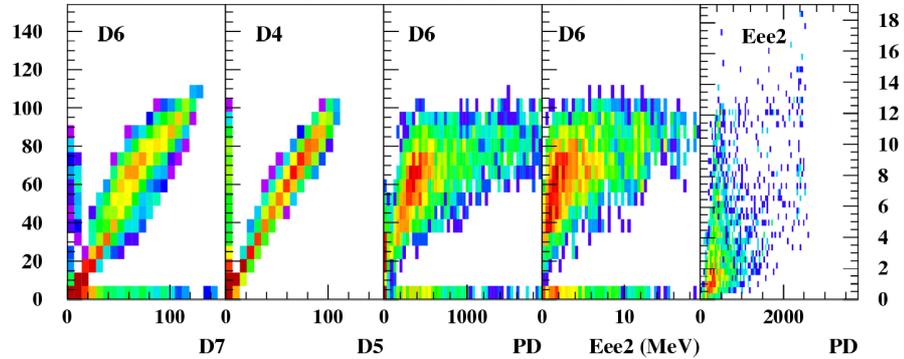


Abbildung 7.6: Korrelation unterschiedlicher Detektoren in einer 2-dimensionalen spektralen Darstellung. Die zugehörigen Korrelationskoeffizienten gemäß Gleichung 7.3 betragen: $D6 - D7 = 0.86$, $D4 - D5 = 0.78$, $D6 - PD = 0.71$, $D6 - E_{ee2} = 0.08$, $E_{ee2} - plasma = 0.17$, Mittelwert aus 10^4 Schüssen

zu, daß die erzeugten Neutronen auch durch die Wechselwirkung zwischen radialbeschleunigten Deuteronen mit Sekundärtargets in der Kammer erzeugt wurden. Das konnte durch die Geometrie des Aufbaus verifiziert werden und der Einfluß auf die Neutronenspektren konnte mittels Geometrieänderung stark beeinflußt bzw. kontrolliert werden. Hintergrund ist eine Kontaminierung mit D_2O , besonders bei einer ursprünglich verwendeten Kühlfalle.

In Abbildung 7.7 sind Messungen dargestellt die Neutronensignale zeigen welche mit dem ST gemäß Abbildung 7.3 aufgenommen wurden, in der die Zahl der Neutronen pro sr innerhalb einer Flugzeit von 1.5ns pro Schuß, dargestellt.

Bei den Detektorpositionen bei 0° , 45° , 90° , 135° wurden jeweils 377 ± 8 , 288 ± 7 , 277 ± 7 , 342 ± 8 Neutronen pro sr und Laserschuß gemessen. Die Integration der Signale wurde zwischen 140 und 180 ns an N1 durchgeführt. Die Auswertung ergab eine Abweichung zwischen den Detektoren von 35%, was weit mehr als einen statistischen Fehler darstellt. Vermutlich kann diese Abweichung einer systematische Unsicherheit durch die unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten und den starken γ -Puls, der sich mit dem Neutronensignal überlagert, zugeschrieben werden.

7.3. DEUTERIUMSPEKTREN EINES TRÖPFCHEN-TARGETS 81

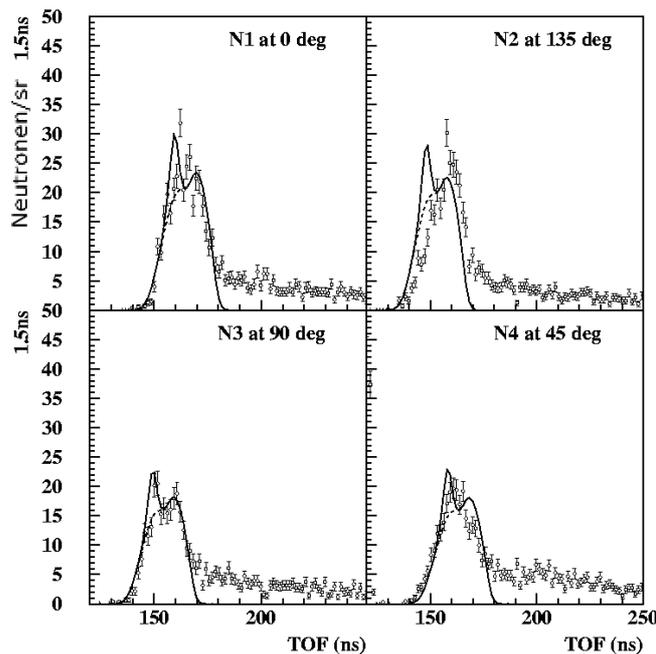


Abbildung 7.7: Test der Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronendetektoren: Neutronenspektrum mit zusätzlicher Sekundärtargetscheibe aus Polystyrol, Dichte= $2\text{mg}/\text{cm}^3$, 2.1cm unterhalb des primären Tröpfchentargets, Abstand Neutronendetektor - PT: $N1 = 347\text{cm}$, $N2 = 322\text{cm}$, $N3 = 325\text{cm}$, $N4 = 344\text{cm}$. Die durchgezogene Linie beschreibt das berechnete normierte Spektrum mit 5×10^{11} Deuteronen in einem Raumwinkel von $4\pi\text{sr}$.

7.3.4 Polystyrol-Target

Weiterhin fällt in Abbildung 7.7 eine starke Verbreiterung der gemessenen Verteilung der Neutronenflugzeit auf. Idealerweise wäre müsste ein einzelner Peak beobachtet werden, da dies die charakteristische Energie bei einer d-d Reaktion ist. Zwei Ursachen können hierfür verantwortlich gemacht werden. Der große Winkelbereich 45° bis 135° zwischen den auf das ST einfallenden Deuteronen und den abgestrahlten Neutronen ist relevant. Dies führt zu einer Variation der Neutronenenergie zwischen den Reaktionswinkeln (45° : hohe Energie; 135° : niedrige Energie) und somit ihrer Flugzeit. Als zweite Ursache kann die Abweichung der Flugzeit der Deuteronen über eine Entfernung von etwa 2.1cm – 3.1cm vom Targtröpfchen zum Sekundärtarget identifiziert werden. Diese verbreitert das Flugzeitspektrum der Neutronen zusätzlich. Der "Doppelpeak" stammt von Neutronen die auf Grund der Geometrie des PDT und ST unterschiedliche Flugzeiten haben (vgl. Abbildung 7.3).

Die durchgezogene Linie in Abbildung 7.7 zeigt das berechnete Neutronenspektrum [69, 21], wobei die Dicke der drei Sekundärtargets (2 SDT, ST) und eine nach außen gerichtete Abstrahlung der 5×10^{11} Deuteronen in einen Raumwinkel von 4π sr erfolgt. Die absolute Anzahl der Neutronen im berechneten Spektrum wurde durch Normierung des berechneten Neutronenspektrums gegenüber dem gemessenen ermittelt. Das leicht verschobene Spektrum zu kleineren Flugzeiten kommt durch die Überlagerung der Neutronensignale von den zwei SDT – Tröpfchen zustande. Obwohl der Raumwinkel zu den SDTs nur $1/10$ von dem der bestrahlten ST–Scheibe ist, können die beiden Signale der Tröpfchen in dem simulierten Spektrum sowie im experimentellen Spektrum klar unterschieden werden. Die gestrichelten Linien in Abbildung 7.7 zeigen den Verlauf der Flugzeitspektren der in der ST–Scheibe erzeugten Neutronen.

Damit man zwischen denjenigen Neutronen, welche im Targettröpfchen selbst erzeugt werden und jenen, welche durch das SDT emittiert werden, unterscheiden kann, ist es notwendig, das theoretisch berechnete SDT–Spektrum vom Gesamtspektrum zu subtrahieren.

Ein weiteres Sekundärtarget aus deuteriertem Polyesterol $2mg/cm^2$ und einer Fläche von $9.5cm \times 9.5cm$ wurde in 90° und einem Abstand von $9.5cm$ relativ zur Laserstrahlrichtung positioniert. Mit diesem so genannten "Catcher–Target" CT ist es nun möglich, "online" alle Laserschüsse zu detektieren, welche hochenergetische Deuteronen erzeugen, da das CT direkt zwischen Target und Detektor positioniert wurde. Dieses "Catcher–Target" [64] wird als Kontrolle für die normierte Anzahl der Deuteronen gegenüber der gemessenen Neutronenzahl an den vier Neutronendetektoren verwendet. Durch die sehr viel längere Flugzeit der Deuteronen vom Target zu dem CT ergibt sich in den Flugzeitspektren ein gut separierter Neutronen Peak (Abbildung 7.8) gegenüber den Neutronen welche von den SDTs stammen. Für die Spektren von den Neutronendetektoren N3, die in der Achse zum PDT standen, gilt dies nicht und die Peaks sind nicht getrennt (vgl. Abbildung 7.8).

Die Verbreiterterung der Flugzeitspektren bei 180ns (Detektoren N1, N2, N4) wird durch Neutronen aus dem CT verursacht, während der kleinere Peak bei 150ns–160ns durch Neutronen erzeugt wird, welche aus den SDTs hervorgehen. Bei Detektor N3 überlagerten sich die beiden Spektralverteilungen wodurch eine Trennung von CT– und SDT–Spektren nicht mehr möglich ist. Aus den normalisierten Modellrechnungen und den gemessenen verbreiterten Verteilungen bei N1, N2 und N4 ergibt sich in einem Raumwinkel von $4\pi sr$ eine Deuteronenrate von

8.3×10^{11} pro Puls. Die gestrichelte Linie im Spektrum N3 repräsentiert nur den Eintrag der Neutronen die vom ST stammen, während die durchgezogene Linie die Summe der Spektren aller drei Targets wiedergibt. Im Wesentlichen geben die Modelrechnungen eine relativ gute Übereinstimmung der gemessenen Spektren wieder. Die Schmalbandigkeit der Spektren konnte jedoch nicht zur vollen Zufriedenheit modelliert werden.

