

---

# **Untersuchung laserinduzierter Plasmen unter Verwendung eines kryogenischen H<sub>2</sub> Cluster- und Tröpfchentargets**

**Rui Alexandre Costa Fraga**

Diplomarbeit  
am Institut für Kernphysik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

30. August 2007

JOHANN WOLFGANG  GOETHE  
UNIVERSITÄT  
FRANKFURT AM MAIN

---



Para os meus queridos Pais



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalischer Hintergrund</b>	<b>5</b>
2.1	Laser-Plasma-Physik . . . . .	5
2.1.1	Erzeugung des Plasmas . . . . .	5
2.1.1.1	Ionisationsprozesse in ultraintensiven Laserfeldern . . . . .	5
2.1.2	Das freie Elektron im Laserfeld . . . . .	7
2.1.2.1	Ponderomotives Potential . . . . .	10
2.1.3	Die Transparenzfähigkeit des Plasmas . . . . .	11
2.1.4	Elektronen- und Ionenbeschleunigung in Clustern . . . . .	13
2.1.4.1	Elektronenbeschleunigung . . . . .	13
2.1.4.2	Ionenbeschleunigung . . . . .	14
2.1.5	Plasmabremsstrahlung . . . . .	19
2.2	Cluster und Tröpfchen . . . . .	19
2.2.1	Cluster . . . . .	19
2.2.2	Tröpfchen . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Laser</b>	<b>23</b>
3.1	Erzeugung ultrakurzer Laserpulse . . . . .	23
3.1.1	Modenkopplung . . . . .	23
3.1.2	Das Lasermedium: Titan:Saphire . . . . .	26
3.1.3	Kerr-Effekt . . . . .	26
3.1.3.1	Selbstfokussierung . . . . .	27
3.1.3.2	Selbstphasenmodulation und Gruppengeschwindigkeitsdispersion . . . . .	27
3.1.4	Aufbau des Lasersystems . . . . .	29

3.1.4.1	Oszillator . . . . .	29
3.1.4.2	Verstärker . . . . .	29
3.1.5	Der Laserfokus . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>35</b>
4.1	Experimentierkammer und Vakuum . . . . .	35
4.2	Targetsystem (Düse) . . . . .	36
4.3	Der Ionendetektor . . . . .	38
4.3.1	Mikrokanalplatten . . . . .	38
4.3.2	Delayline-Anode . . . . .	39
4.3.3	Verkabelung und Datenaufnahme . . . . .	41
4.4	Der Röntgendetektor . . . . .	42
4.5	Die Strahlführung des Lasers und Laserintensität . . . . .	43
4.6	Die Versuchsdurchführung . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Ergebnisse und Interpretation</b>	<b>47</b>
5.1	Doppelter Laserpuls . . . . .	47
5.2	Die Flugzeitspektren . . . . .	47
5.3	Clusterverteilung und Coulombexplosion . . . . .	51
5.4	Die Clusterionen . . . . .	53
5.5	Röntgenstrahlung . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>59</b>
<b>A</b>	<b>Anhang:</b>	
	<b>Daten und Spektren</b>	<b>61</b>
A.1	Messtabelle . . . . .	61
A.2	Flugzeitspektren . . . . .	64
A.3	Energiespektren . . . . .	66
A.4	Peaks . . . . .	71
	<b>Literatur</b>	<b>73</b>

# 1. Einleitung

Die Untersuchung laserinduzierter Plasmen ist ein noch recht junges Forschungsgebiet innerhalb der Physik. Es gewinnt aber aufgrund der vielversprechenden Anwendungen immer mehr an Bedeutung. Die Möglichkeit in laserinduzierten Plasmen Teilchen auf enorme Energien zu beschleunigen, könnte zum Beispiel für die Hochenergiephysik von großer Bedeutung sein. Die Hochenergiephysik kämpft mit dem Problem, dass die Beschleuniger, die heutzutage gebaut werden, überproportional groß und teuer werden um auf gewünschten Teilchenenergien zu kommen. Außerdem stoßen die bisherigen Beschleunigertechnologien immer mehr an ihre Leistungsgrenzen. All diese Probleme könnten eines Tages mit Hilfe laserinduzierter Plasmen gelöst werden, da die notwendigen Apparatur für diese Laserplasmen verhältnismäßig platzsparend und billig sind. Zudem wird erwartet das Laserplasmen Teilchen auf Energien beschleunigen können, die weit überhalb der Leistungsgrenze der heutigen Beschleuniger liegen. Die Tatsache, das die Apparaturen platzsparender und billiger sind, macht die Laserplasmen auch für viele andere Gebiete interessant. Zum Beispiel benötigt die Medizin platzsparende billige Beschleuniger für die Tumorthapie mit Ionenstrahlen oder auch zur Erzeugung von kurzlebiger Radioisotopen für die PET-Untersuchung. Aber nicht nur die Medizin auch die traditionelle Kernphysik könnte Interesse haben an einer kompakten Protonenquelle für die Transmutaion von Atommüll. Weiterhin bieten laserinduzierte Plasmen nicht nur die Möglichkeit zur Teilchenbeschleunigung, sondern auch zur Erzeugung von gepulster Röntgenstrahlung. Die Pulsdauer dieser Röntgenstrahlung liegt in der Zeitskala der Laserpuls, das bedeutet es können Röntgenpulse mit einer Breite im Femtosekundenbereich erzeugt werden. Solche Röntgenquellen sind beosonders für die biologische Forschung von großer Bedeutung, diese benötigen sie für die

Untersuchung von Proteinstrukturen. Außerdem können damit dynamische Prozesse studiert werden, die man bisher nicht sichtbar machen konnte.

Laserplasmen sind aber nicht nur in der Anwendung von Interesse, sondern auch in der Grundlagenforschung. Es können in ihnen Prozesse studiert werden, die bisher nur in astronomischen Objekten beobachtet werden. Insbesondere können in den Laserplasmen Fusionsprozesse beobachtet werden, dies bietet die Möglichkeit diese Fusionsprozesse genauer zu studieren und außerdem könnte aus die bei der Fusion entstehenden Neutronen ausgenutzt werden um neuartige Neutronenquelle zu konsipieren.

Bis zu Anwendbarkeit dieser Laserplasmen als Beschleuniger, Röntgenquellen oder auch Neutronenquellen, ist es noch ein langer Weg. Es gibt eine Menge Modelle, die versuchen die ablaufenden Vorgänge zu erklären, die zur Beschleunigung der Teilchen führen. Jedoch ist man sich nicht einig welche davon gültig sind und mit welchem Anteil sie jeweils zur Beschleunigung beitragen. Um das Verständnis dieser Vorgänge zu verbessern, ist noch eine Menge experimenteller Arbeit notwendig. Aber auch von technischer Seite ist noch viel zu machen, da die bisher erzeugten Teilchenstrahlen nicht die notwendigen Eigenschaften haben, die ein Beschleunigen mit sich bringen muss. Da wäre zum Beispiel die noch zu große Divergenz, als auch die zu breite Energieverteilung.

Zwei Arten von Targets werden zur Zeit vorwiegend für die Erzeugung der Laserplasmen genutzt: Das sind zu einem dünne Folientargets mit nur wenigen Mikrometer Dicke, und zu anderen sind es Gastargets aus einer Düsenstrahlexpansion. Die dünnen Folien bieten zwar den Vorteil, das sie eine hohe Dichte aufweisen, haben aber den Nachteil das sie nach jedem Schuß ausgetauscht werden müssen. Ein Gastarget verbraucht sich zwar nicht, dafür hat es mit der niedrigen Dichte zu kämpfen. Die Dichte ist deshalb so wesentlich, da von dieser die Rate der beschleunigten Teilchen und ihre Energie abhängt, sowie die Intensität der erzeugten Strahlung. Eine Alternative zu den soeben erwähnten Targets sind Clustertargets. Cluster können kontinuierlich erzeugt werden und sie haben die Dichte eines Festkörpers, jedoch wurden diese Targetform bisher nur wenig untersucht. Da Cluster eine interessante Alternative sind, ist es zunächst einmal wichtig zu wissen, welche Prozesse bei ihnen zur Clusterexplosion führen und welche Teilchenenergien erreicht werden können. Dazu gibt es wieder eine Vielzahl von Modellen und nur wenige experimentelle Ergebnisse. In dieser Arbeit sollen nun kleine Cluster aus Wasserstoffmolekülen untersucht werden. Diese sind deshalb so interessant, weil sie nur aus Protonen und Elektronen bestehen und Wasserstoffatome nur zwei Ladungszustände besitzt. Das macht die Wasserstoffcluster einfachen

Anschauungsobjekten für die Laserplasmaforschung. Hinzu kommt, dass ein besonderes Interesse von Seiten der Medizin in hochenergetischen Protonen besteht, für die schon oben erwähnte Tumorthherapie. Für diese Anwendung erscheinen Wasserstoffcluster deshalb besonders geeignet. Es wird hier untersucht werden wie sich die maximale Energie zu der mittleren Clustergröße verhält und daraus soll auf die maximale Clustergröße geschlossen werden. Außerdem soll noch versucht werden Wasserstofftröpfchen zu erzeugen und diese als Targets zu nutzen. Diese Tröpfchen rücken in die Größenskala eines Folientargets, jedoch haben sie hingegen zu den Folien eine sphärische Geometrie. Dies würde die Möglichkeit bieten den Einfluss der Targetgeometrie zu studieren. Schließlich soll außer den entstehenden Ionen auch die erzeugte Röntgenstrahlung untersucht werden, um darüber Rückschlüsse auf die Elektronentemperatur ziehen können und um die Eignung der Clusterquelle zur Erzeugung von Röntgenstrahlung zu untersuchen.



## 2. Physikalischer Hintergrund

In diesem Kapitel sollen dem Leser die wichtigsten physikalischen Konzepte und Zusammenhänge vermittelt werden, die dieser Arbeit zugrunde liegen. Die einzelnen Abschnitte geben einen Überblick zu den Themen Laser-Plasma-Physik und Cluster- und Tröpfchenerzeugung aus einer Düsenstahl-expansion.

### 2.1 Laser-Plasma-Physik

#### 2.1.1 Erzeugung des Plasmas

Was ist eigentlich ein Plasma? In der Standardliteratur wird Plasma als vierter Aggregatzustand der Materie bezeichnet, bei dem es sich meist um ein (teilweise) ionisiertes Gas handelt. Daraus folgt, dass ein Plasma wird erzeugt, indem man einen Großteil der Materie ionisiert. In der Laser-Plasma-physik geschieht dies durch ultraintensives Laserlicht.

##### 2.1.1.1 Ionisationsprozesse in ultraintensiven Laserfeldern

In ultraintensiven Laserfeldern können verschiedene Ionisationsmechanismen zum Tragen kommen. Es werden vier Mechanismen unterschieden:

- atomarer/molekularer Photoeffekt
- Multiphoton-Ionisation (MPI)
- Tunnelionisation
- Over the Barrier Ionization (OTBI)

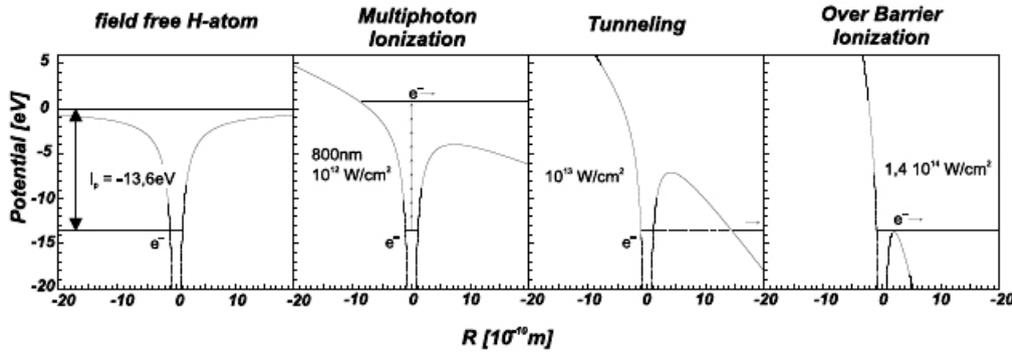


Abbildung 2.1: Mögliche Formen der Ionisation in ultraintensiven Laserfeldern [39].

Welcher dieser Mechanismen der ausschlaggebende ist, hängt von drei Faktoren ab: zum einen von der Ionisationsenergie  $E_{ion}$  des zu ionisierenden Atoms/Moleküls, zum anderen von der Photonenergie  $E_p h = hc/\lambda$  des Laserlichts, und schließlich noch von der Intensität  $I$  des Laserlichts. Mit zunehmender Laserintensität kommt es zuerst zum Photoeffekt (wenn für die anderen zwei Faktoren gilt:  $E_p h > E_{ion}$ ), als nächstes zur Multiphoton-Ionisation, danach zur Tunnelionisation und zuletzt zur Over the Barrier Ionization.

Der Photoeffekt wurde bereits von Einstein geklärt. Er hat zeigen können, dass nicht die Intensität, sondern die Wellenlänge des verwendeten Lichts für die Ionisation relevant ist. Um das zu erklären, hat er angenommen das Licht aus einzelnen Lichtquanten besteht, die eine Energie besitzen in Abhängigkeit von ihrer Frequenz. Um nun ein Atom ionisieren zu können, muss diese Photonenergie größer als die Ionisationsenergie sein.

Die Multiphoton-Ionisation basiert darauf, dass aufgrund der hohen Photondichte bei steigender Laserintensität die Wahrscheinlichkeit zunimmt, dass mehrere Photonen gleichzeitig mit einem Elektron wechselwirken können. Auf diese Weise kann ein Atom ionisiert werden, auch wenn dessen Ionisationsenergie für sein äußeres Elektron oberhalb der Photonenergie eines einzelnen Photons liegt.

Schließlich wird ab einer bestimmten Intensität die Ionisation nicht mehr im Photonenbild beschrieben, man wechselt dann in eine klassische Betrachtung. Wann dieser Wechsel stattfindet ist über den Keldysh-Parameter gegeben [33]:

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}} \quad (2.1)$$

$I_p$  ist die Ionisationsenergie.  $U_p$  die ponderomotive Energie, sie ergibt sich aus dem ponderomotiven Potential (siehe 2.1.2.1). Ist  $\gamma > 1$  dominiert der

Ion	$E_{ion}[eV]$	$I_{OTBI} [W/cm^2]$
$H^+$	13,61	$1,4 \cdot 10^{14}$
$He^+$	24,59	$1,4 \cdot 10^{15}$
$He^{2+}$	54,42	$8,8 \cdot 10^{15}$
$N^+$	14,53	$3,6 \cdot 10^{12}$

**Tabelle 2.1:** Ionisationsenergien und Intensitätsschwelle für OTBI.

Multiphotonen-Prozess, ist  $\gamma < 1$  dominiert die Tunnelionisation. Im klassischen Bild führt das extreme elektrische Feld dazu, dass das Potential, in dem das äußerste Elektron gebunden ist, verzerrt wird. Dadurch bildet sich eine Potentialbarriere, durch die das Elektron tunneln kann (Tunnelionisation). Bei noch höheren Intensitäten verzerrt sich das Bindungspotential dermaßen, dass das Elektron direkt ins Kontinuum gelangen kann (Over the Barrier Ionization). Die Intensität, ab der OTBI stattfindet ergibt sich aus folgender Gleichung:

$$I_{OTBI} \left[ \frac{W}{cm^2} \right] = \frac{\pi^2 \epsilon^3 c E_I^4}{2 Z^2 e^6} = 4 \cdot 10^9 (E_{ion}[eV])^4 Z^2 \quad (2.2)$$

Alle oben erklärte Ionisationsmechanismen finden während der Anstiegsflanke des Laserpulses statt, sodass beim Erreichen des Pulsmaximums bereits alle Atome/Moleküle ionisiert sind. In dichten Targets gewinnt die Elektronenstoßionisation die Oberhand, sobald die Feldionisation genügend Elektronen ins Kontinuum gebracht hat. Direkt nach der Ionisation besitzen die Elektronen nur eine geringe Energie kleiner ihrer Ionisationsenergie, sodass das Plasma nur eine niedrige Temperatur hätte. Allerdings werden die Elektronen durch das Laserfeld weiter aufgeheizt. Die Aufheizung geschieht über das ponderomotive Potential, welches im nächsten Abschnitt erläutert wird.

## 2.1.2 Das freie Elektron im Laserfeld

Nach der Ionisation befinden sich die freigewordenen Elektronen in einem stark periodisch ändernden elektromagnetischen Feld. Um zu verstehen was passiert, wird hier ein einzelnes freies Elektron im elektromagnetischen Feld des Laserlichts betrachtet. Die Bewegungsgleichung für das freie Elektron im elektrische Feld  $\vec{E}$  und magnetischem Feld  $\vec{B}$  ergibt sich aus der Lorentzkraft:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(\gamma m_0 c \vec{\beta}) = -e \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (2.3)$$

$$\vec{p} = \text{Impuls} \quad \vec{v} = \text{Geschwindigkeit} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c} \quad m_0 = \text{Elektronenruhemasse}$$

Durch Multiplizieren mit dem Impuls  $\vec{p}$  und unter Verwendung von  $\vec{p}d\vec{p} = \frac{1}{2}d\vec{p}^2$  sowie  $\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_0c}\right)^2}$  ergibt sich aus Gleichung 2.3 die Energiegleichung:

$$m_0c^2 \frac{d\gamma}{dt} = -e\vec{v} \left( \vec{E} + \underbrace{\vec{v} \circ (\vec{v} \times \vec{B})}_{=0} \right) = -e\vec{v}\vec{E} \quad (2.4)$$

Bevor mit dieser Gleichung weitergerechnet wird, betrachtet man zunächst einmal das elektrische  $\vec{E}$  und magnetische  $\vec{B}$  Feld einer ebenen Lichtwelle, die sich in x-Richtung bewegt:

$$\vec{E} = \delta E_0 \cos(\phi) \vec{e}_y + \sqrt{1 - \delta^2} E_0 \sin(\phi) \vec{e}_z \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = -\sqrt{1 - \delta^2} \frac{E_0}{c} \sin(\phi) \vec{e}_y + \delta \frac{E_0}{c} \cos(\phi) \vec{e}_z \quad (2.6)$$

$\delta$  und  $\sqrt{1 - \delta^2}$  berücksichtigen verschiedene Polarisierungen. Durch Einsetzen der Felder in die Gleichungen 2.3 und 2.4 ergeben sich die folgenden vier Gleichungen:

$$\frac{d}{dt}(\gamma\beta_x) = -\frac{eE_0}{m_0c} \left( \beta_y \delta \cos(\phi) + \beta_z \sqrt{1 - \delta^2} \sin(\phi) \right) \quad (2.7)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma\beta_y) = -\frac{eE_0}{m_0c} \delta \cos(\phi) (1 - \beta_x) \quad (2.8)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma\beta_z) = -\frac{eE_0}{m_0c} \sqrt{1 - \delta^2} \sin(\phi) (1 - \beta_x) \quad (2.9)$$

$$\frac{d}{dt}\gamma = -\frac{eE_0}{m_0c} \left( \beta_y \delta \cos(\phi) + \beta_z \sqrt{1 - \delta^2} \sin(\phi) \right) \quad (2.10)$$

Durch Subtraktion der Gleichung 2.7 von Gleichung 2.10 ergibt sich

$$\frac{d}{dt}\gamma - \frac{d}{dt}(\gamma\beta_x) = \frac{d}{dt}(\gamma(1 - \beta_x)) = 0 \quad (2.11)$$

Das Integral von Gleichung 2.11 und geschicktes einbringen der Anfangsbedingungen  $\gamma_0$  und  $\beta_{x_0}$

$$\gamma(1 - \beta_x) = \text{const.} = \gamma_0(1 - \beta_{x_0}) \quad (2.12)$$

ergibt sich mit der Beziehung  $\frac{1}{\gamma^2} = 1 - \beta_x^2 - \beta_y^2 - \beta_z^2$  für die Energie

$$\gamma(\phi) = \gamma_0 \left[ 1 + ([\gamma\beta_y(\phi)]^2 + [\gamma\beta_z(\phi)]^2) \left( \frac{1 + \beta_{x0}}{2} \right) \right] \quad (2.13)$$

Um hier nun die Gleichungen 2.8 und 2.9 einsetzen zu können, müssen diese noch integriert werden, dazu wird zunächst die Zeitableitung zu einer Ableitung nach der Phase umschreiben.

$$\frac{d}{dt}(\gamma\beta_y) = \frac{d}{d\phi}(\gamma\beta_y) \frac{d\phi}{dt} = -\frac{eE_0}{m_0c} \delta \cos(\phi) (1 - \beta_x) \quad (2.14)$$

mit  $\frac{d\phi}{dt} = \frac{d}{dt} \omega \left( t - \frac{x(t)}{c} \right) = \omega \left( 1 - \frac{v_x(t)}{c} \right) = \omega (1 - \beta_x)$  folgt

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\phi}(\gamma\beta_y) \frac{d\phi}{dt} &= \frac{d}{d\phi}(\gamma\beta_y) \omega (1 - \beta_x) = -\frac{eE_0}{m_0c} \\ \Rightarrow \frac{d}{d\phi}(\gamma\beta_y) &= -\frac{eE_0}{\omega m_0c} \delta \cos(\phi) \\ \Rightarrow \gamma\beta_y &= \int_0^\phi -\frac{eE_0}{\omega m_0c} \delta \cos(\phi) d\phi = -\frac{eE_0}{\omega m_0c} \delta \sin(\phi) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Das Gleiche macht man auch mit Gleichung 2.9, sodass

$$\gamma\beta_z = -\frac{eE_0}{\omega m_0c} \sqrt{1 - \delta^2} (\cos(\phi) - 1) \quad (2.16)$$

An dieser Stelle ist es sinnvoll den relativistischen Faktor  $a_0$  zu definieren,

$$a_0 = \frac{eE_0}{\omega m_0c} = \frac{eE_0\lambda}{2\pi m_0c^2} \quad (2.17)$$

ist  $a_0 \geq 1$  werden relativistische Effekte von Bedeutung, andernfalls kann das System klassisch betrachtet werden.

Setzt man nun die Gleichungen 2.15 und 2.16 in 2.13 ein, und verwendet als Vereinfachung Gl. 2.17, so ergibt sich die Energie zu

$$\gamma(\phi) = \gamma_0 \left[ 1 + (-a^2 \delta^2 \sin^2(\phi) - a_0^2 (1 - \delta^2) (\cos(\phi) - 1)^2) \left( \frac{1 + \beta_{x0}}{2} \right) \right] \quad (2.18)$$

Man kann nun die Polarisation  $\delta$  einsetzen. Dabei ist aber zu beachten, dass aufgrund der in Gl. 2.15 gewählten Integrationsgrenzen  $\delta = \pm 1$  bedeutet, dass das Elektron bei maximalen  $|\vec{E}|$  starten, während  $\delta = 0$  bedeutet, dass das Elektron bei minimalen  $|\vec{E}|$  startet.

Man erhält also folgende maximale Energie der Elektronen im elektromagnetischem Feld einer ebenen Welle:

$$\delta = 0 \quad \cup \quad \delta = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \Rightarrow \quad \gamma((2n+1)\pi) = \gamma_0 [1 + 2a_0^2 (1 + \beta_{x_0})] \quad (2.19)$$

$$\delta = \pm 1 \quad \Rightarrow \quad \gamma((n/2+1)\pi) = \gamma_0 \left[ 1 + \frac{a_0^2}{2} (1 + \beta_{x_0}) \right] \quad (2.20)$$

Der Energieanteil, der durch das Laserfeld hinzukommt, ist nur solange vorhanden wie auch das Elektron sich im Laserfeld befindet. Nachdem das Laserfeld fort ist, besitzt das Elektron wieder nur seine Ruheenergie. Dies sieht man daran, dass das zeitliche Mittel der Lorentzkraft über eine Laserperiode Null ist, was bedeutet, dass keine Nettokraft resultiert.

### 2.1.2.1 Ponderomotives Potential

Anders verhält es sich, wenn man die Ortsabhängigkeit des E-Feldes in die Betrachtung miteinbezieht. Wird ein Elektron betrachtet, das zu Beginn im Zentrum des Laserstrahls sitzt, und sei der E-Feldvektor des Laserfeldes zu Beginn gleich Null, dann wird das Elektron in der ersten Hälfte der Laserperiode entlang des E-Feldvektors beschleunigt, dabei verläßt es das Zentrum des Laserstrahls. Außerhalb dieses Zentrums ist das Laserfeld schwächer, sodass das Elektron in der zweiten Hälfte der Laserperiode nicht mehr vollkommen zum Stillstand kommt. Das gilt auch für Elektronen, die zu einem anderem Zeitpunkt in der Laserperiode starten. In diesen beiden Fällen erfahren die Elektronen eine Nettokraft die sogenannte ponderomotive Kraft. Sie führt dazu, dass die Elektronen aus dem Laserstrahl gedrängt werden und zwar im nichtrelativistischen Fall entlang der Richtung des E-Feldvektor. In diesem nichtrelativistischen Fall läßt sich die ponderomotive Energie folgendermaßen herleiten. Der E-Feldvektor sei für linear polarisiertes Licht wie folgt gegeben:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cos(\omega t) \quad (2.21)$$

$\vec{E}(\vec{r})$  in dem die Ortsabhängigkeit enthalten ist wird nun Taylorentwickelt, um den ortsabhängigen Anteil zu erhalten.

$$\vec{E}(\vec{r}) \simeq \vec{E}(\vec{r}_0) + \underbrace{(\vec{r}_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}(\vec{r})}_{\text{ortsabhängiger Anteil}}|_{\vec{r}=\vec{r}_0} + \dots \quad (2.22)$$

Die Wegänderung  $\vec{r}_1$  des Elektron in Nähe von  $\vec{r}_0$  hängt in erster Näherung nur vom E-Feld ab, damit ergibt sich:

$$m_e \vec{a}_1 = -e \vec{E}(\vec{r}_0) \cos(\omega t) \quad (2.23)$$

$$\vec{v}_1 = -\frac{e\vec{E}}{m_e\omega}(\vec{r}_0)\sin(\omega t) \quad (2.24)$$

$$\vec{r}_1 = \frac{e\vec{E}}{m_e\omega^2}(\vec{r}_0)\cos(\omega t) \quad (2.25)$$

Man setzt nun den entwickelten, ortsabhängigen Anteil der Taylorentwicklung,  $\vec{v}_1$  und  $\vec{r}_1$  in die Lorenzgleichung 2.3 ein. Das B-Feld ergibt sich aus dem E-Feld bei  $r_0$  durch folgende Beziehung  $-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \vec{E}$  zu  $\vec{B}(\vec{r}_0) = \int_0^t -\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) dt$ .

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} &= -e \left[ \left( \vec{r}_1 \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{E}(\vec{r}) \Big|_{\vec{r}=\vec{r}_0} \cos(\omega t) + \right. \\ &\quad \left. + \vec{v}_1 \times \int_0^t -\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \Big|_{\vec{r}=\vec{r}_0} \cos(\omega t) dt \right] \\ &= -\frac{e^2}{m_e\omega^2} \left[ \left( \vec{E}(\vec{r}_0) \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{E}(\vec{r}) \Big|_{\vec{r}=\vec{r}_0} \cos^2(\omega t) + \right. \\ &\quad \left. + \vec{E}(\vec{r}_0) \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \Big|_{\vec{r}=\vec{r}_0} \sin^2(\omega t) \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

Durch Umformen mit der allgemeinen Beziehung  $\vec{A} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \frac{1}{2} \vec{\nabla} A^2 - (\vec{A} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A}$  und Bildung des zeitlichen Mittelwerts (wobei  $\langle \sin^2(\omega t) \rangle = \langle \cos^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2}$ ) folgt:

$$\vec{F}_{pond} = \left\langle \frac{d\vec{p}}{dt} \right\rangle = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2} \vec{\nabla} E^2(\vec{r}_0) \quad (2.27)$$

Und daraus folgt das ponderomotive Potential:

$$\Phi_{pond} = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2} E^2(\vec{r}_0) \quad (2.28)$$

Zur Herleitung des relativistischen pondermotiven Potentials muss das totale Differential der Impulsableitung berücksichtigt werden, wobei zusätzlich das E- und das B-Feld durch das Vektorpotential  $\vec{A}$  dargestellt werden :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{p} = -e \left[ -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \Phi_{el} + \vec{v} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \right] \quad (2.29)$$

Für eine vollständige relativistische Herleitung sei auf den Artikel von Quesnel und Mora [17] verwiesen. Das ponderomotive Potential ist von entscheidender Bedeutung für die meisten Beschleunigungsmechanismen in Laserplasmen.

### 2.1.3 Die Transparenzfähigkeit des Plasmas

Nachdem der Vorpuls bzw. die ansteigende Flanke des Hauptpulses den Großteil des Targetmaterials ionisiert hat und es damit zu einem Plasma wird, muss man sich

nun anschauen, welche Wirkung das Plasma auf den restlichen Lichtpuls hat. Dazu bedient man sich einem Begriff aus der Plasmaphysik, der Plasmafrequenz. Diese gibt die Frequenz der Oszillation der Ladungsdichte der Elektronen im Plasma an. Sie ist gegeben durch:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.30)$$

An die Dichteoszillation der Elektronen koppelt das E-Feld des einfallenden Licht über folgende Dispersionsrelation:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (2.31)$$

$\omega$  sei die Laserfrequenz. Zieht man nun noch die Beziehung für die Gruppengeschwindigkeit hinzu,

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = cn \quad (2.32)$$

so kann man den Brechungsindex  $n$  des Plasmas definieren.

$$n = \frac{1}{c} \frac{d\omega}{dk} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_k}} \quad (2.33)$$

$n_k$  wird hier als *kritische Dichte* neu eingeführt. Aus der Gleichung 2.33 zusammen mit der Beziehung für die Plasmafrequenz 2.31 folgt

$$n_k = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (2.34)$$

Es lassen sich nun folgende zwei Fälle betrachten:

- $n_e \geq n_k$  bzw.  $\omega_p \geq \omega$ : In dem Fall ist der Brechungsindex in Gl. 2.33 kleiner gleich Null  $n \leq 0$ , was bedeutet, dass die Lichtpropagation durch dieses *überdichte Plasma* nicht stattfinden kann. Stattdessen wird das Licht teilweise reflektiert und klingt evanescent<sup>1</sup> ab.
- $n_e \leq n_k$  bzw.  $\omega_p \leq \omega$ : Hier ist das Licht in der Lage durch das Plasma hindurchzupropagieren und kann somit auch mit dem nachfolgendem Targetmaterial wechselwirken. In diesem Fall spricht man von einem *unterdichten Plasma*.

