

AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG EINES GASTARGETS
ZUR DEMONSTRATION DER KONTROLLIERTEN INJEKTION
DURCH NEGATIVEN DICHTEGRAIENT

VON

HALIL TARIK OLGUN

Masterarbeit im Studiengang Physik
Universität Hamburg

2014

HALIL TARIK OLGUN

AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG EINES
GASTARGETS ZUR DEMONSTRATION DER
KONTROLLIERTEN INJEKTION DURCH
NEGATIVEN DICHTEGRAIENT

GUTACHTER:

Dr. Jens Osterhoff

Prof. Dr. Bernhard Hidding

ABSTRACT

Plasma-based accelerators support very high accelerating fields which are at least 2- 3 orders of magnitude stronger than the ones achievable in conventional radio-frequency cavities. Therefore, it is possible to accelerate the particle to ultra-relativistic energies in much smaller accelerating distances. Plasma-based accelerators are a promising technology for compact particle accelerators, which can be used for many applications, e.g. as light sources producing THz to γ -ray radiation.

In the last decades, the acceleration of ultra-relativistic witness bunches in small distances has already been demonstrated in several experiments using plasma-based accelerators. So far the beam qualities, such as energy spectrum, total charge, and beam emittance, of the witness bunch accelerated in plasma-based accelerators are not comparable with traditional acceleration approaches. The main reason for that is the lack of the control of injection the plasma electrons into the accelerating wakefield.

This work shows the construction and characterization of a gas target that is going to be used in the experiment E-215 at SLAC to demonstrate the first controlled injection of electrons from the plasma into a beam-driven wakefield at a plasma density gradient transition on a negative slope. In order to understand of the influence of the density profile on beam parameters of the witness, one has to characterize very precisely the density profile in the gas target. Two different methods have been used for this purpose: Raman scattering and longitudinal interferometry.

ZUSAMMENFASSUNG

Die Plasma-basierte Beschleunigungskonzepte ermöglichen aufgrund der im Vergleich zu konventionellen Hochfrequenz-Beschleuniger um bis zu drei Größenordnungen höheren Feldstärken, die Teilchen in kompakten Aufbau auf hohen Energien zu beschleunigen. Dank dieser Eigenschaft sind sie ein viel versprechender Kandidat für zukünftige kompakte Teilchenbeschleuniger, die vielerlei Anwendungen, u.a. als Lichtquelle von THz bis hinzu γ -Strahlung, verwendet werden könnten.

In den letzten Jahrzehnten wurden in verschiedenen Experimenten demonstriert, dass die Elektronenpakete aus den kompakten auf plasmabasierenden Beschleuniger auf ultra-relativistischen Energien beschleunigt werden können. Jedoch sind die Strahlqualitäten, wie Energiespektrum, Gesamtladung und Emittanz aus den Plasmabeschleunigern verglichen mit denen aus konventionellen Beschleunigern noch weit entfernt. Der wesentliche Grund dafür liegt in der Kontrolle der Injektion der Elektronen in die richtige Phase der longitudinalen und transversalen der Wakefelder.

In dieser Arbeit wurde ein Gastarget für das Experiment E-215 am SLAC konstruiert, das für kontrollierte Injektion beim Übergang eines negativen Dichtegradienten von Plasmaelektronen in von Elektronenstrahl getriebene Wakefelder verwendet werden soll. Um den Einfluss des Dichteprofiles im Gastarget auf die Strahlqualitäten besser zu verstehen, wurde das Dichteprofil im Gastarget mittels der Methoden der Ramanstreuung und die der longitudinalen Interferometrie charakterisiert.

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
2	GRUNDLAGEN DER PLASMAPHYSIK	3
2.1	Debye Abschirmung	3
2.2	Plasmafrequenz	5
2.3	Elektromagnetische Wellen im Plasma	6
3	GRUNDLAGEN DER PLASMA BESCHLEUNIGUNG	7
3.1	Wakefelder im linearen Regime	7
3.1.1	Das longitudinale elektrische Feld im Wakefeld	7
3.1.2	Die transversalen Felder im Wakefeld	9
3.2	Wellenbrechung	11
3.3	Injektionsmechanismen	13
3.3.1	Injektion durch einen negativen Dichtegradienten	15
4	THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER EXPERIMENTE	17
4.1	Ramanstreuung	17
4.1.1	Vibrations-Raman-Spektren	18
4.1.2	Rotations-Raman-Spektren	20
4.2	Interferometrie	21
4.2.1	Mach-Zehnder-Interferometer	23
4.2.2	Relation zwischen Dichte und Brechungsindex	24
5	DESIGN UND AUFBAU DES GASTARGETS FÜR DAS EXPERIMENT E-215 BEI FACET	27
5.1	Gastarget	27
5.1.1	Gasjet	29
6	RAMANMESSUNGEN	31
6.1	Versuchsaufbau	31
6.2	Durchführung	32
6.3	Dichtemessung am Gasjet mit der Ramanmessung	35
6.3.1	Kalibrationmessung	35
6.3.2	Die Abschwächung des Ramansignals	35
6.3.3	Ramansignal aus dem Inneren des Magnetventils	36
6.3.4	Targetposition /-größe	38
6.4	Auswertung der Daten aus den Ramanmessungen	39
6.4.1	Bestimmung des Druck- und Intensitätsverhältnisses	39
6.4.2	Bestimmung der Abschwächung des Ramansignals	42
6.4.3	Bestimmung der Targetposition	43
6.4.4	Bestimmung der Dichteprofile im Magnetventil	45
6.5	Dichtemessung mit Ramanstreuung im Testtarget	49

7	LONGITUDINALE INTERFEROMETRIEMESSUNGEN	53
7.1	Versuchsaufbau	53
7.2	Versuchsdurchführung	54
7.3	Bestimmung der sichtlinienintegrierten Dichte am Gasjet	56
7.3.1	Auswertung der Daten	58
7.4	Bestimmung der sichtlinienintegrierten Dichte in der Gaszelle	61
7.5	Interferometriemessung am RAL	66
7.5.1	Bestimmung der Dichteprofil aus den Interferogramm	67
8	ZUSAMMENFASSUNG	71
	LITERATURVERZEICHNIS	73

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

- Abbildung 1 Der Potentialverlauf einer positiven Ladung im Vakuum (gestrichelte) und im Plasma (durchgezogene Linie) [Stroth, 2011]. 4
- Abbildung 2 Das longitudinale (accelerating) und transversale (focusing) elektrische Wakefeld und das Phasenintervall (useful phase), das fuer die Beschleunigung verwendet werden kann [R. Ruth, 1985]. 13
- Abbildung 3 Die schematische Darstellung der Dichterampe. 15
- Abbildung 4 Übersicht über die verschiedenen Streuprozesse: Rayleighstreuung ist die elastische Streuung, Ramanstreuung ist die unelastische Streuung, zu der die Stokes- und Anti-Stokes-Streuung gehören. [Wikipedia] 18
- Abbildung 5 Gesamtes Raman-Spektrum für ein zweiatomiges Molekül [Haken and ChristophWolf, 2006]. 20
- Abbildung 6 Durch die Überlagerung zweier ebenen Wellen unter einem Winkel kommt das Interferenzmuster zur Erscheinung, dessen Periodenlänge von der Wellenlänge der Welle λ und dem Einfallswinkel ϑ der Wellenfronten zur Detektorebene [Reider, 2012b]. 22
- Abbildung 7 Die Lichtwelle wird mittels eines Strahlteilers (BS_2) in Referenz- und Messwelle, welche die Probe passiert, aufgeteilt. Mit Hilfe zweier Spiegel (M_1 und M_2) und eines weiteren Strahlteilers (B_2) kombiniert werden und in der Detektorebene interferieren. 23
- Abbildung 8 Mit Hilfe der Abel-Inversion kann eine zylindersymmetrische Verteilung $f(r)$ aus den gemessenen Projektionen $F(y)$ rekonstruiert werden. 25
- Abbildung 9 Im Bereich (Ia) wird das treibende Elektronenpaket fokussiert, im Bereich (Ib) passiert die kontrollierte Inkjektion der Elektronen in das Wakefeld. Im letzten Bereich (II) werden die injizierten Elektronen beschleunigt. 27

- Abbildung 10 Das Gastarget besteht aus einem Magnetventil (SV) und einer Gaszelle, welche wiederum aus einem Rohr mit Gasanschlüssen (GA) und zwei Endkappen (EK) zusammengesetzt ist. 28
- Abbildung 11 Der schematische Aufbau des Magnetventils. 29
- Abbildung 12 Der Laserstrahl wird mittels der Linse (L) in das Target (T) fokussiert, das auf einem Hexapod (H) befestigt ist. Das im Target erzeugte Streulicht wird mit Hilfe eines Abbildungssystem, das aus asphärischen Linsen (AL₁ und AL₂) besteht, auf der Kamera (CCD) abgebildet. Der Rayleighanteil des Streulichtes wird mittels zweier Interferenzfilter (F₁ und F₂) im Abbildungssystem heraus gefiltert. 32
- Abbildung 13 Das Target ist in der Experimentierkammer auf einem Hexapod befestigt, der ermöglicht, das Target zum Laserstrahl auszurichten. 33
- Abbildung 14 Ramansignal aus der Experimentierkammer bei einem Druck von 125 mbar. 34
- Abbildung 15 Das erste Triggersignal wird für die Hintergrundmessung an die Kamera gesendet, die mit einer Belichtungszeit von $t_1 = 10$ s ein Hintergrundbild aufnimmt. Nach $t_2 = 0,5$ s später wird mit zweitem Triggersignal das Magnetventil für $t_5 = 10,6$ s geöffnet. Eine halbe Sekunde ($t_3 = 0,5$ s) später nach dem zweiten Triggersignal wird wiederum die Kamera getriggert, die eine Streumessung bei der Belichtungszeit von $t_4 = 10$ s durchführt. 37
- Abbildung 16 Um das Ramansignal für das Druck- und Intensitätsverhältnis zu bestimmen, wird von dem gemittelten Streubild (a) für einen bestimmten Druck das gemittelte Hintergrundbild (b) abgezogen. Abschließend wird auf dem hintergrundabgezogenen Bild (c) der Bereich „Region of Interest“ um das Ramansignal ausgewählt. 40
- Abbildung 17 Die longitudinalen Intensitätsverteilungen für verschiedene Kammerdrücke. 41
- Abbildung 18 Die einzelnen Rohdaten geben für einen bestimmten Ort die Intensitätswerte für verschiedenen angelegte Kammerdrücke an. Die (rote) Linie zeigt den linearen Fit durch die Rohdaten. Die Steigung der Kurve gibt für diesen speziellen Ort das Druck- und Intensitätsverhältnis an. 41

- Abbildung 19 Die blauen Punkte (+) stellen die Intensitätsverteilung bei einem angelegten Kammerdruck von 200 mbar ohne das Gasjet dar. Die roten Punkte (*) zeigen die durch den Gasjet abgeschwächte Intensitätsverteilung unter denselben Randbedingungen. 42
- Abbildung 20 Das Verhältnis der beiden longitudinalen Intensitäten mit und ohne das Gasjet. Die von der Ramanmessung mit Gasjet gewonnene longitudinalen Intensitätsverteilungen müssen mit diesen Abschwächungsfaktoren skaliert werden. 43
- Abbildung 21 Der Hauptaustritt des Magnetventils ist in die Gegenstandsebene des Abbildungssystems gefahren. Anhand dieses Bildes wird die Position der Gasjets während der Messung bestimmt. 44
- Abbildung 22 Anhand des USAF-Chart Musters (roter Kasten) wird eine Konversion Pixel pro Millimeter abgeleitet. 45
- Abbildung 23 Die longitudinalen Intensitätsverteilungen, die aus dem Inneren vom Ausgangsrohr des Magnetventils gemessen Ramansignale bestimmt sind. 46
- Abbildung 24 Diese Kurve zeigt die Relation zwischen dem am Eingang des Magnetventils angelegten Druck und dem gemessenen durchschnittlichen Druck im inneren Ausgangsrohr. 47
- Abbildung 25 Die ortsaufgelösten longitudinalen Dichteprofile im Innenren des Ausgangsrohrs vom Magnetventils. 48
- Abbildung 26 Der Laserstrahl (L) wird durch das Testtarget geführt, das aus einem Magnetventil (SV) und einer Gaszelle (GZ) besteht. Das an den Wasserstoffmolekülen gestreute Ramanlicht wird mittels eines Abbildungssystems ($AL_{1,2}$, $F_{1,2}$) auf die Kamera (CCD) abgebildet. 49
- Abbildung 27 Die ortsaufgelösten Abschwächungsfaktorenverteilung, die durch das Testtarget zustande kommt. 50
- Abbildung 28 Bei der Dichtemessung im Testtarget werden verschiedene Drücke:(a) ohne Gas, (b)100 mbar, (c)200 mbar, (d)500 mbar am Eingang des Magnetventils angelegt und für jeden angelegten Druck jeweils vier verschneide Drücke (siehe Legende) in der Gaszelle angelegt. 51

- Abbildung 29 Die schematische Darstellung der longitudinalen Interferometrie Messung. 53
- Abbildung 30 Für die Interferometriemessung durch das Magnetventil sind die zeitlichen Abstände so festgelegt: $t_0 = 0$ ms, $t_1 = 10$ ms, $t_2 = 100$ ms, $t_3 = 700$ ms, $t_4 = 710$ ms und $t_5 = 900$ ms. 56
- Abbildung 31 Die aus den Interferogramms der Probe- und der Referenzmessung erhaltenen Intensitätsverteilungen bei einen Druck von 600 mbar. 58
- Abbildung 32 Die Resultate der longitudinalen Interferometrie: Phasenverschiebung, die bei verschiedenen angelegten Druck am Magnetventil zustande kommt. Die Messpunkte zwischen 500 und 600 mbar deuten auf ein nicht vorhandener Phasensprung von 2π bei einer Druckdifferenz in diesem Druckbereich. 59
- Abbildung 33 Die sichtlinienintegrierten Dichtewerte entlang der Laser-Propagationsrichtung am Magnetventil aus longitudinaler Interferometrie(schwarz), erster Raman- (blau) und zweiter Ramanmessung (rot). 60
- Abbildung 34 Für die longitudinale Interferometriemessung wird der Messstahl durch die seitliche Öffnung der Gaszelle geführt, die durch den Gasanschluss versorgt wird. 61
- Abbildung 35 Die Phasenverschiebungen (rot und violett) stellen die absoluten Phasenverschiebungen dar, die durch stetige Fortsetzung von den gemessenen Werten bestimmt wurde. 62
- Abbildung 36 Experimentell gemessene absolute Phasenverschiebungen (blau) und die theoretische Phasenverschiebungen (rot). 63
- Abbildung 37 In blau dargestellt sind die gemessenen absoluten Phasenverschiebungen aus den berechneten durchschnittlichen Dichten und die lineare Regression (rot) und die extrapolierte durchschnittliche Dichte in der Gaszelle für das Experiment E-215 (grün). 64
- Abbildung 38 Die aus den Messungen ermittelten Dichteprofile für verschiedene angelegte Drücke im Gastarget. Das Gastarget soll 500 mm sein. Das Dichteprofil ist nach ungefähr 4 mm abgebrochen. 65
- Abbildung 39 Interferogramm eines Gasjets aus einer 3mm Gasdüse bei einem Druck von 10 mbar. 66
- Abbildung 40 Das Fourierspektrum des Interferogramms. 68

- Abbildung 41 Die unstetige Phasenverteilung aus dem Interferogramm. 69
- Abbildung 42 Die aus der unstetigen Phasenverteilung durch stetige Fortsetzung ermittelte stetige Phasenverteilung. 70
- Abbildung 43 Die mithilfe der Abelinversion aus der stetigen Phasenverteilung berechnete Dichteverteilung der Plasmaelektronen. 70

EINLEITUNG

Die Energien von den Teilchenbeschleunigern haben sich seit der Entwicklung des ersten Zyklotrons in den 1930er um fast sieben Größenordnungen gesteigert. Dies ermöglichte u.a. tief in die Materie eindringen, und nach Lösungen zu einigen grundlegenden Fragen über das Wesen der Materie zu suchen.

Mithilfe von immer besser werdenden Teilchenbeschleunigern konnten vom Standardmodell postulierte Teilchen wie Quarks, Leptonen und deren Eichbosonen und zuletzt im Jahr 2012 das Higgs Boson, entdeckt werden, was zur steten Verifizierung und besseren Verständnis des Standardmodells geführt hat. Jedoch verbleiben weiterhin offene Fragen jenseits des Standardmodells. Es sind Fragen wie nach dem Ursprung der dunklen Materie, der dunklen Energie und der Existenz der Supersymmetrie und viele mehr.

Die errungenen Erfolge waren mit hohen finanziellen Kosten verbunden, da mit der Steigerung der Energien der Beschleuniger i.d.R. auch eine Steigerung in deren Größe und Komplexität verbunden ist. Eins der ersten Zyklotrons passte auf eine Handfläche, der derzeit größte Ringbeschleuniger, der LHC am CERN, weist hingegen einen Umfang von 27 km auf.

Der Grund hierfür liegt darin, dass die beschleunigenden Feldgradienten in konventionellen, auf RF-Technologie basierenden Beschleunigern durch die Durchbruchspannung limitiert sind. Moderne konventionelle Beschleuniger erreichen Feldgradienten von bis zu 45 MV/m [Aderhold et al., 2011], jedoch theoretische ultimativ erreichbaren Werte liegen deutlich unter 100 MV/m. Um die Energien weiter voranzutreiben müssen die Beschleuniger also größer gebaut werden.

Bei dem Ziel hohe Energien bei einer kompakten Bauweise zu erreichen ist das Konzept der Plasmabeschleunigung sehr vielversprechend und könnte daher vielerlei Anwendungen finden wie z.B. als kompakte Lichtquelle, etc.

Das Grundprinzip der Plasmabeschleunigung ist, dass mithilfe eines sogenannten Treibers, eines energiereichen Teilchenstrahls oder eines intensiven Laserpulses im Plasma sich relativistisch bewegende Wellen angeregt werden. Die dabei erzeugten Feldgradienten sind dabei mehr als 2-3 Größenordnung höher als die von konventionellen Beschleunigern. Beim Teilchenstrahlgetriebenen Plasmabeschleuniger am SLAC konnte demonstriert werden, dass Elektronenpakete auf einer Strecke von weniger als einem Meter auf fast 100 GeV beschleunigt werden konnten [Blumenfeld et al., 2007].

Obwohl mit Hilfe der Plasmabeschleunigung viel höhere Feldgradienten erzeugt werden, sind die Strahlqualitäten und die Reproduzierbarkeit aus den Plasmabeschleunigern von denen der konventionellen Beschleuniger noch weit entfernt. Der wesentliche Grund hierfür liegt in der Kontrolle Injektion der Elektronen in das beschleunigende Phasenraumvolumen des Wakefeldes.

Zur Verbesserung der Strahleigenschaften der Elektronenpakete und um den Beschleunigungsprozess kontrollierter machen zu können, sind unterschiedliche Injektionsmechanismen vorgeschlagen worden.

In dem geplanten Experiment E-215 am SLAC wird versucht, die Plasmaelektronen in ein mit relativistischen Elektronenpaketen getriebenes Wakefeld kontrolliert durch einen negativen Dichtegradienten zu injizieren.

Dadurch soll untersucht werden, welche Auswirkung das Dichteprofil auf Eigenschaften wie Emittanz, Gesamtladung und Energiespektrum hat. Daher ist es wichtig das Dichteprofil des Gastargets indem die Injektion und Beschleunigung der Elektronen vonstattengeht zu kennen.

In dieser Arbeit wird ein Gastarget für dieses Experiment konstruiert und das Dichteprofil darin mithilfe der Ramanstreuung und der longitudinalen Interferometrie untersucht.

Ein Plasma ist ein quasineutrales Gas aus neutralen und geladenen Teilen, das kollektives Verhalten zeigt.

In diesem Kapitel werden einige der grundlegenden Eigenschaften von Plasmen beschrieben.

2.1 DEBYE ABSCHIRMUNG

Die im Plasma auftretenden elektrischen Felder können von freien Ladungsträgern im Plasma abgeschirmt werden. Aus diesem Grund ist die Fernwirkung des Coulomb-Potentials auf einen engen Raum limitiert.

Um diesen Abschirmungsbereich zu berechnen, wird der Fall betrachtet, indem eine ruhende positive Ladung von einem Plasma umgeben ist. Mit der Annahme, dass die Ionendichte (n_i) aufgrund der Massenträgheit konstant bleibt, ist die Elektronendichte (n_e) im thermischen Gleichgewicht gegeben durch die Boltzmann-Verteilung

$$n_e = n_i \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T}\right), \quad (2.1)$$

wobei ϕ das gestörte Potential, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur ist. Durch Einsetzen der Gleichung in die Poisson-Gleichung $\nabla^2 \phi = -\rho/\epsilon_0$ ergibt sich

$$\epsilon_0 \nabla^2 \phi = en_i \left(\exp\left(\frac{e\phi}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad (2.2)$$

Für den Fall, dass das gestörte Potential viel kleiner als die thermische Energie ($e\phi \ll k_B T$) ist, ergibt sich

$$\epsilon_0 \nabla^2 \phi \approx en_i \frac{e\phi}{k_B T}. \quad (2.3)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist gegeben durch

$$\phi = \phi_0 \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (2.4)$$

wobei $\lambda_D = (\epsilon_0 k_B T / e^2 n_e)^{1/2}$ die Debye-Länge ist. Dieses Potential wird als Debye-Hückel Potential bezeichnet. Im Unterschied zum Coulomb Potential (ϕ_0) besitzt es einen zusätzlichen exponentiellen Term, der dazu führt, dass das Potential innerhalb der Debye-Länge abfällt (siehe Abb. 1). Falls die Ausdehnung des Plasmas viel größer

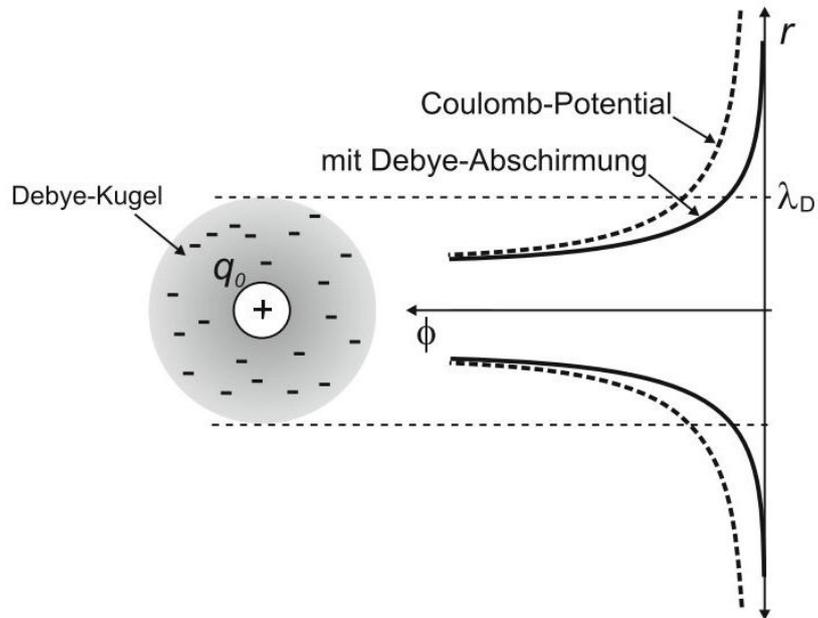


Abbildung 1: Der Potentialverlauf einer positiven Ladung im Vakuum (gestrichelte) und im Plasma (durchgezogene Linie) [Stroth, 2011].

als die Debye-Länge ist ($L \gg \lambda_D$), wird die Quasineutralität des Plasma gewährleistet.

Ausgehend von dieser Debye-Länge kann eine Debye-Kugel

$$N_D = n_i \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \quad (2.5)$$

definiert werden, die den Raum umfasst, in dem die freien Ladungsträger zur Abschirmung der zusätzlichen Ladung beitragen. Nur für den Fall, dass die Anzahl der Teilchen wesentlich größer als eins ist ($N_D \gg 1$), dominieren kollektive Effekte im Plasma [Stroth, 2011].

2.2 PLASMAFREQUENZ

Ein weiterer wichtiger Parameter für das Plasma ist die Plasmafrequenz.

Es wird ein zweidimensionales, neutrales, kaltes Plasma betrachtet, in dem die Elektronen von deren Gleichgewichtslagen um δx verschoben sind. Dadurch wird nach der Poisson Gleichung ein elektrisches Feld erzeugt, das gegeben ist durch

$$E_0 = \frac{e}{\epsilon_0} n \delta x. \quad (2.6)$$

Aufgrund dieses elektrischen Feldes wirkt auf die Elektronen eine Rückstellkraft, die sie in ihre Gleichgewichtsposition zurück zieht, die dabei entstehende Bewegung wird beschrieben durch:

$$m_e \frac{d^2}{dt^2} \delta x = -e E_0. \quad (2.7)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (2.6) in die Gleichung (2.7) ergibt sich

$$\frac{d^2}{dt^2} \delta x + \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \delta x = 0. \quad (2.8)$$

Dies ist eine typische Differenzialgleichung des harmonischen Oszillators. Die Eigenfrequenz ist die Plasmafrequenz gegeben durch

$$\omega_p = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}. \quad (2.9)$$

Die Plasmafrequenz hängt nur von der Elektronendichte ab.

Der Kehrwert der Plasmafrequenz definiert die typische Zeitskala für Reaktionen des Plasmas auf Störungen.

2.3 ELEKTROMAGNETISCHE WELLEN IM PLASMA

Aus den Maxwellgleichungen erhält man folgende Dispersionsrelation für eine elektromagnetische Welle (EM-Welle), die sich im kalten unmagnetisierten Plasma ausbreitet [Stroth, 2011]

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (2.10)$$

wobei ω die Frequenz und k die Wellenzahl der EM-Welle sind.

Anhand dieser Dispersionrelation ergibt sich für die Gruppengeschwindigkeit der EM-Welle im Plasma:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{c}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_p}{ck}\right)^2}} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} < c. \quad (2.11)$$

D.h. die Gruppengeschwindigkeit, mit der die Energie transportiert wird, ist kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c im Plasma.

Dagegen kann die Phasengeschwindigkeit der EM-Welle im Plasma die Lichtgeschwindigkeit überschreiten. Für diese gilt

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = c \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_p}{ck}\right)^2} = c \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2}} > c \quad (2.12)$$

Mit Hilfe der Relation zwischen der Phasengeschwindigkeit und dem Brechungsindex (η) ergibt sich:

$$\eta = \frac{c}{v_\phi} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_e}{n_{\text{crit}}}\right)^2} \quad (2.13)$$

wobei im letzten Term der Gleichung die kritische Dichte $n_{\text{crit}} = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$ eingeführt ist, bei der die Frequenz der EM-Welle gleich der Plasmafrequenz ist.