Da sich die modellierten Spektren für die Detektoren N1, N2, N4, bei 140ns – 160ns nicht vollständig reproduzieren lassen, wurde das integrierte experimentell erhaltene Neutronenspektrum entlang der Basisbreite der berechneten Flugzeitspektren bestimmt. Mit diesem Wert und den wie oben beschriebenen Geometrien der Anordnung ergibt sich, daß 40% – 80% der Neutronen aus dem SDT erzeugt werden. Daraus folgt, daß lediglich der Rest aus dem PDT stammen kann. Auf diese Weise läßt sich eine bis zu 20% geringere Neutronenausbeute aus dem SDT als die in [64] veröffentlichte berechnen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß unter den hier realisierten experimentellen Bedingungen die Mehrzahl der Neutronen eine Energie von $(2.45\text{MeV} \pm 0.20\text{MeV})$ hatte, welche aus den benachbarten Tröpfchen (SDTs) des Primärtargets (PDT) hervorgingen. Daraus folgt aber, daß die Mehrzahl der energetischen Deuteronen, die radial vom Primärtarget emittiert wurden, nicht zum Neutronensignal beitragen können und deshalb eine derartiges Tröpfchentarget nicht optimal für eine effiziente Neutronenerzeugung geeignet ist. Das Target ist jedoch ein sehr effizienter Deuteronen-Strahler für $E_d = 10\text{keV} - 1000\text{keV}$.

7.3.5 Spektralverteilung ohne Sekundärtarget

Nachdem im vorherigen Abschnitt Kalibrierung und Datenanalyse unter Berücksichtigung von Sekundärtargets dargestellt wurden, sollen in diesem Abschnitt nun die experimentellen Ergebnisse ohne zusätzlich von außen in das Experiment eingebrachte Sekundärtargets vorgestellt werden. Die Flugzeitspektren der Neutronen wurden mit vier Neutronendetektoren N1–N4 aufgenommen und sind in Abbildung 7.9 dargestellt. Die experimentell gewonnenen Daten werden mit zwei Modellrechnungen [69, 21] verglichen. Dabei wurde die Geometrie des Experiments berücksichtigt. Dadurch ist es möglich ungewollte Sekundärtargets zu identifizieren. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Neutronenspektren der SDTs welche mit 8.4×10^{11} Deuteronen pro Schuß

und einer Temperatur von 100keV bestrahlt wurden (vgl. Gleichung 7.2). Bei einem Reaktionswinkel der von 90° ist die Energiedispersion sehr klein. Dadurch haben die Neutronen aus den SDTs eine nahezu monoenergetische Energie von nahezu 2.45MeV. Verglichen mit den berechneten Flugzeitspektren ist die gemessene Verteilung bei allen Meßwinkeln viel breiter und ein langsamer Abfall zu längeren Zeiten hin ist zu erkennen. Ein gewisser Anteil nach 180 ns an diesem langsam auslaufenden Signal kann sicher als Raumuntergrund gewertet werden. Messungen mit einem "Shadow Bar" zeigten, daß es weitere nicht identifizierte Sekundärtargetquellen geben muß, die einen breiten Untergrund erzeugen (Spiegelhalter, Kammer, etc.).

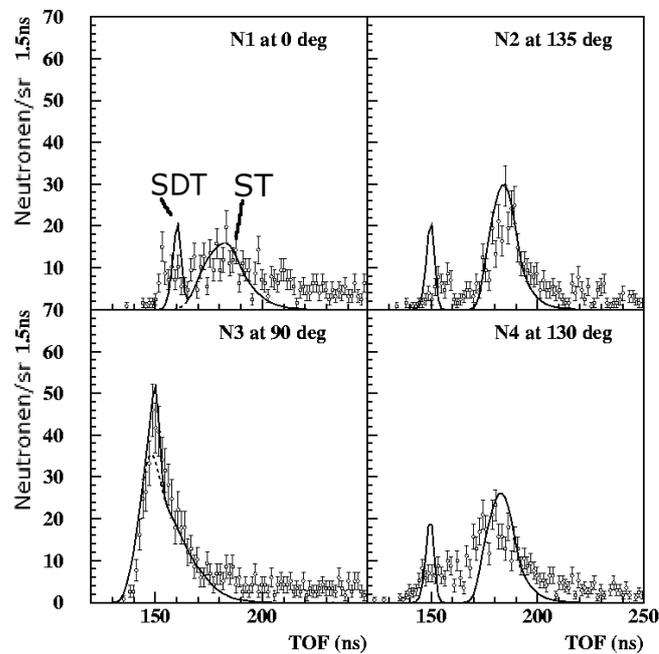


Abbildung 7.8: Gemessenes Neutronenspektrum (Kreise) mit einem sekundär Target ST bei 90° und einem Abstand zum Quellplasma von 9.5cm entlang der Achse zum Detektor N3. Simulationsrechnung (durchgezogene Linie), wobei eine Deuteronenzahl von 8.3×10^{11} angenommen wurde. Die Distanz vom Plasma zu den Neutronendetektoren N1–N4 waren je 349cm, 326cm, 327cm und 325cm.

Zusätzlich werden die Daten mit dem berechneten Neutronensignal, welches von den simulierten Deuteronendynamik im PDT Tröpfchen herrühren, verglichen. Man nimmt an, daß die Herkunft der berechneten Deuteronen die Mitte des Tröpfchens ist, wobei sie eine effektive Targetdicke von $1.1 \text{ mg/cm}^2 \text{ D}_2\text{O}$ zu überwinden haben.

Hier wird nun gezeigt, in welche Richtung die Deuteronen innerhalb des dichten PDTs beschleunigt werden.

Dafür wurden die von S. Karsch [64] beschriebenen Resultate von PIC-Simulationen zur Intensität, Winkel- und Energieverteilung der Deuteronen zum Vergleich verwendet und die Spektren in sechs Winkelbereichen durch eine exponentielle 2-Temperaturverteilung angepasst. Bei dem Vergleich handelt es sich um einen qualitativen Versuch, da die Laserparameter bei [64] sowie die Fokussierungsbedingungen andere waren als in unseren Experimenten. Der absolute Neutronenertrag liegt in unserem Fall bei 5×10^9 . Im Gegensatz hierzu wurde dieser Wert in [64] zu 1.0×10^{11} angegeben. Die effektive Targetdicke wurde mit $1.1 \text{ mg/cm}^2 \text{ D}_2\text{O}$ angenommen. Das Ergebnis der Simulation (gestrichelte Kurve) mit dem aus [64] verwendeten Parametern zeigt Abbildung 7.9. Die Form der simulierten Kurve, speziell die Doppelpeakstruktur der Spektren von den Detektoren N1,N2 und N4, rührt im wesentlichen daher, daß die Winkel- und Energieverteilung der Deuteronen zur Laserstrahlrichtung stärker ausgeprägt ist [64]. Die hier dargestellten gemessenen Spektren zeigen ein anderes Bild und unterscheiden sich erheblich von den Rechnungen für 135° , 45° und speziell für 90° . Lediglich für 0° ergeben sich ähnliche Resultate wie für die von uns experimentell gewonnen Ergebnisse.

Der Grund hierfür liegt im wesentlichen darin, daß bei einem Winkel von 0° die Neutronen hauptsächlich in 90° zur Deuteronenflugrichtung erzeugt werden. Aufgrund der Reaktionskinematik ist die Neutronenenergie hier nicht wesentlich von der Deuteronenenergie abhängig. Die beste Möglichkeit eines Vergleiches zwischen Experiment und Modell für die Deuteronenbeschleunigung in einem Tröpfchen ist in jedem Fall die Flugzeit- oder Energieverteilung der Neutronen in einem Winkel von 90° zur Laserausbreitungsrichtung. Die offensichtliche Abweichung zwischen Simulation und Experiment bei diesem Winkel und auch bei den anderen drei Winkeln zeigt, daß unter diesen Bedingungen innerhalb des Tröpfchens keine Vorzugsrichtung der Deuteronenverteilung senkrecht zur Laserstrahlrichtung auftritt.

Ein noch ausführlicherer Vergleich der experimentellen Daten mit der Modellrechnung für die SDTs in Abbildung 7.9 bei einer Neutronenenergie von 2.45MeV deutet daraufhin, daß bei 0 Grad und 45 Grad die Flugzeitspektren zu niedrigeren Zeiten hin verschoben sind. Andererseits sind die Flugzeiten für einen Winkel von 135 Grad größer. Dies bedeutet also, daß in Vorwärtsrichtung die Neutronen leicht höhere

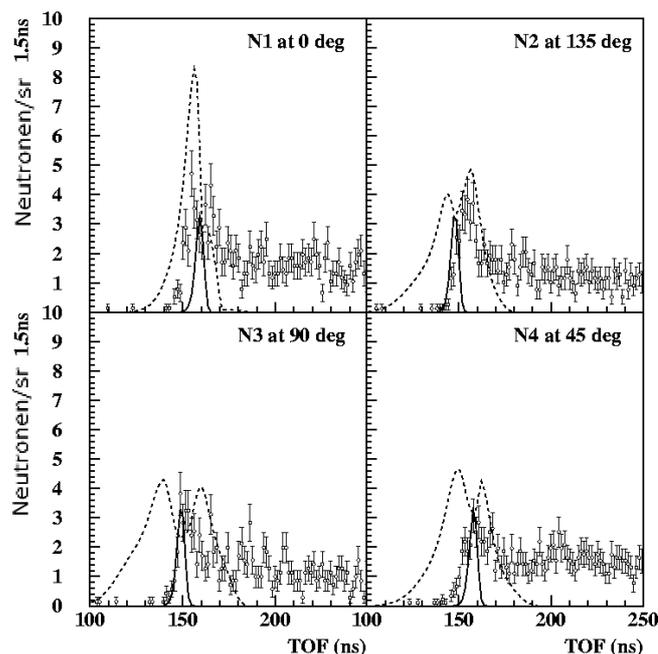


Abbildung 7.9: Neutronenspektrum ohne zusätzliches Sekundärtarget. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Simulationsrechnung der Neutronen, welche vom SDT emittiert wurden. Dabei beträgt die abegeschätzte Deuteronzahl mit einer Temperatur von 100keV, 8.4×10^{10} Deuteronen / $4\pi sr$. Die gestrichelte Linie zeigt die Deuteronenverteilung der PIC-Rechnung aus [64]. Dabei wurde eine Deuteronenausbeute von 5×10^9 ermittelt. Die Abstände zu den Neutronendetektoren N1–N4 betrug jeweils 347cm, 322cm, 325cm und 344cm.