Da man annehmen kann, dass die Elektronendichte größer gleich der Targetdichte ist, folgt daraus, dass Plasmen aus festen Targets für sichtbares Licht undurchlässig sind, während Gastargets zu den transparenten Plasmen zählen.

<sup>1</sup>Schnelles exponentielles Abklingen des elektromagnetischen Feldes in einem verbotenen Bereich (z.B. hinter einer reflektierenden Schicht)

## 2.1.4 Elektronen- und Ionenbeschleunigung in Clustern

Man hat sich inzwischen eine Vielzahl von Beschleunigungsmechanismen ausgedacht, die für die Elektronen- und Ionenbeschleunigung in Laser-Plasmen in Frage kommen. Meistens ist es ein Zusammenspiel dieser Mechanismen, was zur Beschleunigung der geladenen Teilchen führt. Es werden hier nun vor allem diejenigen Mechanismen vorgestellt, die für diese Arbeit von Bedeutung sind oder sein könnten. Andere Beschleunigungsmechanismen werden im weiteren nur am Rande erwähnt.

### 2.1.4.1 Elektronenbeschleunigung

Eine Möglichkeit der Elektronenbeschleunigung erfolgt über das **ponderomotive Potential** (siehe Abschnitt 2.1.2.1). Dabei werden die Elektronen entlang des E-Feldvektors mit einem unwesentlichen Anteil in Laserrichtung beschleunigt. Hat man es mit Laserintensitäten im relativistischen Bereich zu tun, trägt auch der  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Term wesentlich bei, sodass die Beschleunigung immer stärker in Laserrichtung geht. Man spricht in diesem Fall von  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Heizen.

Man unterscheidet zwischen Elektronenbeschleunigungsmechanismen, die entweder in überdichten Plasmen oder in unterdichten Plasmen stattfinden können.

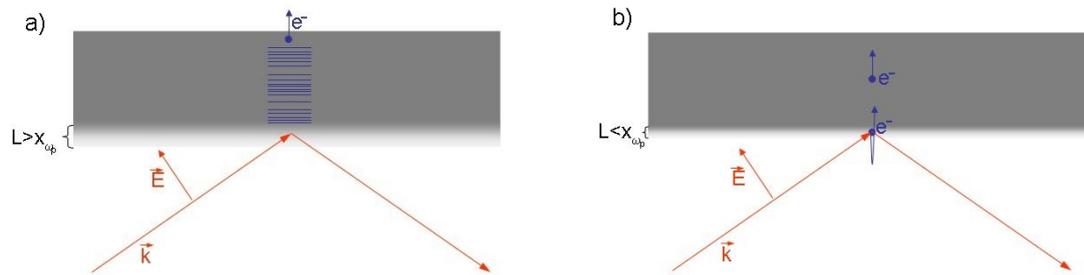
IN ÜBERDICHTEN PLASMEN:

Das Target, das hier jeweils betrachtet wird, soll planar sein und von einer Dichte, die einem überdichten Plasma entspricht. Dabei ist zu beachten, dass an der Stelle, wo das Laserlicht das Target trifft ein Plasma entsteht mit einem Dichtegradienten, das vom Vakuum über ein unterdichtetes Plasma bis zum überdichten Plasma reicht. Ein Mechanismus der zur Elektronenbeschleunigung führen kann ist die **Resonanzabsorption**. Dabei betrachtet man den Fall, dass das p-polarisierte<sup>2</sup> Licht schräg auf das Target fällt und die Skalenlänge<sup>3</sup>  $L$  des Plasmas deutlich größer ist gegen die Amplitude  $x_{\omega_p}$  der Plasmaschwingung. Das Licht wird aufgrund der optischen Eigenschaften des Plasmas wieder aus diesem herausgebrochen und reflektiert. Am Umkehrpunkt ist der E-Feldvektor der Lichtwelle senkrecht zur Targetoberfläche. An diesem Punkt gelangt die Lichtwelle evaneszent bis ins Innere und kann den Bereich der kritischen Dichte erreichen, wo die Plasmafrequenz gleich der Laserfrequenz ist. Dort kann das evaneszent abklingende Lichtfeld eine Plasmawelle resonant anregen. Diese Plasmawelle wird über einige Laserperioden anwachsen. Bei niedrigen Intensitäten wird die Plasmawelle durch Stöße gedämpft. Während es bei hohen Laserintensitäten zu Teilcheneinfang und Wellenbrechen kommen kann, was schließlich zur Beschleunigung eines Bruchteils der Elektronen führt.

Ist nun die Skalenlänge  $L$  des Plasmas kleiner als die Amplitude  $x_{\omega_p}$  der Plasmaschwingung, kommt ein anderer Prozess zum Tragen, die **Vakuum-Heizung** (*alias: Brunel-Heizung*)[26]. Man geht wie im vorigem Absatz von einer schräg aufkommende p-polarisierten Laserwelle aus, sodass es eine Komponente des E-Feldvektors

<sup>2</sup>E-Feldvektor schwingt in der Einfallsebene

<sup>3</sup> $L = \frac{n_e}{\Delta n_e}$  entspricht der Distanz zwischen max. Plasmadichte bis zur Vakuumdichte



**Abbildung 2.2:** a) Skizzierter Mechanismus der Resonanzabsorption.; b) Skizzierter Mechanismus der Brunel-Heizung.

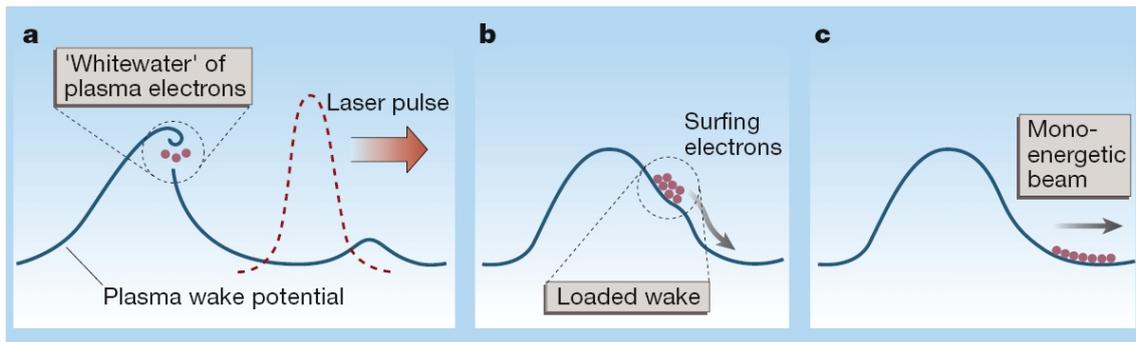
senkrecht zur Oberfläche gibt. Wird ein Elektron im richtigen Moment vom E-Feld ergriffen, kann dieses aus dem Plasma ins Vakuum gerissen werden, so dass es die Debye-Abschirmung verlässt. Kehrt sich das Laserfeld um, wird das Elektron zurück in das Plasma hineinbeschleunigt. Aufgrund der kleinen Skalenlänge passiert es den Plasmagradienten schnell und dringt in den dahinter liegenden Bereich ein. Hier kann es von dem sich wieder umkehrenden E-Feldvektor nicht mehr ausreichend abgebremst werden. Damit behält das Elektron einen kleinen Anteil Nettoenergie in senkrechter Richtung zur Targetoberfläche.

#### IN UNTERDICHTEN PLASMEN:

Der wohl wichtigste Beschleunigungsprozess in unterdichten Plasmen ist die **Laser Wakefield Beschleunigung**. Hierbei nimmt ein Elektron den Impuls des vorbeikommenden Laserpuls auf und wird um einen bestimmten Betrag in Laserrichtung verschoben. Dabei baut sich ein elektrisches Feld auf, wodurch das Elektron, nachdem der Laserpuls vorüber ist, wieder in entgegengesetzte Richtung zurückbeschleunigt wird. Dies führt zu einer Plasmaschwingung. Da der Lichtpuls aber weiter durch das Plasma läuft, entsteht so eine Plasmawelle. In dieser Plasmawelle können wiederum andere Elektronen eingefangen und von der Welle in Laserrichtung beschleunigt werden. Dadurch erhält man Elektronen mit einer hohen kinetischen Energie. Dieser Prozess ist besonders effizient, wenn die Pulslänge  $\tau$  so gewählt wird, dass sie die Plasmaschwingung mit der Plasmafrequenz  $\omega_p$  resonant anregt. Das Ganze kann man sich so vorstellen, als ob ein Schiff durch Wasser fährt; dabei erzeugt es Kielwellen, die dem Schiff hinterher laufen. Ähnlich wie ein Surfer, der auf einer Welle surft, können nun die Elektronen auf der Plasmawelle surfen.

#### 2.1.4.2 Ionenbeschleunigung

Ionen lassen sich aufgrund ihrer Trägheit nicht direkt vom Laserlicht beschleunigen, stattdessen können Sekundäreffekte der Elektronenbeschleunigung die Beschleunigung der Ionen verursachen. Diese Sekundäreffekte sind in der Regel quasi-statische



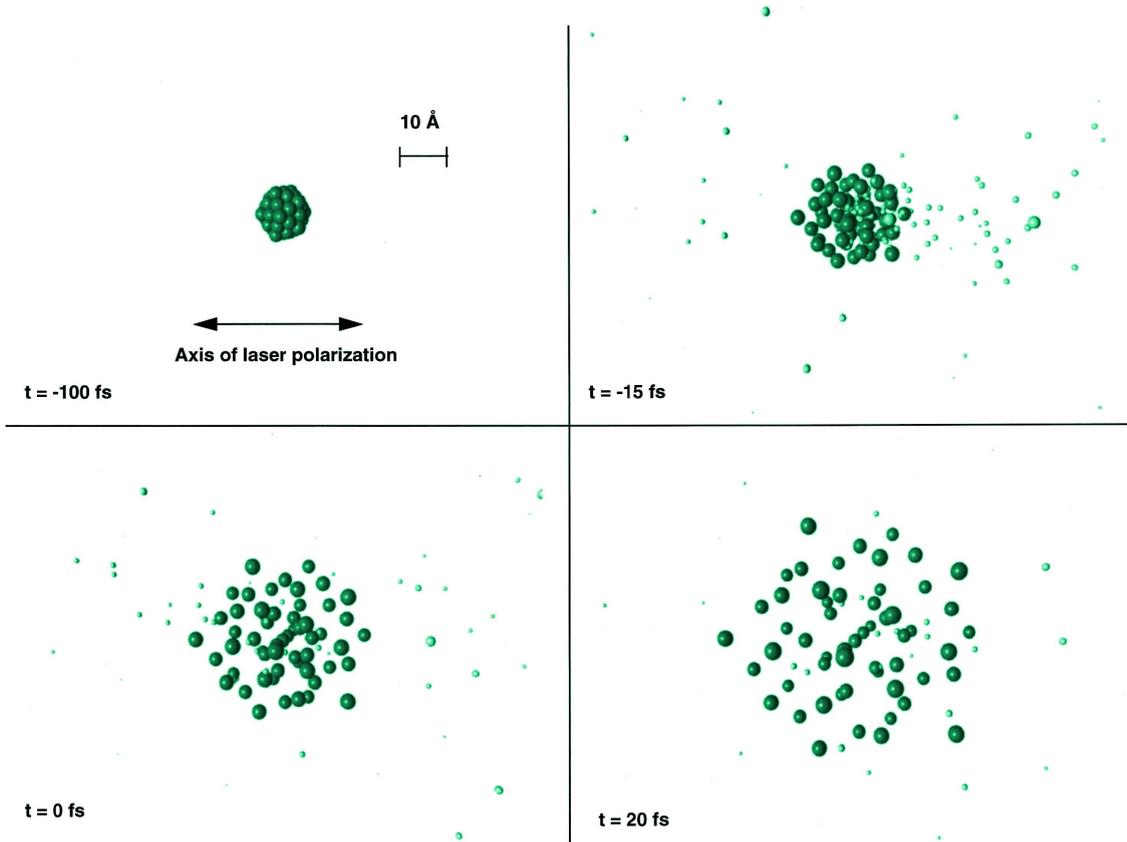
**Abbildung 2.3:** Skizzierter Mechanismus der Wakefield-Beschleunigung. [41]

Felder, die sich aufgrund der Elektronenbewegung aufbauen und in denen die Ionen schließlich beschleunigt werden. Hier sollen zwei Effekte näher dargestellt werden: die Coulombexplosion und ein kinematisches Expansionmodell.

#### COULUMBEXPLOSION

Die Coulomb-Explosion ist ein sehr einfaches Modell, was man am Besten am Beispiel von Clustern (siehe Abschnitt 2.2.1) veranschaulicht. Man betrachte also ein Cluster bestehend aus einer bestimmten Anzahl  $N$  von Atomen. Wenn nun ein hochintensiver Lichtpuls auf solch ein Cluster trifft, wird dieses ionisiert. Die freigewordenen Elektronen können dann, wenn die ponderomotive Kraft ausreichend hoch ist, genügend kinetische Energie aufnehmen, so dass sie alle das Cluster in kürzester Zeit  $2R/c$  verlassen können [21]. Die positiv geladenen Ionen bleiben währenddessen (in der Zeitskala der Elektronenbewegung) aufgrund ihrer Trägheit fast unbewegt zurück. Auf einer größeren Zeitskala wird das Cluster, das jetzt nur noch aus den positiven geladenen Ionen besteht, dann aufgrund der Coulombabstoßung explodieren. Auf diese Weise erhält man hochenergetische Ionen. Ihre Energie hängt ausschließlich von der Größe des gleichmäßig ionisierten (d.h. dass alle Atome ionisiert sind) Clusters und dem Ionisationsgrad der Ionen ab. Bis zu welcher Größe ein Cluster gerade noch gleichmäßig ionisiert wird, hängt jedoch von zwei Faktoren ab. Zum einen von der Laserintensität, die groß genug sein muss um ein Cluster gleichmäßig ionisieren zu können. Zum anderen von der Clustergröße an sich, denn ab einer bestimmten Größe können die Elektronen nicht schnell genug das Cluster verlassen. Damit befinden sich die Elektronen noch im Cluster, obwohl der Laserpuls noch nicht durch das Cluster durch ist. Dies führt dazu, dass ein überdichtetes Plasma im Cluster entsteht, welches verhindert, dass der Laserpuls weiter zum vorderen Bereich des Clusters gelangen kann. Diese Annahme gilt es noch experimentell zu überprüfen und theoretisch zu belegen.

Um die resultierende Ionenenergie quantitativ zu erfassen, betrachtet man einen sphärischen Cluster mit der Dichte  $n$  und dem Radius  $R$ . Nach der Ionisation durch den Laserpuls soll die Elektronen- und Ionendichte gleich sein und beide Teilchenarten die Temperatur Null haben. Die Elektronen werden durch den Laserpuls zu-



**Abbildung 2.4:** Beispiel einer Coulombexplosion anhand einer Simulation für Ar-Cluster, die mit einem 50 fs Puls wechselwirken [31].  $t = 0$  entspricht dem Pulsmaximum.

sätzlich beschleunigt. Die Energie, die sie dabei aufnehmen hängt von der ponderomotiven Kraft ab. Die aufgenommene Energie entspricht also  $E_e = m_0 c \frac{a}{4}$ . Damit alle Elektronen das Cluster verlassen können, muss ein maximales Potential  $\phi_{max}$  überwunden werden. Dies entspricht dem Potential auf der Oberfläche des Cluster, wenn es nur noch aus Ionen bestehen würde. Damit folgt für das maximale Potential

$$\phi_{max} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{eZ}{R} n \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{eZnR^2}{3\epsilon_0} \quad (2.35)$$

Die Elektronenenergie  $E_e$  muss größer sein als die Energie am maximalen Potential  $e\phi_{max}$ , damit das Cluster von den freigewordenen Elektronen befreit wird. Daraus läßt sich für eine gegebene Clustergröße eine untere Grenze für die Laserintensität bestimmen.

$$E_e \gg e\phi_{max} \quad \Rightarrow \quad a > \sqrt{\frac{4Z^2 e^2 n}{3\epsilon_0 m c^2}} R \quad (2.36)$$

Während der Coulomb-Explosion eines Clusters, erhält ein Ion eine kinetische Energie in Abhängigkeit von seinem Anfangsort. Bei einem sphärischen Cluster ist in diesem Sinne nur der anfängliche radiale Abstand  $r$  vom Clustermittelpunkt gemeint.

Bei einer homogenen Verteilung der Ionendichte ist die Ladung innerhalb der Radius  $r$  gegeben durch

$$Q = \frac{4}{3}\pi r^3 nZe \quad (2.37)$$

Angenommen die Ionen entfernen sich bei der Coulombabstoßung gleichmäßig von der Oberfläche, dann ist ihre Energie im Unendlichem gegeben durch

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qQ}{r} = \frac{Z^2 e^2 n r^2}{3\epsilon_0} \quad (2.38)$$

Die maximal Energie  $E_{max}$  der Ionen erhält man, wenn in die Formel 2.38 den Radius  $R$  des Cluster einsetzt.

$$E_{max} = \frac{Z^2 e^2 n R^2}{3\epsilon_0} \approx 300 Z^2 \left( \frac{n}{5 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}} \right) \cdot \left( \frac{R}{1\mu\text{m}} \right)^2 \text{MeV} \quad (2.39)$$

Man kann sich nun die Energieverteilung der erzeugten energetischen Ionen eines Cluster folgendermaßen überlegen. Die Zahl der Ionen in einem Radius von  $r$  bis  $r + dr$  ist  $dN = 4\pi n r^2 dr$  zusammen mit Gleichung 2.38 ergibt dies

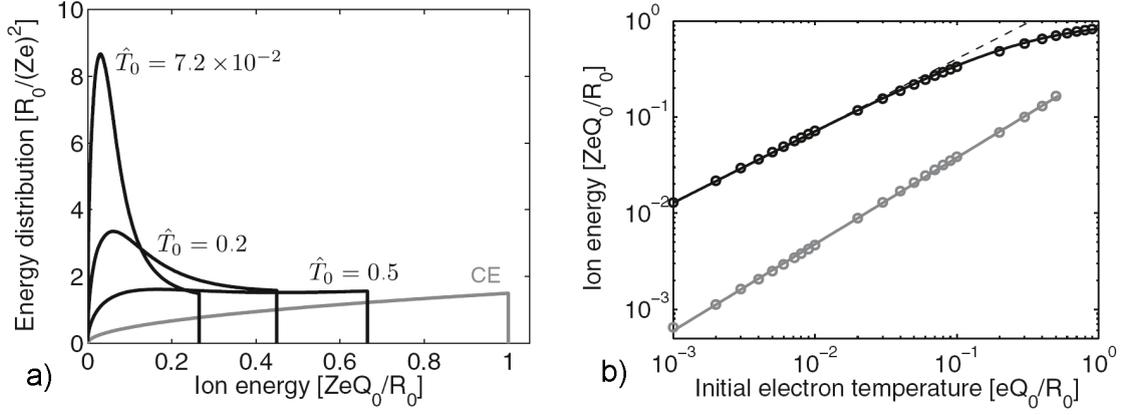
$$\frac{dN}{dE_i} = \frac{6\pi}{Z^3 e^3} \sqrt{\frac{3\epsilon_0 E}{n}} \quad (2.40)$$

Diese Energieverteilung entspricht in einer doppellogarithmischen Darstellung von  $dn/dE_i$  gegen  $E$  einer Geraden, die bei Erreichen von  $E_{max}$  instantan auf Null fällt. In einem realem Spektrum wird man so eine Verteilung nie sehen, weil man es nie mit Clustern einer Größe zu tun hat, sondern immer mit einer Verteilung der Clustergröße. Die Verteilung der Clustergröße von einer Clusterquelle muss also bestimmt werden, um sie in die Energieverteilung mit einzuarbeiten [20].

#### KINEMATISCHES EXPANSIONMODELL

Sobald ein Cluster eine bestimmte Größe überschreitet, reicht die Laserenergie nicht mehr aus alle Elektronen aus dem Cluster zu entfernen. Ab hier kann man die Ionenbeschleunigung nicht mehr mit der reinen Coulombexplosion beschreiben. Man benötigt dann ein kinematisches Modell, welches die Elektronenbewegung mitberücksichtigt. Solch ein Modell wurde z.B. von *Peano et al* [22] aufgestellt. In ihrem Modell wird ein Lagrangescher Formalismus benutzt, um die Dynamik der Expansion eines sphärischen Plasmas zu untersuchen. Damit erreichen sie eine kinematische Beschreibung der radialen Bewegung der Ionen und der dreidimensionalen Bewegung der nichtrelativistischen Elektronen. Dafür gehen sie von Folgendem aus:

Die Elektronen werden instantan vom einem ultrakurzen Laserpuls aufgeheizt und besitzen dann eine maxwellverteilte Temperatur  $T_0$ . Im Anschluss kommt es dann zu einer Expansion, die in zwei Stufen eingeteilt ist. Zunächst eine rasche Expansion der



**Abbildung 2.5:** a) Hier dargestellt ist das Energiespektrum bei verschiedenen  $\hat{T}_0$ , sowie (graue Kurve) das Energiespektrum für die Coulombexplosion.; b) Maximale Ionenenergie (schwarz) und Energie des Maximums der Energieverteilung (grau) gegen  $\hat{T}_0$ . Die gestrichelte Kurve entspricht der Coulombexplosion.

Elektronen, die zu einem Gleichgewichtszustand führt, bevor die Ionen sich merklich zu bewegen beginnen. Anschließend eine langsamere Expansion des noch verharrenden Plasmas. Bei dieser zweiten Stufe der Expansion findet dann auch die Ionenbeschleunigung statt. Die Dynamik des Plasmas wird auf Basis der Ionenbewegung analysiert einher mit der Entwicklung der Elektronenverteilung. Die Gleichungen, die dieses Modell beschreiben, hängen dabei in ihrer dimensionsfreien Darstellung nur von dem Parameter  $\hat{T}_0$  ab. Dieser Parameter  $\hat{T}_0$  ergibt sich folgendermaßen

$$\hat{T}_0 = \frac{Zk_B T_0}{\mathcal{E}_{CE}} \quad \cup \quad \mathcal{E}_{CE} = \frac{ZeQ_0}{R_0} \quad (2.41)$$

Hierbei ist  $Z$  die Ordnungszahl und  $\mathcal{E}_{CE}$  entspricht der maximalen Ionenenergie, die diese bei reiner Coulombexplosion hätten, wobei  $Q_0$  die Gesamtladung und  $R_0$  der Radius ist. Man kommt in diesem Modell schließlich zu folgendem Ergebnis. Nachdem die Expansion der Elektronen stattgefunden hat und ein Teil von ihnen das Cluster verlassen haben, beginnt das Cluster selbst aufgrund der ionischen Coulombabstoßung zu expandieren. Die davonfliegenden Ionen holen langsamere Elektronen ein, wodurch die Coulombabstoßung abgeschwächt wird, was wiederum in einer geringeren Beschleunigung resultiert. Dies führt zu dem in Abbildung 2.5a) dargestellten Energiespektrum. Dort ist auch zu erkennen was passiert, man erkennt  $\hat{T}_0$  immer größer wird. Das Energiespektrum geht dann in das von einer Coulombexplosion über. Für die maximale Ionenenergie liefert diese Modell folgende Formel:

$$\mathcal{E}_{max} = \mathcal{F}_{1,43} \left( 2, 28\hat{T}_0^{\frac{3}{4}} \right) \mathcal{E}_{CE} \quad \text{mit} \quad \mathcal{F}_\mu(x) = \frac{x}{(1+x^\mu)^{\frac{1}{\mu}}} \quad (2.42)$$

Für den Fall das  $\hat{T}_0 < 0,5$  ist, gilt für die Peakenergie das einfache Potenzgesetz:

$$\mathcal{E}_{max} = 0,3\hat{T}_0^{0,9}\mathcal{E}_{CE} \quad (2.43)$$

Es gibt zudem noch andere Modelle, die berechnen was passiert, wenn die Cluster nicht mehr von allen Elektronen befreit werden. Eines dieser Modelle geht z.B. von der Annahme es gebe zwei Elektronentemperaturen [24].

### 2.1.5 Plasmabremstrahlung

In einem Plasma können heiße Elektronen aufgrund von Stößen mit den Plasmaionen Bremsstrahlung emittieren. Da das Spektrum der emittierte Bremsstrahlung direkt von der Elektronentemperatur abhängig, bietet dies die Möglichkeit die Elektronentemperatur indirekt über eine Messung des Bremsstrahlungsspektrums zu bestimmen. Ein Bremsstrahlenspektrum ist durch folgende Formel gegeben:

$$P(E_{ph}) = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 m_e^2 \hbar} Z^2 n_e n_z \sqrt{\frac{2m_e}{\pi k_B T_e}} e^{-\frac{E_{ph}}{k_B T_e}} \bar{g}_{ff}(E_{ph}, T_e) \quad (2.44)$$

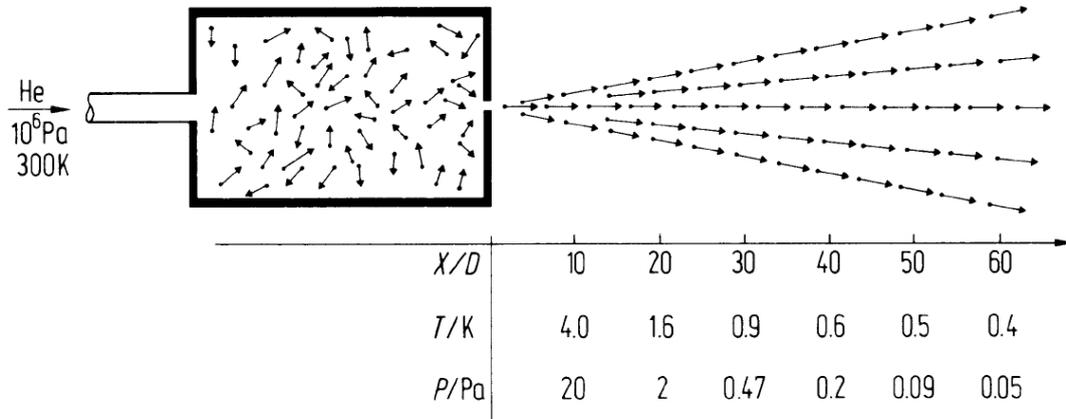
Die Photonenergie  $E_{ph}$  und die Elektronenenergie  $k_B T_e$  werden hier in eV angegeben.  $\bar{g}_{ff}$  ist der gemittelte Gaunfaktor (ein quantenmechanischer Korrekturfaktor). Mit einer leichten Abweichung aufgrund von  $\bar{g}_{ff}$ , entspricht dieses Spektrum, halb-logarithmisch aufgetragen, einer Geraden. Aus der Steigung dieser Geraden kann die Elektronentemperatur direkt abgelesen werden.

## 2.2 Cluster und Tröpfchen

### 2.2.1 Cluster

Cluster bezeichnet eine Vielzahl von Dingen in den verschiedensten Fachgebieten, deshalb muss man bei der Verwendung dieses Begriffes vorsichtig sein. In dieser Arbeit werden Cluster in der Physik, speziell der Vielteilchenphysik betrachtet. Hierbei versteht man unter Cluster eine Ansammlung von Teilchen, in der Regel Atome oder Moleküle. Diese Anzahl variiert von  $N = 3$  bis etwa  $N = 10^5$ . Cluster stellen eine Brücke zwischen den einzelnen Teilchen und einem Festkörper dar. In der Literatur werden eine Reihe verschiedensten Cluster studiert, Metallcluster, Halbleitercluster, ionische Cluster, Edelgascluster, Molekulcluster, usw. Hier sollen nun speziell Cluster aus Edelgasen oder Wasserstoff betrachtet werden.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten Cluster herzustellen, bei Edelgasen hat sich die Düsenstrahlexpansion bewährt. Hierbei strömt durch eine Düse ein Gas in das Vakuum. In der Düse besitzt das Gas den Druck  $P_0$  und die Temperatur  $T_0$ . Man gehe davon aus das  $P_0$  und  $T_0$  in der Düse konstant gehalten werden. Für  $P_0$  größer Null strömt das Gas aufgrund des Druckgradienten durch das Düsenloch in das Vakuum.



