



Energieverlust von Schwerionen in hohlraumstrahlgeheizten Triacetat-Cellulose-Plasmen in Abhängigkeit von Schaumdichte und Laser-Ionenstrahl-Zeitdifferenz

Master-Thesis

vorgelegt am: 11. März 2015

**GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in
Darmstadt und Fachbereich Physik der Goethe Universität
Frankfurt a.M.**

Name: Richard Maeder
Matrikelnummer: 3662542
Studiengang: Physik
Fachbereich: Plasmaphysik
Studienjahrgang: 2008
Erstgutachter: PD. Dr. Olga Rosmej
Zweitgutachter: Prof. Dr. Joachim Jacoby

Fundamentalkonstanten

Größe	Symbol	Wert
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	c	$2,998 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$
Boltzmann-Konstante	k_B	$1,381 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$
Elementarladung	e	$1,602 \cdot 10^{-19} C$
Planck'sches Wirkungsquantum	h	$4,136 \cdot 10^{-15} eVs$
Reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$6,582 \cdot 10^{-16} eVs$
Ruhemasse des Elektrons	m_e	$9,109 \cdot 10^{-31} kg$
Rydberg Energie	R_y	$13,6eV$
Elektrische Feldkonstante	ε_0	$8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$
Avogadro-Konstante	N_A	$6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$
Bohr'scher Atomradius	a_0	$0,529 \cdot 10^{-10} m$
Bohr-Geschwindigkeit	$v_0 = \frac{e^2}{\hbar}$	$25 \frac{keV}{u}$

Zusammenfassung

Das Projekt „Energieverlust von Schwerionen in hohlraumstrahlgeheizten Triacetat-Cellulose-Plasmen in Abhängigkeit von Schaumdichte und Laser-Ionenstrahl-Zeitdifferenz“ wurde in Partnerarbeit der Plasmaphysikabteilungen des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt und der Goethe Universität in Frankfurt im Zeitraum von 2012 bis 2014 durchgeführt.

Das Projekt besteht aus zwei Experiment-Teilen. Der erste Teil fand im Jahr 2012, der zweite Teil im Jahr 2014 statt. Beide Experiment-Teile wurden auf dem Gelände der GSI, in der Z6-Experimentierhalle durchgeführt. Dort ist die weltweit einzigartige Kombination des **P**etawatt **H**igh **E**nergy **L**aser for heavy **I**on **E**xperiments - **PHELIX** - mit dem **U**niversal **L**inear **A**ccelerator - **UNILAC** - geboten.

In internationaler Zusammenarbeit waren beteiligt:

- All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia
- Moscow State University, Russia
- Czech Technical University in Prague, PALS, Czechia
- Institute of Modern Physics, China Academy of Science, Lanzhou, China
- Laser Fusion Research Center, Mianyang, Sichuan, China

Das Ziel dieses Projektes ist die Bestimmung des Energieverlustes beschleunigter Titan-Ionen in Triacetat-Cellulose-Plasmen unterschiedlicher Dichten. Der Schwerpunkt liegt auf dem Zeitraum von $2 - 9ns$ nach Plasmaerzeugung.

Für die Experimente werden Triacetat-Cellulose-Schäume, mit der chemischen Formel $C_{12}H_{16}O_8$ und den Dichten $\rho_{TAC2} = 2 \frac{mg}{cm^3}$ beziehungsweise $\rho_{TAC3} = 3 \frac{mg}{cm^3}$ als Target verwendet. Das Target wird in einer Halterung unterhalb des Gold-Hohlraums angebracht. Die im Hohlraum ausgelegte Goldschicht wird über das PHELIX-System in den Plasmazustand überführt, wobei die Energie des Lasers zu 40% in weiche Röntgenstrahlung, mit einer nahezu Planck-Spektrischen-Verteilung, umgewandelt wird. Die Röntgenstrahlung wird genutzt, um aus kaltem TAC-Schaum ein Plasma zu erzeugen. Die 3D-Mikrofaserstruktur der Schäume absorbiert die Röntgenstrahlung, wodurch diese in einem Nanosekundenzeitraum in ein homogenes, hydrodynamisch-stabiles Plasma umgewandelt werden. Dieses Plasma verfügt über eine Temperatur von bis zu $T = 25eV$, eine Elektronendichte von $n_e \approx 10^{21}cm^{-3}$

sowie eine homogene Raum- und Zeit-Verteilung von Dichte, Temperatur und Ionisationsgrad. Das gewährt akkurate Rahmenbedingungen für die Messungen.

Der UNILAC-Beschleuniger erzeugt einen Titan-Ionenstrahl, der über eine Energie von $4,77 \frac{MeV}{u}$ verfügt. Im ersten Teil des Experiments hatte der Ionenstrahl eine 36 MHz-RFQ-Struktur, im zweiten Teil eine 108 MHz-RFQ-Struktur. Nach Wechselwirkung mit dem kalten oder ionisierten Target trifft der Ionenstrahl in $12,126m$ Entfernung auf den Diamantdetektor. Dieser registriert Anzahl und zeitliche Verteilung der auftreffenden Ionen. Diese Daten werden an ein digitales Phosphor-Oszilloskop mit einer zeitlichen Auflösung von $0,4ns$ weitergeleitet und ausgelesen.

Die Analyse der gemessenen Daten erfolgt, unter Verwendung der Flugzeitmethode, zur Bestimmung der Energiewerte einzelner Ionenbunche. Des weiteren findet das Savitzky-Golay-Filterverfahren Anwendung, welches das Signal-Rausch-Verhältnis der Messdaten erhöht und somit Messfehler reduziert.

Die Auswertung der gesammelten Daten führt zu folgenden Ergebnissen:

- In kaltem TAC-Schaum der Dichte $\rho_{TAC2} = 2 \frac{mg}{cm^3}$ ergibt sich der Energieverlust des Titan-Ionenstrahls zu $\frac{dE}{dx}_{K,Exp} = 5,94 \pm 1,19 \frac{MeV}{mm}$.
Vergleichswerte ergeben sich durch das Analyseprogramm SRIM, das den Energieverlust zu $\frac{dE}{dx}_{K,SRIM} = 5,61 \frac{MeV}{mm}$ berechnet sowie durch ein Experiment aus dem Jahr 2011, bei dem der Energieverlust $\frac{dE}{dx}_{Bach,K} = 5,56 \pm 1,11 \frac{MeV}{mm}$ betrug.
- Im TAC2-Plasma beträgt der gemessene Energieverlust des Titan-Ionenstrahls $\frac{dE}{dx}_{TAC2,P} = 9,01 \pm 1,80 \frac{MeV}{mm}$.
Die theoretischen Erwartungswerte belaufen sich unter Verwendung des Analyseprogramms boes3.exe auf $\frac{dE}{dx}_{Pla,boes3} = 7,48 \frac{MeV}{mm}$. Dieser theoretische Wert ist eine Näherung, bei der ein reines Kohlenstofftarget angenommen wurde. Die Messergebnisse des Experimentes aus dem Jahr 2011 betragen $\frac{dE}{dx}_{Bach,K} = 9,30 \pm 1,86 \frac{MeV}{mm}$.
- TAC2-Schäume gehen innerhalb von $2ns$ komplett in den ionisierten Zustand über und bilden ein homogenes Plasma. Daher sind sie zur reinen Betrachtung von Energieverlusten zu favorisieren.
Des weiteren ist erkennbar, dass das Plasma nach $25 - 35ns$ seine stabile Form verliert und von hydrodynamischen Effekten beeinflusst wird.
- In kaltem TAC-Schaum der Dichte $\rho_{TAC3} = 3 \frac{mg}{cm^3}$ ergibt sich der Energieverlust des Titan-Ionenstrahls zu $\frac{dE}{dx}_{K,Exp} = 8,67 \pm 1,73 \frac{MeV}{mm}$.
Das Analyseprogramm SRIM liefert einen theoretischen Vergleichswert von $\frac{dE}{dx}_{K,SRIM} = 7,49 \frac{MeV}{mm}$.
- Im TAC3-Plasma beträgt der gemessene Energieverlust des Titan-Ionenstrahls $\frac{dE}{dx}_{TAC3,P} = 11,06 \pm 2,21 \frac{MeV}{mm}$.

Die theoretischen Erwartungswerte belaufen sich unter Verwendung des Analyseprogramms boes3.exe auf $\frac{dE}{dx} \text{ Pla,boes3} = 10,90 \frac{\text{MeV}}{\text{mm}}$. Dieser theoretische Wert ist eine Näherung, bei der ein reines Kohlenstofftarget angenommen wurde.

- TAC3-Schäume benötigen $5ns$, um - bis zu einer Eindringtiefe der Röntgenwellen von $0,68mm$ - ionisiert zu werden. Für die reine Betrachtung von Energieverlusten sind diese Eigenschaften von Nachteil, jedoch lässt sich das Ausbreitungsverhalten der Röntgenstrahlungswellen auf diese Weise betrachten. Das Plasma verliert nach $25 - 35ns$ seine stabile Form und wird ab diesem Zeitpunkt von hydrodynamischen Effekten beeinflusst.
- Der Energieverlust der Ionen im Plasma, verglichen mit fester Materie, ist in TAC2-Schäumen um den Faktor $1,52 \pm 0,61$, in TAC3-Schäumen um den Faktor $1,28 \pm 0,51$ erhöht.
- Ziel zukünftiger Experimente und Analysen ist die Ermittlung theoretischer Grundlagen zur Analyse der hydrodynamischen Effekte sowie die exakte Bestimmung des Ausbreitungsverhaltens der Röntgenwellen in unterschiedlichen Materialien.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	5
2.1	Plasmaphysik	5
2.1.1	Definition eines Plasmas	5
2.1.2	Einteilung der Plasmen	6
2.2	Wechselwirkung von Schwerionen mit kalter und ionisierter Materie	7
2.2.1	Bethe-Bloch-Formel	8
2.2.2	Ionisationsgrad des Plasmas	12
2.2.3	Ermittlung theoretischer Vergleichswerte	13
2.3	Flugzeitmethode	16
3	Aufbau und Durchführung des Experiments	17
3.1	Aufbau	17
3.2	Durchführung	22
3.3	Das PHELIX-Lasersystem	24
3.4	Der UNILAC-Beschleuniger	24
3.5	Diamant-Stop-Detektor	26
3.6	Triacetat-Cellulose-Schaum	28
3.6.1	Mikrostruktur des TAC-Schaumes	28
3.6.2	Röntgenheizung	29
4	Analyseverfahren	33
4.1	Datenauslesung	33
4.1.1	Laser-Signalbestimmung	33
4.2	Egalisierung der Shots	34
4.3	Glättungsverfahren	34
4.3.1	Methode der kleinsten Quadrate	35
4.3.2	Ausgleichsrechnung	35
4.3.3	Der Savitzky-Golay-Filter	37
4.3.4	Bestimmung des Wendepunkts	38
4.3.5	Zeit und Energieverhältnisberechnung	38
5	Auswertung	39
5.1	Messungen des ersten Experimentteils	40
5.1.1	Verifizierung der Analyseverfahren	41
5.1.2	Energieverlust in TAC3-Schäumen	51

5.2	Messungen des zweiten Experimentteils	58
5.2.1	Energieverlust in TAC-2 Schäumen	58
5.2.2	Energieverlust in TAC-3 Schäumen	62
6	Ergebnis	81
	Abbildungsverzeichnis	85
	Literaturverzeichnis	89

1 Einleitung

Thema dieser Masterarbeit „Energieverlust von Schwerionen in hohlraumstrahlgeheizten Triacetat-Cellulose-Plasmen in Abhängigkeit von Schaumdichte und Laser-Ionenstrahl-Zeitdifferenz“ ist die detaillierte Analyse der Wechselwirkung von Ionen mit Triacetat-Cellulose-Plasma. Dabei liegt der Fokus auf dem Zeitraum von $t = 2 - 9ns$ nach dessen Erzeugung. Es handelt sich um eine Fortführung der Bachelorarbeit „Messung des Energieverlustes von Titan-Ionen in CHO-Schaum im Fest- und im Plasmazustand“. [1]

Die Wechselwirkung hochenergetischer Schwerionen mit kalter und ionisierter Materie bildet ein breitgefächertes Anwendungsspektrum in den Bereichen der Forschung, der angewandten Physik und der Industrie. Der Schwerpunkt liegt zur Zeit auf der Realisierung einer sich selbst erhaltenden Fusionsreaktion. An der Trägheitsfusion wird in der National Ignition Facility - NIF - in Livermore, Kalifornien, USA, experimentiert. Des weiteren ist eine detaillierte Beschreibung von Energieverlustmodellen im Bereich der Astronomie von Interesse, speziell dem Verständnis der Kernfusionsprozesse in Sternen.

Ein detailliertes Verständnis und eine Verifizierung der diesen Anwendungen zugrundeliegenden Theorien ist daher von großer Bedeutung. Fortschritte in diesem Themenbereich ermöglichen die Bestätigung, gegebenenfalls Verbesserung und Erweiterung bestehender Datensätze und Näherungsformeln.

Erste Experimente zu diesem Thema wurden von 1980 bis 1989, unter Leitung von Prof. Dr. Dieter Hoffmann und Prof. Dr. Daniel Gardês, durchgeführt. Diese fanden statt an den großen Beschleunigeranlagen der GSI - Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung - bei Darmstadt, Deutschland sowie dem LAL - Linear Accelerator Laboratory - bei Orsay-Süd, Frankreich. Es wurden Entladungsplasmen mit Temperaturen von $T \approx 1 - 2eV$ und geringen Elektronendichten von $n_e \approx 10^{16} - 10^{17}cm^{-3}$

mittels Wasserstoff-Targets erzeugt.

Unterschiedliche Ionen, deren Masse sich im Bereich von Ca^{40} bis U^{238} bewegte, wurden auf Energien von $E = 1,4 \frac{MeV}{u}$ beschleunigt. Es ergab sich, dass Schwerionen in Plasmen, im Vergleich zu kalter Materie, einen um den Faktor 2 erhöhten Energieverlust erfahren. [2]

1995 wurden, unter Leitung von Prof. Dr. Joachim Jacoby und Prof. Dr. Dieter Hoffmann, die Wechselwirkungsprozesse von einem niederenergetischen Krypton-Schwerionenstrahl $E = 45 \frac{keV}{u}$ und vollständig ionisiertem Wasserstoffplasma mit Temperaturen von $T \approx 1 - 2eV$ gemessen. Die Messungen fanden an der GSI statt. Beim Passieren des Targets werden die Krypton-Ionen weiter ionisiert, wodurch ihre Ladung steigt. Da der Energieverlust eines Ions in Materie proportional zum Ladungsquadrat ist, ergibt sich eine Erhöhung des Energieverlustes im Plasma um den Faktor 40. [3]

1997 wurden, unter Leitung von Prof. Dr. Markus Roth, die Wechselwirkungsprozesse von Schwerionen mit dichten, heißen Kohlenstoff-Plasmen gemessen. Die Messungen fanden an der GSI statt. Besonderheit dieses Experiments war die kombinierte Nutzung von dem Hochenergielasersystem PHELIX - Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion Experiments - und dem Linearbeschleuniger UNILAC - Universal Linear Accelerator. Der direkte Beschuss einer Kohlenstoff-Folie durch PHELIX ermöglichte die Erzeugung eines Plasmas mit Dichten bis zu $\rho_C = 0,02 \frac{g}{cm^3}$ und Temperaturen von bis zu $T_R = 100eV$. Die parallele Nutzung des UNILAC erlaubte die kontinuierliche Messung des Energieverlustes der Ionen im Kohlenstoff-Target, und zwar vor, während und nach Plasmaerzeugung. Es konnte ein deutlich erhöhter Energieverlust im Plasma, im Vergleich zum Festkörper, innerhalb der ersten $10 - 70ns$ nach Erzeugung gemessen werden. [4]

2011 wurde unter Leitung von PD Dr. Olga Rosmej, erstmals ein Triacetat-Cellulose-Schaum - TAC-Schaum - mit einer Dichte von $2 \frac{mg}{cm^3}$ verwendet. Die Messungen fanden an der GSI statt. Der TAC-Schaum, mit der chemischen Formel $C_{12}H_{16}O_8$, verfügt über eine Struktur aus Nanofäden.

Mittels indirekter Röntgenheizung durch einen Petawatt-Laser wurde ein homogenes Plasma mit Temperaturen von $T = 20 - 30eV$ und Elektronendichten von $n_e \approx 10^{21}cm^{-3}$ erzeugt. Dieses Plasma zeichnet sich dadurch aus, dass es über einen

Zeitraum von mehr als $5ns$ hydrodynamisch-stabil ist, was der Wechselwirkungszeit zwischen Ionen-Bunch und Plasma entspricht. Das Target wurde mit Titan-Ionen, die über eine mittlere Ladung von $q_{Ti} = +19,5$ und eine Energie von $E_{Ti} = 4,77 \frac{MeV}{u}$ verfügten, beschossen. [5]

In kaltem TAC-Schaum ergab sich deren Energieverlust zu $\frac{dE}{dx}_K = 5,56 \frac{MeV}{mm}$.

Im TAC-Plasma ergab sich deren Energieverlust zu $\frac{dE}{dx}_P = 9,30 \frac{MeV}{mm}$.

Im Vergleich zu fester Materie ist der Energieverlust der Ionen um den Faktor $1,65 \pm 0,15$ erhöht. [6]

Basierend auf diesen Grundlagen wurden die jetzigen Experimente unter Leitung von PD Dr. Olga Rosmej durchgeführt. Der erste Teil der Messungen erfolgte 2012 und der zweite Teil 2014. Jeweils durchgeführt in der Z6-Targetkammer der GSI.

Als Target wurde erneut ein TAC-Schaum verwendet, diesmal mit Dichten von $\rho_{TAC2} = 2 \frac{mg}{cc}$ und $\rho_{TAC3} = 3 \frac{mg}{cc}$. Dessen komplexe Nanostruktur erlaubt, bei indirekter Röntgenheizung durch PHELIX, die Erzeugung eines homogenen, langlebigen, heliumartigen und teil-ionisierten Plasmas mit Temperaturen von bis zu $T = 25eV$ und hohen Elektronendichten von $n_e \approx 10^{21} cm^{-3}$.

Schwerpunkt liegt auf dem Energieverlust der passierenden, hochenergetischen Titan-Ionen, mit einer mittleren Ladung von $q_{Ti} = +19,5$ und einer Energie von $E_{Ti} = 4,77 \frac{MeV}{u}$, in einem Zeitraum von $t = 2 - 9ns$ nach Erzeugung des Plasmas.

Messungen unter diesen Rahmenbedingungen erlauben einen Abgleich mit den theoretischen Erwartungswerten aus der Bethe-Bloch-Formel sowie den Ergebnissen des von Prof. Dr. Mikhail Basko erstellten Programmes „boes3.exe“.

2 Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden die grundlegenden physikalischen und mathematischen Theorien behandelt, die für den experimentellen Ablauf, die Ereignisanalyse und die Auswertung der ermittelten Daten verwendet werden.

Einbezogen werden die Basistheorien zu Plasmaphysik und Teilchenwechselwirkung. Die Zeitabhängigkeit des Bremsvermögens wird detailliert betrachtet und Rahmentheorien erläutert, die eine Grundlage zur Klärung des abfallenden Energieverlustes der Ionen, kurz nach Plasmaerzeugung, liefern.

Wenn nicht anders angegeben, wird für alle Berechnungen das SI-Einheitensystem angewandt.

2.1 Plasmaphysik

2.1.1 Definition eines Plasmas

Plasmen sind teilweise bis vollständig ionisierte, quasineutrale Gase, die ein kollektives Verhalten aufweisen und über folgende Eigenschaften verfügen: [7, 8]

- Das thermische Gleichgewicht ergibt sich über die temperaturabhängige mittlere Teilchenenergie $\langle E \rangle$ der im Plasma enthaltenen Ionen und Elektronen. Es ist global, wenn Ionen und Elektronen über die selbe Temperatur $T_e = T_i$ verfügen und lokal bei unterschiedlichen Temperaturen $T_e \neq T_i$.

$$\langle E \rangle = \frac{\int \frac{1}{2}mv^2 f(v)d^3v}{\int f(v)d^3v} = \frac{3}{2}k_B T \quad (2.1)$$

Es gilt: v ist die Teilchengeschwindigkeit, m die Teilchenmasse, T die Teilchentemperatur und $f(v)$ die Maxwell-Verteilung in Abhängigkeit der Teilchengeschwindigkeit. [9]

- Die minimale Größe L , ab der ein Gas als Plasma bezeichnet wird, ist durch die Debye-Länge λ_D gegeben, eine charakteristische Länge, bei der das Potential einer Störung des quasineutralen Feldes auf ihr $\frac{1}{e}$ -faches abfällt.

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}} < L \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt n_e die Elektronendichte. [10]

Über Volumenintegration lässt sich die Debye-Länge als Debye-Kugel darstellen. Befindet sich mehr als ein Teilchen in deren Raum, weist sie ein kollektives Verhalten auf.

$$N_D = \frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 n_e \gg 1 \quad (2.3)$$

N_D gibt die Teilchenanzahl an. [11]

- Die Plasmafrequenz ω_p , ist die Eigenfrequenz von Schwingungen, die entsteht, wenn einzelne Elektronen mit quasineutralen Mikrofeldern wechselwirken. Der Plasmazustand ergibt sich, sobald die kinetische Energie der Teilchen deren elektrostatische Wechselwirkung übersteigt. Dies geschieht, sobald das Produkt aus Plasmafrequenz und der Stoßzeit τ neutraler Teilchen mit Elektronen und Ionen viel größer als Eins ist. [12, 13]

$$\omega_p \tau = \left(\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \tau \gg 1 \quad (2.4)$$

2.1.2 Einteilung der Plasmen

Die Plasmaeigenschaften werden durch verschiedene Parameter charakterisiert: [8]

- Idealität des Plasmas

Ein Plasma gilt als ideal, wenn dessen thermische Energie E_{Th} die der Coulomb-Teilchenwechselwirkung übersteigt. Die ideale Plasmagleichung lautet: [14]

$$\frac{3}{2} k_B T > \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0} n_e^{\frac{1}{3}} \quad (2.5)$$

- Entartung

Das Plasma gilt als entartet, wenn das Pauli-Prinzip einen relevanten Anteil der repulsiven Kraft ausmacht und die thermische Energie E_{th} geringer als die Fermi-Energie E_{Fermi} ist. [15]

$$E_{Fermi} = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi n_e)^{\frac{3}{2}} > E_{th} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.6)$$

- Relativistisch

Ein Plasma gilt als relativistisch, sobald die Elektronen über thermische Energien verfügen, die ihre Ruhemasse übertreffen. [15]

$$m_e c^2 \leq \frac{3}{2} k_B T \quad (2.7)$$

2.2 Wechselwirkung von Schwerionen mit kalter und ionisierter Materie

Die Wechselwirkung hochenergetischer Schwerionen mit Teilchen im unangeregten und ionisierten Zustand bewirkt eine Änderung der Eigenenergie der Schwerionen. Diese erfahren dabei einen signifikanten Energieverlust durch mehrere Wechselwirkungsprozesse, die die Eigenenergie der Schwerionen direkt und indirekt beeinflusst:

- Direkte Beeinflussung erfolgt durch Anregung und Ionisation gebundener Elektronen des Targets sowie durch Übertragung kinetischer Energie auf freie Elektronen.
- Indirekte Beeinflussung erfolgt durch Anregung und Ionisation oder Elektro-neneinfang der Projektil-Ionen.
- Energieverluste, die durch Abgabe von elektromagnetischer Strahlung und durch Stoßprozesse zwischen Projektil-Ionen und Atomkernen erfolgen, sind bei hochenergetischen Teilchen vernachlässigbar gering.

Direkte und indirekte Prozesse basieren dabei auf der Coulomb-Wechselwirkung von kollidierenden Teilchen. Für stark ionisierte, hochenergetische Schwerionen, wie sie

in diesem Experiment verwendet werden, sind Energie-Überträge auf freie oder gebundene Elektronen signifikant. [16]

Im Fall des Energieverlustes in kalter Materie finden Wechselwirkungen fast ausschließlich mit gebundenen Elektronen statt. Im Plasma erfolgen zusätzlich Wechselwirkungen mit freien Elektronen, bei denen der Energieübertrag nicht durch die Anregungsenergie begrenzt ist. Auf gebundene Elektronen werden Energien übertragen, die größer als ihre minimalen Anregungsenergien sind. Freie Elektronen können beliebig kleine Energien aufnehmen. Der Anteil der freien Elektronen im Target bestimmt sich durch den Ionisationsgrad. [17]

Die Beschreibung von Energieverlusten erfolgt durch die Bethe-Bloch-Formel, die bereits vielfach problemspezifisch ergänzt wurde.

2.2.1 Bethe-Bloch-Formel

Grundlage der Bethe-Bloch-Formel ist die klassische Bohr-Formel. Diese beschreibt den Energieverlust pro Strecke $\frac{dE}{dx}$, den ein beschleunigtes Ion der Ladungszahl Z_I und der Geschwindigkeit v_I in nicht-ionisierter Materie erfährt. Das Ion überträgt einen Teil seiner Energie durch Coulomb-Wechselwirkung an die, in der Materie enthaltenen, gebundenen Elektronen. Die Menge der übertragenen Energie ist dabei abhängig von der Anzahl der gebundenen Elektronen $n_{e,bound}$.

Die klassische Bohr-Formel basiert auf der statistischen Verteilung der Rutherford-Streuwinkel, die durch inelastische Energieübertragung $\delta E_{Coulomb}$ im Coulomb-Potential hervorgerufen wird. Die Herleitung erfolgt über Integration aller Rutherford-Streuquerschnitte $d\sigma$. [18]

$$-\frac{dE}{dx}_{Bohr,Her} = n_{e,bound} \int_{b_{min}}^{b_{max}} d\sigma \delta E_{Coulomb} \quad (2.8)$$

Dabei sind die Integrationsgrenzen durch die minimale und maximale Anzahl an Stoßprozessen, den Stoßparametern, gesetzt. Der minimale Stoßparameter b_{min} folgt aus dem maximalen Impulsübertrag $\Delta p = 2m_e v_I$, der durch die Elektronenmasse m_e und die Geschwindigkeit der Ionen beschrieben wird:

$$b_{min} = \frac{Z_I e^2}{m_e v_I^2} \quad (2.9)$$

Der maximale Stoßparameter b_{max} ergibt sich aus dem minimalen Energieübertrag $\Delta E_0 = I_0$, der dem mittleren Ionisationspotential I_0 entspricht:

$$b_{max} = \frac{2Z_I e^2}{I_0} \quad (2.10)$$

Dabei gibt das mittlere Ionisationspotential die durchschnittliche Energie an, die nötig ist, um ein Atom mit der Kernladungszahl Z_K zu ionisieren. Bestimmt wird sie durch die Bloch-Näherung:

$$I_0 = 16Z_K^{0,9} [eV] \quad (2.11)$$

Die Bohr-Formel ergibt sich zu:

$$-\frac{dE}{dx}_{Bohr} = \frac{4\pi e^4 Z_I^2 n_e}{m_e v_I^2} \ln \mathcal{L} \quad (2.12)$$

Bei der logarithmischen Ergänzung \mathcal{L} handelt es sich um den Stopping-Faktor. Für die Bohr-Formel folgt der Stopping-Faktor aus der Integration der Rutherford-Streuung und ihrer Begrenzung durch die Integrationsparameter zu:

$$\mathcal{L} = \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (2.13)$$

Die Bohr-Formel eignet sich zur genäherten Betrachtung klassischer inelastischer Stoßprozesse von nicht-relativistisch beschleunigten Ionen und kalter Materie oder Plasmen. Die Näherung von Wechselwirkungen in vollständig ionisierten Plasmen wird dadurch ermöglicht, dass in der Bohr-Formel keine untere Grenze für die Energieaufnahme von Elektronen existiert - die Targetelektronen lassen sich als vollständig ionisierte Plasmaelektronen betrachten. [19]

Für eine detaillierte Betrachtung von Stoßproblemen ist die Bohr-Formel zu ungenau. Verwertbare theoretische Vergleichswerte lassen sich erst aus der Bethe-Bloch-Formel und ihren problemspezifischen Abwandlungen erzielen.

Die Bestimmung, ob ein Stoßproblem klassischer oder relativistischer Natur ist, erfolgt durch den Sommerfeld-Parameter η , der die Ionengeschwindigkeit mit der

Bohr-Geschwindigkeit v_0 abgleicht. [20]

$$\eta = \frac{Z_I v_0}{v_I} \quad (2.14)$$

Gilt für diesen $1 \gg$ kann das Problem klassisch durch die Bohr-Formel betrachtet werden, für $1 \ll$ wird eine relativistische Betrachtung durch Bethe herangezogen.

Bethe erweiterte die Bohr-Formel durch die quantenmechanische Annahme, dass bei der inelastischen Streuung an gebundenen Elektronen keine beliebig kleinen Energien übertragen werden. Bloch fügte die Annahme hinzu, dass die Impulsänderungen der Projektil-Ionen, bei Wechselwirkung mit den Target-Elektronen, geringfügig ist. Bethe näherte die Bohr-Formel quantenmechanisch dahingehend an, dass bei der inelastischen Streuung an gebundenen Elektronen keine beliebig kleinen Energien übertragen werden. [21, 22]

Nach der Bethe-Bloch-Formel ergibt sich der Energieverlust pro Strecke $\frac{dE}{dx_{BB}}$ zu:

$$-\frac{dE}{dx_{BB}} = \frac{4\pi e^4 Z_I^2 n_e}{m_e v_I^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I_0(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] ; \text{ mit } \beta = \frac{v_I}{c} \quad (2.15)$$

Um die Wechselwirkung beschleunigter Ionen mit einem Target, das sich im kalten, teil- oder vollionisierten Zustand befindet, zu berechnen, muss der mittlere Ionisationsgrad der Targetatome Z in die Bethe-Bloch-Formel eingebunden werden: [23]

$$-\frac{dE}{dx_{BB}} = \frac{16\pi a_0^2 R_y^2 Z_I^2}{m_e v_I^2} \left[\overbrace{\sum_{Z=0}^{Z_K} (Z_K - Z) \cdot n_Z \cdot \ln \left(\frac{2m_e v_I^2}{\bar{I}_Z} \right)}^{\text{Gebundene Elektronen}} + \overbrace{n_e \cdot \ln \left(\frac{2m_e v_I^2}{\hbar\omega_p} \right)}^{\text{Freie Elektronen}} \right] \quad (2.16)$$

Die Teilchendichte wird durch n_Z beschrieben. Das mittlere Ionisationspotential des Target-Ions wird durch \bar{I}_Z angegeben und ist abhängig vom verwendeten Material und Ionisationsgrad. [24]

$$\bar{I}_Z \approx \left(\frac{Z_K}{Z_K - Z} \right)^2 \cdot \bar{I}_{Z-1} \quad (2.17)$$

Für Kohlenstoff ergeben sich, abhängig vom Ionisationsgrad der Targetatome, fol-

gende Werte (Tabelle 2.1):

Z	1	2	3	4	5
$I_Z [eV]$	11,26	16,21	36,48	145,93	1313,37

Tabelle 2.1: Mittleres Ionisationspotential des Target-Ions \bar{I}_Z in Abhängigkeit von dem Ionisationsgrad der Targetatome Z .

Da TAC-Schäume über komplexe molekulare Bindungen verfügen, lässt sich deren Bremsvermögen über die Bethe-Bloch-Formel nicht exakt beschreiben, da diese ungebundene Atome betrachtet. Eine Näherung dieser Energieverlustwerte lässt sich durch die Betrachtung von Kohlenstoff mit den Dichten $\rho_{C2} = 2 \frac{mg}{cm^3}$ und $\rho_{C3} = 3 \frac{mg}{cm^3}$ erzielen.

Der Energieverlust, den beschleunigte Titan-Ionen mit der Ladungszahl $Z_I = 19,5$ und der Energie $E_I = 4,77 \frac{MeV}{u}$ in einem nicht-ionisiertem Kohlenstoff-Target der Dichte $\rho_{C2} = 2 \frac{mg}{cm^3}$ erfahren, beträgt $\frac{dE}{dx}_{B,K2} = 3,57 \frac{MeV}{cm}$. Für ein Kohlenstoff-Plasma der Temperatur $T_{C2} = 25eV$ beträgt der Energieverlust $\frac{dE}{dx}_{B,P2} = 7,24 \frac{MeV}{cm}$. Die Verluste in Plasma und kalter Materie im Vergleich betrachtet, liefern einen Energieverlustfaktor von 2,02.

Für ein kaltes Kohlenstoff-Target der Dichte $\rho_{C3} = 3 \frac{mg}{cm^3}$ erfährt der Ionenstrahl einen Energieverlust von $\frac{dE}{dx}_{B,K3} = 5,39 \frac{MeV}{cm}$. Im zugehörigen Plasma beträgt der Energieverlust $\frac{dE}{dx}_{B,P2} = 11,43 \frac{MeV}{cm}$. Der Energieverlustfaktor ergibt sich zu 2,12.

