

Diplomarbeit

Untersuchungen zur Optimierung der
Dropleterzeugung innerhalb des Pellettargets des
Experimentaufbaus WASA-at-COSY

vorgelegt von

CHRISTINA HUSMANN

– Februar 2012 –

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Interne Targets	5
2.1	Luminosität	6
2.2	Das Gas-Jet Target	8
2.3	Das Cluster-Jet Target	9
2.4	Das Pellettarget	12
3	Das Experiment WASA-at-COSY	17
3.1	Grundlagen und Ziele	18
3.1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	18
3.1.2	Symmetrien des Standardmodells	20
3.1.3	Das η -Meson	21
3.1.4	Zerfallskanäle des η -Mesons	23
3.2	Der COSY-Beschleuniger	26
3.2.1	Das Zyklotron JULIC	26
3.2.2	Der Speicherring	28
3.2.3	Die Strahlkühlung	28
3.3	Der WASA-Detektor	29
3.3.1	Der Vorwärtsdetektor (FD)	29
3.3.2	Der Zentraldetektor (CD)	31
3.3.3	Das Triggersystem und die Datenaufnahme	33

4	Das WASA-Pellettarget	35
4.1	Die Bestandteile des Pellettargets	35
4.1.1	Das Gassystem	38
4.1.2	Die Dropletentstehung	39
4.1.3	Die Vakuuminjektion	43
4.1.4	Der Skimmer	46
4.1.5	Der Pellet Counter	48
4.1.6	Der Interaktionspunkt	49
4.1.7	Der Beam Dump	52
4.2	Detaillierter Aufbau des Düsenhalters	53
4.2.1	Die Glasdüse	55
4.2.2	Der Piezoaktor	58
4.3	Der Betrieb des WASA-Pellettargets	60
5	Die Düsenteststation	63
5.1	Aufbau der Düsenteststation	65
5.1.1	Messung des Düsendrucks	69
5.1.2	Durchflussmessung	70
5.1.3	Messung des Kammerdrucks	70
5.1.4	Der Pumpstand für die Vakuumkammer	71
5.1.5	Die Piezoansteuerung	75
5.1.6	Die Datenaufnahme	76
5.2	Inbetriebnahme des Teststands	79
6	Untersuchungen zu den Schwingungen der Piezo-Düsenhaltersysteme	87
6.1	Der piezoelektrische Effekt	88
6.1.1	Elektrische und mechanische Eigenschaften	90
6.1.2	Das Ersatzschaltbild	91
6.1.3	Mechanische Schwingungsmoden	96

6.2	Die Scheinwiderstandsmessung	99
6.2.1	Vergleich der Scheinwiderstandsmessungen für einen Piezo mit und ohne Düsenhalter	102
6.2.2	Bestimmung der Parameter C_1 , C_m , L_m und R_m des Ersatzschalt- bildes	105
6.2.3	Die Temperaturabhängigkeit des Piezoeffekts	106
6.3	Die Mikrofonmessung	112
6.3.1	Berechnung der mechanischen Leistung	117
6.3.2	Messung des Frequenzspektrums mehrerer Düsenhalter	118
6.3.3	Erwärmung des Piezomaterials im Betrieb	133
7	Zusammenfassung und Ausblick	139
7.1	Die Düsenteststation	139
7.2	Studien zum Piezo-Düsenhaltersystem	141
7.2.1	Lage von Resonanzfrequenzen	141
7.2.2	Temperaturverhalten der Piezoschwingungen	143
A	Anhang	145
A.1	Aufbau des WASA-Detektorsystems	145
A.1.1	Bestandteile des Vorwärtsdetektors	145
A.1.2	Bestandteile des Zentraldetektors	150
A.1.3	Das Light-Pulser-System (LPS)	153
A.2	Temperaturabhängigkeit der Auslenkung des Piezoaktors PZT-5H	155
A.3	Schaltplan des Mikrofonverstärkers	156
	Literaturverzeichnis	160

1 Einleitung

Zu erkennen, „was die Welt im Innersten zusammenhält“¹, ist wohl eine der ältesten und bedeutendsten Bestrebungen der Menschheit. Entsprechend viele Theorien wurden im Laufe der Zeit über die kleinsten Bestandteile der Materie sowie über die zwischen ihnen wirkenden Kräfte aufgestellt. Es wurden immer wieder kleinste, unteilbare Bausteine wie beispielsweise das Atom postuliert, für die im Nachhinein eine Substruktur entdeckt wurde. So wissen wir heute, dass das Atom aus dem elektrisch positiven Atomkern und einer negativen Elektronenhülle besteht. Der Atomkern wiederum ließ sich mit Hilfe von Streuexperimenten in Nukleonen unterteilen, welche sich auf eine Substruktur aus Quarks zurückführen lassen.

Heute werden die als unteilbar angesehenen, kleinsten Bestandteile der Materie und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte unter Vernachlässigung der Gravitation durch das Standardmodell der Elementarteilchen beschrieben. Das Standardmodell ordnet die Elementarteilchen in Quarks und Leptonen mit halbzahligem Spin (Fermionen) und die Wechselwirkungsteilchen der starken, schwachen und elektromagnetischen Kraft, die auf Grund ihres ganzzahligen Spins auch als Austauschbosonen bezeichnet werden. Zu den Leptonen gehört beispielsweise das Elektron. Teilchen, die aus Quarks bestehen, werden als Hadronen bezeichnet und unterliegen der starken Wechselwirkung. Dazu gehören die Baryonen und die Mesonen. Für die Prozesse der einzelnen Wechselwirkungen, wie beispielsweise die Produktion und den Zerfall dieser Teilchen, sagt das Standardmodell Symmetrien und Erhaltungssätze voraus. Tritt eine Symmetriebrechung auf, so deutet dies auf Physik jenseits des Standardmodells hin.

¹ „Faust. Der Tragödie erster Teil“, J.W. Goethe

Durch die Erzeugung von Mesonen bei Experimenten an Teilchenbeschleunigern ist es möglich, ihre Zerfallscharakteristik zu studieren und somit das Standardmodell zu prüfen. Ein Beispiel für ein solches Experiment stellt WASA²-at-COSY³ dar. Hier werden durch die Wechselwirkung des COSY-Beschleunigerstrahls mit dem WASA-Pellettarget Mesonen erzeugt, deren Zfallsteilchen vom WASA-Detektor nahezu im gesamten Raumwinkelbereich nachgewiesen werden können.

Durch den Einsatz des Pellettargets können dabei hohe Luminositäten erreicht werden, während gleichzeitig die Möglichkeit einer sehr genauen Vertexrekonstruktion besteht. Ein weiterer Vorteil des Pellettargets besteht darin, dass die Targetquelle, der Pellet-generator, in großer Entfernung zum Wechselwirkungspunkt aufgebaut sein kann, was einen Detektoraufbau nahezu im gesamten Raumwinkelbereich um den Vertexpunkt herum ermöglicht.

Das Funktionsprinzip dieser Art von Target basiert auf der Erzeugung gefrorener Wasserstoff- bzw. Deuteriumtropfen, den sogenannten Pellets. Das Herzstück stellt dabei eine Glasdüse dar, durch die flüssiger Wasserstoff bzw. Deuterium geleitet wird. Durch ihren geringen Innendurchmesser ($\approx 13\text{ }\mu\text{m}$) können mit Hilfe eines an den Düsenhalter angebrachten Piezoaktors flüssige Wasserstofftropfen mit definierter Frequenz erzeugt werden. Die sogenannten Droplets gefrieren auf ihrem weiteren Weg durch eine Vakuum-injektionskapillare zu Pellets, welche mit einem Durchmesser von etwa $30\text{ }\mu\text{m}$ als Target am Wechselwirkungspunkt zur Verfügung stehen.

Um im Experiment eine möglichst konstante Ereignisrate zu erreichen, die von der Datenaufnahme verarbeitet werden kann, liefert das ideale Pellettarget am Wechselwirkungspunkt Pellets mit geringer Größe und hoher Rate. Dabei sind für die Entstehung der Droplets drei Faktoren zu berücksichtigen: der Druck vor der Glasdüse, ihr Innendurchmesser und die Arbeitsfrequenz des Piezoaktors. Während der Druck vor der Düse kontinuierlich variiert werden kann, stellt die Wahl des Düsendurchmessers bzw. der Arbeitsfrequenz eine größere Herausforderung dar.

²WASA – **W**ide **A**ngle **S**hower **A**pparatus (vgl. Kapitel 3)

³COSY – **C**Ooler **S**YNchrotron (vgl. Abschnitt 3.2)

Je geringer der Düsendurchmesser gewählt wird, desto kleiner sind die von der Düse erzeugten Droplets. Gleichzeitig steigt damit aber auch die Wahrscheinlichkeit für Blockierungen der Düse durch Fremdkörper. Vergangene Strahlzeiten haben gezeigt, dass es unter den verwendeten Düsen sowohl solche mit sehr langen Laufzeiten im Pellettargt gab, als auch solche, die auf Grund von Blockierungen Düsenwechsel erforderlich gemacht haben. Daher ist es von großem Interesse, bereits vor dem Einbau in das Pellettargt Düsen mit langer Laufzeit zu identifizieren. Ein Ziel dieser Diplomarbeit ist es, zusätzlich zu den Qualitätsprüfungen bei der Düsenherstellung durch den Aufbau einer Düsenteststation eine weitere Qualitätsprüfung für die Düsen des Pellettargts zu entwickeln. Dabei sollen die Düsen in einem ersten Schritt zu targetähnlichen Konditionen über mehrere Tage einem Gasstrom und den Schwingungen des Piezos ausgesetzt werden, um die bisher ungeklärte Ursache für Blockierungen einzugrenzen. Der Aufbau dieser Düsenteststation und erste Testmessungen werden in Kapitel 5 vorgestellt.

Für die Erzeugung der Droplets ist weiterhin das stabile Aufbrechen des Flüssigkeitsstrahls durch die vom Piezoaktor auf den Düsenhalter aufgeprägten Schwingungen maßgebend. Da über die Schwingungen des Piezoaktors und deren Übertragung auf den Düsenhalter noch sehr wenig bekannt ist, liegt ein weiteres Ziel dieser Diplomarbeit darin, die Schwingungen des Piezo-Düsenhaltersystems genauer zu untersuchen und zu verstehen. Dabei sollen die Schwerpunkte dieser Arbeit auf der Vertiefung des Verständnisses des Piezoeffekts bei tiefen Temperaturen liegen, um zum Beispiel eine Voraussage über Bereiche geeigneter Arbeitsfrequenzen für den Targetbetrieb treffen und im Targetbetrieb auftretende Schwankungen der Arbeitsfrequenzen erklären zu können. Weiterhin soll überprüft werden, ob eine Vorhersage über die Qualität einzelner Piezo-Düsenhaltersysteme vor ihrem Einbau in das Pellettargt getroffen werden kann. Hierzu werden, wie in Kapitel 6 vorgestellt, die elektrischen und mechanischen Eigenschaften der Piezos über Messungen zum Scheinwiderstand und die durch die mechanischen Schwingungen der Piezo-Düsenhaltersysteme erzeugten Schallwellen untersucht. Im Ausblick dieser Diplomarbeit werden die aus den Studien gewonnenen Verbesserungsvorschläge für den Betrieb des Pellettargts vorgestellt.

2 Interne Targets

An Teilchenbeschleunigern durchgeführte Experimente lassen sich in zwei Kategorien aufteilen: Colliding Beam und Fixed Target Experimente. Während bei Colliding Beam Experimenten zwei gegenläufige Teilchenströme zur Kollision gebracht werden, wie es z.B. am LHC¹ der Fall ist, wird der Beschleunigerstrahl bei einem Fixed Target Experiment an einem feststehenden Target gestreut.

Bei Fixed Target Experimenten wird weiterhin zwischen externen und internen Experimenten unterschieden. Externe Experimente befinden sich außerhalb des Speicherrings. Der Beschleunigerstrahl wird in diesem Fall mit Hilfe einer Extraktions Beam Line zu dem Target des Experiments geleitet. Ein Beispiel hierfür ist das Festkörpertarget.

Interne Experimente hingegen befinden sich innerhalb des Beschleunigerrings. Beim internen Target interagiert nur ein geringer Teil des Beschleunigers mit dem Targetmaterial, sodass der Rest für weitere Umläufe im Speicherring zur Verfügung steht. Dementsprechend werden an die Dichte interner Targets besondere Ansprüche gestellt und es müssen zwei gegensätzliche Aspekte berücksichtigt werden.

Wird die Dichte des Targets einerseits zu hoch gewählt, wird der Beschleunigerstrahl zu stark beeinflusst. In Folge der Beschleunigerstrahl-Target-Wechselwirkung nimmt die Impulsverschmierung des Beschleunigerstrahls zu, die durch die in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Strahlkühlungsmechanismen nur teilweise kompensiert werden kann. Dadurch werden die Lebensdauer und die Energieschärfe des Strahls beeinträchtigt. Wird die Targetdichte andererseits zu gering gewählt, so hat dies direkten Einfluss auf die Reaktionsrate (vgl. Abschnitt 2.1). Eine weitere Anforderung an ein internes Target

¹LHC – Large Hadron Collider

besteht in einer möglichst geringen Ausdehnung des Targets am Wechselwirkungspunkt sowie einer möglichst geringen Beeinflussung des Vakuums der Streukammer, damit eine gute Vertexrekonstruktion bei minimalem Untergrund gewährleistet wird. Um eine möglichst konstante Datenrate zu erreichen und größere Schwankungen bei der Datenaufnahme zu vermeiden, sollte das Target weiterhin eine hohe zeitliche Homogenität aufweisen.

Typische Flächendichten interner Targets liegen im Bereich von $10^{11} - 10^{15}$ Atome/cm² [LP03]. Beispiele hierfür sind das Gas-Jet, das Cluster-Jet und das Pelletttarget, die im Folgenden nach einer allgemeinen Betrachtung zur Luminosität kurz vorgestellt werden.

2.1 Luminosität

Um wie im Beispiel des Experiments WASA-at-COSY (vgl. Kapitel 3) seltene Zerfälle beobachten zu können, ist neben einem entsprechenden Detektoraufbau, der einen möglichst großen Winkelbereich für den Nachweis von Zerfallsteilchen abdeckt, eine hohe Statistik und somit eine hohe Ereignisrate erforderlich.

Unter idealen Bedingungen, d.h. vollständiger geometrischer Akzeptanz und vollständiger Effizienz des Detektors, ist die Rate R , mit der eine Reaktion beobachtet wird, gegeben durch

$$R = \mathcal{L} \cdot \sigma_{tot}. \quad (2.1)$$

Dabei ist σ_{tot} der totale Wirkungsquerschnitt der untersuchten Reaktion und stellt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der entsprechenden Reaktion zwischen zwei Stoßpartnern dar. \mathcal{L} ist die Anzahl der Strahlteilchen, die pro Zeiteinheit das Target mit einer bestimmten Flächendichte treffen, und wird als Luminosität bezeichnet.