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung einer Düsenstrahlexpansion. Druck und Temperatur der Heliumexpansion mit  $T_0 = 300\text{ K}$  und  $P_0 = 10\text{ bar}$  sind in der Tabelle als Funktion des reduzierten Abstandes  $X/D$  von der Düse angegeben. Dabei ist  $D$  der Durchmesser des Düsenlochs und  $X$  der Abstand von der Düse. [45]

Dabei wird die ungerichtete thermische Bewegungsenergie der einzelnen Gasteilchen in eine gerichtete Bewegungsenergie in Vorwärtsrichtung umgewandelt. Das entspricht einer Energieumwandlung von thermischer in kinetischer Energie. Da es sich hierbei um eine adiabatische Zustandsänderung handelt, kann man die Umwandlung mit der Adiabaten Gleichung (Poisson Gleichung) beschreiben.

$$T_0^\kappa p_0^{1-\kappa} = T^\kappa p^{1-\kappa} = \text{const.} \quad (2.45)$$

$\kappa$  ist der Adiabatenexponent des Gases. Dieser hängt von der Freiheitsgraden  $f$  bzw. den molaren spezifischen Wärmen des betrachteten Gases ab.

$$\kappa = \frac{c_p}{c_V} = \frac{f+2}{f} \quad (2.46)$$

Da die Teilchen nach der Expansion in ihrem Bezugssystem nur eine sehr kleine Temperatur besitzen, kann es zu Kondensationsprozessen kommen, so dass sich Cluster bilden können. Da mit kleinerer Temperatur der Kondensationsprozess begünstigt wird, eignen sich vor allem Gase zur Clusterbildung, die einen hohen Adiabatenexponenten aufweisen. Es ist zu beachten, dass der Adiabatenexponent für nicht einatomige Gase mit fallender Temperatur größer wird, da die Zahl der Freiheitsgrade abnimmt.

Hagena und Obert [1] haben als Erstes versucht ein Modell zur Bestimmung der Clustergröße zu entwickeln. Sie haben dazu verschiedene Gase bei verschiedenen Düsentypen untersucht, zusätzlich haben sie die Clustergröße gemessen und konnten Düsendurchmesser  $D_0$ , Temperatur  $T_0$  und Druck  $P_0$  variieren. Indem sie verschiedene dieser Größen konstant gehalten haben und dann die Anderen variierten,

waren sie schließlich in der Lage ein Skalierungsgesetz zumindest für Edelgase außer Helium aufzustellen [2].

$$\bar{N} = 33 \left( \frac{\Gamma^*}{1000} \right)^{2,35} \quad \Gamma^* = \frac{kP_0 d^{0,85}}{T_0^{2,29}} \quad (2.47)$$

$k$  ist eine spezifische Größe von der Atomsorte abhängig (für  $H_2$   $k=184$ ) und  $d$  sei der Düsendurchmesser in  $\mu m$ . Dieses Skalierungsgesetz wurde für den Bereich  $1000 < \Gamma^* < 7300$  überprüft und verifiziert [30]. Auf der Basis der Analyse der Dimererzeugung in einem freiem Jet, hat Knuth ein alternatives Skalierungsgesetz entwickelt [3]. Er kombinierte eine kinetischen und einen thermodynamischen Parameter zu einem neuen Skalierungsparameter.

$$K_1 = n_0 v \frac{d^*}{a_0} \left( \frac{2s}{\pi m} \right)^{\left(\frac{1}{2}\right)} \left( \frac{v \frac{2}{3} s}{kT_0} \right)^{\frac{1}{2}(\kappa-1)} \quad K_2 = \frac{p_0}{A} \left( \frac{v \frac{2}{3} s}{kT_0} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.48)$$

$n_0$  ist die Teilchendichte,  $A$  die Dampfdruckkonstante am Tripelpunkt,  $v$  das Atomvolumen am Tripelpunkt,  $s$  die Oberflächenspannung am Tripelpunkt,  $k$  die Boltzmannkonstante,  $d^*$  der Düsendurchmesser,  $a_0$  die Schallgeschwindigkeit,  $m$  die Atommasse und  $\kappa$  der Adiabatenexponent. Der Skalierungsparameter lautet dann:

$$\Gamma = K_1^q K_2^{1-q} \quad (2.49)$$

Mit diesem neuen Skalierungsparameter lässt sich die durchschnittliche Clustergröße für alle Edelgase berechnen, zudem wurde dieser Skalierungsparameter auch erfolgreich auf Deuteriumcluster angewandt. Letzteres lässt den Schluß zu, dass auch Wasserstoffcluster damit berechnet werden können. Aus gemessenen Daten von mittleren Clustergrößen konnte folgender Zusammenhang zwischen der mittleren Clustergröße  $\bar{N}$  und dem Skalierungsparameter  $\Gamma$  gefunden werden.

$$\bar{N} = 0,05049 \Gamma^{2,35217} \quad (2.50)$$

Bei einer Flüssigkeit, die durch in der Düse die Vakuum expandiert, kann man nicht mehr ein Kondensationsmodell zur Clusterbildung betrachten. Hier liegt bereits ein kondensierten Stoff vor, der bei der Expansion auseinander gerissen wird. Diese Fragmentation ist schließlich für die Clusterbildung verantwortlich. Es gibt zwar einige Modelle, die die Clusterbildung aufgrund der Fragmentation einer Flüssigkeit berechnen, jedoch ist keines bisher auf Wasserstoff angewandt worden.

Mit Hagen's bzw. Knuth's Skalierungsgesetz erhält man zwar die Clustergröße, aber keine Angaben über die Clusterverteilung. Bekannt ist, dass die Clusterverteilung einer LogNormal-Verteilung entspricht [36]. Eine LogNormalfunktion hat die Form:

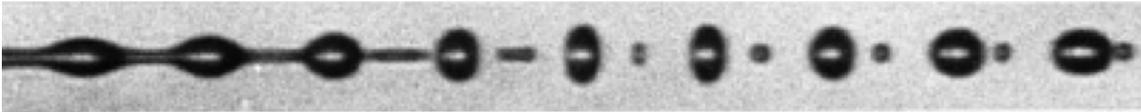
$$f(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} N \sigma} e^{-\frac{\left(\ln\left(\frac{N}{N_0}\right)\right)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.51)$$

$\sigma$  gibt die Breite der Verteilung an,  $N_0$  entspricht einer Verschiebung des Erwartungswerts, wobei  $\bar{N} = 1,29N_0$ . Die genaue Breite der Verteilung wurde J.Gespann [35] angegeben. Er behauptet, dass das FWHM der Verteilung in etwa so groß ist wie  $N_0$ . Dies würde einem  $\sigma$  von 0.487 entsprechen.

### 2.2.2 Tröpfchen

Solange eine Flüssigkeit in der Düse turbulenten Strömungsverhältnisse unterliegt, hat man Fragmentation vorliegen. Sobald die Flüssigkeit in die laminare Strömung übergeht, bricht die Fragmentation ab und ein kontinuierlicher flüssiger Strahl verlässt die Düse. Genauer betrachtet ist dieser Strahl nicht kontinuierlich, sondern besteht aus einer Vielzahl aufeinander folgenden Tröpfchen. Es sind Instabilitäten im austretenden Strahl, die diesen veranlassen in diese Tröpfchen aufzubrechen (Abb. 2.7). Diesen Vorgang nennt man Rayleigh-Breakup, nach Lord F. R. S. Rayleigh, der dies als erster untersucht hat [7]. Er konnte schließlich angeben, welchen Radius  $r$  die Tröpfchen annehmen.  $r_{jet}$  ist der Strahlradius, der näherungsweise gleich dem Düsendurchmesser ist.

$$r = 1,89r_{jet} \quad (2.52)$$



**Abbildung 2.7:** Aufnahme eines Rayleigh-Breakups

## 3. Laser

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Titan:Saphir-Laser (kurz: Ti:Sa) genutzt, um ultrakurze Laserpulse zu erzeugen. Der Laser soll an dieser Stelle nicht detailliert erklärt werden und es sei stattdessen auf die Standardliteratur (z.B. [12, 13]) verwiesen. Vielmehr werden einige wichtige Punkte zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse [6] erläutert und anschließend der Aufbau und einige Daten des verwendeten Ti:Sa-Lasersystems beschrieben.

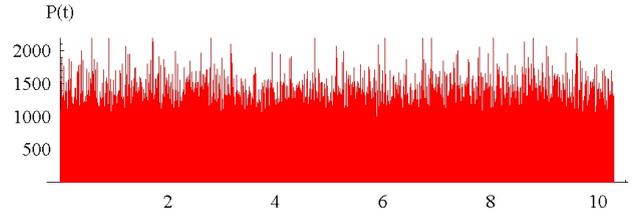
Ein Laserpuls ist ein in der Zeit begrenzter Laserstrahl. Es gibt keine allgemeine anerkannte Definition von ultrakurzen Laserpulsen, aber meist sind damit Laserpulse gemeint, die zeitlich kürzer sind als einige Picosekunden bis zu wenigen Femtosekunden. Im kommenden Abschnitt wird das physikalische Prinzip erläutert, das hinter der Erzeugung ultrakurzer Laserpulse steht.

### 3.1 Erzeugung ultrakurzer Laserpulse

#### 3.1.1 Modenkopplung

Um ultrakurze Laserpulse im fs-Bereich zu erzeugen, bedient man sich der sogenannte Modenkopplung (englisch: mode-locking). Moden sind Lichtwellen, die im Resonator stehende Wellen ausbilden. Die Länge  $L$  des Resonators bestimmt, welche Frequenzen stehende Wellen ausbilden können. Bei der Modenkopplung geht es nun darum, die zufällige Phasenverschiebung der verschiedenen Moden untereinander so anzupassen, dass diese alle gleichzeitig konstruktiv interferieren. Da der Zeitraum, in dem konstruktive Interferenz möglich ist, sehr kurz wird, wenn man eine große Anzahl an Moden hat, entstehen so die ultrakurzen Pulse. Dieser Sachverhalt wird nun genauer betrachtet.

Ein Laser besitzt idealisiert  $2p+1$  Moden, welche jeweils die gleiche Amplitude  $E_0$  besitzen und um die Zentralfrequenz  $\nu_0$  liegen. Diese Moden interferieren über folgende Beziehung miteinander:



**Abbildung 3.1:** Darstellung der Laserleistung gegen die Zeit für  $2p+1=201$  Moden mit zufälliger Phasenbeziehung.

$$E(t) = \sum_{n=-p}^p E_0 \cdot e^{i2\pi[(\nu_0+n\cdot\Delta\nu_{n,n+1})t+\phi(n)]} \quad (3.1)$$

$\Delta\nu_{n,n+1}$  ist der minimale Modenabstand, der aus der Länge  $L$  des Resonators folgt ( $\Delta\nu_{n,n+1} = c/2L$ ) und  $\phi(n)$  ist eine beliebige Phasenbeziehung. Bei einer zufälligen statischen Phasenbeziehung  $\phi(n)$  ist die Laserleistung  $P(t) \propto E(t)^2$  willkürlich über die Zeit verteilt (Abb: 3.1).

Bei einer angenommenen konstanten Phasendifferenz  $\varphi$  benachbarter Moden folgt

$$\phi(n) = n\varphi = n(\varphi_{n+1} - \varphi_n) = n \cdot \text{const.} \quad (3.2)$$

Damit kann die Summe aus Gleichung 3.1 analytisch gelöst werden, wodurch folgende Gleichung für das E-Feld resultiert:

$$E(t) = A(t) \cdot e^{i2\pi\nu_0 t} \quad \text{mit} \quad (3.3)$$

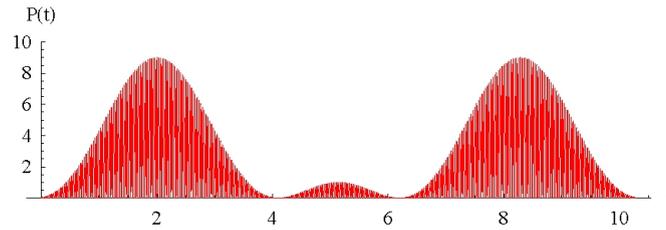
$$A(t) = E_0 \frac{\sin[(2n+1)(2\pi\Delta\nu_{n,n+1}t + \varphi)/2]}{\sin[(2\pi\Delta\nu_{n,n+1}t + \varphi)/2]} \quad (3.4)$$

$A(t)$  ist gleich der zeitabhängigen Amplitude. Gleichung 3.4 besagt, dass die Laserleistung, die proportional zu  $A^2$  ist, nur zu bestimmten Zeitpunkten maximal wird und sich ansonsten nivelliert (Abb: 3.2-3.4). Der Abstand zwischen zwei Maxima, die sich ergeben, wenn der Nenner Null wird, hängt vom minimalen Modenabstand  $\Delta\nu_{n,n+1}$  ab.

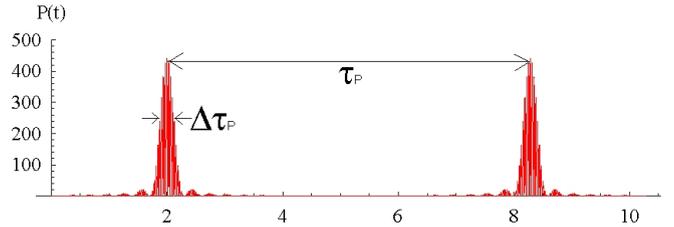
$$\tau_P = \frac{1}{\Delta\nu_{n,n+1}} = \frac{2L}{c} \quad (3.5)$$

Aus Gleichung 3.4 kann auch die Pulsbreite  $\Delta\tau_P$  (zeitliche Breite) abgeschätzt werden

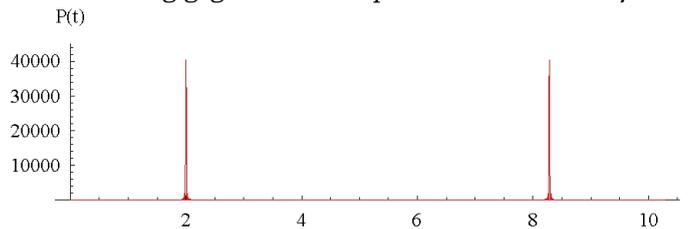
$$\Delta\tau_P \cong \frac{1}{(2n+1)\Delta\nu_{n,n+1}} \quad (3.6)$$



**Abbildung 3.2:** Laserleistung gegen Zeit bei  $2p+1=3$  Moden und fester Phasenbeziehung.



**Abbildung 3.3:** Laserleistung gegen Zeit bei  $2p+1=21$  Moden und fester Phasenbeziehung.



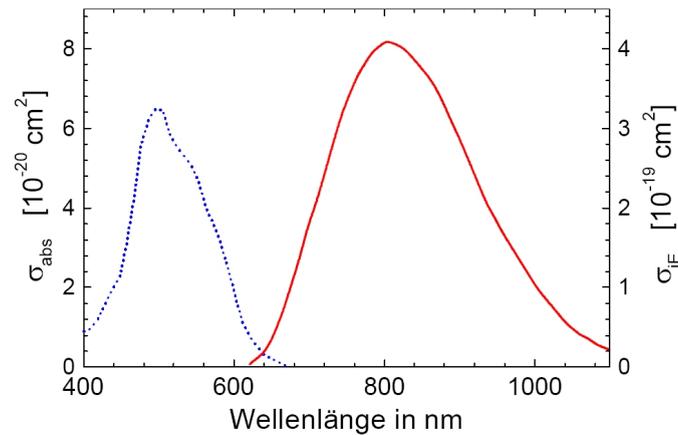
**Abbildung 3.4:** Laserleistung gegen Zeit bei  $2p+1=201$  Moden und fester Phasenbeziehung.

Werden alle Moden innerhalb der Bandbreite  $\Delta\nu$  angeregt, so gilt

$$\Delta\tau_P \cong \frac{1}{\Delta\nu} \quad (3.7)$$

Gleichung 3.6 gilt für den Fall, dass alle Moden mit der gleichen Amplitude schwingen. Wenn die Amplitudenverteilung eine andere sein sollte, so ist  $\Delta\tau_P \cong \frac{k}{\Delta\nu}$ , wobei  $k$  ein Faktor der Größenordnung eins ist. Für ein Gaußprofil gilt  $k = 0,44$ . Hieraus folgt, dass die Pulsdauer hauptsächlich von der Bandbreite des Lasermediums abhängt, und dass diese bei der Auswahl eines geeigneten Lasermediums ein wichtiges Kriterium ist. Ein weiterer Vorteil dieser kurzen Pulse ist, außer ihrer geringen zeitlichen Breite, dass sie sehr hohe Spitzenleistungen erreichen. Aus Gleichung 3.3 und 3.4 folgt, dass die Spitzenleistung  $P_{max}$  proportional zu  $(2n + 1)^2 E_0^2$  ist. Dies liegt daran, dass sich die einzelnen Moden nicht statisch über die Zeit addieren (wie in Bild 3.1), sondern nur zu definierten Zeitpunkten. Im statischen Fall ist  $P_{max}$  nur zu  $(2n + 1) E_0^2$  proportional.

Es stellt sich nun die Frage, wie erreicht wird, dass in einem Laser möglichst viele Moden miteinander koppeln. Es gibt dazu mehrere Möglichkeiten: Die Moden können aktiv gekoppelt werden, indem ein extern gesteuerter Modulator im Resonator eingebracht wird. Dieser Modulator sorgt dann dafür, dass nur die gekoppelten Moden, die einen Puls ergeben, optimal verstärkt werden und der kontinuierliche Anteil (cw-Anteil) unterdrückt wird. Damit ein Modulator aber wirksam ist, müssen bereits



**Abbildung 3.5:** Absorptions- (gepunktete Kurve) und Emissionsspektrum (durchgezogene Kurve) von Ti:Sa. [43]

Laserpulse vorhanden sein. Diese werden erzeugt, indem der Resonator kurz gestört wird, so dass eine kurzzeitige Weglängenänderung zustande kommt. Diese Weglängenänderung kann dann zu einer simultanen Anregung mehrerer Moden führen, die diese ersten Pulse ergeben. Durch die Modulation werden dann auch die anderen Moden synchronisiert und die Modenkopplung insgesamt aufrechterhalten. Interessanter jedoch für den hier verwendeten Laser ist die passive Modenkopplung, die das gleiche Prinzip wie die aktive Modenkopplung nutzt. Hierbei wird jedoch ein nichtlinearer Effekt (z.B. der Kerr-Effekt) ausgenutzt, ohne dass eine externe Steuerung nötig ist. Wie das genau bei Ti:Sa vonstatten geht, wird in den nächsten Abschnitten erklärt.

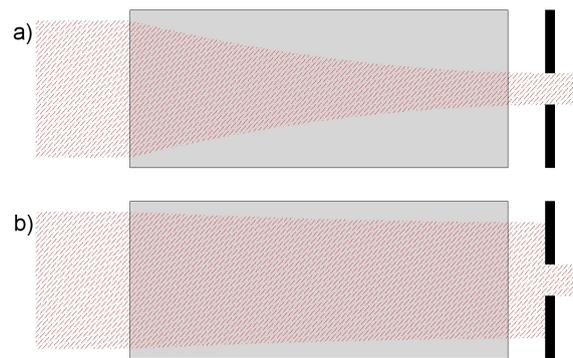
### 3.1.2 Das Lasermedium: Titan:Saphire

Ein Ti:Sa-Kristall [13] besteht aus einem  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Saphir-Kristall, der mit  $\text{Ti}_3^+$ -Ionen dotiert ist. Solch ein Kristall weist ideale Eigenschaften zur Erzeugung ultrakurzer Pulse auf. Zum einen besitzt Ti:Sa eine hohe spektrale Bandbreite  $\Delta\nu$  von ca. 400 nm, die zwischen 670 nm bis 1070 nm liegt und ein Emissionsmaximum bei ca. 795 nm hat (siehe Abb: 3.5) [43]. Zum anderen eignet er sich aufgrund der hohen thermischen Leitfähigkeit, der hohen Robustheit und der guten Energiespeicherfähigkeit auch als Verstärkerkristall und nicht nur zur Pulserzeugung. Die Tatsache, dass es sich um einen Festkörper handelt, verspricht zudem eine hohe Betriebszeit und einen kompakten Aufbau.

### 3.1.3 Kerr-Effekt

Eine weitere wichtige Eigenschaft eines Ti:Sa-Kristalls ist die Fähigkeit zum „Kerr-Effekt“, dabei handelt es sich um eine spezielle Nichtlinearität des Brechungsindex. Hierbei hängt der Brechungsindex  $n$  nicht nur von der Wellenlänge  $\omega$  ab, sondern auch von der Intensität  $I$ :

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 \cdot I \quad (3.8)$$



**Abbildung 3.6:** Selbstfokussierung: a) Die Fokussierung eines intensiven Pulses ist so stark, dass er vollständig durch die Blende passt. b) Die Fokussierung des schwächeren kontinuierlichen Anteils ist jedoch nicht mehr ausreichend, so dass dieser nicht vollständig durch die Blende gelangt.

Der Kerr-Effekt führt zur Selbstfokussierung, die die Modenkopplung bewirkt, und zur Phasenmodulation, die die Pulse noch weiter verkürzt.

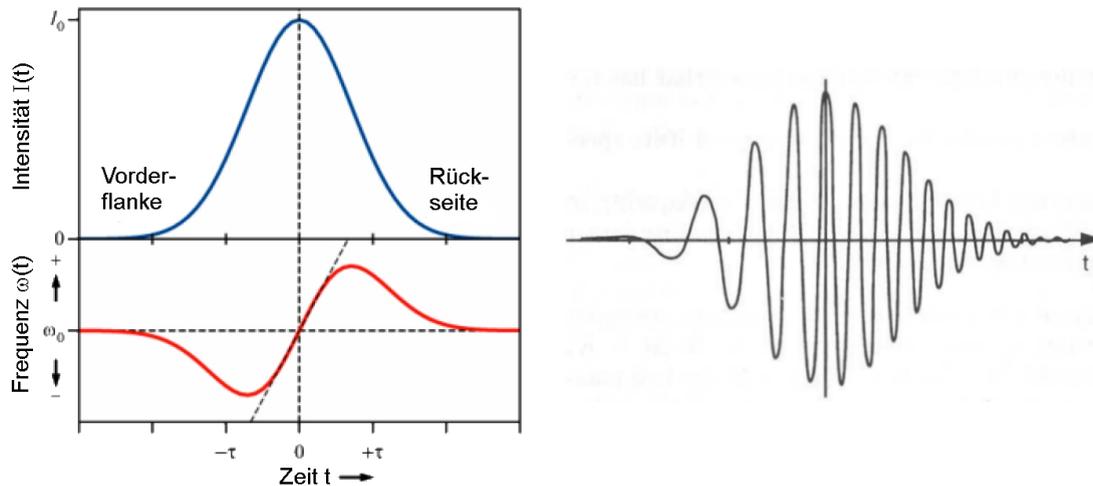
### 3.1.3.1 Selbstfokussierung

Wie bei der aktiven Modenkopplung wird der Resonator durch eine kurze Störung in den gepulsten Modus gebracht. Ein Phänomen des Kerr-Effekts, die „Selbstfokussierung“, sorgt nun dafür, dass die Pulse zeitlich sehr kurz werden und dass der gepulste Zustand aufrechterhalten bleibt. Diese Selbstfokussierung kommt dadurch zustande, dass der Laserstrahl auf der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung eine Intensitätsverteilung besitzt, die einer Gaußverteilung entspricht. Daraus folgt, dass aufgrund von Gleichung 3.8 der Brechungsindex radial um die Ausbreitungsrichtung abnimmt. Eine radiale Abnahme des Brechungsindex wirkt sich wie eine Sammellinse aus, die den Strahl fokussiert, wobei die fokussierende Wirkung um so größer wird je stärker die Intensität des Laserstrahls ist. Wird nun eine Blende in den Strahlengang gebracht, sodass die intensiven Pulse an dieser Blende durch ihre starke Fokussierung weniger abgeschwächt werden, als der intensitätsschwächere, kontinuierliche Anteil, werden diese intensiven Pulse bevorzugt im Medium verstärkt, was zur Modenkopplung führt.

Diese passive Methode der Modenkopplung wird Kerr-Linsen-Modenkopplung genannt. Die Blende kann im Übrigen weglassen werden, wenn stattdessen der Pump laserstrahl als Blende verwendet wird. Das Prinzip hierbei ist, dass nur die vollständig in den Pump laserstrahl fokussierten Anteile effektiv verstärkt werden, da nur dort die notwendige Besetzungsinversion vorliegt.

### 3.1.3.2 Selbstphasenmodulation und Gruppengeschwindigkeitsdispersion

Ein weiteres Phänomen, das aus dem Kerr-Effekt resultiert, ist die „Selbstphasenmodulation“. Diese bewirkt eine Verbreiterung des Frequenzspektrums. Ein wünschenswerter Effekt, da die Pulsdauer von der Bandbreite abhängt. Zu der Verbreiterung



**Abbildung 3.7:** links: zeitliche Intensitätsverteilung, darunter: die Frequenzänderung aufgrund des Chirps [42]; rechts: zeitliche Intensitätsverteilung eines positiv chirpten Pulses

kommt es aufgrund der zeitlichen Intensitätsverteilung eines Pulses, die einer Gaußverteilung entspricht. Wird nun Gleichung 3.8 auf die Phase eines Pulses angewandt, der die Trägerfrequenz  $\omega$  und die Intensität  $I(t)$  hat, so ändert sich die Phase folgendermaßen:

$$\phi = kz + \omega t = \frac{\omega}{c_0} [n_0 + n_2 \cdot I(t)] z - \omega t \quad (3.9)$$

Bei der Ableitung dieser Gleichung nach der Zeit wird ersichtlich, dass sich die Trägerfrequenz scheinbar ändert, und zwar zu einer effektiven Frequenz  $\omega_{eff}$ .

$$\omega_{eff} = -\dot{\phi} = \omega - \frac{n_2 \omega z}{c_0} \frac{dI}{dt} \quad (3.10)$$

Für  $n_2 > 0$  werden so an der Vorderflanke des Pulses langwelligere und an der Rückseite kurzwelligere Spektralkomponenten erzeugt. Dadurch kommt es neben der Frequenzverbreiterung zu einem dispersiven Effekt, der einen positiven Chirp hervorruft. Ein Chirp entspricht einer Zeitabhängigkeit der momentanen Frequenz, wobei ein positiver Chirp eine zeitliche Frequenzzunahme meint (siehe Abb: 3.1.3.2).

Zusätzlich führt auch der lineare Term  $n_0$  des Brechungsindex zur Dispersion und somit zu einem positiven Chirp (für  $n_0 > 0$ ). Dieser lineare Effekt wird „Gruppen­geschwindigkeitsdispersion“ genannt, er tritt nicht nur im aktiven Medium sondern auch an den Spiegeln auf. Eine solche Dispersion führt immer mehr zu einer zeitlichen Aufweitung des Pulses, die im Oszillator mit Hilfe von zwei Prismen kompensiert wird.

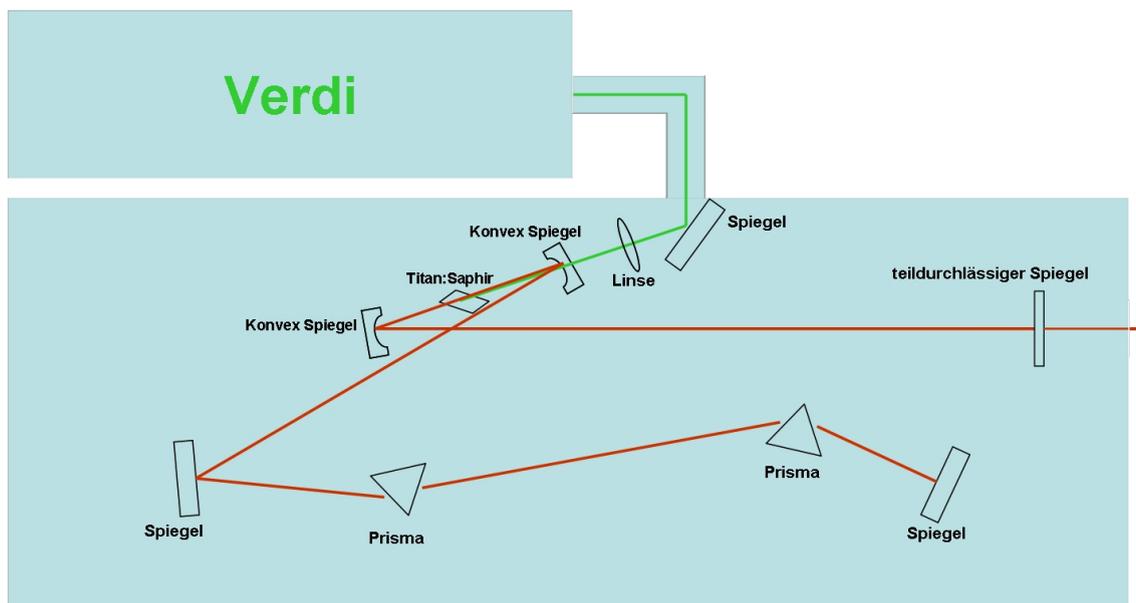


Abbildung 3.8: Aufbau des Oszillators

### 3.1.4 Aufbau des Lasersystems

Das hier verwendete Lasersystem besteht aus zwei Teilen: einem Oszillator der Firma KM Labs und einem Verstärker vom Model „Dragon“ der gleichen Firma. Das System ist ein Titan:Saphir-Lasersystem, wie es heutzutage, aufgrund der kompakten Größe, in vielen Laserlaboratorien steht.