Die Bethe-Bloch-Formel ist abhängig von mehreren variablen Eigenschaften des Targets. Das mittlere Ionisationspotential des Target-Ions ist abhängig vom verwendeten Targetmaterial. Die Kernladungszahl des Targets und dessen mittleres Ionisationspotential bestimmen sich zusätzlich zum Targetmaterial über dessen Ionisationsgrad und daher über die Targettemperatur. Die Teilchendichte und Elektronendichte stehen in Relation zu Targetmaterial, Materialdichte sowie Ionisationsgrad.

Im kalten Zustand basiert der gesamte Energieverlust auf Wechselwirkung der beschleunigten Ionen mit den gebundenen Elektronen des Targets. Wird das Target ionisiert, lösen sich Elektronen aus der Elektronenhülle des Kerns, wobei die Anzahl der dabei entstehenden freien Elektronen abhängig von deren Bindungsenergie und Targettemperatur ist und über den Ionisationsgrad beschrieben wird.

Im ionisierten Zustand besteht der gesamte Energieverlust aus zwei Komponenten. Die erste Komponente basiert auf dem Energieverlust durch Wechselwirkung mit

den verbliebenen gebundenen Elektronen und ist geringer als der Gesamtverlust im kalten Zustand. Die zweite Komponente beruht auf der Wechselwirkung mit freien Elektronen und ist logarithmisch vom Kehrwert der Plasmafrequenz und somit der Dichte der freien Elektronen abhängig.

Folglich wird durch Ionisation die Anzahl der freien Elektronen um den selben Wert erhöht, um den die Anzahl der gebundenen Elektronen sinkt. Für nicht vollständig ionisierte Plasmen kann es bei hohen Dichtewerten ρ vorkommen, dass der Gesamtenergieverlust im Plasma geringer ist als im kalten Target. Der Grenzwert ergibt sich durch Gleichsetzung von Gesamt-Energieverlust in kalter Materie mit Gesamt-Energieverlust in vollständig ionisierter Materie. Es zeigt sich, dass diese nur dann identisch sind, wenn die logarithmische Ergänzung für freie Elektronen und für gebundene Elektronen den selben Wert annimmt. Dies erfolgt, wenn deren Variablen, das Ionisationspotential des Target-Ions und das Produkt aus Plasmafrequenz und Planck'schem Wirkungsquantum, die gleichen Werte annehmen:

$$\bar{I}_Z = \omega_P \hbar = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \hbar \quad (2.18)$$

Durch Umstellung dieser Formel folgt:

$$n_e = \rho \frac{Z N_A}{M_{Mol}} = \frac{\bar{I}_Z^2 \epsilon_0 m_e}{\hbar^2 e^2} \quad (2.19)$$

Es ist ersichtlich, dass der Grenzwert der Dichte von Materialeigenschaften, wie molarer Masse M_{Mol} sowie Ladung und Ionisationsgrad abhängig ist.

Für ein Kohlenstoff-Plasma der Temperatur $T_C = 5-25eV$ ergibt sich der Grenzwert der Dichte, aufgrund der quadratischen Abhängigkeit vom mittleren Ionisationspotential des Target-Ions, zu $\rho_{Krit} = 10 - 196 \frac{g}{cm^3}$. Dies entspricht der 5- bis 100-fachen Kohlenstoffdichte. Da diese Werte um ein vielfaches höher sind, als die Dichten der TAC-Schäume von $\rho_{TAC} = 0,002 - 0,003 \frac{g}{cm^3}$, wird die Grenz-Dichte von diesen nicht erreicht.

2.2.2 Ionisationsgrad des Plasmas

Die Bestimmung des Ionisationsgrades von Plasmen in vollständig thermodynamischem Gleichgewicht, kurz LTE-Plasmen, erfolgt über die Saha-Gleichung. Diese gibt den Ionisationsgrad eines Gases an, indem Elektronendichte und Atomdichte in

Zusammenhang gesetzt werden.

$$\frac{n_e n_{Z+1}}{n_Z} = 2 \left(\frac{m_e k_B T_e}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{g_{Z+1}}{g_Z} e^{-\frac{E_{Z+1} - E_Z}{k_B T_e}} \quad (2.20)$$

Hierbei gibt n_e die Elektronendichte, T_e die Temperatur des Gases, n_Z die Teilchendichte, g_Z die Entartung und E_Z die Bindungsenergie eines Ions des Ladungszustandes Z an. [25, 26]

Eine weitere Methode zur Ermittlung der Ionisationsgrade ist FLYCHK, ein von NIST entwickelter Code. Dieser ermöglicht die Bestimmung der Besetzungs-Verteilungen von Plasmen beliebiger Parameter.

2.2.3 Ermittlung theoretischer Vergleichswerte

Durch die Bethe-Boch-Gleichung (2.15) wird ersichtlich, dass der Energieverlust in Zusammenhang mit der Anzahl der gebundenen und freien Elektronen und ihrem Mengenverhältnis zueinander steht. Welcher dieser Anteile sich stärker auf den Gesamtverlust auswirkt, ist dabei abhängig von der Elektronendichte und Plasmatemperatur. Um diese Abhängigkeit hervorzuheben und theoretische Vergleichswerte zu den Experimenten zu finden, wurden mehrere Berechnungen durchgeführt.

Berechnungen für den TAC-Schaum im kalten Zustand erfolgen durch das Computerprogramm SRIM - „Stopping and Range of Ions in Matter“. SRIM findet Anwendung in der Berechnung differentialer Energieverluste sowie Eindringtiefen von Ionenstrahlen beim Passieren eines nicht-ionisierten Mediums. Dieses Medium kann dabei aus einem oder mehreren Elementen bestehen. Als Parameter sind für den Ionenstrahl Energie, Element, Massenzahl und Ladung verfügbar, für das Target sind es die elementare Zusammensetzung und Dichte. Nach diesen Parametern erfolgt eine Auswertung der binären Kollisionswahrscheinlichkeiten durch eine Monte-Carlo-Simulation, ein stochastisches Verfahren zur numerischen Lösung komplexer Probleme der Wahrscheinlichkeitstheorie. [27, 28]

SRIM liefert einen Energieverlustwert von $\frac{dE}{dx}_{SRIM2} = 5,61 \frac{MeV}{mm}$ für kalten TAC2-Schaum und einen Wert von $\frac{dE}{dx}_{SRIM3} = 7,49 \frac{MeV}{mm}$ für kalten TAC3-Schaum.

Berechnungen für ein Target im Plasmazustand erfolgen durch das von Prof. Dr. Mikhail Basko entwickelte Programm „boes3.exe“, das auf der abgewandelten Bethe-Bloch-Formel beruht. Über dieses Programm lassen sich die Wechselwirkungen hoch-

energetischer Ionenstrahlen mit einem Target mit einstellbarem Ionisationsgrad ermitteln. Die verwendeten Berechnungen sind für Targets aus einem einzigen Element, nicht aber für Zusammensetzungen unterschiedlicher Elemente, ausgelegt. [29] Für ein komplexes Target wie den Triacetat-Cellulose-Schaum eignet sich „boes3.exe“ als Näherungsrechnung, bei der reiner Kohlenstoff als Vergleichstarget verwendet wird. Dieses Programm ermöglicht die schnelle Erzeugung eines akkuraten Vergleichsdatensatzes für unterschiedliche Rahmenbedingungen.

Dadurch wird das Bremsvermögen eines Plasmas in Abhängigkeit seiner unterschiedlichen Plasmaparameter betrachtet.

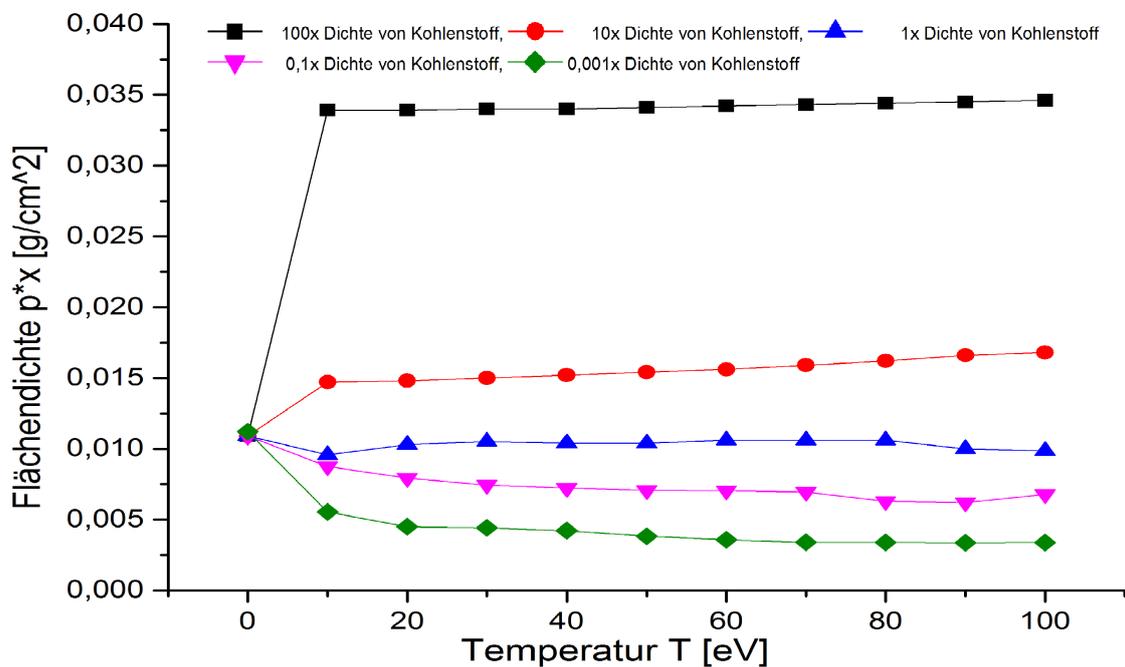


Abbildung 2.1: Produkt von Eindringtiefe und Targetdichte, aufgetragen gegen die Plasma-Temperatur.

Durch Analyse dieser Grafik (Abbildung 2.1) wird die Abhängigkeit der Eindringtiefe des Ionenstrahls von Targetdichte und Targettemperatur ersichtlich. Über die Eindringtiefe ergibt sich der Energieverlust des Ionstrahls in Materie.

Bei Targets, deren Dichte den spezifischen Grenzwert überschreitet, erfährt ein passierender Ionenstrahl im Plasma geringere Energieverluste als in kalter Materie.

Für ein Kohlenstoff-Plasma liegt diese Grenze in der Größenordnung der zehnfachen Kohlenstoff-Dichte und somit im Erwartungsbereich. Dieses Verhalten ist besonders für Projekte interessant, die sich mit Teilchen-Wechselwirkungen in Plasmen hoher Energiedichte beschäftigen.

Ein Beispiel hierfür ist die bei NIF verwendete Kunststoffkapsel des Deuterium-Tritium-Targets, deren Oberfläche durch Röntgenheizung in ein dichtes Plasma umgewandelt wird. Dieses soll den Austritt von α -Teilchen aus dem Target und den damit einhergehenden Energieverlust verhindern. Diese Bedingung ist erfüllt, solange die Eindringtiefe der α -Teilchen geringer als die Dicke des komprimierten Plasmas bleibt. Daher ist eine genaue Bestimmung des Bremsvermögens des Plasmas, unter Berücksichtigung von Energiedichte und Temperatur, von Bedeutung. Für Dichtewerte unter dem Grenzwert erfahren die beschleunigten Ionen innerhalb eines Plasmas einen höheren Energieverlust als in kalter Materie. Dies entspricht den Rahmenbedingungen von Experimenten mit TAC-Schäumen, die über sehr geringe Ausgangsdichten, von circa einem Tausendstel der Kohlenstoffdichte, verfügen. Bei der Überführung in den Plasmazustand erfahren diese tendenziell eine Ausdehnung, keine Kompression, was den Dichtewert weiter sinken lässt.

Zur Näherung an die verwendeten TAC-Schäume wurde Kohlenstoff mit Dichten von $\rho_2 = 2 \frac{mg}{cm^3}$ und $\rho_3 = 3 \frac{mg}{cm^3}$ gegen die Targettemperatur aufgetragen. (Abbildung 2.2)

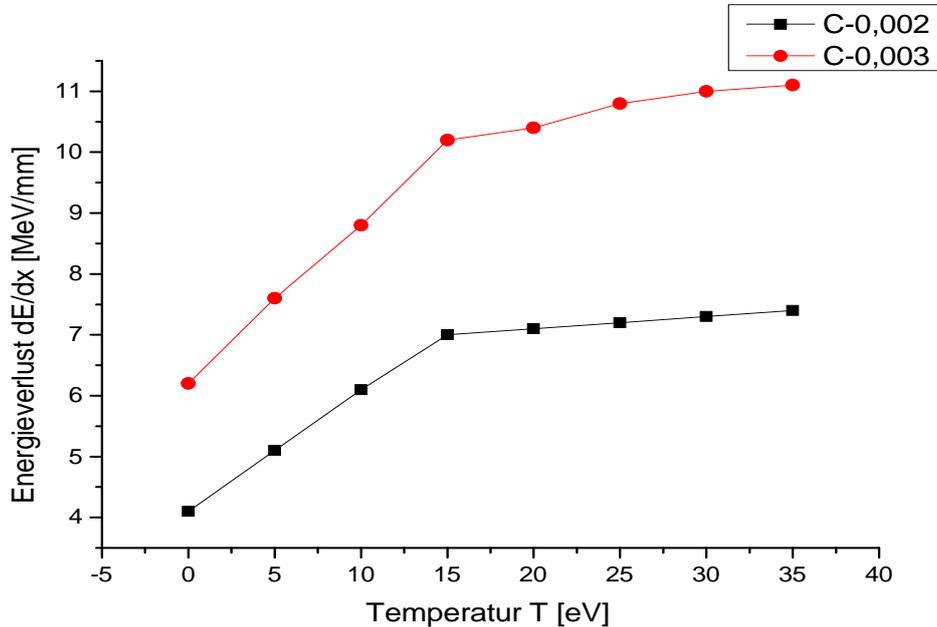


Abbildung 2.2: Bremsvermögen von Kohlenstoff-Plasmen der Dichte $2 \frac{mg}{cm^3}$ und $3 \frac{mg}{cm^3}$ in Abhängigkeit von der Plasma-Temperatur.

Bei einer Dichte von $\rho_2 = 2 \frac{mg}{cm^3}$ beträgt der Energieverlust in kaltem Kohlenstoff

$\frac{dE}{dx}_{KC,2} = 4,47 \frac{MeV}{mm}$ und in ionisiertem Kohlenstoff der Temperatur $25eV$ beträgt der Energieverlust $\frac{dE}{dx}_{PC,2} = 7,48 \frac{MeV}{mm}$.

Bei einer Dichte von $\rho_3 = 3 \frac{mg}{cm^3}$ beträgt der Energieverlust in kaltem Kohlenstoff $\frac{dE}{dx}_{KC,2} = 6,29 \frac{MeV}{mm}$ und in ionisiertem Kohlenstoff der Temperatur $25eV$ beträgt der Energieverlust $\frac{dE}{dx}_{PC,2} = 10,90 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor von ionisiertem zu kaltem Kohlenstoff beträgt 1,50.

Als weitere Vergleichsdaten sind die Messergebnisse des Experiments aus dem Jahr 2011 verfügbar. Der durchschnittliche Energieverlust im kalten Schaum der Dichte $\rho = 2 \frac{mg}{cm^3}$ ergibt sich zu $\frac{dE}{dx}_{K,A} = 5,56 \pm 1,11 \frac{MeV}{mm}$ und im Plasma zu $\frac{dE}{dx}_{P,A} = 9,30 \pm 1,86 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor von Plasma zu kaltem Schaum beträgt $1,65 \pm 0,66$.

2.3 Flugzeitmethode

Die Zeitdauer t_i , die ein Teilchen i , mit der Geschwindigkeit v_i benötigt, um eine Strecke x zurückzulegen, wird über die Flugzeitmethode bestimmt:

$$t_i = \frac{x}{v_i} \quad (2.21)$$

Die Geschwindigkeit des Ionenstrahls ergibt sich über dessen Energie E_i und Masse m_i und lässt sich klassisch oder relativistisch berechnen.

Die klassische Formel lautet:

$$v_{i,klass} = \sqrt{\frac{2E_i}{m_i}} \quad (2.22)$$

Die relativistische Formel lautet:

$$v_{i,rel} = \sqrt{1 - \left(\frac{E}{m_i c^2} + 1\right)^{-2}} c \quad (2.23)$$

Im Rahmen dieses Experiments beträgt die Austrittsenergie des verwendeten Titan-Ionenstrahls $E_0 = 240,35 MeV$. Aus dieser Energie berechnet sich die Austrittsgeschwindigkeit des Strahls für die klassische Formel zu $v_{0,klass} = 3,05 \cdot 10^7 \frac{m}{s}$ und für die relativistische Formel zu $v_{0,rel} = 3,03 \cdot 10^7 \frac{m}{s}$. Ein Abgleich zeigt, dass für die verwendeten Energiewerte des Ionenstrahls die relativistische Formel um 0,4% genauere Geschwindigkeitswerte liefert.

3 Aufbau und Durchführung des Experiments

Die Aufbauten für die Experimente aus den Jahren 2012 und 2014 sind in ihren Grundlagen identisch, so dass lediglich Unterschiede in den Komponenten, Ausrichtungen und Einstellungen separat erwähnt werden.

3.1 Aufbau

Beide Experimente fanden erneut in der Z6-Vakuum-Targetkammer der GSI statt, die eine zeitlich höchst präzise Nutzung eines Titan-Ionenstrahls aus dem UNILAC-Beschleuniger in Kombination mit dem Hochleistungs-Laserimpuls des PHELIX-Lasers ermöglicht. Es wird eine genaue Bestimmung der Energieverluste in fester Materie und Plasmen erzielt. Der Schwerpunkt liegt, speziell im zweiten Experimenten, auf dem Zeitpunkt der Plasmaerzeugung.

Bei allen Experimenten befindet sich, zentral in der Targetkammer, die durch ein Motorensystem justierbare Targetstation. Es handelt sich um einen Aluminiumaufbau, an dessen oberen Ende eine Aluminiumplatte mit vertikaler, zylindrischer und frontaler Bohrung befestigt wird. Die Innenseite dieses Zylinders, mit einer Tiefe von $t = 1,3\text{mm}$ und einem Durchmesser von $d = 1,8\text{mm}$, ist mit Goldfolie der Dicke $10 - 15\mu\text{m}$ ausgelegt und wird nachfolgend als Goldhohlraum bezeichnet. Durch Einwirkung des Laser-Impulses durch die $0,8\text{mm}$ Frontbohrung bildet sich ein Goldplasma, das weiche Röntgenstrahlung erzeugt. Die obere Öffnung des Zylinders ist mit Goldfolie abgedeckt, um ein Austreten des Goldplasmas in diese Richtung zu verhindern und die Effektivität des Hohlraums zu steigern. Plasma und Röntgenstrahlung werden dadurch zur unteren Öffnung geleitet, unter der sich die Targethalterung befindet. Diese verfügt über einen Kupferrahmen, der das jeweilig verwendete Target direkt unter dem Goldhohlraum positioniert. Als Target

wurde Triacetat-Cellulose-Schaum, kurz TAC-Schaum, der Dichten $\rho_{TAC2} = 2 \frac{MeV}{cm^3}$ und $\rho_{TAC3} = 3 \frac{MeV}{cm^3}$ verwendet sowie leere Halterungen für Messungen im Vakuum. (Abbildung 3.1)

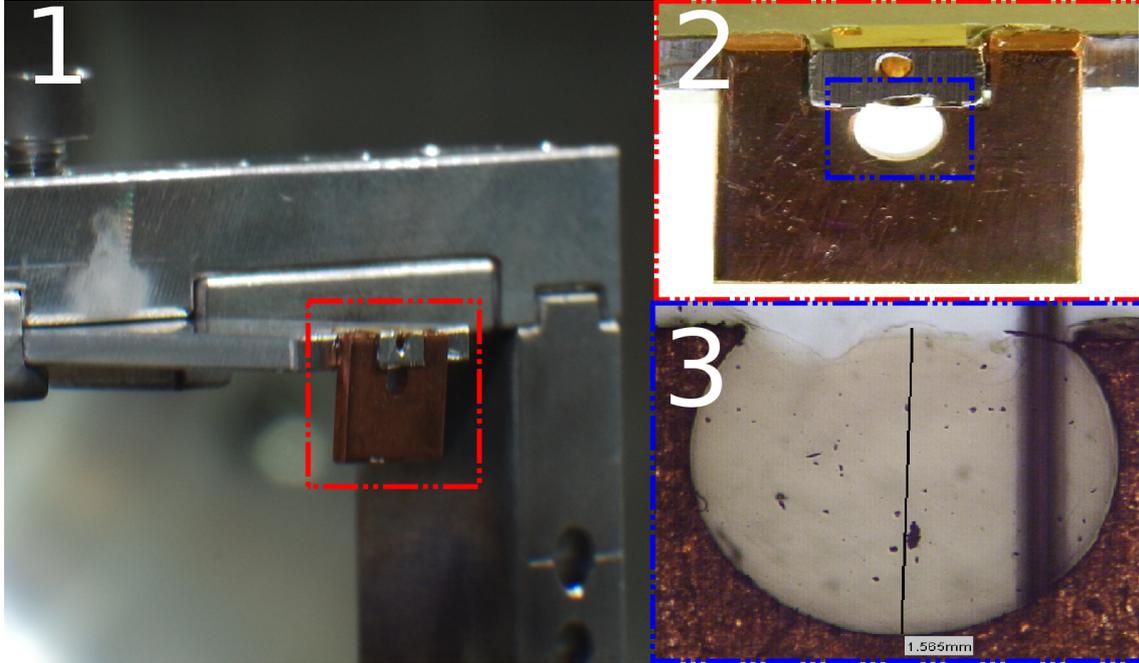


Abbildung 3.1: 1 - Targetstation ; 2 - Targethalterung ; 3 - Nahaufnahme des TAC-Schaums [30]

Zur Erzeugung der Hohlraum-Strahlung wird die Innenseite des Goldhohlraums mit einem Laser-Impuls der Intensität $I_{Laser} = 3 \cdot 10^{14} \frac{Watt}{cm^2}$ bestrahlt. Diese Intensität wird erreicht, indem der Laser, dessen Energie $E = 100 - 180J$ beträgt, eine Fläche von $A_{Laser} = 200\mu m$ über einen Zeitraum von $t_{Laser} = 1ns$ bestrahlt. 40% der Laserenergie werden in Röntgenstrahlung umgewandelt, die mit dem kalten TAC-Target wechselwirkt und dieses in den Plasmazustand überführt. Das dabei entstehende Plasma verfügt über eine Temperatur von bis zu $T_{Plasma} = 25eV$, eine Elektronendichte von $n_e \approx 10^{21} cm^{-3}$ und eine Lebensdauer von $t = 5 - 25ns$.

Die Wechselwirkung des Ti^{+12} -Ionenstrahls mit dem Targets erfolgt - vor, während und nach der Plasmaumwandlung - über die Dauer des Makrobunches des Ionenstrahls von $t_{Makro} = 30\mu s$. Dieser Makrobunch setzt sich aus einzelnen Ionenbündeln, Mikrobunche genannt, zusammen; die auf Grund der Ladungsverteilung und der damit einhergehenden Geschwindigkeitsverteilung über $t_{Mikro} = 4ns$ verteilt sind.

Im ersten Experiment hatten die Mikrobunches eine Frequenz von $f_{Mikro1} = 36\text{MHz}$, woraus ein zeitlicher Abstand der einzelnen Bündel zueinander von $27,7\text{ns}$ folgt. Im zweiten Experiment wurde eine Frequenz von $f_{Mikro2} = 108\text{MHz}$ verwendet, welche einen zeitlichen Abstand von $9,23\text{ns}$ bewirkt. (Abbildung 3.2)

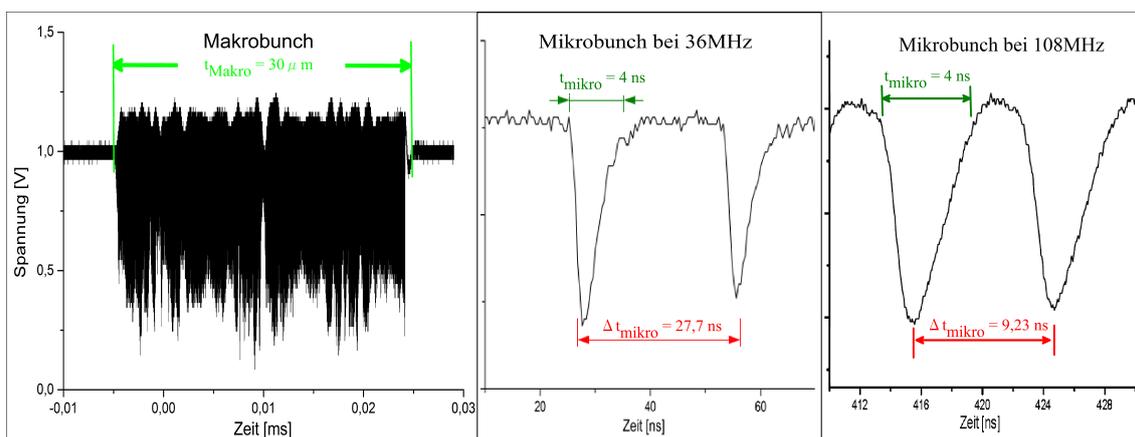


Abbildung 3.2: Datensatz des Makrobunches und den Mikrobunchen eines 36MHz und 108MHz Ionenstrahls.

Mittels eines Triggers, lässt sich der Laser-Impuls mit zeitlicher Genauigkeit im Sub-Nanosekunden-Bereich in Abhängigkeit eines Mikrobunches auslösen. Im ersten Experiment wurde der Laser dabei $3 - 21\text{ns}$ vor einem Mikrobunch justiert, im zweiten Experiment auf $2 - 9\text{ns}$. Dies ermöglicht die Betrachtung der Wechselwirkung von Ionenstrahl und Materie während der Plasmaumwandlung.

Nach Austritt aus dem UNILAC-Beschleuniger hat der Titan-Ionenstrahl eine Ladung von $+12$ und eine Energie von $E_0 = 240,350\text{MeV}$. In der Targetkammer passiert der Ionenstrahl als erstes eine Carbon-Stripper-Foil mit der Flächendichte von $90 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$. Das bewirkt eine Ionisierung der Titan-Ionen auf eine mittlere Ladung von $+19,5$ und entspricht der durchschnittlichen Ladung nach Passieren des TAC-Schaums. Dies ist für Messungen im Vakuum von Bedeutung, da die Quadropolmagnete im Strahlengang auf eine konstante Ladung der Ionen eingestellt sind. Der Ionenstrahl verfügt nun über eine Energie von $E_C = 236,656\text{MeV}$.

Auf die Carbon-Stripper-Foil folgt ein Kohlenstoff-Kollimator, der den Strahl auf eine Fläche von $0,3\text{mm} \times 1\text{mm}$ und damit die Anzahl der passierenden Ionen auf $N_I = 5,2 \cdot 10^{12}\text{s}^{-1}$ reduziert. Durch die quadratische Form des Ionenstrahls kann ein möglichst homogener Bereich des Plasmas betrachtet werden.

Nach Passieren des Targets und Verlassen der Targetkammer gelangt der Ionen-

strahl in eine Vakuumröhre, in der er mittels Quadropolmagneten auf den 12,126m entfernten Diamant-Stop-Detektor trifft, der die zeitlichen Abstände zwischen den aufkommenden Ionen misst.

Während der Versuche wurde eine Vielzahl unterschiedlicher Messinstrumente auf das Target ausgerichtet, um zeitliche, räumliche und spektrale Betrachtungen von Hohlraum und Target zu ermöglichen.

In beiden Teilen des Experimentes kamen vier bis fünf Pinhole-Kameras, vier Röntgendioden, drei Spektrometer und ein MCP-System zum Einsatz. (Abbildung 3.3)

Die Pinhole-Kameras registrieren die räumliche Ausbreitung des Plasmas. Die Röntgendioden registrieren das zeitabhängige Verhalten der vom Goldhohlraum ausgehenden Röntgenstrahlung. Spektrometer liefern die zeitlich integrierte Temperatur von Goldhohlraum und Target. Das MCP-System fertigt vier Aufnahmen des Targets während des Laser-Impulses bei unterschiedlichen Belichtungszeiten an, wodurch das Ausdehnungsverhalten des Plasmas zu verschiedenen Zeiten aufgezeichnet wird. Die CCD-Kamera, in Kombination mit dem Szintillator, ermöglicht die Betrachtung der Form des Ionenstrahls bei Ankunft am Diamantdetektor und dessen Formänderungen in Folge des Laser-Impulses.

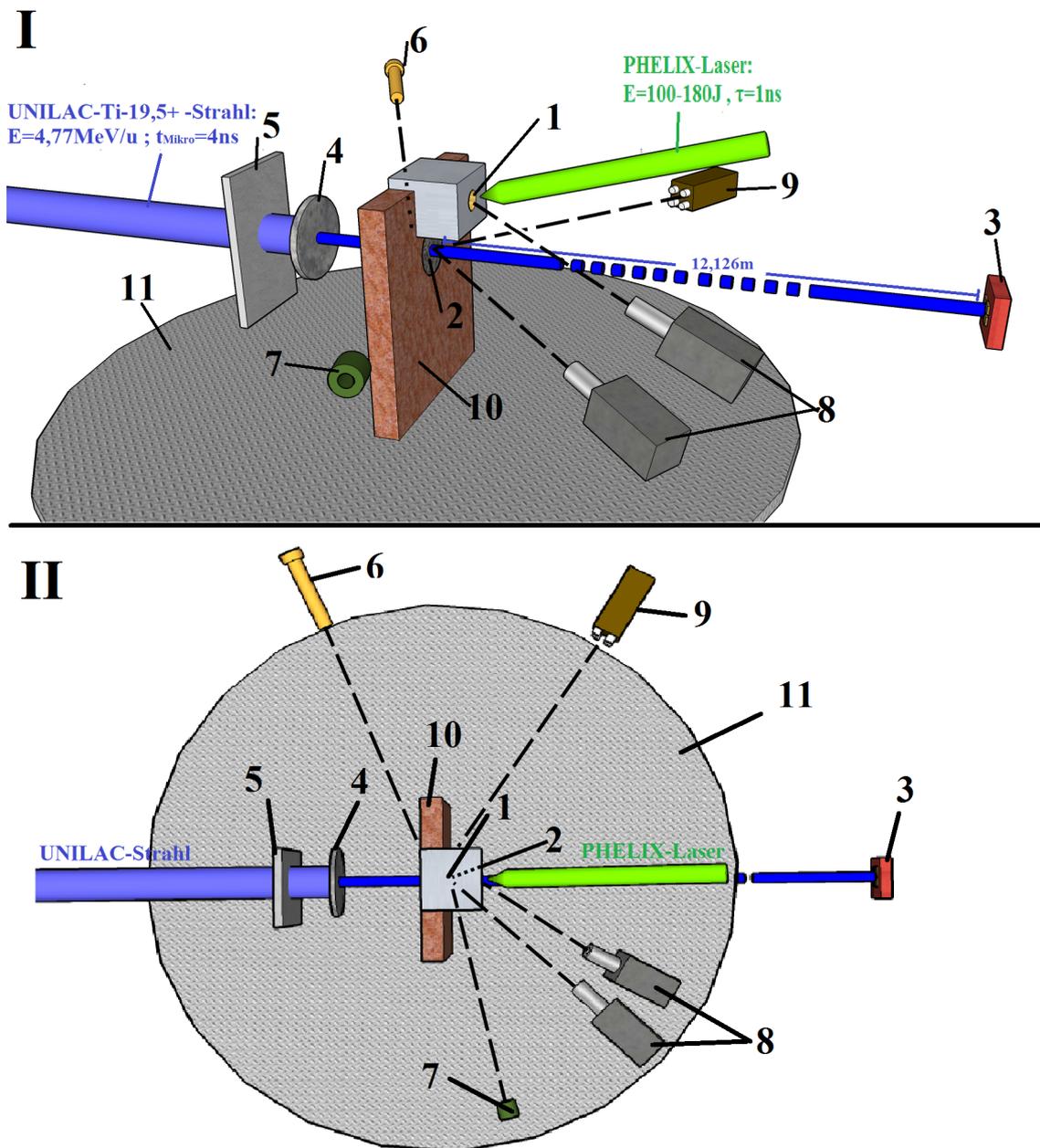


Abbildung 3.3: Skizze der Komponenten des Versuchsaufbaus, aus Draufsicht - I - und Schrägsicht - II: 1 - Gold-Hohlraum; 2 - TAC-Schaum; 3 - Diamant-Stop-Detektor; 4 - Kollimator; 5 - Carbon-Stripper-Foil; 6 - Spektrometer; 7 - X-Ray- Diode; 8 - Pinhole-Kamera; 9 - MCP-System; 10 - Targethalterung; 11 - Aufbaufläche innerhalb der Targetkammer

3.2 Durchführung

Die Gesamtheit der Messungen, die für ein beliebiges Target durchgeführt werden, sind als Shot bezeichnet. Das erste Experiment verzeichnete 64, das zweite 50 Shots. Jeder Shot setzt sich aus drei Abschnitten zusammen, dem Vacuum-Shot, dem Cold-Shot und dem Plasma-Shot. (Abbildung 3.4)

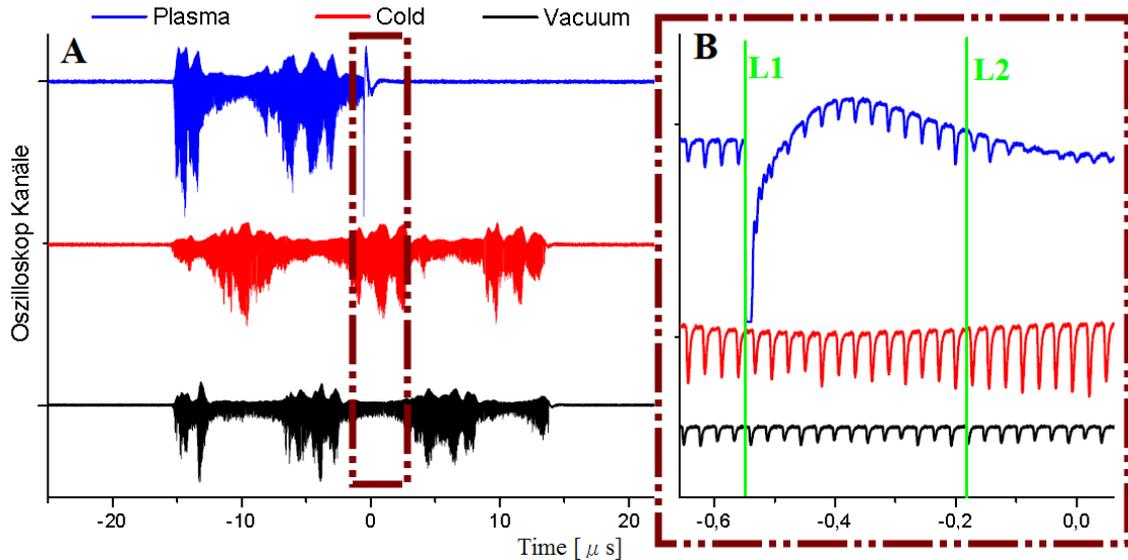


Abbildung 3.4: A - Übersicht über einen gesamten Shot; B - Der Auswertungsbereich mit Laser-Impulssignal und vom Plasma beeinflussten Mikrobunchen; L1 - Zeitpunkt des Laser-Impulses; L2 - Zeitpunkt zu dem die Ionen, die vom Laser-Impuls beeinflusst wurden, registriert werden.