Aus der gewünschten Rate R , mit der eine Reaktion des Wirkungsquerschnitts σ_{tot} beobachtet werden soll, ergibt sich bei der Planung eines internen Experiments an einem Teilchenbeschleuniger die sogenannte Design-Luminosität, die durch den Aufbau des Experiments erreicht werden soll. Die tatsächliche Luminosität wird sowohl durch die Eigenschaften des Beschleunigerstrahls als auch des verwendeten Targets bedingt:

$$\mathcal{L} = f \cdot \frac{N_b \cdot N_t}{A_b}. \quad (2.2)$$

Dabei ist f die Umlauffrequenz der N_b Strahlteilchen im Beschleunigerring und A_b ist die Querschnittsfläche des Beschleunigerstrahls. N_t gibt die Anzahl der Targetteilchen an, die vom Strahl getroffen werden, unter der Annahme, dass sich diese homogen auf die Fläche A_b verteilen.²

Damit ist die Luminosität proportional zur Flächendichte $\rho_t = \frac{N_t}{A_b}$ des Targets:

$$\mathcal{L} = \rho_t \cdot N_b \cdot f. \quad (2.3)$$

Die Ereignisrate der beobachteten Reaktion hängt somit über die Luminosität direkt mit der Targetdichte zusammen. Für das Beispiel des am COSY-Beschleuniger eingesetzten Pellettargets mit einer effektiven Flächendichte von $\rho_t = 2,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ergibt sich mit den typischen Werten für die Umlauffrequenz von $f = 10^6 \text{ Hz}$ und die Anzahl der im Ring gespeicherten Protonen von 10^{11} Teilchen eine Luminosität im Bereich von $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [A⁺04].

Um eine ausreichende Ereignisrate einer gesuchten Reaktion zu erzielen, wird eine entsprechend hohe Targetdichte benötigt. Dies kann durch den Einsatz verschiedener interner Targets erreicht werden, von denen drei im Folgenden exemplarisch kurz vorgestellt werden.

²Auf den Einfluss der diskreten Natur der einzelnen Pellets im WASA-Pellettarget wird in Kapitel 4.1.6 näher eingegangen.

2.2 Das Gas-Jet Target

Ein Beispiel für ein internes Target ist das Gas-Jet Target, das einen Gasstrahl am Wechselwirkungspunkt zur Verfügung stellt. Das Herzstück des Gas-Jet Targets ist die sogenannte Lavaldüse, die in Abbildung 2.1 zu erkennen ist.

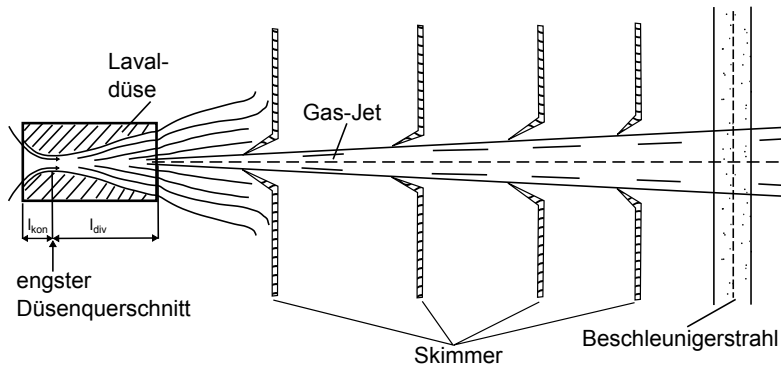


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Gas-Jet Targets [GBF⁺89]. Durch die Form der Lavaldüse verlässt der Gasstrom die Düse mit Überschallgeschwindigkeit. Dabei wird Wärmeenergie in kinetische Energie umgewandelt und der Strahl wird abgekühlt. Die Aufweitung des Gasstrahls wird durch mehrere Skimmerstufen verringert.

Der Strömungskanal der Lavaldüse besitzt einen konvergenten Bereich, eine engste Stelle (typischerweise $50 - 100 \mu\text{m}$) und einen divergenten Bereich. Im Targetbetrieb wird das verwendete Gas häufig bei Raumtemperatur mit etwa 20 bar durch die Düse in eine Vakuumkammer mit einem Druck von etwa 10^{-2} mbar gepresst. Diese Druckdifferenz und die besondere Form der Lavaldüse erreichen eine Beschleunigung des Gases im konvergenten Teil bis zur engsten Stelle auf Schallgeschwindigkeit und im divergenten Bereich auf Überschallgeschwindigkeit. Durch die Umwandlung von Wärme- in kinetische Energie sinkt dabei die Temperatur innerhalb des Gasstroms und es entsteht ein gerichteter molekularer Strahl. Um die Aufweitung des Gasstrahls am Wechselwirkungspunkt zwischen Target- und Beschleunigerstrahl zu verringern, werden mehrere Blenden, sogenannte Skimmer, in den Targetstrahl eingebracht, die nur den innersten Teil des Strahls passieren lassen.

Mit einem Gas-Jet Target lassen sich unter Verwendung von Wasserstoffgas Targetdichten

im Bereich von typischerweise $10^{11} - 10^{13}$ Atome/cm² bei einer Aufweitung des Targetstrahls am Wechselwirkungspunkt von einigen Millimetern erreichen [RBF⁺97, Eks95]. Die typischen Betriebsparameter und die Strahleigenschaften des Gas-Jet Targets sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Düsendurchmesser	50 – 100 µm
Betriebstemperatur	300 K
Druck vor der Düse	20 bar
Abstand vom Wechselwirkungspunkt	< 1 m
Targetdichte	$10^{11} - 10^{13}$ cm ⁻²
Aufweitung des Targetstrahls am Wechselwirkungspunkt:	etwa 5 mm

Tabelle 2.1: Typische Betriebsparameter eines Gas-Jet Targets [GBF⁺89, RBF⁺97, Eks95].

Bei größer werdendem Abstand zur Düse fällt die Targetdichte jedoch rasch ab, während der Targetstrahl aufgeweitet wird, sodass die in Tabelle 2.1 angegebenen Werte für die Targetdichte und die Aufweitung des Targetstrahls nur bei einem Düsenabstand in der Größenordnung von unter 1 m erreichbar sind. Dadurch unterliegt der Detektoraufbau räumlichen Einschränkungen. Des Weiteren zieht die vergleichsweise große Aufweitung des Targetstrahls eine Beeinträchtigung des Vakuums in der Streukammer nach sich. Um die Aufweitung des Targetstrahls zu verringern und in größerem Abstand zwischen der Düse und dem Wechselwirkungspunkt höhere Targetdichten zu ermöglichen, wurden das Cluster-Jet und das Pellettargget mit Phasenübergängen zu flüssigem und festem Targetmaterial entwickelt.

2.3 Das Cluster-Jet Target

Das Cluster-Jet Target beruht auf dem Grundprinzip des Gas-Jet Targets. Es erzeugt durch zusätzliche Kühlung der Lavalldüse und des verwendeten Gases einen Strahl von sogenannten Clustern, wodurch die Aufweitung des Targetstrahls gegenüber dem Gas-Jet Target verringert wird und größere Distanzen vom Interaktionspunkt ermöglicht

werden. Einzelne Cluster können sich dabei aus mehr als 10^6 Atomen des Targetmaterials zusammensetzen. Die Clusterproduktion unter Verwendung von Wasserstoffgas als Targetmaterial findet am Phasenübergang zwischen gasförmig und flüssig statt und ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

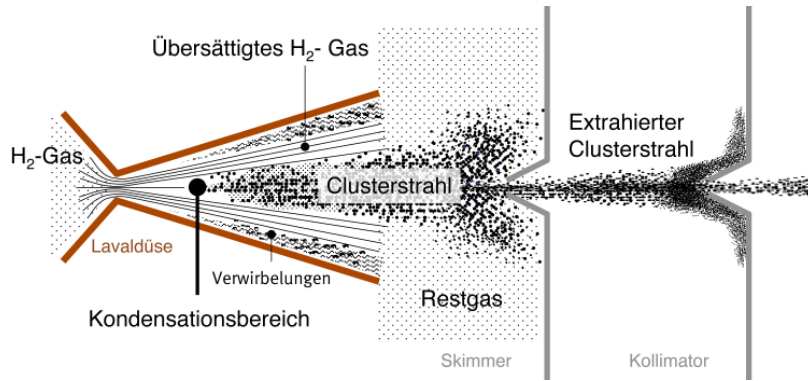


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Clusterproduktion innerhalb der Lavaldüse [Köh10]. Im Bereich des übersättigten Gases bilden sich kurz hinter der engsten Stelle der Lavaldüse Kondensationskeime, die sich zu Clustern ausbilden. Durch einen Skimmer wird ein Teil des Clusterstrahls vom Restgas separiert. Ein darauf folgender Kollimator gibt dem Clusterstrahl seine endgültige Form.

Das Herzstück des Cluster-Jet Targets stellt wie beim Gas-Jet Target die Lavaldüse dar. Der entscheidende Unterschied liegt in der Betriebstemperatur. Während das Gas-Jet Target häufig bei Raumtemperatur arbeitet, wird das Cluster-Jet Target bei Temperaturen im Bereich von typischerweise 20 – 50 K betrieben (vgl. Tabelle 2.2). Durch die adiabatische Expansion des Gases innerhalb der Lavaldüse erfolgt eine Abkühlung des Gasstrahls und die Relativgeschwindigkeit benachbarter Moleküle nimmt ab. Dadurch können über Drei-Körper-Stöße Kondensationskeime entstehen, die sich durch die Übersättigung des Gases bereits im Bereich hinter der engsten Stelle der Lavaldüse zu Clustern ausbilden. Die Teilchen innerhalb eines Clusters werden dabei über die Van-der-Waals Kraft zusammengehalten.

Die Clusterbildung findet nur für einen kleinen Teil des Gasstroms statt. Um den Clusterstrahl vom Restgas zu trennen, wird ein Skimmer eingesetzt, der nur den inneren Teil des Strahls mit geringer Divergenz passieren lässt. Die Form des Strahlquerschnitts wird durch einen Kollimator definiert.

Im Gegensatz zum Gas-Jet Target können durch das Cluster-Jet Target bei größeren Abständen zwischen der Lavaldüse und der Streukammer gleichzeitig höhere Targetdichten erzielt werden, wodurch ein Detektoraufbau über einen weiteren Raumwinkelbereich ermöglicht wird. Mit dem Cluster-Jet Target des ANKE³-Experiments am Beschleunigerring COSY werden beispielsweise Flächendichten in der Größenordnung von mehr als 10^{14} Atome/cm² bei einem Düsenabstand von 0,65 m erreicht [TKOK11]. Die Prototyp-Entwicklung eines Cluster-Jet Targets für das $\bar{\text{PANDA}}$ ⁴-Experiment an der Westfälischen-Wilhelms-Universität Münster ermöglicht durch die Verwendung von flüssigem Wasserstoff⁵ sogar Targetdichten im Bereich von 10^{15} Atomen/cm² bei einem Düsenabstand zur Streukammer von über 2 m (vgl. Tabelle 2.2) [TKOK11]. Damit erfüllt das Münsteraner Cluster-Jet Target die Anforderungen für den Aufbau des $\bar{\text{PANDA}}\text{-}4\pi$ -Detektors um den Interaktionspunkt. Zudem kann die Targetdichte durch die Variation der Düsens-temperatur und des Düsendrucks um mehrere Größenordnungen verändert werden. Dadurch ist das Cluster-Jet Target flexibel einsetzbar. Die typischen Betriebsparameter des Münsteraner Cluster-Jet Targets sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

Düsendurchmesser	11 – 28 μm
Betriebstemperatur	20 – 50 K
Druck vor der Düse	> 18 bar
Abstand vom Wechselwirkungspunkt	> 2 m
Targetdichte	10^{15} Atome/cm ⁻²
Aufweitung des Targetstrahls am Wechselwirkungspunkt:	etwa 10 mm

Tabelle 2.2: Typische Betriebsparameter des Münsteraner Cluster-Jet Targets [TKOK11].

Um die Aufweitung des Targetstrahls weiter zu verringern, wurde das Pellettargget entwickelt, bei dem das Targetmaterial am Wechselwirkungspunkt in fester Phase vorliegt.

³ANKE – Apparatus for Studies of **N**ucleon and **K**aon **E**jectiles

⁴ $\bar{\text{PANDA}}$ – Anti**P**roton **A**nnihilations at **D**Armstadt

⁵Dabei ist die genaue Beschaffenheit des Targetstrahls und der Cluster (flüssig/fest) Gegenstand aktueller Studien. Weiterhin ist auch die Verwendung von Deuterium geplant.

2.4 Das Pellettargget

Ein grundlegend vom Gas-Jet und Cluster-Jet Target verschiedenes Konzept liegt dem Pellettargget zu Grunde. Hier wird das Target durch einzelne gefrorene Tropfen von Wasserstoff, den sogenannten Pellets, zur Verfügung gestellt, wodurch eine geringere Aufweitung des Targetstrahls in der Streukammer erreicht wird.

Einen möglichen Aufbau für ein Pellettargget stellt das WASA-Pellettargget am Beschleunigerring COSY dar, dessen Funktionsprinzip in Abbildung 2.3 dargestellt ist und in dieser Diplomarbeit näher betrachtet wird (vgl. Kap. 4).

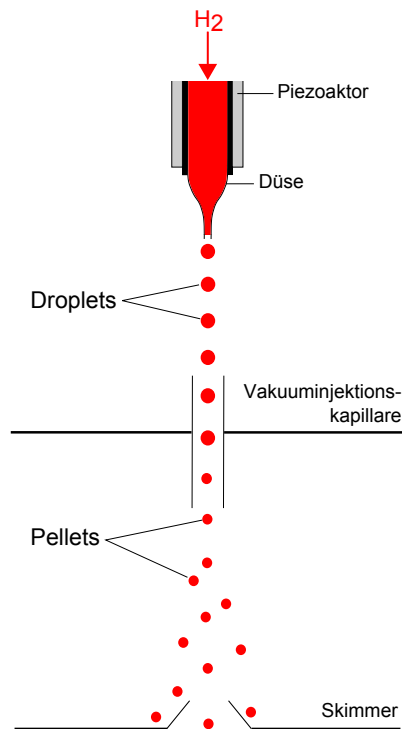


Abbildung 2.3: Funktionsprinzip des Pellettarggets. Der an den Düsenhalter angebrachte Piezoaktor erzeugt ein kontrolliertes Aufbrechen des die Düse verlassenden Flüssigkeitsstrahls in Droplets. Die flüssigen Droplets werden über eine Vakuuminjektionskapillare in die nächste Vakuummotte injiziert. Durch den dabei auftretenden Druckgradienten zwischen den beiden Vakuummotten gefrieren die Droplets zu Pellets. Ein Skimmer vermindert die dabei auftretende Aufweitung des Pelletstrahls.