Nur in den Plasmen, in denen die Plasmadichte kleiner als die kritische Dichte ist, können sich die EM-Wellen ausbreiten. Solche Plasmen werden als unterdichte Plasma bezeichnet. Für den anderen Fall ($n_e > n_{\text{crit}}$) wird der Brechungsindex imaginär und die EM-Welle kann nicht mehr im Plasma propagieren. Solche Plasmen werden als überdichte Plasma bezeichnet.

Bei der Plasmabeschleunigung wird entweder mithilfe eines energiereichen Teilchenstrahls oder eines intensiven Laserpulses im Plasma eine Ladungsseparation hervorgerufen. Die dadurch auftretenden transversale und longitudinale Wakefelder eignen sich aufgrund ihrer hohen Amplituden für die Beschleunigung der geladenen Teilchen auf hohe Energien.

3.1 WAKEFELDER IM LINEAREN REGIME

In diesem Abschnitt werden die longitudinalen und transversalen Wakefelder, die in dem linearen Regime der Plasma-Beschleunigung erzeugt werden, beschrieben. Bei einer Teilchen-Strahlgetriebenen Plasma-Beschleunigung (PWFA) kann die lineare Theorie angewendet werden, wenn die Teilchendichte im Strahl n_b viel kleiner als die Plasmadichte n_0 ist ($n_b/n_0 \ll 1$).

Für die Analyse der Wakefelder werden hier eine Reihe von Annahmen gemacht:

- Die Plasma-Ionen werden aufgrund ihrer viel größeren Masse (gegenüber den Elektronen) als statisch betrachtet.
- Das Plasma ist kalt, und die Verteilung der Plasmaelektronen und -Ionen ist anfangs homogen.
- Das Ladungspaket (der Treiber) breitet sich mit relativistischer Geschwindigkeit $v_b \approx cz$ in positiver z -Richtung aus.

3.1.1 *Das longitudinale elektrische Feld im Wakefeld*

Zunächst wird vereinfachend eine Plasmawelle betrachtet, die durch eine relativistische Ladung q getrieben wird. Diese Ladung breitet sich in einem einheitlichen kalten Plasma mit der Geschwindigkeit v_b in z -Richtung aus. Damit impliziert sie im Plasma eine externe Ladungsdichte:

$$\rho_0 = q\delta(\mathbf{x} - \mathbf{v}_b t), \quad (3.1)$$

die in Polarkoordinaten geschrieben wird zu:

$$\rho_0 = q\delta(\mathbf{r})\delta(z - v_b t), \quad (3.2)$$

wobei \mathbf{r} die radiale Polarkoordinate darstellt, für die gilt $\delta(\mathbf{r}) = 1/(2\pi r)\delta(r)$.

Das longitudinale elektrische Feld der Plasmawelle, die durch die Ladung q erzeugt wird, kann aus der linearisierten Bewegungsgleichung (3.3), der linearisierten Kontinuitätsgleichung (3.4) und den Maxwellgleichungen (3.5) hergeleitet werden zu:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m}\mathbf{E} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0 \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}(en_1 + \rho_0) \quad (3.5a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.5b)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}) \quad (3.5c)$$

wobei v die Geschwindigkeit, E das elektrische Feld des gestörten Plasmas, n_0 die Dichte des Hintergrundplasmas, $n_1 = n - n_0$ die modulierte Plasmadichte darstellt.

Diese zusätzliche Ladung kann in dem einheitlichen kalten Plasma wie eine kleine Störung angesehen werden, die zu einer Dichtemodulation im Plasma führt. Für die Herleitung dieser Dichtemodulation n_1 wird erstens die zeitliche Ableitung der Kontinuitätsgleichung (3.4) gebildet und anschließend in die linearisierte Bewegungsgleichung (3.3) in die Gleichung eingesetzt:

$$\frac{\partial^2 n_1}{\partial t^2} - \frac{e}{m}n_0(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0. \quad (3.6)$$

Mit der ersten Maxwellgleichung (3.5a) und der Ladungsdichte (3.2) folgt aus der Gleichung (3.6) die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 n_1}{\partial t^2} - \omega_p^2 n_1 = \frac{q\omega_p^2}{e}\delta(\mathbf{r})\delta(z - v_b t), \quad (3.7)$$

wobei $\omega_p = (n_0 e^2 / \varepsilon_0 m)^{1/2}$ die Plasma Frequenz ist. Die Lösung der Differentialgleichung gegeben durch:

$$n_1 = \frac{q\omega_p}{ev_b}\delta(\mathbf{r})\sin[\omega_p(t - \frac{z}{v_b})]\vartheta(t - \frac{z}{v_b}), \quad (3.8)$$

(welche die Greensche Funktion für einen instantan angeregten harmonischen Oszillator darstellt.) Hierbei ϑ die Heaviside Funktion ist. Ausgehend von dieser Dichtemodulation und den Maxwellgleichungen kann das longitudinale elektrische Feld im Wakefeld berechnet werden. Hierfür wird zunächst der Rotationsoperator auf die dritte Maxwellgleichung (3.5b) angewendet:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (3.9)$$

*Heaviside Funktion
ist eine
Treppenfunktion,
welche für positive
Werte 1, für
negative 0 ist.*

Einsetzen der vierten Maxwellgleichung ergibt:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (3.10)$$

Mit der linearisierten Stromdichte $\mathbf{j} = -en_0 \mathbf{v}$, der linearisierten Bewegungsgleichung (3.3) und der ersten Maxwell Gleichung folgt aus der Gleichung (3.10):

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 - c^2 \nabla^2 \right) \mathbf{E} = -\frac{ec^2}{\varepsilon_0} (\nabla \cdot \mathbf{n}_1). \quad (3.11)$$

Die rechte Seite der Gleichung (3.11) wird durch die vorher berechnete Dichtemodulation (3.7) substituiert. Auf der linken Seite wird der Laplace Operator ∇^2 bezogen auf die Ausbreitungsrichtung der zusätzlichen Ladung in seine senkrechten und parallelen Komponenten $\nabla^2 = \nabla_{\perp}^2 + \partial^2/\partial z^2$ aufgespalten. Damit ergibt sich

$$(\nabla_{\perp}^2 - k_p^2) \mathbf{E} = -\frac{qk_p^2}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r}) \vartheta\left(t - \frac{z}{c}\right) \cos\left[\omega_p\left(t - \frac{z}{c}\right)\right]. \quad (3.12)$$

mit $k_p^2 = \omega_p^2/c^2$ und $\partial^2/\partial t^2 = c^2 \nabla_{\parallel}^2$, wobei für den letzten Ausdruck angenommen wird, dass das Wakefeld nur von $z - v_b t$ abhängig ist.

Die Lösung dieser Differentialgleichung (3.12) gibt die radiale Abhängigkeit des longitudinalen elektrischen Feldes an, die hinter einer einzigen relativistischen Ladung in einem einheitlichen kalten Plasma erzeugt wird.

$$E_z = -\frac{qk_p^2}{2\pi\varepsilon_0} K_0(k_p r) \vartheta\left(t - \frac{z}{c}\right) \cos\left[\omega_p\left(t - \frac{z}{c}\right)\right], \quad (3.13)$$

wobei K_0 die nullte Ordnung der modifizierten Bessel Funktion zweiter Art ist. Diese Gleichung beschreibt das longitudinale elektrische Feld hinter der treibenden Ladung. Dieses longitudinale Feld ist für die Beschleunigung im Plasma verantwortlich.

Wenn statt einer einzigen relativistischen Ladung q eine beliebige relativistische Ladungsverteilung mit der Ladungsdichte $\rho_b(r, \vartheta, \zeta)$ als Treiber der Kielwelle zur Verfügung steht, bekommt das longitudinale Feld folgende Gestalt:

$$E_z(r, \vartheta, \zeta) = -\frac{k_p^2}{2\pi\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\zeta} d\zeta' \int_0^{\infty} dr' r' \int_0^{2\pi} d\vartheta' \rho_b(r', \vartheta', \zeta') \cos[k_p(\zeta - \zeta')] K_0(k_p |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \quad (3.14)$$

wobei $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = [r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\vartheta - \vartheta')]^{1/2}$ und $\zeta = z - ct$ sind [Katsouleas et al., 1987].

3.1.2 Die transversalen Felder im Wakefeld

Nachdem das longitudinale elektrische Feld E_z hinter einer einzigen relativistischen Ladung q berechnet wurde, können mit Hilfe des lon-

itudinalen elektrischen Feldes E_z und des Panofsky-Wenzel Theorems die transversale Feldern berechnet werden [Panofsky and Wenzel, 1956]. Dieses Theorem gibt allgemein die Beziehung zwischen den longitudinalen und transversalen Wakefeldern an. Für die Wakefelder, die nur von $z - ct$ abhängig sind, kann dieses Theorem direkt aus der ϑ Komponente der zweiten Maxwell Gleichung (3.5b) gefolgert werden. Es liefert folgendes Verhältnis zwischen dem transversalen W_{\perp} und dem longitudinalen W_{\parallel} Wakefeld:

$$\frac{\partial W_{\parallel}}{\partial r} = \frac{\partial W_{\perp}}{\partial z}, \quad (3.15)$$

wobei $W_{\parallel} = E_z$ und $W_{\perp} = (E_r - cB_{\vartheta})$ gilt. Dies besagt, dass auf eine Ladung q , die sich mit der Geschwindigkeit c in positive z -Richtung bewegt, transversale Kräfte proportional zu der transversalen Ableitung des longitudinalen elektrischen Feldes wirken. Durch die Umformung der Gleichung (3.15) ergibt sich

$$W_{\perp} = \int dz \frac{\partial W_{\parallel}}{\partial r} \quad (3.16)$$

und damit

$$(E_r - cB_{\vartheta}) = \int dz \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (3.17)$$

Durch das Einsetzen des longitudinalen elektrischen Feldes E_z (3.14) in die Gleichung (3.17) und die Ausnutzung folgender Eigenschaft der Besselfunktionen

$$\frac{dK_0(x)}{dx} = -K_1(x) \quad (3.18)$$

ergibt sich

$$(E_r - cB_{\vartheta}) = -\frac{qk_p^2}{2\pi\epsilon_0} K_1(k_p r) \vartheta\left(t - \frac{z}{c}\right) \sin\left[\omega_p\left(t - \frac{z}{c}\right)\right]. \quad (3.19)$$

Wenn das Wakefeld statt einer einzigen Ladung q durch eine Ladungsverteilung mit der separablen Ladungsdichte $\rho_b = \rho_{\parallel}(\zeta)\rho_{\perp}(r)$. Mit einer solchen separierten Ladungsverteilung kann das longitudinale Wakefeld W_{\parallel} als Produkt zweier Funktionen geschrieben werden. Eine davon hängt hierbei nur von ζ ab und die andere nur von r .

$$W_{\parallel} = E_z(r, \zeta) = Z'(\zeta)R(r) \quad (3.20)$$

wobei

$$Z'(\zeta) = -\frac{1}{\epsilon_0} \int_{\infty}^{\zeta} d\zeta' \rho_{\parallel}(\zeta') \cos[k_p(\zeta - \zeta')] \quad (3.21)$$

$$R(r) = \frac{k_p^2}{2\pi} \int_0^{\infty} dr' r' \int_0^{2\pi} d\vartheta' \rho_{\perp}(r', \vartheta') K_0(k_p |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \quad (3.22)$$

Analog zum Fall einer einzigen Ladung q kann mit Hilfe des Panofsky-Wenzel Theorems (3.15) aus dem longitudinalen Wakefeld W_{\parallel} (3.20) das transversale Wakefeld für die separablen Ladungsverteilung berechnet werden zu:

$$W_{\perp} = Z(\zeta)R'(r) = -\frac{1}{k_p \epsilon_0} \int_{-\infty}^{\zeta} d\zeta' \rho_{\parallel}(\zeta') \sin[k_p(\zeta - \zeta')] \frac{R(r)}{dr} \quad (3.23)$$

Diese Gleichung (3.23) beschreibt das transversale Wakefeld, das hinter einer separablen relativistischen Ladungsverteilung $\rho_b = \rho_{\parallel}(\zeta)\rho_{\perp}(r)$ generiert wird, welches für die Fokussierung und Defokussierung in dem linearen Wakefeld verantwortlich ist [Katsouleas et al., 1987].

3.2 WELLENBRECHUNG

Ein großer Vorteil der Plasma-Beschleunigung ist, dass sie ermöglicht, elektrostatische Plasmawellen mit hoher Amplitude zu erzeugen. Dennoch ist die maximale Amplitude limitiert [Esarey et al., 2009b]. Diese Limitierung kann im linearen Regime (siehe Abschnitt 3.1) mit der Annahme eines kalten Plasmas, worin alle Elektronen mit demselben Wellenvektor $k_p = \omega_p/c$ oszillieren, abgeschätzt werden. Nach der 1D Theorie wird hinter dem Teilchenstrahl eine harmonisch oszillierende Plasmawelle erzeugt, deren elektrisches Feld (siehe (3.1.1)) gegeben ist durch

$$E_z = E_{\max} \cos\left[\omega_p \left(t - \frac{z}{v_p}\right)\right], \quad (3.24)$$

wobei E_0 die Amplitude der Plasmawelle und v_p die Phasengeschwindigkeit ist, die für Teilchenstrahl getriebene Plasmawelle ungefähr die Lichtgeschwindigkeit $v_p \sim c$ ist. Damit ergibt sich für die maximale Amplitude der Plasmawelle mittels der Poisson Gleichung:

$$\frac{\omega_p}{c} E_{\max} = \frac{en_e}{\epsilon}. \quad (3.25)$$

Damit ist das nichtrelativistische limitierende Feld E_0 eines kalten Plasmas gegeben durch: *(wavebreaking field)*

$$E_0 = \frac{c\omega_p m_e}{e} \quad (3.26)$$

Die Amplitude des elektrischen Feldes einer nichtlinearen Plasmawelle kann dieses Limit leicht überschreiten. Für die nichtlinearen Plasmawellen kann das maximale elektrische Feld vor der Wellenbrechung aus den nichtlinearen relativistischen Fluidgleichungen und den Maxwellgleichungen berechnet werden.

Das relativistische Wellenbrechungsfeld E_{WB} für kaltes Plasma:

$$E_{WB} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)} E_0. \quad (3.27)$$

wobei $\gamma_p = (1 - v_p^2/c^2)^{-1/2}$ der relativistische Faktor bezogen auf die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle ist.

Falls $v_p \rightarrow c$ werden das elektrische Feld und die Plasmadichte singular und die Wellenbrechung geschieht.

Die thermischen Effekte führen dazu, dass die Wellenbrechung früher geschieht.

Neben der longitudinalen Wellenbrechung kann die transversale Wellenbrechungen stattfinden. Dieses Konzept ist hochgradig nichtlinear und schwer zu kontrollieren [Bulanov et al., 1997].

3.3 INJEKTIONSMECHANISMEN

Im Abschnitt (3.1) sind die longitudinalen (3.1.1) und transversalen (3.19) Felder für die von einer einzigen Ladung getriebener Plasma-welle im linearen Regime hergeleitet. Diese beiden Felder sind für die Beschleunigung bzw. Bremsung und die Fokussierung bzw. Defokussierung verantwortlich. Wenn man diese beiden Felder genauer betrachtet, sieht man, dass sie periodische Funktionen in longitudinaler Richtung sind, d.h., dass sich z.B. das longitudinale Feld innerhalb einer Hälfte der Periode beschleunigend und in anderen Hälfte bremsend auswirkt. Das transversale Feld ändert sich ebenfalls innerhalb einer Periode in longitudinaler Richtung von einem fokussierenden Feld zu einem defokussierenden.

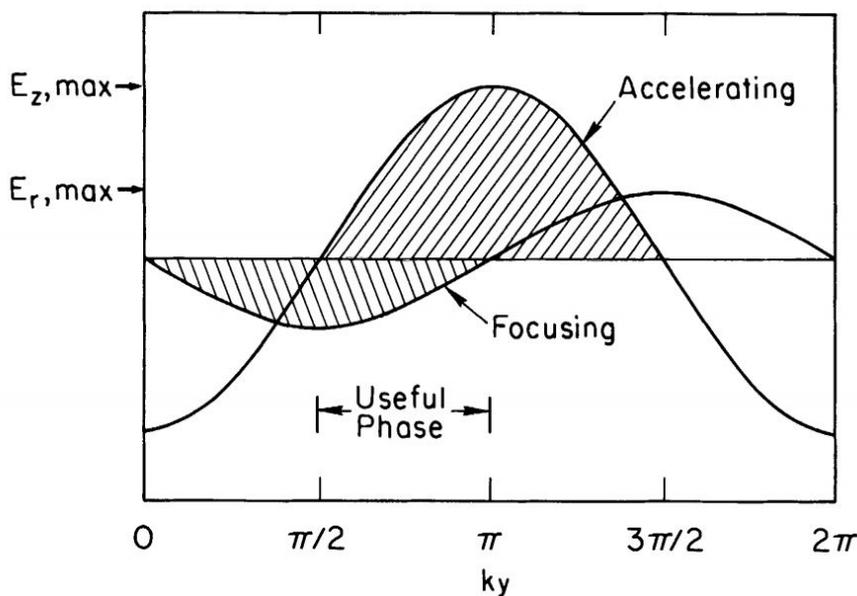


Abbildung 2: Das longitudinale (accelerating) und transversale (focusing) elektrische Wakefeld und das Phasenintervall (useful phase), das fuer die Beschleunigung verwendet werden kann [R. Ruth, 1985].

Eine essentielle Bedingung für Teilchenbeschleuniger ist, dass die beschleunigten Teilchen den beschleunigenden und fokussierenden Bereich der longitudinalen und transversalen Felder erfahren (sehen).

Da die beiden Felder gegeneinander um $\pi/2$ phasenverschoben sind, gibt es effektiv einen Bereich der Breite von $\pi/2$ (siehe Abb. 2), in dem diese Bedingung für die Teilchenbeschleuniger erfüllt ist. Bei den konventionellen, auf RF-Technologien-basierenden Beschleunigern kann der ganze Beschleunigungsbereich des longitudinalen Feldes zur Beschleunigung verwendet werden, da sie keine Netto transversale Felder haben. Die zu beschleunigenden Teilchen werden

üblicherweise auf das Maximum der Beschleunigungsspannung gesetzt und somit beschleunigt.

Nur Elektronen, die in diesem Bereich injiziert werden, werden ohne auseinander zu fliegen beschleunigt. Aus diesem Grund und um den Beschleunigungsprozess zuverlässiger zu machen, ist es wichtig, die Injektion der Teilchen kontrolliert durchzuführen.

Um die kontrollierte Injektion zu realisieren, werden verschiedene Methoden erprobt. Unter anderen sind dies Methoden, die auf der Ionisation eines höheren Energieniveaus beruhen [Chen et al., 2012], die Injektion durch kontrapropagierende Laserpulse [Faure et al., 2006], die externe Injektion [Grebnyuk et al., 2012] und die Injektion durch einen negativen Dichtegradienten [Chien et al., 2005].

In dieser Arbeit wird die Methode der Injektion über eine Dichterampe negativer Steigung vorgestellt.

3.3.1 Injektion durch einen negativen Dichtegradienten

Beim Injektionsmechanismus durch einen negativen Dichtegradienten in longitudinaler Richtung (siehe Abb. 3) wird zwischen dem Stufenartigen ($L_{DR} \leq \lambda_p$) und dem allmählichen ($L_{DR} \gg \lambda_p$) Übergang unterschieden, wobei L_{DR} die Länge der Dichterampe und λ_p die Wellenlänge der Plasmawelle darstellt.

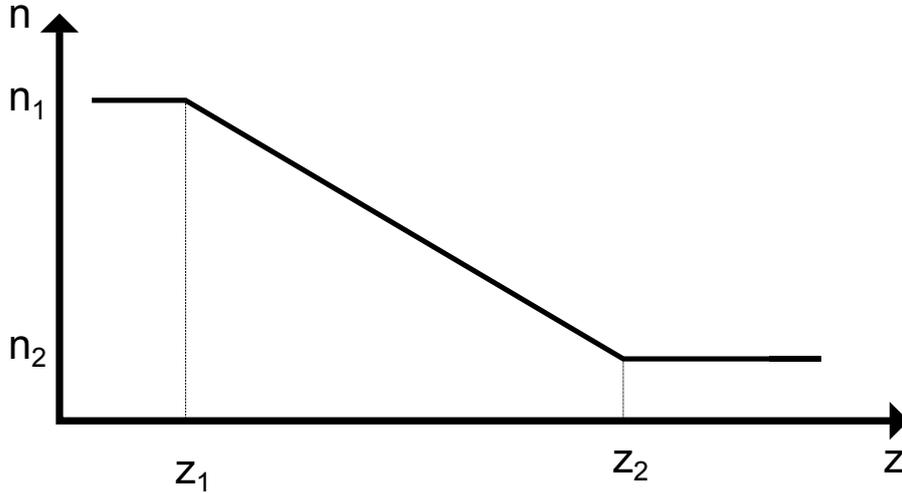


Abbildung 3: Die schematische Darstellung der Dichterampe.

Bei einem stufenartigen Übergang kann man die Injektion mit der folgenden Argumentation verstehen. Die Phase der Elektronen an den Positionen z_1 bzw. z_2 gegeben durch $\varphi_1 = k_{p,1}(z - ct)$ wird angegeben durch $\varphi_1 = k_{p,1}(z - ct)$ bzw. $\varphi_2 = k_{p,2}(z - ct)$, wobei $k_{p,i} = \frac{\omega_i}{c}$ für $i = \{1, 2\}$ Wellenzahl der Plasmawelle ist.

Die Phase der Plasmaoszillation in einem festen Abstand hinter dem Strahltriebver ändert sich beim Durchlaufen eines Überganges in der Plasmadichte um $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

$$\Delta\varphi = \varphi_1 \left(1 - \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \right) \approx \varphi_1 \left(\frac{\Delta n}{2n_1} \right) \quad (3.28)$$

mit der Annahme $\Delta n = n_1 - n_2 \ll n_1$.

Im Falle einer stufenweisen Dichterampe ($L_{DR} \leq \lambda_p$) befinden sich die Elektronen durch diese Phasenänderung instantan in einer anderen Position im Phasenraum und werden dadurch injiziert.

Im Falle eines allmählichen Übergangs ($L_{DR} \gg \lambda_p$) kann die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle mit dem folgenden Ausdruck approximiert werden (siehe [Fubiani et al., 2006]):

$$\beta_\varphi \approx 1 - \frac{\zeta}{2n} \frac{dn}{dz} \quad (3.29)$$

wobei $\zeta = (z - ct) < 0$ die Position hinter dem Treiber im mitbewegten Koordinatensystem darstellt. D.h. für eine Dichterampe mit negativer Steigung $dn/dz < 0$ nimmt die Phasengeschwindigkeit der

Plasmawelle ab. Die Injektion der Elektronen findet statt, wenn deren Geschwindigkeit die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle überschreitet ($\beta_e > \beta_\varphi$).

Die Position hinter dem Treiber, bei der die Bedingung erfüllt wird, ist gegeben durch [Esarey et al., 2009a]

$$\zeta_{inj} = 2(\beta_e - 1)n \left(\frac{dz}{dn} \right)^{-1}. \quad (3.30)$$

Das heißt also, dass je steiler die Dichterampe ist, desto früher beginnt die Injektion der Elektronen.

THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER EXPERIMENTE

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Experimente, die im Rahmen dieser Masterarbeit durchgeführt wurden, beschrieben.

4.1 RAMANSTREUUNG

Licht kann auf verschiedene Weise mit Materie wechselwirken. Entweder wird es absorbiert oder gestreut. Diese Wechselwirkung kann sowohl mit Hilfe der klassischen als auch der quantenmechanischen Betrachtung beschrieben werden. In der quantenmechanischen Betrachtungsweise können die beiden Phänomene anschaulich mit Energieniveaus beschrieben werden. Falls die Energie eines einfallenden Photons der Energiedifferenz zwischen einem angeregten Zustand und dem Grundzustand des Moleküls entspricht, kann dieses absorbiert werden.

Bei der Streuung wird das Molekül durch das einfallende Photon in einem virtuellen Zustand angeregt, das dann unter Emission eines Photons wieder relaxiert. Je nach der Energiebilanz wird zwischen zwei Typen von Streuungen unterschieden: Rayleigh- und Ramanstreuung.

Die Rayleighstreuung ist eine elastische Streuung, d.h. das absorbierte und das emittierte Photon haben die gleiche Energie, es findet kein Energieübertrag zwischen Licht und Molekül statt.

Dagegen ist die Ramanstreuung unelastische Streuung. Sie wird wiederum in zwei Gruppen, die Stokes- und Antistokes-Streuung unterteilt. Erfährt das Photon durch die Streuung einen Energieverlust, so spricht man von Stokes-Streuung. Im entgegengesetzten Fall - der Antistokes-Streuung - erhält das gestreute Photon Energie hinzu. Anhand der Abbildung 4 werden diese Streuungen anschaulich dargestellt.

Die Intensität der Ramanstreuung ist proportional zu der Intensität des einfallenden Lichtes I_{inc} , des molekularen Wirkungsquerschnittes σ_{Raman} der Streuung und der Anzahl der Moleküle N im Volumen des Lasers [Demtröder, 2012]

$$I_{Raman} = N\sigma_{Raman}I_{inc} \quad (4.1)$$

Aufgrund des linearen Zusammenhanges zwischen dem Ramansignal und der Anzahl der Moleküle eignet sich die Raman-Steuerung in Raman-aktiven Molekülen für Dichtemessungen.