Energien und in Rückwärtsrichtung niedrigere Energien als 2.45MeV haben müssen. Um dieses experimentelle Ergebniss weiter zu untersuchen, wurden die Flugzeitspektren bei zwei Winkeln (0° , 135°) in Energiespektren überführt. In Abbildung 7.10 sind Energiespektren, die bei 0° und bei 135° gemessen wurden, dargestellt. Um eine ausreichend gute Statistik zu erhalten, wurden sechs Experimente mit gleichen Experimentparametern summiert, was einer totalen Schußzahl von 3.5×10^5 oder 9 Stunden Laserlaufzeit entspricht. Die Neutronenenergien unterhalb 2.0 MeV konnte nicht berücksichtigt werden, da bei der Summation der verschiedenen Experimente auch Daten verwertet wurden, welche mit zusätzlichen Sekundärtargets durchgeführt wurden. Neutronen in Vorwärtsrichtung sind energetischer als jene, welche in Rückwärtsrichtung emittiert wurden. Dies bedeutet, daß diese Neutronen durch hochenergetische, sich in Vorwärtsrichtung bewegende Deuteronen in-

7.3. DEUTERIUMSPEKTREN EINES TRÖPFCHEN-TARGETS 87

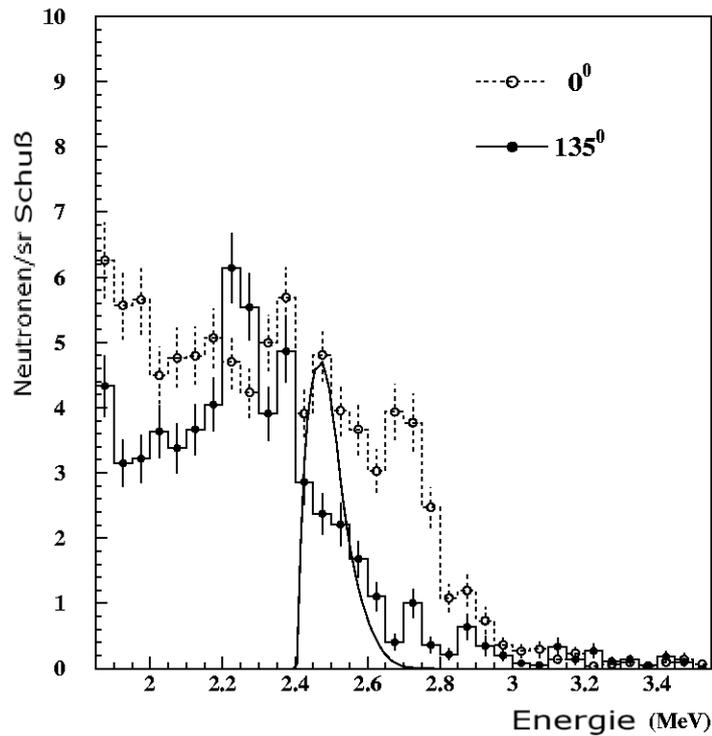


Abbildung 7.10: Energiespektren der detektierten Neutronen bei 0° und 135° . Die integrierte Neutronenausbeute zwischen 2.0 MeV und 3.0 MeV betrug zwischen 72 n/sr und 48n/sr bei 0° und 135° . Die durchgezogene Linie bei 2.45 MeV entspricht der Neutronenenergieverteilung, welche bei einer Reaktion in den SDT erwartet würde.

nerhalb des Targets erzeugt worden sind. Diese Erkenntnis wird durch die Beobachtung gestützt, daß die Energieabweichungen in Bezug auf 2.45 MeV, bei 0° : +300 keV und in 135° : -200 keV, fast symmetrisch waren. Dies ist ein ähnliches Ergebnis wie für die Neutronenenergieverteilung in einem Festkörpertarget in [65]. Daraus kann geschlossen werden, daß die Deuteronen innerhalb des PDT vorzugsweise entlang der Laserachse, also in Vorwärtsrichtung, beschleunigt werden.

Im Gegensatz zu Deuteronen, die vom Tröpfchentarget radial in alle Raumrichtungen beschleunigt werden, werden die Deuteronen innerhalb des dichten Plasma von der Struktur des Targets nicht beeinflusst. Ebenfalls kann die Annahme einer sich in Form eines Kanals ausbildenden Ladungsseparationszone [64], welche zu einer senkrecht zur Laserpropagationsrichtung gerichteten Beschleunigung der Deute-

ronen führen kann, hier nicht bestätigt werden. Die dünne durchgezogene Linie (Abbildung 7.10) zeigt das simulierte Spektrum für die SDTs. Man erhält ein Spektrum, welches wesentlich weniger verbreitert ist als das experimentell gewonnene. Die Neutronenausbeute bei 2.25 MeV an dem Detektor bei 0° stimmt nicht mit der Vorstellung von sich lediglich in Vorwärtsrichtung bewegenden hochenergetischen Deuteronen innerhalb des dichten Targets überein. Die Ausbeute in diesem Bereich sollte minimal sein, um mit der Verteilung bei 135° übereinzustimmen. Vermutlich wird das an dieser Stelle gemessene Neutronensignal von Sekundärneutronen von nicht erfassten Quellen in der Targetkammer verursacht.

Die Ausbeute der Neutronen pro Schuss im Energiebereich zwischen 2MeV und 3MeV liegt bei 70 und 40 Neutronen/sr in Vorwärtsrichtung bzw. Rückwärtsrichtung. Dies stimmt mit der Gesamtneutronenzahl von 700n/Schuss gut überein. Die zweifach höhere gemessene Ausbeute in Vorwärtsrichtung ist jedoch vermutlich durch Laserpulsschwankungen bedingt. Werden nur die stärksten Laserschüsse ausgewertet, so erhöht sich die Neutronenausbeute pro Puls um einen Faktor 3.

Zusammenfassend lässt sich sagen, daß ein Großteil der gemessenen Neutronen nicht von dem PDT, sondern im wesentlichen von den benachbarten SDTs stammt. Neutronen aus dem PDT, welche in Vorwärtsrichtung detektiert wurden, hatten eine höhere Energie als Neutronen die in Rückwärtsrichtung gemessen wurden. Das ist mit den experimentellen Ergebnissen an Festkörpertargets [70] in guter Übereinstimmung. Aufgrund der Stoßkinematik läßt dies den Schluß zu, daß die Deuteronen entlang der Laserstrahlrichtung emittiert werden. Dies ist in Übereinstimmung mit Experimenten an ebenen Targets sowie Folientargets.

7.3.6 Shadow bar

Jedoch kann in Abbildung 7.9 ein nicht unbedeutender Untergrund beobachtet werden, der nicht sofort erklärbar ist. Um dies genauer zu untersuchen, wurden eine 100cm langer Polyethylen Kegel (shadow bar) zwischen den Detektor N2 und dem PDT gestellt. Dieser Kegel sollte alle Neutronen abblocken, welche direkt von der Targetmitte mit einem Radius von 10cm – 15cm kamen. Die Streuung der 2.5MeV Neutronen innerhalb des gesamten Labors wurde mit einer Simulationsrechnung FLUKA [71] simuliert.

Die exakte Berechnung zeigte, daß bei unserem Versuchsaufbau ca.

7.3. DEUTERIUMSPEKTREN EINES TRÖPFCHEN-TARGETS 89

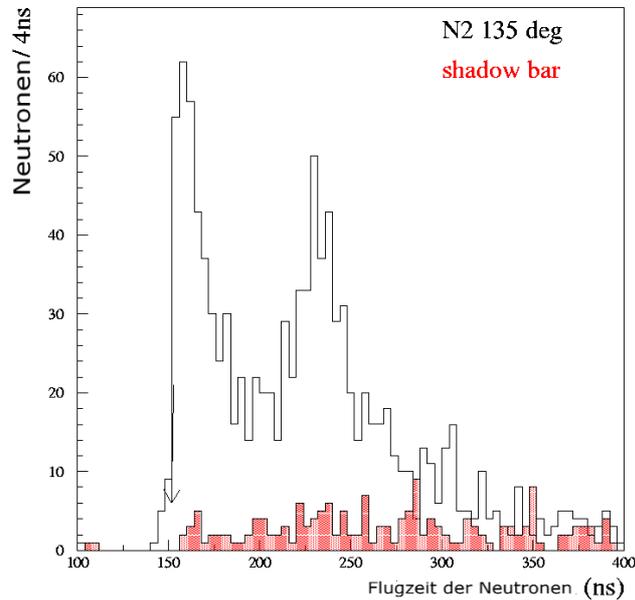


Abbildung 7.11: Vergleich zwischen dem Neutronenspektrum bei dem Neutronendetektor N2 bei einem Winkel von 135° zur Laserausbreitungsrichtung, mit einem sogenannten "shadow bar" (rot) und ohne einem "shadow bar" (schwarz)

8% des Neutronensignals zwischen 140–170ns in einem Bereich zu erwarten ist, der sich bei 180–250ns im Flugzeitspektrum befindet. Abbildung 7.11 zeigt die experimentellen Daten mit dem polyethylen Kegel, was diese Verschiebung bestätigt.

Wird der Kegel entfernt, steigt der Untergrund auf 130% – 170% gegenüber dem Signal vom PDT (vgl. Abbildung 7.11). Eine sehr wahrscheinliche Erklärung für diesen gemessenen Untergrund ist die Beschichtung des Inneren der Versuchskammer durch D_2O . Dadurch können beschleunigte Deuteronen Neutronen generieren welche nicht vom primären oder Sekundärtarget stammen. Diese Erklärung wird durch die Tatsache gestützt, daß das Untergrundsignal nicht mit der Anzahl der Neutronen, welche aus dem PDT und den Sekundärtargets emittiert werden, skaliert.