Das Herzstück des Pellettarggets ist eine Glasdüse mit einem bis zum Düsenausgang konvergenten Verlauf, durch die flüssiger Wasserstoff (bzw. Deuterium) bei einer Temperatur

von etwa 14 K (bzw. 17 K) gepresst wird. Die Kühlung des Gases erfolgt dabei über einen Kühlkreislauf aus Kompressor und Kaltkopf. Die Düse ist in einem Düsenhalter eingefasst, dem durch einen Piezoaktor Schwingungen aufgeprägt werden. Durch den kleinen Innendurchmesser am Düsenausgang von typischerweise etwa $13\,\mu\text{m}$ führt dies zu einem kontrollierten Aufbrechen des Flüssigkeitsstrahls in einzelne Tropfen, den sogenannten Droplets.

Am Düsenausgang gelangen die Droplets zunächst in die Droplettkammer, die mit Heliumgas bei etwa 20 mbar gefüllt ist. Durch den vergleichsweise hohen Druck in der Droplettkammer bleiben die Droplets flüssig und ein Blockieren der Glasdüse durch das Ausfrieren des flüssigen Wasserstoffs am Düsenausgang wird vermieden. Den Übergang in die nächste Vakuumkammer mit einem Druck von etwa 10^{-3} mbar bildet die Vakuuminjektionskapillare. Durch den resultierenden Druckunterschied gefrieren die Droplets beim Eintritt in diese Vakuumkammer zu Pellets und werden beschleunigt.

Die Aufweitung des Pelletstrahls, die größtenteils auf Turbulenzen bei der Vakuuminjektion zurückzuführen ist, wird durch einen Skimmer verringert, der nur einen Teil des Pelletstrahls mit kleiner Divergenz passieren lässt. Im Gegensatz zum Gas-Jet bzw. Cluster-Jet Target muss ein Pellettarget auf Grund der vergleichsweise geringen Geschwindigkeit der Pellets von etwa $60 - 80\,\frac{\text{m}}{\text{s}}$ immer senkrecht aufgebaut werden, da die Pellets sonst schon bei einem zurückgelegten Weg von wenigen Metern durch die Erddanziehung eine Ablenkung in der Größenordnung von Zentimetern von ihrer Sollbahn erfahren würden [Nor06]. Typische Betriebsparameter des WASA-Pellettargets sind in Tabelle 2.3 für den Wasserstoffbetrieb zusammengefasst.

Düsendurchmesser	12 – 14 μm
Betriebstemperatur	etwa 14 K
Druck vor der Düse	400 – 800 mbar
Abstand vom Wechselwirkungspunkt	> 2 m
Targetdichte	10^{15} Atome/ cm^2
Aufweitung des Targetstrahls am Wechselwirkungspunkt:	etwa 2 – 4 mm

Tabelle 2.3: Typische Betriebsparameter des WASA-at-COSY Pellettargets für den Betrieb mit Wasserstoff [Ber08].

Ein zum WASA-Target baugleicher Pelletgenerator ist die Pellet Test Station in Uppsala. Dieser ermöglicht verschiedene Tests am Pellettarget im Labor, ohne Einschränkung durch den Strahlbetrieb am Beschleuniger.

Ein weiteres Pellettarget wird zur Zeit von der Moskau-Jülich-Pellettarget Gruppe für das \bar{P} ANDA-Experiment entwickelt [BFC⁺06]. Grundsätzlich arbeitet dieses Target nach dem gleichen Funktionsprinzip wie das WASA-Pellettarget, nur dass die Gaskühlung über flüssigen Stickstoff und Helium anstelle eines Kaltkopfes erfolgt, um eine Beeinträchtigung des Pelletstrahls durch die Vibrationen des Kaltkopfes zu vermeiden.

Während sowohl das WASA-Pellettarget als auch das in der Entwicklung befindliche Pellettarget der Moskau-Jülich Gruppe große Abmessungen aufweisen, wurde von einer Gruppe der Goethe-Universität in Frankfurt ein sehr kompakter Aufbau eines Dropletgenerators für die Wechselwirkung von Wasserstoff- und Argondroplets mit Laserstrahlen entwickelt [CFKK⁺11]. Das Design des Dropletgenerators ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

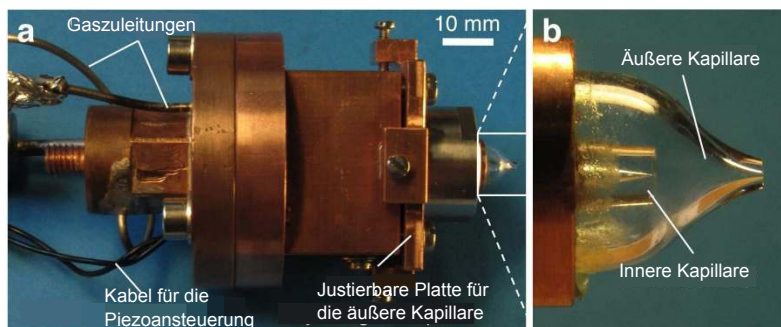


Abbildung 2.4: Foto des von einer Gruppe der Goethe-Universität in Frankfurt entwickelten kompakten Dropletgenerators [CFKK⁺11]. Das verwendete Gas wird gekühlt und verflüssigt. Der durch die innere Kapillare erzeugte Flüssigkeitsstrahl wird in die äußere Kapillare injiziert, in die parallel zum Flüssigkeitsstrahl Hintergrundgas eingelassen wird. Die Ansteuerung eines ringförmigen an den Halter der Kapillare angebrachten Piezoaktors lässt den Flüssigkeitsstrahl in Droplets aufbrechen. Nach wenigen Millimetern verlassen die Droplets den Dropletgenerator durch die äußere Kapillare.

Hierbei befindet sich eine Glaskapillare innerhalb einer größeren, äußeren Kapillare. Im Vergleich zum WASA-Pellettarget entspricht dabei die innere Kapillare der Düse,

während die äußere Kapillare sowohl die Dropletkammer als auch die Vakuuminjektionskapillare bildet. Durch das Abkühlen des verwendeten Gases entsteht ein Flüssigkeitsstrahl, der von der inneren in die äußere Kapillare injiziert wird, in die parallel hierzu das verwendete Hintergrundgas eingelassen wird. Unter Verwendung eines ringförmigen Piezoaktors an der Halterung der Glaskapillare wird der Flüssigkeitsstrahl in Droplets ähnlich wie beim WASA-Pelletttarget aufgebrochen. Durch den kompakten Aufbau kann der Abstand zwischen den Ausgängen der beiden Kapillaren auf wenige Millimeter reduziert werden, wodurch die Zeit für die Wechselwirkung des Flüssigkeitsstrahls mit dem Hintergrundgas und damit auch die daraus resultierende räumliche Aufweitung des Targetstrahls verringert werden [CFKK⁺11].

Typische Größen für den Wasserstoffbetrieb dieses Dropletgenerators sind ein Druck vor der inneren Kapillare von etwa 7 bar, ein Durchmesser der inneren Kapillare von etwa 5 μm und eine Betriebstemperatur von etwa 14,5 K.

Bei den bisher vorgestellten Konzepten erfolgt die Dropleterzeugung über eine Glasdüse, die auf Grund ihres geringen Innendurchmessers das Aufbrechen des Flüssigkeitsstrahls hervorruft, andererseits aber bereits durch kleinste Verunreinigungen blockiert werden kann. Ein neues, aktuell noch rein theoretisches Konzept zur Dropleterzeugung ohne Glasdüse ist die sogenannte Flow Focusing Methode [Var11], deren Funktionsprinzip in Abbildung 2.5 dargestellt ist.

Im Vergleich zum WASA-Pelletttarget resultiert dieses Konzept in der Aufteilung der Dropletkammer in zwei Unterräume: die Düsenkammer und die darauf folgende Dropletkammer. Eine Kapillare wird so in der mit Helium gefüllten Düsenkammer platziert, dass ihr Ausgang einer Lochblende in der Düsenkammer gegenüber liegt. Dabei umgibt das Heliumgas bei einem Druck von $p_1 \approx 40$ mbar den aus der Kapillare austretenden flüssigen Wasserstoffstrahl und es entsteht ein gemeinsamer Fluss durch die Lochblende. Durch das radiale Einwirken des Heliumgases auf den Wasserstoffstrahl wird dieser im Bereich der Lochblende eingeschnürt und beschleunigt, was zu einem natürlichen Aufbrechen in Droplets (vgl. Abschnitt 4.2.2) in der dahinter liegenden Dropletkammer ($p_0 \approx 20$ mbar) führt.

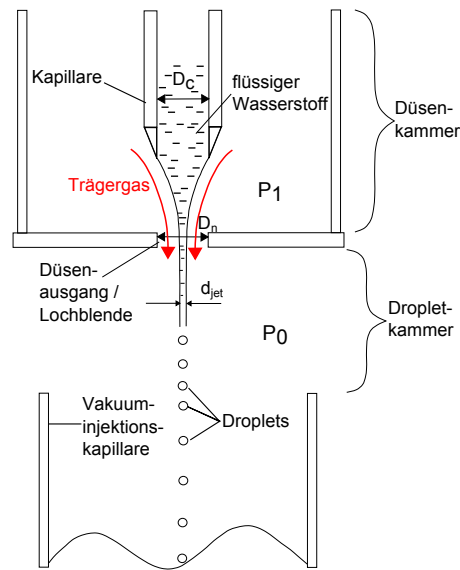


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Flow Focusing Methode [Var11]. Die Kapillare injiziert einen Flüssigkeitsstrahl in die sogenannte Düsenkammer. Der Ausgang der Kapillare ist dabei auf eine Lochblende in der Düsenkammer ausgerichtet. Durch den parallelen Fluss des Flüssigkeitsstrahls und des Hintergrundgases durch die Lochblende wird der Strahl fokussiert in die Dropletkammer injiziert.

Die Verwendung einer Kapillare mit größerem Innendurchmesser anstatt der bei den anderen Konzepten verwendeten Glasdüse soll weiterhin Blockierungen verhindern. Zudem ergäbe sich die Möglichkeit, den Heliumdruck p_1 im Bereich des entstehenden Wasserstoffstrahls zu erhöhen, ohne dabei den Druckgradienten innerhalb der Vakuuminjektionskapillare zu verstärken, wodurch das Risiko des Einfrierens der Düse vermindert werden könnte.

Unter den hier vorgestellten Pellettargetansätzen ist das von der Arbeitsgruppe Khoukaz betriebene WASA-Target aktuell das weltweit einzige im Beschleunigerbetrieb eingesetzte Pellettarget. Um den Betrieb weiter zu optimieren, sollen die Funktionsweise sowie einzelne Bestandteile des WASA-Pellettargets in dieser Diplomarbeit näher betrachtet und untersucht werden (vgl. Kapitel 4).

3 Das Experiment WASA-at-COSY

Der Name WASA (**W**ide **A**ngle **S**hower **A**pparatus) [A⁺04] leitet sich von der Eigenschaft des Aufbaus ab, einen sehr weiten Winkelbereich für den Nachweis von Reaktions- und Zerfallsteilchen abzudecken.

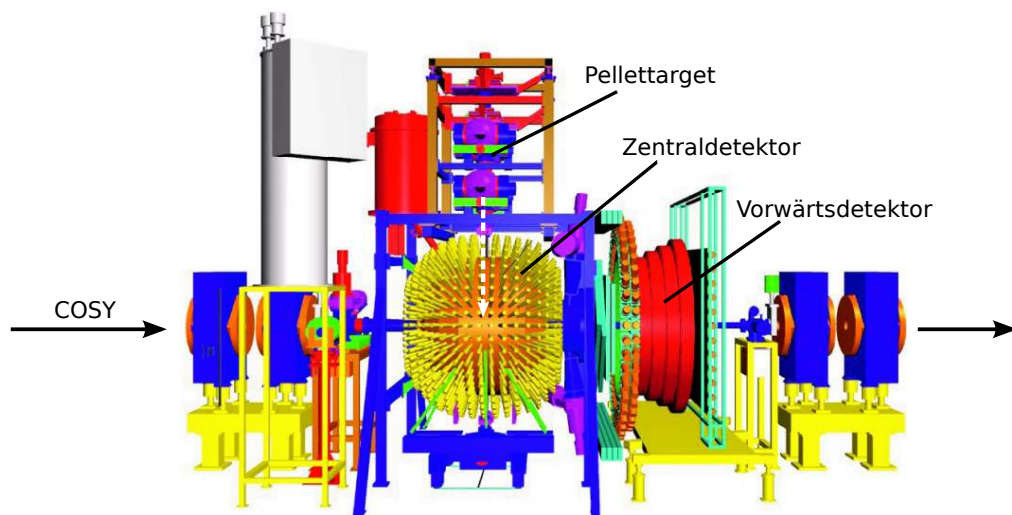


Abbildung 3.1: Aufbau des WASA-Experiments mit Pellettargget, Zentral- und Vorwärtsdetektor. Der COSY-Beschleunigerstrahl tritt von links in den Experimentaufbau ein. Der Pelletstrahl ist durch eine weiße, gestrichelte Linie angedeutet [A⁺04].

Entwickelt wurde das Experiment zur Erzeugung von leichten bis mittelschweren Mesonen sowie zum Studium ihrer Zerfallscharakteristik am Beschleuniger CELSIUS¹ in Uppsala (Schweden). Mit Strahlenergien von bis zu 1,5 GeV wurden hier Pionen und η -Mesonen in Proton-Proton- und Proton-Deuteron-Reaktionen untersucht.

¹CELSIUS – Cooling with **E**lectrons and **S**toring of **I**ons in the **U**ppsala **S**ynchrocyclotron

Mit der Abschaltung von CELSIUS im Jahr 2005 begann der Umzug des WASA-Experimentaufbaus inklusive Pellettarget an den COSY-Beschleuniger in Jülich, wo 2006 die erste Strahlzeit durchgeführt werden konnte. Die wesentlichen Bestandteile von WASA-at-COSY sind der Beschleuniger und das Detektorsystem, die in den Abschnitten 3.2 und 3.3 vorgestellt werden, sowie das Pellettarget, welches in Kapitel 4 detailliert beschrieben wird. Der Gesamtaufbau der einzelnen Komponenten ist in Abbildung 3.1 dargestellt. An WASA-at-COSY können Mesonen nun auch in Deuteron-Deuteron-Reaktionen erzeugt werden. Nach Anpassung der Detektorstruktur an die höheren Strahlenergien von COSY können zudem ρ - und η' -Mesonen untersucht werden.