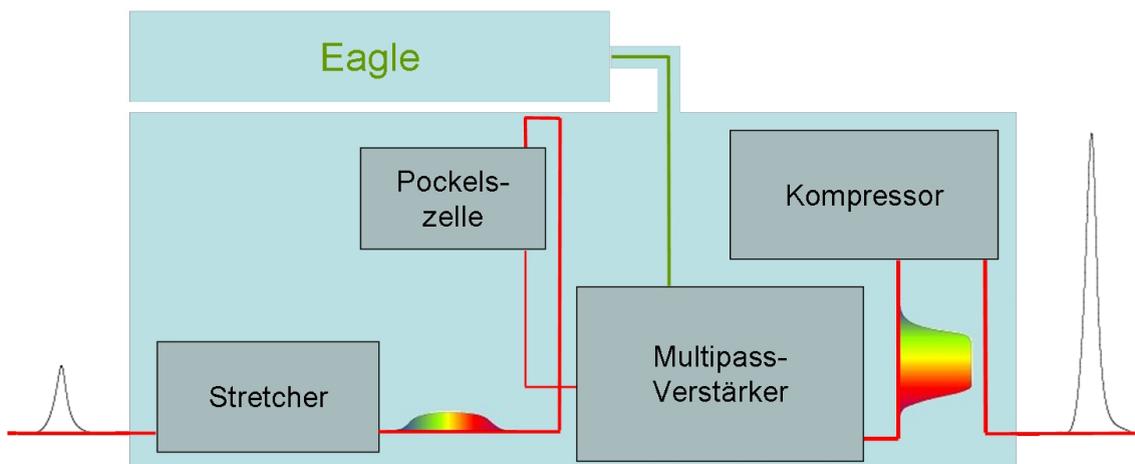
#### 3.1.4.1 Oszillator

Im Oszillator werden Femtosekundenpulse mit schwacher Intensität erzeugt. Hierzu befindet sich im Resonator ein Ti:Sa-Kristall zwischen zwei Hohlspiegeln. Einer dieser Hohlspiegel ist im Bereich der Wellenlänge von 450-532 nm hochtransparent, damit von dort das grüne Licht des Pumplasers (Coherent: Verdi) durchkommen kann, um den Kristall zu pumpen. Die genaue Anordnung aller optischen Komponenten des Oszillators ist der Abbildung 3.1.4.1 zu entnehmen.

Das Prismapaar im Oszillator sorgt dafür, dass die einzelnen Frequenzen verschiedene Weglängen zurücklegen müssen. Dadurch wird die Dispersion aufgrund der Selbstphasenmodulation und der Gruppengeschwindigkeitsdispersion bei jedem Durchlauf im Oszillator korrigiert. Am Auskoppelspiegel, der zu 10 % transparent ist, gelangen die Laserpulse dann aus dem Oszillator und gehen in den Verstärker. Zu diesem Zeitpunkt haben die Pulse eine Breite von 120 fs, eine Energie von ca. 5 nJ und eine Repetitionsrate von 93 MHz.

#### 3.1.4.2 Verstärker

Die Methode mit welcher der aus dem Oszillator kommende Laserpuls verstärkt wird, basiert auf der „chirped pulse amplification (CPA)“ [5]. Als erstes wird der La-



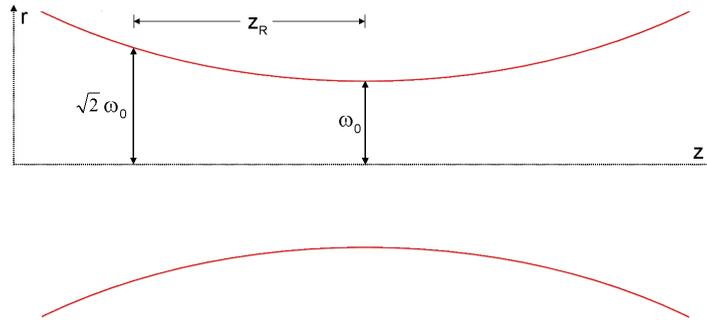
**Abbildung 3.9:** Prinzipeller Aufbau des Verstärkers

serpuls im Stretcher dispersiv verbreitert, dadurch wird seine zeitliche Breite (Pulsbreite) größer und seine Intensität um einige Größenordnungen geringer. Diese zeitliche Streckung des Laserpulses verhindert, dass die ansonsten bei der Verstärkung erreichte Pulsintensität den Verstärkerkristall zerstört. Nach dem Stretcher gelangt der Laserstrahl in die Pockelszelle. Hier wird die Pulsrate auf 8 kHz verringert, um sie an die des Verstärkerpumpasers (Quantronix: Eagle) anzupassen. In der Pockelszelle befindet sich ein optisches Medium, das beim Anlegen einer elektrischen Spannung die Polarisation des durchlaufenden Lichts um  $90^\circ$  dreht (Pockels-Effekt). Zusammen mit zwei Polarisationsfiltern ergibt dies einen schnellen optischen Schalter. Schließlich gelangt der Laserstrahl in den Multipassverstärker. Hier befindet sich ebenfalls ein Titan:Saphir-Kristall. Um seine Leistungsfähigkeit noch weiter zu verbessern und um einer thermischen Linse entgegenzuwirken, wird der Kristall über einen Heliumkreislauf auf etwa 65 Kelvin gekühlt. Weiterhin wird der Laserstrahl über ein Spiegelsystem dreizehn mal durch den Kristall geschickt und somit bei jedem Durchgang weiterverstärkt. Danach gelangt er direkt in den Kompressor, in dem die dispersive Verbreiterung wieder rückgängig gemacht wird, so dass der Puls seine endgültige Form erhält. Der Puls hat dann im Idealfall eine Breite von 30 fs und eine Energie von 0,9 mJ.

### 3.1.5 Der Laserfokus

Zum Schluss dieses Kapitels wird noch einmal kurz auf den Laserfokus eingegangen. Dieser spielt eine wichtige Rolle im Bezug auf die Größe und Gestalt des Reaktionsvolumens, welches sich wiederum auf die Anzahl der mit dem Laserlicht wechselwirkenden Teilchen auswirkt und damit auf die experimentellen Daten.

Um das Reaktionsvolumen zu bestimmen, beginnt man mit der Betrachtung eines Gaußstrahls, dessen räumliche Intensitätsverteilung durch folgende Gleichung gegeben ist:



**Abbildung 3.10:** Skizze eines Gaußstrahls:  $\omega_0$  = Strahlmitte,  $z_R$  = Rayleigh-Länge,  $\sqrt{2}\omega_0$  = Strahlradius bei der Rayleigh-Länge

$$I(r, z) = \frac{2I_{max}}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \cdot \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right)}\right) \quad (3.11)$$

$r$  = radialer Abstand von der Strahlachse

$z$  = Abstand vom Brennpunkt auf der Strahlachse

$I_{max}$  = maximale Intensität

$z_R$  = Rayleigh-Länge

$\omega_0$  = Radius an der Strahlmitte

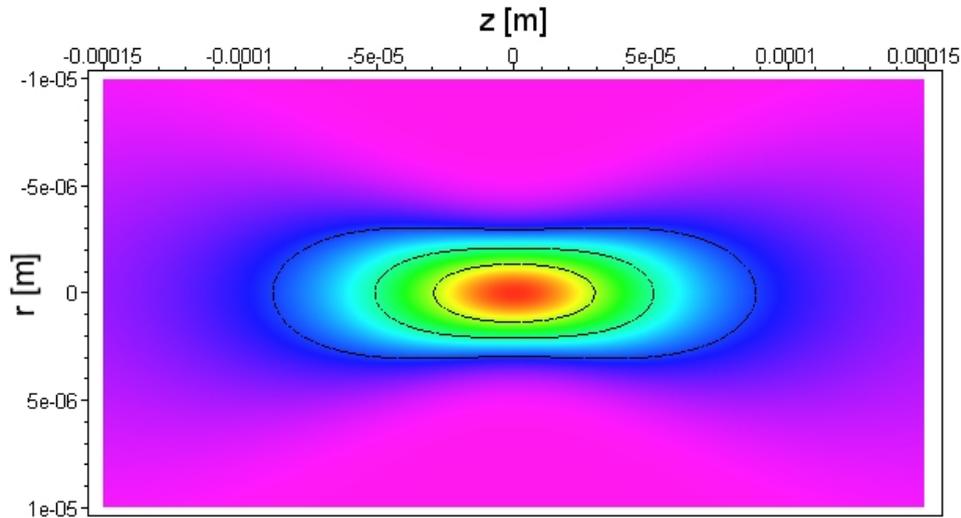
Die engste Stelle im Gaußstrahl bezeichnet die Strahlmitte mit dem Radius  $\omega_0$ . Die Position der Strahlmitte entspricht bei einem fokussiertem Laserstrahl gleichzeitig dem Brennpunkt. Die Länge von  $\omega_0$  ergibt sich aus dem senkrechten Abstand zur Strahlachse und der Stelle, an der die maximale Intensität auf den Wert  $I_{max}/e^2$  fällt. Die roten Begrenzungslinien in Abb. 3.1.5 entsprechen ebenfalls jeweils den Stellen, an denen die Intensität auf  $I(z)/e^2$  fällt. Der jeweilige Radius  $\omega(z)$  senkrecht von der Strahlmitte zu diesen Stellen ergibt sich wie folgt:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.12)$$

Die Rayleigh-Länge  $z_R$  definiert den Abstand entlang der Strahlachse von der Mitte aus bis zu dem Punkt, an dem die Intensität auf die Hälfte der Maximalintensität  $I_{max}$  gefallen ist:

$$z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (3.13)$$

Die Maximalintensität  $I_{max}$  ergibt sich aus der Pulsleistung geteilt durch die kleinsten senkrecht zur Propagationsrichtung liegende Querschnittsfläche des Fokus, d. h.



**Abbildung 3.11:** Errechnete Intensitätsverteilung für die im Experiment verwendete Linse ( $f = 56,8$  mm) bei einer Maximalintensität von  $I_{max} = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ . Der Mittelpunkt entspricht  $2 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ , die Linien nach außen hin jeweils  $(1, 5; 1; 0, 5) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ .

der Fläche, die der Strahltaile entspricht  $A = \pi\omega_0^2$ . Um den Radius der Strahltaile  $\omega_0$  zu bestimmen, wird so getan als ob der verwendete Fokussierspiegel oder -linse im einem Abstand gleich der Brennweite  $f$  von der Strahltaile entfernt ist. Zudem wird angenommen, dass der Durchmesser dieser Optik nicht  $D = \omega(f)$  ist, sondern  $D = \pi\omega(f)$ , da in einem Radius gleich  $\omega(z)$  nur  $\approx 86\%$  der Gesamtleistung enthalten ist, während der Radius  $\pi\omega(z)$  über  $99\%$  enthält. Dies ergibt sich aus folgender Gleichung, die aus der Integration der Gleichung 3.11 folgt

$$\text{Leistungstransmission} = 1 - \exp\left(\frac{-2a^2}{\omega_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right)}\right) \quad (3.14)$$

$a = \text{Radius der Optik}$

Zur Strahltaile zurückkehrend, ergibt sich diese nun aus der Fernfeldnäherung eines Gaußstrahls, die gültig ist, wenn  $z \gg z_R$  also  $f \gg z_R$ :

$$\omega_0 \approx \frac{2f\lambda}{D} \quad (3.15)$$

Damit errechnet sich  $I_{max}$  zu:

$$I_{max} = \frac{E}{\pi\omega_0^2} \quad (3.16)$$

Somit wurde alles bestimmt, was zur Berechnung der räumlichen Intensitätsverteilung mit Gleichung 3.11 notwendig ist.

Als nächstes werden die Flächen gleicher Intensität bestimmt. Dies gelingt durch einfaches Umformen der Gleichung 3.11 nach  $r(z)$ :

$$r(z) = \sqrt{-\frac{\omega_0}{2} \left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right) \cdot \ln \left(\frac{I}{2I_{max}} \left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right)\right)} \quad (3.17)$$

Das Volumen zu den eben errechneten Oberflächen wird berechnet, indem man  $r(z)$  integriert:

$$V = \int_0^z \int_0^r 2\pi r' dr' dz' = \int_0^z \pi r^2 dz'$$

$$V = -\frac{\pi\omega_0^2}{2} \int \left[1 + \left(\frac{z'}{z_R}\right)^2\right] \cdot \ln \left\{ \frac{I}{2I_{max}} \left[1 + \left(\frac{z'}{z_R}\right)^2\right]\right\} dz' \quad (3.18)$$

Die Integrationsgrenze  $z$  folgt aus Gleichung 3.11 für  $I(r=0,z)$ , so dass

$$z = z_R \sqrt{\frac{2I_{max}}{I} - 1} \quad (3.19)$$

Damit ergibt sich für das Volumen, innerhalb dessen eine gewisse Mindestintensität vorherrscht, folgende Beziehung:

$$V = \pi\omega_0^2 z_R \left( \frac{2}{3}\beta + \frac{1}{9}\beta^3 - \frac{2}{3} \arctan \beta \right) \quad (3.20)$$

mit

$$\beta = \sqrt{\frac{2I_{max}}{I} - 1} \quad (3.21)$$



## 4. Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel dient der Darlegung von Aufbau und Durchführung des Experiments. Es werden zunächst die einzelnen Komponenten beschrieben: die Vakuumkammer, das Targetsystem und die verschiedenen Detektoren zusammen mit der jeweiligen Datenerfassungselektronik. Anschließend wird darauf eingegangen wie die Messung durchgeführt wurde, vor allem in Hinblick auf die Identifikation möglicher Fehlerquellen.

### 4.1 Experimentierkammer und Vakuum

Die Experimentierkammer besteht aus zwei Kammern: einer Kugelkammer mit einem Durchmesser von  $400\text{mm}$  und aus einer zylindrischen Kammer mit dem Durchmesser  $70\text{mm}$  und der Höhe von  $330\text{mm}$ . Ein Wellbalg verbindet beide Kammern. An der Verbindungsstelle sitzt in der Kugelkammer ein Skimmer ( $\varnothing=2,5\text{mm}$ ). Dem gegenüber, ebenfalls in der Kugelkammer, befindet sich die Targetquelle (Düse). Senkrecht zur Verbindungslinie Skimmer-Düse auf der horizontalen Ebene befindet sich das Eintrittsfenster für den Laser. Gegenüber des Eintrittsfensters ist ein Hochvakuumventil angebracht, an dem sich ein Rohr anschließt und an dessen Ende ein Ionendetektor angebracht ist. Zudem ist unterhalb des Ionendetektors eine kleine Turbomolekularpumpe mit  $30\text{ l/s}$  für  $H_2$  Saugleistung (Leybold: TurboVac 50) angebracht. Diese soll gewährleisten, dass der Arbeitsdruck des Ionendetektors von weniger als  $2 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$  erreicht wird. Unten an der Kugelkammer hängt hingegen eine große Turbomolekularpumpe mit  $2800\text{ l/s}$  für  $H_2$  (Pfeiffer: TPU 2200S). Ihr gegenüber an der Oberseite der Kugelkammer findet sich der x-y-z-Manipulator, an dem die Fokussierlinse montiert ist. Innerhalb der Kugelkammer findet sich ein Röntgendetektor in der Ebene, in der sich Clusterstrahl und Laserstrahl kreuzen. Der Röntgendetektor sitzt an einem Flansch zwischen Düse und Eintrittsfenster in einem Winkel von  $41^\circ$  zum Eintrittsfenster und schaut direkt auf den Interaktionspunkt.

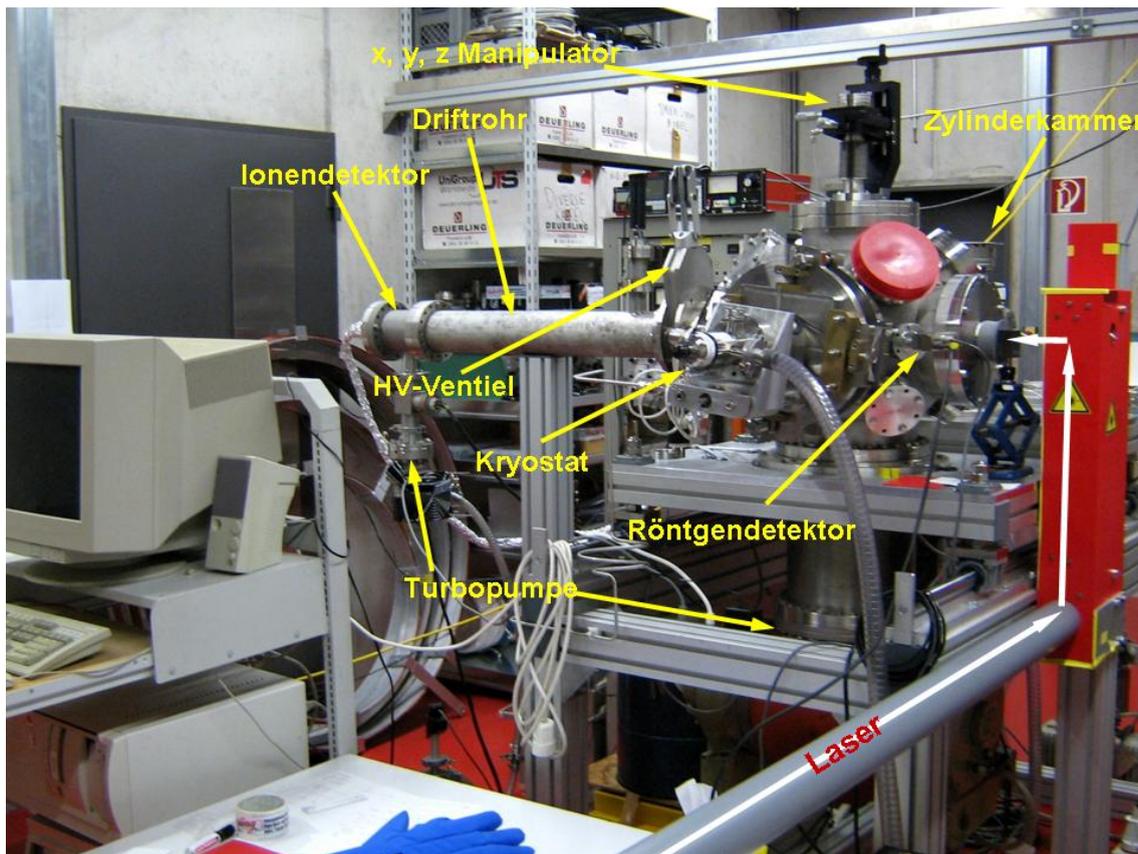


Abbildung 4.1: Das Experiment

Der Interaktionspunkt sollte sich bei gelungener Justierung direkt im Mittelpunkt der Kugelkammer befinden. Durch den Skimmer gelangt der Clusterstrahl in die zweite Kammer, welche als Auffangkammer für diesen dient. Evakuiert wird diese Kammer von einer Turbomolekularpumpe mit 450 l/s Saugleistung für  $H_2$  (Pfeiffer: TMU 521). Hinzu kommt, dass sich an beiden Kammern Drucksensoren (Leybold: Ionivac ITR 90) befinden. Die Turbopumpen werden von einer Reihe Vorpumpen gestützt. Die 2800 Liter Pumpe wird von einer Roots Pumpe mit  $253 \text{ m}^3/\text{h}$  Saugleistung (Leybold: WAU 251) gestützt. Die Rutzpumpe wiederum wird von einer Drehschieberpumpe mit  $40 \text{ m}^3/\text{h}$  gestützt (Leybold: D40B).

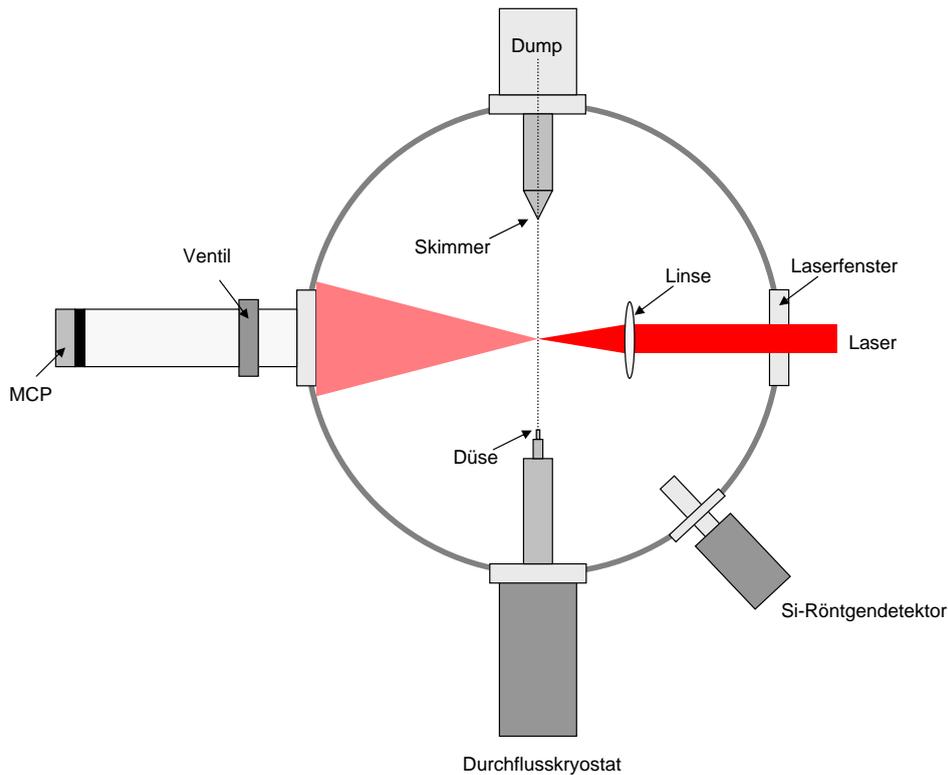
Die 450 Liter Pumpe wird von einer Drehschieberpumpe mit  $16 \text{ m}^3/\text{h}$  gestützt (Pfeiffer Balzers: DUO 016B).

Die 30 Liter Pumpe wird von einer Drehschieberpumpe mit  $8 \text{ m}^3/\text{h}$  gestützt (Leybold: D8B/DS).

Das Vakuum, das mit aktiver Düse (Clusterstrahl) in der Kugelkammer erreicht wird liegt bei ca.  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar.

## 4.2 Targetsystem (Düse)

Bei dem verwendeten Targetsystem handelt es sich um ein im ehemaligen Max-Planck-Institut für Strömungsforschung entwickeltes System zur Erzeugung von



**Abbildung 4.2:** Skizze des experimentellen Aufbaus

Molekularstrahlen. Dieses besteht, in der hier verwendeten Zusammenstellung, aus einem speziell bearbeiteten Kupferteil dem Düsenhalter, einem Metallplättchen mit einem lasergebohrten Loch von  $2\mu\text{m}$  Durchmesser und einem Durchflusskryostaten (Advanced Research Systems, Inc). Der zylindersymmetrischgearbeitete Düsenhalter kann von der einen Seite in den Kryostaten eingesetzt, während auf die andere Seite das Metallplättchen aufgeklebt wird. Seitlich an den Düsenhalter ist auch noch die Gaszuleitung angebracht. Dieses System wird schließlich an einer Vakuumkammer eingebaut. Der Durchflusskryostat dient dazu den Düsenhalter zu kühlen, dieser wird dazu mit flüssigem Helium gespeißt. Das Helium gelangt über einen Heber aus einer Heliumkanne in den Kryostaten. Die Temperatur wird an einem externen Temperatur Steuergerät (LakeShore: Temperatur Controller) eingestellt. Um einer eingestellte Temperatur zu halten, regelt das Gerät eine im Kryostaten befindliche Heizung. Man kann die Temperaturstabilität noch verbessern, indem man am Heber den Heliumfluss reguliert ( $\Delta T < 0.01\text{K}$ ). Zusätzlich wird dadurch der Heliumverbrauch gemindert. Um zu verhindern, dass die Düse durch Fremdstoffe verstopft, ist in der Gaszuleitung, die zum Kryostaten führt, ein Kühlfalle mit Filter eingebaut. Zusätzlich werden nur Gase mit hohem Reinheitsgrad verwendet. Das hier benutzte Wasserstoffgas weist eine Reinheit von 6.0 auf.

Je nach Druck  $P_0$  und Temperatur  $T_0$  des verwendeten Gases in dieser Düse kann man nun einen Gasjet oder einen Flüssigkeitsjet erzeugen. In den Gasjets können

Cluster entstehen. Die Größe dieser Cluster hängen ebenfalls von  $P_0$  und  $T_0$  ab. Diese Abhängigkeit wird in Abschnitt 2.2.1 näher betrachtet.

Um zu überprüfen, dass der Düsendurchmesser sich im Lauf der Zeit durch Verunreinigungen oder Beschädigungen nicht geändert hat, wird eine Düseneichung durchgeführt. Dazu wurde aus der hydrodynamischen Kontinuitätsgleichung eine Formel zur Bestimmung der Düsendurchmesser  $d_0$  hergeleitet. Für das hier vorliegende Zweikammernsystem sieht diese Formel folgendermaßen aus:

$$d_0 = \sqrt{\frac{4}{\pi} \frac{1}{f(\gamma) \sqrt{RT_{KK}}} \left( S_{QK} \frac{p_{KK}^*}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T_{KK}}} + S_{ZK} \frac{p_{ZK}^*}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T_{ZK}}} \right)} \quad (4.1)$$

Der Index KK steht für Kugelkammer, ZK für Zylinderkammer und der Index 0 für die Düse. R entspricht  $\mathcal{R}/\mathcal{M}$ , wobei  $\mathcal{R}$  die allgemeine Gaskonstante und M die molare Masse ist. S gibt die Saugleistung an, p den Druck und T die Temperatur.  $p^*$  entspricht dem vom Gasstrom der Düse erzeugtem Druck, dieser wird durch die Druckdifferenz bei aktiver und inaktiver Düse ermittelt.  $f(y)$  ist eine Abkürzung für folgendem Term, wobei  $\kappa$  der Adiabatenexponent des Düsengases.

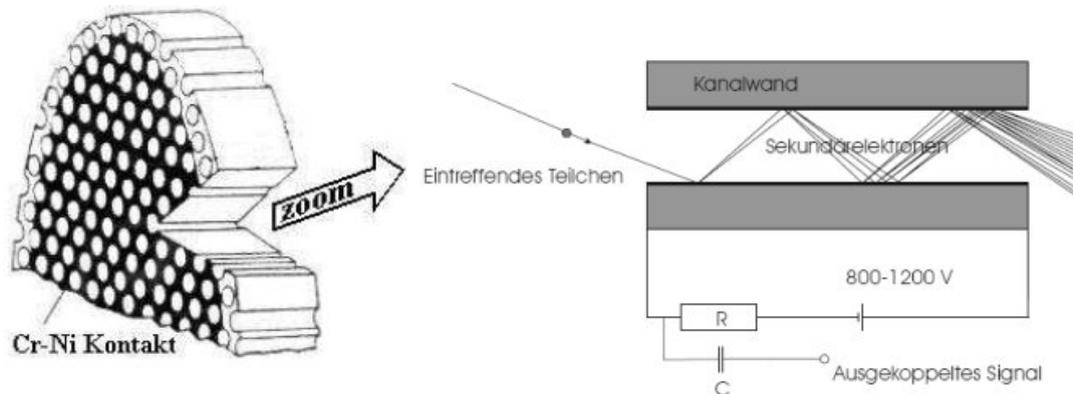
$$f(y) = \frac{\kappa^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} \quad (4.2)$$

## 4.3 Der Ionendetektor

Im Folgenden wird der verwendete Ionendetektor beschrieben, bei dem es sich um ein MCP Detektor mit Delayline-Anode und entsprechender Auslesungelektronik und Software handelt. Hier sei zunächst die Funktionsweise des Ionendetektor dargelegt und im Anschluß noch die speziellen Gegebenheiten bei diesem Aufbau.

### 4.3.1 Mikrokanalplatten

Ein Mikrokanalplatten (englisch: Microchannel Plate MCP) bestehen in der Regel aus Bleiglas, in dem sich eine Vielzahl winziger Kanäle befindet. Diese Kanäle haben einen Durchmesser von  $25\mu\text{m}$  und weisen einen Abstand von  $32\mu\text{m}$  vom Zentrum eines Kanals zum Zentrum eines benachbarten Kanals auf. Damit ergibt sich, dass sich auf einer Fläche von  $1\text{cm}^2$  ca. 10.000 dieser Kanäle befinden. Zudem sind diese Kanäle leicht schräg unter  $7^\circ$  angeordnet, um die Wahrscheinlichkeit zu reduzieren das ein geladenes Teilchen hindurchfliegt ohne detektiert zu werden. Auf beiden Seiten des MCPs ist eine dünne Metallschicht aufgedampft, sodass man eine Spannung über beide Seiten des MCPs legen kann. Legt man nun ca. 1000 V an, wirken die Kanäle als Verstärker für eintreffende geladene Teilchen und Photonen. Diese Verstärkung ähnelt einem Photomultiplier. Die Spannung wird so angelegt das die Vorderseite (Auftrefffläche) des MCPs auf einem niedrigeren Potential liegt als die



**Abbildung 4.3:** links: Skizze eines MCPs; rechts: Skizze eines MCP-Kanals mit der Spannungsversorgung und der kapazitiven Auskopplung der Signale.

Rückseite (zeigt zur Delayline-Anode). Trifft nun ein geladenes Teilchen auf die Kanalwand löst es einige Elektronen heraus, diese werden vom anliegenden Potential zur Rückseite hin beschleunigt, treffen wiederum auf die Kanalwand und lösen ihrerseits weitere Elektronen aus usw. Auf der Rückseite treten schließlich ca.  $2 \cdot 10^3$  bis ca.  $2 \cdot 10^4$  Elektronen aus dem MCP heraus, der genaue Wert hängt vo der Geometrie der Kanäle und der angelegten Spannung ab. Weiterhin führt die Erzeugung dieser Elektronenwolke zu einem kurzzeitigen Einbruch der Spannung über das MCP im Millivoltbereich. Zusätzlich ist der betroffene Kanal für einige Zeit, mind. einige Mikrosekunden, blind für weitere Teilcheneinschläge. Den erfolgten Spannungseinbruch nutzt man, um den Teilcheneinschlag zu detektieren. Dazu ist ein Kondensator parallel zur Spannungsversorgung geschaltet, der diesen Spannungseinbruch an die Elektronik weiterleitet. Um die Verstärkung zu erhöhen und um zu vermeiden das Teilchen ohne auf die Kanalwand aufzutreffen durch das MCP fliegen, werden oft 2 MCPs (Chevron Anordnung) hintereinander gesetzt, was zur einer Verstärkung von ca.  $10^7$  führt. Eine weitere Anordnung ist die Z-Stack Anordnung bei der 3 MCPs benutzt werden, diese soll dazu führen, dass das letzte MCP immer in Sättigung geht (also immer die maximale Verstärkung geliefert wird). Die Verstärkung in die Sättigung zu treiben hat den Vorteil, dass die Pulse sich dadurch besser aus dem elektronischen Rauschen hervor heben. Außerdem wird durch drei MCPs das Ionenfeedback reduziert, was ansonsten Einschläge produziert, die nicht erwünscht sind.