Die Messung eines Shots beginnt mit der Anbringung des Targets an der Targethalterung in der Z6-Targetkammer. Bei dem Target handelt es sich um TAC-Schäume unterschiedlicher Dichte. Bei Messungen ohne Target wird die Flugzeit der Ionen im Vakuum bestimmt. Anschließend werden Targetkammer und Beamlines mittels Vakuum- und Hochfrequenzpumpen auf einen Druck von $P_P = 10^{-6} Pa$ gebracht.

Es folgt der Vacuum-Shot. Für diesen Messabschnitt wird die Targethalterung so positioniert, dass weder deren Gerüst, noch das Target sich in der Fluglinie des Ionenstrahls befindet. Der Diamantdetektor ermittelt die Basisenergie des Ionenstrahls, da dieser keinen Energieverlust durch Wechselwirkungen mit dem Target erfährt.

Danach wird das Target in die Flugbahn des Ionenstrahls gefahren. Über horizontale

und vertikale Randpunkte wird dessen Zentrum bestimmt. Dies erfolgt durch Verwendung von Ionenstrahl und Diamantdetektor. Der Ionenstrahl tastet den Rand des Targets ab, wobei sein am Detektor ankommendes Signal an Intensität verliert, je näher er an den Rand des Targets gelangt. Über die eingrenzenden Randpunkte des Targets lässt sich schließlich dessen Mittelpunkt bestimmen.

Daraufhin wird das Target für den Cold- und Plasma-Shot in eine feste Position fixiert. Diese befindet sich in einem vorher bestimmten Abstand zum Targetzentrum auf vertikaler Achse. Der Abstand variiert dabei für jedes Target und ist abhängig vom Material des Targets, dessen Dichteverteilung sowie dem gewünschten Abstand zum Goldhohlraum.

Die Messdaten des Ionenstrahls, die diesen Punkt des Targets im nicht-erhitzten Festkörperzustand passieren, werden als Cold-Shot bezeichnet. Über den Diamantdetektor ergibt sich der Energieverlust der Titan-Ionen durch Wechselwirkung mit dem Target.

Für den darauf folgenden Plasma-Shot wird der Ionenstrahl mit dem PHELIX-Laser getriggert. Der Laser-Impuls erfolgt in einem vorher festgelegten zeitlichen Abstand zum Mikrobunch des Ionenstrahls und erzeugt im Goldhohlraum Röntgenstrahlen, die das Target in den Plasmazustand überführen. Der Diamantdetektor liefert den Energieverlust, den die Titan-Ionen durch Wechselwirkung mit einem ionisierten Target erfahren.

Wurde der Laser in einem Zeitraum von unter 5ns nach einem Mikrobunch des Ionenstrahls getriggert, ergibt sich zusätzlich der Energieverlust durch Wechselwirkungen während des Phasenübergangs vom Fest- in den Plasmazustand.

3.3 Das PHELIX-Lasersystem

Durch Röntgenheizung des Targets erfolgt die Erzeugung eines möglichst homogenen Plasmas, innerhalb eines Sub-Nanosekunden-Zeitraums. Dazu wird der Gold-Hohlraum mittels Laser-Impuls des Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion Experiments in den Plasmazustand überführt.

PHELIX ist in der Lage, Laser-Impulse mit bis zu einem Kilojoule Energie und Leistungen von über 500 Terrawatt zu erzeugen. [31]

Im Rahmen des Experiments verfügte der Laser über folgende Werte:

- In der Targetkammer selbst beliefen sich die Energiewerte des Lasers auf $E = 100 - 180 J$. Die Wellenlänge des Laser-Impulses betrug $\lambda = 0.53 \mu m$ und befand sich im Bereich des sichtbaren grünen Lichts.
- Damit die Laser-Impulsdauer $\tau = 1 ns$ beträgt, wurde ein Ns-Frontend verwendet. Der Durchmesser des Laserstrahls ergab sich dabei zu $d = 150 - 200 \mu m$, was zu einer Intensität von $I \approx 3 * 10^{14} \frac{W}{cm^2}$ führte.
- Die zeitliche Verzögerung zwischen dem Laser-Impuls und dem Ionenstrahl betrug im ersten Teil des Experiments $3 - 21 ns$ und im zweiten Teil $2 - 9 ns$.

3.4 Der UNILAC-Beschleuniger

Der UNILAC - Universal Linear Accelerator - ist ein Linearbeschleuniger, der einen hochfrequenten Ionenstrahl beliebiger Gewichtsklasse mit Energien von $3,6 - 11,4 \frac{MeV}{u}$ erzeugt.

Im Rahmen dieses Experiments wurde ein zwölfmal ionisiertes Titanium-50-Isotop mit einer Energie von $E_{Ti} = 4,77 \frac{MeV}{u}$ verwendet.

Nach Erzeugung durch einen Hochspannungsinjektor, werden die Ionen zur weiteren Beschleunigung und Ionisation in eine Radio-Frequenz-Quadropolstruktur eingefädelt. Dadurch erhält der Ionenstrahl seine spezifische Mikro-Bunchfrequenz. Im ersten Teil des Experiments wurde eine Frequenz von 36MHz und im zweiten Teil eine Frequenz von 108MHz verwendet. [32, 33]

Die Dauer eines Mikrobunches beträgt $t_{Mikro} = 4 ns$, was der Wechselwirkungszeit von Strahlionen mit Plasma entspricht.

Die Dauer des Makrobunches beträgt $t_{Makro} = 40 \mu s$, eine längere Bestrahlung

des TAC-Schaums würde dessen Temperatur über den kritischen Grenzwert von $T_{Krit} = 220C$ erhöhen, was dessen Mikrostruktur zerstören würde.

Der Abstand zweier Makrobunche beträgt $\Delta t_{Makro} = 200ms$, was einer Frequenz von $f_{Makro} = 5Hz$ entspricht. Dieser Abstand ist ausreichend, um die Abkühlung des Schaumes zu gewährleisten.

3.5 Diamant-Stop-Detektor

Zur zeitabhängigen Energiemessung der beschleunigten Ionen-Bunche wird ein hochauflösender Halbleiterdetektor mit Schottky-Kontakt aus polykristallinem CVD-Diamant verwendet. Polykristalline Diamanten werden durch das CVD - chemical vapour deposited - Verfahren erzeugt. Dabei wird aus einem Niederdruck-Plasma-Gemisch, das aus Wasserstoff und Methan im Verhältnis 99:1 besteht, mittels chemischer Gasphasenabscheidung eine Schicht ungeordneter reiner Diamantkristalle mit einer Korngröße von $10 - 20\mu m$ gebildet. (Abbildung 3.5) [34, 35]

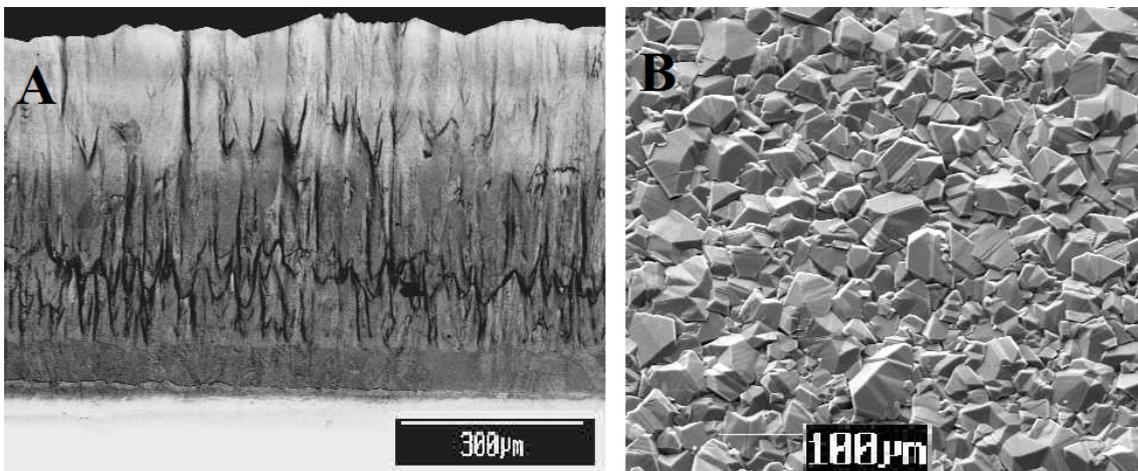


Abbildung 3.5: A - Querschnitt eines polykristallinen CVD-Diamanten; B - Mikroskopische Aufnahme der Diamantoberfläche mit ungeordneter Kristallstruktur. [35]

Die Kohlenstoffatome von Diamanten verfügen über eine ideale kovalente Festkörperstruktur in dichter kubischer Anordnung mit hohen Bindungsenergien untereinander. Diese verleiht Diamanten eine extreme Härte, Wärmeleitfähigkeit, elektrischen Widerstand und optische Transparenz.

Es wird eine Energie von $80eV$ benötigt, um ein einzelnes Kohlenstoffatom aus dem Diamantgitter zu lösen, woraus sich eine Strahlungsresistenz gegen Energien von bis zu $200\frac{MeV}{u}$ ergibt. Hochbeschleunigte Schwerionen lassen sich somit ohne signifikante Beschädigung des Detektors messen. Bedingt durch optische Transparenz und geringe Photosensitivität erfolgt nahezu keine Wechselwirkung mit Röntgenstrahlung, was die Belastung des Detektors und auftretende Rauschsignale zusätzlich stark reduziert. [36, 34]

Die halbleiterartige Struktur des Detektors ermöglicht eine zeitliche Auflösung der

Energiesignale von bis zu $40ps$. Die hohe Energiesensitivität registriert Ionen mit einem Energiewert ab $E = 0,37eV$. Durch seine hohe Kapazität kann der Detektor über 10^8 Teilchen pro Sekunde registrieren. [35]

Innerhalb der Gitterstruktur des Diamanten sind die Valenzelektronen des Kohlenstoffs in kovalenten Bindungen fixiert, der Diamant fungiert dabei als Halbleiter mit einer intrinsischen Bandlücke zwischen Leitungs- und Valenzband von $5,45eV$. Diese Bandlücke reduziert Rauschsignale erheblich.

Der verwendete Diamant verfügt über eine Schichtdicke von $19\mu m$, bei einer Fläche von $10 \times 10 mm^2$ und ist beidseitig mit einer $30nm$ Platinschicht besputtert. Diese Platinschichten wirken als Elektroden. Die Elektroden haben jeweils eine Fläche von $8 \times 8 mm^2$. Die vorderseitige Elektrode ist in vier Elektrodenpixeln mit einem Abstand von $200\mu m$ zueinander aufgeteilt. Diese Struktur bewirkt eine Reduzierung der Detektorkapazität, das bedeutet eine erhöhte Detektionsgeschwindigkeit. Die hinterseitige Elektrode besteht aus einer einzelnen Fläche. Die Elektroden sind als Schottky-Kontakt an den Diamanten angelegt. In dieser Kombination bildet sich über die Breite des gesamten Diamanten eine Sperrschicht, in deren Sperrrichtung die Spannung der Elektroden angeschlossen ist. Vier Vorverstärker bewirken, dass Spannung und elektrisches Feld gleichmäßig auf jedes Elektrodenpixel verteilt werden.

Beschleunigte Ionen-Bunche, die auf den Diamanten auftreffen, bilden stationäre Elektronen-Loch-Paare, kurz ELP. Diese ELP werden über das elektrische Feld der angelegten Spannung zu den Elektroden bewegt und dort wieder geschlossen. [37] Der dabei auftretende Spannungseinbruch wird durch einen hochfrequenten Detektor registriert, der mit der Rück-Elektrode und den vier Vorder-Elektrodenpixeln verbunden ist. Dessen Signale werden einzeln über Breitbandverstärker intensiviert und fließen in einer Bias-Tee-Schaltung zusammen. Diese wirkt als Signalkombinierer und summiert die vier einzelnen Detektorsignale phasenrichtig zu einem Gesamtsignal. Das Summensignal wird von einem digitalen Phosphor-Oszilloskop des Typs Tektronix DPO 7104 gegen die Zeit aufgetragen. Es verfügt über eine Frequenz von $f_{Osz} = 1GHz$. Die daraus resultierende Zeitauflösung der ausgelesenen Messungen ergibt sich zu $t_{Res} = 0,4ns$.

Im Oszilloskop werden die Energiewerte der einzelnen Signale gegen die Zeit aufgetragen.

3.6 Triacetat-Cellulose-Schaum

Im Rahmen des Experimentes wurden primär Triacetat-Cellulose - TAC - Schäume der Dichte $2 \frac{mg}{cm^3}$ und $3 \frac{mg}{cm^3}$ als Target verwendet, da diese ein nahezu homogenes Plasmas im Sub-Nanosekunden-Bereich erzeugen.

3.6.1 Mikrostruktur des TAC-Schaumes

Triacetat-Cellulose-Schaum hat die chemische Formel $C_{12}H_{16}O_8$ und verfügt über ein stark reguläres 3-Dimensionales Fasernetz. Innerhalb dieser Netzfasern bildet sich eine komplexe Struktur von Mikroporen aus. Da diese Poren offen sind, lässt sich enthaltendes Restgas, beim Abpumpen der Targetkammer, vollständig evakuieren. (Abbildung: 3.6)

Für TAC-Schäume der Dichte $2 \frac{mg}{cm^3}$ beträgt die Faserstärke $d_{Faser2} = 0,1 \mu m$ und der Poren-Durchmesser $d_{Pore2} = 1 \mu m$.

Für TAC-Schäume der Dichte $3 \frac{mg}{cm^3}$ beträgt die Faserstärke $d_{Faser3} = 0,1 \mu m$ und der Poren-Durchmesser $d_{Pore3} = 0,6 \mu m$.

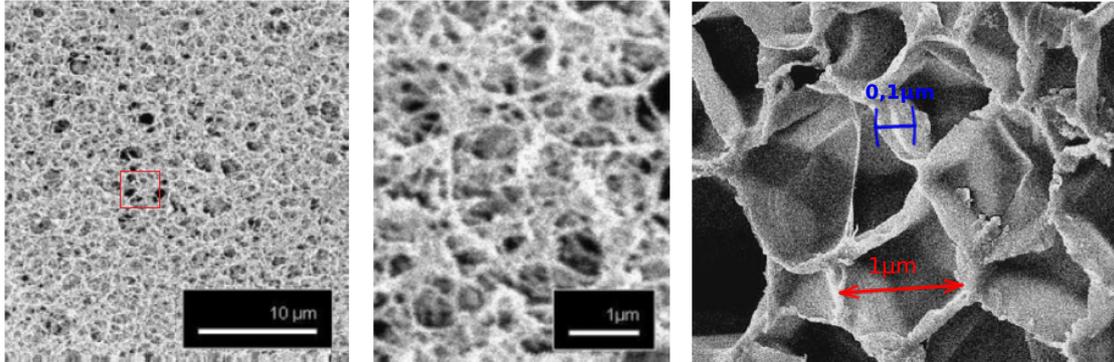


Abbildung 3.6: Mikroskopische Aufnahmen des Triacetat-Cellulose-Schaums. Auf dem rechten Bild sind Poren (Rot) und Fasern (Blau) deutlich zu erkennen. [38]

Die mikrometerfeine Porengröße bewirkt eine gleichmäßige Erhitzung der Netzstruktur-Fasern. Das ermöglicht eine Homogenisierungszeit im Sub-Nanosekunden-Bereich, während des Heizprozesses.

Ferner erfahren Ionenstrahlen, durch Wechselwirkung mit den Mikroporen, eine statistische Verbreiterung ihrer Energiespektren und erhalten das Profil einer deutlichen Gauß-Verteilung. [38]

3.6.2 Röntgenheizung

Die Überführung des kalten Schaumes in den Plasmazustand erfolgt durch Röntgenheizung. Als Heizstrahlung wird die Hohlraumstrahlung, die bei Beschuss des Goldhohlraums durch den PHELIX-Laser erzeugt wird, genutzt.

Die mittlere Teilchendichte für TAC2-Schaum beträgt $n_{TAC2} = 1,50 * 10^{20} \frac{1}{cm^3}$ und für TAC3-Schaum $n_{TAC3} = 2,26 * 10^{20} \frac{1}{cm^3}$ und entspricht somit einem Gas mit vergleichbarer elementarer Zusammensetzung bei einem Druck von $10bar$ unter Normalbedingungen.

Die vom Goldplasma erzeugte Welle weicher Röntgenstrahlen propagiert aus dem Hohlraum in den Schaum und wird von diesem absorbiert. Die Eindringtiefe der Welle ist abhängig von der mittleren Absorptionslänge der Photonen im jeweils verwendeten Schaum. In einem TAC2-Schaum beträgt die mittlere Absorptionslänge circa $100\mu m$ und im TAC3-Schaum circa $60\mu m$. Die Röntgenstrahlen durchdringen nicht das komplette Volumen des Schaumes, sondern nur die dem Hohlraum naheliegendste Schicht. In dieser findet, hervorgerufen durch die Absorption der Strahlung, Photoionisation statt. Diese regt die Targetatome an, setzt die an sie gebundenen Elektronen frei und erzeugt weitere Wellen weicher Röntgenstrahlung, die von der nächsten Schaumschicht absorbiert werden. Die schichtweise Photoionisation, mit einhergehender Erzeugung von Wellen weicher Röntgenstrahlung, wiederholt sich, bis der gesamte Schaum angeregt wurde. Es wurde experimentell nachgewiesen, dass sich die Röntgenwellen mit einer Geschwindigkeit von circa $2 \cdot 10^7 \frac{cm}{s}$ ausbreiten.

Zudem entsteht durch die Photoionisation ein Gemisch freier Elektronen und teilweise bis vollständig ionisierter Atome. Es bildet sich ein elektrisch neutraler LTE-Plasmazustand, in dem die Temperaturen und thermischen Energien der Elektronen und Ionen gleich sind. Die Elektronen verfügen, aufgrund ihrer geringeren Masse, über höhere Geschwindigkeiten als die Ionen. Die Elektronen sind in der Lage, aus der Plasmaschicht auszutreten und konzentrieren sich innerhalb der Mikroporen. Die langsameren Ionen bleiben in der Plasmaschicht zurück. Dieser Vorgang erzeugt starke Mikrofelder im Plasma. Die Plasmaschicht expandiert um einen Ausgleich der Mikrofelder herbeizuführen. Die Mikroporenstruktur des Schaumes bewirkt, dass die expandierenden Plasmaschichten innerhalb der Poren aufeinandertreffen. Die kinetische Energie, der in den Plasmaschichten enthaltenen Teilchen, wird durch Stoßprozesse in thermische Energie umgewandelt. Bis zu 90% der vom Target absorbierten Strahlungsenergie wird auf diese Weise in Plasmatemperatur umgewandelt. Die Plasmaschicht erzeugt während dieser Prozesse eine weitere Welle weicher Röntgen-

strahlung, die den Schaum nachheizen. [39]

Die Geschwindigkeit, mit der die Expansion der Plasmaschichten stattfindet, wird als Akustische-Ionengeschwindigkeit c_{ia} bezeichnet.

$$c_{ia} = \sqrt{\frac{\gamma_e k_B T_e}{m_I}} \quad (3.1)$$

Diese ist abhängig von Elektronentemperatur T_e , Ionenmasse m_I und der thermischen Raumausdehnung γ_e . Die Akustische-Ionengeschwindigkeit beträgt für TAC-Schäume circa $7,7 \cdot 10^5 \frac{cm}{s}$ und ist, im Vergleich zur Ausbreitungsgeschwindigkeit der Röntgenstrahlungswellen, um den Faktor 10 geringer. Die Expansion des Plasmas tritt verzögert zu dessen Erzeugung auf. Dies gewährleistet eine hydrodynamische Stabilität des ionisierten Schaumes, während des Heizprozesses.

Im Vergleich zu TAC-Schäumen, verfügt eine Kohlenstoffolie über eine erhöhte Dichte von $2 \frac{g}{cm^3}$. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Röntgenstrahlungswellen entspricht der Akustischen-Ionengeschwindigkeit. Die Folie beginnt während des Heizprozesses zu expandieren. Aufgrund der fehlenden Mikroporenstruktur expandiert die geheizte Targetoberfläche ins Vakuum der Targetkammer. Entweichende Teilchen können nicht mit dem Plasma wechselwirken. Daher werden lediglich 40 – 50% der kinetischen Energie der Teilchen in Plasmatemperatur umgewandelt. Folglich besteht keine hydrodynamische Stabilität der ionisierten Kohlenstoffolie, während des Heizprozesses.

Der Titan-Ionenstrahl, der auf das Target auftrifft, verfügt nach Passieren des Kollimators über eine Querschnittsfläche von $1mm \times 0,3mm$. Die Target-Ionen wechselwirken mit einem Volumenabschnitt des Targets, der ihrer Querschnittsfläche entspricht. Dieser Abschnitt wird als Wechselwirkungs-Volumen bezeichnet. In einem Zeitraum von 0 – 5ns nach Erfolg des Laser-Impulses können in diesem Wechselwirkungs-Volumen ionisierte und kalte Schichten des Schaumes auftreten. In diesem Fall ist der Energieverlust der Titan-Ionen geringer, als in einem komplett ionisierten Schaumabschnitt.

Das durch die Röntgenheizung der TAC-Schäume entstehende Plasma verfügt über eine Temperatur von bis zu 25eV, eine Lebensdauer von mehr als 3ns was der Wechselwirkungszeit zwischen einem Mikrobunch der Titan-Ionen und dem Target entspricht. Das Plasma ist bis zu einem Zeitpunkt von circa 30ns nach Laser-Impuls hy-

drodynamisch stabil, in diesem Zeitrahmen werden passierende Titan-Ionen durch Plasmaeffekte beeinflusst. Danach treten hydrodynamische Effekte auf, welche die Massen-Dichte-Verteilung auf dem Pfad der Ionenstrahlen stark beeinflusst.

Beide Schaumarten unterscheiden sich, abhängig von ihrer Dichte, in ihrem Erhitzungsvorgang und der Ausbreitung der thermischen Wellen. Diese Prozesse lassen sich durch Analyse der Aufnahmen des MCP-Systems nachvollziehen. (Abbildung 3.7)

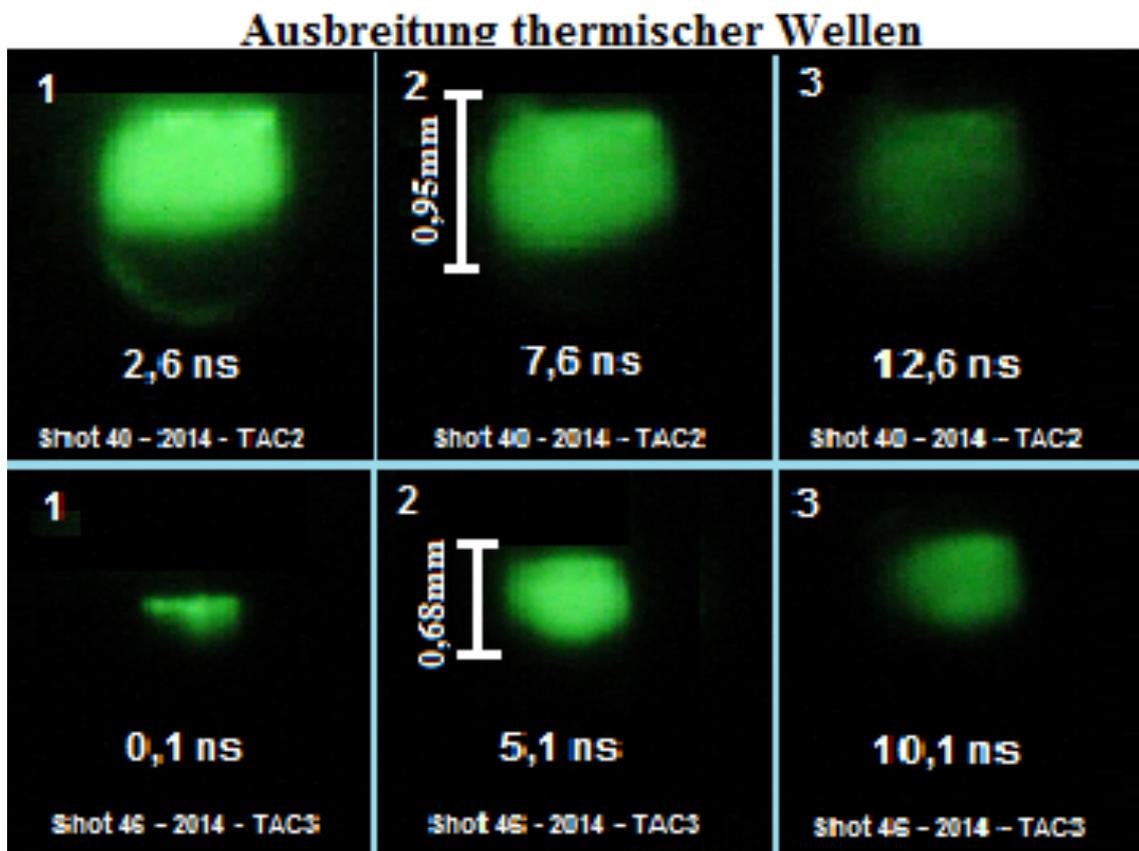


Abbildung 3.7: Aufnahme der Ausbreitung thermischer Wellen in TAC2- und TAC3-Schaum durch das MCP-System [40]

Der TAC2-Schaum wird, auf Grund seiner geringen Dichte, bereits 2 ns nach Laser-Impuls in den ionisierten Zustand überführt. Der TAC3-Schaum geht erst nach $5,1\text{ ns}$ in den ionisierten Zustand über. Die thermischen Wellen erhitzen nicht das gesamte Volumen des TAC3-Schaumes, sondern stagnieren in einem Abstand von $0,68\text{ mm}$.

4 Analyseverfahren

Dieses Kapitel beschreibt detailliert das Auswertungsverfahren der Messdaten des Diamantdetektors. Dieses Verfahren wurde auf jeden Shot im ersten und zweiten Teil des Experiments einzeln angewandt.

4.1 Datenauslesung

Die Analyse der durch das Oszilloskop aufgezeichneten Daten erfolgt durch das Datenanalyseprogramm Origin9, die aktualisierte Version des in der Bachelorarbeit verwendeten Origin8.

In dieses Programm werden in Tabellenform die Energiemesswerte des Diamantdetektors für den Vacuum-, Cold- und Plasma-Shot und die zugehörigen Frequenzsignale des UNILAC-Beschleunigers gegen die Zeitachse aufgetragen.

Die Energiemesswerte und Frequenzsignale eines Abschnittes verfügen über eine gemeinsame Zeitachse. Die Zeitachsen verschiedener Messabschnitte verfügen über die gleiche Auflösung und den gleichen Messbereich, unterscheiden sich aber durch die Auftragung ihrer Messdaten. Um die Signale des Vacuum-, Cold- und Plasma-Shots in Relation zueinander zu betrachten, werden die Zeitachsen gleichgesetzt. Dies erfolgt über die Frequenzsignale, welche in einem festen zeitlichen Abstand zueinander und zum jeweiligen Shot-Abschnitt stehen. Die drei Frequenzsignale werden gegen die Zeitachse geplottet und so auf der Zeitachse verschoben, dass sie einander überlappen. Die Shot-Abschnitte müssen dabei im selben Maße gegen die Zeit verschoben werden wie ihre jeweiligen Frequenzsignale.

4.1.1 Laser-Signalbestimmung

Die gleichgesetzten Shot-Abschnitte werden gegen die Zeitachse geplottet. Im ausgegebenen Graphen wird der Zeitpunkt eruiert, zu dem das Röntgensignal des PHELIX-Laser-Impulses den Diamantdetektor erreicht. Dieses lässt sich durch einen

charakteristischen, sehr hohen Energieausschlag des Plasma-Shot-Signals feststellen. Über die Flugzeitmethode wird der Zeitpunkt bestimmt, an dem die von der Röntgenstrahlung beeinflussten Titan-Ionen vom Detektor registriert wurden. Dieser Zeitpunkt wird im Origin-Auswertungsgraphen als Linie markiert. Alle Mikrobunche des Plasma-Shots, die sich hinter dieser Linie befinden, stammen von Ionen, die mit dem Target im Plasmazustand wechselwirken.

4.2 Egalisierung der Shots

Um die Mikrobunche aller Shot-Abschnitte möglichst genau betrachten und exakt vergleichen zu können, müssen für die einzelnen Mikrobunche geeignete Punkte mit zueinander ähnlichen Rahmenbedingungen gefunden werden. Mögliche Punkte sind dabei Minima, Maxima sowie die Wendepunkte der Flanken des Mikrobunches. Die Extrema lassen sich aufgrund von Signalschwankungen nur schwer und ungenau bestimmen und sind daher als Vergleichspunkte ungeeignet. Auch bei der hinteren Flanke des Mikrobunches treten diese Schwankungen auf, zudem ist diese durch die Entladungszeit des Diamantdetektors beeinflusst, was zu einer Streckung der Flanke führt. Die vordere Flanke des Mikrobunches entspricht einer Gaußverteilung und ist von den Signalschwankungen nur minimal beeinflusst, daher wird ihr Wendepunkt fortan als Vergleichspunkt verwendet.

Zur Bestimmung dieses Wendepunktes müssen zunächst die verbleibenden Signalschwankungen durch Optimierungsverfahren reduziert werden.

4.3 Glättungsverfahren

Bei der Analyse großer Datenmengen tritt bei der Signalverarbeitung ein Rauschen auf, das durch verschiedene Störfaktoren innerhalb der Datensätze verursacht wird. Dieses Rauschen beruht auf Messfehlern und Messungenauigkeiten wie einer nicht ausreichenden Signalauflösung. Um dem entgegenzuwirken, lassen sich Glättungsverfahren aus den Bereichen der Statistik und Signalverarbeitung zur Rauschreduzierung und Formanpassung der Graphen einsetzen. Diese Verfahren fallen in den Bereich der multivariaten Statistik und basieren in ihren Grundzügen auf der Methode der kleinsten Quadrate.