3.1 Grundlagen und Ziele

Ein Hauptaspekt des physikalischen Programms von WASA-at-COSY liegt in der Suche nach verbotenen und seltenen Zerfällen. Diese Suche stellt eine Überprüfung des Standardmodells sowie die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells dar.

3.1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell beschreibt drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen: die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung [PRSZ04]. Dabei wird die Gravitation vernachlässigt, da sie auf den in der Elementarteilchenphysik relevanten Längenskalen um viele Größenordnungen schwächer als die anderen drei Wechselwirkungen ist.

Die Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Wechselwirkungsteilchen mit ganzzahligem Spin (den Austauschbosonen) beschrieben. Sie werden von den Grundbausteinen der Materie, den Quarks und den Leptonen mit halbzahligem Spin (Fermionen), ausgetauscht und koppeln an deren entsprechende Ladungen. Das Austauscheteilchen der elektromagnetischen Kraft ist das Photon. Es koppelt an die elektrische Ladung der Teilchen und kann sowohl mit Leptonen als auch mit Quarks wechselwirken. Die schwache

Kraft wird von den W^\pm - und Z^0 -Bosonen vermittelt und koppelt an die schwache Ladung der Leptonen. Die starke Kraft wird von der Quantenchromodynamik beschrieben. Diese ordnet den Quarks sowie den Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, den Gluonen, eine Farbladung von rot, grün und blau zu. Somit können Quarks und Gluonen stark wechselwirken.

Eine Übersicht über die elementaren Teilchen des Standardmodells, d. h. die Leptonen, die Quarks und die Austauschteilchen, ist in Abbildung 3.2 gegeben.

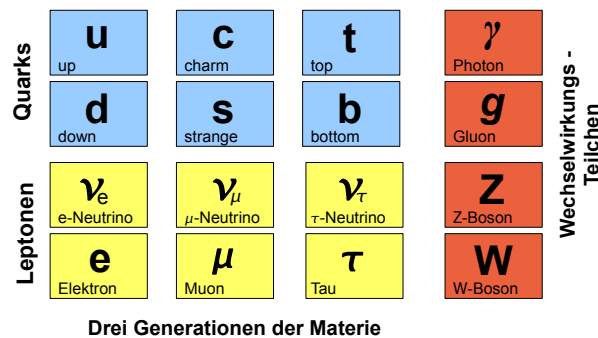


Abbildung 3.2: Übersicht über die Bausteine des Standardmodells.

Das Standardmodell beschreibt insgesamt 24 Materieteilchen und 12 Austauschteilchen: Es gibt sechs Quarks mit ihren zugehörigen Antiquarks, sechs Leptonen mit ihren Antiteilchen, ein Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung (das Photon), acht Gluonen für die starke Kraft und insgesamt drei Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung (die W^\pm - und das Z^0 -Boson).

Die Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind und stark wechselwirken können, werden Hadronen genannt. Dabei unterliegen die Quarks in ihrem Zusammenschluss zu Hadronen dem von der Quantenchromodynamik vorgegebenen Confinement. Daraus folgt, dass sie sich nur zu farbneutralen Systemen zusammensetzen können. Diese Bedingung lässt sowohl Baryonen, Mesonen als auch exotische Teilchen zu.

Baryonen sind Drei-Quark-Systeme mit halbzahligem Gesamtspin und damit Fermionen. Dabei ist jedem Quark eine andere Farbladung zugeordnet, wodurch sich ein farbneutrales System aus rot, grün und blau, bzw. bei Antibaryonen aus antirot, antigrün und antiblau ergibt. Beispiele für die Baryonen sind die Nukleonen – das Proton und das Neutron.

Mesonen hingegen sind Quark-Antiquark-Systeme mit ganzzahligem Gesamtspin und somit Bosonen. Um insgesamt farbneutral zu erscheinen, sind die Farbladungen dabei auf eine Farbe und ihre entsprechende Antifarbe festgelegt. Ein Beispiel für Mesonen ist das in Abschnitt 3.1.3 besprochene η -Meson.

Abgesehen vom Proton sind alle bekannten Hadronen instabil und zerfallen in andere Teilchen. Zerfälle können über die unterschiedlichen Wechselwirkungen stattfinden, wobei verschiedene Größen laut Standardmodell erhalten bleiben müssen. Wird ein Zerfall beobachtet, der die Symmetrie der entsprechenden Wechselwirkung verletzt, deutet dies auf Physik jenseits des Standardmodells hin.

3.1.2 Symmetrien des Standardmodells

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik macht Voraussagen über Symmetrien und Erhaltungsgrößen für die Zerfälle von Teilchen [PRSZ04].

Die Parität P beschreibt das Verhalten eines physikalischen Systems unter Raumspiegelung. Der Paritätsoperator \mathcal{P} bewirkt die Umkehrung des Vorzeichens der Raumkoordinaten einer Wellenfunktion ψ entsprechend:

$$\mathcal{P}\psi(x) = a \cdot \psi(-x). \quad (3.1)$$

Dabei ist a ein Phasenfaktor. Entspricht $a = +1$, so wird von positiver Parität gesprochen, bei $a = -1$ handelt es sich um negative Parität. Soll die Parität in einer Teilchenreaktion erhalten bleiben, so muss ein System positiver Parität wieder in ein System positiver Parität übergehen.

In der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung gilt die Parität laut Standardmodell als erhalten, während sie für die schwache Wechselwirkung keine Erhaltungsgröße darstellt.

Der Operator der Ladungskonjugation \mathcal{C} überführt ein Teilchen in sein entsprechendes Antiteilchen. Angewendet auf das up-Quark ergibt sich dabei

$$\mathcal{C} |u\rangle = |\bar{u}\rangle. \quad (3.2)$$

Ein Beispiel für einen Eigenzustand des \mathcal{C} -Operators ist das Photon:

$$\mathcal{C} |\gamma\rangle = -|\gamma\rangle. \quad (3.3)$$

Damit ist das Photon sein eigenes Antiteilchen. Bei der C -Parität handelt es sich um eine multiplikative Quantenzahl. Das bedeutet, wenn die C -Parität eines Zerfalls erhalten bleiben soll, muss das Produkt der C -Paritäten der Eingangszustände gleich dem Produkt der C -Paritäten der Endzustände sein. Die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung sind unter der Ladungskonjugation invariant. In der schwachen Wechselwirkung ist die C -Parität keine Erhaltungsgröße.

Die Zeitumkehr lässt Prozesse in der Zeit rückwärts ablaufen und wird durch den \mathcal{T} -Operator beschrieben. Ist ein System \mathcal{T} -invariant, so existiert zu einem Prozess auch der Prozess, der vom Endzustand bei Umkehrung aller Bewegungsrichtungen der Teilchen zum Ausgangszustand zurückkehrt. Die Symmetrie der Zeitumkehr wird in der schwachen Wechselwirkung ebenfalls verletzt.

Während die einzelnen Symmetrien in verschiedenen Prozessen und Reaktionen nicht erhalten sein müssen, besagt das \mathcal{CPT} -Theorem, dass die Kombination der drei Symmetrien immer erhalten bleibt.

3.1.3 Das η -Meson

Ein Schwerpunkt des WASA-Experiments ist es, die Zerfallscharakteristik des η -Mesons zu untersuchen [A⁺04]. Mesonen können durch die Betrachtung des Gesamtdrehimpulses

\vec{J} sowie ihrer Parität P unterschieden werden [PRSZ04]. Dabei berechnet sich der Gesamtdrehimpuls mit dem Drehimpuls \vec{L} und dem Gesamtspin \vec{S} zu

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (3.4)$$

Die Parität eines Fermion-Antifermion-Systems ergibt sich aus

$$P = (-1)^{l+1}. \quad (3.5)$$

Entsprechend dieser Größen werden beispielsweise für eine Drehimpulsquantenzahl von $l = 0$ Mesonen mit $S = 0$ und damit $J^P = 0^-$ als pseudoskalare und Mesonen mit $S = 1$ und damit $J^P = 1^-$ als Vektormesonen bezeichnet.

Bei der Kombination der beiden Triplets aus den drei leichtesten Quarks (u, d, s) und deren Antiquarks werden nach der SU(3)-Flavour-Symmetrie $3 \otimes 3 = 9$ Zustände erwartet, wie sie in Abbildung 3.3 in Abhängigkeit von der Strangeness S und der dritten Komponente des Isospins I_3 dargestellt sind.

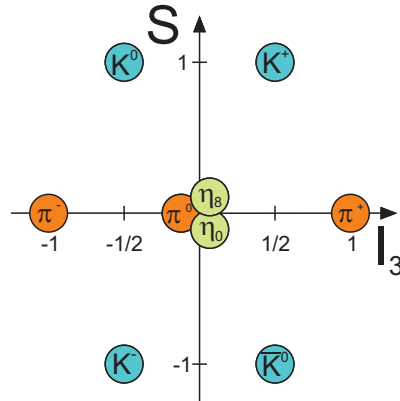


Abbildung 3.3: Nonett der pseudoskalaren Mesonen.

Dabei ergeben sich drei Zustände, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$, mit den gleichen Quantenzahlen $I_3 = S = 0$. Das bedeutet, I , J und P sind für diese drei Zustände gleich und sie können mischen. Der Zustand, der nur aus $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ zusammengesetzt ist, entspricht dem π^0 -Meson:

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} |u\bar{u} - d\bar{d}\rangle. \quad (3.6)$$

Zusammen mit dem $\pi^+ = |u\bar{d}\rangle$ und dem $\pi^- = |\bar{u}d\rangle$ bildet es das Triplet der Pionen. Aus der Mischung aller drei Kombinationen $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$ ergeben sich zwei mögliche orthogonale Zustände:

$$|\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle \quad (3.7)$$

und

$$|\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} |u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\rangle. \quad (3.8)$$

Die zugehörigen physikalischen Teilchen η und η' ergeben sich durch Linearkombinationen aus 3.7 und 3.8. Da die Mischung aber nur gering ist, gilt näherungsweise

$$|\eta\rangle \approx |\eta_8\rangle \quad \text{und} \quad |\eta'\rangle \approx |\eta_1\rangle \quad (3.9)$$

[PRSZ04]. Die wichtigsten Eigenschaften des η -Mesons sind in Tabelle 3.1 dargestellt:

Masse	$(547,853 \pm 0,024) \text{ MeV}/c^2$
Zerfallsbreite	$(1,30 \pm 0,07) \text{ keV}$
Ladung	0
Isospin	0
Strangeness	0
Baryonenzahl	0
Leptonenzahl	0
Parität	-1
C-Parität	+1
G-Parität	+1

Tabelle 3.1: Eigenschaften des η -Mesons [Nak10]. Die genannte Masse ist Gegenstand aktueller Untersuchungen [Gos].

3.1.4 Zerfallskanäle des η -Mesons

Das η -Meson kann auf Grund seiner geringen Masse schon mit vergleichsweise niedrigen Energien erzeugt werden und ist daher bereits für Experimente an Mittelenergiebeschleunigern wie COSY zugänglich. Für das WASA-at-COSY Experiment werden η -Mesonen sowohl in pp- als auch in pd-Kollisionen erzeugt.

Das η -Meson zerfällt in neutralen ($\approx 72\%$) und geladenen Zerfallskanälen ($\approx 28\%$). Die dominanten Zerfallskanäle sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Zerfall	Verzweigungsverhältnis
$\eta \rightarrow 2 \gamma$	$(39,31 \pm 0,34)\%$
$\eta \rightarrow 3 \pi^0$	$(32,57 \pm 0,23)\%$
$\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$	$(22,74 \pm 0,28)\%$
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	$(4,60 \pm 0,16)\%$
$\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$	$(0,70 \pm 0,07)\%$
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$	$(2,68 \pm 0,11) \cdot 10^{-4}\%$
$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	$(3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}\%$
$\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma$	$(2,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}\%$
$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$(5,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}\%$

Tabelle 3.2: Häufigste Zerfälle des η -Mesons [Nak10].

Dabei verletzt der Zerfall in drei Pionen den Isospin. Weiterhin sind alle starken Zerfälle des η -Mesons in erster Ordnung verboten. So verletzt der Zerfall in zwei bzw. vier Pionen die Erhaltung der Parität und des Drehimpulses, während die Zerfälle in $\pi^0 \gamma$, $2\pi^0 \gamma$ und $3\pi^0 \gamma$ die C-Parität nicht erhalten. Der nächste erlaubte Zerfall ist $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$. Dieser ist jedoch auf Grund seiner geringen Phasenraumverteilung stark unterdrückt.

Durch die Unterdrückung der starken Zerfälle zerfällt das η -Meson hauptsächlich elektromagnetisch sowie über Isospin verletzende starke Zerfälle, was eine relativ lange Lebensdauer mit sich bringt. Dies eröffnet den Zugang zu seltenen und verbotenen Zerfällen, wie sie in Tabelle 3.3 dargestellt sind.

Zerfall	Verzweigungsverhältnis	verletzte Symmetrie
$\eta \rightarrow \pi^0 \gamma$	$< 9 \cdot 10^{-5}$	C
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$< 1,3 \cdot 10^{-5}$	P, CP
$\eta \rightarrow 2\pi^0$	$< 3,5 \cdot 10^{-4}$	P, CP
$\eta \rightarrow 2\pi^0 \gamma$	$< 5 \cdot 10^{-4}$	C
$\eta \rightarrow 3\pi^0 \gamma$	$< 6 \cdot 10^{-5}$	C
$\eta \rightarrow 3\gamma$	$< 1,6 \cdot 10^{-5}$	C
$\eta \rightarrow 4\pi^0$	$< 6,9 \cdot 10^{-7}$	P, CP
$\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	$< 4 \cdot 10^{-5}$	C
$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	$< 5 \cdot 10^{-6}$	C

Tabelle 3.3: Verbotene Zerfälle des η -Mesons [Nak10].

Somit ergibt sich mit dem η -Meson aus der Erzeugung mit am Beschleuniger COSY möglichen Energien und der weitgehenden Unterdrückung starker Zerfälle eine einmalige Konstellation für die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Mit dem WASA-Detektor können die Zerfallsteilchen des η -Mesons, speziell auch die neutralen, mit nahezu 4π geometrischer Akzeptanz nachgewiesen werden und seltene Zerfälle können mit hoher Präzision untersucht werden.

Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Ein Beispiel für die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells ist die Untersuchung des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ [Win11, Ber]. Dabei ist ein Zerfall über ein oder zwei virtuelle Photonen denkbar.

- Zerfall über ein virtuelles Photon: $\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma^* \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Die C -Parität des π^0 -Mesons beträgt $+1$, die des virtuellen Photons -1 . Da es sich hierbei um eine multiplikative Quantenzahl handelt, ergäbe sich dadurch für das η -Meson eine C -Parität von -1 . Da dies nicht mit dem tatsächlichen Wert von $+1$ übereinstimmt, tritt für diesen Zerfall eine C -Paritätsverletzung auf und die Beobachtung dieses Zerfalls wäre ein Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells.