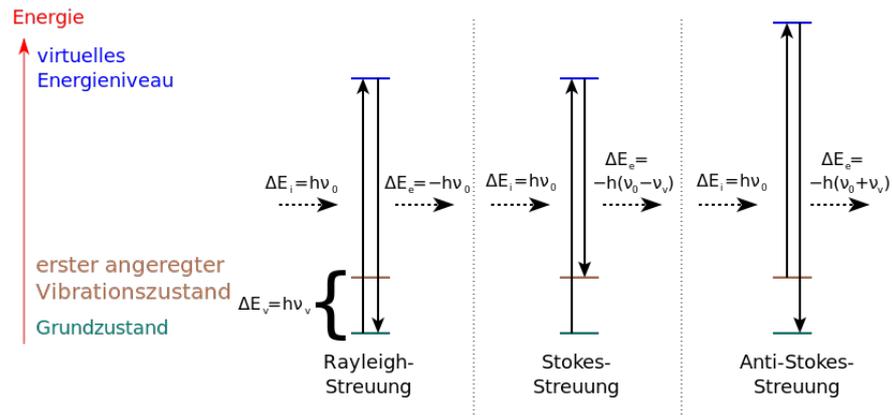


Abbildung 4: Übersicht über die verschiedenen Streuprozesse: Rayleighstreuung ist die elastische Streuung, Ramanstreuung ist die unelastische Streuung, zu der die Stokes- und Anti-Stokes-Streuung gehören. [Wikipedia]

Eine zusätzliche wichtige Eigenschaft der Ramanstreuung ist, dass der Wirkungsquerschnitt proportional zur vierten Potenz der Frequenz des einfallenden Lichtes ist.

$$\sigma_{\text{Raman}} \propto \omega_{\text{inc}}^4 \quad (4.2)$$

Somit wird bei kleinen Wellenlängen ein höheres Ramansignal erzeugt.

4.1.1 Vibrations-Raman-Spektren

In diesem Abschnitt werden die Vibration-Raman-Spektren mithilfe der klassischen Betrachtung hergeleitet.

Das elektrische Feld der einfallenden Lichtwelle $\mathbf{E}_{\text{inc}}(t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega_{\text{inc}} t)$ mit der Amplitude \mathbf{E}_0 und der Frequenz ω_{inc} induziert ein oszillierendes elektrisches Dipolmoment $\mu_{\text{el}}^{\text{ind}}$ im Molekül.

Bei kleinen elektrischen Feldstärken besteht zwischen dem induzierten Dipolmoment und dem angelegtem E-Feld ein linearer Zusammenhang. Falls das Molekül bereits ein permanentes Dipolmoment besitzt, ist das gesamte Dipolmoment gegeben durch:

$$\mu_{\text{tot}} = \mu + \alpha \mathbf{E}_{\text{inc}}, \quad (4.3)$$

wobei μ das permanente Dipolmoment und α die materialspezifische Polarisierbarkeit ist.

Das Dipolmoment und die Polarisierbarkeit sind abhängig von der räumlichen Anordnung des Elektronen und Kerne des Moleküls. Falls die Frequenz der einfallenden Welle ω_{inc} weit entfernt von elektronischen oder Schwingungs-Resonanzen des Moleküls ist, können die beiden Größen als Taylor-Reihe nach der Verschiebung der Kerne aus

ihrer Gleichgewichtslage in den generalisierten Koordinaten q_n entwickelt werden:

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_0 + \sum_n \left(\frac{\partial \boldsymbol{\mu}}{\partial q_n} \right)_{q=0} q_n \quad (4.4a)$$

$$\alpha = \alpha_0 + \sum_n \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_n} \right)_{q=0} q_n \quad (4.4b)$$

wobei $\boldsymbol{\mu}_0$ und α_0 das Dipolmoment und die Polarisierbarkeit in der Gleichgewichtslage sind. Für kleine elektrische Felder können die Verschiebung der Kerne durch harmonischen Oszillation

$$q_n = q_{0n} \cos(\omega_{vib} t) \quad (4.5)$$

angenähert werden, wobei ω_{vib} und q_{0n} die Frequenz und die Amplitude der Oszillation sind. Durch Einsetzen der Gleichungen (4.5) und (4.4) in die Gleichung (4.3) ergibt sich für das zeitabhängige totale Dipolmoment des Moleküls

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu}_{tot} = & \boldsymbol{\mu}_0 + \sum_n \left(\frac{\partial \boldsymbol{\mu}}{\partial q_n} \right)_{q=0} q_{0n} \cos(\omega_{vib} t) + \alpha_0 \mathbf{E}_0 \cos(\omega_{inc} t) \\ & + \frac{\mathbf{E}_0}{2} \sum_n \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_n} \right)_{q=0} q_{0n} (\cos[(\omega_{inc} - \omega_{vib})t] + \cos[(\omega_{inc} + \omega_{vib})t]). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Die einzelnen Komponenten der Gleichung (4.1.1) beschreiben folgende Phänomene:

- die erste Komponente beschreibt das permanente Dipolmoment des Moleküls im Gleichgewichtszustand.
- die zweite Komponente ist verantwortlich für das Infrarotspektrum (IR-Spektrum) des Moleküls. Wenn die Änderung des Dipolmoments mit der generalisierten Koordinate Null ist ($\partial \boldsymbol{\mu} / \partial q_n = 0$), hat das Molekül kein IR-Spektrum. Das ist ebenfalls der Grund, weshalb homonukleare zweiatomige Moleküle kein IR-Spektrum haben.
- die dritte Komponente hat dieselbe Frequenz wie die vom einfallenden Licht. Sie ist für die oben eingeführte Rayleighstreuung zuständig.
- die letzte Komponente ist verantwortlich für die Ramanstreuung. Sie ist proportional zu der Änderung der Polarisierbarkeit mit den generalisierten Koordinaten. Falls sie ungleich null ist ($\partial \alpha / \partial q_n \neq 0$), ist das Molekül Raman-aktiv. Der Term mit der Frequenz $(\omega_{inc} - \omega_{vib})$ ist zuständig für Stokes-Streuung und der mit der $(\omega_{inc} + \omega_{vib})$ für die Antistokes-Streuung.

4.1.2 Rotations-Raman-Spektren

Für ein nicht-kugelsymmetrisches Molekül ist die Polarisierbarkeit anisotrop mit den den Hauptpolarisierbarkeiten α_{\perp} und α_{\parallel} .

Für den Fall ($\alpha_{\perp} \neq \alpha_{\parallel}$) treten im gesamten Raman-Spektrum neben den oben eingeführten Vibrationslinien die Rotationslinien auf. Der Grund dafür ist, dass die Rotation des Moleküles zur periodischen Modulation des induzierten Dipolmoment führt. Dies führt zur Modulation der Frequenz des Streulichtes, welche mit $2\omega_{\text{rot}}$ geschieht. Der Faktor 2 im Unterschied zu der Vibrationsfall (siehe Gleichung (4.1.1)) kommt dadurch zustande, dass nach einer Rotation von π im Molekül wieder dieselbe Polarisierbarkeit vorliegt wie vor der Rotation [Haken and ChristophWolf, 2006].

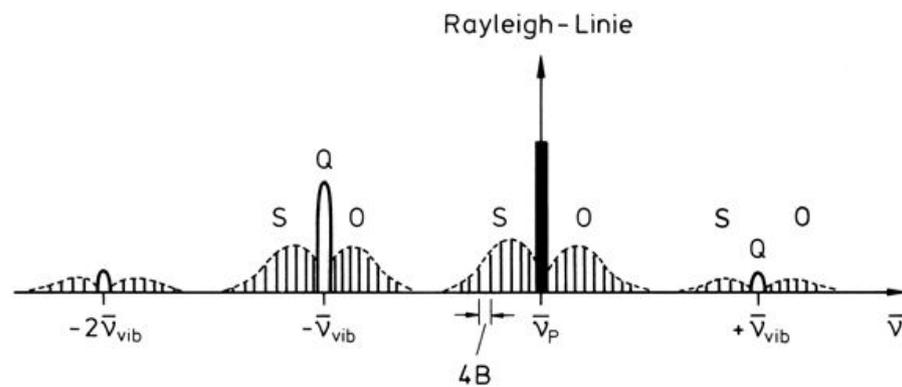


Abbildung 5: Gesamtes Raman-Spektrum für ein zweiatomiges Molekül [Haken and ChristophWolf, 2006].

Die Abstände der Rotationslinien können in quantenmechanischer Betrachtung mithilfe eines linearen starren Rotators bestimmt werden. Die Energieniveaus sind für den linearen starren Rotator gegeben durch

$$E_{\text{rot}} = hcB J(J + 1) \quad (4.7)$$

wobei h Plancksches Wirkungsquantum und B sogenannter Rotationsfaktor ist.

Mit dem Auswahlregeln $\Delta J = \pm 2$ ergibt sich die Verschiebung der Linien gegenüber dem einfallenden Licht

$$\omega_{\text{rot}} = \pm 2\pi B [(J + 2)(J + 3) - J(J + 1)] = \pm 2\pi [4J + 6]. \quad (4.8)$$

Die Linien, bei denen $\Delta J = 2$ bzw. $\Delta J = -2$ bzw. $\Delta J = 0$ sind, werden als S- bzw. O- bzw. Q-Zweig bezeichnet. Damit beträgt der Abstand zwischen den einzelnen (Anti-)Stokes Linien $4B$.

4.2 INTERFEROMETRIE

Des Weiteren wurde Interferometrie zur Charakterisierung des Gargets verwendet. Im Folgenden wird auf dessen theoretische Grundlagen dieser eingegangen.

Um das Grundkonzept der Interferometrie zu verstehen, werden der Einfachheit halber zwei kohärente, monochromatische skalare elektromagnetische Wellen in der komplexen Schreibweise betrachtet

$$\mathbf{E}_{1,2} = A_{1,2} \exp(i\varphi_{1,2}) \exp(-i\omega t) \quad (4.9)$$

wobei $A_{1,2}$ die Amplituden und $\varphi_{1,2}$ die Phasen der elektrischen Felder beider Wellen sind.

Ausgehend von den linearen Maxwell Gleichungen mit der Voraussetzung der Feldunabhängigkeit der Suszeptibilität χ kann das Gesamtfeld als die Summe der beiden elektromagnetischen Wellen ($\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$) gegeben werden (Superpositionsprinzip). Damit ergibt sich für die Gesamtintensität

$$\begin{aligned} I_{\text{tot}} &= |\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2|^2 \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \end{aligned} \quad (4.10)$$

wobei $I_{1,2} = |A_{1,2}|^2$ die Intensität der elektromagnetischen Wellen und der dritte Term der Interferenzterm ist. Mit der Einführung der mittleren Intensität $I_0 = I_1 + I_2$ und des Kontrastes $\gamma = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$ kann die Gesamtintensität wie folgt angegeben werden

$$I_{\text{tot}} = I_0[1 + \gamma \cos(\Delta\varphi)]. \quad (4.11)$$

Die Gesamtintensität setzt sich zusammen aus der mittleren Intensität und einem Interferenzterm, der sich mit der Phasendifferenz $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ der beiden Wellen und mit dem Kontrast verändert, welche bisher keine transversale Abhängigkeit besitzt.

Um diese einzuführen, werden ebene Wellen in der komplexen vektoriellen Darstellung mit nicht kollinearen Wellenvektoren $\mathbf{k}_{1,2}$ betrachtet.

$$\mathbf{E}_{1,2} = \mathbf{A}_{1,2} \exp(i\mathbf{k}_{1,2}\mathbf{r}) \exp(-i\varphi_{1,2}) \quad (4.12)$$

Damit ist die Gesamtintensität gegeben durch [Träger, 2007]:

$$I_{\text{TOT}} = |\mathbf{A}_1|^2 + |\mathbf{A}_2|^2 + 2\mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{A}_2^* \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} + \Delta\varphi]. \quad (4.13)$$

Für den speziellen Fall, dass die ebenen Wellen mit Wellenvektoren $\mathbf{k}_{1,2} = (\pm k \sin(\vartheta)\hat{e}_x + 0 + k \cos(\vartheta)\hat{e}_z)$ und dem Einfallswinkel ϑ der Wellenfronten zur Detektorebene überlagert werden. (siehe Abb. 6).

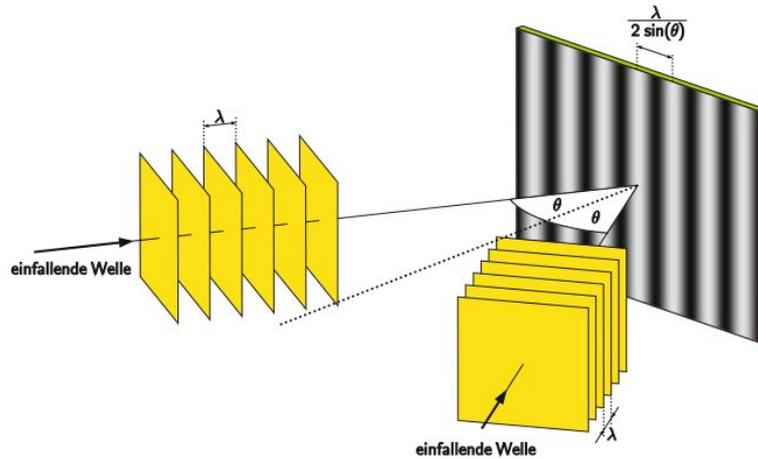


Abbildung 6: Durch die Überlagerung zweier ebenen Wellen unter einem Winkel kommt das Interferenzmuster zur Erscheinung, dessen Periodenlänge von der Wellenlänge der Welle λ und dem Einfallswinkel ϑ der Wellenfronten zur Detektorebene [Reider, 2012b].

Der Einfachheit halber wird angenommen, dass die Intensitäten ($I_0 = I_{1,2}$) und die Phasen der beiden Wellen gleich sind. Somit ergibt sich für Gesamtintensität

$$I_{\text{tot}} = 4I_0 \cos^2(kx \sin(\vartheta)). \quad (4.14)$$

In der Detektorebene entsteht ein periodisches Streifenmuster, das als Interferenzstreifen bezeichnet wird, mit der Periodenlänge $\Lambda = \lambda_0 / 2 \sin(\vartheta)$ [Reider, 2012a].

4.2.1 Mach-Zehnder-Interferometer

Es gibt verschiedene Typen von Interferometern, die für verschiedene Zwecke verwendet werden. Da für die experimentelle Untersuchung des Gastargets ein modifiziertes Mach-Zehnder-Interferometer (MZ) verwendet wurde, wird in diesem Abschnitt sein Funktionsprinzip erläutert.

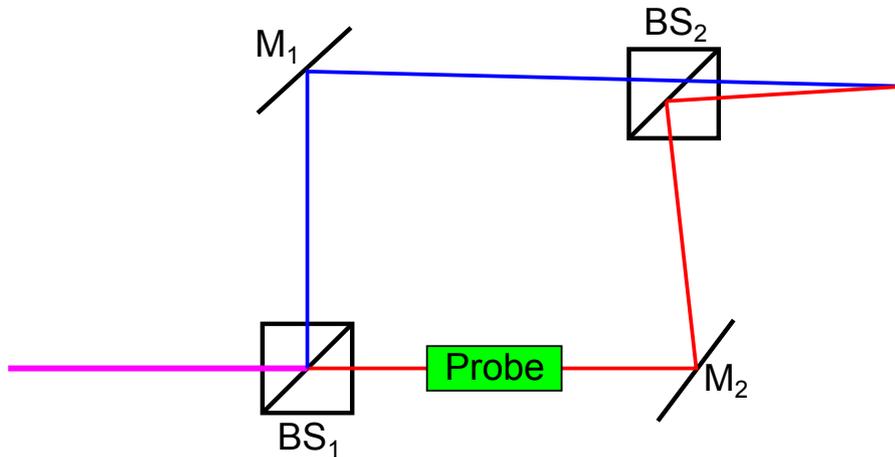


Abbildung 7: Die Lichtwelle wird mittels eines Strahlteilers (BS_2) in Referenz- und Messwelle, welche die Probe passiert, aufgespalten. Mit Hilfe zweier Spiegel (M_1 und M_2) und eines weiteren Strahlteilers (B_2) kombiniert werden und in der Detektorebene interferieren.

In der Abbildung 7 ist die schematische Darstellung des MZ zu sehen. Die einlaufende Lichtwelle wird durch einen Strahlteiler in zwei Teilwellen, Referenz- und Messwelle, aufgespalten. Die Messwelle läuft durch eine Probe mit Länge L und Brechungsindex η , die Referenzwelle durch das Vakuum. Die beiden Teilwellen werden nach dem zweiten Strahlteiler unter einem bestimmten Winkel überlagert. Die Phasendifferenz der beiden Wellen ist von den optischen Wegen abhängig, die die beiden Teilwellen zurückgelegt haben. Diese wiederum sind von Brechungsindex und Länge der Probe abhängig. Dank dieser Eigenschaft eignet sich das MZ u.a. zur Messung des Brechungsindex von Gasen.

Im Allgemeinen ist die Wegdifferenz Δs , die in der Abbildung durch die Probe zustande kommt, durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\Delta s = \int_L \eta(x) dx - \int_L \eta_{\text{vac}} dx. \quad (4.15)$$

wobei η der Brechungsindex ist. Mit $\Delta\varphi/2\pi = \Delta s/\lambda$ und $\eta_{\text{vac}} = 1$ ergibt sich für die Phasendifferenz

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_L (\eta(x) - 1) dx. \quad (4.16)$$

4.2.2 Relation zwischen Dichte und Brechungsindex

In diesem Abschnitt wird die Relation zwischen Dichte und Brechungsindex zuerst für eine Probe, die sich im Gaszustand und anschließend für eine, die sich im Plasmazustand befindet, angegeben.

Für Gase ist die Druckabhängigkeit des Brechungsindex [Schenk et al., 2014] gegeben durch

$$(\eta - 1) = (\eta_0 - 1) \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T} \quad (4.17)$$

wobei der Index 0 die Normbedingungen bezeichnet, d.h. p_0 der Atmosphärendruck und $\eta_0 = 1.000132$ der spezifischer Brechungsindex von Wasserstoff. Durch Einsetzen der Gleichung (4.17) und der idealen Gasgleichung $p = \rho k_B T$ in die Gleichung wird folgender Ausdruck (4.18) erhalten, der die Relation zwischen der linienintegrierten Dichte und der Phasendifferenz für Gas angibt

$$\int_L \rho(x) dx = \frac{\Delta\varphi \lambda p_0}{2\pi k_B T_0 (\eta_0 - 1)}, \quad (4.18)$$

wobei ρ die Teilchendichte des Gases und k_B die Boltzmann-Konstante sind.

Für den Fall, dass anstatt des Gases ein Plasma betrachtet wird, wird die folgende Relation zwischen der Elektronendichte n_e und der Brechungsindex verwendet:

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{\text{crit}}}} \approx 1 - \frac{n_e}{2n_{\text{crit}}} \quad (4.19)$$

wobei $n_{\text{crit}} = 10^{21} \lambda^{-2} \text{cm}^{-3}$ die kritische Dichte des Plasma ist.

Durch das Einsetzen der Gleichung (4.19) in die Gleichung (4.2.2) wird folgender Relation zwischen der Phasendifferenz und der Elektronendichte erhalten:

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda n_{\text{crit}}} \int_L n(x) dx \quad (4.20)$$

Das Integral in der Gleichung (4.20) kann für eine zylindersymmetrische Dichteverteilung $n = n(r)$ mit Hilfe der Abel-Inversion gelöst werden. Diese Methode wird in der Physik oft verwendet, um aus der 2D Projektion eines Objektes seine 3D Verteilung zu rekonstruieren.

Es besteht zwischen den beiden Funktionen in der Abbildung 8 nach der Abel-Transformation folgender Zusammenhang.

$$F(y) = \int_{-\infty}^{\infty} dx f(r(x)) = 2 \int_y^R dr f(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (4.21)$$

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R dy \frac{dF(y)}{dy} \frac{r}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (4.22)$$

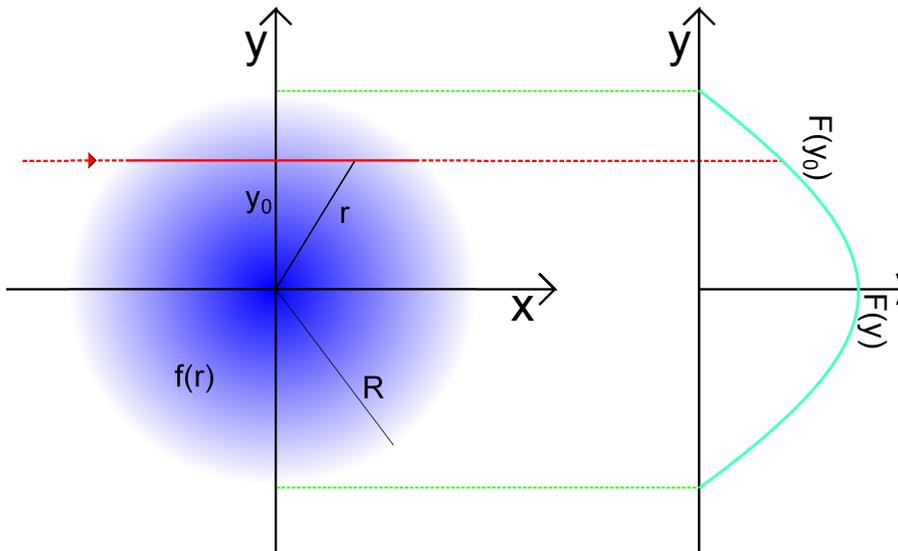


Abbildung 8: Mit Hilfe der Abel-Inversion kann eine zylindersymmetrische Verteilung $f(r)$ aus den gemessenen Projektionen $F(y)$ rekonstruiert werden.

Mit der Abel-Inversion ergibt sich aus der Gleichung (4.20) für die Elektronendichte im Plasma

$$n(r) = \frac{1}{\lambda n_{\text{crit}}} \int_r^R dy \frac{d\Delta\varphi(y)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (4.23)$$

DESIGN UND AUFBAU DES GASTARGETS FÜR DAS EXPERIMENT E-215 BEI FACET

In diesem Kapitel wird erläutert, wie das Gastarget des geplanten Experiments E-215 aufgebaut werden soll.

5.1 GASTARGET

Um die Ziele von Experiment E-215 zu realisieren und die erste kontrollierte Injektion von Elektronen in ein mit einem relativistischen Elektronenpaket getriebenes Wakefield über eine Dichterampe negativer Steigung zu demonstrieren, wird ein Dichteprofil benötigt, welches in Abbildung 9 schematisch dargestellt ist.

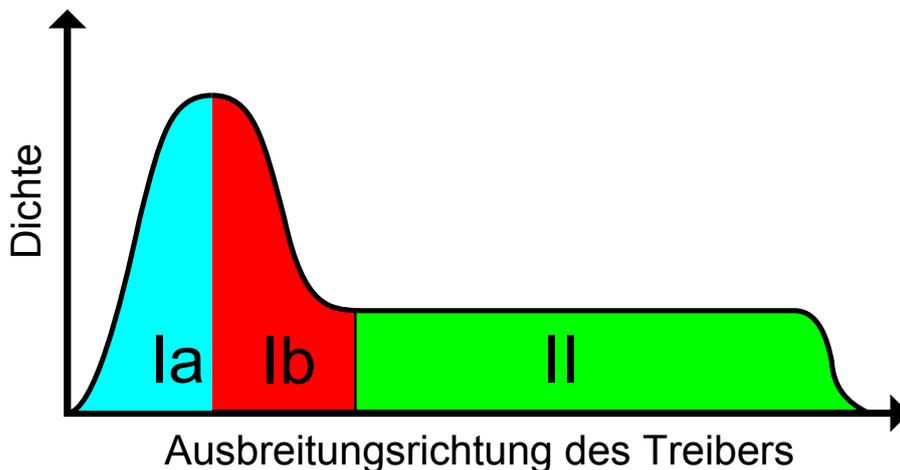


Abbildung 9: Im Bereich (Ia) wird das treibende Elektronenpaket fokussiert, im Bereich (Ib) passiert die kontrollierte Injektion der Elektronen in das Wakefield. Im letzten Bereich (II) werden die injizierten Elektronen beschleunigt.

Das Dichteprofil besteht aus einem Dichtemaximum und einem Dichteplateau. Um das Dichtemaximum zu erzeugen, wird ein Magnetventil verwendet, dessen Eigenschaften in Abschnitt 5.1.1 detailliert beschrieben sind. In diesem Bereich findet die Injektion der Elektronen statt. Zur Erzeugung des Dichteplateaus wird eine Gaszelle verwendet. In dem Dichteplateau werden die injizierten Elektronen beschleunigt. Somit besteht das ganze Gastarget aus einem Magnetventil und einer Gaszelle (siehe Abb. 10).

Bei der Konstruktion des Gastargets wurden verschiedene Szenarien zur Erzeugung des erwünschten Dichteprofiles innerhalb der Gren-

zen des technisch realisierbaren mit Hilfe von Simulationen¹ durchgerechnet.

Innerhalb der Grenzen des technisch realisierbaren Bereichs mit Hilfe der Simulationen ausprobiert. Anhand der aus diesen Simulationen bestimmten Dichteprofile und der Treiberpaketeigenschaften vom SLAC-Beschleuniger wurde mittels der PIC²-Simulationen überprüft, ob die Injektion stattfindet und welche Eigenschaften die injizierten Elektronen nach dem Beschleunigungsvorgang haben.

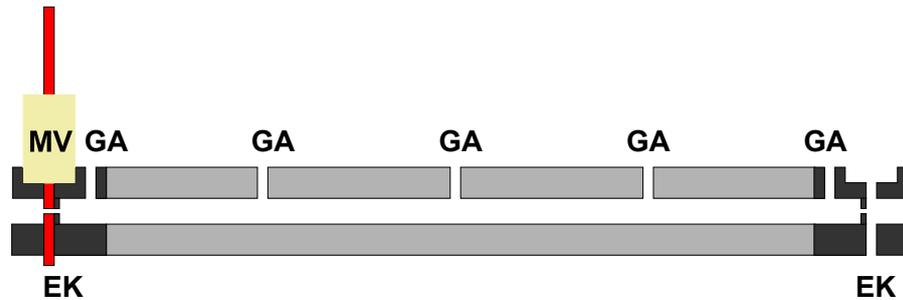


Abbildung 10: Das Gastarget besteht aus einem Magnetventil (SV) und einer Gaszelle, welche wiederum aus einem Rohr mit Gasanschlüssen (GA) und zwei Endkappen (EK) zusammengesetzt ist.

Nach den Simulationen hat man sich für ein Gastarget mit folgenden Eigenschaften entschieden:

- gesamte Länge des Gastargets: 50 cm
- Innendurchmesser: 8 mm
- Breite der Eingangs- und Ausgangsöffnung: 0.3 mm
- insgesamt mit fünf Gasanschlüssen wird die Gaszelle mit Gas versorgt.

Das Elektronenpaket aus dem SLAC-Beschleuniger soll durch den seitlichen Austritt des Magnetventils fokussiert werden und in das Gastarget geführt werden. Das Magnetventil soll im gepulsten Betrieb arbeiten und Gasjets im Ausgangsrohr des Magnetventils erzeugen, durch die das Elektronenpaket passieren soll. Anschließend werden das treibende Elektronenpaket und die injizierten und beschleunigten Elektronen (witness bunch) durch die Ausgangsöffnung das Gastarget verlassen.