7.4 Spraytarget

Zusätzlich zu den oben beschriebenen Tröpfchentargets wurde ein sogenanntes Spraytarget [20] eingesetzt. Dieses Targetsystem hat ähnliche Eigenschaften wie sogenannte "Cluster-Targets" anderer Experimente [72], mit dem Vorteil, daß die einzelnen Tröpfchen um ein vielfaches größer als bei Cluster sind und damit auch die mittlere Dichte entsprechend größer ist. Die Tröpfchen sind jedoch kleiner als die Wellenlänge des Lasers, wodurch eine effektive Absorption der Laserenergie möglich ist, da durch Mehrfachstreuung und Absorption an einer großen Anzahl von Einzeltröpfchen mehr Energie absorbiert werden kann. Dadurch hat dieses Targetsystem auch Eigenschaften eines Festkörpers. Das spiegelt sich in erheblich höheren Energien der beschleunigten Deuteronen im Vergleich zu D_2 -Clustern wieder. Deren Energie liegt im Bereich zwischen 100keV und 1MeV und ist sehr viel höher als z.B. in [70]. Desweiteren kann durch die größer Ausdehnung des gesamten Targetsystems mit vielen kleinen Sekundärtargets eine deutlich höhere Stoßrate und somit eine höhere Neutronenausbeute/Schuß erwartet werden. Die Re-

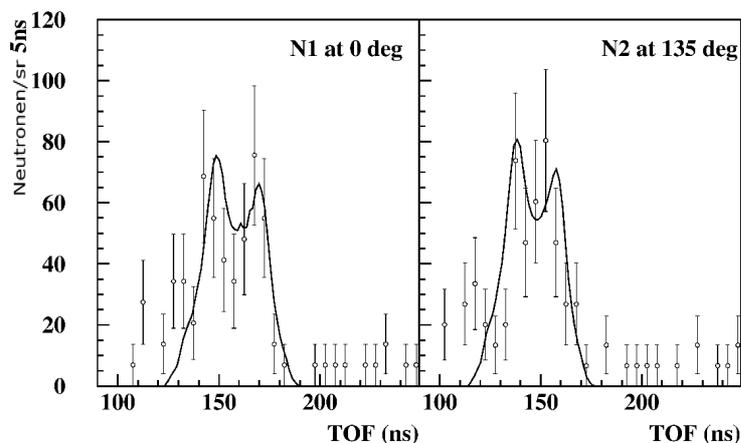


Abbildung 7.12: Neutronen Flugzeitspektrum von einem "spray target" 0° und 135° zur Laserausbreitungsrichtung. Linie: Modellrechnung für 8×10^{10} Deuteronen bei einer Deuteronentemperatur von 100 keV welche isotrop von dem Mittelpunkt des Spraytargets emittiert werden und mit einem kalten D_2O -Tröpfchen mit einem Radius von 1mm und einer effektiven Dichte von $18 \mu\text{g}/\text{cm}^3$ wechselwirken.

petitionrate des Spraysystems wurde auf ca. 0.08s^{-1} reduziert, um genügend Zeit zwischen den Abpumpvorgängen zu ermöglichen. Der Laserstrahl wurde 2 mm unterhalb der Düse fokussiert, wo er mit der

Tröpfchenwolke, die aus 10^{11} Nanotröpfchen pro cm^3 besteht, wechselwirkt. Auch in diesem Regime und mit diesem Targetsystem war der γ -Vorpuls immer noch zu hoch. So konnte der Abstand zwischen Neutronendetektoren und Target nicht verringert werden, um eine höhere Neutronenzählrate zu ermöglichen. Das gemessene Neutronensignal von N1 und N2 ist in Abbildung 7.12 wiedergegeben.

7.5 Neutronen aus Spraytarget

Die Emission der Neutronen wurde mit Hilfe des Deuteronenspektrums (Abbildung 7.4) modelliert, wobei die Verteilung der D_2O -Tröpfchen als homogen in einem Volumen von $1mm^3$ um den Laserfokus verteilt und mit einer mittleren Dichte von $18\mu g/cm^3$ angenommen wurde. Die radiale Verteilung der emittierten Deuteronen wurde als isotrop angenommen. Aufgrund der Targetgeometrie sind alle $D(d,n)$ Wechselwirkungswinkel zwischen $0^\circ - -180^\circ$ für die vorwärts bzw. rückwärts emittierten Deuteronen zu berücksichtigen. Aus diesem Grund zeigt sich ähnlich wie in Abbildung 7.9 eine Doppel-Peak-Struktur, welche ebenfalls in den experimentellen Daten sichtbar ist.

Die Meßergebnisse können wie folgt erklärt werden: Der Laser erzeugt einen sogenannten Wechselwirkungskanal in der D_2O Wolke und die nach außen beschleunigten Deuteronen wechselwirken mit der Sekundärtargetwolke.

Eine einfache Rechnung mit 8×10^{10} Deuteronen in $4\pi sr$ reproduziert die experimentell gewonnenen Flugzeitspektren sehr gut. Aus allen Laserschüssen ergibt sich eine Neutronenausbeute von $500 \pm 60n/sr$ bei dem Detektor N1 und $515 \pm 60n/sr$ bei dem Detektor N2. Dies ist eine 3–10 mal höhere Neutronenausbeute als die von einzelnen Tröpfchentargets.

Während sich die gesamte Neutronenausbeute eines durch einen hochintensiven Laser ($\sim 40fs, I = 10^{19} \frac{W}{cm^2}$) bestrahltes D_2O Target zu $700 - 1400n/Schuß$ ergab, konnte eine Steigerung um fast eine Größenordnung ($6000n/Schuß$) der Neutronenausbeute für das D_2O -Spray-Target gemessen werden. Eine theoretische Grenze ergäbe sich aus der Beschleunigung aller Deuteronen von der Oberfläche eines $20\mu m$ Tröpfchens und deren Wechselwirkung mit einem $2mg/cm^3$ Primärtargets. Die $5 - 8 \times 10^{11}$ Deuteronen würden dann $6 - 9 \times 10^4$ Neutronen pro Schuß erzeugen.

Die Effektivität und Neutronenausbeute von ebenen Festkörpertargetsystemen wurde in diesen Experimenten weder mit dem Tröpfchen noch mit dem Spraytarget erreicht. Jedoch konnte mit Hilfe der radialen Registrierung der Fusionsneutronen eine Aussage über die bisher nicht bekannte Beschleunigungsrichtung der Deuteronen innerhalb des dichten Targetplasmas erhalten werden. Es konnte aus den Neutronenspektren eine vorzugsweise Beschleunigung der Deuteronen in Laserausbreitungsrichtung abgeleitet werden. Dies steht im Gegensatz zu den Ergebnissen in [64]. Dort erfolgt die Beschleunigung vorzugsweise in 90° zur Laserachse, und nicht wie bei herkömmlichen ebenen Festkörpertargets, vorzugsweise entlang der Laserausbreitungsrichtung [65].

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit, war es zu untersuchen, welcher Prozess für eine effektive Beschleunigung von Ionen und Protonen in einem sphärischen Target verantwortlich ist und ob die Targetgeometrie einen Einfluß auf die räumliche Ausbreitungscharakteristik der beschleunigten Teilchen besitzt.

In der Arbeit wurden neue Resultate vorgestellt und diskutiert, die in die derzeitig intensiv betriebene Forschung zur Erzeugung von energetischen Partikeln aus dem heißen und dichten Laserplasma, das mittels ultraintensiver Laserpulse erzeugt wird, einzubetten sind. Dazu wurden detaillierte Wechselwirkungsexperimente mit ultrakurzen und hochintensiven Laserpulsen ($\sim 40\text{fs}/I_{\text{Laser}} > 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$) an isolierten H_2O - sowie D_2O -Tröpfchen durchgeführt. Von besonderem Interesse war die Erzeugung und die Untersuchung von energetischen Ionen bzw. deren Energiespektren. Dabei konnte eine starke Modulierung (mehrere Dips) in den Energiespektren der Ionen nachgewiesen werden. Wesentlich dafür war die Entwicklung spezieller Diagnostik auf der Basis von Thomsonspektrometern, die es erlaubten, mit hoher energetischer Auflösung die räumliche Ausbreitungscharakteristik der Ionenspektren (Kapitel 4) in vier Raumrichtungen zur Laserausbreitungsrichtung zu untersuchen.

Der verwendete Ti:Sa-Laser arbeitet mit einer Repetitionsrate bis zu 10Hz. Das entwickelte Detektionssystem für die Untersuchung der Ionenspektren erlaubte erstmals bei dieser relativ hohen Repetitionsrate die Energieverteilungen von Einzelionenspektren zu detektieren.

Zum besseren Verständnis der räumlichen Ausbreitungscharakteristika und Beschleunigungsmechanismen der Deuteronen innerhalb des Plasmas sowie den Temperaturverteilungen der Ionen im Plasma wurden Neutronenexperimente (Kapitel 7) durchgeführt, bei denen in vier Raumrichtungen die Verteilung der Neutronen untersucht wurde.

Ein weiterer wichtiger Aspekt dieser Arbeit war die Simulation der Io-

nenspektren mit Hilfe eines vorhandenen 1D3V Particle in Cell Codes (LPIC++). Mit diesen Simulationen, war es möglich Ionenspektren zu simulieren, welche, wie in den Experimenten verifiziert, mehrere Dips (Kapitel 5.1) zeigen. Diese Ergebnisse wurden mit einem von Wickens und Allen [23] entwickelten analytischen hydrodynamischen Modell verglichen, welches mit Hilfe einer zweikomponentigen Dichte- und Temperaturverteilung lediglich einen Dip erklären kann.

Weitere experimentelle Untersuchungen von Elektronenspektren (Kapitel 4) ergaben aber, daß bei den hier vorgestellten Experimenten mehr als zwei Elektronenkomponenten vorliegen können. Das legt den Schluß nahe, daß das Modell von Wickens und Allen erweitert werden muß.

Abschließend wird in dieser Arbeit ein Vorschlag einer Modellerweiterung vorgestellt (Kapitel 6). Dabei wird mit gedämpften Oszillationen der erzeugten hochenergetischen Elektronen das Beschleunigungspotential so modifiziert, daß Modulationen in Protonenspektren auftreten.

Ionen

Das Ziel bei diesen Experimenten war es, die energetischen sowie räumlichen Verteilungen der aus einem tröpfchenförmigen Target beschleunigten Ionen bzw. Protonen zu untersuchen. In Kapitel 4 wurde durch die Integration von von bis zu 10^5 Laserschüssen auf ein isoliertes Tröpfchen Target festgestellt, daß der Beschleunigungsmechanismus zu einer hohen "cut-off" – Energie der Ionen im wesentlichen durch eine quasiolektrostatische Feldbeschleunigung verursacht wird. Dabei wird ein beschleunigendes Feld, ähnlich wie bei ebenen Targets, durch eine Elektronenschicht ("sheath") an der Oberfläche des Tröpfchens gebildet, das die Protonen senkrecht zu dessen Oberfläche auf Energien 1MeV beschleunigen kann.

Die senkrechte Beschleunigung zur Oberfläche des Tröpfchens impliziert sofort eine isotrope räumliche Energieverteilung der Ionen. In den vorgestellten Experimenten wurde dies im wesentlichen bestätigt, wobei eine leichte Vorzugsrichtung entgegengesetzt zur Laserausbreitungsrichtung, also in Rückwärtsrichtung, festgestellt werden konnte. Dies läßt darauf schließen, daß zunächst durch Ionisation ein größeres Potential an der Stelle aufgebaut wird, auf die der Laser trifft.