- Zerfall über zwei virtuelle Photonen: $\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma^* + \gamma^* \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Für diesen Zerfall tritt keine C -Paritätsverletzung auf. Er ist also im Rahmen des Standardmodells erlaubt, jedoch mit einem theoretischen Verzweungsverhältnis von 10^{-11} bis 10^{-8} sehr unwahrscheinlich.

Das aktuelle obere Limit für das Verzweungsverhältnis liegt bei 4×10^{-5} (vgl. Tabelle 3.3) und ist aktuell Gegenstand weiterer Studien [Ber].

3.2 Der COSY-Beschleuniger

Die COSY-Anlage dient der Beschleunigung polarisierter und unpolarisierter Protonen und Deuteronen im Impulsbereich von $0,3 - 3,7 \frac{\text{GeV}}{c}$ [A⁺04]. Der Name COSY – **CO**oler **S**Ynchrotron – geht dabei auf die beiden zur Verfügung stehenden Strahlkühlungsmechanismen, die Elektronen- und die stochastische Kühlung, zurück.

Zur Zeit sind die zwei internen Experimente WASA und ANKE sowie das Strahlpolarimeter EDDA und das externe Experiment COSY-TOF am Beschleuniger installiert. Der Aufbau der Anlage ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Hauptbestandteile sind die Ionenquellen, das Zyklotron JULIC und der Speicherring COSY, die im Folgenden näher beschrieben werden [M⁺97, G⁺05, S⁺97].

3.2.1 Das Zyklotron JULIC

Zur Speisung des Zyklotrons stehen verschiedene Ionenquellen zur Verfügung, die je nach Wunsch sowohl polarisierte wie auch unpolarisierte H⁻- bzw. D⁻-Ionen erzeugen können. Dabei trifft ein Strahl ggf. polarisierter Protonen bzw. Deuteronen auf einen Caesiumstrahl. Beim Stoß findet entsprechend $\text{H (D)} + \text{Cs} \rightarrow \text{H}^- (\text{D}^-) + \text{Cs}^+$ ein Ladungsaustausch statt.

Die so erzeugten negativen Ionen werden in das Zyklotron injiziert und dort bis auf Energien von 45 MeV für H⁻ bzw. 90 MeV für D⁻ vorbeschleunigt. Über die Injektions Beam Line gelangen sie zu einer Kohlenstoffolie, an der sie ihre Elektronenhülle verlieren, und werden anschließend als positiv geladene Ionen (Protonen bzw. Deuteronen) in den Speicherring eingeleitet.

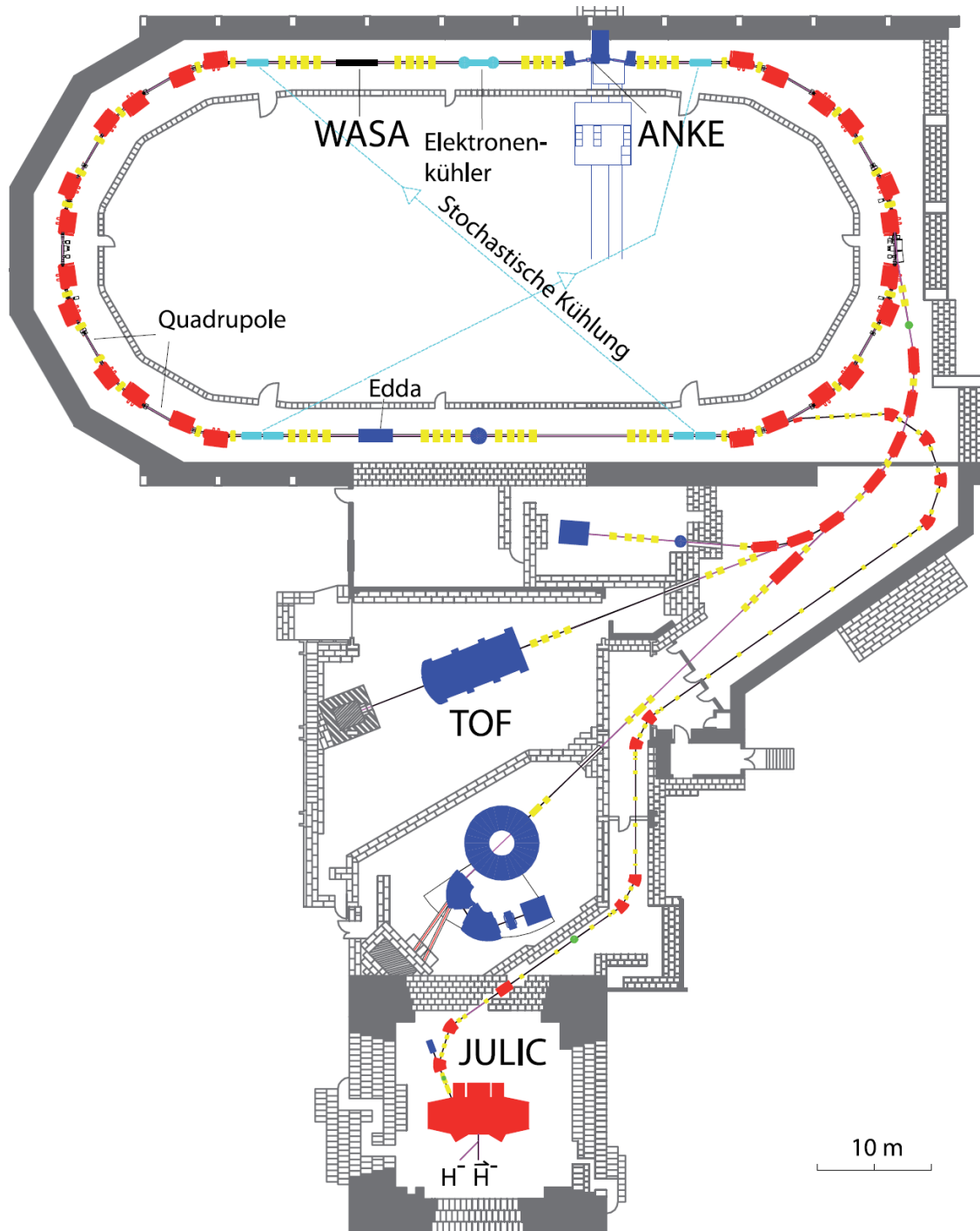


Abbildung 3.4: Aufbau der Beschleunigeranlage COSY mit den Ionenquellen, dem Zyklotron JULIC, den internen Experimenten WASA und ANKE und dem Strahlpolarimeter EDDA, die sich innerhalb des Speicherrings befinden, sowie dem externen Experiment COSY-TOF, für das der Beschleunigerstrahl über eine Extraktions Beam Line extrahiert wird [A⁺04].

3.2.2 Der Speicherring

Das Synchrotron liefert einen Teilchenstrahl im Impulsbereich zwischen $0,3$ und $3,7 \frac{\text{GeV}}{c}$. Dabei besitzt der Speicherring einen Umfang von 184m und besteht aus zwei geraden Sektionen mit je 40m Länge und zwei halbkreisförmigen Sektionen mit je 52m Länge. Eine dieser geraden Sektionen bietet Platz für den WASA-Aufbau.

Insgesamt halten 24 Dipolmagnete den Teilchenstrahl in den Halbkreissegmenten auf der Spur. Sowohl in den Halbkreissegmenten als auch in den geraden Sektionen sorgen insgesamt 56 Quadrupolmagnete für die Fokussierung des Strahls. Die maximale Teilchenzahl innerhalb des Speicherrings beträgt 10^{11} Teilchen.

3.2.3 Die Strahlkühlung

Um eine möglichst hohe Strahlqualität, d. h. ein möglichst geringes Phasenraumvolumen des Strahls zu gewährleisten, bietet der COSY-Aufbau zwei Varianten der Strahlkühlung: zum einen die Elektronenkühlung, die für Impulse bis zu $0,6 \text{ GeV}/c$ verwendet werden kann, und zum anderen die stochastische Kühlung für Impulse ab $1,5$ bzw. $3,0 \text{ GeV}/c$ für Wasserstoff- bzw. Deuteriumionen.

Bei der Elektronenkühlung wird ein Strahl von Elektronen möglichst einheitlichen Impulses erzeugt und auf die Geschwindigkeit des zu kühlenden Teilchenstrahls beschleunigt. Während der Elektronenstrahl für wenige Meter entlang des Teilchenstrahls läuft, stoßen bevorzugt solche Strahlteilchen mit den Elektronen, deren Impulsrichtung von der Sollrichtung, also der Impulsrichtung der Elektronen, abweicht. Somit verringert sich der Anteil an Transversalimpulsen im Teilchenstrahl, während er sich im Elektronenstrahl erhöht. Nach wenigen Metern wird der Elektronenstrahl ausgekoppelt und der Teilchenstrahl läuft separat gekühlt weiter. Da die Elektronen für diese Art der Kühlung zunächst beschleunigt werden müssen, steht das Verfahren nur bei vergleichsweise geringen Strahlimpulsen zur Verfügung.

Bei höheren Strahlimpulsen wird die stochastische Kühlung verwendet. Dafür sind im Speicherring zwei Elektroden installiert, die den Strahl über elektrische Felder

beeinflussen können. Eine Pick-Up-Elektrode misst die Abweichung des Teilchenstrahls von der gewünschten Bahn und übermittelt diese Information an die Kicker-Elektrode auf der gegenüberliegenden Seite des Speicherrings. Die Kicker-Elektrode nimmt dann eine entsprechende Korrektur der Teilchenbahn in Richtung Sollbahn vor.

3.3 Der WASA-Detektor

Das Detektorsystem des WASA-Experiments ist für die Suche nach seltenen Zerfällen konstruiert worden, da es nahezu den gesamten Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt zwischen COSY- und Targetstrahl abdeckt. Es besteht aus einem Vorwärtsdetektor für den Nachweis von Reaktionsteilchen mit großen Vorwärtsimpulsen und dem 4π -Zentraldetektor für den Nachweis der Zerfallsteilchen von η - und π^0 -Mesonen. Die Kombination des Zentral- und des Vorwärtsdetektors ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Die Hauptbestandteile des Detektorsystems werden im Folgenden beschrieben. Eine nähere Beschreibung der einzelnen Komponenten des Vorwärts- bzw. Zentraldetektors wird im Anhang gegeben.

3.3.1 Der Vorwärtsdetektor (FD)

Der Vorwärtsdetektor (FD – **F**orward **D**etector) wurde für die Detektion von geladenen und neutralen Teilchen mit kleinen Streuwinkeln ($3^\circ - 18^\circ$), also großen Vorwärtsimpulsen, entwickelt [A⁺04]. Bei pp-, pd- und dd-Streuexperimenten handelt es sich dabei um Protonen, Neutronen, Deuteronen und Heliumkerne aus der Fusion sowie Pionen aus dem Zerfall erzeugter Baryonen oder Mesonen.

Der Vorwärtsdetektor besteht aus mehreren Lagen, die in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt sind. Die erste Lage stellt der Forward Window Counter (FWC) dar. Bestehend aus Szintillatoren liefert er Triggersignale erster Stufe (vgl. Abschnitt 3.3.3), um den Untergrund durch Teilchen, die an passivem Detektormaterial gestreut werden, zu reduzieren.

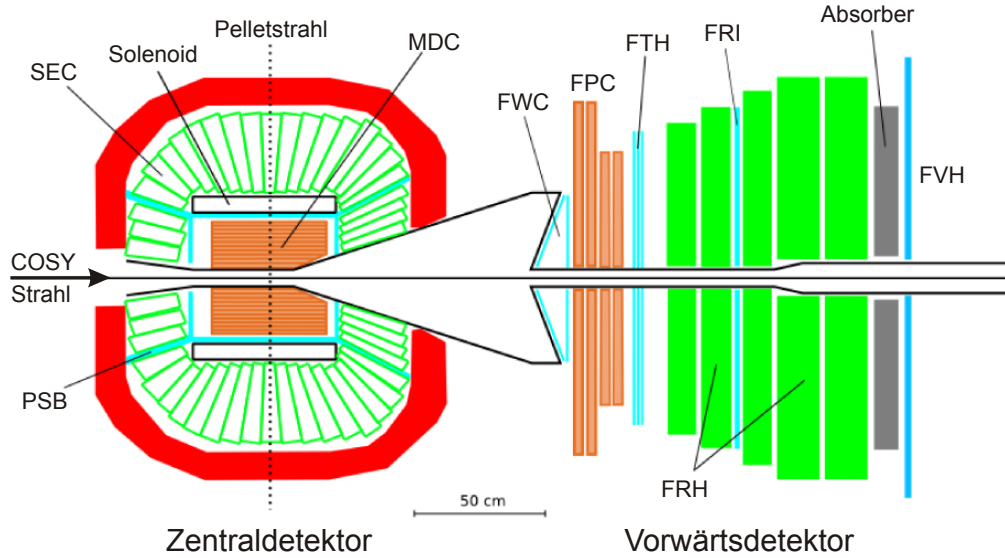


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des gesamten Detektoraufbaus [A⁺04]. Der zwiebförmig aufgebaute Zentraldetektor mit der Mini Drift Chamber (MDC), dem Plastic Scintillator Barrel (PSB) und dem Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC) sowie dem supraleitenden Solenoiden ist links dargestellt. Er umgibt den Interaktionspunkt des von links eintretenden COSY-Strahls und des von oben kommenden Pelletstrahls. Rechts davon sind die einzelnen Lagen des Vorwärtsdetektors dargestellt, in denen Teilchen mit großen Vorwärtsimpulsen detektiert und gestoppt werden. Die Eindringtiefe hängt dabei vom Teilchenimpuls ab. Das Vorwärtssystem besteht aus Forward Window Counter (FWC), Forward Proportional Chamber (FPC), Forward Trigger Hodoscope (FTH), Forward Range Hodoscope (FRH), Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI), Absorber und Forward Veto Hodoscope (FVH). Rot dargestellt ist das Eisenjoch, das zur Abschirmung des magnetischen Feldes des supraleitenden Solenoiden dient.

Der nächste Detektor, die Forward Proportional Chamber (FPC), setzt sich aus Driftrohren zusammen und dient der Koordinatenbestimmung der Teilchen für die Spurrekonstruktion. Das Forward Trigger Hodoscope (FTH) besteht wiederum aus Szintillatoren und dient der Teilchenidentifikation über die $\Delta E - E$ -Methode. In der nächsten Lage, dem Forward Range Hodoscope (FRH), gestoppte Teilchen können mit maximaler Energieauflösung (vgl. Tabelle 3.4) nachgewiesen werden. Innerhalb des FRH sorgt das Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI) für die Bestimmung der radialen Position der Teilchen für eine bessere Spurrekonstruktion. Ein Absorber kann optional in den Detektor eingesetzt werden. Mit Hilfe des Forward Veto Hodoscopes können Teilchen,

die den Absorber durchdringen, bereits auf Triggerebene mit einem Veto belegt oder speziell ausgewählt werden. Dabei kann es sich zum Beispiel um Beschleunigerteilchen handeln, die lediglich elastisch am Target gestreut wurden.