Bei der Auswahl der Länge des Gastargets war die Länge der Vakuumkammer entscheidend, in der das Experiment stattfinden soll. Um die maximale Beschleunigungsstrecke auszunutzen, wurde für die Länge des Targets die maximal realisierbare Länge gewählt.

Für die Justage des Gastargets werden die Endkappen des Gastargets an Mikromotoren befestigt, die unabhängig voneinander in alle Richtungen befahren werden können.

¹ OPENFoam

² Particle-in-cell

5.1.1 Gasjet

Bei der Auswahl des Ventils zur Erzeugung des Dichtemaximums müssen einige Voraussetzungen erfüllt werden. Das Ventil muss hochvakuumtauglich sein und eine niedrige Reaktionszeit aufweisen damit Gaslecks in der Experimentierkammer minimiert werden können. Es ist wünschenswert einen steil abfallenden Dichtegradienten zu haben, um eine kontrollierte Injektion der Elektronen in das Wakefield zu erreichen, welche über eine Dichterampe mit negativer Steigung stattfinden wird. Deshalb ist ein kompaktes Ventil erforderlich.

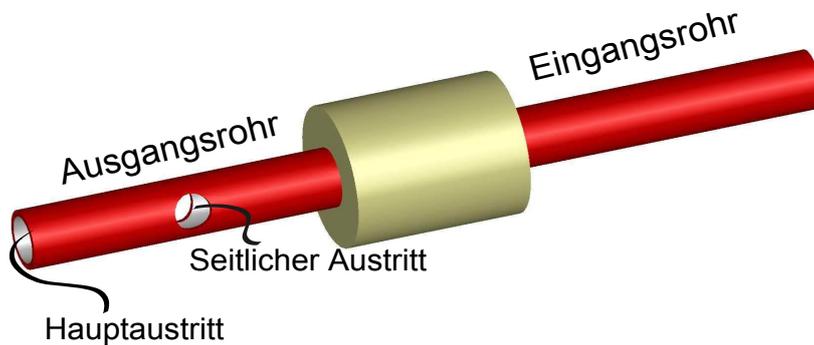


Abbildung 11: Der schematische Aufbau des Magnetventils.

Um die einzelnen Anforderungen zu erfüllen, wurde ein Magnetventil mit den folgenden Eigenschaften ausgewählt:

- einer maximalen Öffnungszeit des Ventils bei einem Druck von 55 bar und einer Umgebungstemperatur von 21 °C nur 2 ms. Bei niedrigeren Drücken werden noch bessere Werte erreicht.
- einem maximalem Betriebsdruck: 55 bar, die maximale Betriebstemperatur: 135 °C
- Das Ventil muss die für den Betrieb nötigen Spannungen vertragen. Die Spitz-, Halte-, und Kontrollspannungen liegen bei 24 V, 3 V und 0 – 5 V.
- Einer Betriebsfrequenz von 500 Hz.

Um die Anforderung des steil abfallenden Dichtegradienten zu realisieren, wurde an dem Ausgangsrohr ein seitlicher Austritt mit einem Durchmesser von 0.3mm gebohrt, wodurch die treibenden Elektronenpakete zur Wechselwirkung mit dem Gasjet geführt werden sollen.

Um das Magnetventil in gepulstem Betrieb zu betreiben, damit Gaslecks in der Experimentierkammer minimiert werden, wird das Magnetventil über einen Spannungscontroller gesteuert.

RAMANMESSUNGEN

Zur Realisierung des Experimentes E215 und um den Einfluss der Dichteprofile im Gastarget auf die Eigenschaften der Elektronenpakete aus der Plasmabeschleunigung zu verstehen, ist eine Charakterisierung des Dichteprofiles im Gastarget notwendig.

In dieser Arbeit werden zwei Methoden zur Bestimmung dieses Dichteprofiles verwendet: die Ramanstreuung und die longitudinale Interferometrie.

Die Intensität der Ramanstreuung ist proportional zur Anzahl der Moleküle im Volumen des Laserstrahls bzw. zur Dichte des Gases, mit dem das Laserlicht wechselwirkt, wodurch die Ramanstreuung für orts aufgelöste Dichtemessungen der Gasmoleküle im Gastarget verwendet werden kann.

In diesem Kapitel wird erläutert, wie mit der Ramanmessung experimentell die Dichteprofile bestimmt werden.

6.1 VERSUCHSAUFBAU

Der experimentelle Versuchsaufbau für die Ramanmessung ist in Abbildung 12 schematisch dargestellt. Um die Gasmoleküle im Target zur Ramanstreuung anzuregen, wird ein Dauerstrichlaser¹ mit einer Wellenlänge von 532nm und einem Strahldurchmesser² von 2,25 mm bei einer Divergenz³ von 0,5 mrad verwendet.

Die Messung der Ramanstreuung findet in einer Experimentierkammer statt, die mit vier Flanschen zur individuellen Nutzung ausgestattet ist. Bei Bedarf kann diese Kammer mittels zweier Pumpen evakuiert werden. Das Ramansignal soll nur aus den Wasserstoffmolekülen gemessen werden. Deshalb wird die Experimentierkammer vor der Messung abgepumpt und das Target über das Gaskontrollsystem mit Wasserstoffgas versorgt, was dem Vorgehen im geplanten Experiment E215 entspricht.

Der Laserstrahl wird in das Target fokussiert, das auf einem Hexapod montiert ist, wodurch das Target positioniert werden kann. Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, wird der Laserstrahl an den Wasserstoffmolekülen im Target gestreut. Das Streulicht wird mit Hilfe eines Abbildungssystems, das aus zwei asphärischen Linsen besteht, auf eine CCD Kamera abgebildet. Zur Unterdrückung unerwünschter Streu-

¹ Coherent Verdi V5

² Strahldurchmesser bei $1/e^2$ am Ausgang des Lasers

³ gemessen nach ~ 50 cm vom Ausgang des Lasers

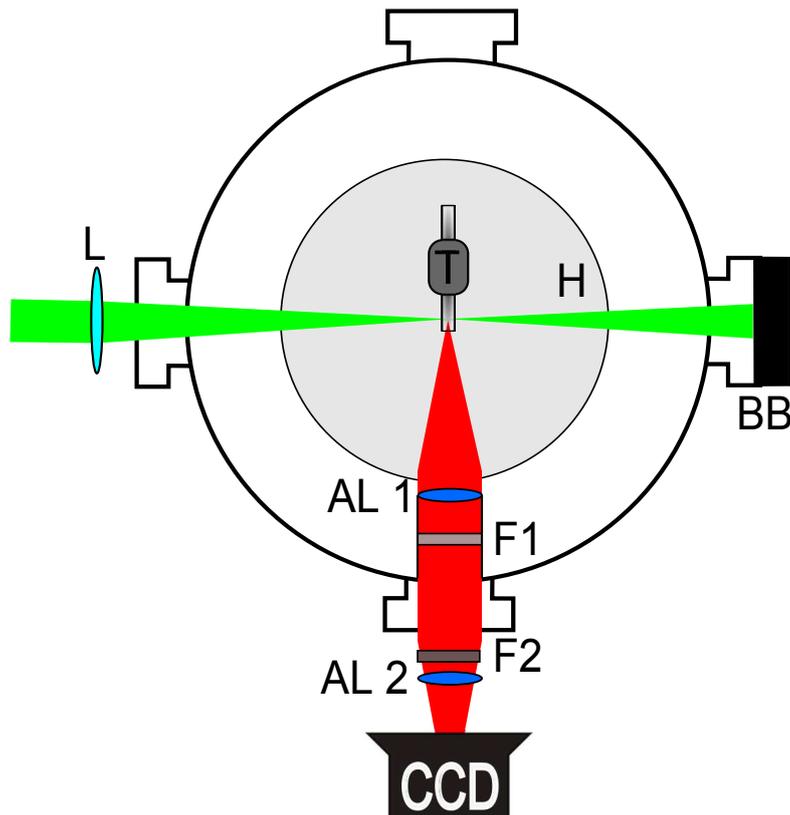


Abbildung 12: Der Laserstrahl wird mittels der Linse (L) in das Target (T) fokussiert, das auf einem Hexapod (H) befestigt ist. Das im Target erzeugte Streulicht wird mit Hilfe eines Abbildungssystem, das aus asphärischen Linsen (AL₁ und AL₂) besteht, auf der Kamera (CCD) abgebildet. Der Rayleighanteil des Streulichtes wird mittels zweier Interferenzfilter (F₁ und F₂) im Abbildungssystem heraus gefiltert.

lichtanteile werden zwei Interferenzfilter⁴ eingesetzt. Hierdurch werden einerseits die bei 532nm erzeugte Rayleighstreuung und weiterhin eingestreutes Umgebungslicht unterdrückt.

6.2 DURCHFÜHRUNG

Zur Messung der Ramanstreuung wird zunächst der Laserstrahl durch das Target justiert und die Strahlebene auf der Kamera scharf abgebildet. Anschließend kann das im Target erzeugte Ramansignal aufgenommen werden. Die Justage der Messung erfolgt in zwei Schritten: Zunächst wird eine Vorjustage bei niedriger Laserleistung und Atmosphärendruck durchgeführt. Dann findet für die Messung in

⁴ Longpass 532nm (<http://www.semrock.com/FilterDetails.aspx?id=LP03-532RU-25>) und Bandpass 550nm (<http://www.semrock.com/FilterDetails.aspx?id=FF01-550/88-25>)

der abgepumpten Experimentierkammer bei voller Laserleistung eine Nachjustage statt.

Für die Vorjustage wird das Target mit Hilfe des Hexapods (siehe Abb. 13) zum Laserstrahl ausgerichtet und die Hexapodposition gespeichert.

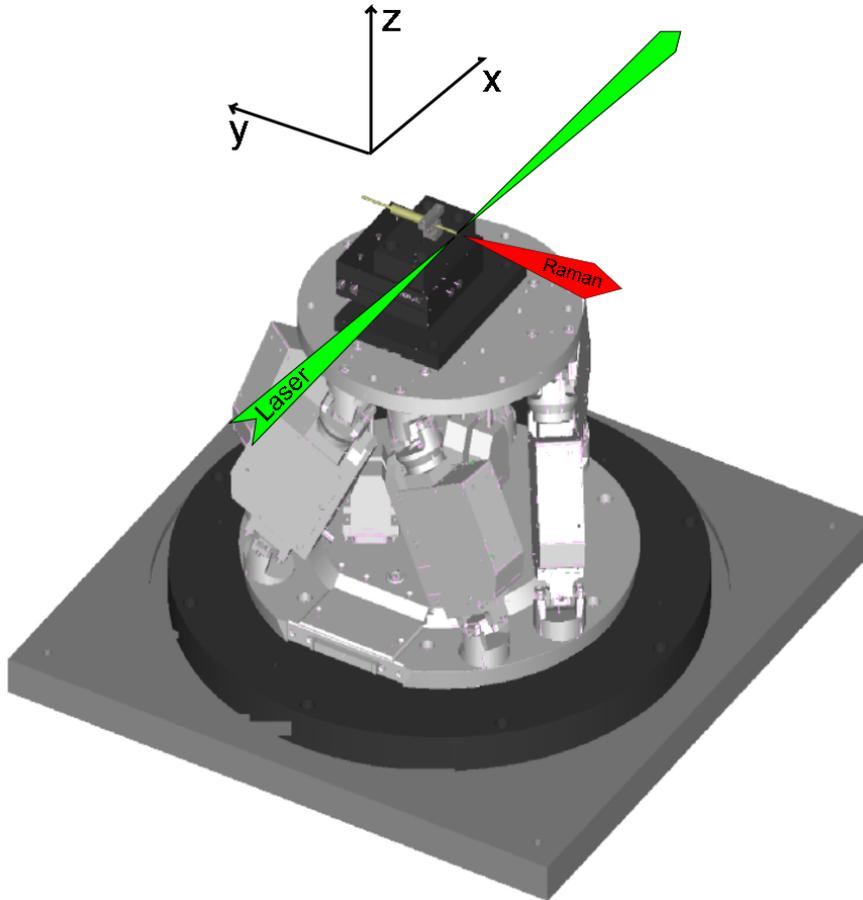


Abbildung 13: Das Target ist in der Experimentierkammer auf einem Hexapod befestigt, der ermöglicht, das Target zum Laserstrahl auszurichten.

Anschließend wird die Strahlebene auf der Kamera scharf abgebildet, wofür die Rayleighstreuung zu Hilfe genommen wird. Damit die Rayleighstreuung an den Luftmolekülen abgebildet werden kann, müssen die beiden Interferenzfilter entfernt werden. Zur Scharfstellung der Abbildung auf der Kamera werden die Abstände zwischen dem Laserstrahl und der ersten sphärischen Linse sowie der zweiten sphärischen Linse und der Kamera entsprechend variiert.

Nach Beendigung der Vorjustage werden die beiden Interferenzfilter wieder zwischen den beiden sphärischen Linsen montiert und die Experimentierkammer abgepumpt. Die Evakuierung der Kammer und die damit verbundene Änderung des Brechungsindex macht eine Korrektur der zuvor eingestellten Abbildung erforderlich, wobei nun die Scharfstellung der Kamera mit Hilfe der Ramanstreuung er-

folgen kann. Hierzu wird der Laser bei maximaler Leistung betrieben, die Experimentierkammer mit Wasserstoffgas bis 125 mbar gefüllt, das Target herausgefahren und das Ramanstreulicht wird auf der Kamera scharfgestellt (siehe Abb. 14).

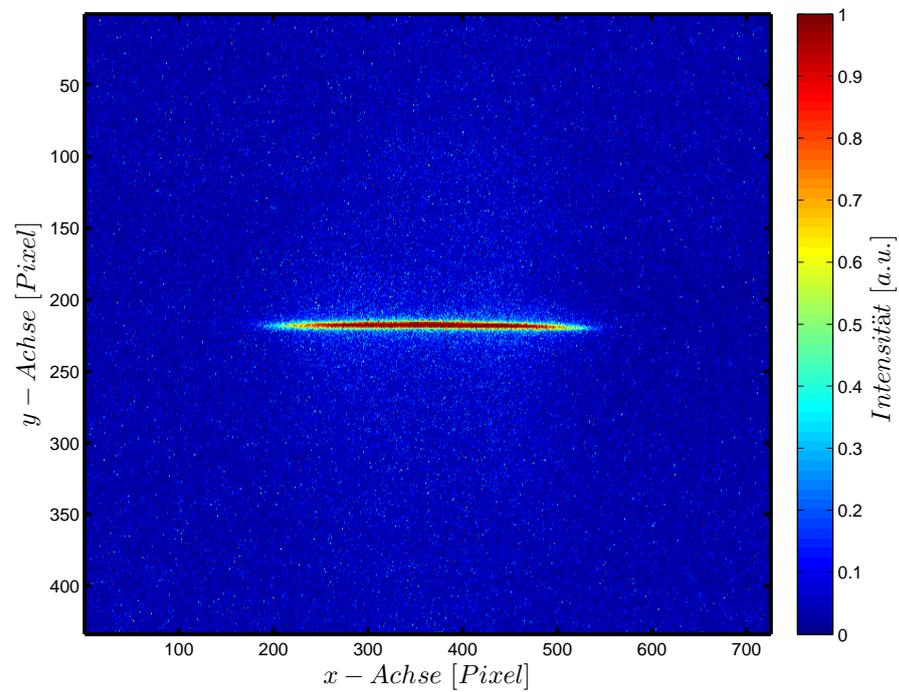


Abbildung 14: Ramansignal aus der Experimentierkammer bei einem Druck von 125 mbar mbar.

Das Abpumpen der Experimentierkammer hat weiterhin eine Positionsänderung des Targets zur Folge, weshalb eine Nachjustage erforderlich ist.

6.3 DICHTMESSUNG AM GASJET MIT DER RAMANMESSUNG

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie die Ramanmessung am Gasjet im Ausgangsrohr des Magnetventils ausgeführt und die Messdaten für die Auswertung aufgenommen werden.

Für die automatisierte Durchführung der Messung wird ein Labview-Programm verwendet, das für die Gasversorgung mit dem Gaskontrollsystem, für die Steuerung mit dem Puls-/Verzögerungsgenerator⁵ und für die Aufnahme der Daten mit der Kamera kommuniziert.

6.3.1 Kalibrationmessung

Vor der eigentlichen Ramanmessung am Gasjet wird eine Kalibrationsmessung durchgeführt, um den exakten Zusammenhang zwischen der Intensität des Ramansignals und dem Druck zu bestimmen.

Wie aus der Theorie bekannt ist, besteht zwischen der Intensität des Ramansignals und der Anzahl der Gasmoleküle im Volumen des Laserstrahls ein linearer Zusammenhang (siehe Gleichung (4.1)). Daher ist die Intensität ebenfalls zum angelegten Druck proportional.

Mit dieser Messung wird der Zusammenhang zwischen der aufgenommenen Intensität des Ramansignals und dem angelegten Druck für die bestehende Versuchsanordnung bestimmt. Dafür wird die Experimentierkammer bis zu einem bestimmten Druck mit Wasserstoffgas gefüllt und der Laser mit maximaler Leistung in die Experimentierkammer geführt. Die durch die Streuung des Laserstrahls an den Wasserstoffmolekülen erzeugten Ramansignale werden mit der Kamera aufgenommen. Für diese Kalibrationsmessung werden in der Experimentierkammer Drücke von 0, 50, 100, 150 und 200 mbar angelegt. Pro angelegtem Druck werden jeweils vierzig Messungen durchgeführt, um die statistischen Fluktuationen zu verringern.

In dem Datenaufnahmeprogramm werden die Messparameter eingegeben. Hierzu gehören die Kameraeinstellungen, der Druck, Anzahl der Messungen pro angelegtem Druck, usw.

Nachdem mit Hilfe des Gaskontrollsystems der Sollwert für den eingestellten Druck erreicht wurde, nimmt die Kamera ein Bild auf.

6.3.2 Die Abschwächung des Ramansignals

Bei der longitudinalen Dichtemessung im Gasjet wird der Laserstrahl durch den seitlichen Austritt des Magnetventils geführt. Das dadurch erzeugte Streulicht wird mit Hilfe des Abbildungssystems, das gegenüber dem Hauptaustritt steht, aufgenommen. Ein Teil des Streulichtes wird von dem Ausgangsrohr vom geblockt (siehe Abb. 11).

⁵ DG645 Digital Delay/Pulse Generator - Stanford Research Systems

Dies führt dazu, dass das von der Kamera erfasste Ramansignal von der longitudinalen Dichtemessung im Magnetventil im Vergleich zu der Kalibrationsmessung ohne das Magnetventil abgeschwächt wird. Zur Bestimmung dieser Abschwächung wird eine zusätzliche Kalibrationsmessung durchgeführt, wobei hier im Vergleich zur vorherigen Kalibrationsmessung (siehe Abschnitt 6.3.1) der Laserstrahl durch den seitlichen Austritt des Magnetventils geführt wird.

6.3.3 *Ramansignal aus dem Inneren des Magnetventils*

Um das orts aufgelöste longitudinale Dichteprofil entlang der Laser-Propagationsrichtung durch den seitlichen Austritt des Magnetventils zu bestimmen, wird die Kammer abgepumpt, das Magnetventil in die für die Messung gespeicherte Position gefahren und der Laserstrahl bei maximaler Leistung durch den seitlichen Austritt des Magnetventils fokussiert. Am Eingang des Magnetventils werden über das Gaskontrollsystem verschiedene Drücke angelegt, und das an Wasserstoffmolekülen gestreute Raman Signal mit der Kamera aufgenommen.

Aufgrund des im Vergleich zu den Messungen in Kapitel 6.3.1 und 6.3.2 zeitlich deutlich aufwendigeren Vorgehen wird hier vor jeder Messung zunächst eine Hintergrundmessung ohne Gas durchgeführt. Abschließend erfolgt die eigentliche Messung der Ramanstreuung, wobei über das Datenaufnahmeprogramm folgenden Messeinstellungen festgelegt werden:

- die Drücke, die am Eingang des Magnetventils angelegt werden sollen
- die Anzahl der Messungen pro Messreihe
- die Kameraeigenschaften, wie die Belichtungszeit, die Verstärkung, Trigger-Modus, usw.
- die Eigenschaften der Triggersignale.

Sobald die Randbedingungen für die Messung erfüllt sind, d.h. der am Eingang des Magnetventils angelegte Druck dem Sollwert entspricht und der Druck in der Experimentierkammer unter 10^{-4} mbar gesunken ist, ist die Kamera bereit für die Datenaufnahme. Zunächst wird die Hintergrundmessung bei einer Belichtungszeit von 10 Sekunden durchgeführt (siehe Abb. 15). Eine halbe Sekunde nach der Aufnahme des Hintergrundbildes wird das Magnetventil für eine Dauer von 10.6 Sekunden geöffnet. Wiederum eine halbe Sekunde später, nachdem sichergestellt ist, dass im Ausgang des Magnetventils ein Gleichgewichtszustand erreicht ist, erfolgt erneut für 10 Sekunden die Streumessung mit Gas.

Vor der nächsten Messung wartet das Datenaufnahmeprogramm bis die Randbedingungen erfüllt sind und startet eine neue Messung.

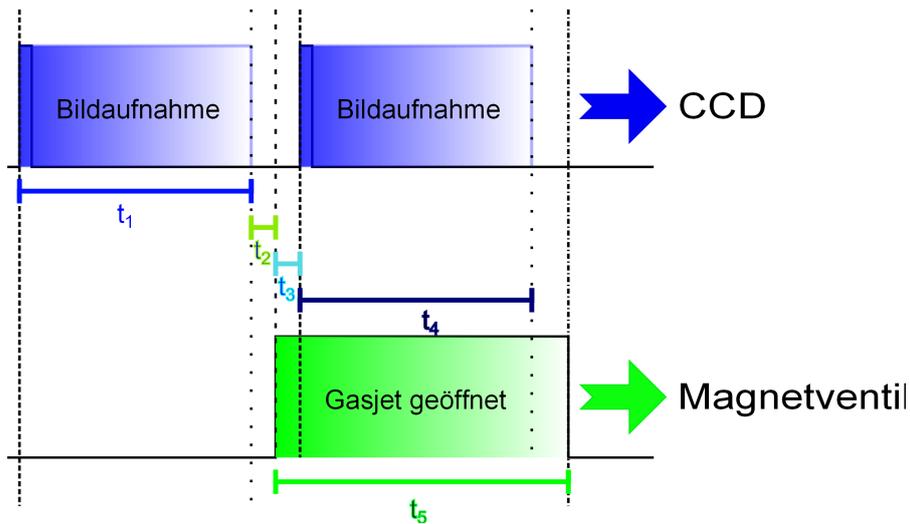


Abbildung 15: Das erste Triggersignal wird für die Hintergrundmessung an die Kamera gesendet, die mit einer Belichtungszeit von $t_1 = 10$ s ein Hintergrundbild aufnimmt. Nach $t_2 = 0,5$ s später wird mit zweitem Triggersignal das Magnetventil für $t_5 = 10,6$ s geöffnet. Eine halbe Sekunde ($t_3 = 0,5$ s) später nach dem zweiten Triggersignal wird wiederum die Kamera getriggert, die eine Streumessung bei der Belichtungszeit von $t_4 = 10$ s durchführt.

Jede Messreihe besteht aus dreißig Einzelmessungen, d.h. pro angelegtem Druck werden sechzig Bilder aufgenommen.

6.3.4 *Targetposition /-größe*

Abschließend werden zwei kurze Messungen durchgeführt, um die Position des Hauptaustritts in den aufgenommen Bildern zu bestimmen und die Pixel in Abstände umzurechnen. Hierfür wird die Experimentierkammer von der Seite beleuchtet. Die Öffnung des Hauptaustritts des Magnetventils wird mit Hilfe des Hexapods in den Fokus der asphärischen Linse gefahren, scharf in der Kamera abgebildet und Bilder zur Auswertung aufgenommen.

Um die Pixel in Abstände umzurechnen, wird ein ein USAF-Chart⁶ verwendet. Für die Messung wird der Magnetventil in der Experimentierkammer durch das USAF-Chart ersetzt. Das USAF-Chart wird in den Fokus gefahren und auf der Kamera scharf abgebildet. Bei dieser Stellung werden Bilder aufgenommen und gespeichert.

⁶ R3L3S1N - Negative 1951 USAF Test Target

6.4 AUSWERTUNG DER DATEN AUS DEN RAMANMESSUNGEN

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die bei der Ramanmessung aufgenommenen Daten aus dem Inneren vom Hauptaustritts des Magnetventils ausgewertet werden. Anschließend werden die Resultate der Messungen gezeigt.

6.4.1 *Bestimmung des Druck- und Intensitätsverhältnisses*

Die in der Kalibrationsmessung in Abschnitt 6.3.1 aufgenommenen Daten werden verwendet, um das ortsabhängige Druck- und Intensitätsverhältnis zu bestimmen. Diese Daten werden mit Hilfe eines Matlabscripts ausgewertet. Für jeden angelegten Druck werden die aufgenommenen Bilder gemittelt. Von den gemittelten Bilder wird das gemittelte Hintergrundbild abgezogen. Auf dem hintergrundabgezogenen Bild wird der Bereich „Region of Interest“ in Abbildung 16(c) in rot ausgewählt, in dem das Ramansignal zu sehen ist. Dieser Prozess ist in der Abbildung 16 dargestellt.

In dem Bereich von Interesse wird das Ramansignal spaltenweise aufsummiert, damit die longitudinale Intensitätsverteilung für den angelegten Druck bestimmt werden kann. Dies wird für jeden Druck durchgeführt, so dass sich die in Abbildung 17 dargestellten longitudinalen Intensitätsverteilungen ergeben.

Hieraus werden für jeden Ort in dem ausgewählten Bereich die Intensitätswerte für die angelegten Drücke bestimmt. Das Verhältnis zwischen Druck- und Intensitätswerten wird dann für jeden Ort durch lineare Regression bestimmt (siehe Abb. 18) und damit das ortsabhängige Druck- und Intensitätsverhältnis ermittelt.

Mit dieser Information können anschließend von den gemessenen longitudinalen Intensitätsverteilungen die Druckprofile und somit die Dichteprofile für verschieden angelegte Drücke am Magnetventil bestimmt werden.