Mit Hilfe der gemessenen "cut-off" – Energien der Ionen und einer Laserabsorption von 20%–50% läßt sich ein beschleunigendes Feld von bis zu $4 \times 10^{12}\text{V/m}$ abschätzen. Aus den Experimenten konnte schließlich

eine maximale Laser-Ionen-Energiekonversion von bis zu 9% ermittelt werden.

Eine weitere interessante experimentelle Beobachtung war das Auftreten von negativen Ionenspezies, wie in den gewonnenen Energiespektren deutlich zu erkennen ist. Dieser Effekt wird mittels dissoziativer Elektronenanlagerung an die Moleküle erklärt.

Eine der wesentlichen neuen Beobachtungen bei diesen Experimenten war jedoch das Auftreten von starken Modulationen in den Ionenspektren, die sich als mehrere "Dips" erkennen ließen. Einzelne, relativ kleine Dips in Ionenspektren wurden schon von anderen Autoren in früheren Langpuls Wechselwirkungsexperimenten beschrieben z.B. [23]. Jedoch ist es zum ersten mal mit ultra-kurzen und hoch-intensiven Laserpulsen gelungen, stark modulierte Spektren zu erzeugen, sowie die sehr stark ausgeprägte und zahlreich auftretenden Energieeinbrüche einer Multi-Elektronendichteverteilung zuzuordnen. Es konnte gezeigt werden, daß mehr als nur zwei Temperaturkomponenten bei den hier vorliegenden Beschleunigungsprozessen der Ionen eine Rolle spielen.

PIC-Simulationen

Mit Hilfe der PIC-Simulationen sollte versucht werden, die experimentell gewonnen Ergebnisse zu verifizieren (räumliche sowie energetische Verteilung der geladenen Teilchen), sowie den physikalischen Prozess, der für das auftreten der "Dips" in der Energieverteilung der Protonen sowie Deuteronen verantwortlich ist, zu identifizieren. Bei den "experimentellen" Untersuchungen der Teilchenbeschleunigung mit Hilfe von "Particle in Cell" Simulationen konnte gezeigt werden, daß die Verteilung der Ionenenergien in Vorwärts- sowie Rückwärtsrichtung im wesentlichen "isotrop" ist. Mit Hilfe dieser Simulationen konnten Ionenspektren erhalten werden, die ähnlich wie in den realen Laser-Plasma Experimenten mehrfach auftretende "Dips" zeigten. Eine wesentliche Erkenntnis ist, daß die "Dips" nur zustande kommen, wenn im Plasma erstens die Dichten ($n > 10^{21} - 10^{23} \text{cm}^{-3}$) sehr hoch sind und zweitens die Laserintensität ($I_L > 5 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$) sehr hoch ist. Ein weiteres Ergebnis lieferte die Simulation von Rezirkulationsprozessen der Elektronendichteverteilung im Plasma. Es zeigte sich, daß nur "Dips" in den Ionenenergiespektren zu beobachten sind, wenn die Dichten der hochenergetischen und rezirkulierenden Elektronen sehr hoch sind.

Auf Grundlage dieser Beobachtung wurde das Modell eines gedämpften oszillierenden Beschleunigungspotentials entwickelt, mit dessen Hilfe Energieeinbrüche in der Energieverteilung von Protonen erklärt werden konnten.

Neutronen

Mit Hilfe der neutronenspektroskopischen Untersuchungen wurde die Kinetik der Deuteronen innerhalb des Targets untersucht, um zu verstehen, in welchem Zusammenhang nach außen und innen gerichtete Ionenbeschleunigungen bzgl. des Targets stehen. Bei der Laserwechselwirkung mit einem Tröpfchen- bzw. Spraytarget aus schwerem Wasser (D_2O) konnte ein Neutronenausbeute von 700-1400n/Schuß bzw. 6000n/Schuß nachgewiesen werden. Im Vergleich zu der theoretisch möglichen Neutronenausbeute von 9×10^4 n/Schuß bei Vorhandensein eines massiven Deuterium-Sekundärtargets zeigt sich, daß diese Quelle kein effektiver Neutronenemitter ist. Ursache ist, daß bei kleinen sphärischen Targets effizient Ionen nach "außen" und nur wenige in das Targetinnere beschleunigt werden. Die Neutronenausbeute ist deutlich geringer als bei Festkörpertargetsystemen. Da die untersuchten Targetsysteme jedoch sehr effektiv Deuteronen emittieren, konnte nachgewiesen werden, daß mit Hilfe von Sekundärtargets die Neutronenausbeute des Gesamtsystems erhöht werden konnte. Dies bedeutet, daß durch geeignete Wahl der Geometrie sowie Art der Sekundärtargetsysteme eine stärkere Neutronenausbeute möglich ist. Eine solche Neutronenquelle erreicht etwa 10^5 Fusionsneutronen pro Joule Laserpuls, die in $4\pi sr$ emittiert werden.

Hervorzuheben ist die aufgezeigte Möglichkeit die Neutronenspektroskopie zur Untersuchung der Kinetik der im Targetinneren beschleunigten Deuteronen einzusetzen, die mit derzeit keiner anderen Diagnostik nachgewiesen werden kann.

Ausblick

Die Dynamik dichter Materie mit Protonen zu untersuchen, ist eine der aktuellen wichtigen Durchbrüche in der Plasmadiagnostik. Mit dieser Technik ist es möglich, neue Experimente durchzuführen und erstmals starke magnetische und elektrische Felder in hochdichter Materie zu untersuchen. Die Voraussetzung dazu ist ein Experiment mit zwei intensi-

ven Laserpulsen. Ein Strahl erzeugt das zu untersuchende Plasma und der zweite, zeitlich synchronisierte Strahl erzeugt ein Plasma, das einen gerichteten Protonenstrahl emittiert. Erste Experimente hierzu wurden bereits an Laserinstituten in Großbritannien (RAL), Frankreich (LULI, LOA) durchgeführt. In Deutschland können solche Experimente erstmals mit der Kopplung der zwei Hochfeld - Lasersysteme des MBI durchgeführt werden. Diese Diagnostik wird in Zukunft dazu benutzt werden, um Prozesse zu untersuchen, welche durch starke elektrische und magnetische Felder in relativistischen Plasmen verursacht werden. Hierzu gehört z.B. die Untersuchung der Ausbreitung von Solitonen, die Formierungsprozesse von Plasmakanälen sowie des Materietransports in Plasmen. Bei herkömmlichen ebenen Targetsystemen ist das Target, im Gegensatz zu den in dieser Arbeit untersuchten tröpfchenförmigen Targets, nicht isoliert und Elektronen können auf das Target fließen, wodurch der Beschleunigungsprozess modifiziert werden kann. Aus diesem Grund wird ein tröpfchenförmiges Targetsystem auch in Zukunft eine wichtige Rolle für das Verständnis der physikalischen Formierungsprozessen von Plasmen sein.

Literaturverzeichnis

- [1] 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, and K. Yasuike. Elektron, photon and ion beams from the relativistic interaction of petta watt laser pulses with solid targets. *Phys. Plasma*, 7:2076–2082, 2000.
- [2] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 56:219, 1985.
- [3] M.D. Perry and G. Mourou. Terawatt to petawatt subpicosecond lasers. *Science*, 264:917–924, 1994.
- [4] T. Tajima and J.M. Dawson. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 43:267–270, 1979.
- [5] *The interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. IOP, Inst. of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2002.
- [6] K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo, H. Nakanishi, A. Ogata, Y. Kato, Y. Kitagawa, R. Kodama, K. Mima, H. Shiraga, K. Suzuki, K. Yamakawa, T. Zhang, Y. Sakawa, T. Shoji, Y. Nishida, N. Yugami, M. Downer, and T. Tajima. Observation of ultrahigh gradient electron acceleration by a self-modulated intense short laser pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 74:4428–4431, 1995.
- [7] S.V. Bulanov and F. Pegoraro. Acceleration of charged particles and photons in the wake of a short laser pulse in a thin channel. *Las. Phys.*, 4:1120, 1994.
- [8] J.B. Rosenzweig. Experimental observation of plasma wakefield acceleration nonlinear plasma dynamics in the plasma wake-field accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 58:555–558, 1988 /1987.

- [9] J.B. Rosenzweig, P. Schoessow, B. Cole, C. Ho, W. Gai, R. Konecny, S. Mtingwa, J. Norem, M. Rosing, and J. Simpson. Demonstration of electron beam self-focusing in plasma wake fields. *Phys. Fluids B*, 2:1376, 1990.
- [10] K. Nakajima, A. Enomoto, H. Kobayashi, H. Nakanishi, Y. Nishida, A. Ogata, S. Ohsawa, T. Oogoe, T. Shoji, and T. Urano. Plasma wake-field accelerator experiments at kek. *Nuclear Instruments and Methods A*, 292:12–20, 1990.
- [11] Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Sawai, K. Matsuo, K. Mima, K. Nishihara, H. Azechi, K.A. Tanaka, H. Takabe, and S. Nakai. Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 68:48–51, 1992.
- [12] C.E. Clayton, K.A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams, and C. Joshi. Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves. *Phys. Rev. Lett.*, 70:37–40, 1993.
- [13] S. Busch, M. Schnürer, M. Kalashnikov, H. Schönagel, H. Stiel, S. Ter-Avetisyan, V. Karpov, U. Vogt, P.V. Nickles, and W. Sandner. Ion acceleration with ultrafast lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 82:3354, 2003.
- [14] M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, S. Busch, M. Kalashnikov, E. Risse, W. Sandner, and P. V. Nickles. Mev proton emission from ultrafast laser-driven microparticles. *Appl. Phys. B*, 78:895 – 899, 2004.
- [15] D.G. Hicks, C. K. Li, F. H. Seguin, A. K. Ram, J. A. Frenje, R. D. Petrasso, M. Soures, Glebov Y., D. D. Meyerhofer, S. Roberts, Sorce C., C. Stockl, T. C. Sangster, and T. W. Phillips. Charged-particle acceleration and energy loss in laser-produced plasmas. *Phys. Plasmas*, 7(12):5106, 2000.
- [16] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter, and V. Yu. Bychenkov. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Phys. Rev. Lett.*, 84(18):4108–4111, 2000.
- [17] D. Umstadter. Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers. *Physics of Plasmas*, 8(5):17741785, 2001.