4.3.1 Methode der kleinsten Quadrate

Die Methode der kleinsten Quadrate ist ein Standardverfahren der Statistik, bei dem eine Funktion über Variation ihrer Parameter an eine Punktwolke angeglichen wird. Es wird eine Größe $y(x_i)$ betrachtet, die von n Variablen x_i abhängig ist. Der Zusammenhang von Größe und Variabel wird über eine Funktion f beschrieben, die sich über Veränderung ihrer m Parameter α_j an den Datensatz anpassen lässt.

$$y(x_i) = f(x_i; \alpha_j) \quad ; \quad i = 1, \dots, n \quad , \quad j = 1, \dots, m \quad (4.1)$$

Die Werte der Parameter bestimmen sich dabei über die Residuen r , die Abstände zwischen Funktion und Datenpunkten. Die Residuen werden quadriert und aufsummiert, der kleinste Summenwert S gibt die idealen Parameterwerte an. Die Quadrierung wird angewendet, um negative Vorzeichen aus den Datensätzen zu entfernen. Diese Fehlerquadratsumme ist die quadrierte Differenz zwischen den Werten der Modelkurve $f(x_i)$ und den Daten y_i . [41]

$$S = \sum_{i=1}^n r_i^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - f(x_i, \boldsymbol{\alpha}))^2 \quad ; \quad \boldsymbol{\alpha} = (\alpha_1, \dots, \alpha_m) \quad (4.2)$$

4.3.2 Ausgleichsrechnung

Bei der Ausgleichsrechnung handelt es sich um statistische Glättungsverfahren, bei denen eine Reihe von Messdaten mit einer parameterabhängigen Funktion, durch Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate, angepasst wird. Für Datensätze aus einer experimentellen Messung ist speziell das Fit-Verfahren geeignet, da dieses im Datensatz auftretende Messfehler berücksichtigt. Um eine ideale Anpassung an die Messdaten zu erhalten, wird eine Fit-Funktion verwendet, die in ihrer Grundform bereits der Datenpunkt-Verteilung entspricht.

Zur Bestimmung einer solchen Funktion muss zunächst die Form des Datensatzes ermittelt werden. Als Datensatz wird ein einzelner Mikrobunch gewählt.

Die zu erwartende Form des Mikrobunches, nach Passieren der Stripperfolie, ist eine Gauß-Verteilung. Das registrierte Signal des Mikrobunches ist jedoch zusätzlich von kapazitiven Entladungsprozessen innerhalb des Diamantdetektors beeinflusst. Die vordere Flanke des Mikrobunches entspricht weiterhin einem negativen Gauß, die hintere Flanke jedoch einer exponentiell steigenden Funktion, wie sie bei der Ent-

ladung eines Kondensators auftritt. Die gesamte gemessene Funktion ist mit einer negativen inversen Gauß-Funktion vergleichbar.

$$f(x; \mu, \lambda) = -\sqrt{\frac{\lambda}{2\pi x^3}} \cdot \exp\left(\frac{-\lambda(x - \mu)^2}{2\mu^2 x}\right) \quad (4.3)$$

Dabei sind μ und λ die Parameter der Funktion. Für alle Parameter und Variablen dieser Funktion gilt stets, dass sie größer als Null sein müssen.

Ein Fit dieser Funktion über einen Mikrobunch ergibt folgendes Bild (Abbildung 4.1):

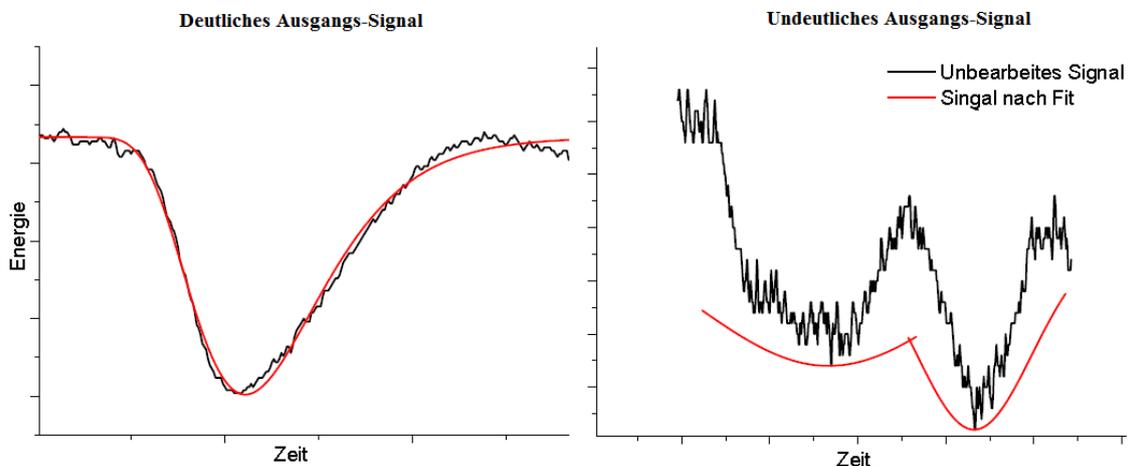


Abbildung 4.1: Anwendung eines inversen Gauß-Fits auf das, aus dem Oszilloskop ausgelesene Signal. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist im linken Graphen hoch, im rechten Graphen gering.

Es zeigt sich, dass das gefittete Signal selbst bei hohem Signal-Rausch-Verhältnis leicht vom ausgelesenen Signal abweicht. Dieser Fehler erhöht sich mit sinkendem Signal-Rausch-Verhältnis stark, so dass Datensätze bereits bei geringen Störungen nicht mehr auszulesen sind. Außerdem ist der inverse Gauß-Fit sehr anfällig für negative Zahlenwerte innerhalb des Datensatzes. Daher wird der Datensatz vor Beginn der Analyse bearbeitet, was aufwendig ist und eine weitere potentielle Fehlerquelle darstellt. Der Fit muss zudem auf jeden zu beobachtenden Mikrobunch einzeln angewendet werden, was einen hohen zeitlichen Aufwand erfordert.

Die Fit-Funktion kann bei deutlichen Signalen zu einem vertretbaren Ergebnis führen, andere Anpassungsmethoden sind aber genauer, zeitlich effektiver und auch für Signale mit geringem Signal-Rausch-Verhältnis geeignet.

4.3.3 Der Savitzky-Golay-Filter

Der Savitzky-Golay-Filter ist ein mathematisches Glättungsverfahren der Signalverarbeitung. Es handelt sich um einen digitalen Filter, der auf einen digitalen Datensatz eine lokale polynomielle Regression anwendet. Dies bewirkt eine Erhöhung im Signal-Rausch-Verhältnis. Vorteil dieses Filters ist, dass er nur minimalen Einfluss auf die Datenform, wie Breite und Höhe der Signale, hat.

Die Glättung erfolgt durch einen Konvolutions-Prozess, bei dem ein Polynom der k -ten Ordnung mit der Methode der kleinsten Quadrate kombiniert wird. Dieser Prozess wird auf jeden Punkt x_i des Datensatzes i und einen Bereich von $\pm k$ benachbarter äquidistanter Punkte angewendet, so dass eine Menge von $2k + 1$ Punkte einbezogen wird. [42]

$$f(x_i) = \sum_{j=-k}^k c_n x_{i+j} \quad (4.4)$$

Durch Variation der Filterkoeffizienten c_n ergeben sich die geglätteten Punkte $f(x_i)$. Anwendung des Savitzky-Golay-Filter liefert folgendes Bild: (Abbildung4.2)

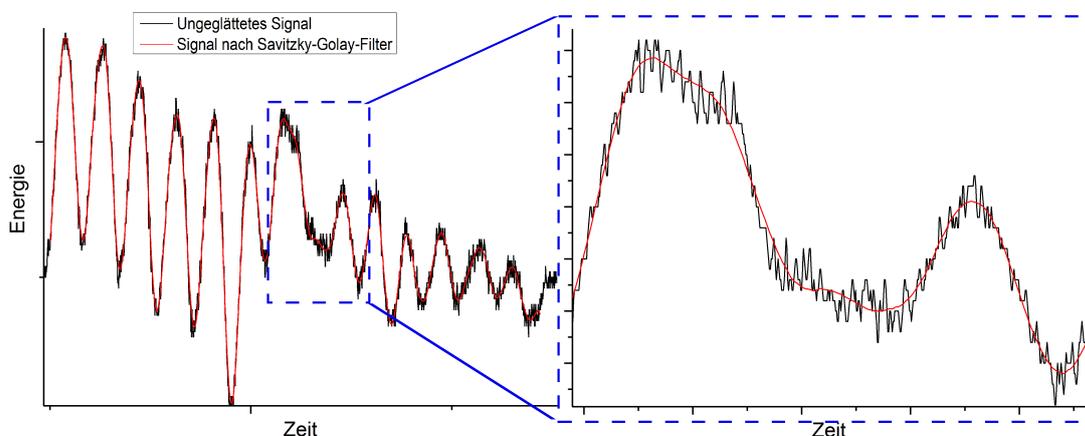


Abbildung 4.2: Glättung eines aus dem Oszilloskop ausgelesenen Signals durch den Savitzky-Golay-Filter

Das durch den Savitzky-Golay-Filter bearbeitete Signal erfährt eine signifikante Reduzierung des störenden Rauschsignals, selbst bei geringen Signal-Rausch-Verhältnissen. Des weiteren wird die Signalform auch nach Anwendung erhalten. Das Verfahren lässt sich zudem auf einen großen Signalbereich effektiv anwenden.

Die Glättung durch den Savitzky-Golay-Filter ist ein, für diese Auswertung, geeignetes Verfahren, das eine schnelle und exakte Analyse der Datensätze ermöglicht.

4.3.4 Bestimmung des Wendepunkts

Nachdem die Signalschwankungen durch Anwendung des Savitzky-Golay-Filter reduziert wurden, werden die Wendepunkte der Mikrobunche bestimmt, indem die einzelnen Shot-Signale zweifach abgeleitet werden.

Der Wendepunkt einer Flanke des Mikrobunches entspricht dabei den Schnittpunkten des Ableitungsgraphen mit der Nulllinie.

Über ein in Origin9 integriertes Unterprogramm werden diese Schnittpunkte dargestellt, wobei lediglich die vordere Flanke verglichen wird.

Anschließend werden die zeitlichen Positionen dieser Schnittpunkte notiert und es kommt zum Vergleich von Vacuum-, Cold- und Plasma-Shots. Dabei wird die zeitliche Position von drei Wendepunkten vor Eintritt des Laser-Impulses und sieben darauffolgenden Wendepunkten notiert. Die drei Pre-Shot-Wendepunkte dienen dabei dem Abgleich von Cold- mit Plasma-Shot-Signal. Sollten diese beiden Signale vor Eintritt des Laser-Impulses nicht identisch sein, liegt ein Fehler in den Signalen vor und der gesamte Shot ist nicht auswertbar. Über die sieben darauffolgenden Post-Shot-Wendepunkte wird der zeitliche Abstand einzelner Mikrobunche der Shotabschnitte zueinander bestimmt.

4.3.5 Zeit und Energieverhältnisberechnung

Für alle Pre- und Post-Shots wird die Zeitdifferenz zwischen Vacuum- und Cold-Shot Δt_{VC} , Vacuum- und Plasma-Shot Δt_{VP} sowie Cold- und Plasma-Shot Δt_{CP} notiert. Um den Faktor der Zeitverzögerung F_t eines Ions beim Passieren des Schaums im Fest- und Plasmazustand zu vergleichen, wird die Zeitdifferenz von Plasma zu Vacuum-Shot durch die Zeitdifferenz des Cold- zu Vacuum-Shots geteilt.

$$F_t = \frac{\Delta t_{VP}}{\Delta t_{VC}} \quad (4.5)$$

Der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ wird, unter Einbezug der Flugzeit im Vakuum t_{vak} , wie folgt berechnet:

$$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = \frac{(\Delta t_{VP}^2 + \Delta t_{VP} t_{vak}) \cdot (t_{vak} + \Delta t_{VC})^2}{(\Delta t_{VC}^2 + \Delta t_{VC} t_{vak}) \cdot (t_{vak} + \Delta t_{\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}})^2} \quad (4.6)$$

Diese Werte werden gegen den zeitlichen Abstand der einzelnen Wendepunkte zum Laser-Impuls aufgetragen.

5 Auswertung

In diesem Kapitel werden die vom Diamantdetektor an das Oszilloskop gelieferten Messdaten beider Teile des Master-Experiments - aus den Jahren 2012 und 2014 - ausgewertet. Es wird ein Vergleich mit den Ergebnissen der Bachelorarbeit sowie den theoretischen Berechnungen gezogen.

Im Rahmen der Bachelorarbeit wurde der Energieverlust von Titan-Ionen der mittleren Ladung $Q_{Ti} = +19,5$ in TAC-Schäumen mit der Dichte von $\rho_B = 2 \frac{mg}{cm^3}$ betrachtet. Die Zeitdifferenz zwischen Laser-Impuls und darauffolgendem Mikrobunch betrug $t_{LM} = 9 - 21 ns$. Der Titanionenstrahl verfügte über eine Schwingfrequenz von $\nu = 36 MHz$, das führte zu einem zeitlichen Abstand der Mikrobunche zueinander von $t_{MM} = 27,7 ns$. Mit diesen Versuchsparametern erhielten wir folgende Versuchsergebnisse:

- In kaltem TAC-Schaum erfahren die Titan-Ionen einen Energieverlust von $\frac{dE}{dx}_{B,K} = 5,56 \pm 1,11 \frac{MeV}{mm}$, was 2,4% der Energie des Ionenstrahls im Vakuum entspricht.
- Im TAC-Plasma erfahren die Titan-Ionen einen Energieverlust von $\frac{dE}{dx}_{B,P} = 9,30 \pm 1,86 \frac{MeV}{mm}$, was 4,1% der Energie des Ionenstrahls im Vakuum entspricht.
- Der Energieverlustfaktor der Ionen im Plasma, verglichen mit fester Materie beträgt $1,65 \pm 0,66$.

Im Rahmen der Masterarbeit wurde der Energieverlust von Titan-Ionen - mit der mittleren Ladung $Q_{Ti} = +19,5$ nach Passieren der Stripper-Folie - in TAC-Schäumen der Dichten $\rho_{TAC2} = 2 \frac{mg}{cm^3}$ sowie $\rho_{TAC3} = 3 \frac{mg}{cm^3}$ betrachtet. Die Zeitdifferenz zwischen Laser-Impuls und darauffolgendem Mikrobunch und die Schwingfrequenz des Ionenstrahls unterschieden sich für die einzelnen Experiment-Abschnitte und werden nachfolgend in Unterkapiteln angegeben.

Für diese Versuchsparameter wurden theoretische Vergleichswerte mittels der Bethe-Bloch-Formel sowie den Analyseprogrammen SRIM und boes3.exe berechnet. Aufgrund der komplexen elementaren Zusammensetzung der TAC-Schäume, wurde bei der Bethe-Bloch-Formel und bei boes3.exe Kohlenstoff der entsprechenden Dichte als Näherung verwendet.

- Nach Bethe-Bloch erfahren Titan-Ionen beim Passieren eines kalten Kohlenstoff-Targets der Dichte $\rho_{K2} = 2 \frac{mg}{cm^3}$ einen Energieverlust von $\frac{dE}{dx}_{B,K2} = 3,57 \frac{MeV}{mm}$. Im ionisierten Kohlenstoff der Temperatur $25eV$ berechnet sich der Energieverlust zu $\frac{dE}{dx}_{B,P2} = 7,24 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor der Ionen im Plasma, verglichen mit fester Materie beträgt 2,02.
- Titan-Ionen erfahren nach Bethe-Bloch beim Passieren eines kalten Kohlenstoff-Targets der Dichte $\rho_{K3} = 3 \frac{mg}{cm^3}$ einen Energieverlust von $\frac{dE}{dx}_{B,K3} = 5,39 \frac{MeV}{mm}$. Im ionisierten Kohlenstoff der Temperatur $25eV$ beträgt der Energieverlust $\frac{dE}{dx}_{B,P3} = 11,43 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor der Ionen im Plasma, verglichen mit fester Materie beträgt 2,12.
- Nach SRIM beträgt der Energieverlust beschleunigter Titan-Ionen in kaltem TAC2-Schaum $\frac{dE}{dx}_{SRIM2} = 5,61 \frac{MeV}{mm}$. Über das Analyseprogramm boes3.exe lässt sich der Energieverlust über ein Kohlenstoff-Plasma der Temperatur $25eV$ zu $\frac{dE}{dx}_{boes2} = 7,48 \frac{MeV}{mm}$ annähern. Der Energieverlustfaktor der Ionen im Plasma, verglichen mit fester Materie beträgt 1,33.
- Nach SRIM berechnet sich der Energieverlust in kaltem TAC3-Schaum zu $\frac{dE}{dx}_{SRIM3} = 7,49 \frac{MeV}{mm}$. Über boes3.exe nähert sich der Energieverlust im Kohlenstoff-Plasma der Temperatur $25eV$ zu $\frac{dE}{dx}_{boes3} = 10,90 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlust-Faktor der Ionen im Plasma, verglichen mit fester Materie beträgt 1,45.

5.1 Messungen des ersten Experimentteils

Der erste Teil des Master-Experimentes unterscheidet sich von vorhergegangenen Experimenten dadurch, dass die Zeitdifferenz von Laser-Impuls und Mikrobunch

3 – 21ns beträgt und eine Betrachtung der Energieverluste kurz nach Plasmaerzeugung ermöglicht. Zusätzlich werden erstmals TAC-Schäume mit einer Dichte von $3 \frac{mg}{cm^3}$ verwendet.

Für den Ionenstrahl wurden Titan-50-Isotope mit einer Energie von $4,77 \frac{MeV}{u}$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl verfügte über eine Frequenz von 36MHz. Die Maße des Gold-Hohlraums betragen 1,8mm x 1,3mm.

Im Plasmazustand verfügt der Schaum über eine Temperatur von bis zu 25eV mit einer Planck'schen Spektralverteilung des Plasmastrahlungsfeldes und eine Elektronendichte von $n_e \approx 10^{21} cm^{-3}$. Dieses Plasma bleibt über einen Zeitraum von $t = 5 - 30ns$ hydrodynamisch stabil.

5.1.1 Verifizierung der Analyseverfahren

Einer der Kernpunkte dieser Arbeit ist die Anwendung eines neuen Analyseverfahrens, das auf Glättung der ausgelesenen Daten durch einen Savitzky-Golay-Filter und der anschließenden Hervorhebung von passenden Bezugspunkten durch Ableitung der Daten beruht. Um die Gültigkeit und den Nutzen dieses Verfahrens ausreichend zu bestätigen, ist es sinnvoll, dessen Ergebnisse über eine möglichst große Menge an Vergleichswerten zu verifizieren.

Die Shots mit den Nummern 31, 35 und 36 gleichen in ihren Rahmenbedingungen - Dichte, Ionenstrahlfrequenz und Zeitdifferenz zwischen Laser-Impuls und Mikrobunch - den im Bachelor-Experiment durchgeführten Messungen. Folglich stehen die Messergebnisse der Bachelor-Arbeit, zusätzlich zu den ermittelten theoretischen Erwartungswerten, zur Verfügung.

Stimmen die Messergebnisse mit den Vergleichswerten überein, lässt sich das Analyseverfahren als geeignet betrachten. Zudem wird auf diese Weise bestätigt, dass der experimentelle Aufbau korrekt geeicht und kalibriert wurde.

Shot 31-I

Es wurde der TAC-Schaum der Klassifizierungsnummer TAC_C18_4, der Dichte $\rho = 2 \frac{mg}{cm^3}$ und der Dicke $d = 0,9mm$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,75mm$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 140J$.

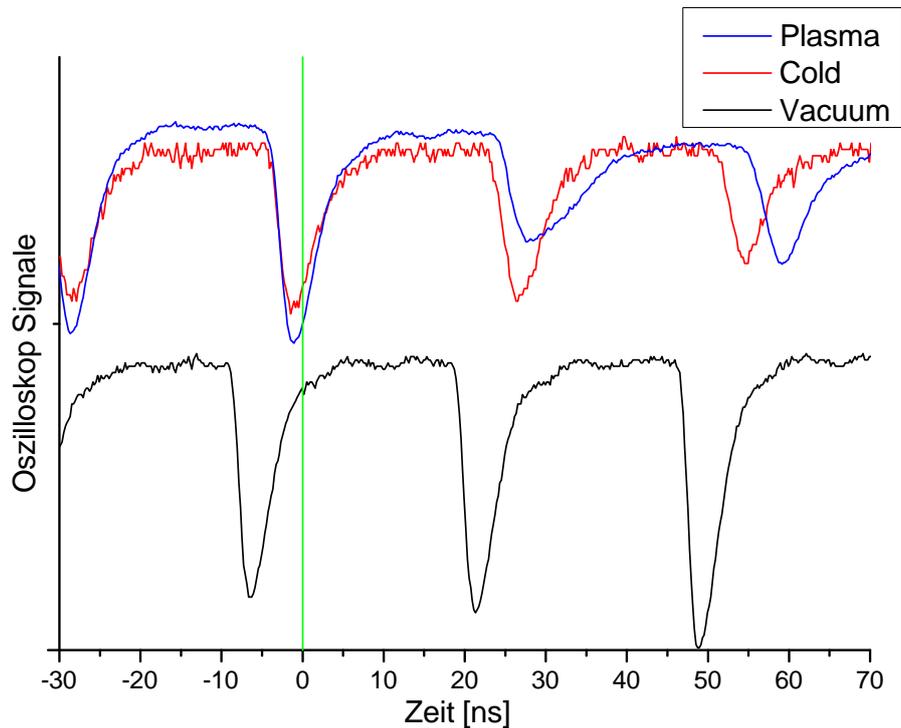


Abbildung 5.1: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 31-I mit TAC-Schaum Nummer TAC_C18_4 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale deutlich zu erkennen sind (Abbildung 5.1). Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergibt folgende Messdaten für diesen Shot: (Abbildung 5.2)

Anhand dieser Grafik lässt sich erkennen, dass der Laser-Impuls innerhalb eines Mikrobunches auftritt. Die Breite dieses Bunches beträgt $4ns$, der Impuls überschneidet sich bei $1,8ns \pm 2ns$. Der Bunch wird über seine Vorderflanke, bei $0,7ns$ bestimmt, die sich vor der Position des Laser-Impulses befindet. Des Weiteren ist die hintere Flanke des Plasma-Shots mit dem Cold-Shot nahezu identisch. Es wird vermutet, dass kein Abschnitt des betrachteten Mikrobunches mit einem Plasma wechselwirkt. Als erster, mit einem Plasma interagierender Mikrobunch wird daher der darauffolgende Bunch betrachtet.

Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 24,93ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde

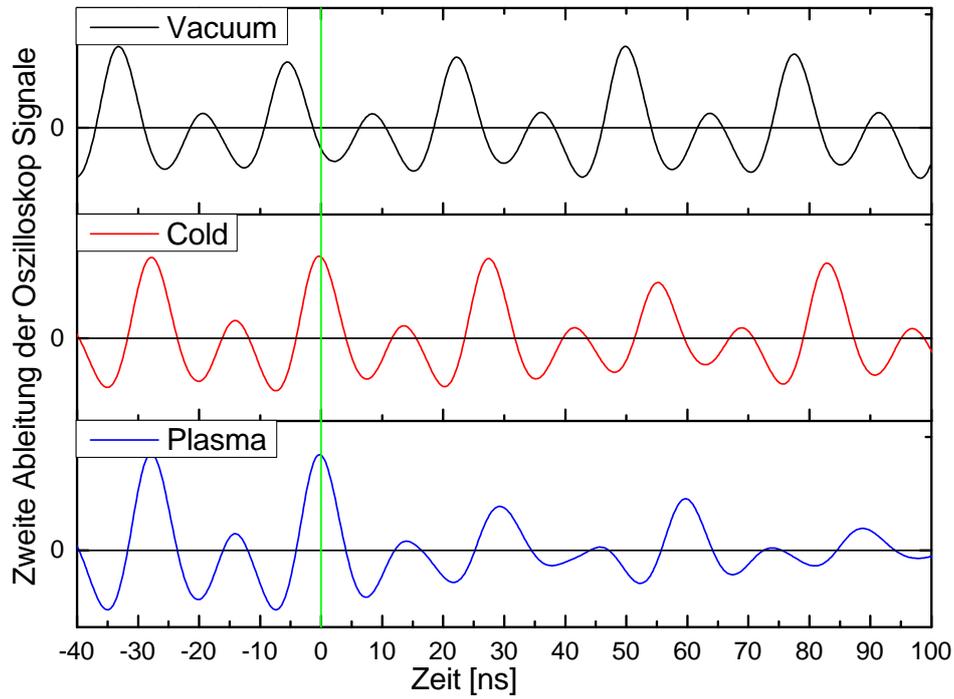


Abbildung 5.2: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 31-I mit TAC-Schaum Nr. TAC_C18_4 als Target.

ein Mikrobunch im kalten Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 23,35\text{ns}$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

In die folgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlustfaktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen: (Tabelle 5.1)

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-36,92 \pm 0,2$	$-31,85 \pm 0,2$	$-31,67 \pm 0,2$	$1,03 \pm 0,41$
-1	$-9,53 \pm 0,2$	$-4,22 \pm 0,2$	$-4,01 \pm 0,2$	$1,04 \pm 0,42$
Laser-Impuls				
1	$18,31 \pm 0,2$	$23,35 \pm 0,2$	$24,93 \pm 0,2$	$1,31 \pm 0,52$
2	$46,16 \pm 0,2$	$51,34 \pm 0,2$	$55,62 \pm 0,2$	$1,80 \pm 0,72$

Tabelle 5.1: Auswertungsdaten von Shot 31-I. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shots wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 5,13 \pm 0,2 ns$. Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot, $\Delta t_{CP} = 0,15 \pm 0,2 ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,03 \pm 0,41$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.3).

Für den ersten Bunch, nach Erfolg des Laser-Impulses, ergibt sich der Energieverlust in kaltem Schaum zu $\frac{dE}{dx}_{C1} = 5,94 \pm 1,19 \frac{MeV}{mm}$ und der Energieverlust im Plasma zu $\frac{dE}{dx}_{P1} = 7,77 \pm 1,55 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor beträgt $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,31 \pm 0,52$. Für den zweiten Bunch gilt $\frac{dE}{dx}_{C2} = 6,11 \pm 1,22 \frac{MeV}{mm}$, $\frac{dE}{dx}_{P2} = 11,00 \pm 2,20 \frac{MeV}{mm}$ und $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,80 \pm 0,72$.

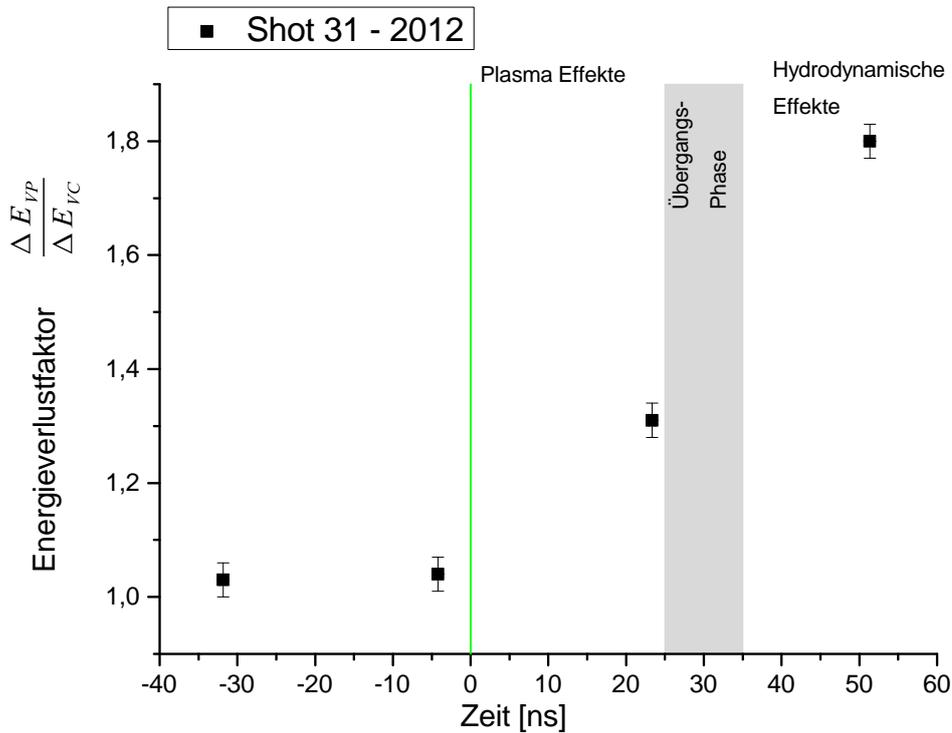


Abbildung 5.3: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 31-I.

Die erhaltenen Messdaten stimmen mit den theoretischen Erwartungswerten und den Ergebnissen aus der Bachelorarbeit überein. Es lässt sich erkennen, dass der Ionenstrahl durch die freien Elektronen im Plasma einen höheren Energieverlust erfährt. Nach $25 - 35\text{ns}$ sind hydrodynamische Effekte im Plasma zu erwarten, die die Massendichte-Verteilung des Plasmas beeinflussen. Dementsprechend erfährt der zweite Mikrobunch, $51,34\text{ns}$ nach Erfolg des Laser-Impulses, einen erhöhten Energieverlust.

Shot 35-I

Es wurde der TAC-Schaum der Klassifizierungsnummer TAC_C18_3, der Dichte $\rho = 2\frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$ und der Dicke $d = 0,9\text{mm}$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,75\text{mm}$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 150\text{J}$.

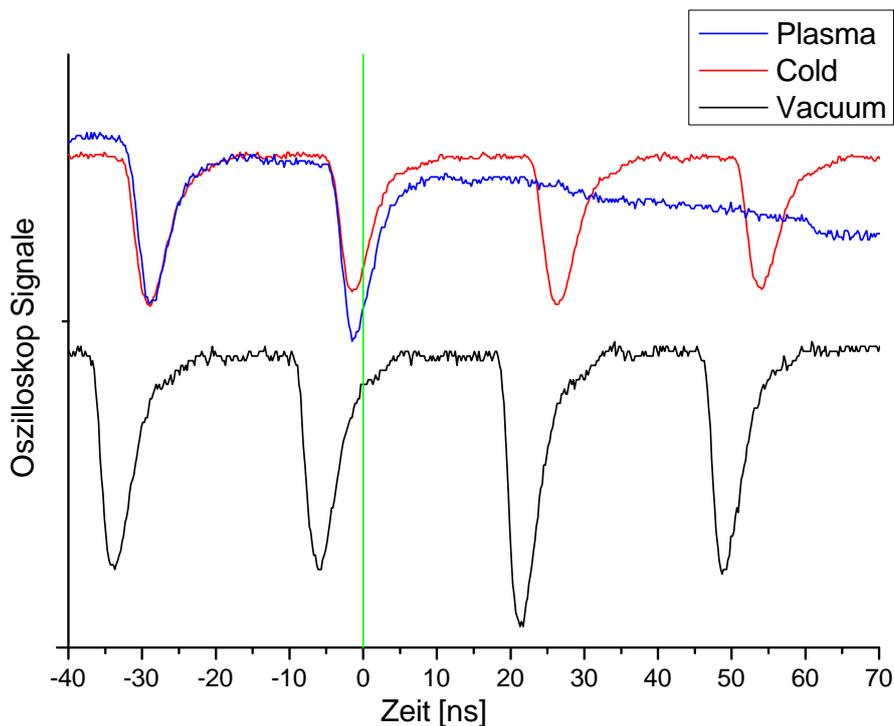


Abbildung 5.4: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 35-I mit TAC-Schaum Nummer TAC_C18_3 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale von Vacuum- und Cold-Shot deutlich zu erkennen sind, die Signale des Plasma-Shots nach erfolgtem Laser-Impuls sind jedoch nicht auszumachen (Abbildung 5.4). Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot (Abbildung 5.5):

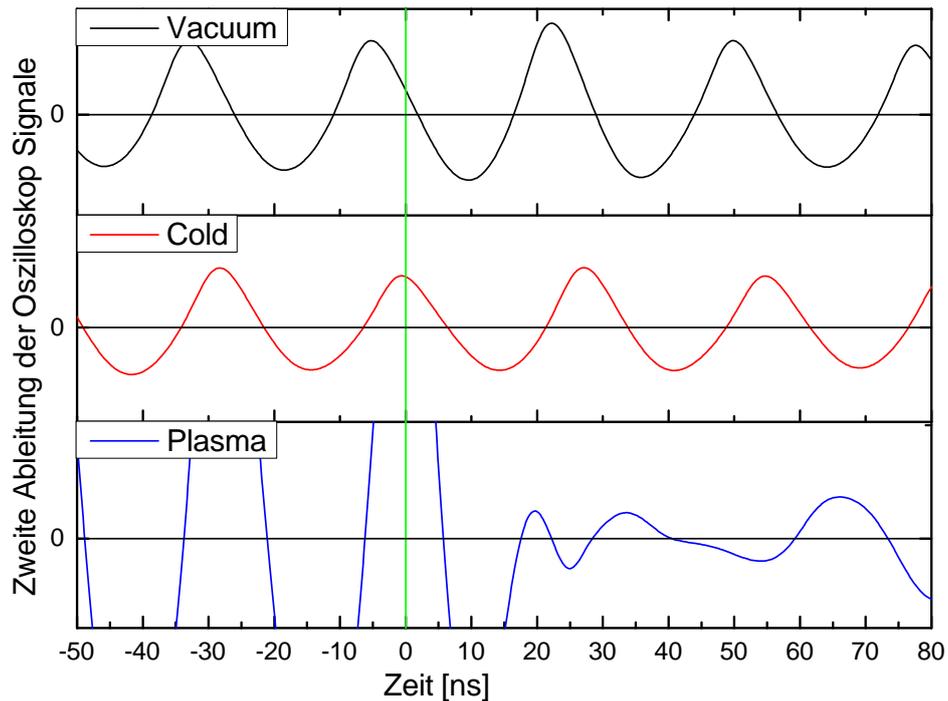


Abbildung 5.5: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 35-I mit TAC-Schaum Nr. TAC_C18_3 als Target.