Grundlegende Eigenschaften des Vorwärtsdetektors sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

Anzahl an Szintillatorelementen	340
Streuwinkelbereich	$3^\circ - 18^\circ$
Streuwinkelauflösung	$\approx 0,2^\circ$
Max. kin. Energie E_{Stop} zum Stoppen von: π^\pm / Protonen / Deuteronen / α -Teilchen	170 / 300 / 400 / 900 MeV
Zeitauflösung	< 3 ns
Energieauflösung für gestoppte Teilchen	$\approx 3\%$
Teilchen mit $E_{Stop} < E < 2E_{Stop}$	$4 - 8\%$
Methode der Teilchenidentifikation	$\Delta E - E$

Tabelle 3.4: Eigenschaften des Vorwärtsdetektors vor der Anpassung an COSY-Strahlenergien [A⁺04].

Die notwendigen Umbauten zur Anpassung des Detektors an die höheren Strahlenergien von COSY haben zu einer Verbesserung der Energieauflösung von Protonen um 25 – 35% geführt (vgl. Abschnitt A.1.1) [FRH].

3.3.2 Der Zentraldetektor (CD)

Der Zentraldetektor (CD – **C**entral **D**etector) ist zwiebel förmig um den Interaktionspunkt zwischen COSY- und Pelletstrahl angeordnet und wurde zur Detektion von η - und π^0 -Zerfallsteilchen wie Photonen, Elektronen, Positronen sowie geladenen Pionen konstruiert. Hierfür weist er eine 96%ige geometrische Akzeptanz auf und wird daher als 4π -Detektor bezeichnet. Der Aufbau des Zentraldetektors ist schematisch in Abbildung 3.5 dargestellt.

Die innerste Schicht des Zentraldetektors stellt die Mini Drift Chamber (MDC) dar. Sie dient der Vertexbestimmung. Durch ihre Lage innerhalb des Solenoiden können über die Krümmung der Bahnen geladener Teilchen die Teilchenimpulse bestimmt werden. Der

supraleitende Solenoid kann dabei ein magnetisches Feld bis zu 1,3 T erzeugen. Ebenfalls innerhalb des Solenoiden befindet sich das Plastic Scintillator Barrel (PSB), welches als Trigger erster Stufe dient und über die $\Delta E - E$ -Methode bzw. $\Delta E - p$ -Methode zusammen mit der Mini Drift Chamber und dem Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC) zur Teilchenidentifikation genutzt wird. Das Scintillator Electromagnetic Calorimeter umgibt den Solenoiden und umfasst die gesamte innere Detektorstruktur. Dadurch ergibt sich eine 96%ige Akzeptanz des Zentraldetektors für die Bestimmung von Energien und Streuwinkel geladener und neutraler Teilchen. Der Zentraldetektor ist umgeben von einem 5 Tonnen schweren Eisenjoch, das den magnetischen Fluss zurückführt und auf diese Weise die außenliegende Elektronik sowie die zur Auslese der Szintillatoren verwendeten Photomultiplier vor dem magnetischen Feld schützt.

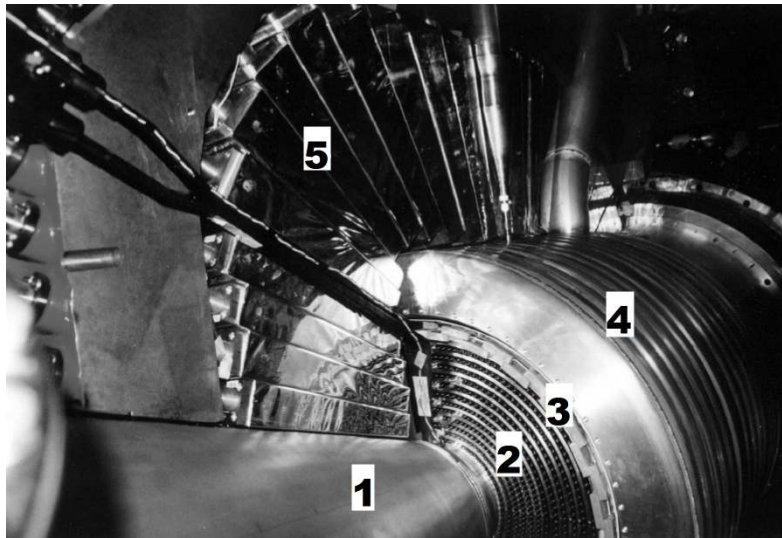


Abbildung 3.6: Foto des geöffneten Zentraldetektors mit Strahlrohr (1), MDC – Mini Drift Chamber (2), PSB – Plastic Scintillator Barrel (3), Solenoid (4) und SEC – Scintillator Electromagnetic Calorimeter (5) [A⁺04].

Abbildung 3.6 zeigt ein Foto der Bestandteile des Zentraldetektors für das eine Hälfte des Scintillator Electromagnetic Calorimeter entfernt wurde. In Abbildung 3.7 ist ein Foto des Strahlrohrs gezeigt, das sich im Zentraldetektor befindet. Dabei tritt der COSY-Strahl durch die obere Öffnung in das Strahlrohr ein, das sich hinter dem Vertexpunkt aufweitert. Das Pelletstrahlrohr ist senkrecht am COSY-Strahlrohr angebracht.

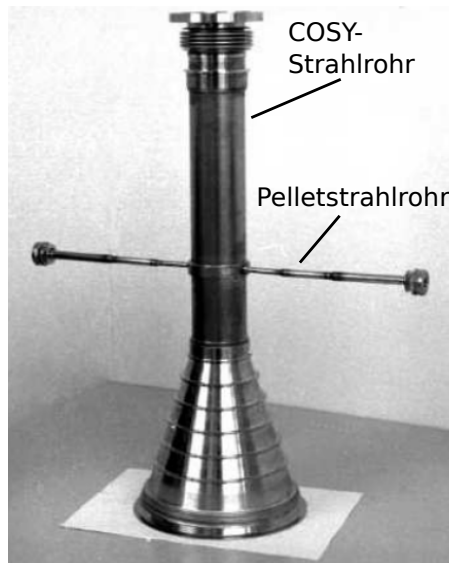


Abbildung 3.7: Foto des Strahlrohrs [A⁺04]. Der COSY-Strahl tritt durch die obere Öffnung des Strahlrohrs ein. Das Pelletstrahlrohr ist senkrecht zum COSY-Strahlrohr angebracht. Innerhalb des Zentraldetektors ist das COSY-Strahlrohr waagrecht und das Pelletstrahlrohr senkrecht ausgerichtet.

Durch die Verwendung des WASA-Pellettargets (vgl. Kapitel 4), das auch in größerer Distanz zum Vertexpunkt einen Targetstrahl mit einer sehr geringen Aufweitung von 2 – 4 mm liefert, beschränkt sich der Innendurchmesser des Pelletstrahlrohrs auf 5 mm, wodurch die große geometrische Akzeptanz des WASA-Detektorsystems ermöglicht wird. Um die Wechselwirkung der Zerfallsteilchen mit passivem Detektormaterial möglichst gering zu halten, ist das Strahlrohr aus 1,2 mm dickem Beryllium aufgebaut und die Dicke des Solenoiden auf 0,18 Strahlungslängen begrenzt [A⁺04].

3.3.3 Das Triggersystem und die Datenaufnahme

Durch Luminositäten des WASA-Pellettargets im Bereich von $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ergeben sich im Experiment Ereignisraten von bis zu $5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, die von der Datenaufnahme verarbeitet werden müssen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit einer ersten Vorsortierung der Ereignisse, bei der nur solche weiter verarbeitet werden, die Endzuständen gesuchter Zerfälle entsprechen. Zusätzlich führt dies zu einer ersten Reduktion des Untergrundes.

Für diese Vorsortierung besitzt WASA ein zweistufiges Triggersystem, bei dem beide Stufen hardwarebasiert sind. Die erste Stufe beruht auf der Spurrekonstruktion der Treffer in einzelnen Detektorlagen. Dabei werden nur Teilchen weiter berücksichtigt, deren Spuren durch den Detektor sich in zeitlicher und räumlicher Koinzidenz rekonstruieren lassen. Für diese Stufe des Triggersystems werden die schnellen Signale der Plastiksintillatoren vom Vorwärtsdetektor sowie die des Plastic Scintillator Barrels genutzt. Auf Grund des Überlapps der Lagen des PSB werden hierfür Treffer benachbarter Lagen zu Clustern zusammengesetzt.

Die zweite Stufe des Triggersystems greift auf die langsameren Signale des Kalorimeters zurück. Hier erfolgt die Selektion über die Anzahl von Clustern in nebeneinander liegenden Detektorelementen und ihrer Energiedeposition.

Die Datenaufnahme setzt im Weiteren zusammengehörige Signale in digitaler Form in Events zusammen. Weitere Informationen zu diesem Thema finden sich unter [Fra02].

4 Das WASA-Pellettarget

Das WASA-Target ist das einzige im Beschleunigerbetrieb laufende Pellettarget der Welt [A⁺04]. Es wurde 1993 als Prototyp fertig gestellt und 1995 am CELSIUS-Ring in Uppsala (Schweden) installiert. Von 2000 bis 2005 wurden dort Strahlzeiten mit dem Pellettarget durchgeführt. Nach der Abschaltung des CELSIUS-Beschleunigers im Jahr 2005 wurde das Target zusammen mit dem gesamten WASA-Aufbau abgebaut und für weitere Studien zu seltenen Zerfällen am COSY-Beschleuniger in Jülich wieder aufgebaut. Seit 2006 wird es dort wieder im Strahlzeitbetrieb eingesetzt.

In Abschnitt 4.1 werden zunächst die einzelnen Bestandteile des WASA-Pellettargets näher beschrieben. Wie schon in Kapitel 2 erwähnt wurde, ist dabei die zentrale Komponente für die Dropleterzeugung durch das System aus Glasdüse, Düsenhalter und Piezoaktor gegeben. Eine detaillierte Beschreibung dieses Systems erfolgt in Abschnitt 4.2 und stellt die Grundlage für Untersuchungen zu Blockierungen der Glasdüse (vgl. Kap. 5) und für Studien zu den mechanischen Schwingungen der Piezo-Düsenhaltersysteme (vgl. Kap. 6) dar.

4.1 Die Bestandteile des Pellettargets

Wird der in Abschnitt 3.3 beschriebene Detektoraufbau vorausgesetzt, ergeben sich für das WASA-Target neben den in Kapitel 2 erwähnten Anforderungen für interne Targets verschiedene Randbedingungen [EFJ⁺96].

Zunächst gilt generell, dass Wasserstoff bzw. Deuterium direkt in den Beschleunigerstrahl eingebracht werden soll. Dazu müssen die Targetteilchen auf Grund des 4π -Aufbaus des

Zentraldetektors einen weiten Weg durch ein schmales Targetstrahlrohr zurücklegen, um zum Wechselwirkungspunkt zu gelangen. Das setzt eine möglichst geringe Ausdehnung des Targetstrahls voraus.

Auch für eine gute Vertexrekonstruktion der detektierten Ereignisse ist eine möglichst geringe Aufweitung des Targets am Wechselwirkungspunkt erforderlich. Zusätzlich sollte der Einfluss des Targets auf den Beschleunigerstrahl und auf das Vakuum in der Streukammer und im Strahlrohr möglichst gering bleiben.

An diese Voraussetzungen ist das WASA-Pellettarget ideal angepasst. Es liefert Pellets aus gefrorenem Wasserstoff bzw. Deuterium¹ bei Targetdichten von $\geq 10^{15}$ Atomen/cm² und ermöglicht somit Luminositäten von $\geq 10^{31}$ cm⁻²s⁻¹ im Betrieb an COSY.

Der Aufbau des Pellettargets gliedert sich in zwei Teile: den Pelletgenerator, der bereits in Abschnitt 2.4 kurz beschrieben wurde, und den Beam Dump. Die vom Generator erzeugten Pellets gelangen durch das Pelletstrahlrohr zum Wechselwirkungspunkt in die Streukammer. Um das Vakuum in der Streukammer nicht durch entstehendes Restgas verdampfender Pellets zu beeinträchtigen, schließt an die Streukammer der Beam Dump an. Dort verdampfen die Pellets und das dabei entstehende Gas wird abgepumpt. Unterhalb des Pelletgenerators kann ein Beam Stopper in den Pelletstrahl eingebracht werden, um die Ausbreitung des Pelletstrahls in die Streukammer zu verhindern. Besonders am Anfang des Beschleunigerzyklus, d. h. bei der Strahlinjektion und der Beschleunigung des COSY-Strahls, würde der Pelletstrahl den Beschleunigerstrahl stark beeinflussen und stören, so dass ein „Ein-“ und „Ausschalten“ des Pelletstrahls über den Beam Stopper notwendig ist.

Der Gesamtaufbau des Targets sowie einige zum Aufbau des Pelletgenerators und des Beam Dumps notwendige technische Bauteile, die in den folgenden Abschnitten noch näher beschrieben werden, sind in Abbildung 4.1 zu erkennen. Zu beachten ist, dass das Pellettargget, wie bereits in Abschnitt 2.4 erwähnt wurde, nur senkrecht aufgebaut werden kann. Pellets mit einer Geschwindigkeit von 60 – 80 m/s würden bei einer horizontalen Konstruktion schon bei einem zurückgelegten Weg von 3 m zum Wechselwirkungspunkt

¹Im Folgenden wird das Targetmaterial allgemein als Wasserstoff bezeichnet. Die entsprechenden Aussagen gelten für Deuterium, wenn nicht explizit erwähnt, in gleichem Maße wie für Wasserstoff.

durch den Einfluss der Gravitation um 1,4 – 2,5 cm von ihrer Sollbahn abweichen.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Pellettargetsystems sowie die einzelnen Stufen zur Erzeugung von Pellets näher beschrieben.