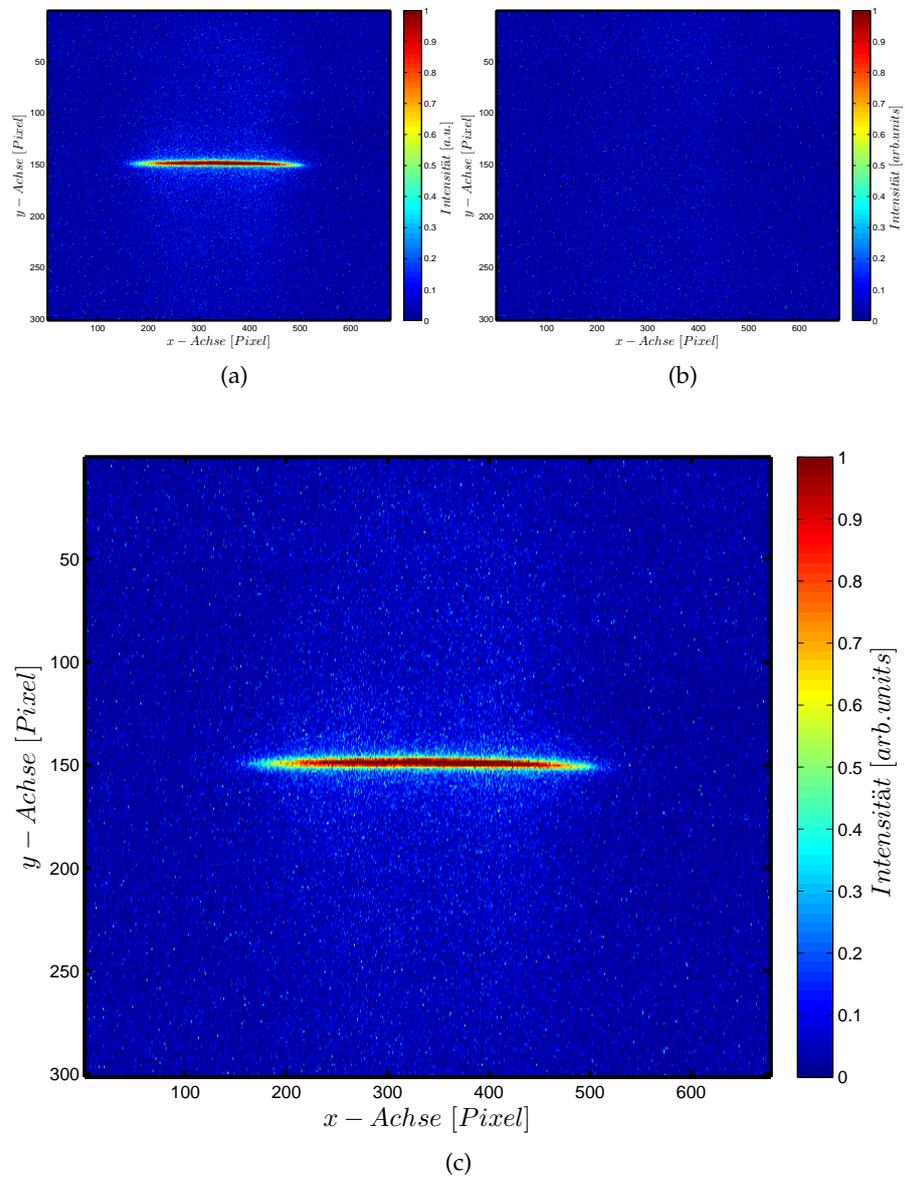


Abbildung 16: Um das Ramansignal für das Druck- und Intensitätsverhältnis zu bestimmen, wird von dem gemittelten Streubild (a) für einen bestimmten Druck das gemittelte Hintergrundbild (b) abgezogen. Abschließend wird auf dem hintergrundabgezogenen Bild (c) der Bereich „Region of Interest“ um das Ramansignal ausgewählt.

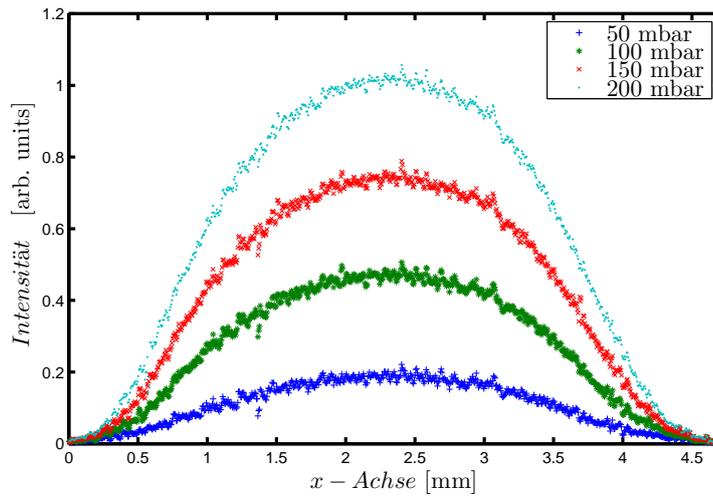


Abbildung 17: Die longitudinalen Intensitätsverteilungen für verschiedene Kammerdrücke.

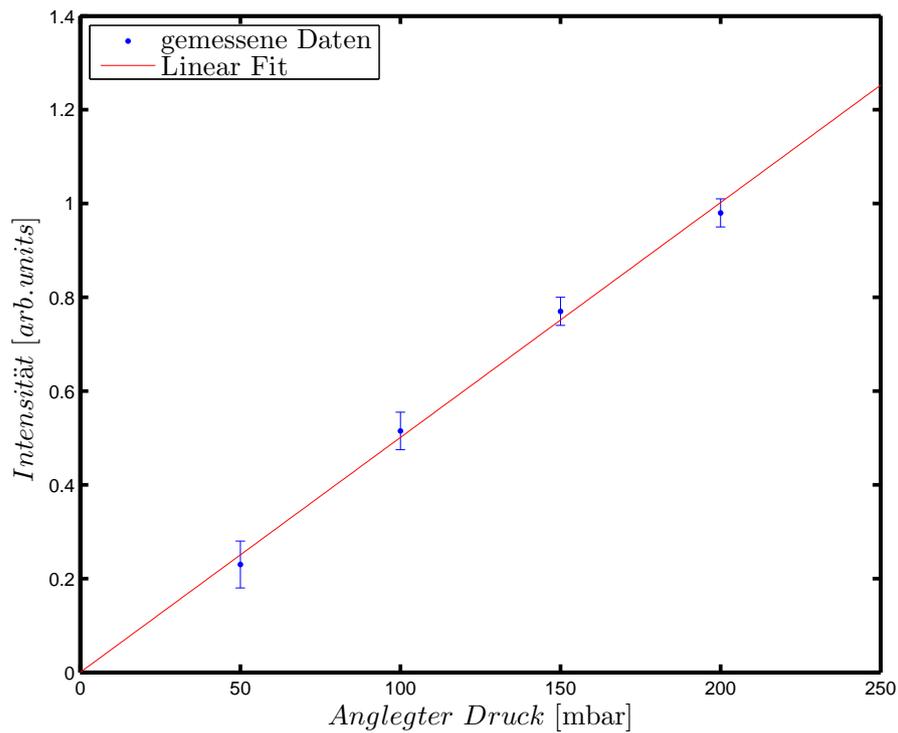


Abbildung 18: Die einzelnen Rohdaten geben für einen bestimmten Ort die Intensitätswerte für verschieden angelegte Kammerdrücke an. Die (rote) Linie zeigt den linearen Fit durch die Rohdaten. Die Steigung der Kurve gibt für diesen speziellen Ort das Druck- und Intensitätsverhältnis an.

6.4.2 Bestimmung der Abschwächung des Ramansignals

Um die Abschwächung des Ramansignals bei der longitudinalen Dichtemessung am Gasjet zu bestimmen, die durch das Ausgangsrohr von dem Magnetventil zustande kommt (siehe Abschnitt 6.3.2), werden die Daten aus den gefüllten Experimentierkammer Messungen mit und ohne Magnetventil verwendet.

Analog zur Datenauswertung der Kalibrationsmessung wird für jede Messreihe bei einem bestimmten Kammerdruck im Bereich „Region of Interest“ die longitudinalen Intensitätsverteilungen mit und ohne Magnetventil bestimmt (siehe Abb. 19).

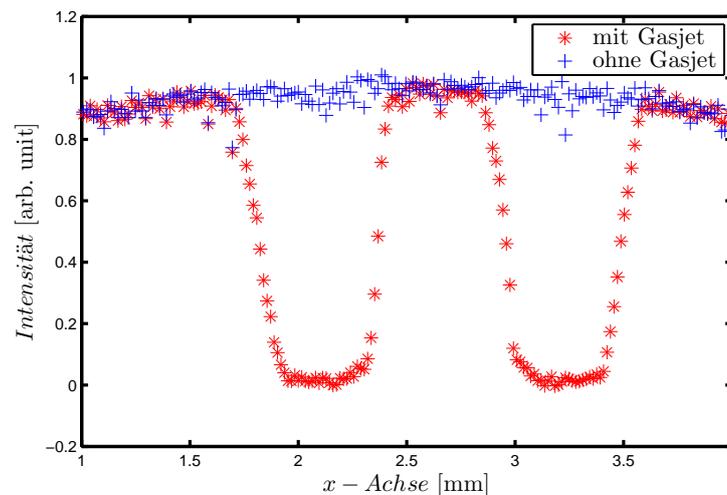


Abbildung 19: Die blauen Punkte (+) stellen die Intensitätsverteilung bei einem angelegten Kammerdruck von 200 mbar ohne das Gasjet dar. Die roten Punkte (*) zeigen die durch den Gasjet abgeschwächte Intensitätsverteilung unter denselben Randbedingungen.

Der direkte Vergleich dieser beiden longitudinalen Intensitätsverteilungen bei gleichem angelegten Druck führt auf die Abschwächung für jeden Ort im ausgewählten Bereich, wobei das Verhältnis der beiden Intensitätsverteilungen mit und ohne Magnetventil auf die Abschwächungsfaktoren für jeden Ort führt. Die Resultate sind in der Abbildung 20 dargestellt.

Diese Abschwächungsfaktoren werden benutzt, um die longitudinalen Intensitätsverteilungen aus dem Gasjet zu korrigieren, wobei die Korrektur nur in den Bereichen erfolgt, in dem das Ramansignal zu erwarten ist. In Bereichen wie dem Hauptaustritt des Magnetventils findet keine Korrektur statt, da hier aufgrund des schwachen Ramansignals im Verhältnis zum Korrektursignals die Daten verfälscht werden würden. Die Abschwächungsfaktoren in diesem Bereich werden gleich eins gesetzt.

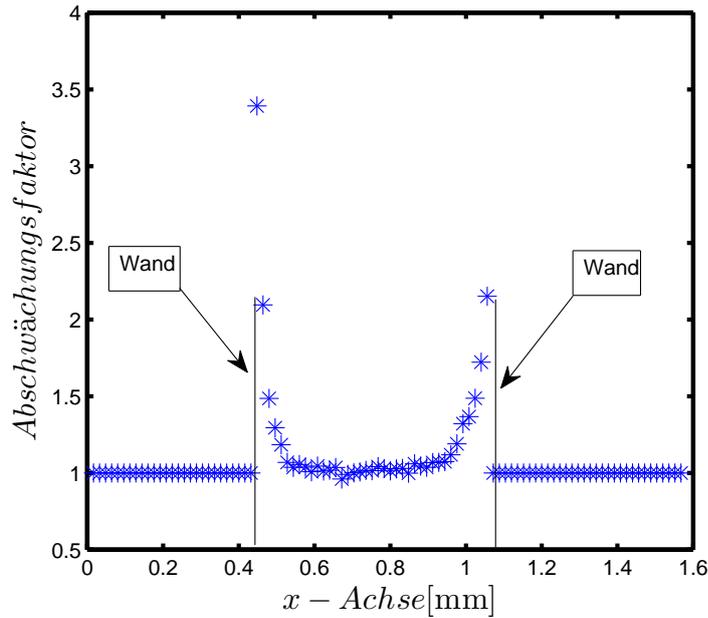


Abbildung 20: Das Verhältnis der beiden longitudinalen Intensitäten mit und ohne das Gasjet. Die von der Ramanmessung mit Gasjet gewonnene longitudinalen Intensitätsverteilungen müssen mit diesen Abschwächungsfaktoren skaliert werden.

6.4.3 Bestimmung der Targetposition

Zur Korrektur der Abschwächung der longitudinalen Intensitätsverteilungen im Bereich des Magnetventils ist die Bestimmung der exakten Position des Hauptaustritts vom Magnetventil notwendig. Dafür wird aus der Messung (6.3.4) ein Bild ausgesucht (siehe Abb. 21) und die Position des Hauptaustritts vom Magnetventil während der Ramanmessung bestimmt. Die kurze bzw. lange rote Linie zeigt die Innen- bzw. Außenbreite des Hauptaustritts des Magnetventils. Zwischen den grünen Linien wurden die Abschwächungsfaktoren gleich eins gesetzt (siehe Abb.20).

Anschließend werden mit Hilfe des USAF-Charts die Pixelwerte in den aufgenommen Bildern in einen Ort umgerechnet.

Für die Umrechnung wurde ein Programm geschrieben, das zunächst das untersuchte Bild mit dem USAF-Chart Muster lädt. Auf dem Bild wird ein scharfes Muster ausgesucht (siehe Abb. 22), dessen Gruppe und Nummer bekannt ist. Somit kann für das USAF-Chart Muster aus dem Datenblatt das „Linien pro Millimeter“-Verhältnis ausgesucht werden.

Aus dem Pixelabstand der Musterlinien und der Kenntnis der Linien pro Millimeter lässt sich eine Konversion Pixel pro Millimeter abgeleitet.

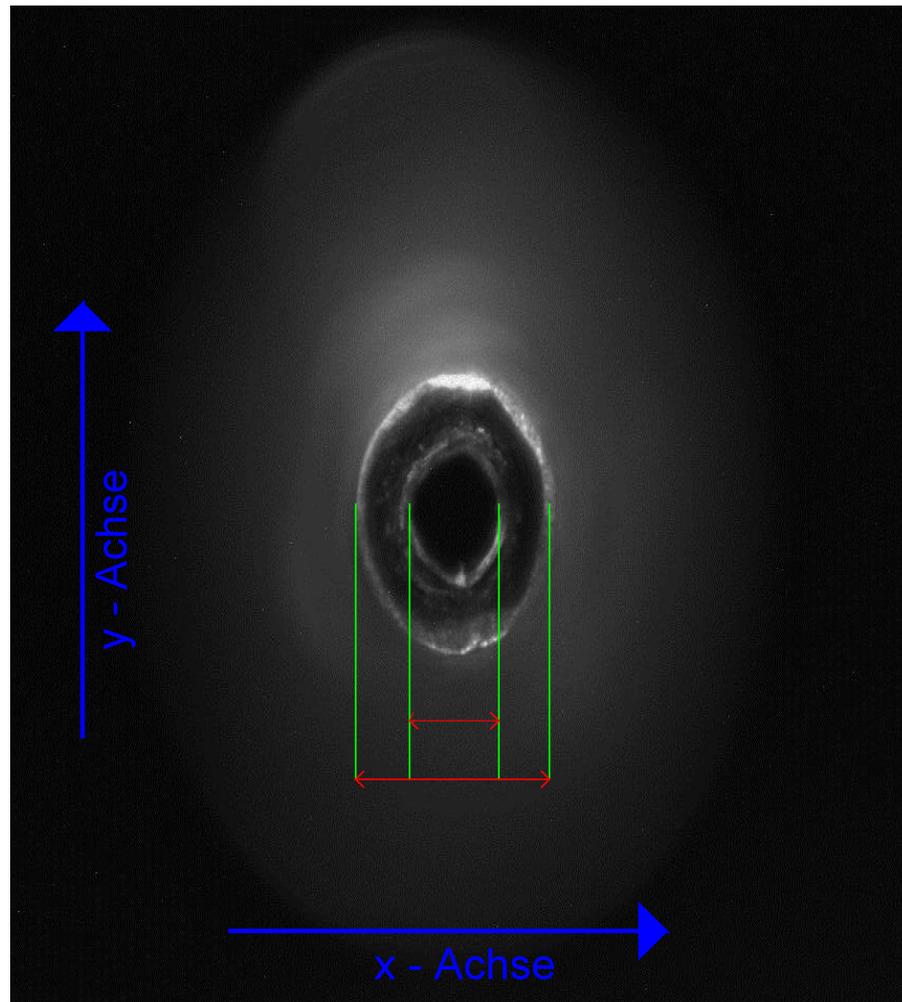


Abbildung 21: Der Hauptaustritt des Magnetventils ist in die Gegenstandsebene des Abbildungssystems gefahren. Anhand dieses Bildes wird die Position der Gasjets während der Messung bestimmt.

Aus dem Abstand der Musterlinien und dem „Linien pro Millimeter“ Verhältnis können die Pixel in den Abstand in Millimeter umgerechnet werden.

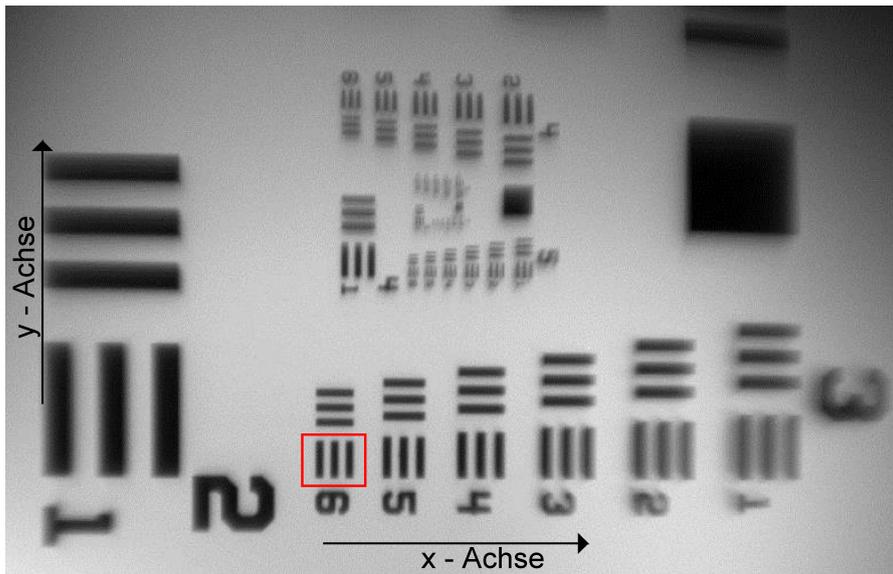


Abbildung 22: Anhand des USAF-Chart Musters (roter Kasten) wird eine Konversion Pixel pro Millimeter abgeleitet.

6.4.4 Bestimmung der Dichteprofile im Magnetventil

Bei der Auswertung der aufgenommenen Daten (in Abschnitt 6.3.3) werden zunächst im Bereich „Region of Interest“, analog wie in den vorherigen Abschnitten (6.4.2 und 6.4.1), die longitudinalen Intensitätsverteilungen für verschieden angelegte Drücke bestimmt. Diese sind in Abbildung (siehe Abb. 23) dargestellt.

Diese longitudinalen Intensitätswerte müssen aufgrund der Abschwächung des Ramansignals durch das Magnetventil (siehe Abschnitt 6.3.2) mit den Abschwächungsfaktoren skaliert werden.

Aus diesen skalierten longitudinalen Intensitätsverteilungen werden mit Hilfe der im Abschnitt 6.4.1 erhaltenen ortsabhängigen Druck- und Intensitätsverhältnisse die Druckverteilungen bestimmt.

Aus diesen Druckverteilungen kann einerseits das Verhältnis zwischen dem am Eingang des Magnetventils angelegten Druck und dem durchschnittlichen Druck im inneren des Ausgangsrohrs bestimmt werden, das in der Abbildung 24 dargestellt ist.

Andererseits können die longitudinalen Dichteprofile am Gasjet für verschiedene Drücke am Eingang des Magnetventils bestimmt werden (siehe Abb. 25).

Die durchschnittlichen Druckwerte werden anhand der von der longitudinalen Intensitätsverteilungen bestimmten Druckverteilung ermittelt.

Die Kenntnis der Relation des am Eingang angelegtem und dem am Ausgang gemessenen durchschnittlichen Druckes ermöglicht es den Druck im Ausgangsrohr des Ventils während der Messungen gezielt zu ändern. Darüber hinaus werden diese ermittelte Werte ver-

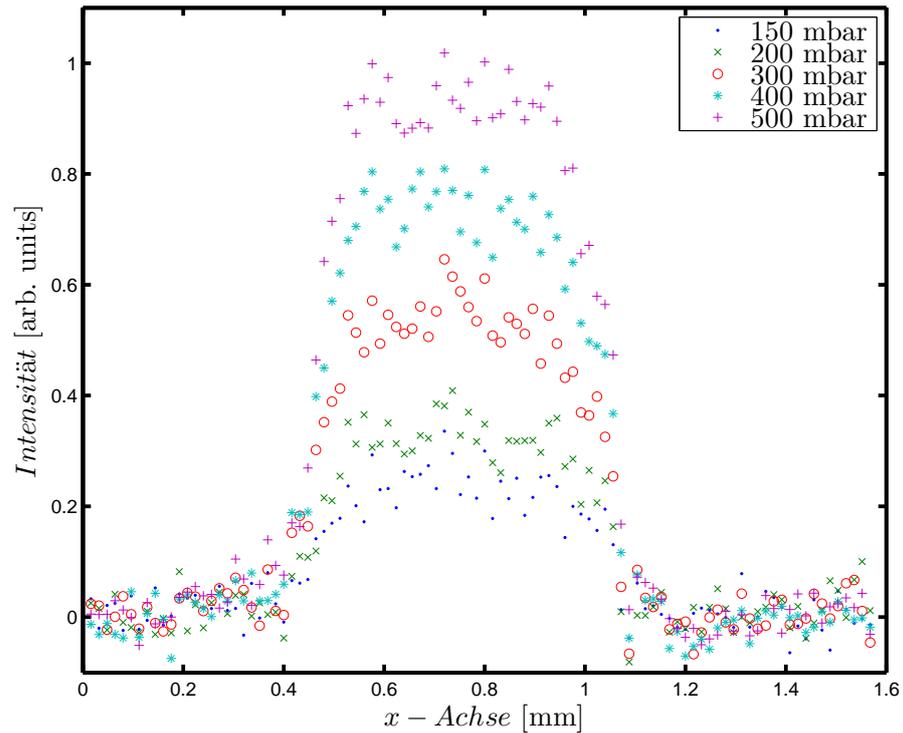


Abbildung 23: Die longitudinalen Intensitätsverteilungen, die aus dem Inneren vom Ausgangsrohr des Magnetventils gemessen Raman-signale bestimmt sind.

wendet, um die theoretische Erwartungswerte für die Phasenverschiebung bei der longitudinalen Interferometrie (im Kapitel 7) abzuschätzen.

Für die Bestimmung der longitudinalen Dichteprofile am Gasjet (siehe Abb. 25) wurde das Druck-Dichteverhältnis aus der idealen Gasgleichung mit der Annahme, dass die Temperatur des Gases der Raumtemperatur entspricht, verwendet. Damit erhält man die in Abbildung 25 gezeigten Resultate der Ramanmessung im Magnetventil.

Um den Trend der longitudinalen Dichteverteilung besser zu nachvollziehen zu können, wurden die bestimmten Dichtewerte mittels des gleitenden Mittelwerts über fünf Pixelwerte geglättet. Diese Vorgehensweise kann damit gerechtfertigt werden, dass über kleinen Bereich von fünf Pixeln näherungsweise ein gleich großes Signal erwartet wird (siehe Abb. 19).

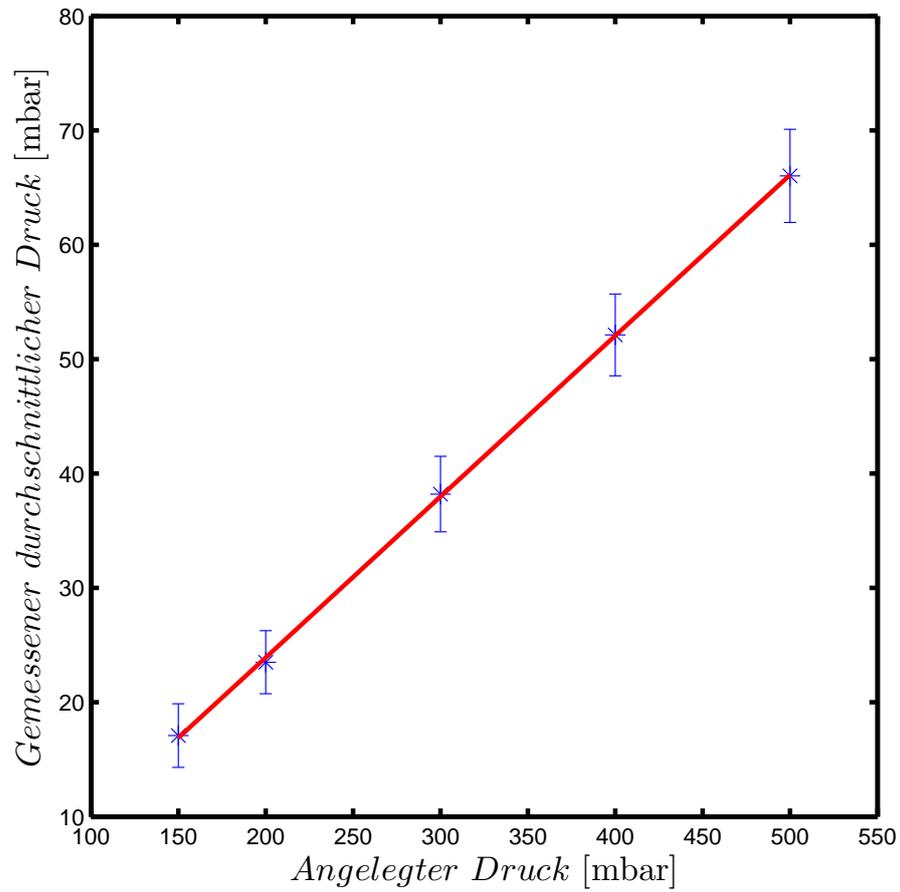


Abbildung 24: Diese Kurve zeigt die Relation zwischen dem am Eingang des Magnetventils angelegten Druck und dem gemessenen durchschnittlichen Druck im inneren Ausgangsrohr.