Die Anwendung des Savitzky-Golay-Filterverfahrens ermöglicht die Extrapolierung der Messdaten, durch die sich für den Plasma-Shot Mikrobunch-Signale erkennen lassen. Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 28,10ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde ein Mikrobunch im kalten Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 21,34ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

In die folgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlust-Faktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen (Tabelle 5.2):

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-38,75 \pm 0,2$	$-34,28 \pm 0,2$	$-34,14 \pm 0,2$	$1,03 \pm 0,41$
-1	$-10,75 \pm 0,2$	$-6,59 \pm 0,2$	$-6,59 \pm 0,2$	$1,00 \pm 0,40$
Schuss				
1	$16,06 \pm 0,2$	$21,34 \pm 0,2$	$27,80 \pm 0,2$	$2,17 \pm 0,87$
2	$44,06 \pm 0,2$	$48,64 \pm 0,2$	$59,01 \pm 0,2$	$3,14 \pm 1,26$

Tabelle 5.2: Auswertungsdaten von Shot 35-I. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shots wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shots ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 4,58 \pm 0,2 ns$. Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shots, $\Delta t_{CP} = -0,01 \pm 0,2 ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,00 \pm 0,40$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.6).

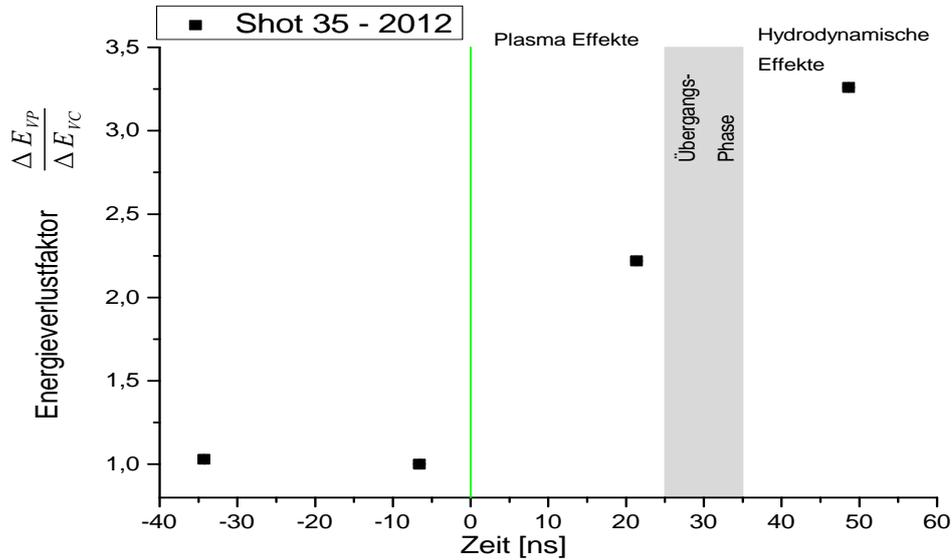


Abbildung 5.6: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 35-I.

Für den ersten Bunch, nach Erfolg des Laser-Impulses, ergibt sich der Energieverlust in kaltem Schaum zu $\frac{dE}{dx}_{C1} = 6,23 \pm 1,25 \frac{MeV}{mm}$. Im Plasma ergibt sich der Energieverlust zu $\frac{dE}{dx}_{P1} = 13,52 \pm 2,70 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor beträgt $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 2,17 \pm 0,87$.

Für den zweiten Bunch beträgt der Energieverlust im kalten Schaum $\frac{dE}{dx}_{C2} = 5,42 \pm 1,08 \frac{MeV}{mm}$ und im Plasma $\frac{dE}{dx}_{P2} = 17,03 \pm 3,41 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor ergibt sich zu $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 3,14 \pm 1,26$.

Die Energieverluste im Plasma sind höher als erwartet. Ursache sind die nicht zu erkennenden Messsignale des Plasma-Shots, die vom Rauschen nicht zu unterscheiden sind. Auch eine Glättung mittels Savitzky-Golay-Filterverfahren ermöglichte keine Differenzierung, da sich das Verfahren an den größten Ausschlägen eines Messbereichs orientiert, die in diesem Fall zum Rauschen gehören.

Durch Betrachtung dieses Shots lässt sich erkennen, dass die angewandten Analyse- und Glättungsverfahren für sehr geringe Signal-Rausch-Verhältnisse an seine Grenzen tritt.

Shot 36-I

Ein TAC-Schaum der Klassifizierungsnummer TAC.C18.2, der Dichte $\rho = 2 \frac{mg}{cm^3}$ und der Dicke $d = 0,8mm$ wurde verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,75mm$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 145J$.

Die Messsignale von Vacuum- und Cold-Shot sind deutlich zu erkennen (Abbildung 5.7). Das Signal des Plasma-Shots ist vergleichsweise schwach, hebt sich aber immer noch vom Rauschen ab. Die Form der Signale lässt sich jedoch kaum ausmachen. Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot: (Abbildung 5.8)

Die Rahmenbedingungen dieses Shots entsprechen denen des zugrunde liegenden Bachelor-Experimentes. Der Laser-Impuls erfolgte diesmal außerhalb eines Mikrobunches und lässt sich daher einwandfrei zuordnen. Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 26,61ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde ein Mikrobunch im kalten

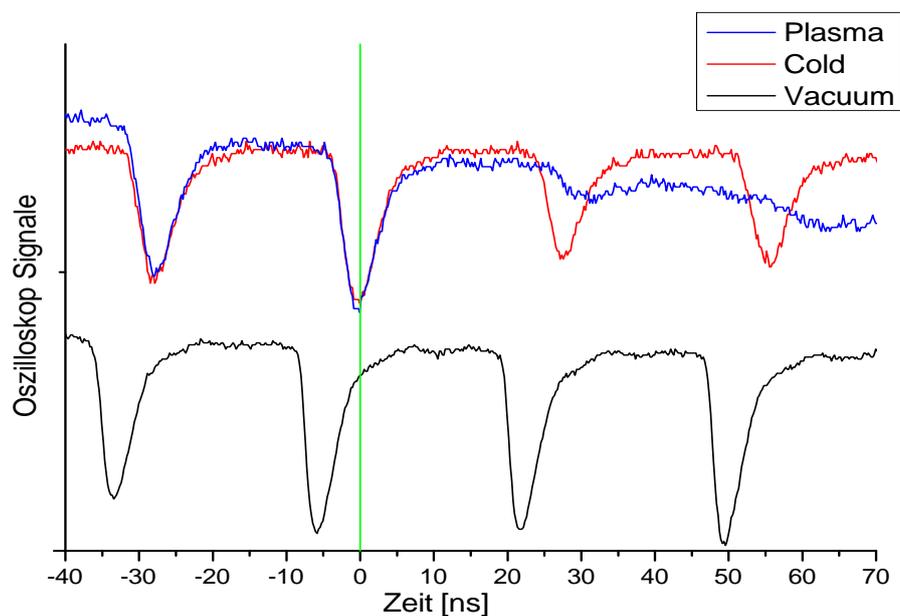


Abbildung 5.7: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 36-I mit TAC-Schaum Nummer TAC_C18_2 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

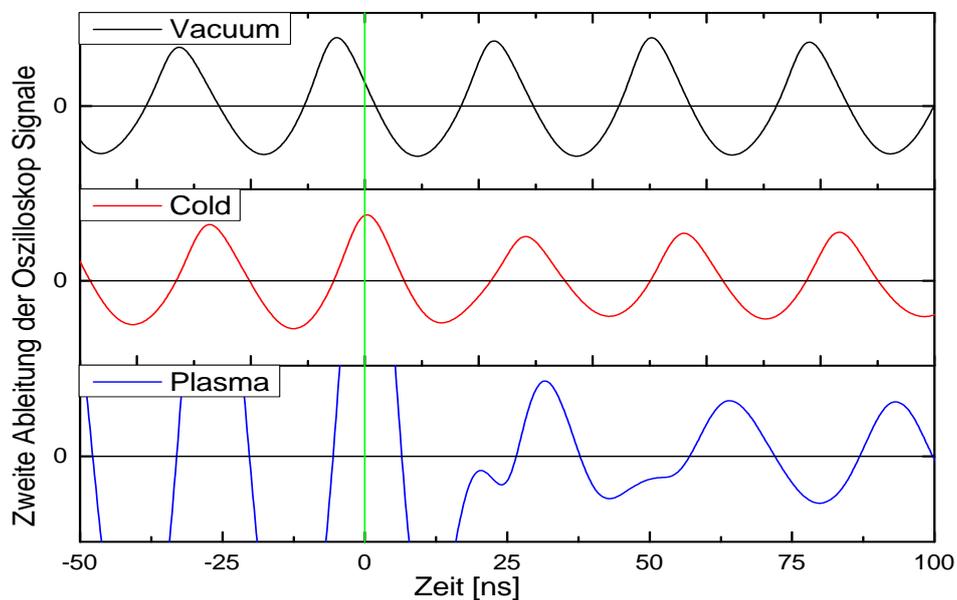


Abbildung 5.8: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 36-I mit TAC-Schaum Nr. TAC_C18_2 als Target.

Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 22,22ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

In die folgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlustfaktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen (Tabelle 5.3):

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-38,46 \pm 0,2$	$-33,06 \pm 0,2$	$-32,98 \pm 0,2$	$1,01 \pm 0,41$
-1	$-10,61 \pm 0,2$	$-5,43 \pm 0,2$	$-5,52 \pm 0,2$	$0,98 \pm 0,39$
Schuss				
1	$16,76 \pm 0,2$	$22,22 \pm 0,2$	$26,61 \pm 0,2$	$1,77 \pm 0,71$
2	$44,82 \pm 0,2$	$50,12 \pm 0,2$	$57,26 \pm 0,2$	$2,29 \pm 0,92$

Tabelle 5.3: Auswertungsdaten von Shot 36-I. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shot wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 5,42 \pm 0,2ns$.

Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot $\Delta t_{CP} = 0,20 \pm 0,2ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,04 \pm 0,42$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.9).

Für den ersten Bunch, nach Erfolg des Laser-Impulses, ergibt sich der Energieverlust in kaltem Schaum zu $\frac{dE}{dx}_{C1} = 6,44 \pm 1,29 \frac{MeV}{mm}$ und im Plasma zu $\frac{dE}{dx}_{P1} = 11,43 \pm 2,29 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor beträgt $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,77 \pm 0,71$.

Für den zweiten Bunch gilt $\frac{dE}{dx}_{C1} = 6,25 \pm 1,25 \frac{MeV}{mm}$, $\frac{dE}{dx}_{P2} = 14,29 \pm 2,86 \frac{MeV}{mm}$ und $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 2,29 \pm 0,92$.

Die erhaltenen Messdaten stimmen mit den theoretischen Erwartungswerten und den Ergebnissen aus der Bachelorarbeit überein. Es lässt sich erkennen, dass der Ionenstrahl durch die freien Elektronen im Plasma einen höheren Energieverlust

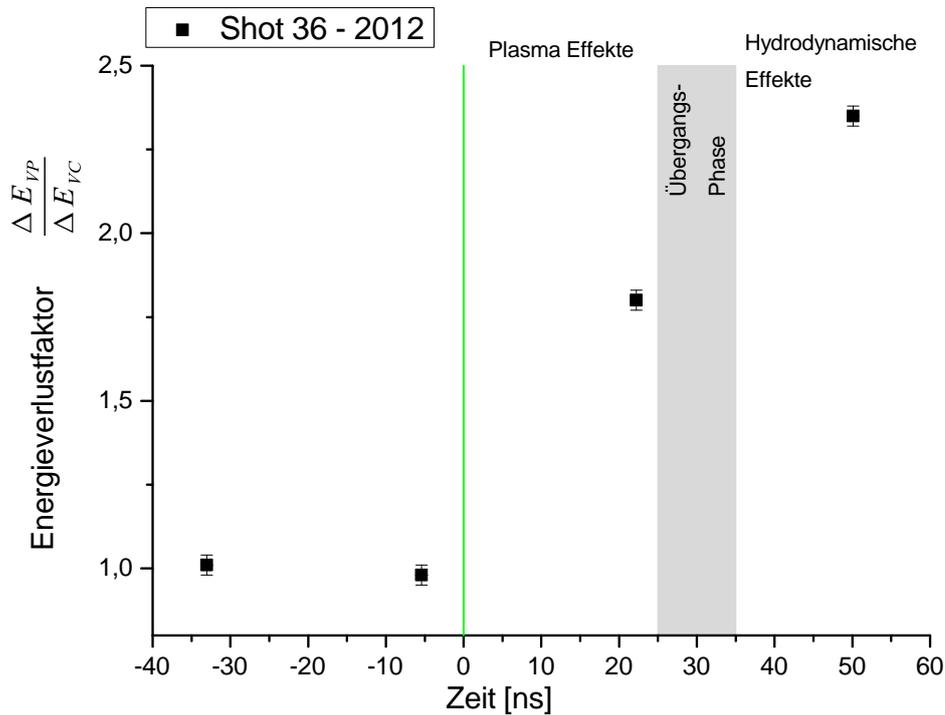


Abbildung 5.9: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 36-I.

erfährt. Nach $25 - 35\text{ns}$ sind hydrodynamische Effekte im Plasma zu erwarten, die die Massendichte-Verteilung des Plasmas beeinflussen. Dementsprechend erfährt der zweite Mikrobunch, $50,12\text{ns}$ nach Erfolg des Laser-Impulses, einen erhöhten Energieverlust.

5.1.2 Energieverlust in TAC3-Schäumen

Nachdem die Analyseverfahren verifiziert und unter gleichen Bedingungen alte Messergebnisse reproduziert wurden, werden in diesem Abschnitt die TAC-Schäume der Dichte $\rho_{TAC3} = 3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ betrachtet.

Shot 38-I

Es wurde der TAC-Schaum der Klassifizierungsnummer TAC_2_1, der Dichte $\rho = 3 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$ und der Dicke $d = 0,9\text{mm}$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,75\text{mm}$ unterhalb des Gold-

Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 160J$.

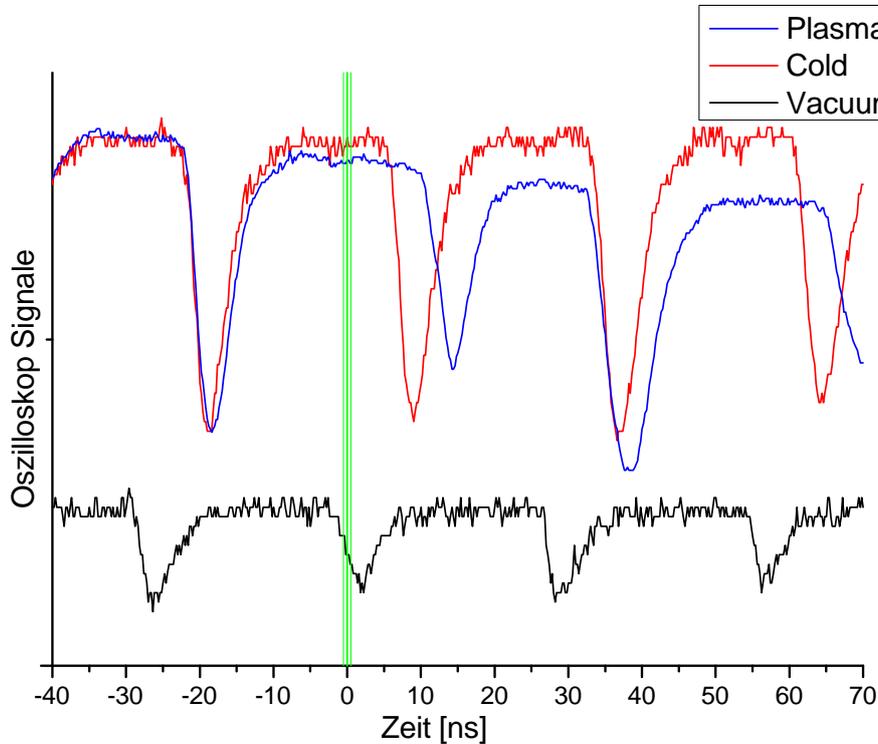


Abbildung 5.10: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 38-I mit TAC-Schaum Nummer TAC_2.1 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale für Cold- und Plasma-Shot deutlich zu erkennen sind. (Abbildung 5.10) Der Vacuum-Shot ist schwach und verrauscht, seine Signale und seine Form sind aber immer noch erkennbar. Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot: (Abbildung 5.11)

Bei Shot 38-I wurde ein Triacelat-Cellulose-Schaum der Dichte $3 \frac{mg}{cm^3}$ verwendet, wobei zusätzlich eine Messung im 5ns-Bereich nach Erzeugung des Plasmas erfolgte. Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 9,50ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde ein Mikrobunch im kalten Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 3,98ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

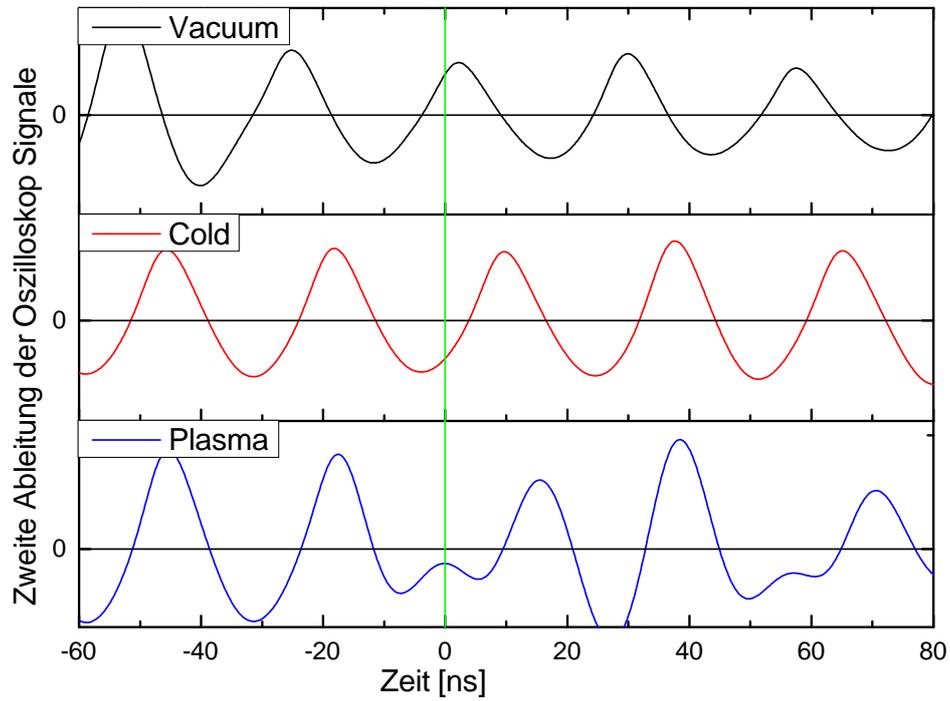


Abbildung 5.11: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten für Shot 38-I mit TAC-Schaum Nr. TAC_2.1 als Target.

In die nachfolgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen den einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlustfaktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen (Tabelle 5.4):

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-58,34 \pm 0,2$	$-51,42 \pm 0,2$	$-51,33 \pm 0,2$	$1,01 \pm 0,41$
-1	$-31,71 \pm 0,2$	$-23,94 \pm 0,2$	$-23,58 \pm 0,2$	$1,04 \pm 0,42$
Schuss				
1	$-3,81 \pm 0,2$	$3,98 \pm 0,2$	$9,50 \pm 0,2$	$1,67 \pm 0,67$
2	$24,09 \pm 0,2$	$31,90 \pm 0,2$	$32,71 \pm 0,2$	$1,10 \pm 0,44$

Tabelle 5.4: Auswertungsdaten von Shot 38-I. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shots wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 7,45 \pm 0,2ns$.

Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot $\Delta t_{CP} = 0,24 \pm 0,2ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,03 \pm 0,41$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.12):

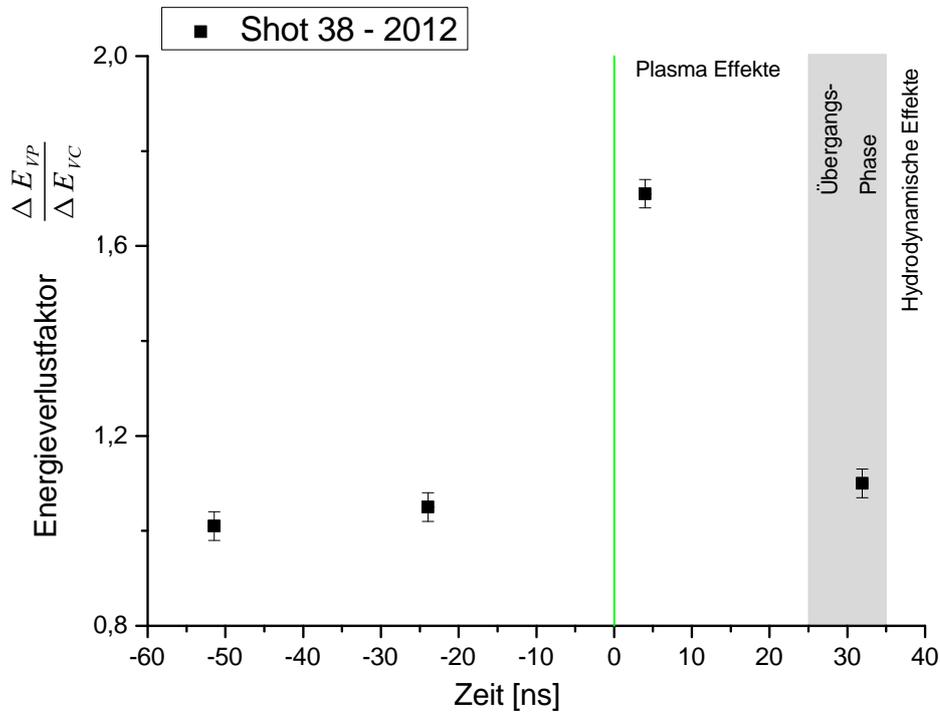


Abbildung 5.12: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 38-I

Für den ersten Bunch, nach Erfolg des Laser-Impulses, ergibt sich der Energieverlust in kaltem Schaum zu $\frac{dE}{dx}_{C1} = 9,10 \pm 1,82 \frac{MeV}{mm}$ und im Plasma zu $\frac{dE}{dx}_{P1} = 15,24 \pm 3,05 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor beträgt $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,67 \pm 0,67$.

Für den zweiten Bunch gilt $\frac{dE}{dx}_{C1} = 9,11 \pm 1,82 \frac{MeV}{mm}$, $\frac{dE}{dx}_{P2} = 10,04 \pm 2,01 \frac{MeV}{mm}$ und $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,10 \pm 0,44$.

Der erste Mikrobunch nach Erzeugung des Plasmas entspricht im Rahmen des Messfehlers den theoretischen Erwartungen. Das bedeutet, der Ionenstrahl erfährt, im Vergleich zu einem TAC2-Schaum, einen geringeren Energieverlust beim Passieren des Plasmas, da der dichtere TAC3-Schaum sich schwerer erhitzen lässt und somit weniger freie Elektronen freisetzt.

Für den zweiten Bunch erfahren die Ionen eine Beschleunigung und der gemessene Energieverlust im Plasma ist geringer als beim vergleichbaren Cold-Shot, was den Erwartungen nicht entspricht. Dies lässt sich dadurch erklären, dass das Plasma nach 25 – 35ns durch hydrodynamische Effekte beeinflusst wird. Die Massendichteverteilung des Plasmas im Wechselwirkungsvolumen des Ionenstrahls ist nicht mehr homogen.

Shot 39-I

Es wurde der TAC-Schaum der Klassifizierungsnummer TAC_2_8, der Dichte $\rho = 3 \frac{mg}{cm^3}$ und der Dicke $d = 0,9mm$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,75mm$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 153J$.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale gut zu erkennen sind (Abbildung 5.13). Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot: (Abbildung 5.14)

Shot 39-I verwendete erneut einen TAC3-Schaum, die Messung der Energieverluste im Plasma erfolgte aber bereits im 4 Nanosekunden-Bereich nach Erzeugung des Plasmas.

Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 6,56ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde ein Mikrobunch im kalten Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 4,17ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

In die folgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlustfaktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen: (Tabelle 5.5)

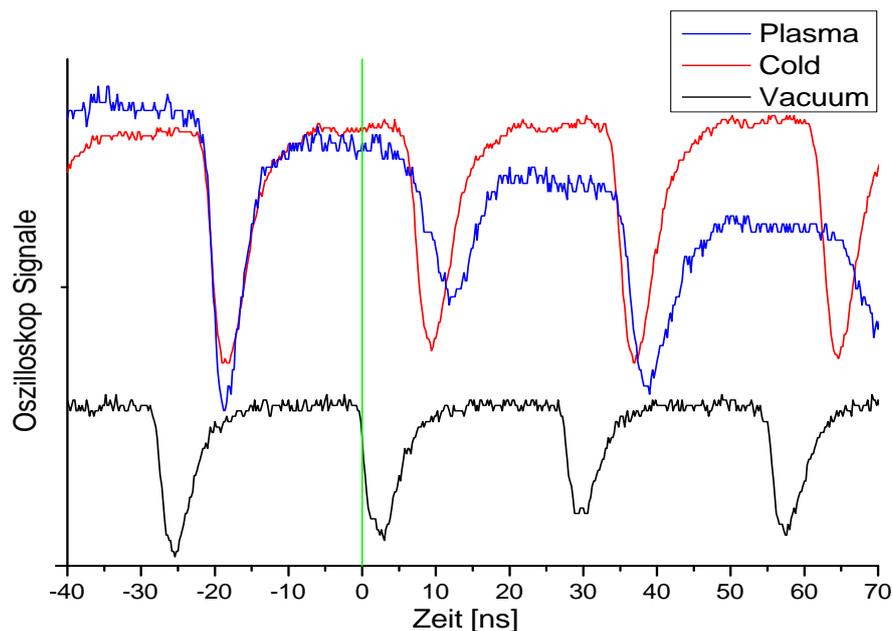


Abbildung 5.13: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 39-I mit TAC-Schaum Nummer TAC_2.8 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

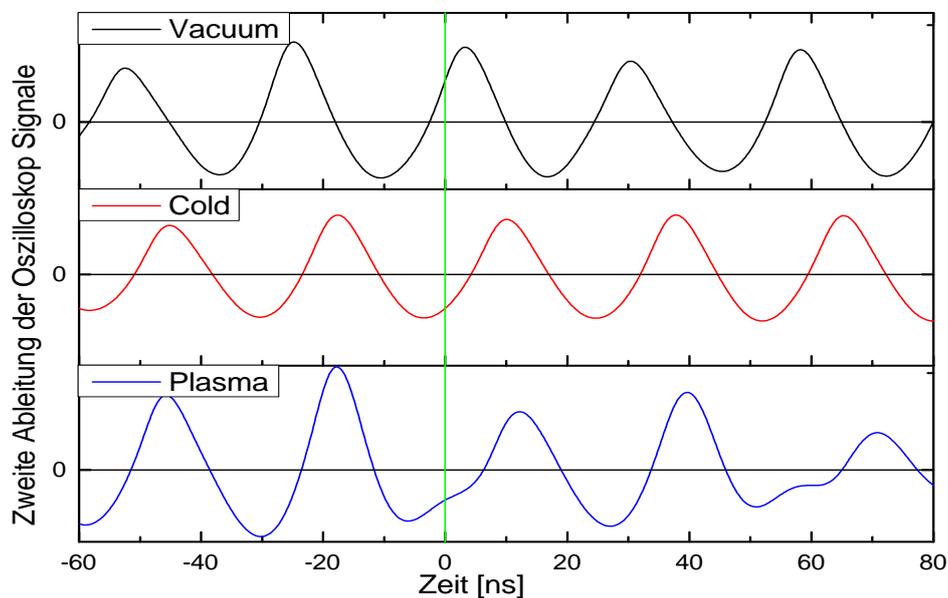


Abbildung 5.14: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 39-I mit TAC-Schaum Nr. TAC_2.8 als Target.

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-58,36 \pm 0,2$	$-51,53 \pm 0,2$	$-51,62 \pm 0,2$	$0,99 \pm 0,39$
-1	$-30,56 \pm 0,2$	$-23,92 \pm 0,2$	$-23,67 \pm 0,2$	$1,04 \pm 0,42$
Schuss				
1	$-2,75 \pm 0,2$	$3,97 \pm 0,2$	$6,56 \pm 0,2$	$1,37 \pm 0,55$
2	$24,62 \pm 0,2$	$31,66 \pm 0,2$	$33,50 \pm 0,2$	$1,25 \pm 0,50$

Tabelle 5.5: Auswertungsdaten von Shot 39-I. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shot wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 6,94 \pm 0,2ns$. Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot $\Delta t_{CP} = 0,04 \pm 0,2ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,00 \pm 0,40$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.15):

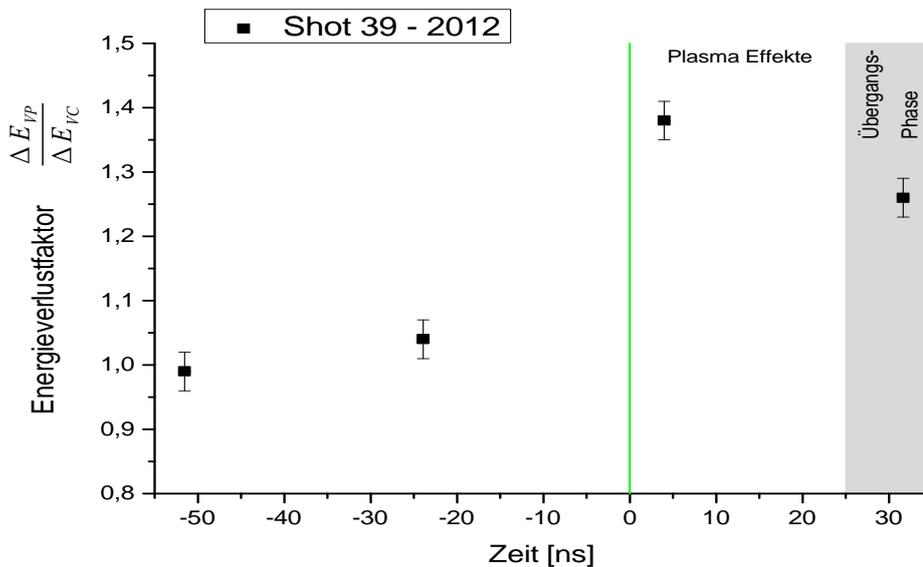


Abbildung 5.15: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 39-I.

Für den ersten Bunch, nach Erfolg des Laser-Impulses, ergibt sich der Energieverlust in kaltem Schaum zu $\frac{dE}{dx}_{C1} = 7,88 \pm 1,58 \frac{MeV}{mm}$ und im Plasma zu $\frac{dE}{dx}_{P1} = 10,82 \pm 2,16 \frac{MeV}{mm}$. Der Energieverlustfaktor beträgt $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,37 \pm 0,55$.

Für den zweiten Bunch gilt $\frac{dE}{dx}_{C1} = 8,25 \pm 1,65 \frac{MeV}{mm}$, $\frac{dE}{dx}_{P2} = 10,33 \pm 2,07 \frac{MeV}{mm}$ und $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,25 \pm 0,50$.

Die erhaltenen Messdaten stimmen für den ersten Mikrobunch, $6,56ns$ nach Erfolg des Laser-Impulses, mit den theoretischen Erwartungswerten überein.

Im zweiten Mikrobunch, der nach $33,50ns$ erfolgte, sind die Energieverlustwerte nicht mehr mit den theoretischen Erwartungswerten vergleichbar. Ursache hierfür sind hydrodynamische Effekte, die nach $25 - 35ns$ im Plasma auftreten und dessen Massendichteverteilung beeinflussen.

5.2 Messungen des zweiten Experimentteils

Im zweiten Teil des Master-Experiments wurden TAC-Schäume mit $3 \frac{mg}{cm^3}$ -Dichte als Standardtarget verwendet. Die Messungen konzentrierten sich auf den 5 Nanosekunden-Zeitbereich nach Plasmaerzeugung, hierzu wurde eine Ionenfrequenz von $108MHz$ verwendet, aus der sich ein Zeitabstand zwischen den Mikrobunchen von $9ns$ ergibt.