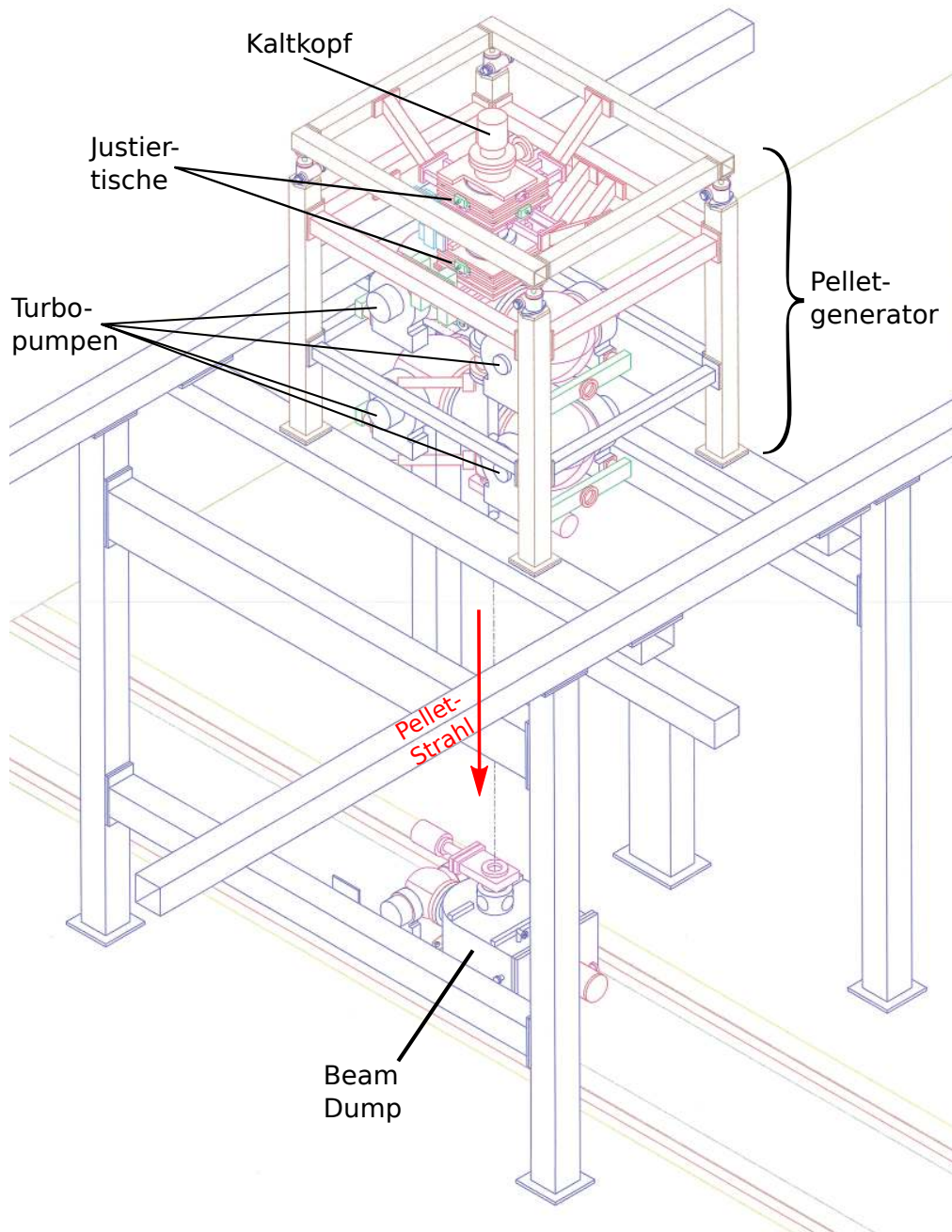


Abbildung 4.1: Technische 3D-Darstellung des WASA-Pellettargets. Der Pelletgenerator mit dem Kaltkopf, den Justiertischen und einigen Turbopumpen sowie der Beam Dump sind dargestellt. Der Pelletstrahl ist als gestrichelte Linie angedeutet.

4.1.1 Das Gassystem

Für den Betrieb des Pellettargets werden Wasserstoff- bzw. Deuteriumgas als Targetmaterial und Heliumgas innerhalb der Droplettkammer (vgl. Abschnitt 4.1.2) als Hintergrundgas verwendet. Während Wasserstoff und Helium in Gasflaschen zur Verfügung stehen, wird das Deuteriumgas über einen Generator durch Elektrolyse aus schwerem Wasser gewonnen. Das Gassystem ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

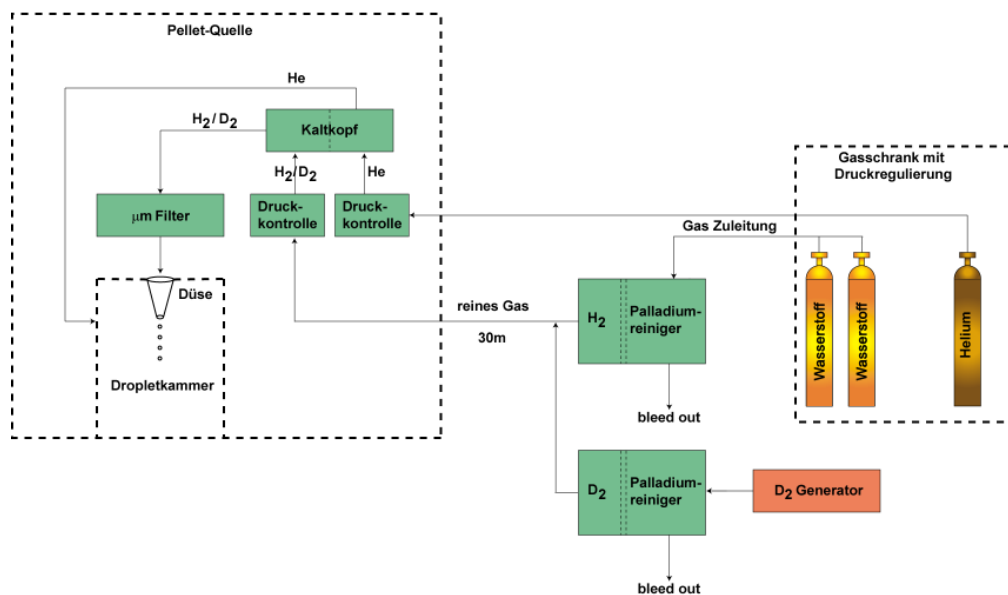


Abbildung 4.2: Das Gassystem des WASA-Pellettargets. Wasserstoff- und Heliumgas werden aus Gasflaschen zur Verfügung gestellt, während Deuteriumgas mit Hilfe eines Deuteriumgenerators aus schwerem Wasser gewonnen wird. Wasserstoff- und Deuteriumgas werden durch separate Palladiumreiniger zur Druckkontrolle geführt. Hinter der Druckkontrolle werden Wasserstoff bzw. Deuterium durch den Kaltkopf verflüssigt und durch die Düse gepresst. Heliumgas wird hinter einer separaten Druckkontrolle durch den Kaltkopf abgekühlt und als Hintergrundgas (vgl. Abschnitt 4.1.2) in die Droplettkammer eingeleitet.

Beim Betrieb ist die Reinheit der Gase von größter Bedeutung, da bereits Verunreinigungen durch kleinste Fremdkörper zum Blockieren bzw. zur Bildung von Kristallisationskeimen und dadurch zum Zufrieren der verwendeten Düse und der Gasleitungen führen können. Daher stellen zwei für Wasserstoff- und Deuteriumgas separate Palladiumreiniger

die nächste Stufe im Gassystem hinter der Wasserstoffflasche bzw. dem Deuteriumgenerator dar. Eine bis auf 300 °C erhitzte Palladiummembran innerhalb des Reinigers ist für Wasserstoff durchlässig, während sie andere Gase zurückhält. Dieses Verfahren minimiert Verunreinigungen durch Fremdgase, welche bereits innerhalb der Düse gefrieren und sie somit blockieren können.

Im Betrieb des Targets mit Wasserstoff liegt der Verbrauch bei etwa 250 ℓ_n Wasserstoff² und 250 ℓ_n Helium am Tag. Der Betrieb mit Deuterium erfordert etwa einen Liter schweres Wasser pro Woche und 1000 ℓ_n Helium am Tag.

4.1.2 Die Dropletentstehung

Der weitere Weg des Wasserstoff- und Heliumgases ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Hinter einer Druckkontrolle erreichen das Wasserstoff- und das Heliumgas separat einen Kaltkopf, der in einem geschlossenen Kreislauf mit einem Kompressor steht. Das Arbeitsmedium in diesem Kreislauf ist ebenfalls Helium, welches durch den Kompressor verdichtet und über eine weitere separate Leitung dem Kaltkopf zugeführt wird. Der Kaltkopf expandiert das zuvor komprimierte Helium und entzieht der Umgebung und somit dem Wasserstoff bzw. dem als Hintergrundgas verwendeten Helium Wärme. Auf diese Weise wird eine Abkühlung des Wasserstoffgases auf Temperaturen nahe des Tripelpunktes (etwa 14 K für H₂ bzw. 17 K für D₂) erreicht, wodurch es verflüssigt wird (vgl. Abb. 4.3).

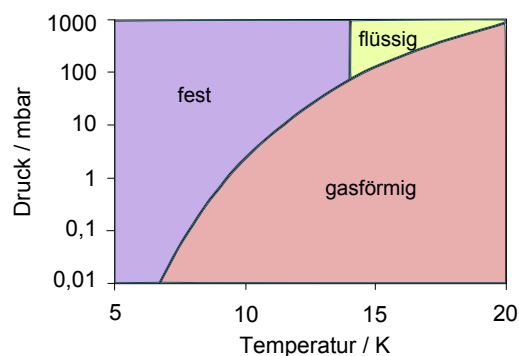


Abbildung 4.3: Phasendiagramm für Wasserstoff [Nor04]. Der Tripelpunkt liegt bei etwa 14 K und 70 mbar.

² ℓ_n – Liter unter Normalbedingungen

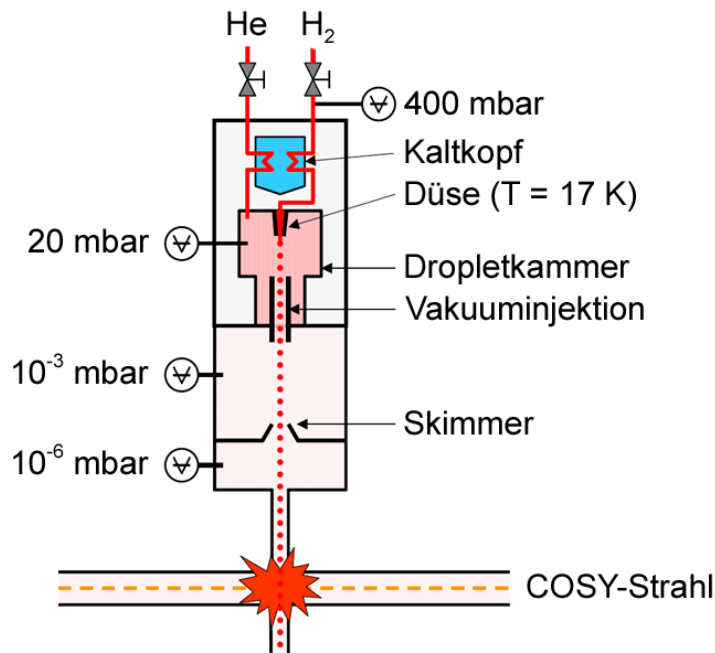


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Pelletgenerators [Nor04]. Helium- und Wasserstoffgas werden über zwei separate Gasleitungen zum Kaltkopf geführt. Das Wasserstoffgas wird durch das Abkühlen verflüssigt und anschließend durch die Düse gepresst. Das abgekühlte Heliumgas wird als Hintergrundgas über zwei Zuleitungen in die Dropletkammer eingeleitet. Hinter der Düse entstehen die flüssigen Wasserstoffdroplets, die durch die Vakuuminjektion (vgl. Abschnitt 4.1.3) zu Pellets gefrieren. Ein Skimmer (vgl. Abschnitt 4.1.4) vermindert die Divergenz des Pelletstrahls, der durch das Pelletstrahlrohr zum Wechselwirkungspunkt geführt wird. Die angegebenen Druck- und Temperaturangaben entsprechen typischen Werten für den Wasserstoffbetrieb.

Der flüssige Wasserstoff wird mit 400 bis 800 mbar durch eine Glasdüse mit einem Innendurchmesser von 12 bis 14 μm in die sogenannte Dropletkammer gepresst. Auf Grund ihres geringen Innendurchmessers kann die Glasdüse, wie schon in Kapitel 2 erwähnt, bereits durch kleinste Verunreinigungen blockiert werden. Um dies im Targetbetrieb zu vermeiden, wurde in dieser Diplomarbeit eine Düsenteststation aufgebaut, mit deren Hilfe eine Qualitätsprüfung der Glasdüsen vor ihrem Einbau in das WASA-Pellettarget ermöglicht werden soll (vgl. Kap. 5). Ein direkt am Düsenhalter angebrachter Piezoaktor wird typischerweise mit einer sinusförmigen Wechselspannung von $105 V_{pp}$ ³ bei 30 bis 80 kHz angesteuert. Die so auf die Düse aufgeprägte mechanische Schwingung

³ V_{pp} - Peak-to-Peak Spannung des Sinussignals

soll ein kontrolliertes Aufbrechen des flüssigen Wasserstoffstrahls in Droplets bewirken. Da über die mechanischen Schwingungen des Systems aus Glasdüse, Düsenhalter und Piezoaktor noch wenig bekannt ist, bilden entsprechende Untersuchungen (vgl. Kap. 6) einen weiteren Teil dieser Diplomarbeit.

Die detaillierte Betrachtung des Aufbaus der Düsenhalter mit Glasdüse und Piezoaktor ist für die oben erwähnten Untersuchungen grundlegend und deshalb in Abschnitt 4.2 gesondert aufgeführt.

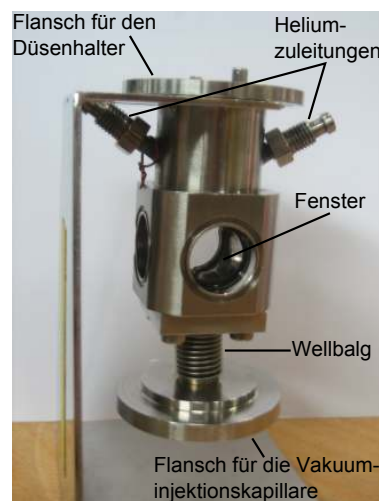


Abbildung 4.5: Foto der Droplettkammer. Zu sehen sind die beiden Heliumzuleitungen im oberen Teil, die gegenüberliegenden Beobachtungsfenster und der Wellbalg. Der Düsenhalter wird mit einer Indiumdichtung auf die Droplettkammer gesetzt, bevor diese am Kaltkopf angebracht wird. Der Wellbalg dient als Halterung für die Vakuuminjektionskapillare. Mit Hilfe einer Kamera und Stroboskoplicht kann über die Beobachtungsfenster der Austritt des Dropletstrahls aus der Düse und der Eintritt in die Vakuuminjektionskapillare beobachtet werden.