- [18] M.P. Kalashnikov, P.V. Nickles, Th. Schlegel, M. Schnürer, F. Billhardt, I. Will, W. Sandner, and N.N. Demchenko. Dynamics of laser–plasma interaction at $10^{18} \frac{W}{cm^2}$. *Phys. Rev. Lett.*, 73(2):260–263, 1994.
- [19] M. Borghesi. Detection of highly transient electric fields following ultra-intense laser interaction with solid targets. Technical report, Rutherford Appleton Laboratory, 2002.
- [20] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, S. Busch, and P.V. Nickles. Negative ions from liquid microdroplets irradiated with ultrashort and intense laser pulses. *Journal of Physics B*, 37:3663, 2004.
- [21] M. Schnürer, D. Hilscher, U. Jahnke, S. Ter-Avetisyan, S. Busch, M. Kalashnikov, H. Stiel, P. V. Nickles, and W. Sandner. Explosion characteristics of intense femtosecond-laser-driven water droplets. *Phys. Rev. E*, 70:056401, 2004.
- [22] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, D. Hilscher, U. Jahnke, S. Busch, P.V. Nickles, and W. Sandner. Fusion neutron yield from a laser-irradiated heavy-water spray. *Phys. Plasmas*, 2004.
- [23] L. M. Wickens, J. E. Allen, and P.T. Rumsby. Ion emission from laser-produced plasmas with two electron temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, 41(4):243–246, 1978.
- [24] A. Gurevich. Self-similar motion of rarefied plasma. *Sov. Phys. JETP*, 1965.
- [25] P. Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 90(18):185002, 2003.
- [26] S. Busch, O. Shiryayev, S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, P.V. Nickles, and W. Sandner. Shape of ion energy spectra in ultra-short and intense laser-matter interaction. *Applied Physics B*, 78:911 – 914, 2004.
- [27] R. Lichters. 'lpic++': A parallel one dimensional code for simulating laser-plasma interactions. *Rep. MPQ 225, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching*, 1997.
- [28] Y. Sentoku, V.Y. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimchuk, K. Miima, G. Mourou, Z.M. Sheng, and D. Umstadter. High-energy ion

- generation in interaction of short laser pulses with high-density plasma. *Applied Physics B*, 74:207–215, 2002.
- [29] J.E. Crow, P.L. Auer, and J.E. Allen. The expansion of a plasma into a vacuum. *Journal of Plasma Physics*, 14:65, 1975.
- [30] J.M Dawson. Nonlinear electron oscillation in cold plasma. *Phys. Rev.*, 113:383–387, 1959.
- [31] *Computer Simulation using Particles*. IOP Publishing Ltd, 1988.
- [32] *Plasma Physics via Computer Simulation*. McGraw-Hill.
- [33] *The Physics of Plasma Interactions*. Addison-Wesley, 1988.
- [34] P.L. Bhatnagar, E.P. Gross, and M. Krook. A model for collision processes in gases. i. small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Phys. Rev.*, 94:511–525, 1954.
- [35] L. Mahnquist, L. Rynell, and H.M. Hertz. Droplet-target laser-plasma source for proximity x-ray lithography. *Applied Physics Letters*, 19(68), 1996.
- [36] U. Vogt. *Röntgenemission aus laserinduzierten Plasmen: Einfluss von Laserintensität und Pulsdauer bei verschiedenen Targetsystemen*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2002.
- [37] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, P.V. Nickles, and W. Sandner. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2003.
- [38] K. Amemiya, H. Takahashi, M. Nakazawa, N. Yasuda, M. Yamamoto, Y. Nakagawa, T. Kageji, M. Nakaichi, and K. Ogura. Ultra-high resolution radiography using cr-39 solid state track detectors and atomic force microscopy. *Nucl. Instr. Meth. B*, 159:75–80, 1999.
- [39] J.D. Pinheiro Filho, A.X. Da Silva, and R.C. Santos. Studies of isochronal and isothermal annealing of alpha particle tracks in cr-39 polymer detectors. *Nucl. Instr. Meth. B*, 111:104, 1996.
- [40] A.F. Hafez. An approach to nuclear charge identification with cr-39 polymeric nuclear track detector. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 122:133–140, 1997.

- [41] K. Amemiya, H. Takahashi, M. Nakazawa, N. Yasuda, M. Yamamoto, Y. Nakagawa, T. Kageji, M. Nakaichi, and K. Ogura. Ultra-high resolution radiography using cr-39 solid state track detectors and atomic force microscopy. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 159:75–80, 1999.
- [42] A.J. Mackinnon, Y. Sentoku, P.K. Patel, D.W. Price, S. Hatchett, M.H. Key, C. Andersen, R. Snively, and R.R. Freeman. Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 88(21):215006, 2002.
- [43] M. Hegelich. *Acceleration of heavy Ions to MeV/nucleon Energies by Ultrahigh-Intensity Lasers*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universitat Munchen, 2002.
- [44] A.P. Fewes. Flexible analysis of etched nuclear particle tracks. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 72:91–103, 1992.
- [45] M. Schnürer, R. Nolte, A. Rousse, G. Grillon, G. Cheriaux, M.P. Kalachnikov, P. V. Nickles, and W Sandner. Dosimetric measurements of electron and photon yields from solid targets irradiated with 30 fs pulses from a 14 tw laser. *Physical Review E*, 61:4394–4401, 2000.
- [46] R. Decoste. *Rev. Sci. Instr.*, 1977.
- [47] R. Decoste and B.H. Ripin. High-energy ion expansion in laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 40:34–37, 1978.
- [48] B.M. Smirnov. *Negativ Ions*, (New York: McGraw-Hill), 1982.
- [49] H. Drexel, G. Senn, T. Fiegele, P. Scheier, A. Stamatovic, N.J. Mason, and T.D. Mark. Dissociative electron attachment to hydrogen. *J. Phys. B*, 34(8):1415–1423, 2001.
- [50] M. Allen and S.F. Wong. Effect of vibrational and rotational excitation on dissociative attachment in hydrogen. *Physical Review Letters*, 41:1791, 1978.
- [51] J.N. Bardsley. Dissociative attachment and vibrational excitation in low-energy collisions of electrons with h2 and d2. *Physical Review A*, 20:1398, 1979.

- [52] T.F. O'Malley. Theory of dissociative attachment. *Phys. Rev.*, 150:14–29, 1966.
- [53] R.K. Lanev. *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*. Springer, Berlin, 1978.
- [54] K.M. Ervin, I. Anusiewicz, P. Skurski, J. Simons, and W. C. Lineberger. The only stable state of o_2^- is the x_2g ground state and it (still!) has an adiabatic electron detachment energy of 0.45 eV. *J. Phys Chem A*, 107:8521–8529, 2003.
- [55] W.R. Henderson, W. L. Fite, and R. T. Brackmann. Dissociative attachment of electrons to hot oxygen. *Physical Review*, 183:157–166, 1969.
- [56] G. Senn, J. D. Skalny, A. Stamatovic, N.J. Mason, P. Scheier, and T.D. Märk. Low energy dissociative electron attachment to ozone. *Phys. Rev. Lett.*, 82:5028–5031, 1999.
- [57] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, S. Busch, E. Risse, P. V. Nickles, and W. Sandner. Spectral dips in ion emission emerging from ultrashort laser-driven plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 93:155006, 2004.
- [58] L.M. Wickens and J.E. Allen. Free expansion of a plasma with two electron temperatures. *J. Plasma Phys.*, 22(1):167–185, 1979.
- [59] Y. Kishimoto, K. Mima, and T. Watanabe. Analysis of fast-ion velocity distributions in laser plasmas with a truncated Maxwellian velocity distribution of hot electrons. *Physics of Fluids*, 26(8):2308–2315, 1983.
- [60] S.J. Gitomer, R.D. Jones, F. Begay, A.W. Ehler, J.F. Kephart, and R. Kristal. Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction. *Physics of Fluids*, 29(8):2679–2688, 1986.
- [61] *Plasma Physics via Computer Simulations*. Adam Hilger, 1991.
- [62] L.M. Wickens and J.E. Allen. Ion emission from laser-produced, multi-ion species, two electron temperature plasmas. *Phys. Fluids*, 24(10):1984, 1981.
- [63] A. J. Kemp, R.W. Pfund, and J. Meyer ter Vehn. Modeling ultrafast laser-driven ionization dynamics with Monte Carlo collisional particle-in-cell simulations. *Physics of Plasmas*, 12:5648, 2004.

- [64] S. Karsch, S. Düsterer, H. Schwoerer, F. Ewald, D. Habs, M. Hegelich, G. Pretzler, A. Pukhov, K. Witte, and R. Sauerbrey. High-intensity laser induced ion acceleration from heavy-water droplets. *Phys. Rev. Lett.*, 91(1):015001, 2003.
- [65] D. Hilscher, O. Berndt, M. Enke, U. Jahnke, P.V. Nickles, H. Ruhl, and W. Sandner. Neutron energy spectra from the laser-induced $d(d, n)^3\text{he}$ reaction. *Phys. Rev. E*, 64:016414, 2001.
- [66] H. Liskien. *Nuclear Data Tables*, 1973.
- [67] A. Boughrara, H. Beaumevieille, and S. Ouichaoui. Branching ratios and screening effect in the $d + d$ nuclear interaction. *Europhys. Lett.*, 48:264–268, 1999.
- [68] J.P. Biersack. *Nucl. Inst. and Meth.*, 1989.
- [69] Janke Hilscher. Private communication. *priv. Comm.*, 2004.
- [70] T. Ditmire, T. Donnelly, A.M. Rubenchik, R.W. Falcone, and M.D. Perry. Interaction of intense laser pulses with atomic clusters. *Phys. Rev. A*, 53:3379–3402, 1996.
- [71] *FLUKA-code*.
- [72] T. Ditmire, J. Zweiback, and V.P. Yanovsky. Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters. *Nature*, 398:489–492, 1999.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Ionenspektren nach Wickens und Allen für verschiedene Dichte und Temperaturverhältnisse. In der oberen Abbildung wurde das Temperaturverhältnis $T_h/T_c = 9.8$ konstant gehalten und die Dichteverhältnisse der heißen und kalten Elektronenkomponente variiert ($n_h/n_c = 0.1 - 0.001$). Im unteren Graphen wurde das Dichteverhältnis Dichteverhältnis konstant bei $n_h/n_c = 0.1$ gehalten und die Temperaturverhältnisse von $T_h/T_c = 5.8$ bis $T_h/T_c = 9.8$ variiert.	13
2.2	Zwischen zwei Elektronendichtekomponenten mit unterschiedlichen Temperaturen, wird ein elektrisches Feld aufgebaut, das die Ionen an der Vorderfront beschleunigt und an der Rückfront abbremst. Dadurch entsteht eine energetische Lücke im Energiespektrum der Ionen.	14
3.1	Vakuumkammer mit 4 Thomsonspektrometern (A-D) und dem Verlauf des Laserstrahls (rot), P Plasma im Zentrum der Vakuumkammer, Eintrittfenster E	18
3.2	Düsensystem zur Erzeugung von $10\mu m - 20\mu m$ großen Wassertropfchen, der Wasserjet zerfällt nach 1-2mm in einzelne Tropfchen, mit einem Abstand von $70\mu m$	19
3.3	Ionen gelangen durch eine Blende (links) in ein paralleles elektrisches- und magnetische Feld (mitte) und werden auf eine Parabelbahn gezwungen, bevor sie auf einen Detektor (rechts) treffen. Die verschiedenen Parabelbahnen repräsentieren verschiedene Masse-Ladungsverhältnisse.	21
3.4	40-fach vergrößerte Darstellung einer Protonenspurspur aus Abbildung 3.5 auf einer CR-39 Platte. Sichtbar sind einzelne Löcher, die durch Protonen verursacht wurden.	22