Für den Ionenstrahl wurden Titan-50-Isotope mit einer Energie von $4,77 \frac{MeV}{u}$ verwendet. Die Maße des Gold-Hohlraums sind $1,8mm \times 1,3mm$.

Im Plasmazustand verfügt der Schaum über eine Temperatur von bis zu $T_{Plasma} = 25eV$ mit einer Planck'schen Spektralverteilung des Plasmastrahlungsfeldes und eine Elektronendichte von $n_e \approx 10^{21} cm^{-3}$. Dieses Plasma bleibt über einen Zeitraum von $t = 5 - 30ns$ hydrodynamisch stabil.

5.2.1 Energieverlust in TAC-2 Schäumen

Die Verwendung eines TAC-Schaumes der Dichte $\rho_{TAC2} = 2 \frac{g}{cm^3}$ in Kombination mit einer Ionenfrequenz von $108MHz$ ermöglicht die detaillierte Betrachtung der Energieverluste der Titan-Ionen, die durch die Plasma Effekte des ionisierten Schaumes beeinflusst werden. Des weiteren lässt sich das Ausbreitungsverhalten der Röntgenwellen in einem TAC2-Schaum bestimmen. Dies liefert ergänzende Daten für den

ersten Teil des Experimentes und ermöglicht ein besseres Verständnis der Heizprozesse im verwendeten Target.

Shot 31-II

Es wurde der TAC-Schaum der Klassifizierungsnummer C17.3_2012, der Dichte $\rho = 2 \frac{mg}{cm^3}$ und der Dicke $d = 1,0mm$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 1,00mm$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 139J$.

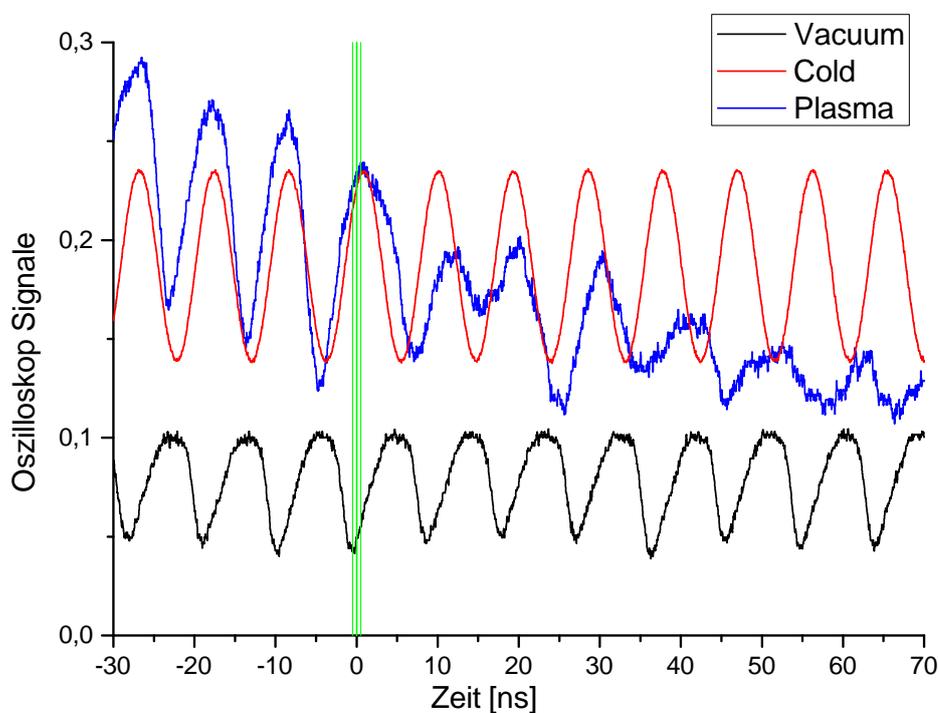


Abbildung 5.16: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 31-II mit TAC-Schaum Nummer C17.3_2012 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale deutlich zu erkennen sind (Abbildung 5.16). Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot (Abbildung 5.17):

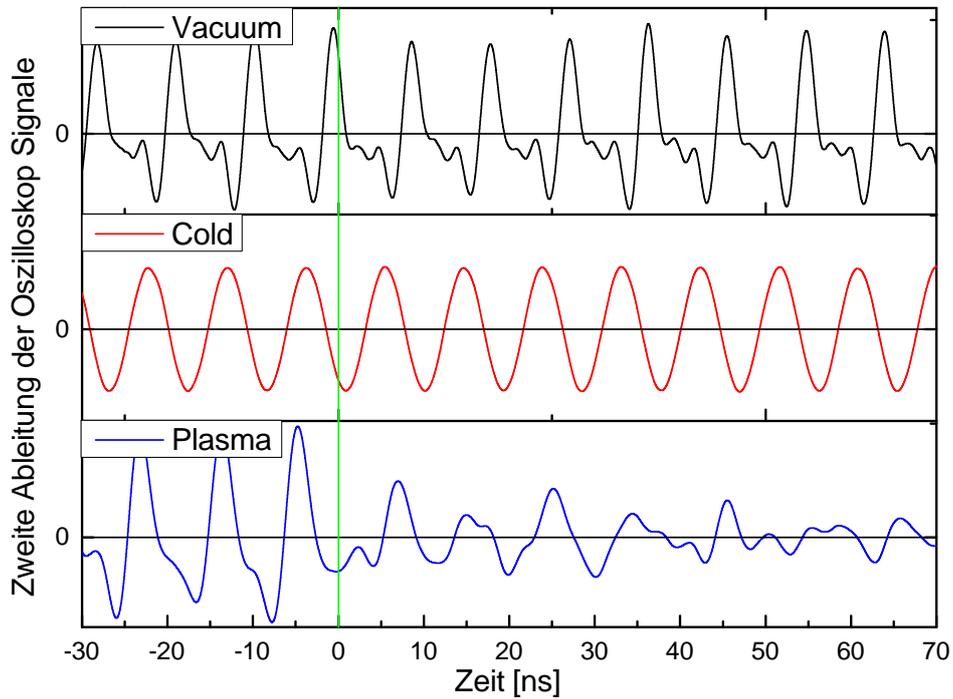


Abbildung 5.17: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 31-II mit TAC-Schaum Nr. C17_3_2012 als Target.

Shot 31-II bietet einen Vergleich zu den Auswertungen von TAC2-Schäumen aus der Bachelor- und dem ersten Teil dieser Masterarbeit. Im Rahmen der höheren Ionenfrequenz erfolgt ein Mikrobunch bereits 3,18ns nach Erfolg des Laser-Impulses. Des weiteren lassen sich im Zeitraum von 0 – 25ns nach Plasmaerzeugung vier Messungen zum Energieverlust durchführen.

Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 5,33ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise befindet sich ein Mikrobunch im kalten Target in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Cold} = 3,18ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses.

In die nachfolgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen den einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlustfaktor von Plasma zu kalter Materie eingetragen: (Tabelle 5.6)

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-20,22 \pm 0,2$	$-15,25 \pm 0,2$	$-15,25 \pm 0,2$	$1,00 \pm 0,40$
-1	$-10,94 \pm 0,2$	$-6,13 \pm 0,2$	$-6,30 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,39$
Schuss				
1	$-1,82 \pm 0,2$	$3,18 \pm 0,2$	$5,33 \pm 0,2$	$1,42 \pm 0,57$
2	$7,31 \pm 0,2$	$12,30 \pm 0,2$	$13,60 \pm 0,2$	$1,25 \pm 0,40$
3	$16,43 \pm 0,2$	$21,75 \pm 0,2$	$23,08 \pm 0,2$	$1,24 \pm 0,50$
4	$25,87 \pm 0,2$	$30,87 \pm 0,2$	$32,53 \pm 0,2$	$1,32 \pm 0,53$
5	$34,99 \pm 0,2$	$40,16 \pm 0,2$	$44,12 \pm 0,2$	$1,74 \pm 0,70$
6	$44,12 \pm 0,2$	$49,28 \pm 0,2$	$54,24 \pm 0,2$	$1,93 \pm 0,77$
7	$53,59 \pm 0,2$	$58,40 \pm 0,2$	$64,37 \pm 0,2$	$2,19 \pm 0,88$

Tabelle 5.6: Auswertungsdaten von Shot 31-II. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shot wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 5,02 \pm 0,2ns$.

Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot $\Delta t_{CP} = 0,11 \pm 0,2ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 0,98 \pm 0,39$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.18).

Die dazugehörigen Messwerte, nach Erzeugung des TAC-Plasmas, werden in Tabellenform aufgestellt: (Tabelle 5.7)

Betrachtung der Messdaten in Tabellen- und Graphen-Form zeigt, dass die erhaltenen Messdaten mit den theoretischen Erwartungswerten und den Ergebnissen aus vorherigen Messungen übereinstimmen. Ausnahme ist der erste Bunch nach Erzeugung des Plasmas, welcher einen vergleichsweise hohen Energieverlustwert aufweist. Die restlichen Energieverlustwerte entsprechen den Erwartungen. Es lässt sich davon ausgehen, dass die Abweichung vom ersten Mikrobunch auf Messungenauigkeit zurückzuführen ist.

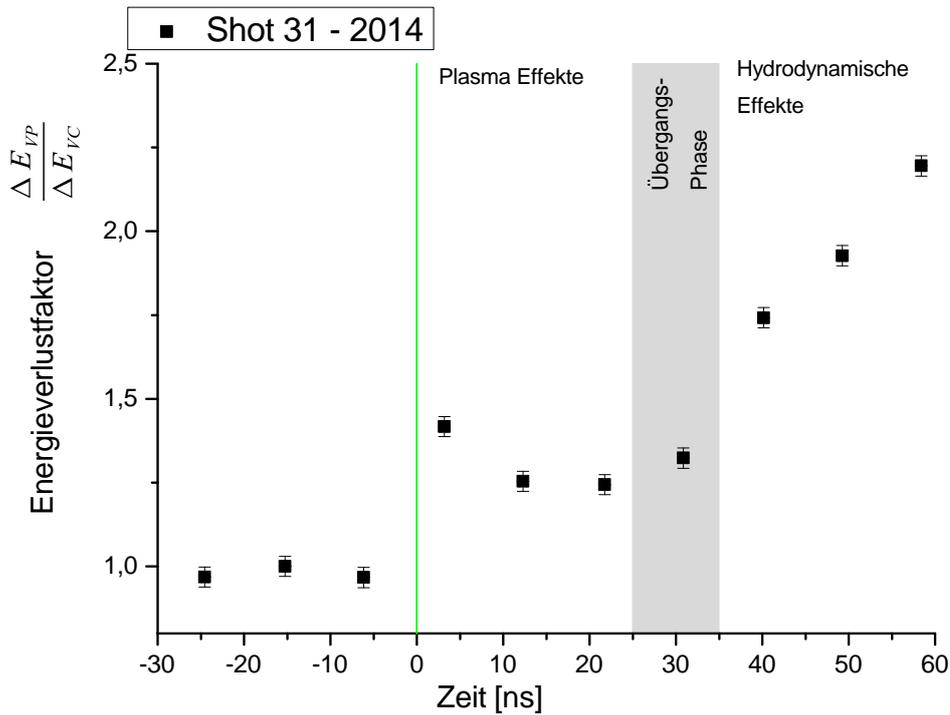


Abbildung 5.18: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 31-II

Bunch	1	2	3	4	5	6	7
$\frac{dE}{dx_C}$	5,90	5,90	6,28	5,90	6,09	6,09	5,68
$\frac{dE}{dx_P}$	8,36	7,40	7,81	7,81	10,61	11,73	12,46
$\frac{dE_{VP}}{dE_{VC}}$	1,42	1,25	1,24	1,32	1,74	1,93	2,19

Tabelle 5.7: Energieverluste des Ionenstrahls in kaltem Schaum $\frac{dE}{dx_C}$ und TAC-Plasma $\frac{dE}{dx_P}$ sowie der Energieverlustfaktor $\frac{dE_{VP}}{dE_{VC}}$ für sieben Mikrobunche nach Erfolg des Laser-Impulses. Die Energieverluste haben die Einheit $\frac{MeV}{mm}$ und eine Fehlerabweichung von circa 20%. Der Energieverlustfaktor ist einheitslos und verfügt über eine Fehlerabweichung von circa 40%.

5.2.2 Energieverlust in TAC-3 Schäumen

Die Energieverluste, die Titan-Ionen beim Passieren eines TAC-Schaumes der Dichte $\rho_{TAC3} = 3 \frac{g}{cm^3}$ mit Schwerpunkt auf dem Zeitraum von 0 – 5 ns nach Plasmaerzeugung erfahren, werden in diesem Abschnitt betrachtet. Zudem lässt sich das Ausbreitungsverhalten der Röntgenwellen in einem TAC3-Schaum bestimmen.

Shot 32-II

Es wurde TAC-Schaum der Klassifizierungsnummer 1_1_2014, der Dichte $\rho = 3 \frac{mg}{cm^3}$ und der Dicke $d = 1,0mm$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,75mm$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 128J$.

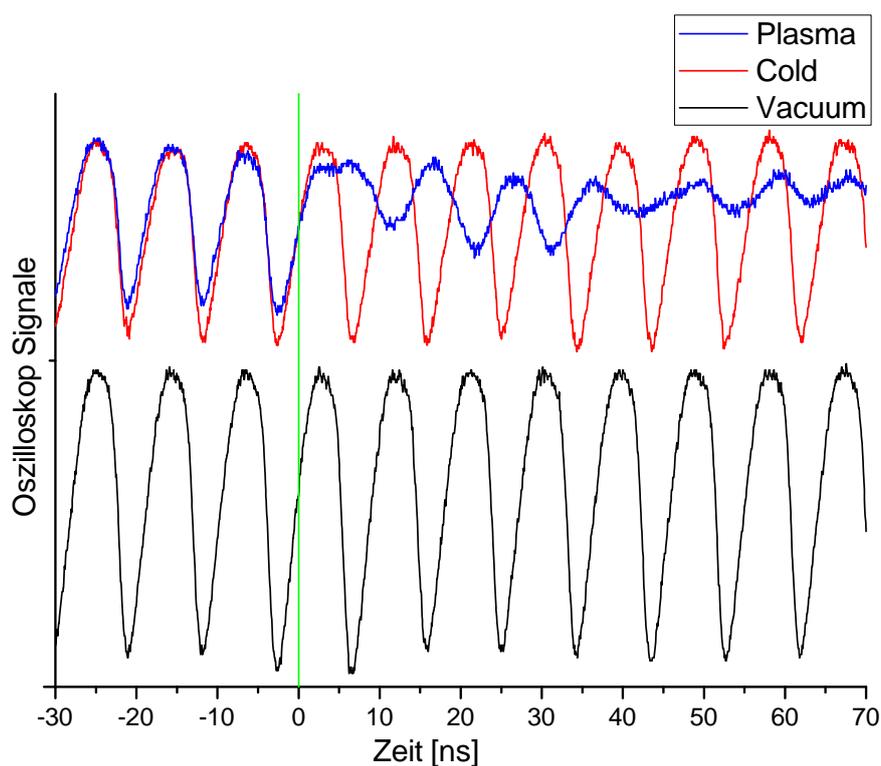


Abbildung 5.19: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 32-II mit TAC-Schaum Nummer 1_1_2014 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale deutlich zu erkennen sind (Abbildung 5.19). Jedoch ist eine starke Verschiebung des ersten Plasma-Mikrobunches nach Laser-Impuls zu erkennen.

Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot (Abbildung 5.20):

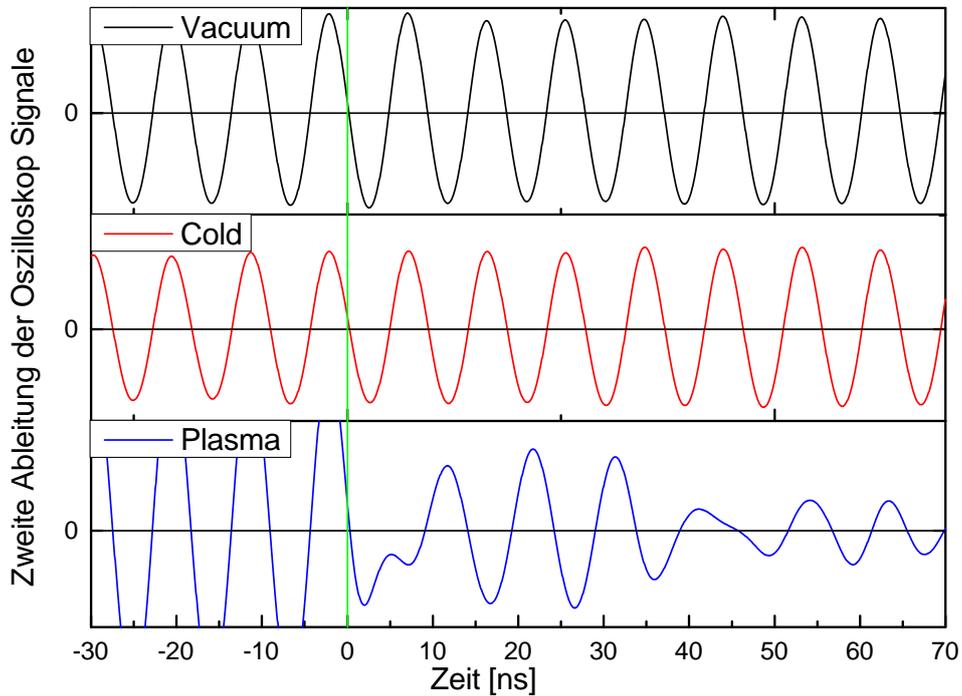


Abbildung 5.20: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten für Shot 32-II mit TAC-Schaum Nr. 1.1.2014 als Target.

Shot 32-II verfügt über deutliche Bunch-Signale, aus denen ersichtlich wird, dass der Ionenstrahl im Plasma einen zusätzlichen Energieverlust erfährt. Er liefert einen Vergleich zum ersten Teil des Masterexperimentes.

Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 8,81ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde ein Mikrobunch im kalten Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 4,94ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

In die nachfolgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlustfaktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen: (Tabelle 5.8)

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 9,25 \pm 0,2ns$.

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-22,93 \pm 0,2$	$-13,61 \pm 0,2$	$-13,61 \pm 0,2$	$1,00 \pm 0,40$
-1	$-13,61 \pm 0,2$	$-4,34 \pm 0,2$	$-4,34 \pm 0,2$	$1,00 \pm 0,40$
Schuss				
1	$-4,34 \pm 0,2$	$4,94 \pm 0,2$	$8,81 \pm 0,2$	$1,40 \pm 0,56$
2	$4,94 \pm 0,2$	$14,03 \pm 0,2$	$19,26 \pm 0,2$	$1,55 \pm 0,62$
3	$14,03 \pm 0,2$	$23,31 \pm 0,2$	$29,14 \pm 0,2$	$1,59 \pm 0,64$
4	$23,31 \pm 0,2$	$32,63 \pm 0,2$	$38,80 \pm 0,2$	$1,59 \pm 0,64$
5	$32,63 \pm 0,2$	$41,71 \pm 0,2$	$51,37 \pm 0,2$	$1,99 \pm 0,80$
6	$41,71 \pm 0,2$	$50,99 \pm 0,2$	$61,26 \pm 0,2$	$2,03 \pm 0,81$
7	$50,99 \pm 0,2$	$60,27 \pm 0,2$	$69,74 \pm 0,2$	$1,95 \pm 0,78$

Tabelle 5.8: Auswertungsdaten von Shot 32-II. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shot wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{Plasma}}{\Delta E_{Kalt}}$ angegeben.

Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot $\Delta t_{CP} = -0,08 \pm 0,2ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,00 \pm 0,40$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.21).

Die dazugehörigen Messwerte, nach Erzeugung des TAC-Plasmas, ergeben sich zu (Tabelle 5.9):

Bunch	1	2	3	4	5	6	7
$\frac{dE}{dx_C}$	10,78	10,57	10,78	10,82	10,57	10,78	10,78
$\frac{dE}{dx_P}$	15,06	16,34	17,19	17,60	21,06	21,90	21,06
$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$	1,40	1,55	1,59	1,59	1,99	2,03	1,95

Tabelle 5.9: Energieverluste des Ionenstrahls in kaltem Schaum $\frac{dE}{dx_C}$ und TAC-Plasma $\frac{dE}{dx_P}$ sowie der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ für sieben Mikrobunche nach Erfolg des Laser-Impulses. Die Energieverluste haben die Einheit $\frac{MeV}{mm}$ und eine Fehlerabweichung von circa 20%. Der Energieverlustfaktor ist einheitslos und verfügt über eine Fehlerabweichung von circa 40%.

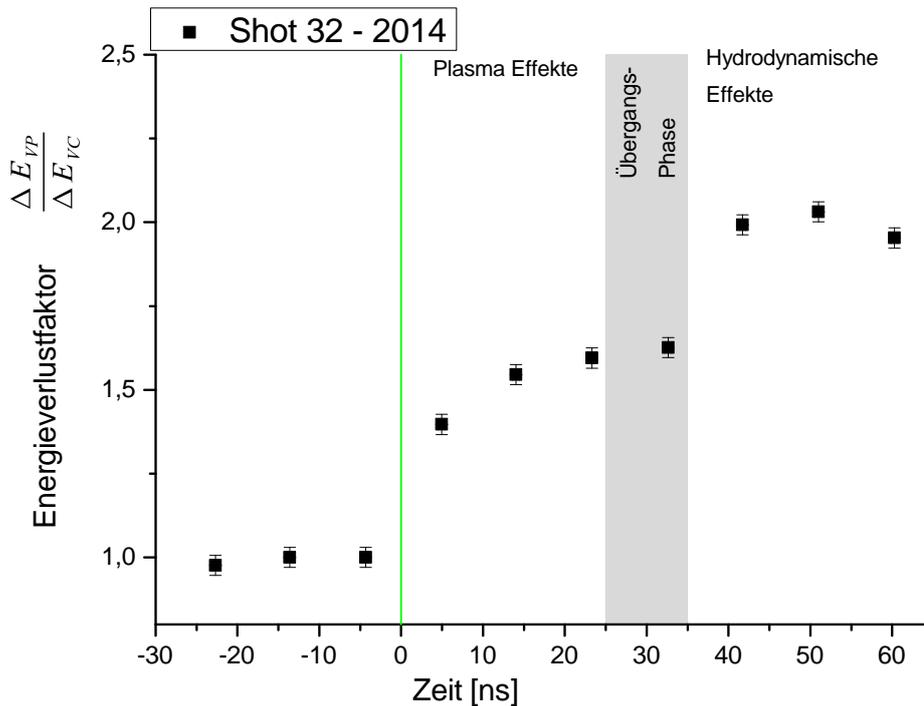


Abbildung 5.21: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 32-II

Der ausgelesene Energieverlust für den Ionenbunch in kalter und ionisierter Materie ist im Vergleich zu den theoretischen Erwartungswerten und den vorhandenen experimentellen Daten um ungefähr $2 \frac{MeV}{mm}$ erhöht, selbst vor dem Zeitpunkt des Laser-Impulses.

Daraus lässt sich schließen, dass der Vacuum-Shot eine erhöhte zeitliche Verzögerung zum Cold- und Plasma-Shot aufweist. Mögliche Ursache ist die fehlerhafte Koppelung des 108MHz-Vacuum-Frequenzsignals an das Vacuum-Shot-Signal und eine daraus folgende zeitliche Verzögerung von circa $2,5ns$ zur erwarteten Signalposition.

Eine solche Verzögerung beeinflusst die Energieverlustfaktoren jedoch nur gering, daher lässt sich über diese Faktoren eine aussagekräftige Analyse des Datensatzes aufstellen. Die Energieverlustfaktoren stimmen mit den Erwartungswerten überein. Nach einem Zeitraum von circa $35ns$ lässt sich eine Erhöhung des Energieverlustes feststellen, die auf hydrodynamische Effekte im Plasma zurückzuführen sind.

Shot 34-II

Es wurde der TAC-Schaum mit Klassifizierungsnummer 1_2_2014, einer Dichte von $\rho = 3 \frac{mg}{cm^3}$ und einer Dicke von $d = 1,0mm$ verwendet.

Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,80mm$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 147J$.

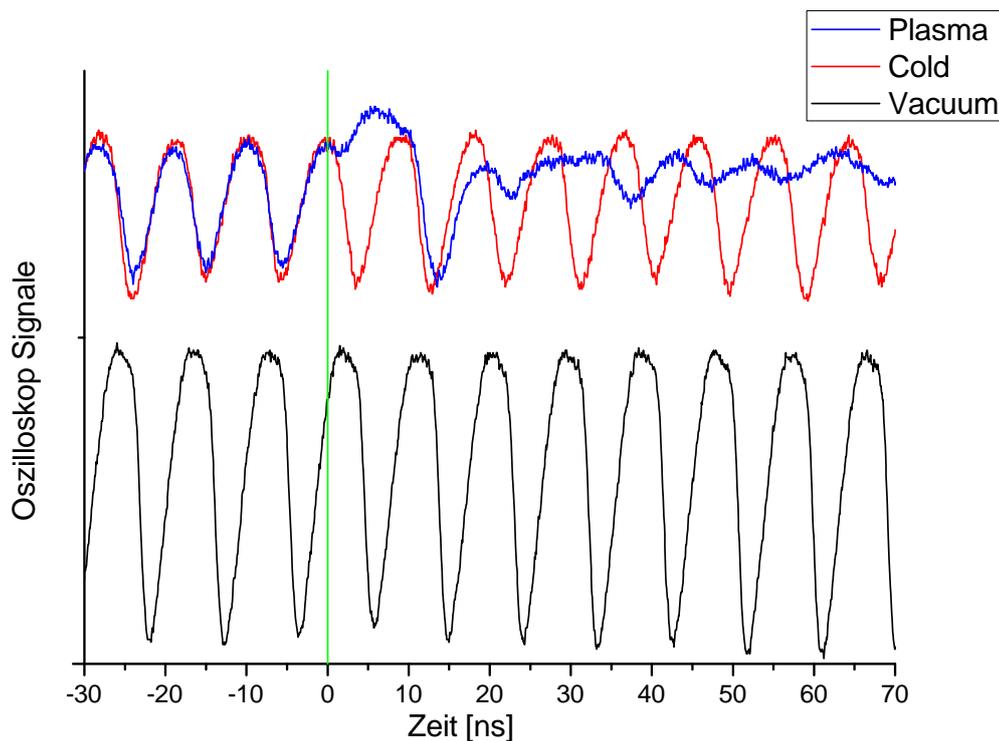


Abbildung 5.22: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 34-II mit TAC-Schaum Nummer 1_2_2014 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale von Vacuum- und Cold-Shot deutlich zu erkennen sind (Abbildung 5.22).

Das erste Mikrobunch-Signal des Plasma-Shots nach Erfolg des Laser-Impulses ist sehr undeutlich. Statt der zu erwartenden Amplitude des Mikrobunches existiert lediglich ein negativer Ausschlag. Eine weitere Störung des Signals erfolgt nach dem dritten Mikrobunch.

Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot (Abbildung 5.23):

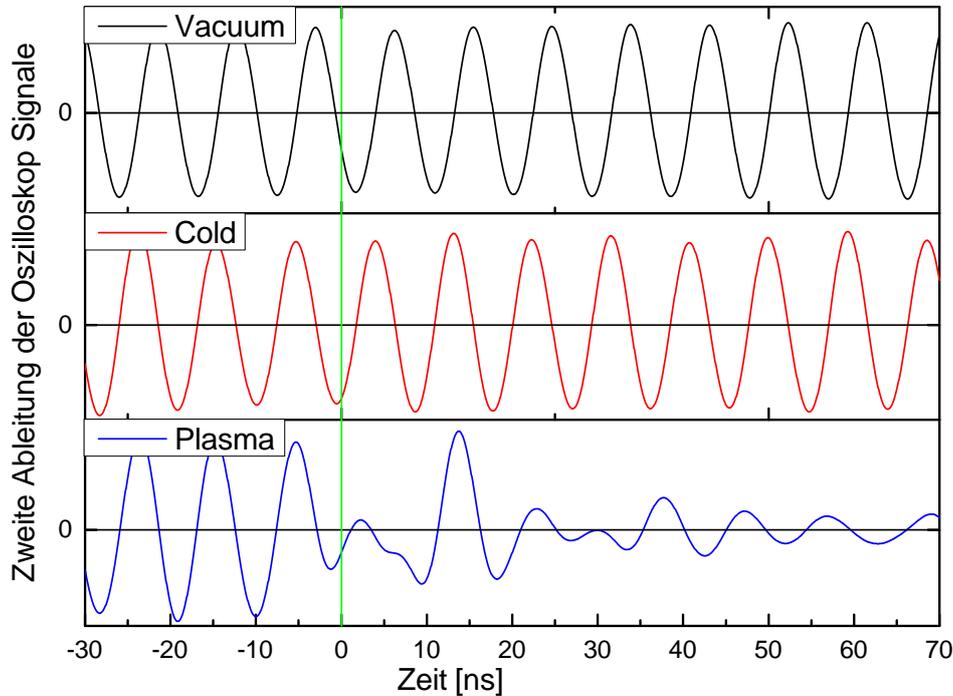


Abbildung 5.23: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 34-II mit TAC-Schaum Nr. 1.2.2014 als Target.

Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 1,05 ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde ein Mikrobunch im kalten Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 1,84 ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

In die nachfolgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlustfaktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen: (Tabelle 5.10)

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 6,88 \pm 0,2 ns$.

Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot $\Delta t_{CP} = -0,05 \pm 0,2 ns$ und der Energieverlust-

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-23,56 \pm 0,2$	$-16,87 \pm 0,2$	$-16,93 \pm 0,2$	$0,99 \pm 0,39$
-1	$-14,34 \pm 0,2$	$-7,53 \pm 0,2$	$-7,58 \pm 0,2$	$0,99 \pm 0,39$
Schuss				
1	$-5,15 \pm 0,2$	$1,84 \pm 0,2$	$1,05 \pm 0,2$	$0,89 \pm 0,36$
2	$3,89 \pm 0,2$	$10,92 \pm 0,2$	$11,26 \pm 0,2$	$1,05 \pm 0,42$
3	$13,26 \pm 0,2$	$20,11 \pm 0,2$	$20,92 \pm 0,2$	$1,11 \pm 0,44$
4	$22,45 \pm 0,2$	$29,19 \pm 0,2$	$35,21 \pm 0,2$	$1,85 \pm 0,74$
5	$31,67 \pm 0,2$	$38,56 \pm 0,2$	$45,00 \pm 0,2$	$1,89 \pm 0,76$
6	$41,01 \pm 0,2$	$47,75 \pm 0,2$	$54,19 \pm 0,2$	$1,91 \pm 0,76$
7	$50,08 \pm 0,2$	$57,12 \pm 0,2$	$66,03 \pm 0,2$	$2,19 \pm 0,88$

Tabelle 5.10: Auswertungsdaten von Shot 34-II. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shot wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

faktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 1,00 \pm 0,15$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.24).

Die dazugehörigen Messwerte, nach Erzeugung des TAC-Plasmas, ergeben sich zu (Tabelle 5.11):

Bunch	1	2	3	4	5	6	7
$\frac{dE}{dx}_C$	8,19	8,24	8,03	7,90	8,08	7,91	8,26
$\frac{dE}{dx}_P$	7,29	8,62	8,95	14,65	15,26	15,10	18,10
$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$	0,89	1,05	1,11	1,85	1,89	1,91	2,19

Tabelle 5.11: Energieverluste des Ionenstrahls in kaltem Schaum $\frac{dE}{dx}_C$ und TAC-Plasma $\frac{dE}{dx}_P$ sowie der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ für sieben Mikrobunche nach Erfolg des Laser-Impulses. Die Energieverluste haben die Einheit $\frac{MeV}{mm}$ und eine Fehlerabweichung von circa 20%. Der Energieverlustfaktor ist einheitslos und verfügt über eine Fehlerabweichung von circa 40%.