Um einen Eindruck zu bekommen was mit einem MCP alles detektiert werden kann, hier nochmal eine Effizienztabelle (siehe Tab. 4.1). Eine genau Betrachtung der Energieabhängigkeit der Effizienz findet sich im Artikel [15].

### 4.3.2 Delayline-Anode

Die aus dem MCP austretende Elektronenwolke wird von einer Delayline-Anode detektiert. Die Delayline-Anode dient der Feststellung des Auftreffortes eines detek-

Strahlungsarten	Energie o. Wellenlänge	Detektoreffizienz
Elektronen	0,2 - 2 keV	50 - 85
	2 - 50 keV	10 - 60
Ionen ( $H^+$ , $He^+$ , $Ar^+$ )	0,5 - 2 keV	5 - 58
	2 - 50 keV	60 - 85
	50 - 200 keV	4 - 60
UV	30 - 110 nm	5 - 15
	110 - 150 nm	1 - 5
Weiche Röntgenlicht	0,2 - 5 nm	5 - 15
Hartes Röntgenlicht	12 - 20 pm	bis 1
Hochenergetische Partikel ( $\rho$ , $\pi$ )	1 - 10 GeV	bis 95
Neutronen	2,5 - 14 MeV	0.14 - 0.64

Tabelle 4.1: MCP-Effizienzen [25]

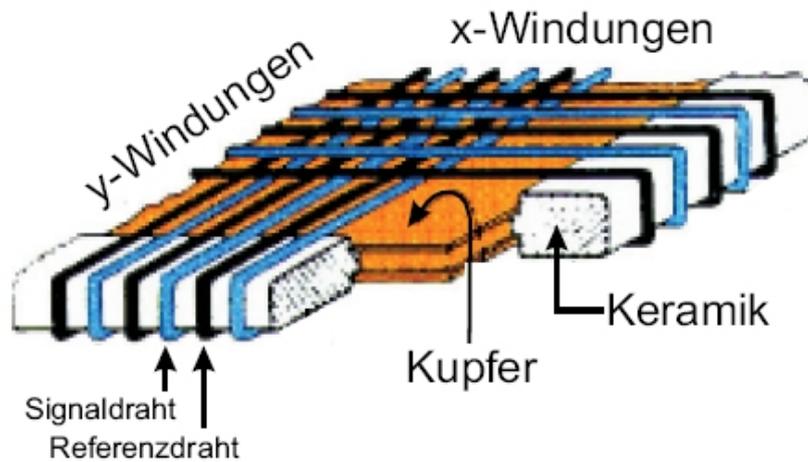


Abbildung 4.4: Skizze einer Delayline-Anode [37]

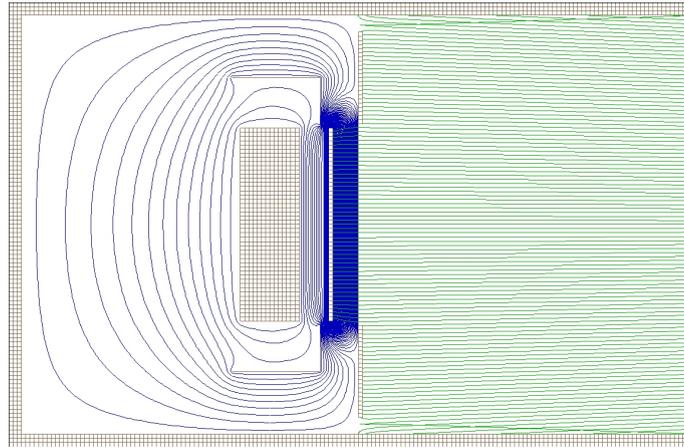
tierten Teilchens bzw. Photons auf dem MCP [38]. Sie besteht aus vier Drähten, von denen jeweils zwei Drähte parallel zusammen entlang einer Richtung gewickelt werden (siehe Abb. 4.4). Man erhält somit eine Gitterstruktur mit je zwei Drähten in x-Richtung und zwei Drähten in y-Richtung. Man nennt den ein Draht Signaldraht und den dazu parallel verlaufenden Referenzdraht. Sie werden auf positives Potential gelegt, wobei der Signaldraht ca. 50 V höher gesetzt wird. Die beiden parallelen Drähte bilden eine Lecherleitung, welche den erzeugten Puls weiterleiten, ohne dass dieser auseinander läuft. Da sich Störsignale aus der Elektronik und der elektrischen Versorgungsnetz auf beide Drähte (Signal und Referenz) gleichzeitig auswirken, kann man durch die Subtraktion des Referenzsignals vom Signaldrahtsignal das Rauschen effektiv reduzieren. Diese Subtraktion geschieht beim kapazitiven Auskoppeln der Signale. Um nun die Ortsinformation zu erhalten, bestimmt man die Differenz der Laufzeit des Pulses zu beiden Enden der Drähte hin. Aus dieser Laufzeitdifferenz lässt sich die Ortsinformation für beide Richtungen, x und y, rekonstruieren.

Wenn man nur die Zeitinformation braucht und die Ortsinformation nicht von Bedeutung ist, kann man statt der Delayline-Anode eine geerdete Metallplatte einsetzen, um die Elektronenwolke abzusaugen. Die Zeitinformation erhält man dann allein über das MCP-Signal.

### 4.3.3 Verkabelung und Datenaufnahme

Auf die Kabeldurchführung durch den Flansch wird eine kleine Box (Trommel) gesteckt. An diese Trommel werden alle notwendigen Kabel angeschlossen: die SHV-Kabel für die Spannungsversorgung als auch die Lemokabel zur Signalweiterleitung. Es gibt fünf Anschlüsse für die Spannungsversorgung: MCP-Front, X (Gitter vor dem MCP, falls vorhanden), Holder, Signaldraht und Referenzdraht. Mit Holder bezeichnet man das Gerüst, an dem der Detektor befestigt ist. Die Signale werden in der Trommel bereits kapazitiv ausgekoppelt. Die Signalkabel, die aus der Trommel kommen, bezeichnet man als: x1 (Signale aus einem Ende der Anodendrähte in x-Richtung), x2 (Signale des anderen Endes), y1, y2, MCP-Front, MCP-Back. Diese Signalkabel gelangen in eine Verstärkerbox (Roentdek: ATR-19). Darin werden die Signale in einem Constant-Fraction-Diskriminator verstärkt und in NIM-Pulse zur Weiterverarbeitung umgewandelt. Dazu muss man die Schwellen für die Verstärkung einstellen, d.h. ab welcher Pulshöhe soll ein Signal verstärkt werden. Stellt man die Schwellen zu hoch ein, schneidet man einen Teil der detektierten Detektoreinschläge ab. Stellt man dagegen die Schwellen zu niedrig ein, passiert es, dass man das elektronische Rauschen eventuell mitverstärkt. Nach dem Verstärker gelangen die Signale in einen TDC (Time to Digital Converter). Hier werden sie digitalisiert und abgespeichert. Dazu muss ein Trigger gesetzt werden, der den Startpunkt für die Datenaufnahme gibt. Außerdem muss man dem TDC angeben, wie lange nach einem Triggersignal aufgenommen werden soll. Die Steuerung des TDCs übernimmt die Software (hier: CoboldPC von Roentdek), die auch die Daten abspeichert. Wie die Datenaufnahme genau geregelt wird, ist von der DAQ-Datei (Data Acquisition) geregelt. Hier wurde ein Prototyp einer neuen DAQ genutzt, die nicht jedes Triggersignal mit den dazugehörigen Hits (MCP-Signale) als Event abspeichert, sondern jeden Hit mit dem dazugehörigen Trigger als Event abspeichert. Die aufgenommenen Daten werden in einem Listmodefile (lmf) gespeichert. Auf diese Weise kam man die Daten nach der Messung umfangreich analysieren.

Für dieses Experiment wurde ein MCP in Z-Stack-Anordnung (3 MCPs hintereinander) mit Delayline-Anode der Firma Roentdek benutzt. Die Delayline-Anode wäre im Prinzip nicht nötig gewesen, da Ortsinformation nicht weiter wichtig für die geplante Messung war, wurde trotzdem für eine Ortsmessung eingerichtet. Der Durchmesser des verwendeten MCPs beträgt 50 mm, wobei die effektive Fläche, die zur Teilchendetektierung zur Verfügung stand 47 mm beträgt. Mit dem Programm „Simion“ wurde eine Simulation des Detektors erstellt. Dabei wurde festgestellt, dass das elektrische Feld der MCP-Vorderseite im Driftrohr die Bahn der weniger energetischen Ionen,



**Abbildung 4.5:** Simulierte Feldverteilung (blau) des verwendeten Ionendetektors. Grün eingezeichnet sind die simulierten Flugbahnen aus der Ionen aus dem Interaktionspunkt (Ionenenergie = 1,5 eV).

verändern kann. Um das zu unterbinden, wurde ein metallisches Gitter in 6 mm Abstand vor das MCP gesetzt und auf Null Potential gelegt. Zudem wurde um das Gitter eine Aluminiumscheibe eingebaut und mit dem Gitter verbunden. Die Scheibe soll eine Feldeingriff um das Gitter herum vermeiden. Das elektrische Feld zwischen Gitter und MCP wirkt sich kaum auf die Flugzeiten der Ionen aus. Es können jedoch am Gitter ausgeschlagene Ionen zum MCP hinbeschleunigt werden und so die Messung verfälschen, zusätzlich werden Elektronen mit weniger als 2300 keV nicht mehr detektiert. Die Driftstrecke zwischen Interaktionszone und MCP beträgt 1,16 m. Die wurde deshalb so lang gewählt, um die Energieauflösung zu verbessern und vor allem um die Ionenrate auf dem Detektor zu minimieren. Eine zu hohe Rate schädigt das MCP und es könnte bei extremen Raten zu einer Verfälschung der Daten kommen, da dann zu viele Ereignisse in der Totzeit des Detektors verloren gehen.

Die Spannungszuteilung war wie folgt: MCP-Front  $-2300V$ , damit ist MCP-Back entsprechend geerdet, X geerdet, Holder  $+300V$ , Referenz  $+250V$  und Signal  $+400V$ . Als Trigger wurde ein elektronisches Lasersignal benutzt (Triggerperiode:  $125\mu s$ ) und die jeweilige Aufnahmezeit entsprach  $124\mu s$ .

## 4.4 Der Röntgendetektor

Um die aus dem Plasma erwartet Röntgenstrahlung zu detektieren (siehe Abschnitt 2.1.5), wurde ein Röntgendetektor in der Kammer angebracht. Bei dem Detektor handelt es sich um den Halbleiterdetektor XR-100CR der Firma AmpTek. In diesem Detektor wird die Si-PIN Photodiode, welche sich hinter einem Berylliumfenster im Vakuum befindet, durch Piezokühlung auf  $-30^{\circ}C$  gebracht. Der Detektor erreicht in dieser Ausführung eine Energieauflösung von 196eV und deckt einen Energiebereich von 0,6keV bis 1000keV ab. Solche Halbleiterdetektoren detektieren die Photonen, dadurch dass diese im p-n-Übergang des Halbleiterelements Elektron-Loch-Paare bilden, deren Anzahl von der Energie des Photons abhängt. Der daraus

resultierende Stromfluss erzeugt wiederum ein Signal, welches von einem Verstärker (hier: PX2CR von AmpTek) verstärkt wird. Danach werden die verstärkten Signale digitalisiert, indem die verschiedenen Pulshöhen der Signale verschiedenen digitalen Kanäle zugeordnet werden. Eine Software gibt dann in einem eindimensionalen Histogramm die Anzahl der aufgenommenen Signale je Kanal an. Durch zuvorige Eichung mit einer bekannten Röntgenquelle ergibt sich das Energiespektrum.

In diesem Versuchsaufbau findet die Digitalisierung mit einem Camac-Aufbau statt und die Datenausgabe erfolgt mit der Software „CoboldPC“ von Roentdek. Der Detektor wurde mit einer Fe55 und einer Am231-Quelle geeicht..

## 4.5 Die Strahlführung des Lasers und Laserintensität

Um den Laser in die Kammer zu leiten, wurde an die Kugelkammer auf Höhe des Kammermittelpunkts, ein Flansch mit einem Eintrittsfenster angebracht. Bei diesem Eintrittsfenster handelt es sich um ein Fused Silika Laserfenster mit einer Antireflexbeschichtung für den Bereich der Wellenlänge des verwendeten Lasers. In der Kammer befindet sich die Fokussierlinse, die an einem x-y-z-Manipulator montiert ist. Die Linse ist eine Fused Silika Plano Convex Sphärische Linse ebenfalls mit AR-Beschichtung. Ihre Brennweite beträgt 56,8 mm, ihre Dicke 5,3 mm und sie hat einen Durchmesser von 25,4 mm. Außerdem ist die Linse so angebracht, das die planare Fläche in die Richtung zeigt, in die der Laserstrahl propagiert. Das hat den Zweck, das der Rückreflex aufgrund der gekrümmten Oberfläche divergent wird und somit nur abgeschwächt in den „Dragon“ rückgestreut wird. Der mit der Linse generierte Fokus wird in Abschnitt 3.1.5 behandelt. Außerhalb der Kammer ist der Strahlverlauf folgendermaßen: Nach Austritt aus dem „Dragon“ wird der Strahl über drei Silberspiegel (je 2 inch) zu dem Loch in der Wand des Laserlabors gelenkt, das in das Labor führt, in dem das Experiment steht. Dort wird es von einem weiteren Silberspiegel auf ein selbstgebautes Periskop gelenkt (besteht aus 2 Silberspiegel) und gelangt senkrecht auf das Eintrittsfenster. Die Wegstrecke, die der Laserstrahl dabei in Luft zurücklegt, ist 13,444m. Justiert wurde so, dass der Laserstrahl möglichst durch den Mittelpunkt der Kugelkammer verläuft und dass dieser alle Spiegel, Fenster und Linsen in der Mitte trifft. Zur Bestimmung der Laserleistung sind die Verluste auf den sechs Spiegeln nicht von Bedeutung, da die Laserleistung immer direkt vor dem Eintrittsfenster gemessen worden ist. Man muss jedoch die Wegstrecke des Laser durch die Luft als auch das Material und die Dicke der passierten Glaskörper (Fenster und Linse) kennen. Diese Größen braucht man um die Dispersion zu bestimmen, die der Strahl auf seinem Weg erfährt. Die Dispersion muss, in der vom „VideoFrog (Newport)“ bestimmten Laserpulsbreite, eingerechnet werden. Dies ergibt hier eine Pulslänge von 50,23 fs. Anschließend wird der Fokusbereich berechnet. Bei einem idealen Strahlprofil ergibt sich für den Fokus ein Durchmesser von 17,72  $\mu\text{m}$ . Da

das Strahlprofil sehr schlecht war, muss der Laserfokus abgeschätzt werden. Schließlich kann nun mit der gemessenen Laserleistung  $P_L$  und der Repetitionsrate der Laser  $\nu_{rep}$  die Intensität über folgende Gleichung angegeben werden:

$$I = \frac{P_L}{\Delta\tau_p \nu_{rep} \pi \left(\frac{d_f}{2}\right)^2} \quad (4.3)$$

Der errechnete Wert für die Laserintensität beträgt bei idealem Laserprofil ca.  $4,5 \text{ W/cm}^2$ . Es ist jedoch zu beachten, dass dieser Wert in diesem Experiment nur den Idealfall darstellt. Die tatsächliche Laserintensität kann ein vielfaches kleiner sein, da das Laserprofil nicht ideal war.

## 4.6 Die Versuchsdurchführung

Zunächst muss der Laser in Betrieb genommen werden. Hierbei gab es bereits große Probleme, wodurch sich diese Messung immer wieder verzögerte. Schließlich lief dann der Laser, jedoch war die Strahlqualität sehr schlecht. Nachdem der Laser in Betrieb war, justiert man den Strahl durch zwei Irisblenden. Diese gaben den zuvor eingerichteten Strahlgang vor, so dass nach diesem Schritt der Strahl bereits in der Kammer gelangt und ein Plasma zu sehen ist. Das Plasma ist deshalb zu sehen, weil die Kammer noch nicht evakuiert ist. Dies hatte den Zweck, dass man mit dem in Luft sichtbaren Plasma nun die Dispersion einstellen kann. Das bedeutet Folgendes: Am Strecher kann die Dispersion geändert werden und damit auch die Pulsdauer des Laserpulses. Dies wiederum kann man an der Helligkeit des Plasmas erkennen, desto heller um so kürzer die Pulsdauer. Nachdem die Dispersion eingestellt war, wurde die Kammer evakuiert. An dieser Stelle folgt erstmal die Heliummessung, nach dieser Messung blieb die Kammer evakuiert. Vier Tage später wird dann Wasserstoff gemessen. Der Laser wird wieder in Betrieb genommen, nachdem zwischenzeitlich seine Leistung leicht nachgeregelt worden ist. Die Dispersion war noch eingestellt und das Vakuum in der Kammer war auch noch vorhanden. Also wurde als nächstes der Ionendetektor und Röntgendetektor eingeschaltet und jeweils eine Restgasmessung durchgeführt. Dazu wurde der Druck in der Düse auf null reduziert und zuvor die Laserleistung am Eintrittsfenster gemessen. Dann wurde noch eine Messung bei einem Düsendruck von 5 bar und Zimmertemperatur durchgeführt. Das Hochvakuumventil zu Ionendetektor hin war weitengehends immer geschlossen, wenn keine Messung aufgezeichnet wurde. Als nächstes wurde der Kryostat heruntergekühlt, sobald 50K erreicht ist, werden die Messungen bei den verschiedenen Düsenparameter aufgenommen. Die Reihenfolge wie die Messungen aufgenommen wurden ist der Messtabelle (Anhang: A.1), die nach der Messreihenfolge sortiert ist, zu entnehmen. Dazu wurde zunächst der Druck in der Kugelkammer notiert, dann die beiden Druckmesszelle ausgeschaltet, das HV-Ventil geöffnet und die Datenaufnahme gestartet. Nachdem die Datenaufnahme beendet war, wurde das HV-Ventil wieder geschlossen und die neuen Düsenparameter wurden eingestellt. Die Prozedur wiederholt sich für

jede Messung. Die Reihenfolge der Messung ist Tabelle A.1 zu entnehmen. Am Ende der Messung wurde noch die Pulsdauer des Lasers mit dem „Video Frog“ bestimmt.

Während der Messung gab es einige Probleme mit der Düse. Diese ist gegen Ende hin und wieder zugefroren und schließlich zu geblieben. Dies führte dazu, dass die geplante Tröpfchenmessungen nicht durchgeführt werden konnten und in der weiteren Betrachtung und Analyse ausgelassen werden müssen.



# 5. Ergebnisse und Interpretation

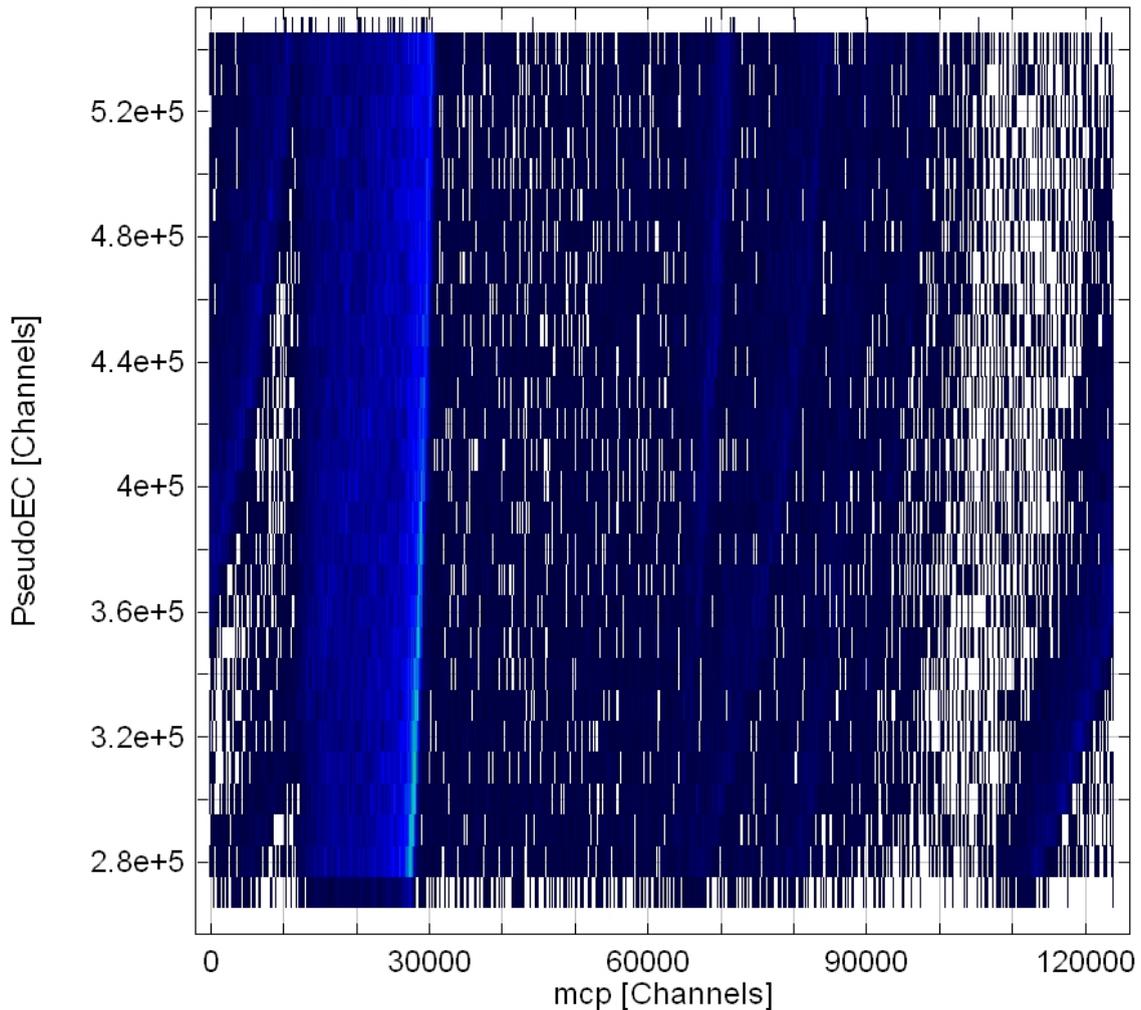
In diesem Kapitel wird die Auswertung der Messdaten behandelt. Anschließend folgt die Diskussion und Interpretation der aufbereiteten Daten. Der Einfachheit halber werden von nun an alle Messungen nach ihren Düsenparameter bezeichnet. Zum Beispiel heißt dann die Messung mit  $P_0 = 5$  bar und  $T_0 = 30$  K „p5t30“. Zudem wird der Überschaubarkeit wegen hier des öfteren die Abkürzung CE für Coulombexplosion verwendet.

## 5.1 Doppelter Laserpuls

Der Laser hat aufgrund eines thermischen, technischen Problems in der Pockelszelle, während den Messungen einen Doppelpuls erzeugt. Das heißt, dass der Puls in zwei Pulse mit einer zeitlichen Distanz von 11ns zueinander aufgespalten war. Als Erstes muss geklärt werden wie sich dieser Doppelpeak auf die Messungen auswirkt. Es muss davon ausgegangen werden, dass das vom ersten Laserpuls getroffene Gasvolumen mit den darin befindlichen Cluster, teilweise auch vom zweiten Laserpuls getroffen wird. Die Geschwindigkeit des Gasjets (ca. 500 m/s) ist nicht ausreichend um letzteres zu verhindern. Zusätzlich können die Ionen und Elektronen der ersten explodierenden Cluster einen Einfluss auf die Cluster haben, die anschließend vom zweiten Puls getroffen werden. Eine genau Betrachtung der Teilchenrate auf den Detektor, die der erste Laserpuls maximal verursacht (ca.  $6 \cdot 10^4$  Teilchen pro Puls), zeigt aber, dass auf der Länge der Fokusgröße die Teilchen aufgrund der isotropen Beschleunigung sich soweit von einander entfernen, dass nur ein geringer Teil dieser Teilchen mit den nachkommenden Clustern wechselwirken kann. Beachtet werden muss noch, dass die Laserintensität sich auf beide Einzelpulse aufteilt.

## 5.2 Die Flugzeitspektren

Während der Restgasmessung konnte man beobachten, wie im Flugzeitspektrum einige Peaks zu längeren Flugzeiten und manche auch zu kürzeren Flugzeiten wan-



**Abbildung 5.1:** Restgas-Messung mit inaktiver Düse: Flugzeit gegen PseudoEC (entspricht dem mitgezählten Trigger bei mindestens einem vorhandenen Hit), zu sehen sind die „wandernden“ Peaks.

dern. In einem 2-dimensionalen Histogramm, bei dem die Flugzeit gegen die Anzahl der mitgezählten Trigger, in dem mindestens ein Hit vorhanden ist (PseudoEC), aufgetragen ist, kann man dieses Verhalten besonders gut beobachten (siehe 5.1). Das Wandern der Peaks ist ebenfalls bei folgenden Messungen p2t35, p2t40nr1, p2t45nr1, p2t50, p5t45nr1, p5t50, restgasp0t294 und restgasp5t294 zu sehen. Eine mögliche Erklärung wäre eine sich aufladene Oberfläche, die beim Schließen des Hochvakuumventils Zeit hat sich zu entladen und beim Öffnen des Ventiels sich wieder auflädt. Es stellt sich jedoch dann die Frage, warum diese Wanderbewegung nicht in allen Flugzeitspektren zu sehen ist.

Die Restgasmessungen wurden aufgrund dieses Problems nicht verwendet, um sie von den eigentlichen Messungen abzuziehen. Bei einer Wiederholung dieses Experiments sollte deshalb in der Nähe des Interaktionspunkts ein Beschleunigungsfeld eingerichtet werden, das größer ist als mögliche Kontaktpotentiale oder schwache Aufladungen.

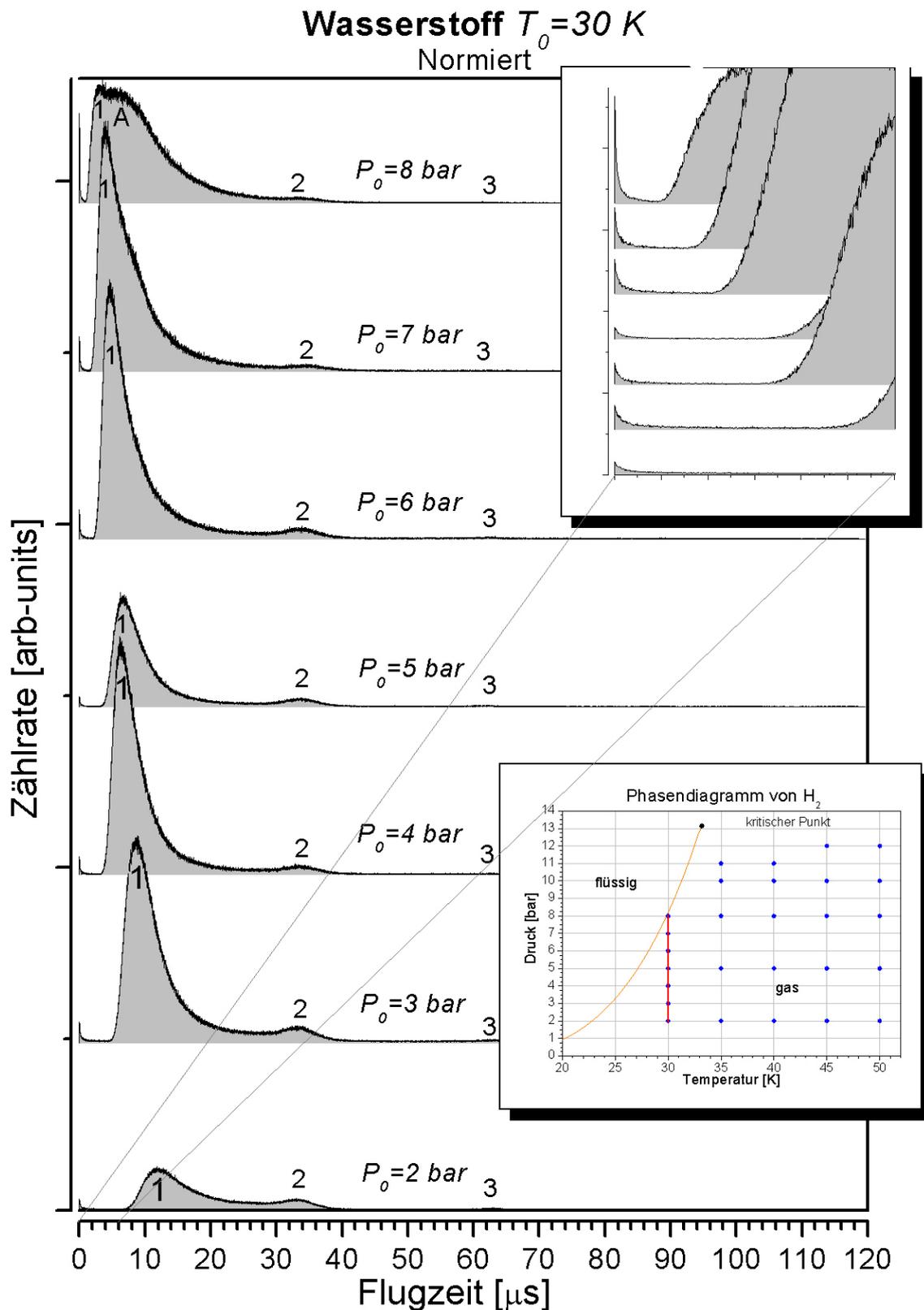
In einem 2-dimensionalen Histogramm in dem die Flugzeit gegen den Eventcounter dargestellt ist, kann eine Änderung der Flugzeitverteilung während der Messung gut beobachtet werden (ist den Energiespektren beigelegt z.B. Abb: 5.5). Solch eine Darstellung wurde für alle Messungen erstellt. In diesen Darstellungen wurde bei manchen Messungen beobachtet, das sich das Flugzeitspektrum sprunghaft ändert oder kleine kurzzeitige Unregelmäßigkeiten aufweist. Diese Sprünge und Unregelmäßigkeiten haben ihren Ursprung in der Düse. Diese kann zufrieren oder verstopfen und schließlich wieder auf gehen, was die Anzahl der Cluster und damit die Ionenrate ändert. Um von den betroffenen Messungen trotzdem ein verwertbares Flugzeitspektrum zu erhalten, muss man die Messung auf den gemessenen Bereich in der diese Sprünge bzw. Unregelmäßigkeiten nicht vorkommen begrenzen. Welche Messungen davon betroffen sind, ist im Anhang A.1 aufgeführt. Nachdem die Messungen, die von dem Zufrieren bzw. Verstopfen der Düse betroffen sind, auf einen sinnvollen Bereich begrenzt wurden, werden alle gewonnenen Flugzeitspektren jeweils nach Druck  $P_0$  oder Temperatur  $T_0$  in einem Diagramm dargestellt. Beispielhaft ist in Abb: 5.2 ein solches Flugzeitspektrum für Wasserstoff bei einer Düsentemperatur von 30 K zu sehen, weitere sind im Anhang A.2 beigelegt.