- 3.5 Aus einem Ionenspektrum (links) erhaltener 4-fach vergrößerter cut-off-Bereich (rot) maximaler Ionenergien, die mit einem CR-39 Plattendetektor registriert wurden. 23
- 3.6 Im Vordergrund ist die gekühlte Kamera zu sehen, welche die von der MCP registrierte Protonenspur ablichtet. 25
- 3.7 Schematischer Aufbau des Elektronenspektrometers. Die Elektronen gelangen durch eine Blende in ein Magnetfeld und werden durch die Lorentzkraft auf Kreisbahnen gezwungen. 26
- 3.8 Abhängigkeit der Lichttransmission eines mit Elektronen exponierten HD-810 Films in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. (Es wurde versucht jeweils die gleiche *Exposition* \simeq *Stromfluß* \times *Zeit* einzustellen.) 26
- 4.1 Parabelförmige Ionenspuren auf einer CR-39 Platte von einem D_2O - Target (rechts), die O^{8+} -Spur wird von den Deuteriumionen überlagert und einem H_2O - Target (links) mit allen zu erwartenden Ionisationsstufen 29
- 4.2 Maximale "cut-off"-Energien für die registrierten Ionensorten auf einer CR-39-Platte bei einem D_2O sowie einem H_2O - Target . . . 30
- 4.3 Abhängigkeit der maximalen Ionenenergien ("cut-off") von räumliche Emissionsrichtung (Protonen p, Deuteronen d und Sauerstoff O^{6+}). Eine leichte Erhöhung der Energiewerte zeigen emittierte Ionen entgegengesetzt und senkrecht zur Laserpropagation. 31
- 4.4 Elektronenspektrum zwischen $0.2MeV$ und $4MeV$ (dargestellt bis $1MeV$), einem Maximum bei $0.2MeV - 0.5MeV$, der Abfall des Elektronenspektrums zu hohen Energien deutet auf eine heiße Elektronenkomponente die mit einem Temperaturparameter von mehreren $100keV$ beschrieben werden kann. 32
- 4.5 Einzelschuß- Ionenspektrum aufgenommen mit einem MCP, die sichtbaren Ionenspuren reichen bis zur 6. Ionisationsstufe des Sauerstoffs. Der helle Fleck auf der rechten Seite des Bildes stammt von Röntgenstrahlung und neutrale Atome. 34
- 4.6 Einzelschußaufnahme eines Ionenspektrum von einem $20\mu m H_2O$ - Tröpfchen: Berechnete Spektren aus Abbildung 4.5, Protonen: schwarz, $O1+$ - rot, $O2+$ - grün, $O3+$ - blau, $O4+$ - magenta, $O5+$ - pink, $O6+$ - gelb. Das Protonenspektrum (orange Linie) zeigt die zwei Temperaturäste ($630keV$ und $170keV$). 35

4.7 Korrelierte Deuteronenemission eines $20\mu\text{m}$ D_2O -Tröpfchens: Emission in Vorwärtsrichtung (in Laserstrahlrichtung) - hohle Dreiecke, Rückwärtsemission (135° zur Laserausbreitungsrichtung) - ausgefüllte Dreiecke. 37

4.8 Ionenspektrum aufgenommen mit einer CR-39 Platte von einem Tröpfchen-Target aus D_2O unter einem Beobachtungswinkel zur Laserstrahlrichtung von 135° (ca. 5×10^4 Laserschüsse). 39

4.9 Einzelschußspektrum negativ geladener Ionen (a) D_2O und (b) H_2O bei 45° Beobachtungswinkel in Bezug auf die Laserausbreitungsrichtung. Die maximale Energie (a) der D^- Ionen lag bei 0.3 MeV, für (b) H^- bei 0.15 MeV. Die "cut-off"-Energie der Sauerstoffionen O^- lag in beiden Fällen bei 1.3 MeV. 40

4.10 Einzelschußaufnahme eines Ionenspektrums. Die Kreise (rot) verdeutlichen die Stellen, an denen keinen Ionen auf den Schirm auftreten. 43

4.11 Gemessene Verteilung emittierter Elektronen bei der Wechselwirkung zwischen einem ultrakurzen und intensiven Laserpuls (35fs, $I_{\text{Laser}} = 10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) und einem D_2O -Tröpfchens. Eine "heiße" Komponente kann aus der abfallenden Flanke der Verteilung approximiert werden. 44

4.12 Skalierung der maximalen Energie der Deuteronen in Abhängigkeit zur maximalen Elektronenenergie; gemessen mit einem kombinierten Elektronen- und Protonenspektrometer [57] 45

4.13 Bremsstrahlungsspektrum eines H_2O -Einzeltröpfchens mit mindestens drei Temperaturkomponenten; $T_1 = 33\text{keV}$, $T_2 = 20\text{keV}$, $T_3 = 7\text{keV}$. Die Messung erfolgte mit einer Röntgen-CCD-Kamera im energiedispersiven Modus 46

4.14 Auswertung einer Einzelschußaufnahme von einem H_2O -Spektrum. Die Spektraleverteilung wurde mit einem hydrodynamischen Modell [23] und einer Zweikomponentigen Elektronenverteilung angepaßt; $T_h/T_c = 9.8$, $n_h/n_c = 0.01$ 48

4.15 Auswertung einer Einzelschußaufnahme von einem D_2O -Spektrum. Die Spektraleverteilung wurde mit einem hydrodynamischen Modell [23] und einer Zweikomponentigen Elektronenverteilung angepaßt; $T_h/T_c = 7.7$, $n_h/n_c = 0.04$ 49

5.1 In der Tabelle werden die relevanten Komponenten, wie Ortskoordinaten, Geschwindigkeitskomponenten, elektrische Feldkomponenten sowie magnetische Feldkomponenten für unterschiedlich dimensionale PIC-Simulationen dargestellt. 52

5.2	Schematische Darstellung des grundlegenden Berechnungszykluses eines Particle in Cell Codes	53
5.3	Normierte Intensität des Laserpulses mit zwölf Zyklen. Die ansteigende und abfallende Flanke, repräsentiert eine Art Vorpuls und wird aus je 3 Laserzyklen ($3 \times 2.7fs$) gebildet.	55
5.4	Schematische Darstellung der Plasmadichte im x-Raum vor der Wechselwirkung mit dem Laserpuls. P ist das Hauptplasma mit einer Dichte $n_e > n_k$, R stellt die Plasmarampe mit linear ansteigender Dichte bis n_e dar.	56
5.5	Simulierte Protonenspektren bei unterschiedlichen Plasmarampen R. Eine kleine Plasmarampe $1\mu m$ soll einem Laserpuls mit hohem Kontrast entsprechen. Wird der Pulskontrast kleiner, also auch das Vorplasma, so wird weniger Energie vor der eigentlichen Wechselwirkung mit hoher Intensität absorbiert und die Cut-Off-Energie sinkt. Dabei bezeichnet das Minuszeichen vor dem Energiewert, die Bewegungsrichtung der Teilchen entgegen der Laserausbreitungsrichtung.	57
5.6	Simulation zweier Elektronenspektren bei verschiedenen Intensitäten. Je höher die Intensität, desto mehr heiße Elektronen werden "erzeugt" die wiederum das Beschleunigungsfeld des Plasmas generieren.	58
5.7	v-x-Phasenraumdiagramme der Elektronendichteverteilung bei niedriger ($I_L = 2 \times 10^{18}W/cm^2$) und hoher ($I_L = 9 \times 10^{19}W/cm^2$) Laserintensität (links bzw. rechts) nach einem Zeitpunkt t nahe der Laserplasmawechselwirkung.	59
5.8	Protonen werden durch das Beschleunigungsfeld auf mehr als 10MeV beschleunigt. Für eine bessere Auflösung ist hier nur ein Ausschnitt bis zu 3MeV dargestellt. Das minus Zeichen vor den Energiewerten bedeutet eine Bewegung der Teilchen entgegengesetzt der Laserausbreitungsrichtung.	60
5.9	v-x-Phasenraumdiagramm, Abstand des Detektor D vom Plasma $x_{mess} = 100\mu m$, Kreuzungspunkt D verdeutlicht den Ort an dem der Beschleunigungsprozess der Protonen (1-7MeV) beendet ist. Die Ausdehnung des Plasmas beträgt zum Zeitpunkt t_0 : $\Delta x = 40\mu m$	61
5.10	Gemessenes elektrisches Feld und normierte Elektronendichteverteilung bei niedriger Laserintensität $I = 5.5 \times 10^{18}W/cm^2$	62
5.11	normiertes elektrisches Feld und normierte Elektronendichteverteilung bei hoher Laserintensität $I = 8.8 \times 10^{19}W/cm^2$	63
5.12	Zweikomponentige Elektronentemperaturen, n_h = heiße Elektronenkomponente, n_c = kalte Elektronenkomponente.	64