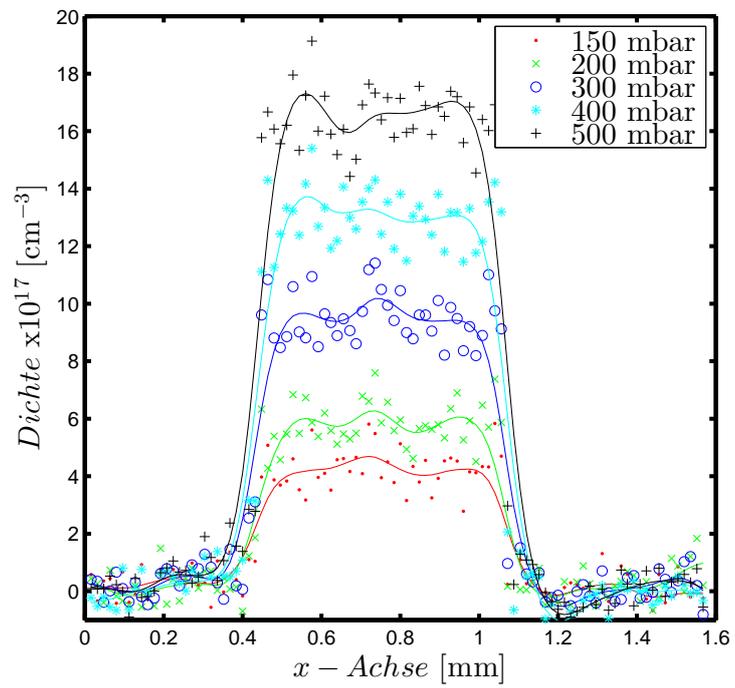


Abbildung 25: Die ortsaufgelösten longitudinalen Dichteprofile im Innenren des Ausgangsrohrs vom Magnetventils.

6.5 DICHEMESSUNG MIT RAMANSTREUUNG IM TESTTARGET

Mit der Versuchsanordnung, schematisch dargestellt in [Abbildung 26](#), wird der Einfluss des Dichteplateaus in der Gaszelle auf das Dichteprofil im Magnetventil untersucht.

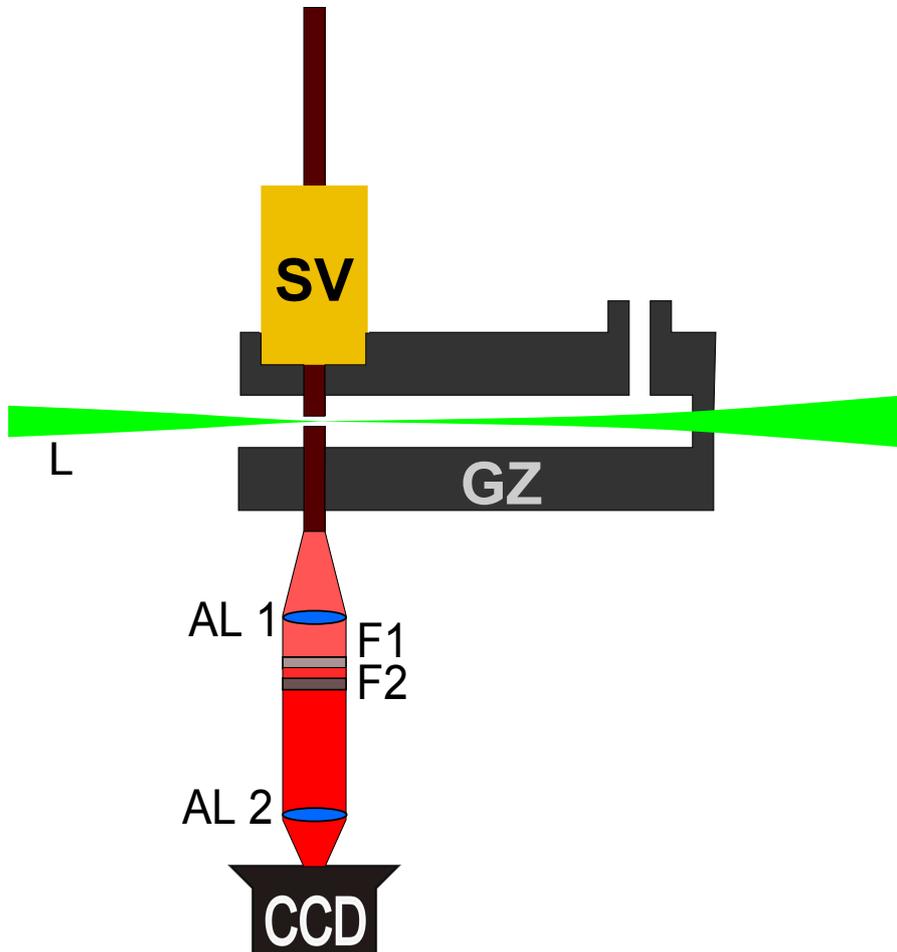


Abbildung 26: Der Laserstrahl (L) wird durch das Testtarget geführt, das aus einem Magnetventil (SV) und einer Gaszelle (GZ) besteht. Das an den Wasserstoffmolekülen gestreute Ramanlicht wird mittels eines Abbildungssystems (AL_{1,2}, F_{1,2}) auf die Kamera (CCD) abgebildet.

Am Eingang der Gaszelle ist eine Vorrichtung zur Halterung des Magnetventils aufgebaut. Am Ausgang der Gaszelle befindet sich eine Öffnung des gleichen Durchmessers wie der des seitlichen Austrittes des Magnetventils (0.3 mm). Durch die beiden Öffnungen wird der Laserstrahl geführt. Das Magnetventil und die Gaszelle werden über unterschiedlichen Gasanschlüssen versorgt, sodass der Druck unabhängig voneinander variiert werden kann.

Der Versuchsaufbau für diese Messung entspricht dem vorherigen Versuchsaufbau, wobei auf dem Hexapod statt des Magnetventils das

Testtarget aufgebaut ist und die vorherige Kamera⁷ aufgrund eines Defektes durch eine andere Kamera⁸ ersetzt worden ist.

Nachdem der Laserstrahl durch das Testtarget justiert und der Fokus des Abbildungssystems auf die Strahlebene ausgerichtet ist, verläuft die Messung identisch wie in der vorherigen Dichtemessung im Magnetventil in Abschnitt 6.2.

Zunächst wird eine Kalibrationsmessung durchgeführt, um das Druck- und Intensitätsverhältnis zu bestimmen.

Anschließend wird die Abschwächung des Signals durch das Testtarget ermittelt, die in der Abbildung 27 zu sehen ist.

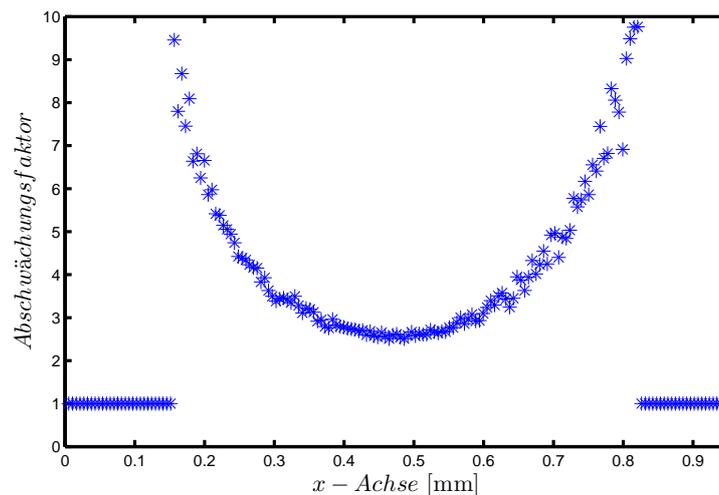


Abbildung 27: Die orts aufgelöste Abschwächungsfaktorenverteilung, die durch das Testtarget zustande kommt.

Der Vergleich der beiden Messreihen (siehe Abbildungen 19 und 27) zeigt, dass die Abschwächung des Ramansignal in dieser Messung stärker ist.

Eine Ursache ist die Justage des Laserstrahls. In derzeitiger Versuchsanordnung ist das Target etwas über der dreißigfachen Länge als die von der ersten Versuchsanordnung. Aufgrund der Aufweitung des Laserstrahls wurde ein Teil des Strahls am seitlichen Austritt des Magnetventils abgeschnitten. Aus diesem Grund besitzt der Laser eine geringere Intensität in dem Wechselwirkungsbereich im Ausgangsrohr des Magnetventils, der mit der Kamera abgebildet wird. Aufgrund des linearen Zusammenhanges zwischen dem Ramansignal und der Laserintensität (siehe Gleichung (4.1)) wird der Laserstrahl insgesamt weniger an Wasserstoffmolekülen gestreut, was zu einer stärkeren Abschwächung des Ramansignals bei dieser Messung führt.

⁷ piA 1900 35gm

⁸ acA 1300 30gm

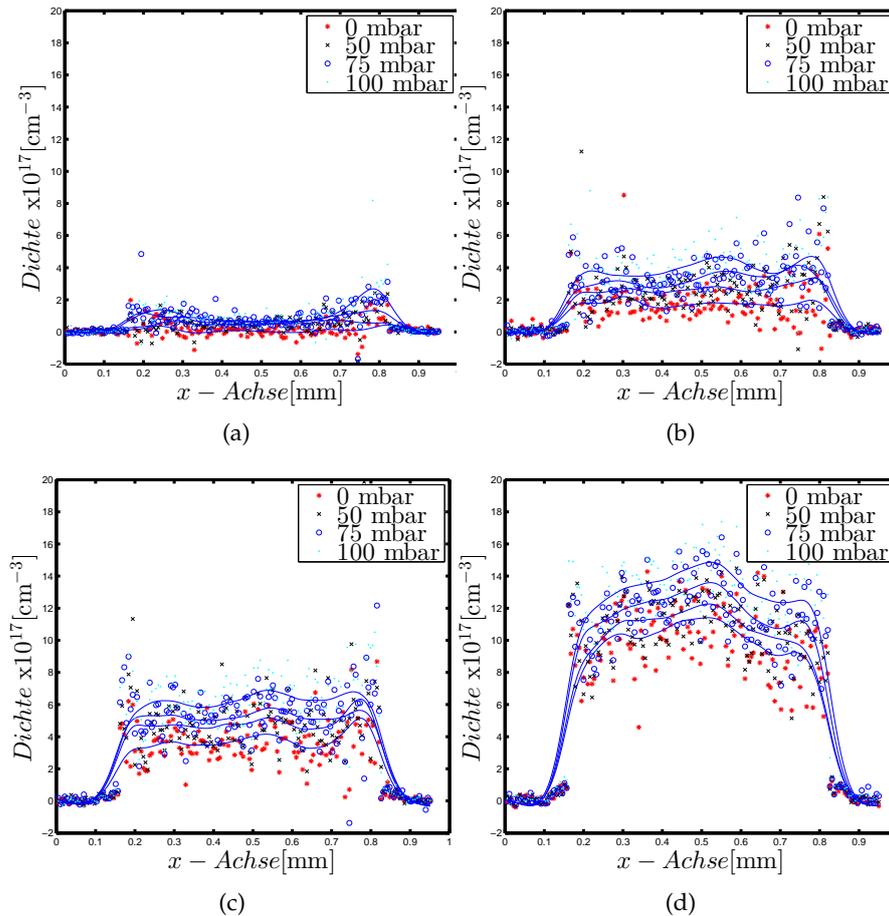


Abbildung 28: Bei der Dichtemessung im Testtarget werden verschiedene Drücke: (a) ohne Gas, (b) 100 mbar, (c) 200 mbar, (d) 500 mbar am Eingang des Magnetventils angelegt und für jeden angelegten Druck jeweils vier verschneide Drücke (siehe Legende) in der Gaszelle angelegt.

Nachdem das Druck- und Intensitätsverhältnis und die Abschwächung des Ramansignal bestimmt ist, kann der Einfluss der Gaszelle auf das Dichteprofil im Magnetventil bestimmt werden. Dafür werden am Eingang des Magnetventils die Drücke von 0, 100, 200 und 500 mbar angelegt und für den jeweilig angelegten Druck werden in der Gaszelle nacheinander Drücke von 0, 50, 75 und 100 mbar angelegt und die Messungen durchgeführt.

Die auf diese Weise gemessenen Daten werden mit demselben Auswertungsprogramm wie in der vorherigen Dichtemessung im Magnetventil ausgewertet. Die Resultate dieser Messung in der Abbildung 28 dargestellt.

Der Einfluss der Gaszelle auf das Druckprofil kann aus einem Vergleich der beiden Dichtemessungen in Abschnitten (25 und 28) abgeleitet werden.

Der Vergleich gestattet sich schwierig, da die Messungen qualitativ wie quantitativ stark voneinander abweichen.

Obwohl zu erwarten wäre, dass die Ergebnisse dieser Versuchsanordnung ohne Gas in der Gaszelle bei gleichem angelegten Druck am Magnetventil innerhalb der Fehlergrenzen gleich mit den von der ersten Versuchsanordnung wären. Dabei ist aber festzustellen, dass die Werte vom Testtarget ohne Gas in der Gaszelle ca. um den Faktor ein halb geringer sind als die vom Magnetventil (siehe Abb. 25).

Eine Vermutung für die quantitative Abweichung der Werte ist, dass das Ventil im Laufe der Messung möglicherweise durch den Laser erhitzt wurde und somit die Ventileigenschaften sich verändert haben. Möglicherweise ist der effektive Druck im Ausgangsrohr des Magnetventils bei demselben angelegten Druck am Eingang geringer verglichen mit der ersten Versuchsanordnung.

Das starke Rauschen in den Dichteprofilen kann auf die Kameraeigenschaften der zweiten Kamera zurückgeführt werden. Da die Pixelgröße ($3,75 \mu\text{m} \times 3,75 \mu\text{m}$) der zweiten Kamera kleiner als die von der ersten Kamera ($7,4 \mu\text{m} \times 7,4 \mu\text{m}$) ist, d.h. bei gleicher Intensität und Sensitivität pro Pixel ist das Signal geringer. Zusätzlich sind nun unter den gleichen Messbedingungen einerseits die Laserintensität im Target schwächer (siehe in Abschnitt 6.4.2), da der Laserstrahl am Eingang des Testtargets abgeschnitten war. Andererseits entströmt aufgrund der Änderung der Ventileigenschaften effektiv weniger Gas aus dem Magnetventil. Beide Effekte führen zu weniger Signal pro Pixel.

Trotzdem kann der Einfluss der Gaszelle auf das Dichteprofile in den ersten beiden Abbildungen 28(a) und (b) bei relativ hohen Drücken 75 mbar und 100 mbar in der Gaszelle qualitativ erkannt werden. Die Dichte steigt in die Richtung des Randes der Gaszelle an. In der letzten Abbildung 28(d) ist der Einfluss der Gaszelle kaum zu erkennen. Berücksichtigt man, dass während des geplanten Experiments E-215 in der Gaszelle ein viel geringerer Druck angelegt werden soll, so wird der Einfluss der Gaszelle auf das Dichteprofil im Magnetventil minimal bleiben.

LONGITUDINALE INTERFEROMETRIEMESSUNGEN

Für die Charakterisierung des Gastargets wurde neben der Ramanmessung eine weitere Methode, die longitudinale Interferometrie, verwendet.

In diesem Kapitel wird zunächst erläutert, wie diese Messung durchgeführt und die gemessenen Daten ausgewertet werden.

7.1 VERSUCHSAUFBAU

Die longitudinale Interferometriemessung (LI-Messung) findet in derselben Experimentierkammer, wie die vorherigen Ramanmessungen statt und verwendet denselben Dauerstrichlaser. Daher ähnelt der Versuchsaufbau dem der Ramanmessung. Der Laserstrahl wird in die Kammer geleitet, in der das Interferometer zwischen die beiden Flanschen aufgebaut ist. In dem Interferometer wird der Laserstrahl in Referenz- und Messstrahlen aufgeteilt, die auf der Kamera überlagert werden (siehe Abb. 29).

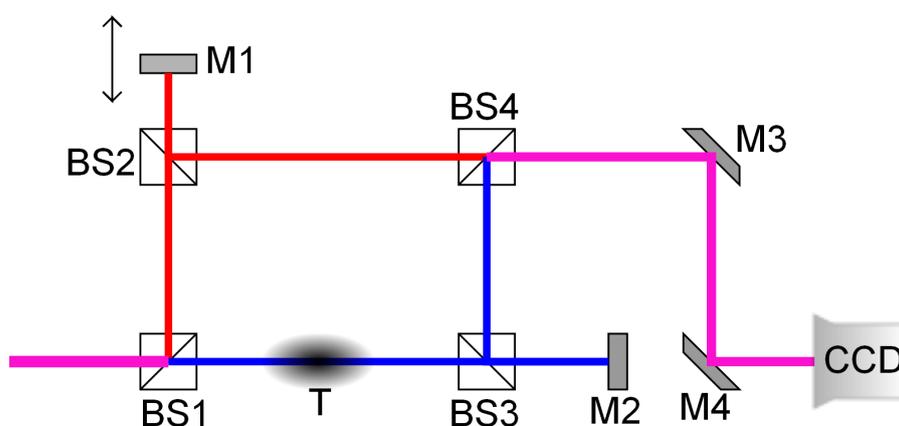


Abbildung 29: Die schematische Darstellung der longitudinalen Interferometriemessung.

Im Interferometer trifft der Laserstrahl auf den ersten Strahlteiler (BS₁) und wird in Referenz- und Messstrahl aufgespalten. Der reflektierte bzw. transmittierte Anteil wird als der Referenz- bzw. der Messstrahl bezeichnet. Der Referenzstrahl transmittiert durch den zweiten Strahlteiler (BS₂) und trifft einen Spiegel (M₁), der auf einem Verschiebetisch befestigt ist. Im Falle eines gepulsten Lasers kann durch die Verschiebung des Spiegels die optische Weglänge des Referenzstrahls variiert werden, um den zeitlichen Überlapp des Referenz- und Mess-

pulses zu gewährleisten.

Der vom Spiegel zurückreflektierte Referenzstrahl wird von dem Strahlteiler (BS2) auf den Strahlteiler (BS4) reflektiert und zum Überlapp mit dem Messstrahl gebracht.

Der Messstrahl durchläuft einen identischen Strahlweg wie der Referenzstrahl mit dem Unterschied, dass der Spiegel (M2) fest ist. Die beiden überlappenden Strahlen werden zur Detektion auf die Kamera (CCD) geführt.

Das untersuchte Target ist wie bei der Ramanmessung auf dem Hexapod befestigt und kann damit auf den Messstrahl ausgerichtet werden.

7.2 VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

Für diese Messung sind im Gegensatz zur Raman Messung geringe Laserleistungen erforderlich, wie bei der Ramanmessung, daher findet diese Messung bei niedriger Laserleistung statt.

Die Justage der Messung geschieht in zwei Schritten:

- zuerst erfolgt die Vorjustage unter Atmosphärendruck
- anschließend wird in der evakuierten Kammer die Nachjustage durchgeführt.

Um den Interferenzeffekt zu beobachten ist es erforderlich, dass die Strahlen sowohl räumlich als auch zeitlich innerhalb der Kohärenzlänge des Lasers überlagert werden (siehe im Kapitel 4.2).

Da für die Messung ein Dauerstrichlaser mit einer schmalen spektralen Breite verwendet wird, ist der zeitliche Überlapp der Interferenzanordnung gewährleistet. Daher kann der erste Spiegel (M1) als fester Spiegel betrachtet werden.

Bei der Überlagerung der beiden Laserstrahlen auf der Kamera bildet sich ein Interferenzmuster aus.

Da die Messungen unter geringen Gasdrücken stattfinden, ist es erforderlich die Periodenlänge der Streifen groß zu halten, um eine bessere räumliche Auflösung der Kamera zu erhalten. Während der Messung wurde auf der Kamera drei Interferenzstreifen abgebildet. Die Anzahl der Streifen und somit ihre Periodenlänge kann mit der Änderung des Überlappwinkels zwischen den beiden Strahlen variiert werden (siehe Abschnitt 4.2).

Wenn der Überlapp der beiden Strahlen gefunden worden ist, wird das Target mit Hilfe des Hexapods zum Referenzstrahl ausgerichtet. Nachdem der Messstrahl auf dem Target justiert wurde, hat er hinter dem Target eine viel geringere Laserintensität als der Referenzstrahl, wodurch der Kontrast der Streifen verschlechtert wird. (siehe Abschnitt 7). Um den Kontrast der Streifen zu erhöhen, wird der Referenzstrahl mit Hilfe eines Neutraldichtefilters (ND-Filters) gedimmt

Spektrale Breite
 $< 5 \text{ MHz}$ somit
Kohärenzlänge
 $> 60 \text{ m}$

und so auf dieselbe Intensität gebracht. Schließlich wird die Experimentierkammer evakuiert und die dadurch geringfügige Änderung der Targetposition nachjustiert.

Wenn die Justage abgeschlossen ist, kann die LI-Messung gestartet werden. Bei dieser Methode wird zuerst ohne Gas eine Referenzmessung und anschließend mit Gas eine Probemessung durchgeführt. Durch den Vergleich der beiden Messungen wird aus dem Interferenzmuster die Phasenverschiebung bestimmt, die dadurch zustande kommt, dass der Messstrahl im Target einen anderen Brechungsindex erfährt. Aus dieser Phasenverschiebung wird die sichtlinienintegrierte Dichte im Target bestimmt.

Da die Messung unter niedrigen Gasdrücken in recht kleinen Targets stattfindet, wird auch ein geringer messbarer Effekt erwartet (siehe Gleichung (4.18)). Die Messwerte der LI-Messung werden durch kleine Störungen beeinflusst werden. Die besondere Herausforderung ist es dabei, das Rauschen so weit wie möglich zu minimieren.

Deshalb ist es erforderlich, den zeitlichen Abstand zwischen der Referenzmessung und der Probemessung zu minimieren. Um diesen zeitlichen Abstand zu bestimmen, wird eine Messung durchgeführt, bei der für verschieden angelegte Drücke die zeitlichen Abstände zwischen Referenz- und Probemessung abgetastet werden.

Nachdem der zeitliche Abstand bestimmt worden ist, wird die Messung über ein vollautomatisiertes Datenaufnahmeprogramm gestartet. In dem Programm werden die folgenden Messeinstellungen festgelegt:

- die Drücke, die am Eingang des Magnetventils angelegt werden sollen
- die Anzahl der Messungen, die pro angelegtem Druck wiederholt werden sollen
- die zeitliche Verzögerung zwischen Referenzmessung und Probemessung mit Gas
- die Kameraeinstellungen (Belichtungszeit, Trigger-Modus, usw.).

Wenn die Messung gestartet wird, wird zunächst überprüft, ob vor der Probemessung der Solldruck erreicht und stabil ist und ob der Kammerdruck weniger als 10^{-4} mbar beträgt. Falls die beiden Bedingungen erfüllt sind, wird der Reihe nach eine Referenzmessung und eine Probemessung durchgeführt. Der Vorgang wird wiederholt bis die vordefinierte Anzahl von Messungen erreicht ist.

7.3 BESTIMMUNG DER SICHTLINIENINTEGRIERTEN DICHTEN AM GASJET

Die Ramanmessung wurde verwendet, um das orts aufgelöste Dichteprofil entlang der Laser-Propagationsrichtung durch den seitlichen Austritt des Magnetventils zu bestimmen. Mit dieser Methode werden aus dem Bereich, in dem sich der Ausgangsrohr des Magnetventils befindet, keine Ramansignale empfangen (siehe Abb. 25). Um Informationen aus diesem Bereich zu gewinnen, wird eine longitudinale Interferometriemessung durch den Gasjet durchgeführt.

Zunächst wird eine Messung durchgeführt, um den zeitlichen Abstand zwischen den Referenz- und Probemessung, sowie die Öffnungsdauer des Gasjets zu bestimmen. Ausgehend von den Resultaten dieser Messung werden die folgenden zeitlichen Verzögerungen in dem Puls-/Verzögerungsgenerator für die Messung eingestellt (siehe Abb. 31).

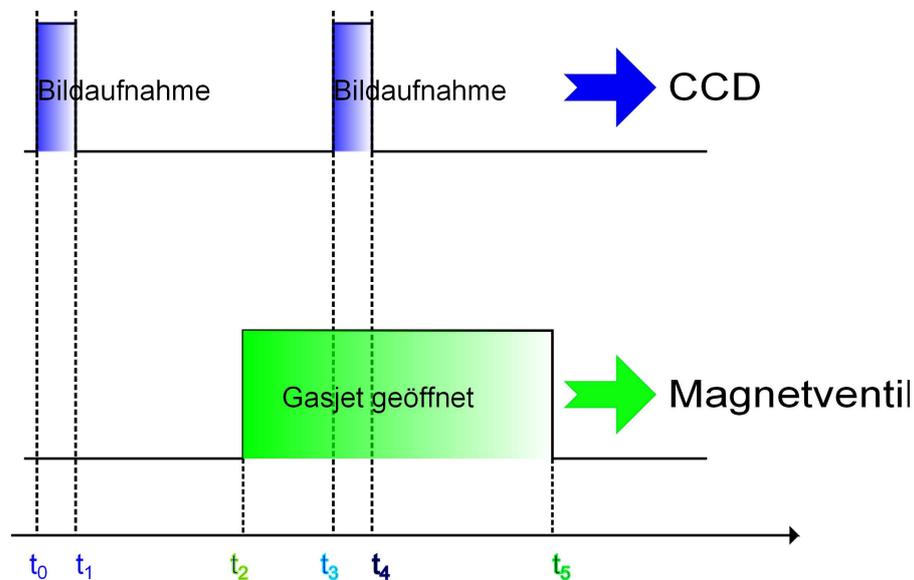


Abbildung 30: Für die Interferometriemessung durch das Magnetventil sind die zeitlichen Abstände so festgelegt: $t_0 = 0$ ms, $t_1 = 10$ ms, $t_2 = 100$ ms, $t_3 = 700$ ms, $t_4 = 710$ ms und $t_5 = 900$ ms.

Damit die Messdaten, mit denen aus der Ramanmessung verglichen werden können, sind über das Datenaufnahmeprogramm dieselben Drücke (100, 200, 300, 400, 500, 600 mbar) wie in der RS-Messung am Eingang des Magnetventils angelegt.

Wenn die Randbedingungen für die Messung erfüllt sind (siehe im Abschnitt 7.2), sendet der Puls-/Verzögerungsgenerator ein Triggersignal an die Kamera für die Referenzmessung, welche dann mit einer Belichtungszeit von 10 ms ein Referenzbild aufnimmt. 100 ms später nach dem ersten Triggersignal wird ein weiteres Signal an den

Gasjet gesendet, welcher dann 800 ms geöffnet wird. Anschließend, 600 ms nachdem das Magnetventil geöffnet worden ist, wird das letzte Triggersignal gesendet. Die Kamera nimmt ein weiteres Bild mit der gleichen Belichtungszeit auf.