Die Flugzeitspektren werden exemplarisch anhand den Messungen bei einer Düsentemperatur  $P_0=30$  K besprochen. Diese Messungen zeigen alles relevante, was auch bei den anderen Messungen zu sehen ist und zusätzlich sind hier die zwei Messungen mit drin, die ein anderes Verhalten aufweisen. Diese zwei Sonderfälle sind die Messungen bei  $P_0=7$  bar bzw. 8 bar, auf welche später noch eingegangen wird. Zunächst sollen die Peaks, die in allen Flugzeitspektren zu sehen sind, diskutiert werden. Die allein stehenden Zahlen in Abb: 5.2 kennzeichnen die Peaks. Peaks, die sich in den einzelnen Spektren etwa immer an der gleichen Stelle befinden, tragen die gleiche Zahl.

In den Flugzeitspektren ist der doppelte Laserpuls in Form von zwei sehr schmalen Peaks zu sehen. Die zwei Peaks, die dieser Doppelpuls im Flugzeitspektrum erzeugt, weisen je nach Messung verschiedene Peakhöhenverhältnisse auf. Diese kommen vermutlich dadurch zustande, dass nicht immer gleich viel Laserenergie im Fokus absorbiert wird. Das Laserpeak wird nicht vom den Laserphotonen direkt erzeugt, dafür besitzen sie eine zu geringe Energie. Vielmehr werden es Photonen sein, die in dem Plasma entstehen. Dafür spricht auch das die Zählrate für diesen Peak bei größer werdende Targetdichte zunimmt.

Peak 1 ist aufgrund seiner Größe und seiner Position bei kurzen Flugzeiten den Wasserstoffionen aus den Clustern zuzuordnen. Deshalb erfolgt eine genauere Betrachtung dieses Peaks und Peak A in einem eigens dafür vorgesehenen Abschnitt (siehe 5.4).

Die anderen Peaks, die in den Flugzeitspektren zu sehen sind stammen nicht von den Clusterionen oder dem Laser, sondern sind auf die Wechselwirkung des Licht mit den Wasserstoffmolekülen im Gas um die Cluster zurückzuführen. Angefangen bei Peak 2, der ein Maximum bei einer Energie zwischen 6 bis 6,8 eV besitzt, vorausgesetzt



**Abbildung 5.2:** Flugzeitspektren bei 30 K und 2, 3, 4, 5, 6, 7 und 8 bar. Beim Spektrum für 5 bar gibt es ein Normierungsproblem. Die Zahlen 1, 2, 3 und der Buchstabe A kennzeichnen die sichtbaren Peaks. Eingelegt ist noch ein Phasendiagramm für Wasserstoff mit den eingetragenen Düsenparametern der einzelnen Messungen (blau). Der rote Strich markiert die Messpunkte der hier dargestellten Flugzeitspektren.

es handeln sich um Wasserstoffionen, kann aus der Arbeit von Andre Staude [39] geschlossen werden, das es sich um coulombexplodierendes  $\text{H}_2^+$  handelt. In seiner Arbeit wurde für Deuteriumionen, die aus coulombexplodierenden Deuteriummolekülen stammen, eine Energieverteilung um 6 eV gemessen. Dies lässt sich direkt auf Wasserstoff übertragen, da die Energie der Coulombexplosion unabhängig von der Masse ist. Das Peakmaximum des dritten Peaks liegt in einem Energiebereich zwischen 1,8 - 2,5 eV. In Abb: 5.2 ist Peak 3 zu klein um in dieser Darstellung sehen zu können, deshalb sei auf die Flugzeitspektren bei 2 bar im Anhang: A.2 verwiesen. Ein weiterer Vergleich mit den Daten von A. Staude zeigt, dass es sich dabei um Ionen handeln muss, die aus dissoziierenden  $\text{H}_2^+$  stammen. In der Arbeit von A. Staude wurde hierfür eine Energie bei etwa 1,4 eV gemessen. Die Diskrepanz bei beiden Peaks zu höheren Energien hin, könnte an der Nichtauslegung des TOF-Systems für niedrige Energien liegen. Dies führt schließlich auch dazu, dass Peaks, die in den Flugzeitspektren bei sehr langen Flugzeiten (über 80  $\mu\text{s}$ ) liegen, nicht interpretiert werden können.

Außer den Peaks ist in den Flugzeitspektren auch ein exponentieller Abfall direkt im Anschluß des doppelten Laserpulses zu erkennen (siehe Abb: 5.2). Dieser exponentielle Abfall ist außer bei den Restgasmessungen immer vorhanden. Er nimmt mit steigender Clustergrösse zu, d.h. mit zunehmenden Druck  $P_0$  oder abnehmender Temperatur  $T_0$ . Ob beide oder nur einer der Laserpulse diesen Abfall initiieren, kann nicht festgestellt werden. Es konnte auch nicht geklärt werden, was diesen exponentiellen Abfall hervorruft. Elektronen können ausgeschlossen werden, da diese ab einer Flugzeit größer als 42 ns nicht detektiert werden können, der exponentielle Abfall erstreckt sich aber zum Teil bis zu Flugzeiten von 1,2  $\mu\text{s}$ . Eine mögliche Erklärung könnten Photonen sein, die von der abklingenden Plasmastrahlung stammen. In der Zeit, die der exponentielle Abfall andauert, ist das Plasma immer im Sichtbereich des Detektors.

## 5.3 Clusterverteilung und Coulombexplosion

Bevor man sich mit den Clusterionen befasst, muss zunächst untersucht werden, wie sich die Clusterverteilung auf die Flugzeitverteilung der CE-Ionen auswirken. Die Flugzeitverteilung für Ionen aus einem Cluster mit dem Radius  $r_c$  kommt durch die Energieverteilung der Coulombexplosion zustande (siehe Abschnitt 2.1.4.2). Aus dieser Energieverteilung folgt, dass die Anzahl der Ionen zu einer bestimmten Flugzeit proportional zum Quadrat ihres anfänglichem Radius  $r_i$  innerhalb des Cluster ist. Dies lässt sich folgendermaßen herleiten:

$$E \propto r_i^2 \quad \frac{dN}{dE} \propto \sqrt{E} \quad (5.1)$$

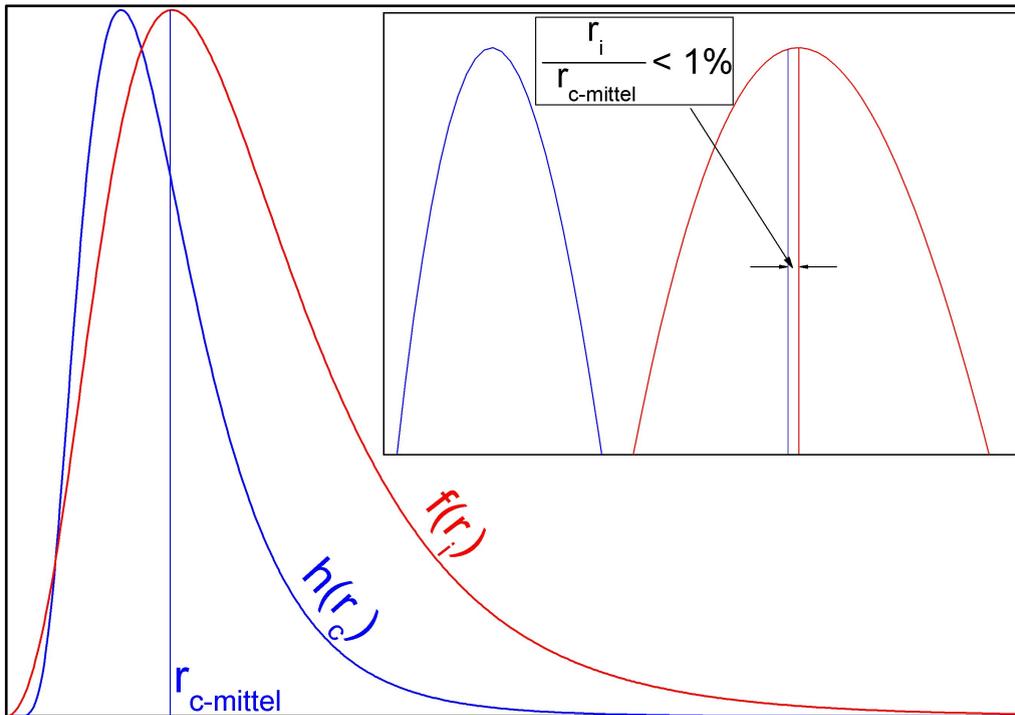
$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dr_i} \frac{dr_i}{dE} \propto \sqrt{E} \Rightarrow \frac{dN}{dr_i} \propto \frac{dE}{dr_i} \sqrt{E} \propto r_i^2 \quad (5.2)$$

$$g(r_i) = \frac{dN}{dr_i} \propto r_i^2 \quad 0 \leq r_i \leq r_c \quad (5.3)$$

$g(r_i)$  ist also die Flugzeitverteilung der Ionen eines Cluster mit dem Clusterradius  $r_c$ . Man muss nun bedenken, dass Ionen mit einem anfänglichen Radius  $r_i$  in jedem Cluster mit einem Clusterradius  $r_c \geq r_i$  vorkommen. Mathematisch wird dies berücksichtigt, indem die Verteilung  $g(r_i)$  mit dem Integral über die Clusterverteilung  $h(r_c)$  von  $r_i$  bis Unendlich multipliziert wird:

$$h(r_c) = \frac{dN}{dr_c} \propto \frac{1}{r_c} e^{-\frac{(\ln \frac{r_c}{r_c^0})^2}{2\sigma^2}} \quad (5.4)$$

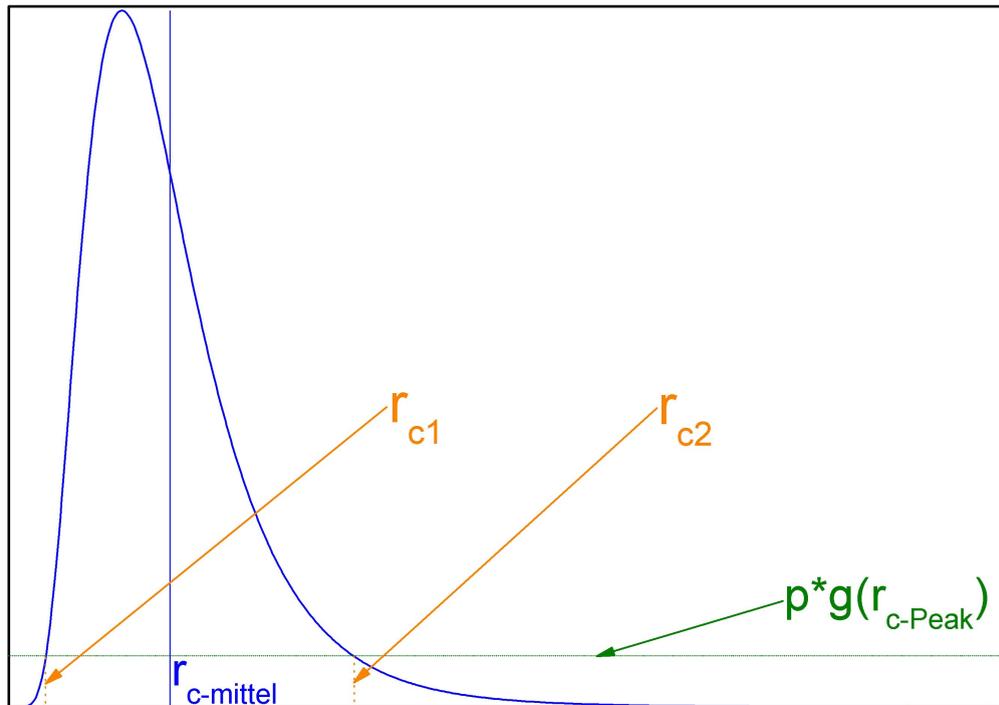
$$f(r_i) = g(r_i) \cdot \int_{r_i}^{\infty} h(r_c) \quad (5.5)$$



**Abbildung 5.3:** Hier zu sehen ist die Clusterverteilung  $h(r_c)$  und die aus der Faltung von  $h(r_c)$  mit der Energieverteilung der Coulombexplosion resultierende Verteilung  $f(r_i)$ . Zusätzlich ist eingezeichnet wo der Erwartungswert  $r_{c\text{-mittel}}$  von  $h(r_c)$  liegt, um zu zeigen, dass die Verteilung  $f(r_i)$  in etwa dort ein Maximum hat. Beide Verteilungen wurden so normiert, dass ihre Peakmaxima auf der gleichen Höhe liegen. In dem kleinerem Fenster ist die Diskrepanz zwischen dem Peakmaximum von  $f(r_i)$  und  $r_{c\text{-mittel}}$ .

Es zeigt sich bei der neuen Verteilung  $f(r_i)$  ein Maximum in etwa an der Stelle, wo die Clusterverteilung ihren Erwartungswert hat, d.h. beim mittleren Clusterradius (siehe Abb: 5.3). Die Abweichung beträgt weniger als 1%. Diese Feststellung ist wichtig, da man so das Maximum des CE-Ionenpeaks (Peak 1) später dem berechneten mittleren Clusterradius zuordnen kann.

Als nächstes sein noch eine kurze Überlegung angemerkt. Man nehme an, dass im



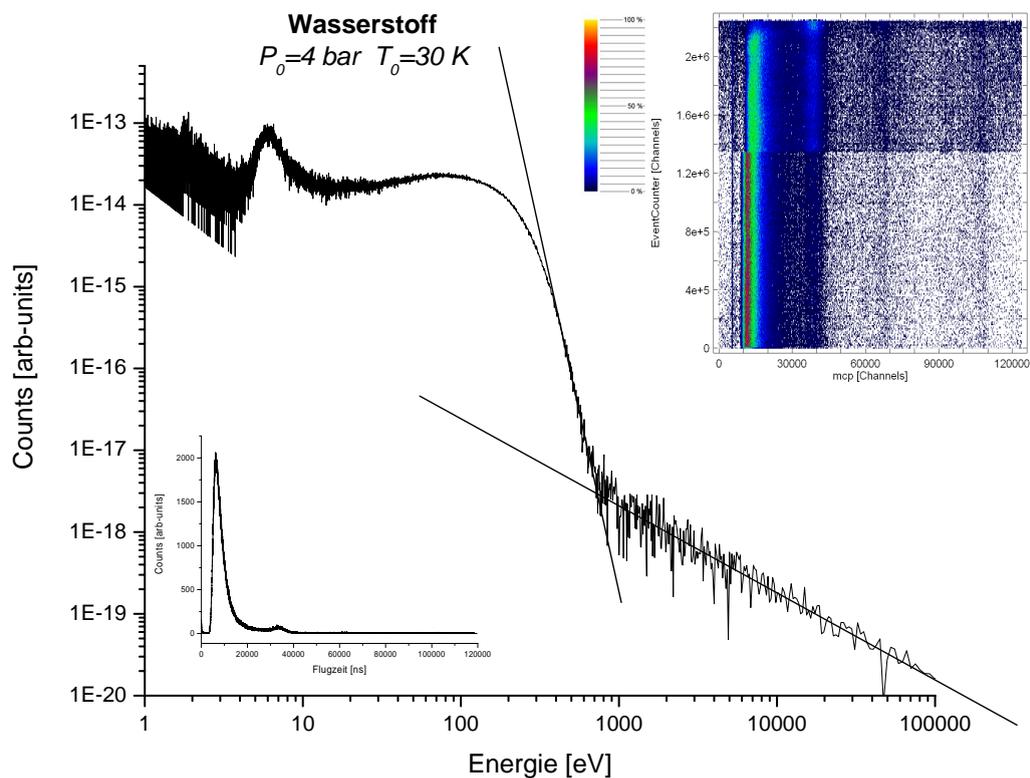
**Abbildung 5.4:** Dies Bild dient der Veranschaulichung des im Ende des Abschnitt 5.3 beschriebenen Sachverhalts.

Flugzeitspektrum nur Ionen von Clustern gesehen werden, die in der Clusterverteilung mindestens einen bestimmten prozentuellen Anteil  $p$  des Verteilungsmaximum  $h(r_{c-Peak})$  aufweisen, und dies egal bei welcher mittlere Clustergrößen. Da die Clusterverteilung die Eigenschaft hat, dass der relative Abstand zwischen  $r_{c-mittel}$  und den Stellen  $r_{c1}, r_{c2}$  immer gleich ist, wobei  $h(r_{c1}, r_{c2}) = ph(r_{c-Peak})$  gilt, kann diese Annahme später helfen eine Zuordnung der gemessenen Maximalenergien  $E_{max}$  zu den entsprechenden maximalen Clusterradien zu finden. Dadurch kann dann wiederum auf den prozentuellen Anteil  $p$  zurückgeschlossen werden. Hierdurch wäre man in der Lage die maximale Clustergröße aus den Ionenenergien zu gewinnen.

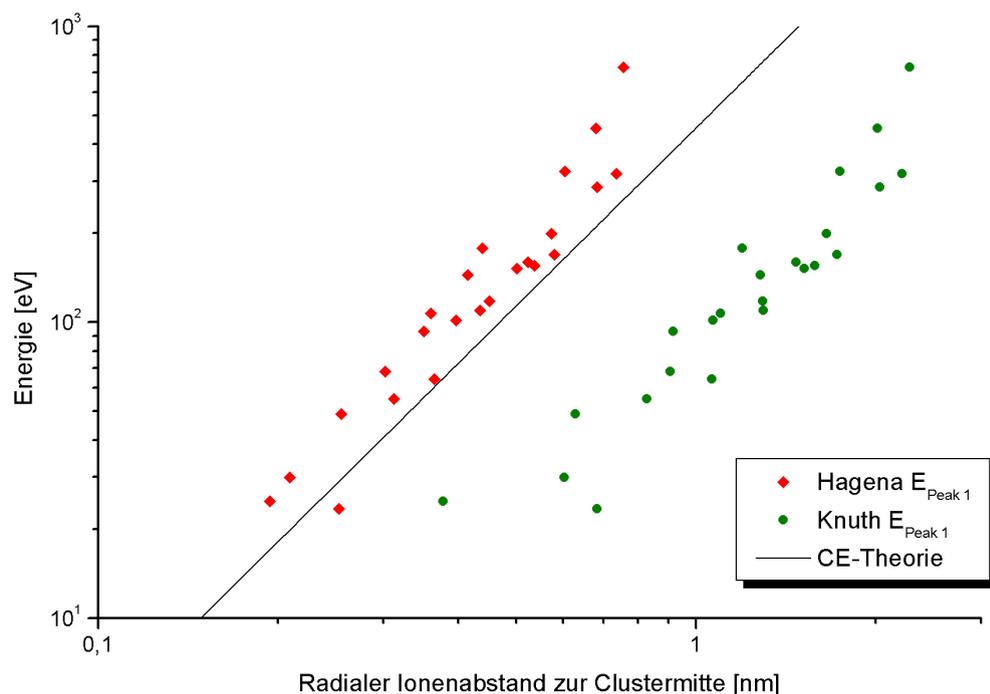
## 5.4 Die Clusterionen

Zur Bestimmung der maximalen Energie der Clusterionen (Wasserstoffionen), wurden die Flugzeitspektren in Energiespektren umgewandelt. Doppeltlogarithmisch aufgetragen kann man aus diesen (siehe im Anhang A.3) die maximale Ionenenergie  $E_{max}$  ablesen. Die eingezeichneten Linien sollen das Ablesen erleichtern und eine gewisse Reproduzierbarkeit der Ablesemethode schaffen.

Als nächstes soll Peak 1 näher betrachtet werden. Die Energie  $E_{Peak1}$ , die dem Peakmaximum entspricht, stammt von Ionen mit einem anfänglichem Radius im Cluster  $r_i$  gleich dem mittleren Clusterradius  $r_{c-mittel}$  (siehe Abschnitt 5.3). Der mittlere Clusterradius lässt sich nun durch das Skalierungsgesetz von Hagena oder dem von Knuth ermitteln. Trägt man  $E_{Peak1}$  gegen den berechneten mittleren Clusterradius nach Hagena und nach Knuth in einem Diagramm auf (siehe Abb. 5.6), dann erkennt



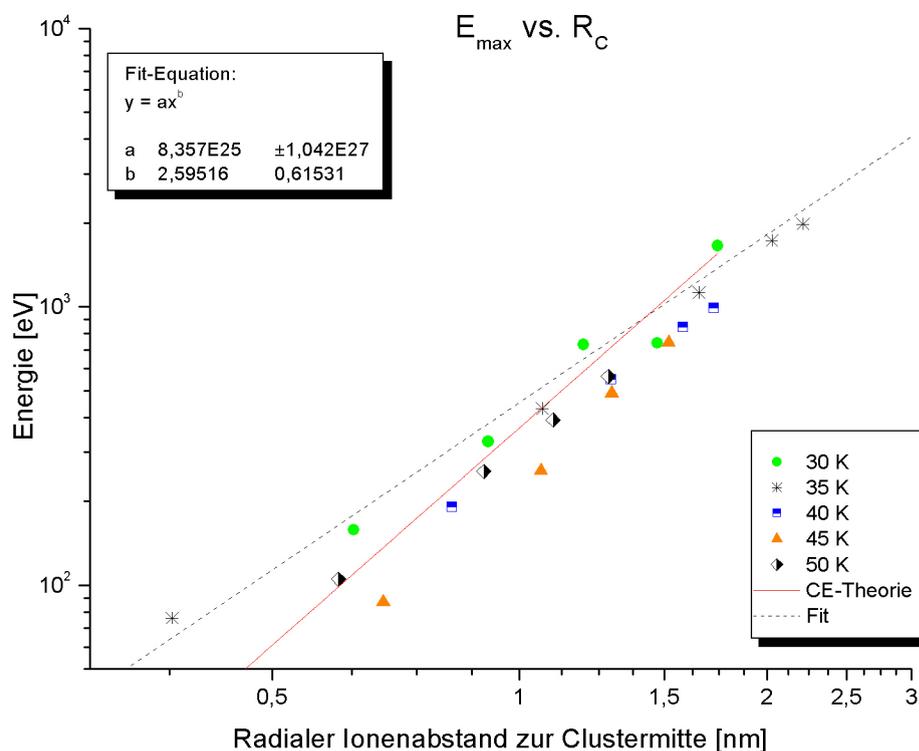
**Abbildung 5.5:** Energiespektrum bei  $T_0=30 \text{ K}$  und  $P_0=4 \text{ bar}$ , mit eingefügt ist ein 2 dimensionale Histogramm (EventCounter gegen Flugzeit) und das Flugzeitspektrum.



**Abbildung 5.6:** Aufgetragen sind die Energie beim Peakmaximum von Peak 1 gegen den Clusterradius, einmal nach Hagna und das andere Mal nach Knuth bestimmt.

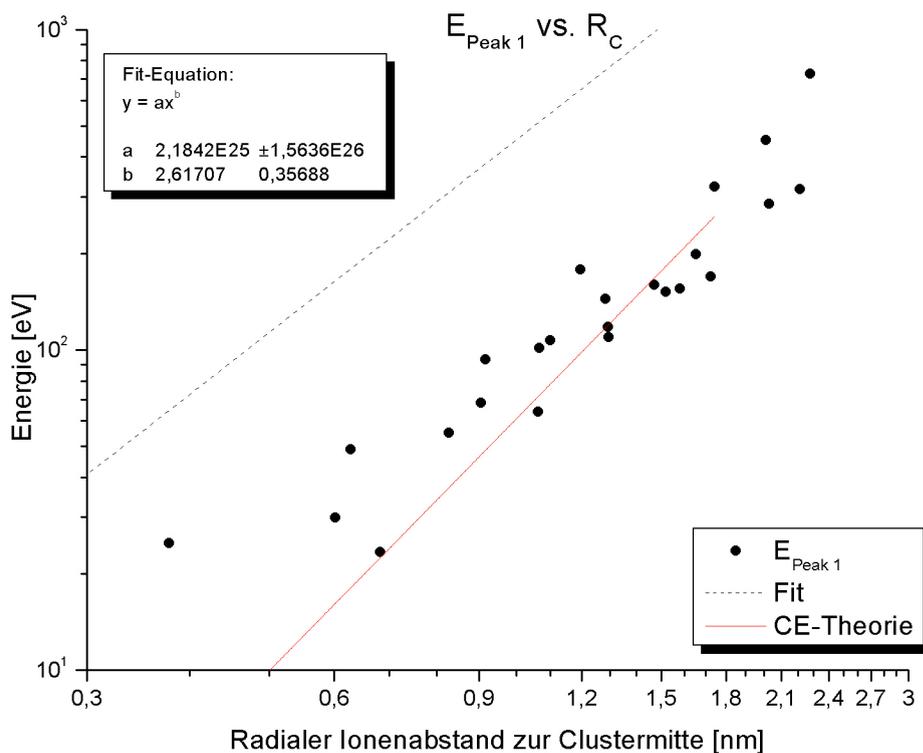
man, dass jeweils die Auftragung nach Hagena als auch nach Knuth nahe an der theoretischen CE-Kurve liegen, wobei Hagena deutlich näher dran ist. Beide Auftragungen weisen ähnliche Steigungen auf. Jedoch liegen die Punkte nach Knuth physikalisch sinnvoller, da erwartet werden kann, dass im Experiment nicht die idealen Bedingungen wie im Modell vorherrschen, sodass die gemessene Energie geringer ausfallen muss als theoretisch vorhergesagt. Und wenn man sich in der Messtabelle *Anhang: A.1* die mittlere Clustergrösse  $\bar{N}$  nach Hagena anschaut, stellt man fest, dass dort Clustergrößen stehen die kleiner 1 sind, obwohl bei den entsprechenden Messung ein Clusterpeak gemessen wurde. Dies und auch die Tatsache das Hagena's Skalierungsgesetzt für diesen Messbereich nie verrifiziert wurde, sind die Gründe dafür, dass ab hier die Clusterradien  $r_c$  nur noch nach Knuth's Skalierungsgesetz berechnet werden.