5.13	Moduliertes Protonenspektrum, in einem Abstand von $80\mu m$ zur Plasmaoberfläche. Laserintensität: $I = 9 \times 10^{19} W/cm^2$, Pulslänge 35fs	64
6.1	Schematische Darstellung der Prozesse bei der Wechselwirkung von Laser und Plasma zur Ausbildung eines gedämpften oszillierenden Beschleunigungsfeldes. Dabei wird in a) die Anfangssituation dargestellt, bei der der Feldaufbau durch Verschiebung der Ladungsschwerpunkte initialisiert wird. Nach einem Umlauf (ca. 80-120fs) werden die Elektronen wieder zurück in das Plasma beschleunigt, wobei sich der Ladungsschwerpunkt erneut verschiebt. Dabei ist der Pfeil in a) der einfallende Laserstrahl, die geschlängelten Pfeile die Abstrahlung von Licht, Röntgenstrahlung etc.. Die kleine dicken Pfeile symbolisieren die Elektronen welche das Plasma verlassen.	66
6.2	Einteilchensimulation des detektierten Protonenspektrum in Vorwärts (schwarz) sowie Rückwärtsrichtung (rot) zur "Laserausbreitungsrichtung"	68
6.3	Simuliertes Spektrum bei unterschiedlichen Abständen zum "Quellplasma". (grün) $20\mu m$, (schwarz) $80\mu m$	69
7.1	a)Schematische Darstellung eines Hohlraumtarget, bei dem die beschleunigten Deuteronen mit einem kugelförmigen Deuteriumtargets kernwechselwirken können (höchste Neutronenausbeute). b) Darstellung des verwendeten Spraytargets (hohe Neutronenausbeute). c) Tröpfchentarget mit isotroper Deuteriumausbreitung, bei dem Deuteronen nur sehr selten Wechselwirken können (niedrigste Neutronenausbeute.)	72
7.2	Abstand der Neutronendetektoren bei $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ zum Plasma im Zentrum der Vakuumkammer L1=339cm, L2=330cm, L3=326cm, L4=234cm, PD="Plasmadiode", TD=Triggerdiode	73
7.3	Einzeltröpfchengenerator, PDT=Primäres Deuteriumtarget, SDT=Sekundärtarget, ST=2. Sekundärtargetscheibe, d=Deuteronen welche aus dem Primärtarget emittiert werden, n=Neutronen welche von der ST-Scheibe emittiert werden. N=Neutronendetektor.	75
7.4	links: 21 ausgewählte Einzelschußspektren, rechts: gemitteltetes Spektrum aus diesen 21 Spektren, verglichen mit einem Spektrum mit exponentiellen Temperaturverlauf $kT_d = 100keV$	77

- 7.5 Parabelförmige Diodenanordnung D1-D7, D8=Nullpunkt zur Bestimmung der Deuteronenanzahl als Funktion der Deuteronenenergien E an der Multi-Channel-Plate 79
- 7.6 Korrelation unterschiedlicher Detektoren in einer 2-dimensionalen spektralen Darstellung. Die zugehörigen Korrelationskoeffizienten gemäß Gleichung 7.3 betragen: $D6-D7 = 0.86$, $D4-D5 = 0.78$, $D6-PD = 0.71$, $D6 - E_{ee2} = 0.08$, $E_{ee2} - plasma = 0.17$, Mittelwert aus 10^4 Schüssen 80
- 7.7 Test der Ansprechwahrscheinlichkeit der Neutronendetektoren: Neutronenspektrum mit zusätzlicher Sekundärtargetscheibe aus Polystyrol, Dichte= $2mg/cm^3$, 2.1cm unterhalb des primären Tröpfchentargets, Abstand Neutronendetektor - PT: $N1 = 347cm$, $N2 = 322cm$, $N3 = 325cm$, $N4 = 344cm$. Die durchgezogene Linie beschreibt das berechnete normierte Spektrum mit 5×10^{11} Deuteronen in einem Raumwinkel von $4\pi sr$ 81
- 7.8 Gemessenes Neutronenspektrum (Kreise) mit einem sekundär Target ST bei 90° und einem Abstand zum Quellplasma von 9.5cm entlang der Achse zum Detektor N3. Simulationsrechnung (durchgezogene Linie), wobei eine Deuteronenzahl von 8.3×10^{11} angenommen wurde. Die Distanz vom Plasma zu den Neutronendetektoren N1-N4 waren je 349cm, 326cm, 327cm und 325cm. 84
- 7.9 Neutronenspektrum ohne zusätzliches Sekundärtarget. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Simulationsrechnung der Neutronen, welche vom SDT emittiert wurden. Dabei beträgt die abgeschätzte Deuteronenzahl mit einer Temperatur von 100keV, 8.4×10^{10} Deuteronen / $4\pi sr$. Die gestrichelte Linie zeigt die Deuteronenverteilung der PIC-Rechnung aus [64]. Dabei wurde eine Deuteronenausbeute von 5×10^9 ermittelt. Die Abstände zu den Neutronendetektoren N1-N4 betrug jeweils 347cm, 322cm, 325cm und 344cm. 86
- 7.10 Energiespektren der detektierten Neutronen bei 0° und 135° . Die integrierte Neutronenausbeute zwischen 2.0 MeV und 3.0 MeV betrug zwischen 72 n/sr und 48n/sr bei 0° und 135° . Die durchgezogene Linie bei 2.45 MeV entspricht der Neutronenenergieverteilung, welche bei einer Reaktion in den SDT erwartet würde. . . 87
- 7.11 Vergleich zwischen dem Neutronenspektrum bei dem Neutronendetektor N2 bei einem Winkel von 135° zur Laserausbreitungsrichtung, mit einem sogenannten "shadow bar" (rot) und ohne einem "shadow bar" (schwarz) 89

- 7.12 Neutronen Flugzeitspektrum von einem "spray target" 0° und 135° zur Laserausbreitungsrichtung. Linie: Modellrechnung für 8×10^{10} Deuteronen bei einer Deuteronentemperatur von 100 keV welche isotrop von dem Mittelpunkt des Spraytaargets emittiert werden und mit einem kalten D_2O -Tröpfchen mit einem Radius von 1mm und einer effektiven Dichte von $18\mu g/cm^3$ wechselwirken. . . 90

Veröffentlichungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Arbeiten publiziert:

Busch S., Shiryaev O., Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Nickles P.V. and Sandner W.

Shape of ion energy spectra in ultra-short and intense laser-matter interaction

APPL PHYS B 78 (7) 911, 2004

Busch S., Schnürer M., Kalashnikov M., Nickles P.V. and Sandner W.

Ion acceleration with ultrafast lasers

APPL PHYS LETT 82 (19), 3354, 2003

Schnürer M., Ter-Avetisyan S., Busch S., Kalachnikov M.P., Risse E., Sandner W. and Nickles P.V.

MeV proton emission from ultrafast laser-driven microparticles

APPL PHYS B 78 (7) 895, 2004

Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Busch S. and Nickles P.V.

Negative ions from liquid microdroplets irradiated with ultrashort and intense laser pulses

J PHYS B 37 3633, 2004

Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Busch S., Risse E, Nickles P.V., and Sandner P.V.

Spectral dips in ion emission emerging from ultrashort laser-driven plasmas

PHYS REV LETT, 93,155006, 2004

Schnürer M., Hilscher D. , Jahnke U., Ter-Avetisyan S., Busch S., Kalachnikov M., Stiel H., Nickles P.V., and Sandner W.

Explosion characteristics of intense femtosecond-laser-driven water droplets

PHYS REV E, 70, 056401, 2004

Ter-Avetisyan S., Schnürer M., Hilscher D., Jahnke U., Busch S., Nickles P.V., and Sandner W.

Fusion neutron yield from a laser-irradiated heavy-water spray

PHYS PLASMA, 12, 012702, 2004

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt:

Meinem wissenschaftlichen Betreuer Herrn *Prof. Dr. W. Sandner* vom Max-Born Institut Berlin und dem Optischen Institut der Technischen Universität Berlin für die hervorragenden Arbeitsbedingungen, den intensiven und auch anstrengenden wissenschaftlichen Diskussionen, während zahlreicher Seminare und Seminarreisen. Außerdem für die Möglichkeit der Teilnahme, an der summer school in Erice (Sizilien) und zahlreichen nationalen sowie internationalen Tagungen.

Herrn *Dr. P.V. Nickles* für die außerordentlich gute Leitung und Lenkung sowie Unterstützung meiner Forschungsarbeit, sowie den zahlreichen intensiven wissenschaftlich und außerfachlichen Diskussionen.

Herrn *Dr. M. Schnürer* für seine wissenschaftlichen Ideen, seinem unermüdlichen Einsatz und intensiven freundschaftlichen, wissenschaftlichen Diskussionen. Besonders hervorzuheben ist die außerordentlich intensive Zusammenarbeit an den Experimenten und am Laser, welche maßgeblich für das Gelingen aller Experimente verantwortlich war.

Herrn *Dr. S. Ter-Avetisyan* für seine intensiven fachlichen Diskussionen, der Zusammenarbeit bei den Experimenten, sowie der Entwicklung des Spraytargets durch welche zahlreiche interessante Experimente durchgeführt werden konnten.

Herrn *Dr. O. Shiryayev* für die freundschaftliche, intensive Zusammenarbeit, und den wissenschaftlichen Diskussionen, welche maßgeblich zur Realisierung des theoretischen Teils meiner Arbeit beitrug.

Herrn *Dr. D. Hilscher*, Herrn *Dr. U. Jahnke* für das Gelingen der äußerst schwierigen neutronenspektroskopischen Untersuchungen unter Extrembedingungen, sowie der Ausdauer, Einsatzbereitschaft und zahlreichen intensiven wissenschaftlichen Diskussionen.

Herrn *Dr. H. Stiel*, Herrn *Dr. H. Legall* für die Korrekturlesungen dieser Arbeit und den freundschaftlichen, wissenschaftlichen Diskussionen.

Herrn *Dr. G. Priebe* für die freundschaftliche Unterstützung und fachlichen Diskussionen, sowie der Betreuung des Ti:Sa - Lasersystems, sowie Herrn *Dr. M. Kalashnikov* für das Bereitstellen des Lasersystems, sowie der Erlaubnis eigenständig die Laserparameter zu bestimmen.

Herrn *S. Gerlach* und Herrn *D. Rohloff* für die stete Bereitschaft computertechnische Probleme zu lösen und zu diskutieren.

Besonderer Dank gilt auch der gesamten Technischen Crew: Herrn *G. Kommel*, Herrn *J. Meißner*, Frau *P. Friedrich*, Herrn *J. Gläser*, Herrn *R. Hoffmann*, ohne deren Hilfe, Bereitschaft zur intensiven Zusammenarbeit, sowie freundlicher Unterstützung in technischen Problemlösungen.

Meiner lieben Lebensgefährtin Frau Dott. Elena Gubbini für die liebevolle und moralische Unterstützung.

Vor allem aber danke ich meinen lieben Eltern Liselotte und Adolf Busch, für all die Jahre in denen sie meine Ausbildung ermöglicht haben und auch in schwierigen Zeiten zu mir gehalten haben, sowie mich intensiv unterstützt haben.