7.3.1 Auswertung der Daten

Um das sichtlinienintegrierte Dichteprofil entlang der Laser-Propagationsrichtung durch den seitlichen Austritt des Magnetventils zu bestimmen, muss die Phasenverschiebung, die durch den Gasjet zustande kommt, ermittelt werden.

Hierfür wird im Interferogramm der Proben- und Referenzmessung einen Bereich gewählt, in dem die Intensitäten entlang der Streifen aufsummiert werden. Die so erhaltenen Intensitätsverteilungen bei einem Druck von 600 mbar sind in Abbildung 31 dargestellt.

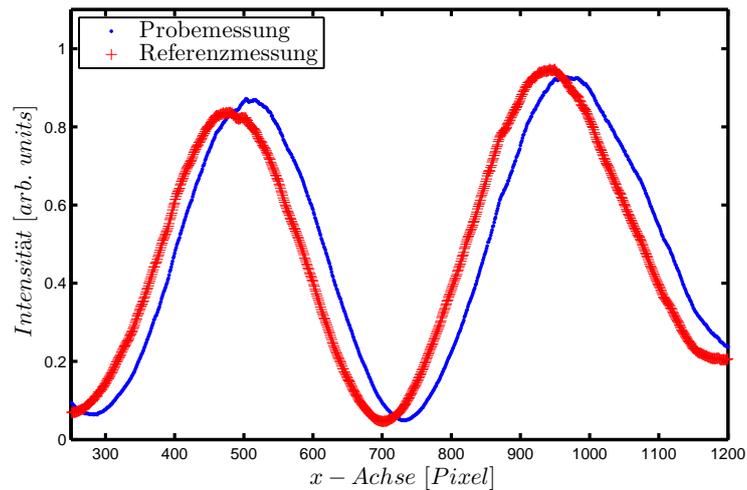


Abbildung 31: Die aus den Interferogramms der Probe- und der Referenzmessung erhaltenen Intensitätsverteilungen bei einem Druck von 600 mbar.

*csaps: cubic
smoothing spline*

Die Intensitätswerte werden mit einer Glättungsfunktion in Matlab geglättet. Um beim Vergleich der Messergebnisse die Schwankungen, die durch die Intensitätsvariation zustande kommen können, minimal zu halten. Die festgelegten Glättungsparameter sind hierbei für alle Ausgewerteten Messungen identisch.

Mit Hilfe der geglätteten Intensitätsverteilung der Referenzmessung wird aus den zwei aufeinanderfolgenden Maxima die Periodenlänge der Interferenzstreifen bestimmt. Anschließend wird aus der Verschiebung des Maximums der geglätteten Intensitätsverteilung der Probenmessung relativ zu dem der Referenzmessung die Phasenverschiebung bestimmt, die durch den Gasjet zustande kommt.

Mit dieser Methode wird die Phasenverschiebung für jede Messreihe bestimmt. Aus diesen Werten werden anschließend die durchschnittlichen Phasenverschiebungen und die Standardabweichungen für die jeweiligen angelegten Drücke berechnet, welche in der Abbildung 32 zu sehen sind.

Die Phasenverschiebung ist wegen der Periodizität der Interferenzstreifen nur bis auf Vielfache von 2π bestimmbar. Deshalb wurde

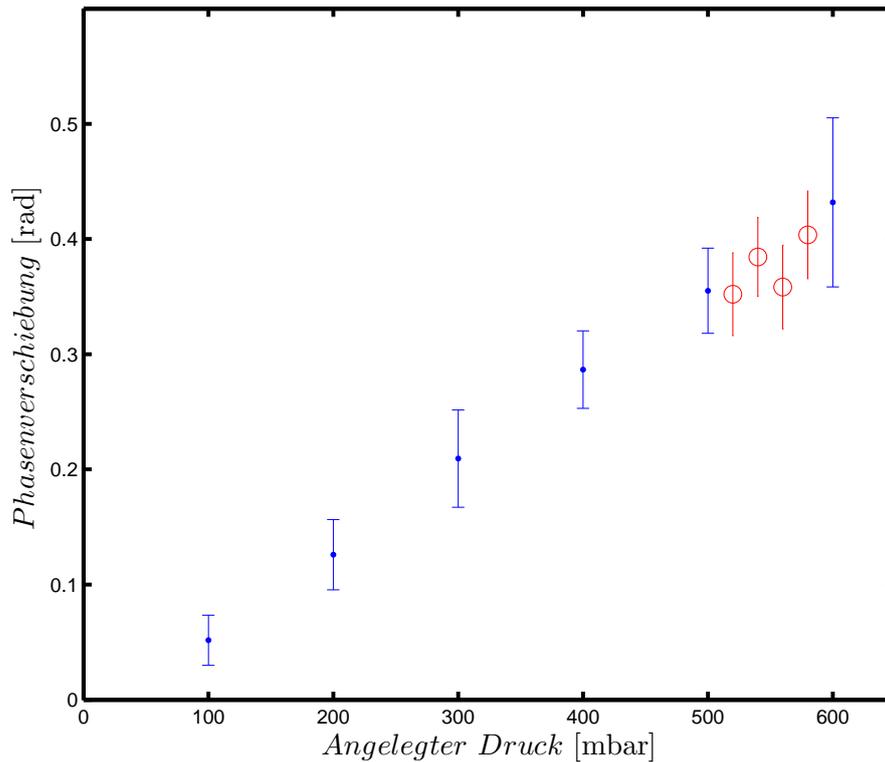


Abbildung 32: Die Resultate der longitudinalen Interferometrie: Phasenverschiebung, die bei verschiedenen angelegten Druck am Magnetventil zustande kommt. Die Messpunkte zwischen 500 und 600 mbar deuten auf ein nicht vorhandener Phasensprung von 2π bei einer Druckdifferenz in diesem Druckbereich.

eine zusätzliche Messung durchgeführt, um zu überprüfen, ob die Phasenverschiebung innerhalb von 100 mbar Druckunterschied einen Phasensprung macht.

Für diese zusätzliche Messung werden am Eingang des Magnetventils die Drücke 520, 540, 560 und 580 mbar angelegt. Die Ergebnisse dieser Messung (o) sind rot in Abbildung 32 dargestellt. Wie in Abbildung 32 zu erkennen ist, liegen die gemessenen Phasenverschiebungen zwischen den beiden Verschiebungen der Messungen im Bereich zwischen 500 und 600 mbar. Es tritt also kein Phasensprung auf.

Anhand der gemessenen Daten wird der aus der Theorie zu erwartende lineare Zusammenhang zwischen der Phasenverschiebung und dem angelegtem Druck bestätigt.

Ausgehend von diesen gemessenen absoluten Phasenverschiebungen werden mit Hilfe der Gleichung (4.18) die sichtlinienintegrierten Dichten entlang der Laser-Propagationsrichtung ermittelt, die in der Tabelle 33 aufgelistet sind. Diese sichtlinienintegrierten Dichten für verschiedene angelegte Drücke können mit den longitudinalen Dichteprofilen aus den Ramanmessungen am Gasjet verglichen werden. Um die sichtlinienintegrierten Dichten zu erhalten, werden die longi-

tudinalen Dichteprofile aus der Ramanmessung über die Länge des Hauptaustritts des Magnetventils integriert. Die Resultate sind in der Tabelle 33 aufgelistet.

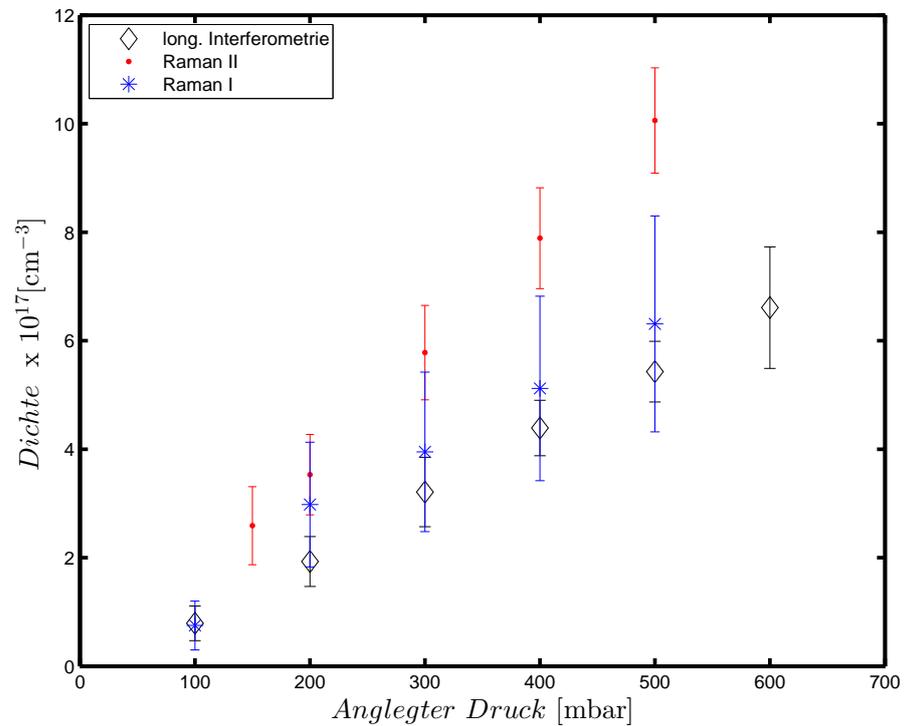


Abbildung 33: Die sichtlinienintegrierten Dichtewerte entlang der Laser-Propagationsrichtung am Magnetventil aus longitudinaler Interferometrie(schwarz), erster Raman- (blau) und zweiter Ramanmessung (rot).

Die Werte in der zweiten bzw. dritten Zeile der Tabelle 33 sind aus der ersten bzw. zweiten Ramanmessung, welche mit unterschiedlichen Kameras erfasst wurden. Die longitudinale Interferometriemessung fand nach der zweiten Ramanmessung statt. Ein Vergleich der zweiten Ramanmessung mit der LI-Messung zeigt, dass sich beide Ergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen befinden. Dadurch wird die Vermutung bekräftigt, dass unter den Bedingungen der ersten Ramanmessung hier am Ausgang des Ventils geringer Druck herrscht (d.h. aus dem Ventil weniger Gas fließt).

Normalerweise ist es zu erwarten, dass die sichtlinienintegrierten Dichtewerte von der Ramanmessungen kleiner als die von der Interferometrie sind. Denn die Phasenverschiebung die Phasenverschiebung bei der LI-Messung wird durch die in Ausbreitungsrichtung des Lasers befindlichen Moleküle hervorgerufen.

Die Wechselwirkung des Lasers mit den Molekülen bei der Ramanmessung findet ebenfalls in Ausbreitungsrichtung statt, dennoch wird ein Teil des Ramansignals durch das Ausgangsrohr des Magnetventil des Magnetventils geblockt (siehe in Abschnitt 6.3.2).

7.4 BESTIMMUNG DER SICHTLINIENINTEGRIERTEN DICHTEN IN DER GASZELLE

Neben der sichtlinienintegrierten Dichtemessung am Gasjet wurde eine weitere Messung mit der Gaszelle durchgeführt, die in der Abbildung 34 dargestellt ist.

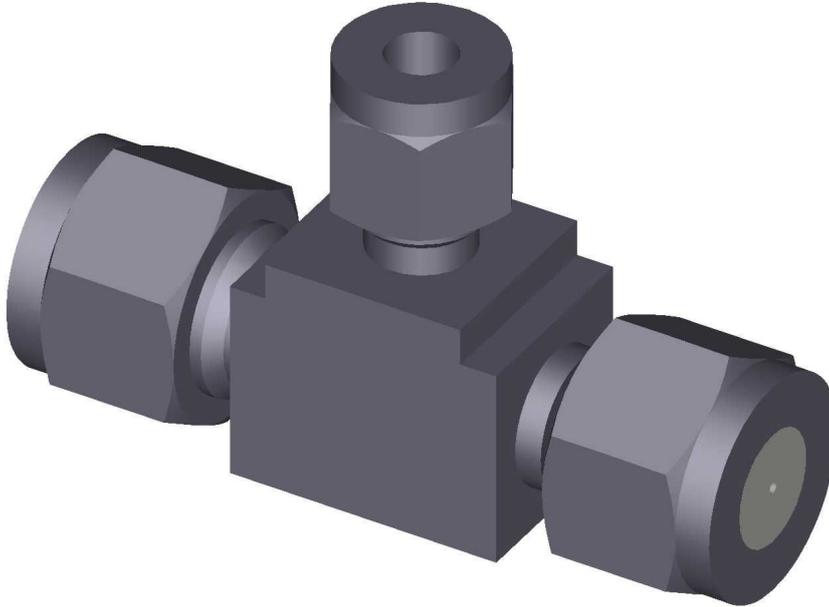


Abbildung 34: Für die longitudinale Interferometriemessung wird der Messstahl durch die seitliche Öffnung der Gaszelle geführt, die durch den Gasanschluss versorgt wird.

Die Gaszelle hat folgende Eigenschaften: die Länge 5.2 cm, Innendurchmesser 0.8 mm und Durchmesser der seitlichen Öffnungen 0.3 mm.

Die Auswertung der aufgenommenen Daten verläuft wie bei der vorherigen Messung in Abschnitt 7.3.1. Die Resultate der Messung für verschiedene angelegte Drücke sind in der Abbildung 35 dargestellt.

Es werden Messungen mit einem Druck in der Gaszelle von 100, 120, 140 und 160 mbar durchgeführt.

Wie aus den gemessenen Messwerten (*) zu entnehmen ist, nimmt die Phasenverschiebung mit zunehmendem Druck von 100 bis 140 mbar zu. Ab einem Druck von 160 mbar nimmt die Phasenverschiebung wieder ab. An dieser Stelle tritt ein Phasensprung von 2π auf, welcher zur gemessenen Phasenverschiebung addiert werden muss. Dadurch wird die stetig relative Phasenverteilung erhalten.

Der geringste Druck, der bei dieser Messung angelegt wurde, lag bei 100 mbar. Aufgrund des linearen Zusammenhanges zwischen Phasenverschiebung und Druck ist in dem Druckbereich zwischen 100 mbar und 0 mbar ein weiterer Phasensprung zu erwarten. Daher muss an die Phasenverschiebungen 2π addiert werden. Mit diesen Korrektu-

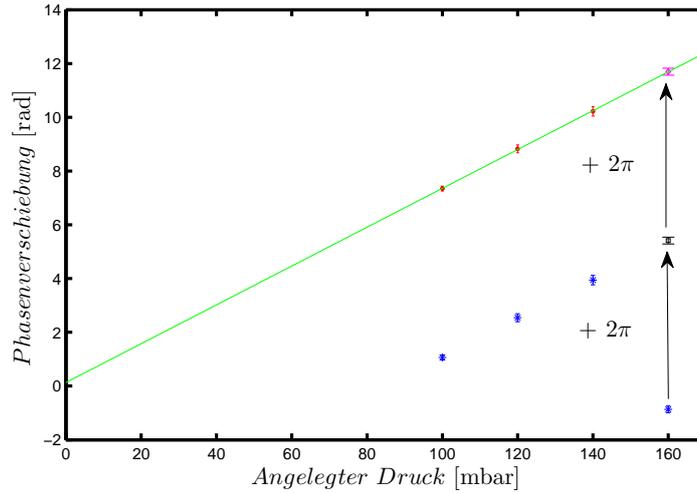


Abbildung 35: Die Phasenverschiebungen (rot und violett) stellen die absoluten Phasenverschiebungen dar, die durch stetige Fortsetzung von den gemessenen Werten bestimmt wurde.

ren ergibt sich die absolute Phasenverschiebung für den jeweils angelegten Druck.

Die theoretische Phasenverschiebung lässt sich mit den Gleichungen (4.2.2) und (4.17) und der Annahme eines kastenförmigen Dichteprofiles in der Gaszelle herleiten.

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L(\eta_0 - 1)}{\lambda p_0} p \quad (7.1)$$

wobei L die Länge, η_0 den spezifischen Brechungsindex, p_0 den Atmosphärendruck und p den Druck darstellt.

Um die von der Theorie zu erwartenden Phasenverschiebungen zu berechnen, muss der Druck in der Gaszelle bekannt sein. Während der Messung wurde der am Gaskontrollsystem angelegte Druck und der Druck in der Experimentierkammer gemessen. Der theoretisch zu erwartende Druck wurde mit Hilfe der theoretischen Leitwerte und den gemessenen Drücken am Gaskontrollsystem und Experimentierkammer bestimmt. Das Gasleitungssystem besteht aus einem Rohr und einer Blende, dessen theoretischen Leitwerte durch die Gleichungen (7.2) und (7.3) beschreiben werden können.

$$L_{\text{Rohr}} = 135f_{\text{H}_2} \frac{d_{\text{rohr}}^4}{l} \quad (7.2)$$

$$L_{\text{Blende}} = 5f_{\text{H}_2} \pi d_{\text{Blende}}^2 \quad (7.3)$$

wobei d_{Rohr} bzw. d_{Blende} der Durchmesser des Rohrs bzw. der Blende (seitliche Öffnung der Gaszelle), l die Länge des Rohrs und f_{H_2} der Umrechnungsfaktor für Wasserstoff sind [Umrath].

$$\begin{aligned} d_{\text{Rohr}} &= 4 \text{ mm}, \\ d_{\text{Blende}} &= 0.3 \text{ mm}, \\ l &= 2 \text{ m}, f_{\text{H}_2} = 2.07 \end{aligned}$$

Die anhand der Gleichungen (7.2) und (7.3) berechneten Drücke werden in die Gleichung (7.1) eingesetzt und so die theoretisch zu erwartenden Phasenverschiebungen bestimmt. In Abbildung 36 wird diese zusammen mit den gemessenen Phasenverschiebungen dargestellt.

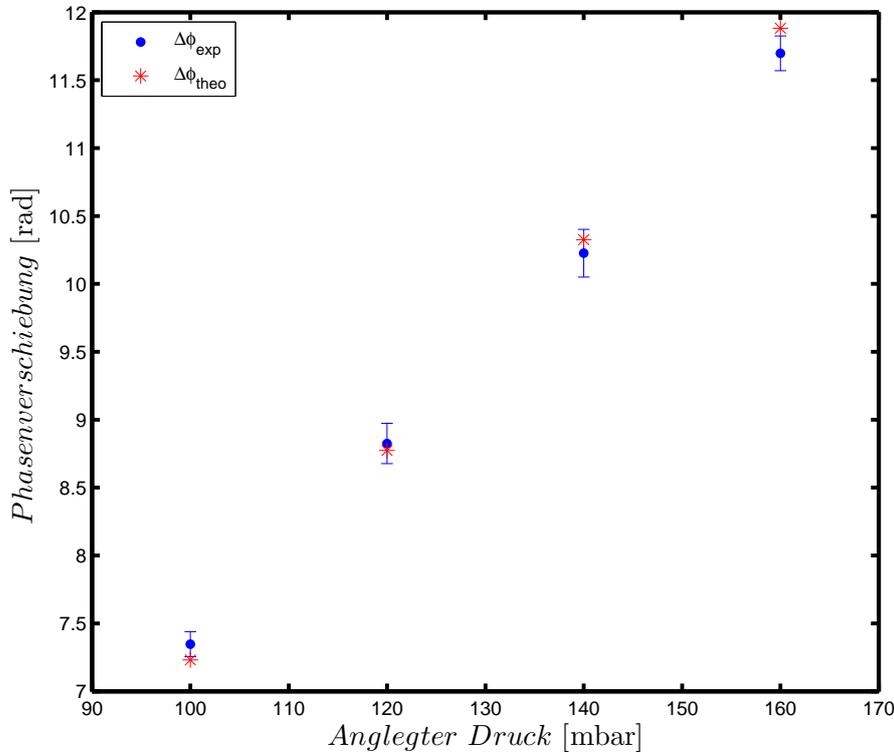


Abbildung 36: Experimentell gemessene absolute Phasenverschiebungen (blau) und die theoretische Phasenverschiebungen (rot).

Die experimentell gemessenen und die theoretisch bestimmte Phasenverschiebungen stimmen innerhalb Fehlergrenzen überein. Obwohl im Allgemeinen mit dieser Methode keine Aussage über das Dichteprofil getroffen werden kann, kann man für diesen speziellen Fall aus den Daten die Annahme eines kastenförmigen Dichteprofiles rechtfertigen. Zudem zeigen die Resultate der OpenFOAM Simulation ebenfalls ein kastenförmiges Dichteprofil in der Gaszelle.

Ausgehend von den gemessenen absoluten Phasenverschiebungen (siehe Abb. 36) wurden mit Hilfe der Gleichung (4.18) zunächst die sichtlinienintegrierten Dichten für verschiedenen angelegten Drücke in der Gaszelle berechnet. Anschließend wurde mit der Annahme eines kastenförmigen Dichteprofiles über die Gesamtlänge der Gaszelle eine durchschnittliche Dichte in der Gaszelle bestimmt, die in Abbildung 37 dargestellt ist.

Aus den berechneten durchschnittlichen Dichten wurde mittels linearer Regression die durchschnittliche Dichte für den Fall, dass in der Gaszelle wie in den geplanten Experiment E–215 ein Druck von

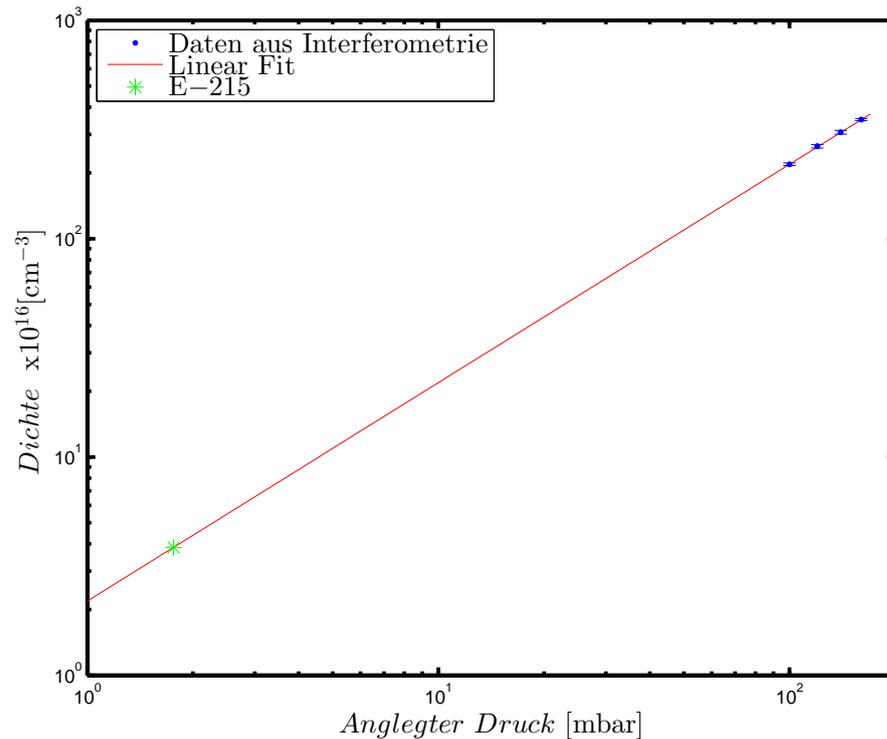


Abbildung 37: In blau dargestellt sind die gemessenen absoluten Phasenverschiebungen aus den berechneten durchschnittlichen Dichten und die lineare Regression (rot) und die extrapolierte durchschnittliche Dichte in der Gaszelle für das Experiment E-215 (grün).

2 mbar herrscht, bestimmt. Die durchschnittliche Dichte beträgt $(5,18 \pm 1,17) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Der Fehler des Wertes wurde aus der linearen Regression über das quadratische Mittel bestimmt.

MatlabR2013b:
RMSE

Zusammenfassend kann aus den Ergebnissen von den Raman- und Interferometriemessungen das Dichteprofil im Gastarget zusammengesetzt werden (siehe Abb. 38).

Im Bereich der Wände des Ausgangsrohrs vom Magnetventils konnte kein Signal detektiert werden. Die Messwerte sind deshalb in diesem Bereich gleich Null gesetzt worden.

Wenn man berücksichtigt, dass beim Experiment ein Druck von 50 mbar im Ausgang des Magnetventils herrschen soll, so wird die Amplitude der Dichte rund $14 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (siehe Abb. 24) betragen. Diese Dichte wird innerhalb einer Länge von ca. 4,5 mm auf $0,52 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ abfallen.

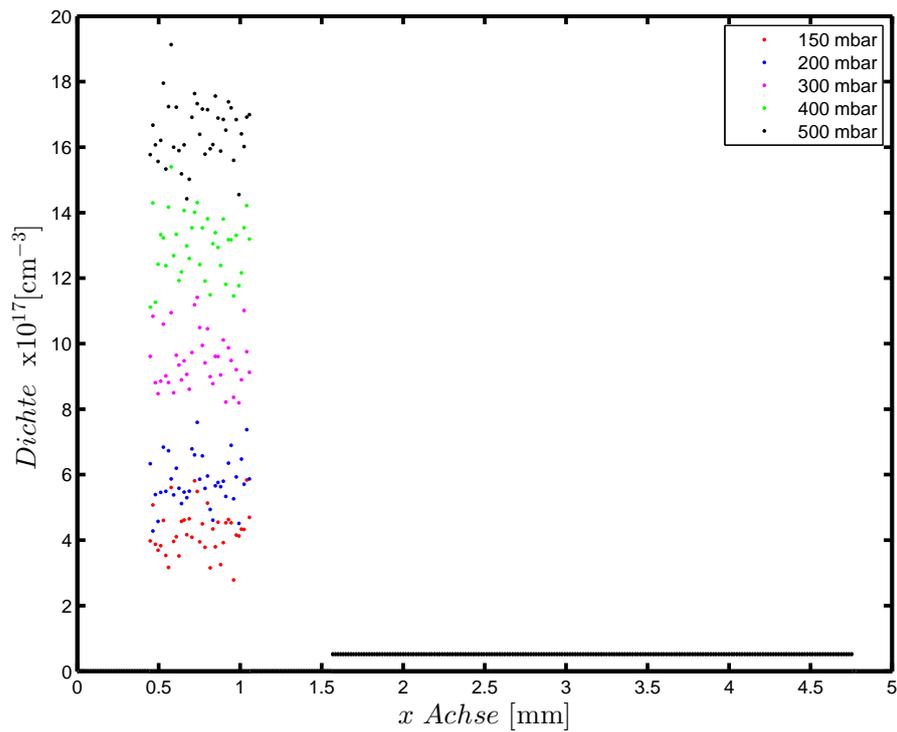


Abbildung 38: Die aus den Messungen ermittelten Dichteprofile für verschiedene angelegte Drücke im Gastarget. Das Gastarget soll 500 mm sein. Das Dichteprofil ist nach ungefähr 4 mm abgebrochen.