Die Auftragung der Maximalenergie gegen den mittleren Clusterradius als Anfangs-



**Abbildung 5.7:** Hier wurde ein Fit von der Auftragung der Maximalenergie gegen den Clusterradius gemacht.

radius der Ionen  $r_i = r_{c\text{-mittel}}$  ist im Grunde falsch, da die Maximalenergie gegen den maximalen Anfangsradius der Ionen, also gegen den maximalen Clusterradius, aufgetragen werden müsste. Der maximale Clusterradius kann aber nicht berechnet werden, deshalb soll folgende Überlegung zur richtigen Darstellung der Energie  $E_{\max}$  gegen den Radius  $r_i = r_{c\text{-max}}$  führen. Zunächst sei festgestellt, dass die Auftragung der Energie des Peakmaximums  $E_{Peak1}$  gegen den mittleren Clusterradius  $r_i = r_{c\text{-mittel}}$  aufgrund des Sachverhalts in Abschnitt 5.3 richtig ist. Die Energie  $E_{Peak1}$  entspricht der maximalen Energie, welche Ionen haben, die im Cluster an-

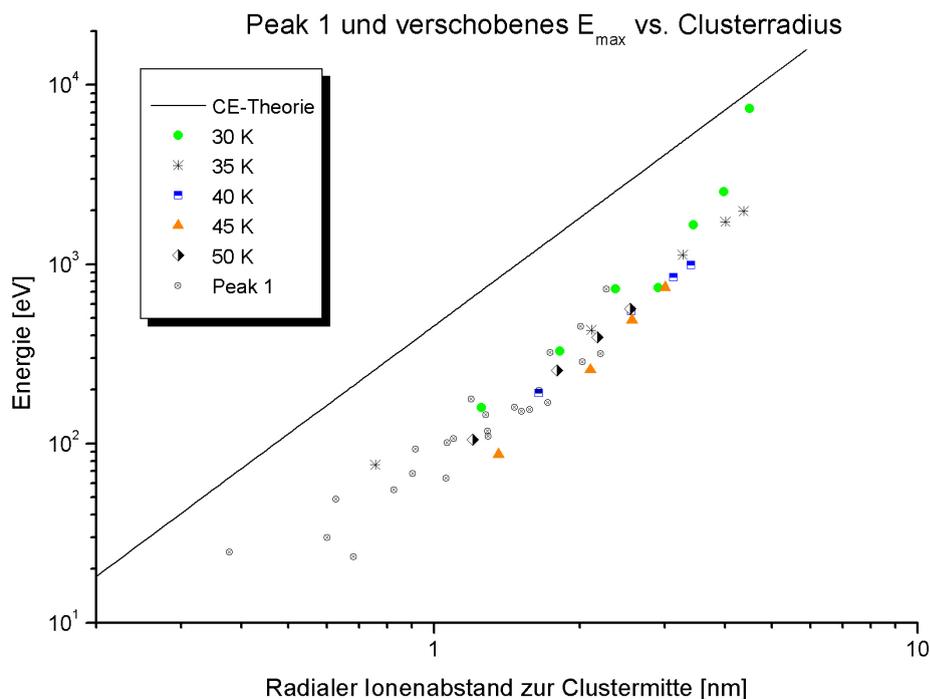


**Abbildung 5.8:** Hier wurde ein Fit von der Auftragung der Peak 1 Energie gegen den Clusterradius gemacht.

fänglich den Radius  $r_i = r_{c\text{-mittel}}$  hatten. Die Energie  $E_{max}$  entspricht der maximalen Energie, die Ionen haben, die im Cluster anfänglich den Radius  $r_i = r_{c\text{-max}}$  hatten. Aufgrund der Annahme von Abschnitt 5.3, dass der relative Abstand zwischen mittlerem Clusterradius und maximalem Clusterradius immer gleich ist, sollten auch die Steigungen der gefitteten Kurven in beiden Diagrammen gleich sein. In der Tat sind sie das auch bis auf eine kleine Abweichung von ca. 1%. Mit diesem Hintergrund kann man nun  $r_i = r_{c\text{-max}}$  zu  $E_{max}$  dadurch finden, dass man die Punkte der Auftragung  $r_i = r_{c\text{-mittel}}$  zu  $E_{max}$  relativ zu ihrer gefitteten Kurve festhält und dann das Ganze auf die gefittete Kurve von  $r_{c\text{-max}}$  zu  $E_{max}$  schiebt. Das Ergebnis ist in Abb: 5.9 zu sehen.

Nun ist auffällig, dass die Steigung von  $E$  gegen  $r_i$  für die im Experiment gemessenen Werte größer ist als das CE-Modell vorhersagt. Ein Grund hierfür könnte die Verwendung von kleinen Clustern  $3 < N < 2000$  sein. Bei kleinen Clustern befinden sich ein Großteil der Clusterteilchen an der Oberfläche, dieser Umstand wird von den idealisierten Annahmen des CE-Modells nicht berücksichtigt, was dazu führt, dass die Theorie für kleine Cluster zu hohen Energien vorhersagt. Deshalb sollte bei größerwerden Radien  $r_i$  die Steigung in die der theoretischen CE-Kurve übergehen. Dies wäre ein Punkt, der bei einer Weiterführung dieses Experiments untersucht werden sollte.

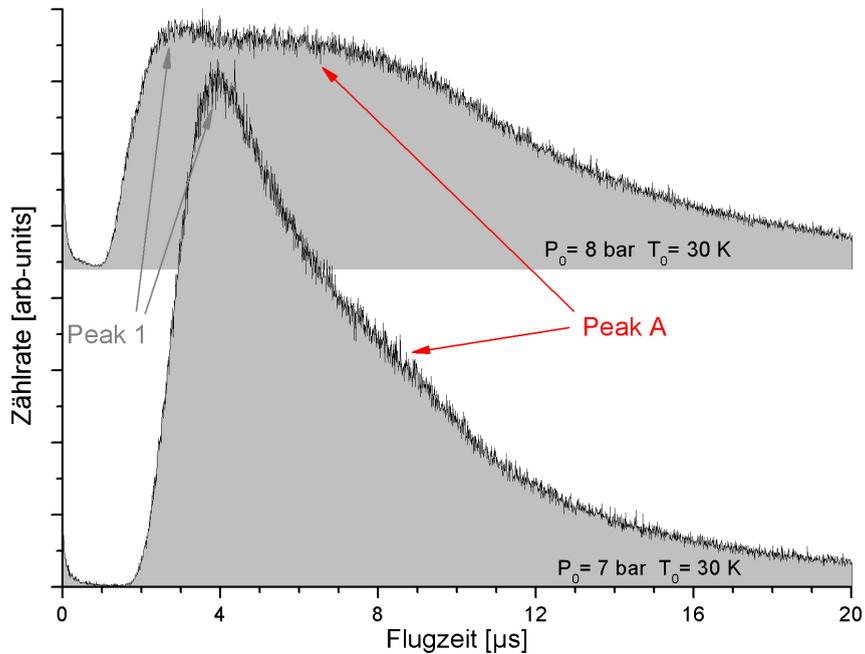
Die Maximalenergien für die Messungen p8t30 fällt aus der Tendenz, die die anderen Maximalenergien vorgeben, heraus. Dies liegt daran, dass die zu dieser Energie



**Abbildung 5.9:** Hier wurden die Punkte der Maximalenergie auf den Verlauf der maximalen Peakenergie geschoben.

zugehörige Messung im Phasendiagramm in der Nähe der Dampfdruckkurve liegt (siehe Abb: 5.2). Dies führt wiederum dazu, dass man hier nicht mehr das Modell für die Kondensation annehmen darf, sondern stattdessen die Fragmentation einer Flüssigkeit betrachtet werden müsste. Für den Fall der Fragmentation können aber keine Aussagen darüber getroffen werden, wie groß die Cluster bei dieser Messung waren.

In der Messung p8t30 ist zudem ein zusätzlicher Peak zu sehen (Peak A), welcher auch im Ansatz in der Messung p7t30 zu sehen ist. Dieser Peak A muss durch einen anderen Beschleunigungsmechanismus zustande kommen. Bei diesem hinzukommenden Beschleunigungsmechanismus könnte es sich z.B. um das in Abschnitt 2.1.4.2 erwähnte kinematische Modell handeln. Bei zunehmender Clustergröße müsste dann der Peak der Coulombexplosion sich immer schärfer für kleine Flugzeiten werden und dann zu langen Flugzeiten quadratisch abfallen. Dies liegt daran, dass der Anteil an verschiedenen Clustergrößen in der Clusterverteilung zur Coulombexplosion beitragen immer geringer wird, da alle Cluster größer als eine bestimmte Grenzgröße ihre Ionen durch den neuen Mechanismus beschleunigen. Dadurch nähert sich der CE-Peak immer mehr der reinen CE-Verteilung. Um dies genauer zu untersuchen, fehlen jedoch Messungen bei größeren Clusterdurchmesser, die aufgrund der zugeföhrten Düse nicht zustande kamen. Es sei hier angemerkt, dass diese beiden Messungen wegen der veränderten physikalischen Gegebenheiten bei den oben erwähnten Fits nicht berücksichtigt wurden.



**Abbildung 5.10:** Hier zu sehen ist der bei den zwei Messungen p7t30 und p8t30 hinzukommende Peak A, der vermutlich aus einem hinzukommenden Beschleunigungsmechanismus resultiert.

## 5.5 Röntgenstrahlung

Der verwendete Röntgendetektor hat bei keiner der einzelnen Messung Röntgenstrahlung detektieren können. Diese Tatsache macht in Anbetracht der Probleme beim Laser und der daraus resultierenden niedrigen Laserintensität in soweit Sinn, da bei niedriger Laserintensität auch die Elektronentemperatur niedrig ausfällt. Eine niedrige Elektronentemperatur wiederum könnte bedeuten, dass die Elektronen nicht genug Energie hatten, um Röntgenstrahlung im Messbereich des Röntgendetektors abzustrahlen. Daraus kann man eine obere Grenze für die vorgelegene Laserintensität bestimmen. Dazu wird die Minimale vom Detektor detektierbare Photonenenergie genommen. Mit der Annahme das die Elektronenenergie kleiner gewesen ist, folgt über die Gleichung 2.1.2.1 für ponderomotive Energie, dass die maximale Laserintensität kleiner als  $10^{16} \text{ W/cm}^2$  war.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Experiment aufgebaut zur Untersuchung von Clustern und Tröpfchen in starken Laserfeldern. Dieser Aufbau bietet die Möglichkeit gleichzeitig Ionen und Röntgenquanten zu messen. Die Cluster und Tröpfchen werden von einer speziellen Düse erzeugt, die den Vorteil hat die Cluster bzw. Tröpfchen kontinuierlich bereitstellen zu können. Untersucht wurden nur sehr kleine Wasserstoffcluster mit einer Teilchzahl von  $N$  gleich 3 bis knapp 2000. Es konnte gezeigt werden wie sich die Ionenenergien der im Laserlicht explodierenden Cluster mit zunehmender Clustergrösse verhält. Dabei kam heraus, dass diese Beziehung sich im Experiment leicht anders darstellt wie es das Modell der Coulombexplosion erwarten liess. Zudem wurde gesehen wie sich die Energieverteilung der Ionen ab einer bestimmten Clustergrösse ändert, indem eine zusätzlich Verteilung hinzu kam. Tröpfchen konnten nicht untersucht werden, da Wasserstoff recht schnell friert und somit die Düse verschließt, was in diesem Fall gesehen ist. Das dies prinzipiell möglich ist, konnte jedoch schon in einem vorherigem Experiment mit der selben Düse gezeigt werden [44].

Eine Weiterführung dieses Experiment mit Wasserstoffcluster zur Erzeugung hochenergetischen Protonen erscheint sinnvoll, da einige Fragen offen geblieben sind. Zu Beispiel die Frage, wie sich die verändernde Flugzeitverteilung bei größer werdende Cluster weiter entwickelt hätte. Deshalb bietet es sich für die Zukunft an weiter Untersuchungen bei größeren Clustern und größerer Laserintensität durchzuführen, die im Übergangsbereich von der Coulombexplosion zur einem anderem Beschleunigungsprozess liegen. Denn gerade hier gibt es eine Menge Erklärungsansätze, die es zu überprüfen gilt. Dazu wird es aber nötig sein den experimentellen Aufbau aus dieser Arbeit umfangreich zu ändern und zu verbessern. Es sollte eine Möglichkeit geschaffen werden Elektronen und Ionen einzeln zu detektieren. Außerdem

sollte nicht nur in Laserrichtung ein Detektor stehen, sondern es sollten aufgrund der vorliegenden Symmetrie auch noch eine Detektor  $90^\circ$  zu Laserverlauf eingerichtet werden, wohin die ponderomotiv beschleunigten Elektronen bevorzugt gelangen, und einer entgegen der Laserrichtung. Vorallem in Hinsicht eines möglichen Experiment mit Tröpfchen ist der Detektor entgegen der Laserrichtung besonders von Interesse, da erst letztlich Ergebnisse von Experiment mit dünnen Folien im starken Laserlicht bekannt wurden, die gezeigt haben, dass bei dünnerwerden Folien die Ionenenergie, der entgegen dem Laser fliegenden Ionen, zunimmt. In diesem Sinne wäre natürlich die Erzeugung von Wasserstofftröpfchen besonderem Interesse, da Cluster hier vermutlich wieder zu klein sind. Die war in dieser Arbeit nicht gelungen, aber durch die Verwendung von Parawasserstoff, bei dem die Nukliationsrate um einige Größenordnungen kleiner ist als bei Orthowasserstoff, sollte bei einer Weiterführung des Experiments die Erzeugung von Wasserstofftröpfchen gelingen.

# **A. Anhang:**

## **Daten und Spektren**

### **A.1 Messtabelle**

In der Tabelle die hier folgt, sind alle aufgenommenen Messungen erwähnt. Es ist zu entnehmen, dass einige Messungen mehrfach aufgenommen wurden, von diesen wurden jedoch immer nur eine Messung für die Auswertung genommen. Von diesen Mehrfachmessungen wurden die Auswertung, nur die genommen die keine wandernden Peaks aufwiesen, möglich wenige Unregelmäßigkeiten im Flugzeitbild über die Messzeiten hatten und, oder die meiste Counts aufwiesen. Die Tabelle ist nach der Reihenfolge sortiert wie die Messungen auch aufgenommen wurden. Die Spalte „Nutzbarer Teil der Messung“ bezeichnet den Bereich der Messung der möglichst keine Sprünge und Unregelmäßigkeiten aufweist. Die in dieser Spalte angegebene Zahl entspricht dem Eventcount, d.h. von welcher Zahl der mit gezählten Events bis welcher ist die Messung nutzbar. Abkürzungen innerhalb der Tabelle werden am Ende der Tabelle auf der zweiten Seite erläutert.

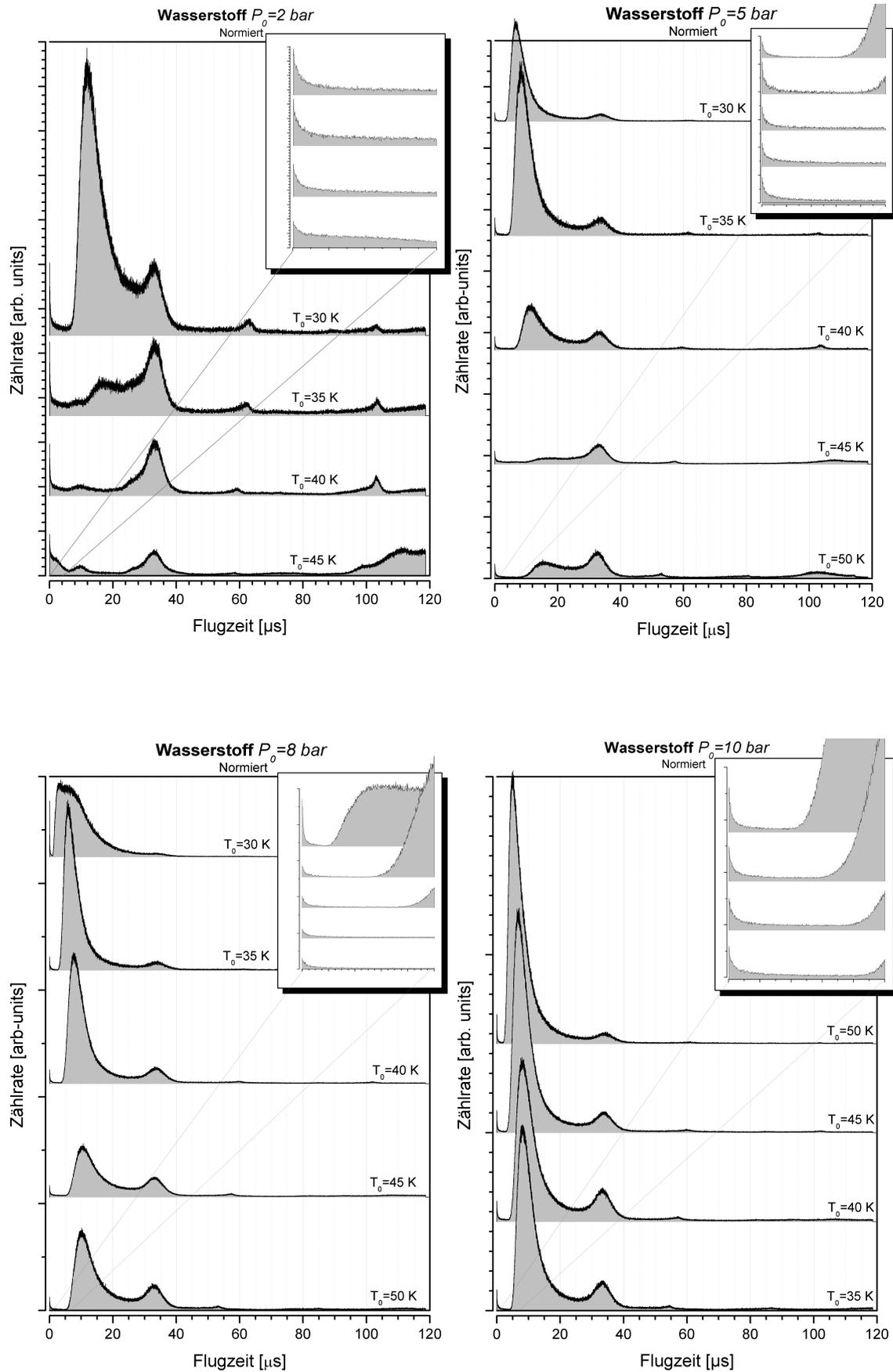
Druck [bar]	Temperatur [K]	Nutzbarer Teil der Messung	Counts (gesamt)	Messzeit [s]	Nutzbarer Teil Messzeit [s]	Bemerkungen	Kugelkammer [mbar]	Laser [W]	Beginn	Emax [eV]	Rate (4 $\pi$ )	ClustergroÙe (Knuth)	ClustergroÙe (Hagena)
0	294	keiner	303.704	379		Restgas ohne Düse; w	1,82E-06	5,1	11:44:58		5,8E+08	0,0	0,0
5	294	keiner	863.304	100		Restgas, w	4,65E-06	5,1	11:52:40		1,6E+09	0,0	0,0
2	50	keiner	778.768	254		noEmax; w	4,57E-06	4,8	12:49:59		1,6E+09	2,6	0,1
5	50	9e5-1,9e6	1.930.667	99	51,3	w	1,09E-05	4,8	12:56:38	105	3,9E+09	22,3	0,9
8	50	alles	1.734.309	37			1,88E-05	4,6	13:03:28	256	3,7E+09	67,4	2,6
10	50	alles	2.410.346	51			2,44E-05	4,6	13:06:21	392	5,1E+09	113,9	4,5
12	50	alles	2.469.692	55			3,05E-05	4,6	13:09:17	563	5,2E+09	175,0	6,8
2	45	Nr.1: keiner	522.661	244		NV; Nr.2 besser; w	4,00E-06	4,55	13:28:08		1,1E+09	5,3	0,2
2	45	Nr.2: alles	1.249.543	290		noEmax, hat die meisten Counts	4,00E-06	4,55	13:33:20		2,7E+09	5,3	0,2
2	45	Nr.3: alles	554.603	113		NV	4,00E-06	4,55	13:38:34		1,2E+09	5,3	0,2
2	45	Nr.4: alles	344.984	62		NV; Nr.2 besser	4,00E-06	4,55	13:41:26		7,4E+08	5,3	0,2
5	45	Nr.1 keiner	1.305.716	104		NV; Nr.2 besser; w	5,60E-06	4,5	13:44:42		2,8E+09	45,8	1,5
5	45	Nr.2: alles	1.038.049	81			5,60E-06	4,5	13:46:58	87	2,2E+09	45,8	1,5
8	45	alles	2.502.310	73			1,40E-05	4,5	13:49:34	258	5,4E+09	138,3	4,7
10	45	alles	2.954.982	64			1,80E-05	4,5	13:52:11	490	6,4E+09	233,8	7,9
12	45	alles	2.217.653	55			2,25E-05	4,35	13:56:39	744	5,0E+09	359,0	12,1
2	40	Nr.1: keiner	833.104	158		NV; w	5,50E-06	4,4	14:10:01		1,8E+09	11,8	0,3

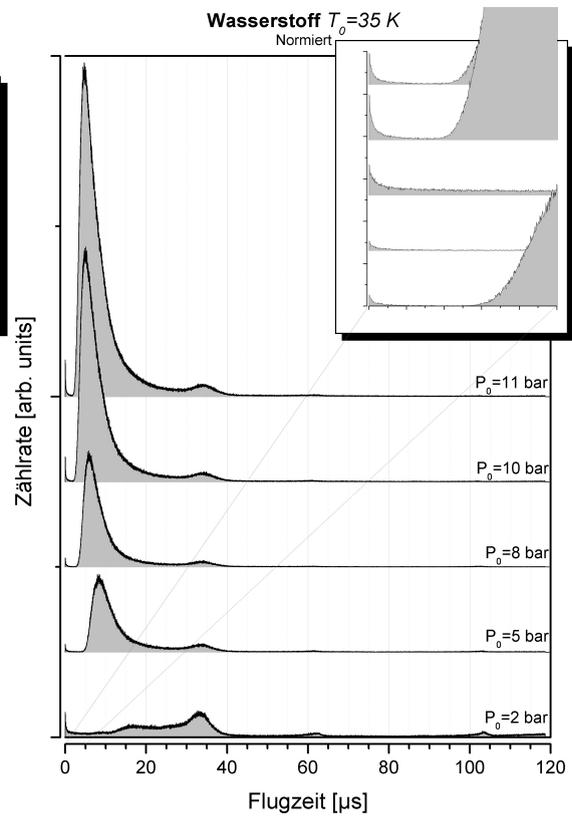
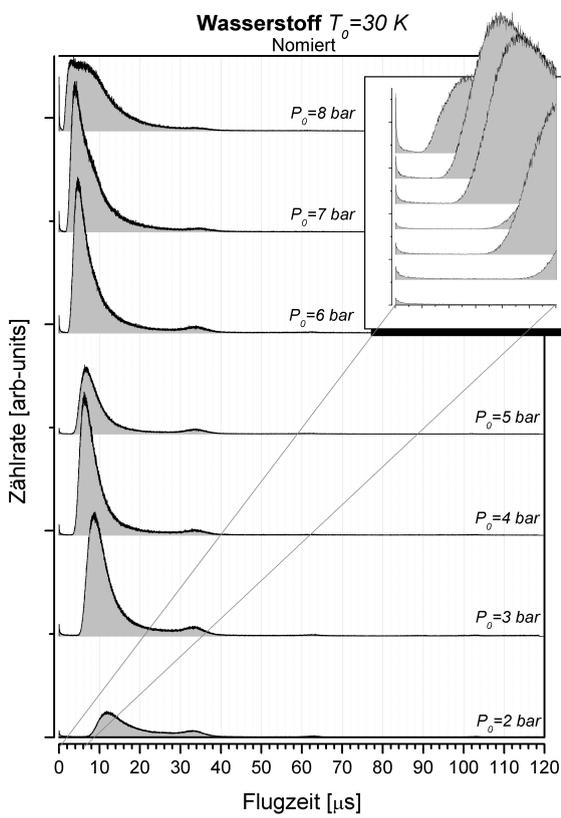
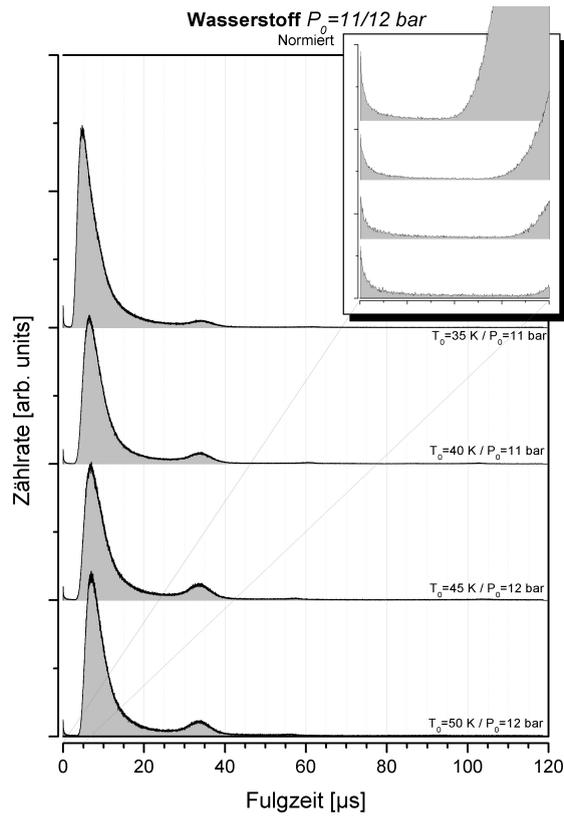
2	40	Nr.2: alles	806.257	193		noEmax	5,50E-06	4,4	14:13:04	1,8E+09	11,8	0,3
5	40	5e5-1,3e6	2.130.690	100	37,5	uTOF	1,05E-05	4,4	14:17:45	4,7E+09	102,2	2,9
8	40	10000-2,4e6	4.186.735	83	47,4	uTOF	1,70E-05	4,3	14:24:54	9,5E+09	308,9	8,8
10	40	alles	3.262.272	69			1,60E-05	4,3	14:28:28	7,4E+09	522,1	14,8
11	40	alles	3.527.162	89			1,55E-05	4,3	14:32:22	8,0E+09	653,3	18,5
2	35	7e5-1,5e6	1.585.440	220	111,0	w	5,80E-06	4,3	14:40:57	3,6E+09	29,5	0,7
5	35	1,95e6-2,85e6	3.388.712	76	20,2	uTOF	1,00E-05	4,3	14:47:45	7,7E+09	254,2	6,0
8	35	3,55e6-4,6e6	5.395.467	110	21,4	uTOF	1,55E-05	4,2	14:51:46	1,3E+10	788,0	18,0
10	35	10000-2,2e6	2.630.192	54	45,0	uTOF	1,55E-05	4,2	14:56:33	6,1E+09	1298,1	30,4
11	35	alles	3.197.781	66			1,55E-05	4,2	14:58:44	7,4E+09	1624,3	38,0
2	30	alles	1.673.534	104			6,90E-06	4,15	15:11:37	3,9E+09	84,3	1,6
3	30	alles	2.146.900	46			9,60E-06	4,15	15:14:45	5,0E+09	218,8	4,1
4	30	10000-1,2e6	2.245.532	56	29,7	sTOF	1,20E-05	4,15	15:16:36	5,3E+09	430,5	8,1
5	30	10000-1,2e6	2.045.377	91	52,9	sTOF; Problem bei Nomerung	1,55E-05	4,15	15:18:36	4,8E+09	727,6	13,7
6	30	8e5-2,2e6	2.290.571	50	30,6	uTOF	1,60E-05	4,1	15:22:20	5,4E+09	1117,2	21,0
7	30	10000-1,2e6	5.039.209	105	24,8	uTOF	2,20E-05	4,1	15:26:38	1,2E+10	1605,5	30,1
8	30	3,3e6-4,78e6	6.180.052	148	35,4	uTOF; Fragmentation!	1,60E-05	4,1	15:30:32	1,5E+10	2198,0	41,2

w: wandernde Peaks; noEmax: kein Emax bestimmbar; sTOF: Sprünge im TOF-Spektrum über d. Zeit;

NV: Messung nicht verwendet, da eine gleiche Messung existiert (grau); uTOF: unregelmäßiges TOF-Spektrum über d. Zeit