Der erste Mikrobunch nach Plasmaerzeugung liefert kein auswertbares Signal. Die über den Savitzky-Golay-Filter erhaltenen Messwerte können als ungenau und nicht

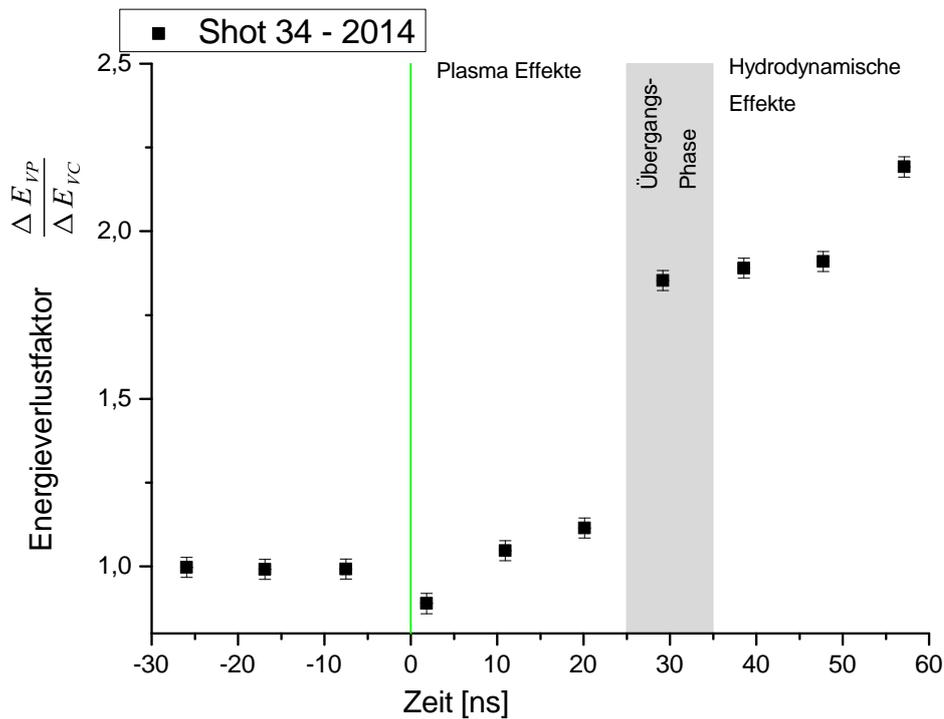


Abbildung 5.24: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 34-II

repräsentativ betrachtet werden. Die folgenden zwei Mikrobunche liefern ein deutliches Signal und erfahren einen leicht erhöhten Energieverlust im Vergleich zu kaltem Schaum. Der erwartete Energieverlustwert ist höher, jedoch liegt die Differenz im Bereich der Messgenauigkeit.

Ab dem vierten Mikrobunch nimmt der Energieverlust abrupt unerwartet hohe Werte an. Es scheint sich bei diesem Signal nicht um den vierten, sondern um den fünften Mikrobunch zu handeln. An der Stelle, an der der vierte Mikrobunch zu erwarten ist, ist das Messsignal stark verrauscht. Es liegt nahe, dass die Amplitude des vierten Mikrobunches nicht aus dem Hintergrund-Rauschen herausgelesen werden konnte. Folgt man dieser Annahme und verschiebt die Messdaten entsprechend, erhält man für Mikrobunch fünf bis sieben die zu erwartenden Werte, bei einem durchschnittlichen Energieverlustfaktor von $1,85 \pm 0,74$. Nach 29ns werden die Messungen durch hydrodynamische Effekte im Plasma beeinflusst. Zusätzlich lässt sich erkennen, dass das Wechselwirkungs-Volumen von Ionenstrahl und Schaumabschnitt - im Abstand von $0,8\text{mm}$ zum Hohlraum - nicht vollständig in den Plasma-Zustand übergeht. Wie durch die Messdaten des MCP-Systems ermittelt, beginnen die Röntgenwellen

in TAC3-Schäumen nach circa $0,68\text{mm}$ Eindringtiefe zu stagnieren. (Siehe: Kapitel 3.6.2, Abbildung 3.7)

Shot 36-II

Es wurde der TAC-Schaum mit Klassifizierungsnummer 2.4.2014, der Dichte $\rho = 3 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$ und der Dicke $d = 1,0\text{mm}$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,50\text{mm}$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 132\text{J}$.

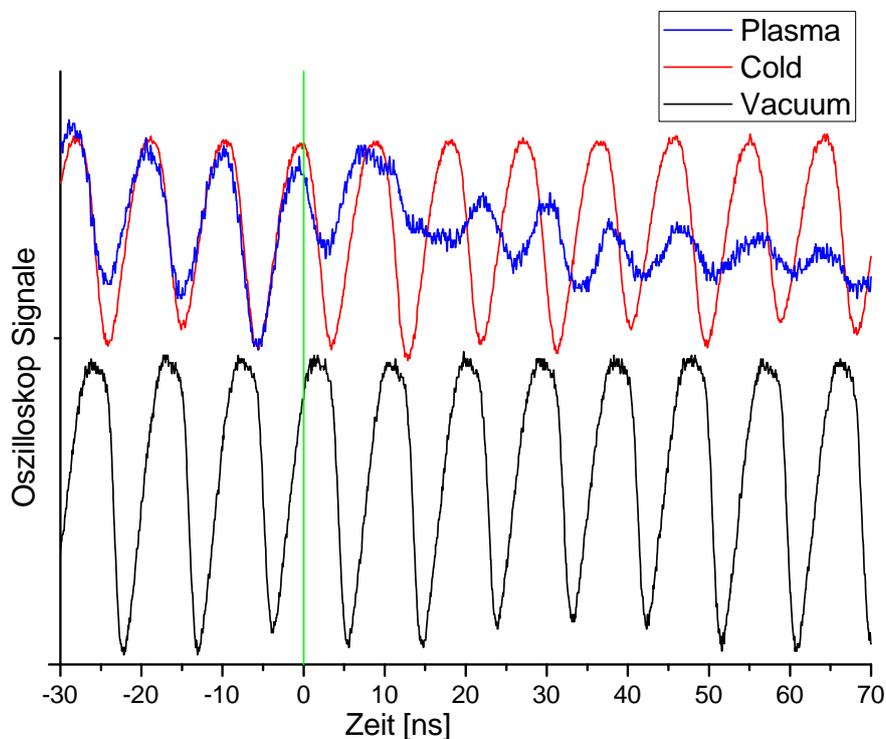


Abbildung 5.25: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 36-II mit TAC-Schaum Nummer 2.4.2014 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale von Vacuum- und Cold-Shot deutlich zu erkennen sind. (Abbildung 5.25) Das Signal des Plasma-Shots ist abgeschwächt und der zweite Mikrobunch nach Laser-Impuls scheint gestreckt zu sein und über zwei Scheitelpunkte zu verfügen.

Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot (Abbildung 5.26):

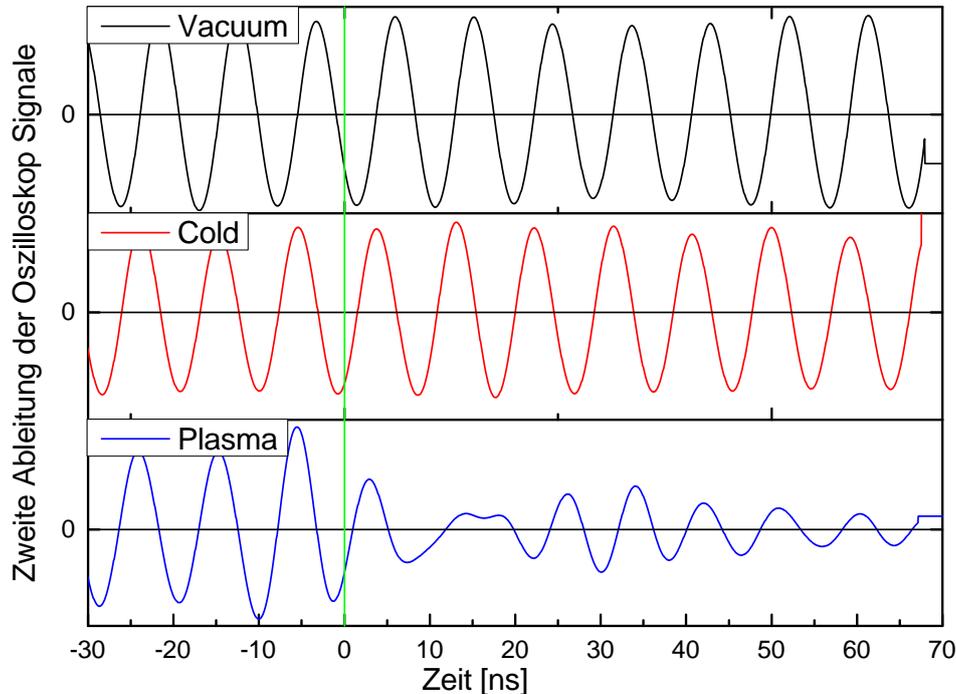


Abbildung 5.26: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten für Shot 36-II mit TAC-Schaum Nr. 2.4.2014 als Target.

Der erste Bunch befindet sich deutlich vor dem Cold-Bunch, des weiteren weist der zweite Plasma-Bunch eine interessante Verbreiterung auf, die zusätzlich näher betrachtet wird.

Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 1,10ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde ein Mikrobunch im kalten Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 1,52ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

In die nachfolgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlust-Faktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen: (Tabelle 5.12)

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-23,95 \pm 0,2$	$-16,88 \pm 0,2$	$-17,06 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,39$
-1	$-14,74 \pm 0,2$	$-7,73 \pm 0,2$	$-7,93 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,39$
Schuss				
1	$-5,51 \pm 0,2$	$1,52 \pm 0,2$	$1,10 \pm 0,2$	$0,94 \pm 0,38$
2	$3,73 \pm 0,2$	$10,92 \pm 0,2$	$11,84 \pm 0,2$	$1,12 \pm 0,45$
3	$12,96 \pm 0,2$	$20,06 \pm 0,2$	$24,00 \pm 0,2$	$1,53 \pm 0,61$
4	$22,20 \pm 0,2$	$29,21 \pm 0,2$	$32,09 \pm 0,2$	$1,40 \pm 0,56$
5	$31,43 \pm 0,2$	$38,45 \pm 0,2$	$40,06 \pm 0,2$	$1,22 \pm 0,49$
6	$40,64 \pm 0,2$	$47,73 \pm 0,2$	$48,67 \pm 0,2$	$1,13 \pm 0,45$
7	$49,88 \pm 0,2$	$56,87 \pm 0,2$	$58,19 \pm 0,2$	$1,18 \pm 0,47$

Tabelle 5.12: Auswertungsdaten von Shot 36-II. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shot wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 7,07 \pm 0,2ns$.

Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot $\Delta t_{CP} = -0,24 \pm 0,2ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 0,97 \pm 0,39$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu Eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.27).

Die dazugehörigen Messwerte, nach Erzeugung des TAC-Plasmas, ergeben sich zu (Tabelle 5.13):

Betrachtung der Messdaten in Tabellen- und Graphen-Form zeigt, dass die erhaltenen Messdaten mit den theoretischen Erwartungswerten und den Ergebnissen aus vorherigen Messungen übereinstimmen. Ausnahme ist der erste Bunch nach Erzeugung des Plasmas, der einen vergleichsweise geringen Energieverlustfaktor von $0,94 \pm 0,38$ aufweist. Es ist möglich, dass dieser Mikrobunch noch nicht vom erzeugten Plasma beeinflusst wurde, da Laser-Impuls und Bunch-Signal lediglich $1,10 \pm 0,2ns$ auseinanderliegen. Dabei wird der Zeitpunkt des Laser-Impulses mit einer Genau-

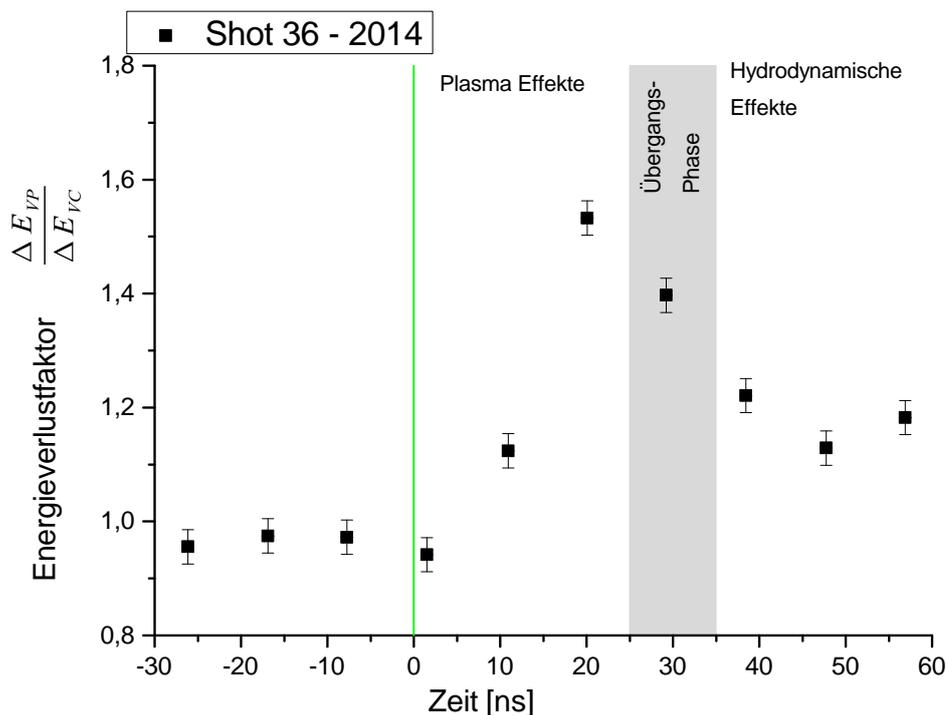


Abbildung 5.27: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 36-II

Bunch	1	2	3	4	5	6	7
$\frac{dE}{dx} C$	8,23	8,42	8,32	8,21	8,23	8,30	8,20
$\frac{dE}{dx} P$	7,75	11,36	12,75	11,47	10,05	9,37	9,69
$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$	0,94	1,35	1,53	1,40	1,22	1,13	1,18

Tabelle 5.13: Energieverluste des Ionenstrahls in kaltem Schaum $\frac{dE}{dx} C$ und TAC-Plasma $\frac{dE}{dx} P$ sowie der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ für sieben Mikrobunches nach Erfolg des Laser-Impulses. Die Energieverluste haben die Einheit $\frac{MeV}{mm}$ und eine Fehlerabweichung von circa 20%. Der Energieverlustfaktor ist einheitslos und verfügt über eine Fehlerabweichung von circa 40%.

igkeit von $\pm 1,9 ns$ bestimmt.

Der zweite Mikrobunch nach Erfolg des Laser-Impulses weist eine gestreckte Form mit zwei Scheitelpunkten auf. Daraus lässt sich schließen, dass die passierenden Titan-Ionen mit unterschiedlich stark ionisierten Schichten des Schaumes wechselwirken. Ein Teil der im Mikrobunch enthaltenen Ionen erfährt einen geringeren Energieverlust als der andere Teil, wodurch sich zwei Bunchanteile mit eigenen Extrema - den Scheitelpunkten - bilden (Abbildung 5.28).

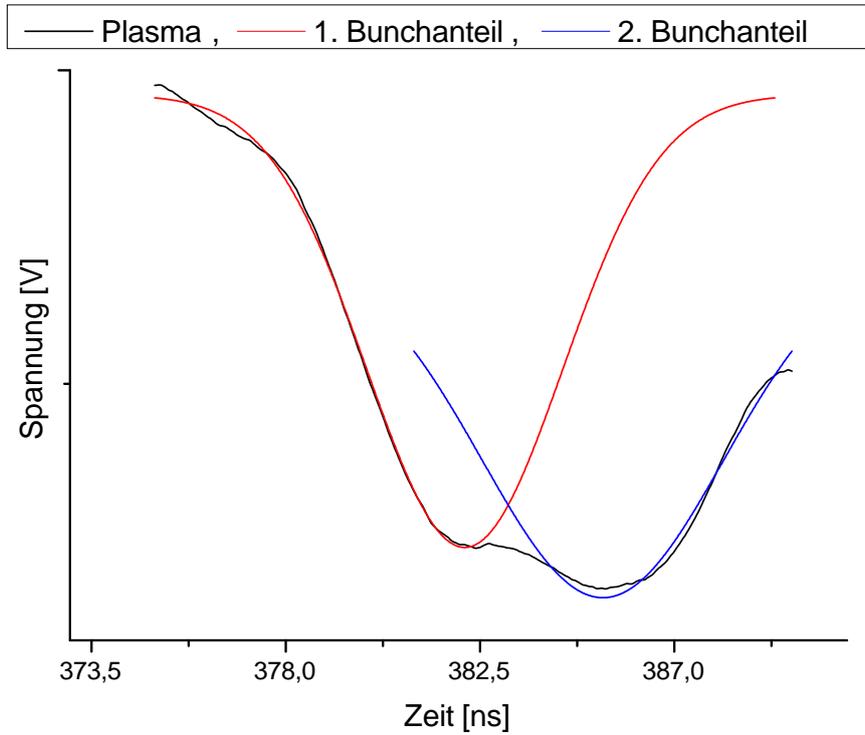


Abbildung 5.28: Zweiter Mikrobunch nach Laser-Impuls von Shot36-II, bei dem der erste und zweite Bunchanteil geplottet wurden.

Der Energieverlust der Ionen in der weniger stark ionisierten Schaumschicht ergibt sich über Auswertung des ersten Bunchanteiles zu $9,41 \frac{MeV}{cm^3}$. Die Auswertung des zweiten Bunchanteiles ergibt einen Energieverlust in der stärker ionisierten Schicht von $13,13 \frac{MeV}{cm^3}$. Über das Verhältnis der Höhen der Scheitelpunkte $h_{S,i}$ lässt sich zudem das Verhältnis der Anzahl der Ionen $N_{I,i}$, die die jeweiligen Schichten passieren, bestimmen.

$$\frac{h_{S,1}}{h_{S,2}} \equiv \frac{N_{I,1}}{N_{I,2}} \quad (5.1)$$

Im ersten Bunchanteil ist die 0,9-fache Anzahl an Ionen wie im zweiten Bunchanteil enthalten. Über dieses Verhältnis bestimmt sich der durchschnittliche Energieverlust im zweiten Mikrobunch zu $11,36 \pm 2,27$.

Die restlichen Energieverlustwerte entsprechen den Erwartungen. Nach dem ersten Mikrobunch folgt ein kontinuierlicher Anstieg des Energieverlustfaktors auf einen

Wert von $1,55 \pm 0,62$ zum Zeitpunkt $20,06ns$ nach Laser-Impuls. Anschließend sinkt er wieder. Dieses Verhalten ist aus dem ersten Experimentteil bekannt und entspricht den theoretischen Erwartungen. Der zweite Energieabfall erschließt sich aus der Instabilität des Plasmas durch hydrodynamischer Effekte.

Shot 42-II

Es wurde der TAC-Schaum mit Klassifizierungsnummer 3.2.2014, der Dichte $\rho = 3 \frac{mg}{cm^3}$ und der Dicke $d = 1,0mm$ verwendet. Der Titan-Ionenstrahl wurde so ausgerichtet, dass das Zentrum seiner Strahlfläche $s_{Ion} = 0,40mm$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target traf. Der PHELIX-Laser erzielte im grünen Wellenlängenbereich eine Energie von $E_{2\omega} = 137J$.

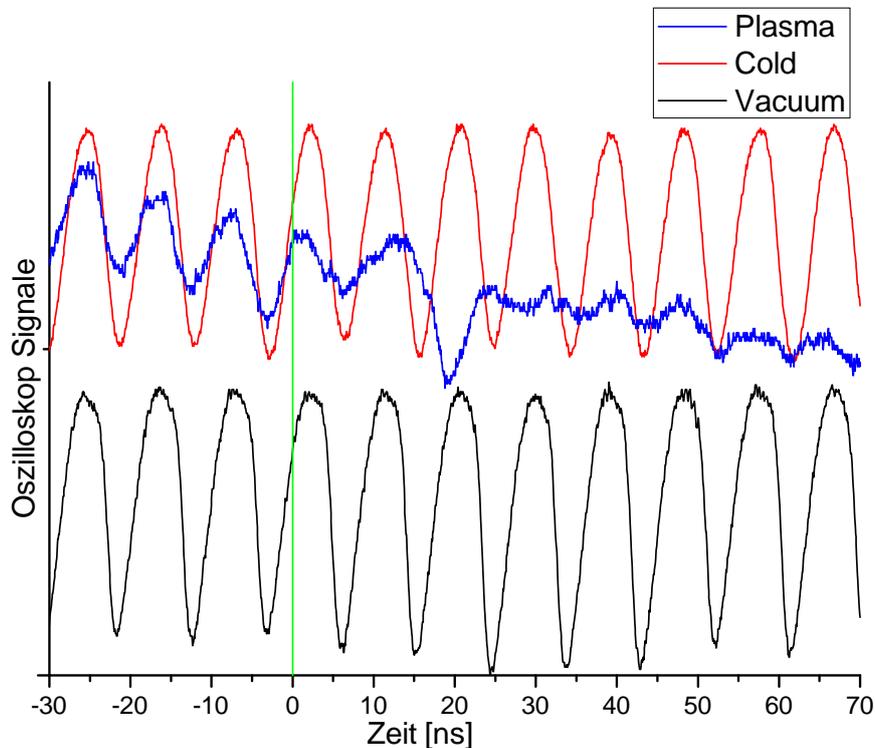


Abbildung 5.29: Unbearbeiteter Datensatz für Shot 42-II mit TAC-Schaum Nummer 3.2.2014 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.

Die Betrachtung des unbearbeiteten Messbereichs zeigt, dass die Messsignale von Vacuum- und Cold-Shot deutlich zu erkennen sind (Abbildung 5.29). Das gesamte Signal des Plasma-Shots ist stark abgeschwächt.

Nach Anwendung von Glättungs- und Differenzierungsverfahren ergaben sich folgende Messdaten für diesen Shot (Abbildung 5.30):

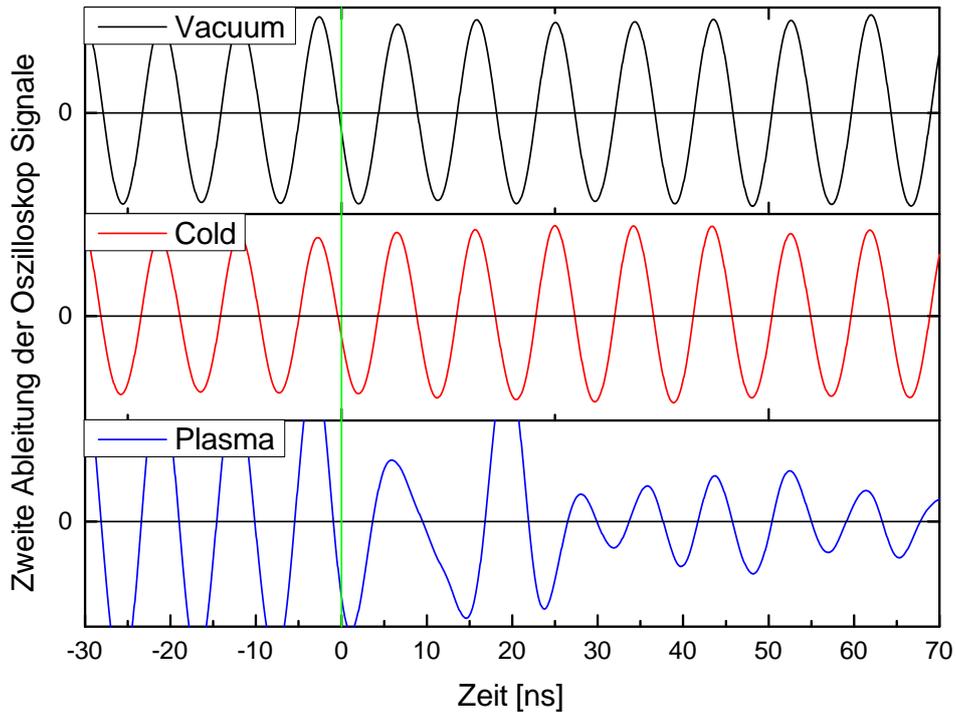


Abbildung 5.30: Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten für Shot 42-II mit TAC-Schaum Nr. 3.2_2014 als Target.

Auf den Laser-Impuls folgt in einem zeitlichen Abstand von $\Delta t_{Plasma} = 3,78 ns$ der erste, durch das erzeugte Plasma beeinflusste, Mikrobunch. Vergleichsweise würde ein Mikrobunch im kalten Target in einem Abstand von $\Delta t_{Cold} = 4,46 ns$ zum Zeitpunkt des Laser-Impulses folgen.

In die nachfolgende Tabelle werden die, aus den Messdaten ausgelesenen Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Shot-Komponenten und dem Zeitpunkt des Laser-Impulses sowie der Energieverlustfaktor von Plasma zu kalter Materie, eingetragen: (Tabelle 5.14)

Die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Vacuum- und Cold-Shot ergibt sich zu $\Delta t_{VC} = 8,94 \pm 0,2 ns$.

Bunch	Δt_{Vacuum} [ns]	Δt_{Cold} [ns]	Δt_{Plasma} [ns]	$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$
-2	$-23,45 \pm 0,2$	$-14,60 \pm 0,2$	$-14,64 \pm 0,2$	$0,99 \pm 0,15$
-1	$-14,17 \pm 0,2$	$-5,26 \pm 0,2$	$-5,43 \pm 0,2$	$0,98 \pm 0,15$
Schuss				
1	$-4,94 \pm 0,2$	$4,06 \pm 0,2$	$3,78 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,39$
2	$4,30 \pm 0,2$	$13,27 \pm 0,2$	$16,75 \pm 0,2$	$1,37 \pm 0,55$
3	$13,39 \pm 0,2$	$22,33 \pm 0,2$	$26,45 \pm 0,2$	$1,44 \pm 0,58$
4	$22,78 \pm 0,2$	$31,72 \pm 0,2$	$33,65 \pm 0,2$	$1,21 \pm 0,48$
5	$32,01 \pm 0,2$	$40,93 \pm 0,2$	$41,78 \pm 0,2$	$1,09 \pm 0,44$
6	$41,12 \pm 0,2$	$50,02 \pm 0,2$	$50,38 \pm 0,2$	$1,04 \pm 0,42$
7	$50,35 \pm 0,2$	$59,23 \pm 0,2$	$58,98 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,39$

Tabelle 5.14: Auswertungsdaten von Shot 42-II. Der zeitliche Abstand zwischen Laser-Impuls und Vacuum-, Cold- und Plasma-Shot wird durch Δt_{Vacuum} , Δt_{Cold} und Δt_{Plasma} angegeben. Der Energieverlustfaktor wird durch $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ angegeben.

Bevor der Laser-Impuls erfolgt, beträgt die durchschnittliche zeitliche Abweichung zwischen Cold- und Plasma-Shot, $\Delta t_{CP} = -0,13 \pm 0,2 ns$ und der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}} = 0,99 \pm 0,40$. Berücksichtigt man den Messfehler, ist die Abweichung nahezu Null und der Faktor nahezu eins, die einzelnen Shots wurden korrekt aufeinander geeicht.

Die Energieverlustfaktoren werden gegen den zeitlichen Abstand des Cold-Shots zum Laser-Impuls aufgetragen, um die Wechselwirkung der Ionen mit einem Plasma bei unterschiedlicher Lebensdauer zu verdeutlichen (Abbildung 5.31).

Die dazugehörigen Messwerte, nach Erzeugung des TAC-Plasmas, ergeben sich zu (Tabelle 5.15):

Bunch	1	2	3	4	5	6	7
$\frac{dE}{dx_C}$	10,47	10,44	10,39	10,40	10,38	10,36	10,34
$\frac{dE}{dx_P}$	10,15	14,30	14,79	12,56	11,34	10,77	10,05
$\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$	0,97	1,37	1,44	1,21	1,09	1,04	0,97

Tabelle 5.15: Energieverluste des Ionenstrahls in kaltem Schaum $\frac{dE}{dx_C}$ und TAC-Plasma $\frac{dE}{dx_P}$, sowie der Energieverlustfaktor $\frac{\Delta E_{VP}}{\Delta E_{VC}}$ für sieben Mikrobunche nach Erfolg des Laser-Impulses. Die Energieverluste haben die Einheit $\frac{MeV}{mm}$ und eine Fehlerabweichung circa 20%. Der Energieverlustfaktor ist einheitslos und verfügt über eine Fehlerabweichung von circa 40%.

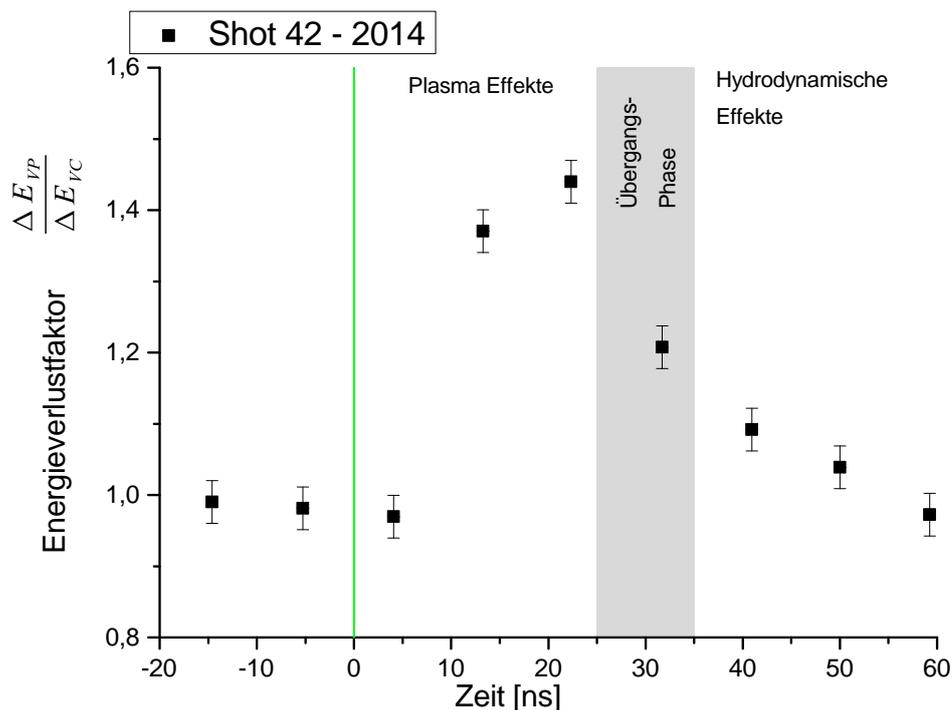


Abbildung 5.31: Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 42-II

Ursache dieses Verhaltens ist die Positionierung des Targets in der Flugbahn des Titan-Ionenstrahls. Die Titan-Ionen treffen $0,40\text{mm}$ unterhalb des Gold-Hohlraums auf das Target auf. Der Bereich, den die Ionen passieren, wird folglich frühzeitig erhitzt und früher als die weiter entfernten Sektoren des Targets in den Plasmazustand überführt. Zudem bildet sich im Hohlraum ein Unterdruck, in den das TAC-Plasma eindringt. Ergo verliert das Plasma an dieser Position bereits nach ungefähr $22,78\text{ns}$ seine stabile Form, was den Abfall der Energieverlustwerte erklärt.

6 Ergebnis

In diesem Projekt mit dem Titel „Energieverlust von Schwerionen in hohlraumstrahlgeheizten Triacetat-Cellulose-Plasmen in Abhängigkeit von Schaumdichte und Laser-Ionenstrahl-Zeitdifferenz“ lag der Schwerpunkt der Messungen auf dem Zeitraum von $0 - 9ns$ nach Laser-Impuls. Dieser Zeitrahmen ist von Bedeutung, da die Röntgenwellen, die den Schaum erhitzen, sich in diesem ausbreiten. Zur Auswertung wurde der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ betrachtet, den beschleunigte Titan-Ionen der Energie $E_{Strahl} = 4,77 \frac{MeV}{u}$ und der Ladung $+19,5$ durch Coloumb-Wechselwirkung mit kaltem und ionisiertem TAC-Schaum erfahren. Das Verhältnis zwischen den Verlusten in ionisiertem und kaltem Zustand wird durch den Energieverlustfaktor $\frac{\delta E_{VP}}{\delta E_{VC}}$ bestimmt.

Der Triacetatcellulose-Schaum mit der chemischen Formel $C_{12}H_{16}O_8$, bietet sowohl im kalten als auch im ionisierten Zustand homogene Dichte- und Ladungsverteilungen, die exakte Messergebnisse liefern.

TAC-Schäume der Dichte $2 \frac{mg}{cm^3}$ wurden in in beiden Teilen des Experimentes, aus den Jahren 2012 und 2014, verwendet. Im ersten Teil fanden die Messungen statt, um Vergleiche zum Bachelor-Experiment zu ziehen und Messaufbauten sowie das neue Filterverfahren zu verifizieren. Im zweiten Teil des Experimentes wurden Messungen an diesen Schäumen durchgeführt, um den Zeitbereich von $0 - 9ns$ nach Erfolg des Laser-Impulses detailliert zu betrachten. (Abbildung 6.1)

Im Mittelwert ergab sich für Titan-Ionen, die einen kalten TAC2-Schaum passieren, ein Energieverlust von $\frac{dE}{dx}_{TAC2,K} = 5,94 \pm 1,19 \frac{MeV}{mm}$. Dieser Wert entspricht den theoretischen Energieverlustwerten nach SRIM von $\frac{dE}{dx}_{SRIM,K2} = 5,61 \frac{MeV}{mm}$ sowie den Messwerten des Bachelorexperimentes von $\frac{dE}{dx}_{Bach,K} = 5,56 \pm 1,11 \frac{MeV}{mm}$.