7.5 INTERFEROMETRIEMESSUNG AM RAL

In diesem Abschnitt wird die sogenannte Fouriertransformationsmethode vorgestellt, um aus den Interferogrammen die Phaseninformationen zu ermitteln und daraus mit Hilfe der Abel-Inversion die Dichteverteilung zu bestimmen (siehe Abschnitt 4.2.2).

Die Messungen für diese Auswertung wurden an einem Laser-Plasma-Beschleunigungsexperiment in London an der Central Laser Facility durchgeführt, während meines Aufenthalts in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Najmudin am Imperial College London.

In Kurzform lässt sich der Versuchsaufbau folgendermaßen beschreiben: Ein Treiberlaser (800 nm, 40 fs und 600 mJ auf dem Target) wurde in der Experimentierkammer mittels eines Parabolspiegels auf einen Gasjet fokussiert, der aus einer Gasdüse entströmt. Für die interferometrische Untersuchung des Gasjets wurde ein Probelaser (800 nm, ca. 50 fs und ca. 100 mJ) senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Treiberlasers durch den Gasjet in das MZ-Interferometer geführt.

Für das Experiment wurden unterschiedlich lange Gasdüsen mit einer Reihe von Gasmischungen bei einer Reihe von Drücken angelegt und untersucht.

Zur Analyse wurde ein Interferogramm gewählt (siehe Abb. 39). Während der Aufnahme des Interferogramms entströmte das Gasjet aus einer 3 mm Gasdüse, an der Heliumgas bei einem Druck von 10 mbar angelegt war.

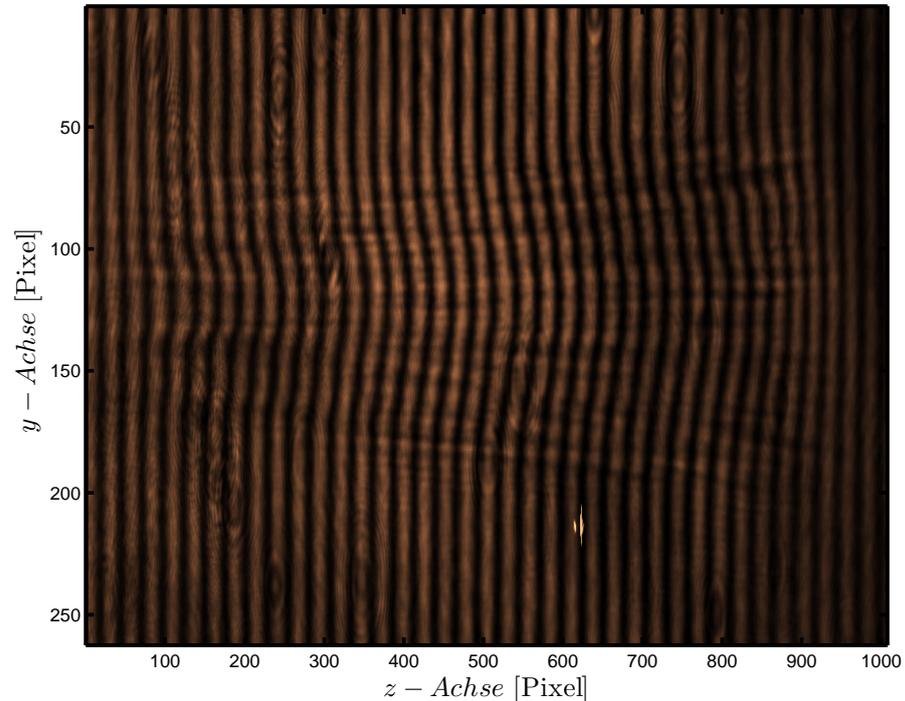


Abbildung 39: Interferogramm eines Gasjets aus einer 3mm Gasdüse bei einem Druck von 10 mbar.

Bei dieser Messung wurde eine Referenzmessung ohne Gas und anschließend eine Messung mit Gas durchgeführt. Der Treiber- und Probelaser waren so synchronisiert, dass zuerst der Treiberlaser entlang seiner Ausbreitungsrichtung im Gasjet ein Plasma erzeugt, darauf folgend das Plasma seitlich mit dem Probelaser beleuchtet wird, bevor die Elektronen und Ionen rekombinieren können.

7.5.1 Bestimmung der Dichteprofil aus den Interferogramm

In diesem Abschnitt wird vorgestellt, wie mithilfe der Fouriertransformation aus dem Interferogramm die Phasenverschiebung der Interferenzstreifen bestimmt werden kann, die zwischen den Messungen ohne und mit Gas zustande gekommenen ist.

Das aufgenommene Interferogramm (siehe Abb. 39) kann mathematische mit der folgenden Gleichung beschrieben werden.

$$I(z, y) = I_{BG}(z, y) + I_{FR}(z, y) \cos(2\pi\nu_0 z + \varphi(z, y)) \quad (7.4)$$

wobei I_{BG} der unerwünschte Intensitätshintergrund, I_{FR} die Intensität der Streifen, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ die räumliche Trägerfrequenz und φ die gesuchte Phase ist.

Zunächst wird die Gleichung (7.4) in der komplexen Schreibweise geschrieben

$$I(z, y) = I_{BG}(z, y) + \frac{1}{2} I_{FR}(z, y) \exp[i(2\pi\nu_0 z + \varphi(z, y))] + c.c. \quad (7.5)$$

wobei c.c. die komplex konjugierte des zweiten Terms in der Gleichung (7.5) ist.

Durch Fourier-Transformation von der Gleichung (7.5) in z erhält man das Fourierspektrum (siehe Gleichung (7.6)), das in Abbildung 40 dargestellt ist.

Aufgrund der Linearität der Fourier-Transformation kann dies als Summe der Fourier-transformierten Terme der Gleichung (7.5) geschrieben werden.

$$\mathfrak{J}(q, p) = \mathfrak{J}_{BG}(q, p) + \mathfrak{J}_{FR}(q - \nu_0, p) + \mathfrak{J}_{FR}^*(q + \nu_0, p) \quad (7.6)$$

wobei q und p die Koordinaten in der Frequenzdomäne sind.

Durch die Fourier-Transformation sind die einzelnen Terme in der Gleichung (7.5) in der Frequenzdomäne mit einem Abstand von ν_0 aufgetrennt worden. Daher kann die Hintergrund-Variation auf dem Interferogramm gefiltert werden. Dafür wird einer der beiden Terme $\mathfrak{J}_{FR}(q - \nu_0, p)$ oder $\mathfrak{J}_{FR}^*(q + \nu_0, p)$ ausgewählt und in den Ursprung der Frequenzdomäne verschoben (siehe Abb. 40).

$$\mathfrak{J}_{FR}(q - \nu_0, p) \rightarrow \mathfrak{J}_{FR}(q, p) \quad (7.7)$$

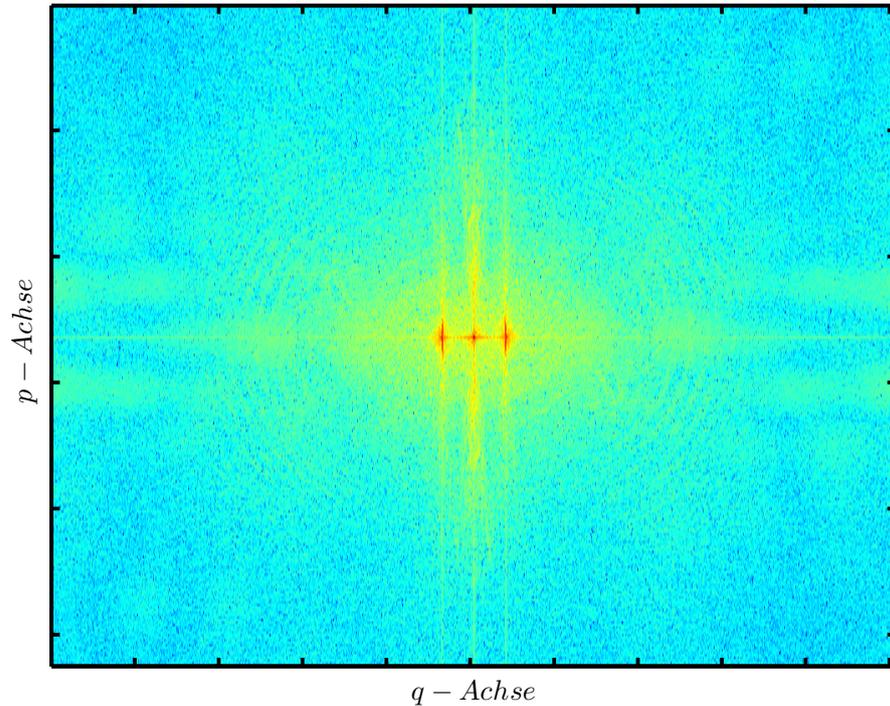


Abbildung 40: Das Fourierspektrum des Interferogramms.

Anschließend wird aus der inversen Fourier-Transformation des verschobenen Spektrumterms (7.7) die gefilterte Intensitätsverteilung bestimmt.

$$\mathfrak{F}_{\text{FR}}(q, p) \xrightarrow{i\mathfrak{F}} \frac{1}{2} I_{\text{FR}}(z, y) \exp(i\varphi(z, y)). \quad (7.8)$$

Diese Prozedur wurde ebenfalls mit dem Referenzinterferogramm durchgeführt und durch das Verhältnis der beiden gefilterten Intensitätsverteilungen die erwünschte Phasenverteilung bestimmt (siehe Abb. 41)

$$\frac{I_{\text{FR}}(z, y) \exp(i\varphi(z, y))/2}{I_{\text{FR}}(z, y)/2} = \exp(i\varphi(z, y)) \quad (7.9)$$

Die auf diese Weise erhaltene Phasenverteilung ist aufgrund der Periodizität der Interferenzstreifen nicht stetig, wenn das gesamte Phasenintervall größer als 2π ist und Sprünge um 2π aufweist. Um diese Unstetigkeit zu beheben, werden die Sprungstellen der Phasenverteilung bestimmt und mit Hilfe der stetigen Fortsetzung korrigiert, um eine stetige Phasenverteilung zu ermitteln. (siehe Abb. 42). [Takeda et al., 1982]

Nach der Abelinversion ist diese Phasenverteilung die Projektion der Dichteverteilung der Plasmaelektronen im Gasjet. Es ist zu erwarten, dass die Phasenverteilung für eine zylindersymmetrische Dichteverteilung um die Ausbreitungsrichtung des Treiberlasers (z -Achse)

Matlab 2013b:
unwrap

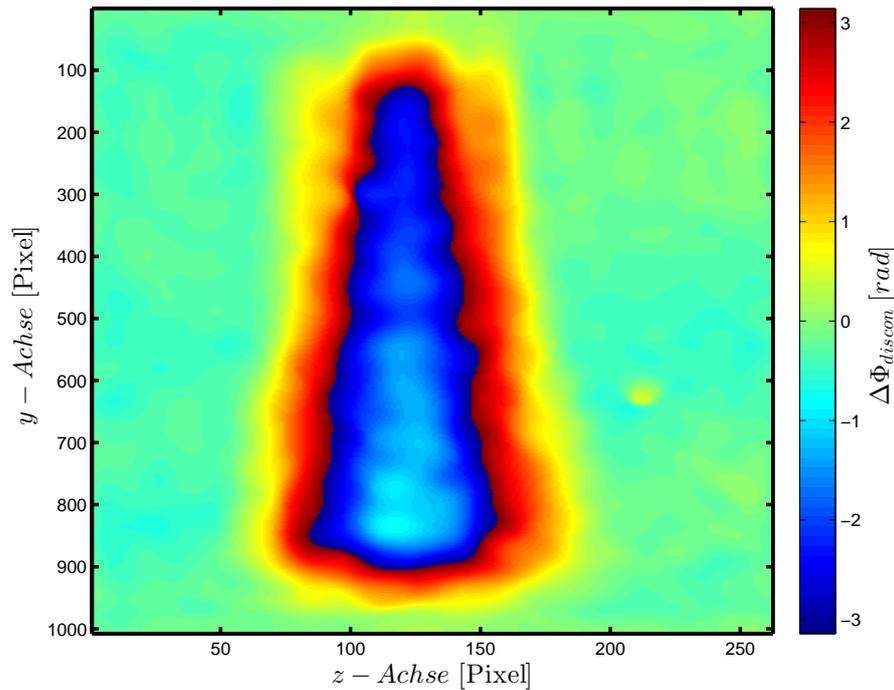


Abbildung 41: Die unstetige Phasenverteilung aus dem Interferogramm.

symmetrisch ist. Nur für solche Phasenverteilungen kann die Abel-inversion angewendet werden. Für diesen Fall wird in der Phasenverteilung eine Symmetrieachse ausgesucht (siehe Abb. 42) und auf einer Hälfte der Symmetrieachse wird über die Änderung der Phase in senkrechter Richtung der Symmetrieachse (y -Richtung) anhand der Gleichung (4.23) die Dichteverteilung der Elektronen bestimmt (siehe Abb. 43).

Eine mögliche Fehlerquelle bei dieser Auswertung ist, dass die untersuchte Dichteverteilung nicht radialsymmetrisch ist. Im Gasjet kann eine radialsymmetrische Dichteverteilung erzeugt werden, wenn aus der Gasdüse überall gleichmäßig Gas entströmt und die Intensitätsverteilung des Treiberlasers achsensymmetrisch ist wie z.B. Gaußförmig. Bei Abweichungen werden Fehler entstehen. Eine weitere Fehlerquelle ist die Auswahl der richtigen Symmetrieachse, da dies zur Verfälschung der Daten führen kann.

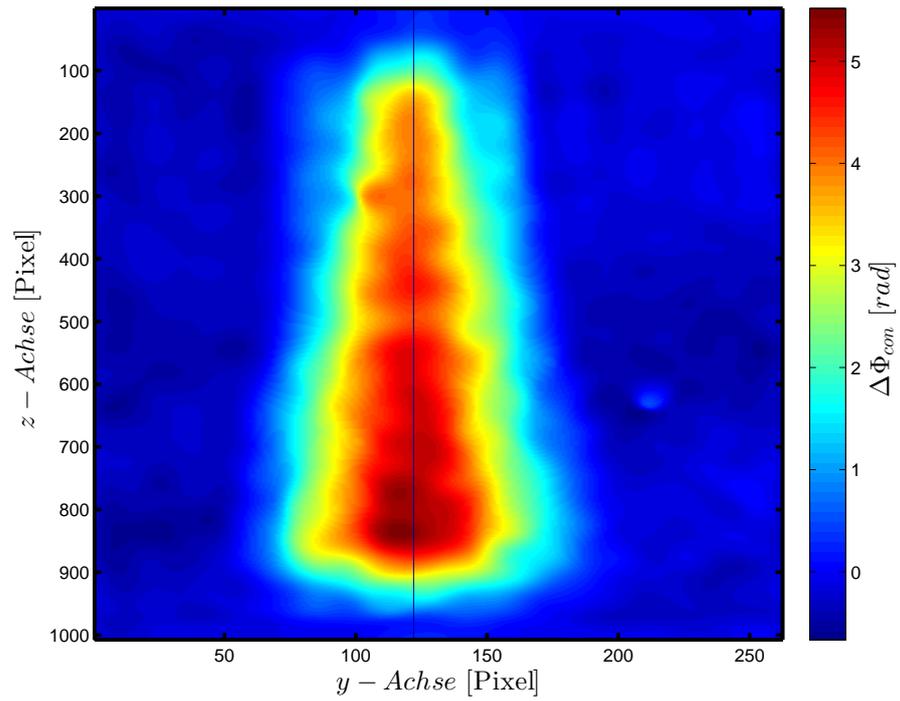


Abbildung 42: Die aus der unstetigen Phasenverteilung durch stetige Fortsetzung ermittelte stetige Phasenverteilung.

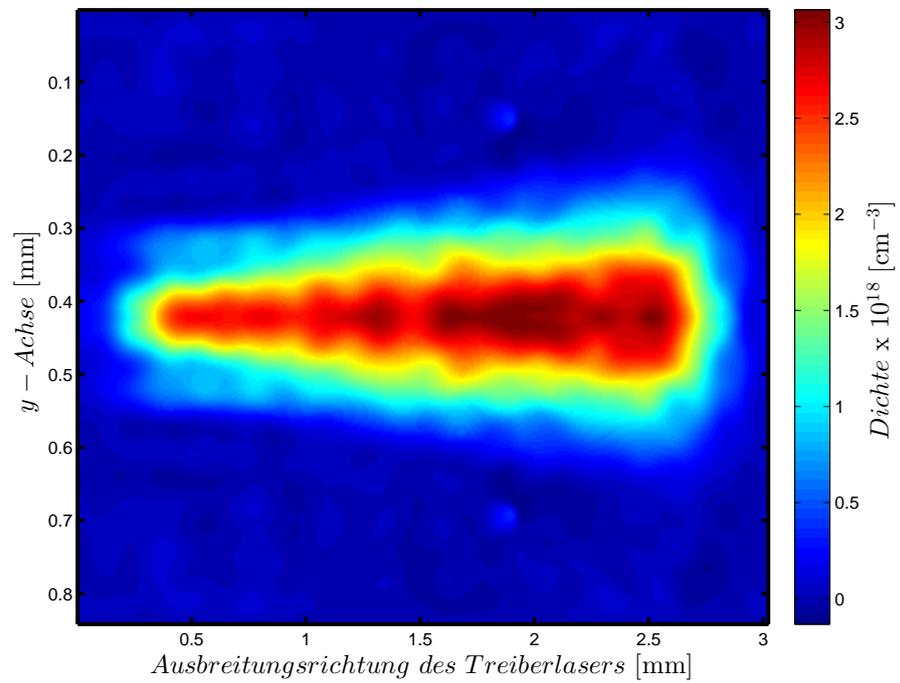


Abbildung 43: Die mithilfe der Abelinversion aus der stetigen Phasenverteilung berechnete Dichteverteilung der Plasmaelektronen.

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde ein Gastarget für das Experiment E–215 konstruiert und charakterisiert, das zur Demonstration der Injektion von Plasmaelektronen in von Elektronenstrahl getriebenen Wakefelder verwendet werden soll. Das Besondere an diesem Experiment ist, dass eine kontrollierte Injektion beim Übergang eines negativen Dichtegradienten stattfinden soll. Um das für dieses Experiment erforderliche Dichteprofil (siehe Abb. 9) zu erhalten, wurde das Gastarget aus zwei Komponenten, einem Magnetventil und einer Gaszelle aufgebaut (siehe Abb. 10).

Zur Charakterisierung des Gastargets wurden die Methoden der Ramanstreuung und der longitudinalen Interferometrie verwendet.

Aus der Messung der Ramanstreuung wurden orts aufgelöste longitudinale Dichteprofile im Ausgangsrohr des Magnetventils bei verschiedenen Drücken bestimmt (siehe Abb. 25). Im Inneren des Ausgangsrohrs vom Magnetventil herrscht ein konstantes Dichteprofil.

Anschließend wurde eine Nachahmung des Gastargets gebaut (Testtarget)(siehe Abb. 25), um den Einfluss der mit Gas gefüllten Gaszelle auf das Dichteprofil im Ausgangsrohr des Magnetventils zu untersuchen. Aus den Ergebnissen dieser Messung lässt sich der Einfluss auf das Experiment ableiten. Der Einfluss wird geringer sein als bei den Messergebnissen (siehe Abb. 28), da der Druck während des Experiments etwa 2 mbar betragen wird und damit sehr viel geringer ist als bei den durchgeführten Messungen. Die aus dieser Messung ermittelten Dichteprofile des gleichen Magnetventils liegen unterhalb denen der ersten Ramanmessung. Die Vermutung hierbei war, dass aus dem Ventil bei gleichem Druck weniger Gas entströmt.

Daraufhin wurde eine longitudinale Interferometriemessung durchgeführt, und die damit ermittelten sichtlinienintegrierten Dichtewerte wurden mit denen der mittels Ramanmessung ermittelten verglichen (siehe Abb. 33). Die Ergebnisse der Interferometriemessung und zweiten Ramanmessung stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Dadurch wird die Vermutung bekräftigt, dass sich die Ventileigenschaften geändert haben und aus dem Ventil weniger Gas entströmt. Zuletzt wurde eine longitudinale Interferometriemessung durch die Gaszelle (siehe Abb. 34) durchgeführt. Aus den Ergebnissen (siehe Abb. 36) kann auf ein kastenförmiges Dichteprofil in der Gaszelle geschlossen werden.

Aus diesen Ergebnissen konnte das Dichteprofil im Gastarget zusammengesetzt werden (siehe Abb. 38).

Wenn man berücksichtigt, dass beim Experiment ein Druck von 50 mbar im Ausgang des Magnetventils herrschen soll, so wird die Amplitude der Dichte rund $14 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (siehe Abb. 24) betragen. Diese Dichte wird innerhalb von ca. 4,5 mm auf $0,52 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ abfallen.

Aus den erfassten Messungen kann keine Aussage über das Dichteprofil im Bereich der Wände getroffen werden. Dennoch lässt sich aus Abbildung 38 erkennen, dass die Länge der Dichterampe (L_{DR}) über die Dicke der Wand bestimmt wird. So lässt sich folgern, dass die Injektion durch einen allmählichen Übergang stattfinden wird, da die Länge der Dichterampe (L_{DR}) länger als die Plasmawellenlänge (λ_p) (siehe Abschnitt 3.3.1) ist.

LITERATURVERZEICHNIS

- S Aderhold, A Gössel, J Iversen, S Karstensen, D Kostin, G Kreps, A Matheisen, W Möller, D Reschke, F Schlander, W Singer, X Singer, A Sulimov, and K Twarowski. UPDATE ON LARGE GRAIN CAVITIES WITH 45 MV / M IN A NINE-CELL CAVITY AT DESY. Technical report, 2011.
- Ian Blumenfeld, Christopher E Clayton, Franz-Josef Decker, Mark J Hogan, Chengkun Huang, Rasmus Ischebeck, Richard Iverson, Chandrashekar Joshi, Thomas Katsouleas, Neil Kirby, Wei Lu, Kenneth a Marsh, Warren B Mori, Patric Muggli, Erdem Oz, Robert H Siemann, Dieter Walz, and Miaomiao Zhou. Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. *Nature*, 445(7129):741–4, February 2007. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/nature05538. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17301787>.
- S. V. Bulanov, F. Pegoraro, A. M. Pukhov, and A. S. Sakharov. Transverse-wake wave breaking. *Phys. Rev. Lett.*, 78:4205–4208, Jun 1997. doi: 10.1103/PhysRevLett.78.4205. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.4205>.
- M. Chen, E. Esarey, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans. Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 19(3):033101, 2012. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3689922>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/19/3/10.1063/1.3689922>.
- T.-Y. Chien, C.-L. Chang, C.-H. Lee, J.-Y. Lin, J. Wang, and S.-Y. Chen. Spatially localized self-injection of electrons in a self-modulated laser-wakefield accelerator by using a laser-induced transient density ramp. *Phys. Rev. Lett.*, 94:115003, Mar 2005. doi: 10.1103/PhysRevLett.94.115003. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.115003>.
- Wolfgang Demtröder. *Elektrizität und Optik*. 6., überar edition, 2012. ISBN 9783642254659. doi: 1010079783642299445.
- E. Esarey, C. Schroeder, and W. Leemans. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Reviews of Modern Physics*, 81(3):1229–1285, August 2009a. ISSN 0034-6861. doi: 10.1103/RevModPhys.81.1229. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.1229>.
- E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Rev. Mod. Phys.*, 81:1229–1285,

- Aug 2009b. doi: 10.1103/RevModPhys.81.1229. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.1229>.
- J Faure, C Rechatin, a Norlin, a Lifschitz, Y Glinec, and V Mal-ka. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses. *Nature*, 444(7120):737–9, December 2006. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/nature05393. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17151663>.
- G. Fubiani, E. Esarey, C. Schroeder, and W. Leemans. Improvement of electron beam quality in optical injection schemes using negative plasma density gradients. *Physical Review E*, 73(2):026402, February 2006. ISSN 1539-3755. doi: 10.1103/PhysRevE.73.026402. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.73.026402>.
- Julia Grebenyuk, Timon Mehrling, Frank S. Tsung, Klaus Floettman, and Jens Osterhoff. Simulations of laser-wakefield acceleration with external electron-bunch injection for regae experiments at desy. *AIP Conference Proceedings*, 1507(1):688–692, 2012. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4773781>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.4773781>.
- Hermann Haken and Hans Christoph Wolf. *Molekülphysik und Quantenchemie*. 5 edition, 2006. ISBN 9783540303145.
- T Katsouleas, S Wilks, P Chen, J J Su, and Los Angeles. BEAM LOADING IN PLASMA ACCELERATORS. *Particle Accelerators*, 22: 81–99, 1987. URL <http://cds.cern.ch/record/898463/files/p81.pdf>.
- W. K. H. Panofsky and W. A. Wenzel. Some Considerations Concerning the Transverse Deflection of Charged Particles in Radio-Frequency Fields. *Review of Scientific Instruments*, 27:967–967, November 1956. doi: 10.1063/1.1715427.
- et al. R. Ruth. *Part. Accel.* 17, 1985.
- Georg A. Reider. *Photonik*. 2012a. ISBN 9783709115206. doi: 10.1007/978-3-7091-1521-3.
- Georg A. Reider. *Photonik Eine Einführung in die Grundlagen*. 3 edition, 2012b. ISBN 9783709115206.
- Wolfgang Schenk, Friedrich Kremer, Gunter Beddies, Thomas Franke, Petrik Galvosas, and Peter Rieger. *Physikalisches Praktikum*. Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, 2014. ISBN 978-3-658-00665-5. doi: 10.1007/978-3-658-00666-2. URL <http://link.springer.com/10.1007/978-3-658-00666-2>.
- Ulrich Stroth. *Plasmaphysik*. 1 edition, 2011. ISBN 9783834816153.

Mitsuo Takeda, Hideki Ina, and Seiji Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 72(1):156, January 1982. ISSN 0030-3941. doi: 10.1364/JOSA.72.000156. URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-72-1-156>.

F. Träger. *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer handbooks. Springer, 2007. ISBN 9780387304205. URL <http://books.google.ca/books?id=Y0HJGz-9UNoC>.

Walter Umrath. *Grundlagen der Vakuumtechnik*.

Wikipedia. Ramanstreuung. URL <http://de.wikipedia.org/wiki/Raman-Streuung>.

ERKLÄRUNG

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Masterarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, 31.12.2014

Halil Tarik Olgun