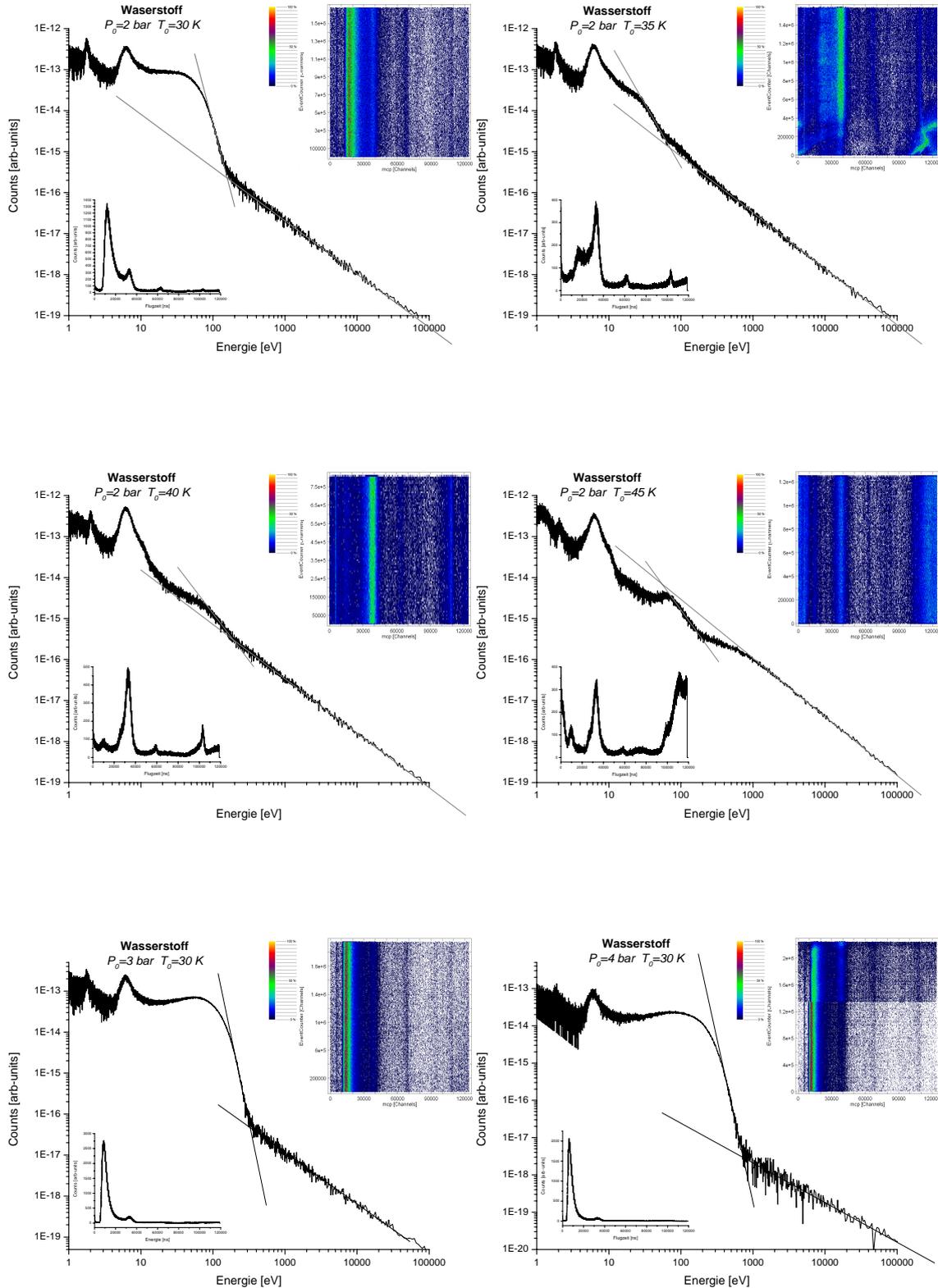
## A.2 Flugzeitspektren

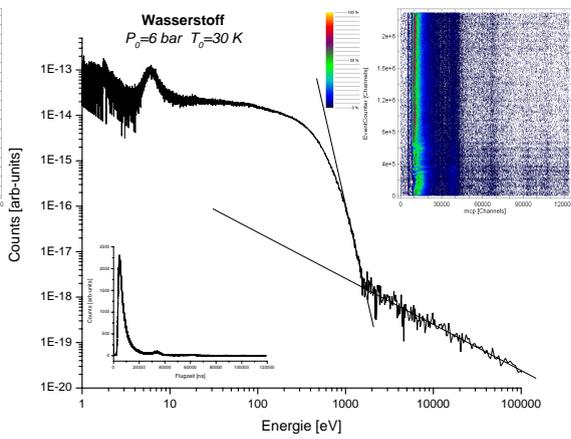
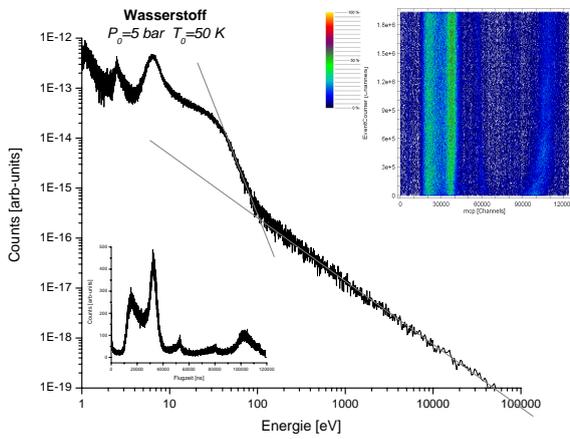
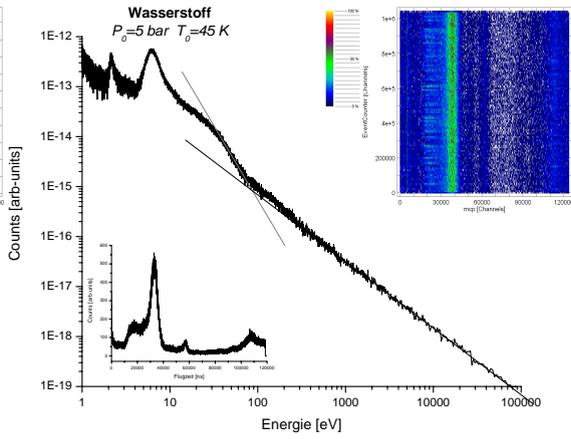
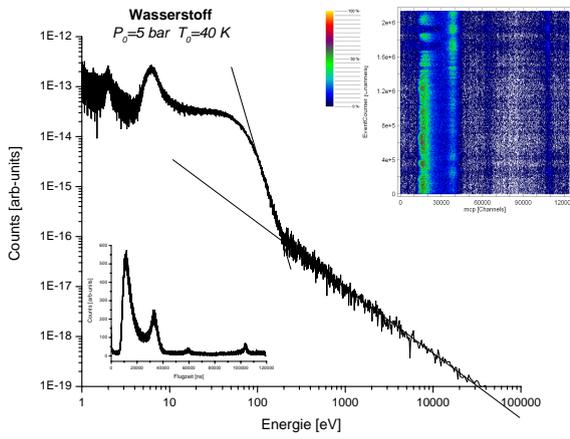
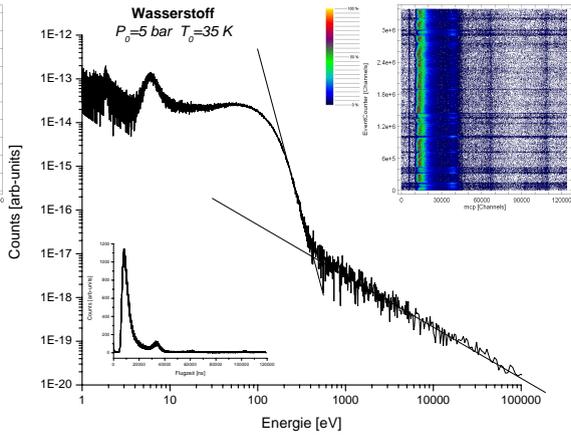
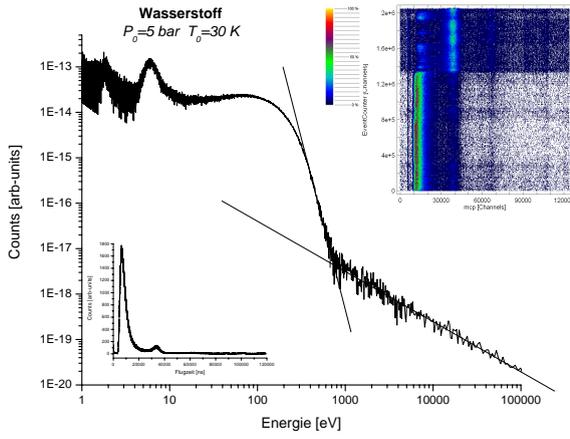


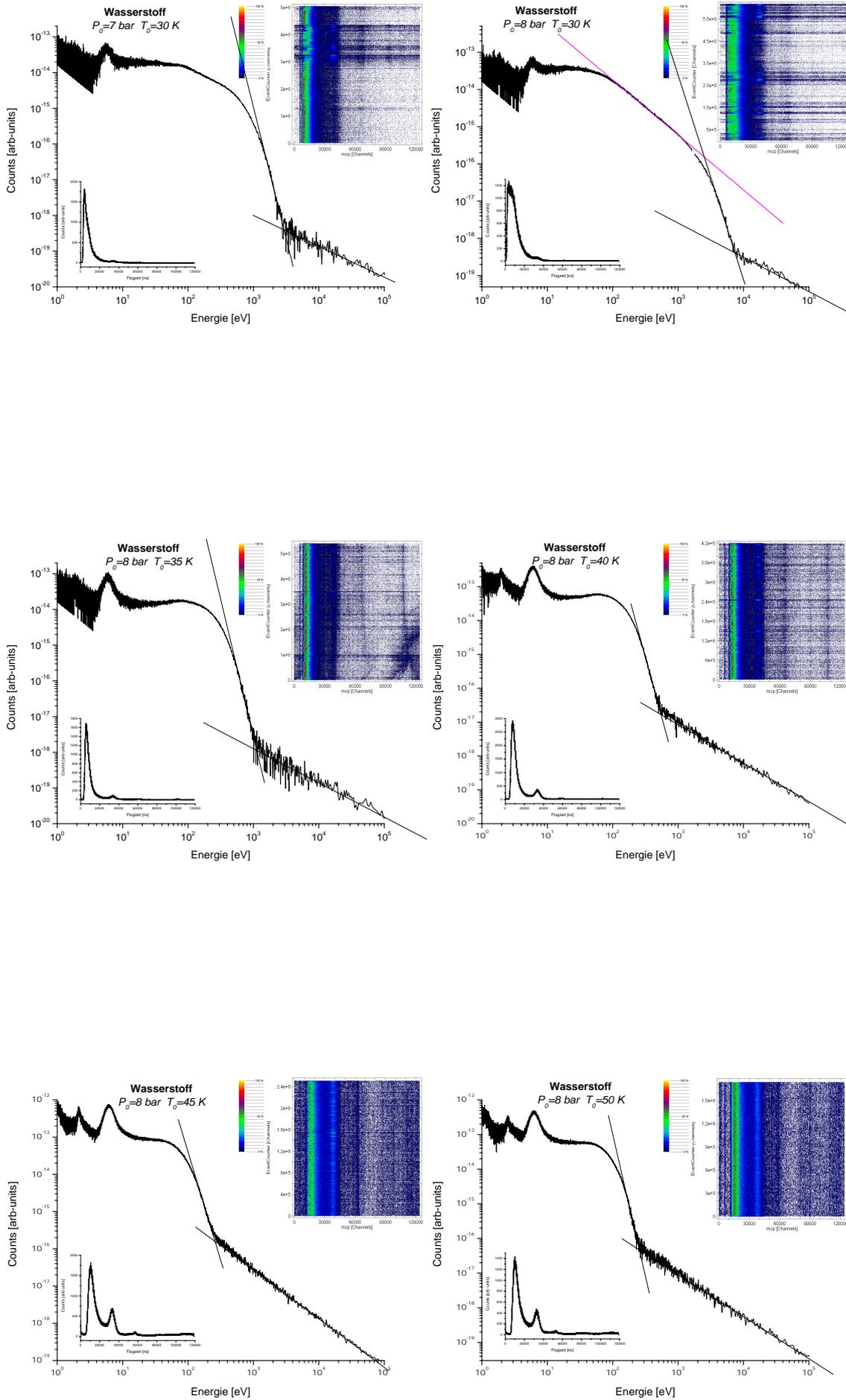


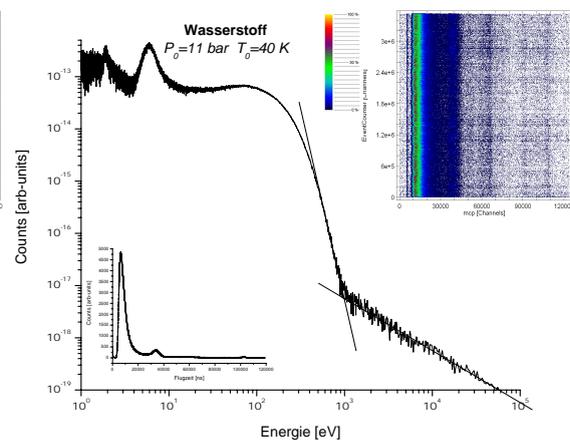
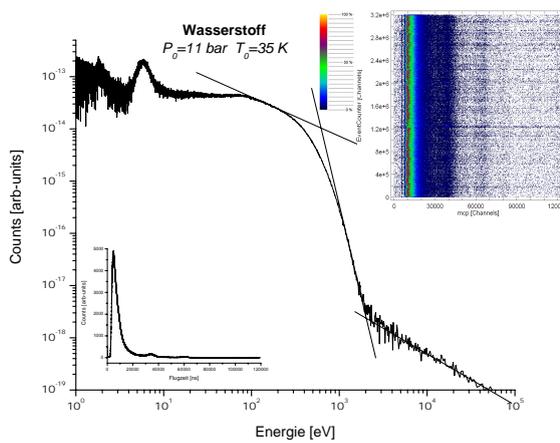
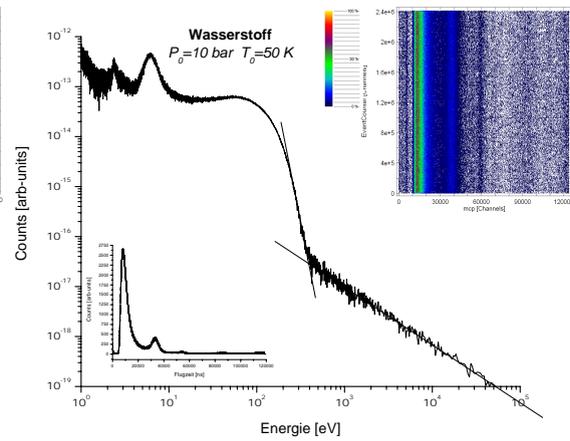
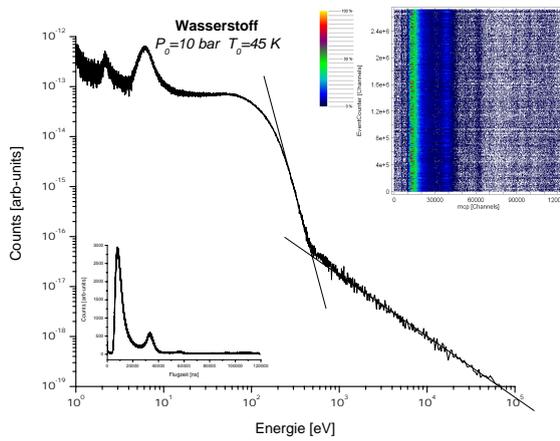
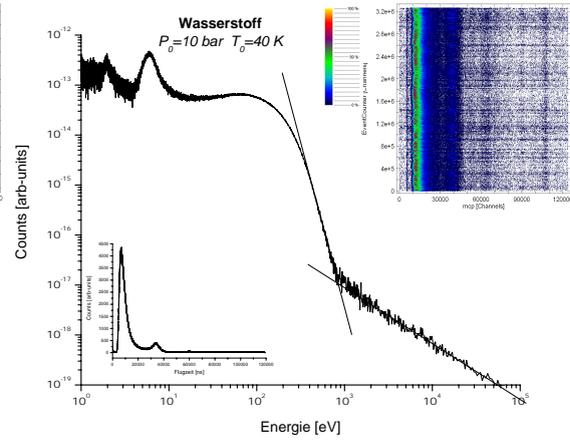
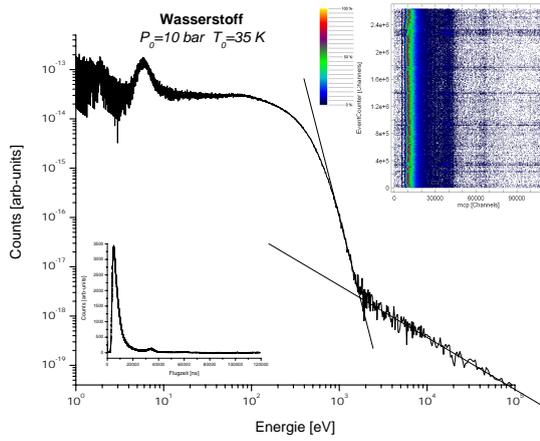
## A.3 Energiespektren

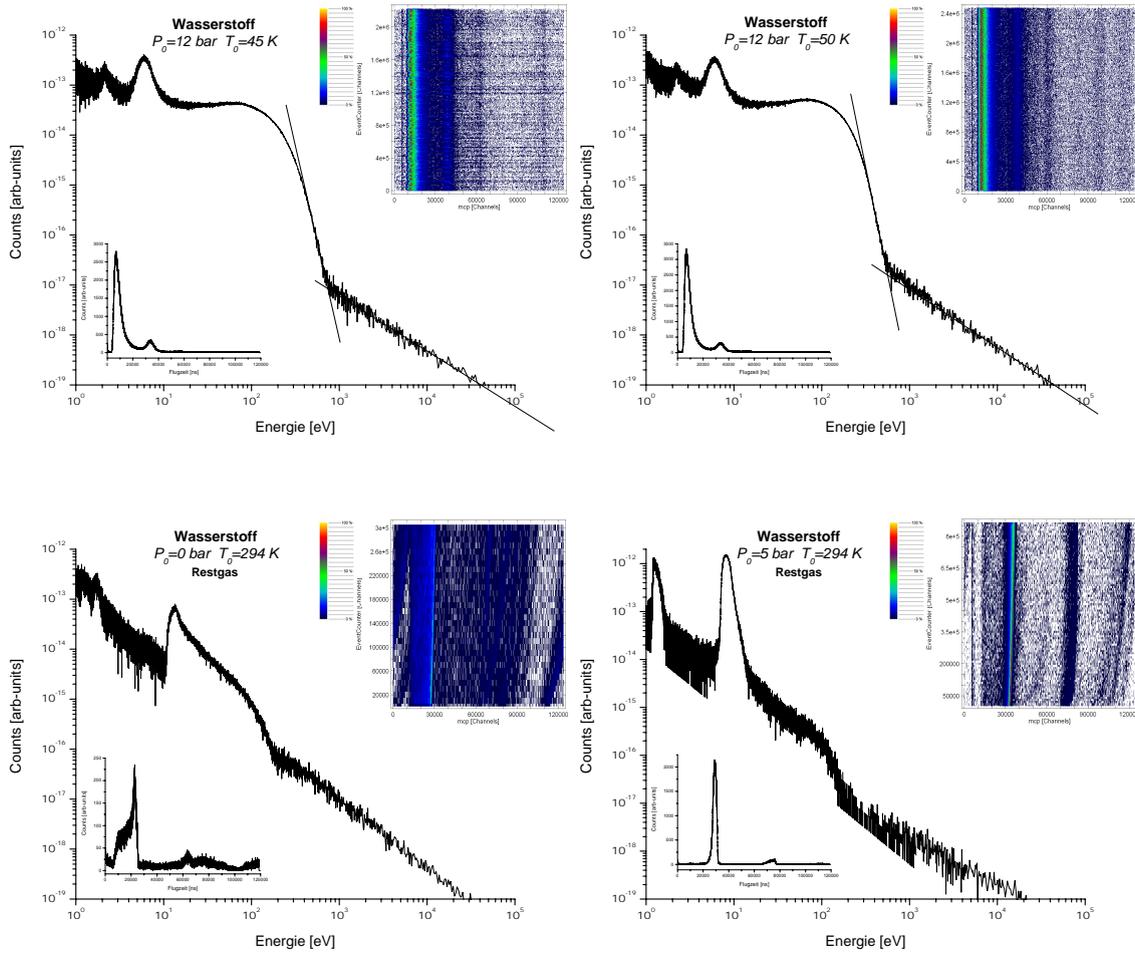
Hier sind die aus den Flugzeitspektren konvertierten Energiespektren zu sehen, inklusive dem Flugzeitspektrum und einem zweidimensionalen Histogramm von Flugzeit gegen Eventcounter.











## A.4 Peaks

Peaks die mit Kommazahlen oder Buchstaben bezeichnet sind, stehen selbst bei gleicher Bezeichnung nicht miteinander in Beziehung. Sie kommen nur vereinzelt vor und werden deshalb nicht mit einer ganzen Zahl gekennzeichnet.

Druck	Temperatur	Peakbezeichnung	Flugzeit [ns]	Energie [eV]
2	35	0,1	9250	81,91707
2	40	0,1	9484,07	77,93015
2	45	0,1	9638,74	75,45326
2	30	1	11980,09	48,87431
3	30	1	8665,14	93,32654
4	30	1	6270	177,99509
5	30	1	6623,96	159,52407
6	30	1	4650	323,04641
7	30	1	3930	451,68797
8	30	1	3090	729,03237
2	35	1	16800	24,87229
5	35	1	8307,79	101,51173
8	35	1	5928,29	199,04736
10	35	1	4946,48	285,59948
11	35	1	4691,36	317,39468
5	40	1	11278,24	55,13734
8	40	1	7706,74	117,92754
10	40	1	6710,88	155,42822
11	40	1	6423,71	169,59941
5	45	1	17327,08	23,38346
8	45	1	10454,84	64,14998
10	45	1	7991,94	109,67727
12	45	1	6791,64	151,76239
5	50	1	15330	29,86555
8	50	1	10140,21	68,18614
10	50	1	8092,14	106,98327
12	50	1	6961,26	144,47332
2	30	2	32970,2	6,46395
3	30	2	33234,79	6,36148
4	30	2	33502,5	6,26027
5	30	2	33545,12	6,24438
6	30	2	33387,17	6,30358
7	30	2	34213,98	6,00273
8	30	2	33342,73	6,32038
2	35	2	33217,6	6,36807
5	35	2	33541,9	6,24558
8	35	2	33714,34	6,18189
10	35	2	33882,16	6,12083
11	35	2	33966,43	6,09051
2	40	2	33276,1	6,34571
5	40	2	33073,93	6,42348
8	40	2	33620,31	6,2165
10	40	2	33737,55	6,17339
11	40	2	33778,36	6,15849
2	45	2	32932,08	6,47891
5	45	2	33038,51	6,43726
8	45	2	33111,14	6,40906
10	45	2	33257,86	6,35267
12	45	2	33568,75	6,2356

Druck	Temperatur	Peakbezeichnung	Flugzeit [ns]	Energie [eV]
5	50	2	32426,15	6,68256
8	50	2	32890,48	6,4953
10	50	2	33264,49	6,35014
12	50	2	33490,81	6,26464
2	30	3	62724,23	1,78678
3	30	3	62650	1,79101
4	30	3	62450	1,8025
5	30	3	61747,84	1,84372
6	30	3	62347,58	1,80843
7	30	3	61888,59	1,83534
8	30	3	61327,92	1,86905
2	35	3	62025,7	1,82724
5	35	3	61270,33	1,87256
8	35	3	61241,71	1,87431
10	35	3	60825,3	1,90005
11	35	3	61280,32	1,87195
2	40	3	59058,22	2,01543
5	40	3	59642,56	1,97614
8	40	3	59621,04	1,97757
10	40	3	59940,9	1,95652
11	40	3	60598,1	1,91432
2	45	3	58150,73	2,0788
5	45	3	57197,72	2,14863
8	45	3	57206,83	2,14795
10	45	3	57172,05	2,15056
12	45	3	57171,65	2,15059
5	50	3	53091,67	2,49372
8	50	3	53264,5	2,47757
10	50	3	54321,34	2,38213
12	50	3	55943,65	2,24602
2	30	4	89100	0,88563
3	30	4	88837,39	0,89087
4	30	4	88581	0,89604
5	30	4	87990,58	0,9081
6	30	4	88060,65	0,90665
2	35	4	89190	0,88384
5	35	4	87115,66	0,92643
10	35	4	86688,05	0,93559
11	35	4	87261,65	0,92333
5	40	4	85448,46	0,96292
10	40	4	85223,59	0,96801
11	40	4	86268	0,94472
5	45	4	84126,29	0,99342
10	50	4	86264,17	0,9448
2	30	5	102950,89	0,66339
3	30	5	102839,58	0,66483
4	30	5	102565,04	0,66839
5	30	5	101882,78	0,67737
6	30	5	102350	0,6712

Druck	Temperatur	Peakbe- zeichnung	Flugzeit [ns]	Energie [eV]	
7	30		5	102150	0,67383
2	35		5	103342,33	0,65837
5	35		5	102709,4	0,66651
10	35		5	101687,56	0,67997
11	35		5	101950	0,67648
2	40		5	103172,42	0,66054
5	40		5	103700,09	0,65384
10	40		5	102161,86	0,67367
11	40		5	102767,7	0,66576
5	45		5	107924,49	0,60366
12	45		5	103717,65	0,65362
8	30	A		5280	250,76074
2	35	A		25290	10,98285
10	45	A		82350	1,03673
5	50	A		80350	1,08898
10	45	B		93653,56	0,80162
5	50	B		83350	1,01201
10	45	C		106562,07	0,6192
5	50	C		101361,84	0,68435
5	50	D		113350	0,54726
12	50	D		92415,69	0,82323

# Literatur

- [1] O. F. Hagen and W. Obert, *Cluster formation in expanding supersonic jets - Effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas*, J. Chem. Phys. **56**, 1793 (1972)
- [2] O. F. Hagen, *Cluster ion sources*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 2374 (1992)
- [3] E. L. Knuth, *Size correlations for condensation clusters produced in free-jet expansions*, J. Chem. Phys. **107**, 9125 (1997)
- [4] E. L. Knuth, *Average size and size distribution of large droplets produced in a free-jet expansion of a liquid*, J. Chem. Phys. **110**, 2664 (1999)
- [5] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**, 219 (1985)
- [6] S. Backus, C. G. Durfee III, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *High power ultrafast lasers*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 1207 (1998)
- [7] Lord F. R. S. Rayleigh, *On the instability of jets*, Proc. London Math. Soc **10**, 4 (1878)
- [8] M. Protopapas, C. H. Keitel and P. L. Knight, *Atomic physics with super-high intensity lasers*, Rep. Prog. Phys. **60**, 389 (1997)
- [9] F. K. Kneubühl, M. W. Sigrist, *Laser*, Teubner Studienbücher (1999)
- [10] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books Sausalito California (1986)
- [11] P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter - An Introduction*, Imperial College Press (2005)
- [12] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, Springer (2002)
- [13] Halliday, Pesnick and Walker, *Physik*, Wiley-VCH (2003)
- [14] P. F. Moulton, *Ti-doped sapphire: tunable solid-state laser*, Opt. News **8**, 9 (1982)
- [15] M. Krems, J. Zirbel, M. Thomason and R. D. DuBois, *Channel electron multiplier and channelplate efficiencies for detecting positive ions*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 093305 (2005)

- [16] F. V. Hartemann, S. N. Fochs, G. P. LeSage and N. C. Luhmann Jr., *Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus*, Phys. Rev. E **51**, 4833 (1995)
- [17] B. Quesnel and P. Mora, *Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum*, Phys. Rev. E **58**, 3719 (1998)
- [18] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser Electron Accelerator*, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979)
- [19] G. Fußmann, *Plasmaphysik und Fusionsforschung* (2002)
- [20] S. Sakabe, S. Shimizu, M. Hashida, F. Sato, T. Tsuyukushi, K. Nishihara, S. Okihara, T. Kagawa, Y. Izawa, K. Imasaki, and T. Iida, *Generation of high-energy protons from the Coulomb explosion of hydrogen clusters by intense femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. A **69**, 023203 (2004)
- [21] K. Nishihara, H. Amitani, M. Murakami, S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, *High energy ions generated by laser driven Coulomb explosion of cluster*, Methods Phys. Res. A **464**, 98 (2001)
- [22] F. Peano, F. Peinetti, R. Mulas, G. Coppa and L. O. Silva, *Kinetics of the Collisionless Expansion of Spherical Nanoplasmas*, Phys. Rev. Lett. **96**, 175002 (2006)
- [23] F. Peano, G. Coppa, F. Peinetti, R. Mulas and L. O. Silva, *Ergodic model for the expansion of spherical nanoplasmas*, Phys. Rev. E **75** 066403
- [24] B. N. Breizman and A. V. Arefiev, *Ion acceleration by hot electrons in microclusters*, Phys. Plasma **14**, 073105 (2007)
- [25] Hamamatsu Photonics, MCP Assembly (2006)
- [26] F. Burnel, *Not-So-Resonant, Resonant Absorption*, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987)
- [27] A. Frohn and N. Roth, *Dynamics of Droplets*, Springer
- [28] G. Fußmann, *Einführung in die Plasmaphysik* (2005)
- [29] *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*,  
<http://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>
- [30] K. Y. Kim, V. Kumarappan and H. M. Milchberg, *Measurement of the average size and density of clusters in a gas jet*, App. Phys. Lett. **83**, 3210 (2003)
- [31] T. Ditmire, *Simulation of exploding clusters ionized by high-intensity femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. A **57**, R4095 (1998)
- [32] *Simion 7*, SIMION
- [33] L. V. Keldysh, *Ionization in field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965)

- [34] K. J. Mendham, N. Hay, M. B. Mason, J. W. G. Tisch, and J. P. Marangos, *Cluster-size distribution effects in laser-cluster interaction experiments*, Phys. Rev. A **64**, 055201 (2001)
- [35] J. Gespahn, *Physics of Electronic and Atomic Collisions* (1982)
- [36] M. Lewerenz, B. Schilling and J. P. Toennies, A new scattering deflection method for determining and selecting the sizes of large liquid clusters of  $^4\text{He}$ , Chem. Phys. Lett. **206**, 381 (1993)
- [37] Birte Ulrich, Diplomarbeit: *Pump-Probe Experimente zur Ionisation von diatomaren Molekülen*, Johann Wolfgang von Goethe Universität Frankfurt am Main (2005)
- [38] O. Jagutzki, V. Mergel, U. Spillman, K. Ullmann-Pfleger, L. Spielberger, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking, *A broad-application microchannel-plate detector system for advanced particle or photon detection tasks: large area imaging, precise multi-hit timing information and high detection rate*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A **477**, 244 (2002)
- [39] André Staudte, Dissertation: *Subfemtosecond Electron Dynamics of  $\text{H}_2$  in Strong Fields*, Johann Wolfgang von Goethe Universität Frankfurt am Main (2005)
- [40] Timo Lindemann, Dissertation: *Droplet Generation: From the Nanoliter to the Femtoliter Range*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg (2006)
- [41] Thomas Katsouleas, *Accelerator physics: Electrons hang ten on laser wake*, Nature **431**, 515 (2004)
- [42] Ralf Nörenberg, Diplomarbeit: *Aufbau und Test einer COLTRIMS Apparatur zur Untersuchung der Ionisation von metastabilem Helium*, Johann Wolfgang von Goethe Universität Frankfurt am Main (2007)
- [43] Alex Kasper, *Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtpulse aus Titan:Saphier Laser-Oszillatoren*
- [44] R. E. Grisenti, R. A. Costa Fraga, N. Petridis, R. Dörner and J. Deppe, *Cryogenic microjet for exploration of superfluidity in highly supercooled molecular hydrogen*, Europhys. Lett. **73**, 540 (2006)
- [45] Bergmann und Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 5 Vielteilchensysteme*, de Gruyter (1992)