Im ionisierten Schaum, mit einer Temperatur von bis zu $25eV$, ergibt sich für den Zeitraum von $0 - 25ns$ nach Erfolg des Laser-Impulses ein Energieverlust von $\frac{dE}{dx}_{TAC2,P} = 9,01 \pm 1,80 \frac{MeV}{mm}$. Dieser Wert entspricht den theoretischen Energiever-

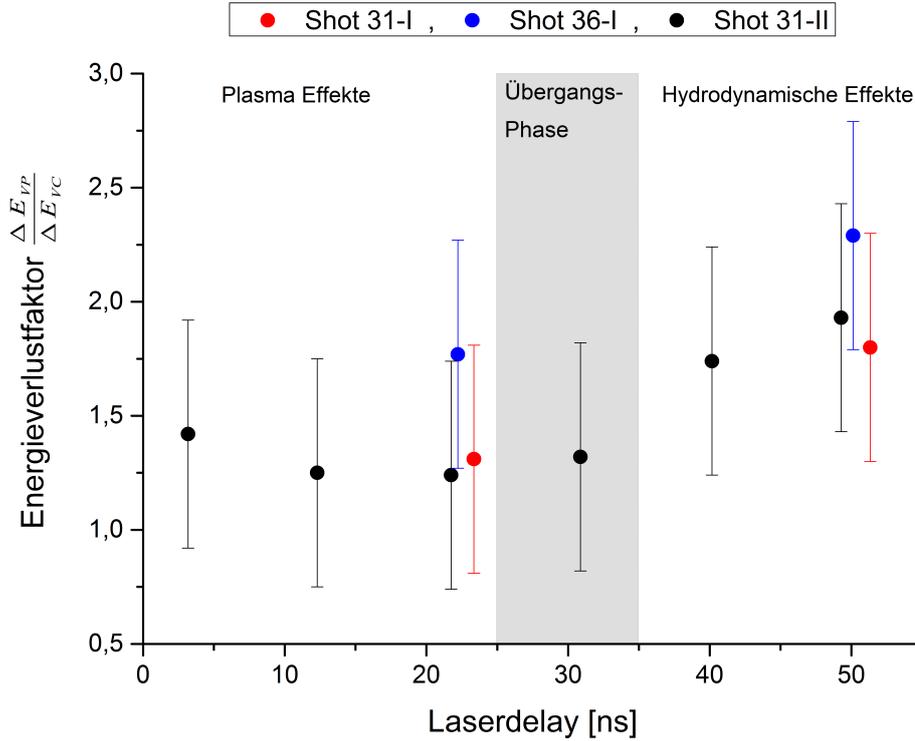


Abbildung 6.1: Energieverlustfaktoren für Shots mit TAC2-Schäumen, aufgetragen gegen die Zeitdifferenz zwischen Mikrobunch und Laser-Impuls.

lustwerten nach boes3.exe von $\frac{dE}{dx}_{boes-2} = 7,48 \frac{MeV}{mm}$ sowie den Messwerten des Bachelorexperimentes von $\frac{dE}{dx}_{Bach,K} = 9,30 \pm 1,86 \frac{MeV}{mm}$. Auch der Energieverlustfaktor, der sich im Rahmen dieses Experimentes zu $1,52 \pm 0,61$ ergibt, stimmt mit dem theoretischen Erwartungswert von 1,33 und dem im Bachelor-Experiment erhaltenen Faktor von $1,65 \pm 0,66$ überein.

Die zeitlich höher aufgelösten Mikrobunche des zweiten Experimentteils ergaben, dass der TAC2-Schaum bereits nach circa $3ns$ vollständig in den Plasmazustand übergegangen ist, da zu diesem Zeitpunkt die zu erwartenden Energieverlustwerte erreicht wurden. Nach circa $25 - 35ns$ verliert das Plasma seine stabile Massendichteverteilung und wird von hydrodynamischen Effekten beeinflusst.

Das zur Datenauslesung angewandte Savitzky-Golay-Filterverfahren lässt sich als geeignetes Auswertungsverfahren verifizieren, sofern das Signal-Rausch-Verhältnis größer als Eins und die Mikrobunchbreite des Signals vor Anwendung des Verfahrens noch erkennbar ist. Es zeigt sich, dass die neuen Mess- und Auswertungsverfahren geeignet sind, detailliertere und aussagekräftigere Ergebnisse zu liefern. Die theo-

retischen Analyseverfahren und die Ergebnisse dieses Experiment verifizieren sich gegenseitig.

Messungen mit TAC-Schäume der Dichte $3 \frac{mg}{cm^3}$, mit Schwerpunkt auf dem Zeitraum von $0 - 9ns$ nach Erfolg des Laser-Impulses, wurden in beiden Teilen des Experimentes durchgeführt. (Abbildung 6.2)

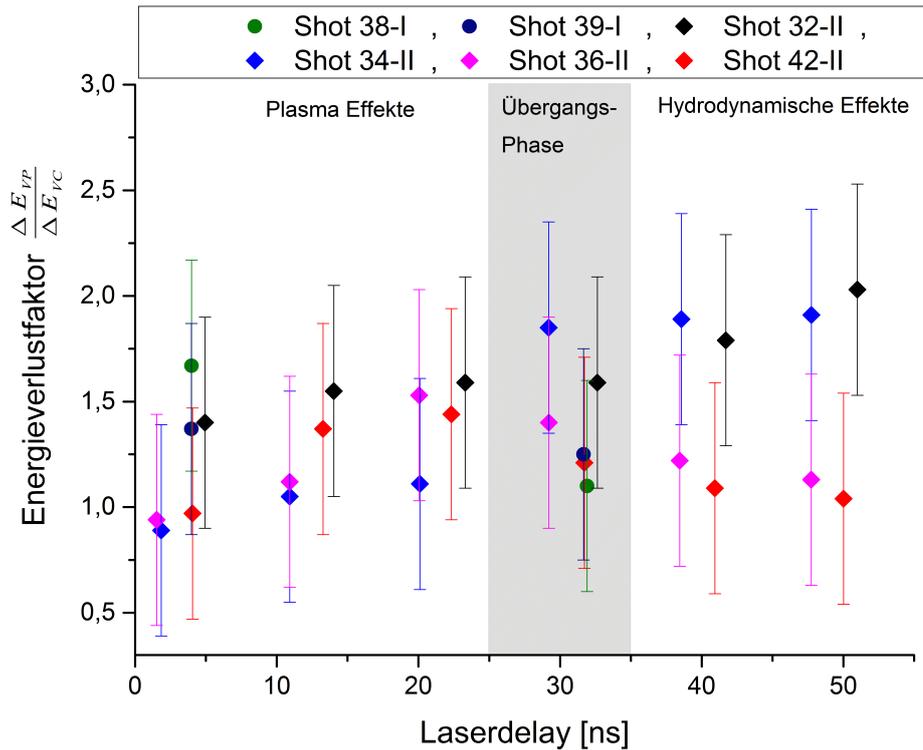


Abbildung 6.2: Energieverlustfaktoren für Shots mit TAC3-Schäumen, aufgetragen gegen die Zeitdifferenz zwischen Mikrobunch und Laser-Impuls.

Der Energieverlust von Titan-Ionen in kaltem TAC3-Schaum ergibt sich im Mittel zu $\frac{dE}{dx}_{TAC3,K1} = 8,67 \pm 1,73 \frac{MeV}{mm}$. Dies entspricht dem theoretischen Erwartungswert nach SRIM von $\frac{dE}{dx}_{SRIM,K2} = 7,49 \frac{MeV}{mm}$.

Für einen ionisierten TAC3-Schaum, mit einer Temperatur von bis zu $25eV$, liefern die Messungen im Zeitraum von $0 - 25ns$ nach Erfolg des Laser-Impulses einen Energieverlustwert von $\frac{dE}{dx}_{TAC2,P} = 11,06 \pm 2,21 \frac{MeV}{mm}$. Dieser Wert entspricht den theoretischen Energieverlustwerten nach boes3.exe von $\frac{dE}{dx}_{boes-3.1} = 10,90 \frac{MeV}{mm}$. Der gemessene Energieverlustfaktor beträgt $1,28 \pm 0,51$ und gleicht dem theoretischen Erwartungswert von $1,45$. Das Plasma verliert nach $25 - 35ns$ seine hydrodynamische

sche Stabilität. Im ersten Teil des Experimentes verhindert die geringe Ionenstrahlfrequenz eine detaillierte Betrachtung des Zusammenhangs vom Energieverlust der Titan-Ionen und dem Ausbreitungsverhalten der Röntgenwellen im Schaum. Eine größere Anzahl an zu betrachtenden Messdaten wird benötigt, um aussagekräftige Ergebnisse über das Heizverhalten zu erzielen.

Im zweiten Teil des Experimentes wurden daher die Messungen mit einer Ionenstrahlfrequenz von 108MHz durchgeführt, um eine exakte Betrachtung der Energieverluste nach Plasmaerzeugung zu ermöglichen. Es ist erkennbar, dass das Plasma nach $25 - 35\text{ns}$ seine stabile Form verliert und stark von hydrodynamischen Effekten beeinflusst wird. Eine Betrachtung der Energieverlustfaktoren in Abhängigkeit des Abstands von Ionenstrahlen-Zentrum und Hohlraum macht deutlich, dass in den ersten $0 - 5\text{ns}$ nach Laser-Impuls Messbereiche auftreten, die sowohl ionisierte als auch kalte Stellen des Schaumes aufweisen.

Variation des Abstandes zwischen Gold-Hohlraum und Zentrum des Ionenstrahls bewirkt, dass das Ausbreitungsverhalten der Röntgenstrahlungswellen betrachtet werden kann. (Abbildung 6.3)

Befindet sich das Zentrum des Wechselwirkungsbereiches zwischen Titan-Ionen und Target in einem Abstand von $0,40 - 0,75\text{mm}$ zum Gold-Hohlraum, zeigen sich keine signifikanten Unterschiede zwischen den Energieverlustfaktoren. Bei einem Abstand von $0,80\text{mm}$ finden lediglich geringe Energieverluste statt. Daraus lässt sich schließen, dass die Ausbreitung der Röntgenwellen in TAC3-Schaum ab einer Eindringtiefe von $0,68\text{mm}$ stagniert.

Sobald die hydrodynamischen Effekte einsetzen, erfahren die Mikrobunche, die in einem Abstand von $0,40\text{mm}$ und $0,50\text{mm}$ den Schaum passieren, einen Abfall ihrer Energieverlustwerte. Der Wert der Massendichteverteilung in diesem Bereich des Schaumes ist gesunken.

Für Mikrobunche in einem Abstand von $0,75\text{mm}$ und $0,80\text{mm}$ steigt die Massendichteverteilung, wodurch erhöhte Energieverluste im Bereich der hydrodynamischen Effekte auftreten. Jedoch sind keine ausreichenden Datenmengen vorhanden, um eine Gesetzmäßigkeit in diesen Verteilungen zu erkennen.

Die Ermittlung theoretischer Grundlagen zur Analyse der hydrodynamischen Effekte sowie die exakte Bestimmung des Ausbreitungsverhaltens der Röntgenwellen in unterschiedlichen Materialien, sind Themen für zukünftige Experimente und Auswertungen.

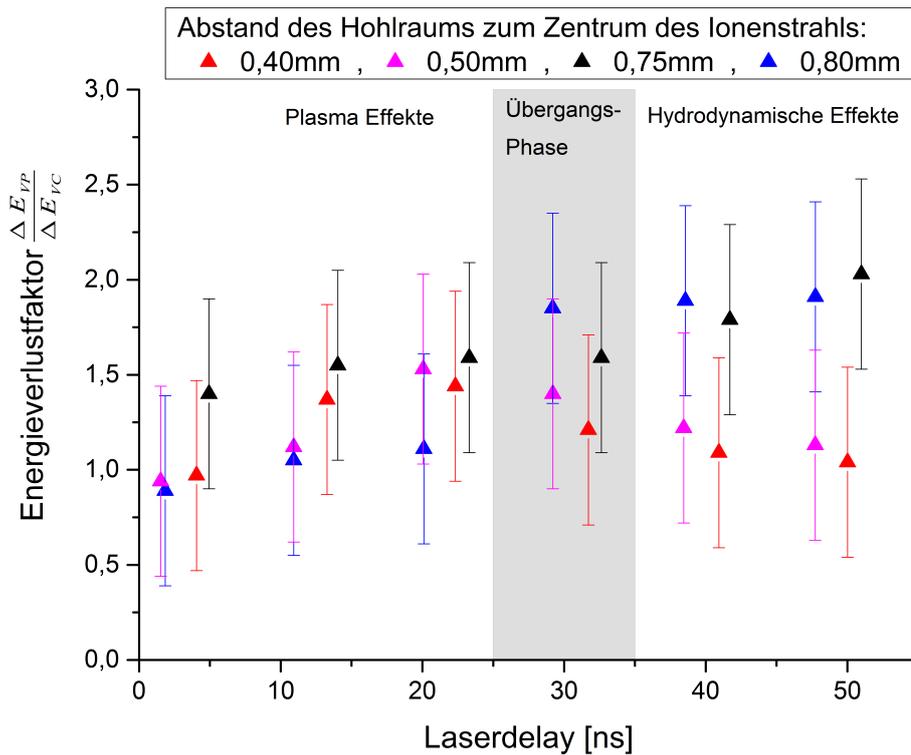


Abbildung 6.3: Energieverlustfaktoren für Shots mit TAC3-Schäumen aus dem Jahr 2014 in Abhängigkeit vom Schaumbereich, aufgetragen gegen die Zeitdifferenz zwischen Mikrobunch und Laser-Impuls.

Ein abschließender Vergleich von TAC2- und TAC3-Schäumen liefert folgende Aussagen:

- TAC2-Schäume gehen innerhalb von $3ns$ komplett in den ionisierten Zustand über und bilden ein homogenes Plasma. Daher sind sie zur reinen Betrachtung von Energieverlusten zu favorisieren.
- TAC3-Schäume benötigen $5ns$, um - bis zu einer Eindringtiefe der Röntgenwellen von $0,68mm$ - ionisiert zu werden. Für die reine Betrachtung von Energieverlusten sind diese Eigenschaften von Nachteil, jedoch lässt sich das Ausbreitungsverhalten der Röntgenstrahlungswellen auf diese Weise betrachten.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Produkt von Eindringtiefe und Targetdichte, aufgetragen gegen die Plasma-Temperatur.	14
2.2	Bremsvermögen von Kohlenstoff-Plasmen der Dichte $2 \frac{mg}{cm^3}$ und $3 \frac{mg}{cm^3}$ in Abhängigkeit von der Plasma-Temperatur.	15
3.1	1 - Targetstation ; 2 - Targethalterung ; 3 - Nahaufnahme des TAC-Schaums [30]	18
3.2	Datensatz des Makrobunches und den Mikrobunchen eines 36MHz und 108MHz Ionenstrahls.	19
3.3	Skizze der Komponenten des Versuchsaufbaus, aus Draufsicht - I - und Schrägsicht - II: 1 - Gold-Hohlraum; 2 - TAC-Schaum; 3 - Diamant-Stop-Detektor; 4 - Kollimator; 5 - Carbon-Stripper-Foil; 6 - Spektrometer; 7 - X-Ray- Diode; 8 - Pinhole-Kamera; 9 - MCP-System; 10 - Targethalterung; 11 - Aufbaufläche innerhalb der Targetkammer . . .	21
3.4	A - Übersicht über einen gesamten Shot; B - Der Auswertungsbereich mit Laser-Impulssignal und vom Plasma beeinflussten Mikrobunchen; L1 - Zeitpunkt des Laser-Impulses; L2 - Zeitpunkt zu dem die Ionen, die vom Laser-Impuls beeinflusst wurden, registriert werden.	22
3.5	A - Querschnitt eines polykristallinen CVD-Diamanten; B - Mikroskopische Aufnahme der Diamantoberfläche mit ungeordneter Kristallstruktur. [35]	26
3.6	Mikroskopische Aufnahmen des Triacetat-Cellulose-Schaums. Auf dem rechten Bild sind Poren (Rot) und Fasern (Blau) deutlich zu erkennen. [38]	28
3.7	Aufnahme der Ausbreitung thermischer Wellen in TAC2- und TAC3-Schaum durch das MCP-System [40]	31
4.1	Anwendung eines inversen Gauß-Fits auf das, aus dem Oszilloskop ausgelesene Signal. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist im linken Graphen hoch, im rechten Graphen gering.	36
4.2	Glättung eines aus dem Oszilloskop ausgelesenen Signals durch den Savitzky-Golay-Filter	37
5.1	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 31-I mit TAC-Schaum Nummer TAC_C18.4 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	42

5.2	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 31-I mit TAC-Schaum Nr. TAC_C18.4 als Target.	43
5.3	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 31-I.	44
5.4	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 35-I mit TAC-Schaum Nummer TAC_C18.3 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	45
5.5	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 35-I mit TAC-Schaum Nr. TAC_C18.3 als Target.	46
5.6	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 35-I.	47
5.7	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 36-I mit TAC-Schaum Nummer TAC_C18.2 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	49
5.8	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 36-I mit TAC-Schaum Nr. TAC_C18.2 als Target.	49
5.9	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 36-I.	51
5.10	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 38-I mit TAC-Schaum Nummer TAC.2.1 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	52
5.11	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten für Shot 38-I mit TAC-Schaum Nr. TAC.2.1 als Target.	53
5.12	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 38-I	54
5.13	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 39-I mit TAC-Schaum Nummer TAC.2.8 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	56
5.14	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 39-I mit TAC-Schaum Nr. TAC.2.8 als Target.	56
5.15	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 39-I.	57
5.16	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 31-II mit TAC-Schaum Nummer C17.3.2012 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	59
5.17	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 31-II mit TAC-Schaum Nr. C17.3.2012 als Target.	60
5.18	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 31-II	62

5.19	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 32-II mit TAC-Schaum Nummer 1.1_2014 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	63
5.20	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten für Shot 32-II mit TAC-Schaum Nr. 1.1_2014 als Target.	64
5.21	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 32-II	66
5.22	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 34-II mit TAC-Schaum Nummer 1.2_2014 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	67
5.23	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten von Shot 34-II mit TAC-Schaum Nr. 1.2_2014 als Target.	68
5.24	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 34-II	70
5.25	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 36-II mit TAC-Schaum Nummer 2.4_2014 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	71
5.26	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten für Shot 36-II mit TAC-Schaum Nr. 2.4_2014 als Target.	72
5.27	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 36-II	74
5.28	Zweiter Mikrobunch nach Laser-Impuls von Shot36-II, bei dem der erste und zweite Bunchanteil geplottet wurden.	75
5.29	Unbearbeiteter Datensatz für Shot 42-II mit TAC-Schaum Nummer 3.2_2014 als Target. Die grüne Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem der Ionenstrahl beim Plasma-Shot durch den Laser-Impuls beeinflusst wird.	76
5.30	Zweite differenzielle Ableitung der Messdaten für Shot 42-II mit TAC-Schaum Nr. 3.2_2014 als Target.	77
5.31	Energieverlustfaktoren in verschiedenen zeitlichen Abständen zum Laser-Impuls für Shot 42-II	79
6.1	Energieverlustfaktoren für Shots mit TAC2-Schäumen, aufgetragen gegen die Zeitdifferenz zwischen Mikrobunch und Laser-Impuls. . . .	82
6.2	Energieverlustfaktoren für Shots mit TAC3-Schäumen, aufgetragen gegen die Zeitdifferenz zwischen Mikrobunch und Laser-Impuls. . . .	83
6.3	Energieverlustfaktoren für Shots mit TAC3-Schäumen aus dem Jahr 2014 in Abhängigkeit vom Schaumbereich, aufgetragen gegen die Zeitdifferenz zwischen Mikrobunch und Laser-Impuls.	85

Literaturverzeichnis

- [1] R. Maeder. Messung des Energieverlustes von Titan-Ionen in CHO-Schaum im Fest- und im Plasmazustand. *Bachelorarbeit an der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main*, (2013).
- [2] D. H. H. Hoffmann, K. Weyrich, H. Wahl, et al. Energy loss of heavy ions in a plasma target. *Physical Review A*, **42**, Nr.4 (1990), 2313-2321.
- [3] J. Jacoby, D. H. H. Hoffmann, W. Laux, et al. Stopping of heavy ions in a hydrogen plasma. *Physical Review Letters*, **74**, Nr.9 (1995), 1550-1553.
- [4] M. Roth. Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen. *Dissertation an der Technischen Universität Darmstadt*, (1997).
- [5] T. Rienecker, R. Maeder, O. Rosmej, et al. Measurements of the Heavy Ion Stopping in X-ray heated low-density nanostructured targets. *GSI-Publications*, (2013).
- [6] R. Maeder. Messung des Energieverlustes von Titan-Ionen in CHO-Schaum im Fest- und im Plasmazustand. *Bachelorarbeit an der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main*, (2013), S.39-41.
- [7] L. Tonks and I. Langmuir. Oscillations in ionized gases. *Physical Review*, **33**, Nr.2 (1929), 195.
- [8] R. Maeder. Messung des Energieverlustes von Titan-Ionen in CHO-Schaum im Fest- und im Plasmazustand. *Bachelorarbeit an der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main*, (2013), S.3-7.
- [9] A. von Keudell. Einführung in die Plasmaphysik. *Vorlesungsskript der Ruhr-Universität Bochum*, (2012), S.9-10.
- [10] A. von Keudell. Einführung in die Plasmaphysik. *Vorlesungsskript der Ruhr-Universität Bochum*, (2012), S.10-11.
- [11] F. Spanier. Einführung in die Plasmaphysik. *Vorlesungsskript der Universität Würzburg*, (2008), S.11-12.
- [12] A. von Keudell. Einführung in die Plasmaphysik. *Vorlesungsskript der Ruhr-Universität Bochum*, (2012), S.12-13.

- [13] U. Motschmann. Plasmaphysik. *Vorlesungsskript der Technischen Universität Braunschweig*, (2009), S.6.
- [14] A. Becker M. Bethkenhagen R. Steinbeiss R. Redmer, N. Nettelmann. Einführung in die Plasma- und Astrophysik. *Vorlesungsskript der Universität Rostock*, (2012), S.4-5.
- [15] A. von Keudell. Einführung in die Plasmaphysik. *Vorlesungsskript der Ruhr-Universität Bochum*, (2012), S.14.
- [16] A. Frank. Energieverlust von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen. *Diplomarbeit an der Technischen Universität Darmstadt*, (2008), S.3.
- [17] J. Jacoby. Untersuchungen der Eigenschaften von Materie bei hoher Energiedichte mit Ionenstrahlen. *Habilitationsschrift an den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg*, (1998), S.14.
- [18] D. Varentsov. Energy loss dynamics of intense heavy ion beams interacting with dense matter. *Dissertation an der Technischen Universität Darmstadt*, (2002), S.5-11.
- [19] J.Bleck-Neuhaus. *Elementare Teilchen*. Springer Berlin Heidelberg, (2010), S. 35-41.
- [20] C.E. Rolfs, W.S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos*. University of Chicago press, Chicago, (1988), S. 156.
- [21] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, **397** (1930), 325-400.
- [22] J.F.Ziegler. The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter. *Journal of Applied Physics*, **85**, (1999), 1249-1272.
- [23] A. Frank. Energieverlust von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen. *Diplomarbeit an der Technischen Universität Darmstadt*, (2008), S.4-5.
- [24] T.Mehlhorn. A finite material temperature model for ion energy deposition in ion-driven inertial confinement fusion targets. *Journal of Applied Physics*, **52**, (1981), 6522-6532.
- [25] O. Rosmej. Einführung in die Röntgendiagnostiken von Plasmen. *Vorlesungsskript der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main*, (2012), Lecture 3: ionization in plasmas.
- [26] O. Rosmej. Einführung in die Röntgendiagnostiken von Plasmen. *Vorlesungsskript der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main*, (2012), Lecture 4: ion charge state.

- [27] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. The Stopping and ranges of Ions in Matter. *Pergamon Press, New York*, (1984).
- [28] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. *SRIM, the stopping and range of ions in matter*. SRIM Co., Chester, Maryland, (2008).
- [29] M.M. Basko. Stopping of fast ions in a dense plasma. *Soviet Journal of Plasma Physics*, **10**, Nr.6 (1983), 689-693.
- [30] Urheber: Lidia Borisenko.
- [31] Stefan Borneis. Hochenergie-Petawattlaser - Die Erzeugung ultraintensiver Pulse. *Photonik*, (3/2005).
- [32] <https://www.gsi.de/de/start/beschleuniger/fachabteilungen/linac/unilac.htm> (05/2013).
- [33] A. Frank. Energieverlust von Schwerionenstrahlen in lasererzeugten Plasmen. *Diplomarbeit an der Technischen Universität Darmstadt*, (2008), S.13-14.
- [34] F. Wamers. Entwicklung eines Detektors für gepulste Schwerionenstrahlen. *Diplomarbeit an der Technischen Universität Darmstadt*, (05/2006), S.37-43.
- [35] A. Oh. Particle Detection with CVD Diamond. *Dissertation an der Universität Hamburg*, (1999), S.13-34.
- [36] P. Moritz, E. Berdermann, K. Blasche, et al. Diamond Detectors with Subnanosecond Time Resolution for Heavy Ion Spill Diagnostics. *GSI-Publications*, (2006).
- [37] W. Lange. Diamant als Sensormaterial für Detektoren. *Präsentation: Technisches Seminar, DESY Zeuthen*, (11/2006).
- [38] A.M. Khalenkov, N.G. Borisenko. Experience of micro-heterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density. *Laser and Particle Beams*, **24** (2006), 283-290.
- [39] O. Rosmej. Heating of low-density CHO-foam layers by means of soft X-rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (2011), S.1-6.
- [40] Urheber: Daniel Klir und Karel Rezac .
- [41] M. Kerscher. Numerische Mathematik für Studierende der Physik. *Vorlesungsskript der Universität München*, Kapitel 5: Ausgleichsrechnung, S. 5 (2012).
- [42] D.S.Gilliam. *Mathematical systems theory in biology, communications, computation and finance*. Springer, (2003), S. 301.

Anhang

Fehlerrechnung

Beobachtungsfehler

Ablesegenauigkeit des Zeitpunktes t_j einzelner Daten-Signale $x : t_j = j \pm 0,1ns$

Zeitdifferenz Δt_x zwischen zwei Daten-Signalen: $\Delta t_j = j \pm 0,2ns$

Strecke d_{DD} zwischen Target und Diamant-Stop-Detektor: $d_{DD} = 12,126 \pm 0,005m$

Energie des Ionenstrahls $E_{I,V}$, nach Passieren der Stripper-Folie: $E_{I,V} = 236,65 \pm 1MeV$

Fehler für die Geschwindigkeit des Ionenstrahls

Formel zur Geschwindigkeitsberechnung $v_{I,V}$, über Energie und Masse m_I des Titan-Ionenstrahls:

$$v_{I,V} = \sqrt{1 - \left(\frac{E}{m_I c^2} + 1 \right)^{-2}} c \quad (6.1)$$

Daraus folgt die Berechnung des Fehlers $\Delta v_{I,V}$ für die Geschwindigkeit des Ionenstrahls:

$$\Delta v_{I,V} = \left| \frac{\Delta E_{I,V}}{E_{I,V}} \right| \cdot v_{I,V} \quad (6.2)$$

Es ergibt sich:

$$v_{I,V} = 3,01 \cdot 10^9 \pm 0,013 \cdot 10^9 \frac{cm}{s} \quad (6.3)$$

Fehler der Flugzeitmethode

Die Formel zur Berechnung der Flugzeit t_F lautet:

$$t_F = \frac{d_{DD}}{v_{I,V}} \quad (6.4)$$

Daraus folgt die Berechnung des Fehlers Λt_F :

$$\Lambda t_F = \left(\left| \frac{\Lambda d_{DD}}{d_{DD}} \right| + \left| \frac{\Lambda v_{V,I}}{v_{V,I}} \right| \right) \quad (6.5)$$

Es folgt:

$$t_F = 402,86 \pm 1,9 ns \quad (6.6)$$

Fehler des Energieverlustes

Die Formel zur Berechnung des Energieverlustes ΔE_j lautet:

$$\Delta E_j = \frac{1}{2} m_I \left(v_{I,V}^2 - \frac{d_{DD}}{t_F + \Delta t_j} \right) \quad (6.7)$$

Daraus folgt die Berechnung des relativen Fehlers $\frac{\Lambda \Delta E_j}{\Delta E_j}$:

$$\frac{\Lambda \Delta E_j}{\Delta E_j} = \frac{1}{\Delta E_j} \cdot \left(\left| \frac{\delta \Delta E_j}{\delta v_{V,I}} \Lambda v_{I,V} \right| + \left| \frac{\delta \Delta E_j}{d_{DD}} \Lambda d_{DD} \right| + \left| \frac{\delta \Delta E_j}{t_F} \Lambda t_F \right| + \left| \frac{\delta \Delta E_j}{\Delta t_j} \Lambda \Delta t_j \right| \right) \quad (6.8)$$

Es ergibt sich ein relativer Fehler von:

$$\frac{\Lambda \Delta E_j}{\Delta E_j} = 0,20 \quad (6.9)$$

Messungen der Energieverlustwerte verfügen über einen Fehler von circa 20%.

Fehler des Energieverlustfaktors

Die Formel zur Berechnung des Energieverlustfaktors $\frac{\Delta E_{j1}}{\Delta E_{j2}}$ lautet:

$$\frac{\Delta E_{j1}}{\Delta E_{j2}} = \frac{v_{I,V}^2 - \frac{d_{DD}}{t_F + \Delta t_{j1}}}{v_{I,V}^2 - \frac{d_{DD}}{t_F + \Delta t_{j2}}} \quad (6.10)$$

Daraus folgt die Berechnung des relativen Fehlers $\Lambda \frac{\Delta E_{j1}}{\Delta E_{j2}}$:

$$\Lambda \frac{\Delta E_{j1}}{\Delta E_{j2}} = \left| \frac{\Lambda \Delta E_{j1}}{\Delta E_{j1}} \right| + \left| \frac{\Lambda \Delta E_{j2}}{\Delta E_{j2}} \right| = 0,40 \quad (6.11)$$

Messungen des Energieverlustfaktors verfügen über einen Fehler von circa 40%.

Danksagung

Meinen außerordentlichen Dank richte ich an Frau PD. Dr. Olga Rosmej, Projektleiterin an der GSI, für ihre stete Förderung und Unterstützung. Weiterhin danke ich ihr für die Einbeziehung verbunden mit der Teilnahme an unterschiedlichen interessanten Projekten, in verschiedenen Bereichen der Plasmaphysik. Sie hat mich zu vielfältigen Betrachtungen angeregt und mir ein breites Wissensspektrum vermittelt.

Gleichermaßen danke ich Herrn Prof. Dr. Joachim Jacoby, Leiter der Plasmaphysik der Uni Frankfurt, dass er mir den Themenbereich der Plasmaphysik vermittelt hat. Er hat meinen Werdegang informativ, sachkundig und beratend begleitet.

Weiterhin danke ich Herrn Tim Rienecker, Doktorant an der Uni Frankfurt, für sein kollegiales, hilfsbereites Verhalten. Es half mir, mich in komplexe Themenbereiche einzuarbeiten.

Für ihre Unterstützung bei den Strahlzeiten danke ich Herrn Dr. Abel Blacevich, Herrn Andreas Schönlein, Herrn Markus Schächinger, Herrn Ge Xu und Herrn Sero Zaether.

Des weiteren danke ich Herrn Prof. Dr. Siegbert Hagmann für seine Hinweise und Ratschläge bei der Anwendung von Glättungs und Auswertungsverfahren. Außerdem gilt mein Dank Herrn Dr. Alexander Frank und Herrn Witold Cayzac für ihre Mitarbeit und Unterstützung beim Experiment.

Ferner danke ich allen Mitarbeitern der AG Laser- Beschleuniger und Plasmaphysik für ihre stete Unterstützung während der Strahlzeiten.

Zusätzlich möchte ich unseren Kollaborationspartnern für die Erweiterung des Experiments um weitere Messungen in harmonischer Zusammenarbeit danken:

- Aus dem Institut VNIIEF, in Sarov, Russland: N. Suslov , D. Martsovenko, V. Vatulin, N. Zhidkov.
- Von der Czech Technical University in Prague, PALS, Prague, Czechia: D. Klir, K. Rezac und J. Cikhardt
- Von dem "Institute of Modern Physics, Lanzhou, China": Y. Zhao und R. Cheng.

- Vom "Laser Fusion Research Center, Mianyang, Sichuan, China": L. Cao, L. Wei, Q. Feng und Y. Gao.
- Von der "Moscow State University, Russia": L. Borisenko, N. Borisenko und A. Malikova

Abschließend danke ich meinen Eltern für Ihre Unterstützung.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere an Eides statt durch meine eigene Unterschrift, dass ich die vorstehende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe angefertigt und alle Stellen, die wörtlich oder annähernd wörtlich aus Veröffentlichungen genommen sind, als solche kenntlich gemacht habe.

Die Versicherung bezieht sich auch auf in der Arbeit gelieferte Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen und dergleichen.

Ort, Datum

Unterschrift