Die Droplettkammer ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Neben dem flüssigen Wasserstoff, der durch die Glasdüse in die Droplettkammer gelangt, wird über zwei weitere Zuleitungen (vgl. Abb. 4.5) gekühltes Helium als Hintergrundgas eingeleitet. Dabei werden zwei gegenüberliegende Zuleitungen verwendet, um sicher zu stellen, dass die Düse gleichmäßig von Heliumgas umgeben wird. Das Einleiten von Hintergrundgas in die Droplettkammer soll das frühzeitige Gefrieren des flüssigen Wasserstoffstrahls am Düsenausgang und

eine dadurch entstehende Blockierung der Glasdüse vermeiden. Beim Einstellen des Heliumdrucks in der Dropletkammer müssen zwei Fälle berücksichtigt werden: Wird der Druck zu niedrig gewählt, setzt eine frühzeitige Verdampfung des flüssigen Wasserstoffstrahls ein (vgl. Abb. 4.3), der auf Grund der dabei entstehenden Verdunstungskälte gefriert und dadurch die Düse blockiert. Bei zu hohem Druck hingegen erhöht sich die Druckdifferenz zwischen Droplet- und Skimmerkammer, was zu vermehrten Turbulenzen in der Vakuuminjektionskapillare führt, so dass der Dropletstrahl nicht durch die Kapillare in die Skimmerkammer injiziert werden kann. Richtwerte für den Heliumdruck sind 20 mbar im Wasserstoff- bzw. 50 – 60 mbar im Deuteriumbetrieb.

Neben den bereits genannten Unterschieden zwischen den Betriebsparametern im Wasserstoff- bzw. Deuteriumbetrieb ist an dieser Stelle die unterschiedliche Laufzeit beider Targetarten zu nennen. Während ein Wasserstofftarget über mehrere Wochen betrieben werden kann, wird im Betrieb mit Deuterium regelmäßig im Zyklus von etwa 48 Stunden ein reversibles Zufrieren der Düse beobachtet. Durch ein Aufheizen des Pelletgenerators, d.h. der zugehörigen Gasleitungen und der Düse, auf etwa 160 K kann diese Art der Blockierung gelöst werden. Für diese Regeneration wird der Targetbetrieb für etwa 3 Stunden unterbrochen.

Um eine thermische Beeinflussung der Dropletkammer von außen zu minimieren, ist diese mit einem Hitzeschild und einer weiteren Vakuumkammer umgeben. Der Druck des Stützvakuums liegt bei etwa 10^{-6} mbar.

Gegenüberliegende Fenster in der Dropletkammer ermöglichen die Überwachung der Dropletentstehung, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist. Dabei beleuchtet eine mit dem Piezo in Phase betriebene Stroboskoplampe die Droplets, während diese von einer gegenüberliegenden Kamera gefilmt werden. Diese optische Untersuchung ermöglicht eine erste Unterscheidung zwischen den Arbeitsfrequenzen des Piezoaktors, die geeignete Droplets wie in Abb. 4.6 erzeugen, und solchen, bei denen keine klar erkennbaren Droplets ausgebildet werden.

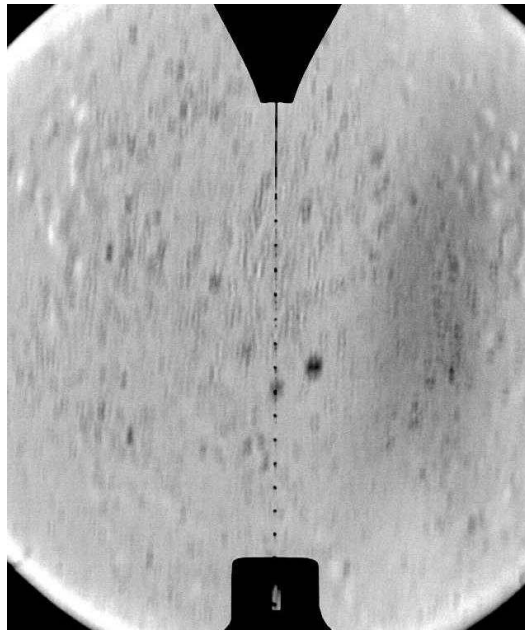


Abbildung 4.6: Foto der an der Düse (im Bild oben) entstehenden Droplets [Nor04]. Die Droplets werden durch eine Kapillare (im Bild unten) in die Skimmerkammer injiziert. Diese Kameraeinstellung ermöglicht die Unterscheidung zwischen Arbeitsfrequenzen des Piezoaktors, die geeignete Droplets erzeugen (wie hier zu sehen), und solchen, die für die Vakuuminjektion auf Grund einer mangelhaften Dropletbildung ungeeignet sind.

4.1.3 Die Vakuuminjektion

Die Fallstrecke der Droplets innerhalb der Droplettkammer von der Düse zur Vakuuminjektionskapillare beträgt etwa 1 cm, kann aber entsprechend dem Einbau von Düse und Kapillare im Bereich von 1 – 2 mm variieren.

Um den Dropletstrahl auf die Kapillare auszurichten und durch diese hindurch zu fädeln, kann die Düse mit Hilfe eines Justiertisches relativ zur Kapillare bewegt werden. Dabei gibt es vier verschiedene Richtungen, in die der Tisch mit Hilfe von Schrittmotoren bewegt werden kann. Zunächst kann die Düse horizontal über der Kapillare in X- und Y-Richtung verschoben werden. Dadurch wird gewährleistet, dass der Dropletstrahl auf den Eingang der Kapillare gerichtet ist und die Droplets in die Kapillare gelangen. Um den Dropletstrahl durch die Kapillare hindurchzufädeln, kann die Düse mit Hilfe des Tisches zusätzlich in X'- bzw. Y'-Richtung gegenüber der Kapillare gekippt werden. Dabei bleibt

der Dropletstrahl durch automatisches Nachführen des Tisches in X- und Y-Richtung auf den Eingang der Kapillare gerichtet. Die Funktionsweise des Justiertisches für die X- und X'-Richtung ist in Abbildung 4.7 schematisch dargestellt. Das Einstellen des Justiertisches wird durch zwei weitere Kameras, die aus X- und Y-Richtung den Ausgang der Kapillare filmen, erleichtert.

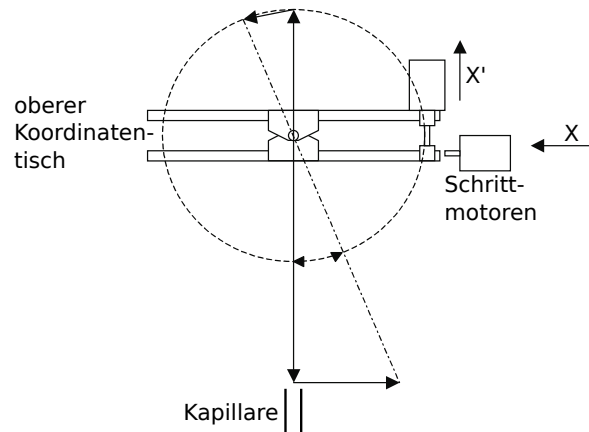


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des Oberen Tisches für die Justage der Düse über der Kapillare - Seitenansicht [Nor04]. Mit Hilfe von Schrittmotoren kann der Tisch sowohl horizontal verschoben (X-Richtung) als auch um seinen Mittelpunkt gekippt (X'-Richtung) werden.

Die Vakuuminjektionskapillare ist schematisch in Abbildung 4.8 dargestellt. Sie besitzt eine Länge von 7 cm und einen Innendurchmesser von 0,8 mm. Die Herstellung der Kapillaren erfolgt im Forschungszentrum Jülich. Durch die im Herstellungsprozess erreichte Einschnürung der Kapillare am Ausgang auf 0,6 mm, wie in Abbildung 4.9 dargestellt, wird die Divergenz des austretenden Pelletstrahls gegenüber einer Kapillare ohne Einschnürung verringert. Um eine höchstmögliche Reinheit der Kapillare zu gewährleisten, wird diese nach dem Herstellungsprozess mit hochreiner gefilterter Druckluft ausgeblasen.

Die Vakuuminjektionskapillare bildet den Übergang zwischen der Dropletkammer (etwa 20 mbar) und der Skimmerkammer (etwa 10^{-3} mbar). Durch den Druckabfall zwischen den beiden Kammern kommt es zur Verdampfung auf der Oberfläche der Droplets. Die dabei entstehende Verdunstungskälte lässt die Droplets zu Pellets gefrieren. Diese verlassen die Kapillare mit einer Geschwindigkeit von etwa 60 – 80 m/s.

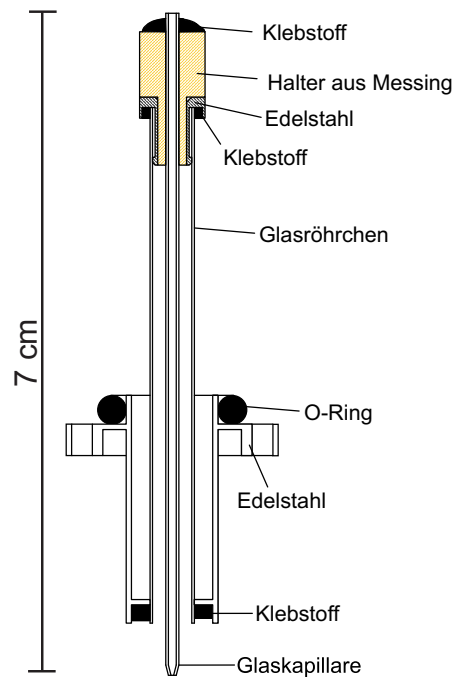


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der in einen Halter eingebauten Vakuuminjektionskapillare [Nor04]. Die Glaskapillare ist mit Klebstoff an einem Messinghalter angebracht und wird von einem an den Halter geklebten Außenröhrchen umgeben.

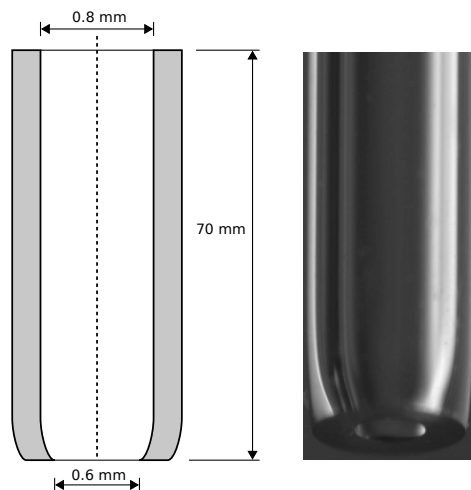


Abbildung 4.9: **Links:** Schematische Darstellung einer Vakuuminjektionskapillare [Nor04]. **Rechts:** Mikroskopische Aufnahme des Ausgangs einer Vakuuminjektionskapillare.

Durch einen Größenvergleich der Pellets mit den bekannten Parametern der Vakuuminjektionskapillare auf Fotos kann der mittlere Durchmesser der Pellets bestimmt werden. Wie auch die Geschwindigkeit der Pellets hängt diese Größe von verschiedenen Betriebsparametern, wie beispielsweise dem eingestellten Wasserstoffdruck oder der Piezofrequenz, ab. Im Mittel ergeben sich hier Werte in der Größenordnung von $30\text{ }\mu\text{m}$ [Nor06].

4.1.4 Der Skimmer

Sowohl die auftretenden Turbulenzen in der Skimmerkammer, bedingt durch den starken Gasfluss innerhalb der Kapillare, als auch die Vibrationen des Kaltkopfes führen zu einer Aufweitung des Pelletstrahls. Durch Stöße mit den Wänden der Vakuumkammer können die Pellets verdampfen und es entsteht Restgas.

Zur Extraktion des Pelletstrahls und zur Trennung vom Restgas wird nach etwa 70 cm Fallstrecke eine Blende angebracht, die als Skimmer bezeichnet wird (vgl. Abb. 4.10). In Form eines Kegels mit einer kreisrunden Öffnung von 1 mm Durchmesser wirkt der Skimmer als Kollimator für den Pelletstrahl. Nur Pellets innerhalb des Strahls mit einer Divergenz, die geringer als $1,4\text{ mrad}$ ist, passieren den Skimmer und gelangen so in das Pelletstrahlrohr. Pellets mit einer größeren Divergenz werden am Skimmer zurück in die Skimmerkammer reflektiert. Dort verdampfen die Pellets durch wiederholte Stöße mit den Wänden der Vakuumkammer und werden abgepumpt. Die auf diese Weise reduzierte Aufweitung des Pelletstrahls am Wechselwirkungspunkt weist eine nahezu homogene Verteilung der Pellets auf, da der Skimmer nur den mittleren Teil des zuvor gaußförmigen Strahlprofils passieren lässt.

Für die Ausrichtung des Pelletstrahls auf den Skimmer und die weitere Ausrichtung bis zum Beam Dump steht an dieser Stelle ein zweiter Justiertisch zur Verfügung, welcher ebenfalls nach dem in Abbildung 4.7 dargestellten Prinzip bewegt werden kann. Dieser untere Tisch verändert die Position von Düse und Kapillare in einer Einheit gegenüber dem Skimmer.

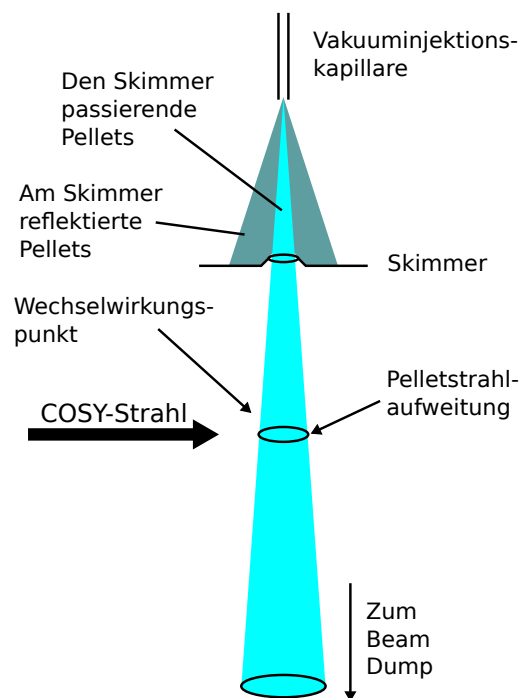


Abbildung 4.10: Funktionsprinzip des Skimmers. Der Skimmer bestimmt die Divergenz des Pelletstrahls am Wechselwirkungspunkt, indem Pellets mit zu großer Divergenz vom Skimmer reflektiert werden. Die Divergenz des Pelletstrahls ist blau dargestellt [Nor06].

Mit einer direkt oberhalb des Skimmers angebrachten Kamera kann die Position des Pelletstrahls durch Beleuchtung mit Laserlicht, wie in Abbildung 4.11 gezeigt, sichtbar gemacht und überprüft werden.

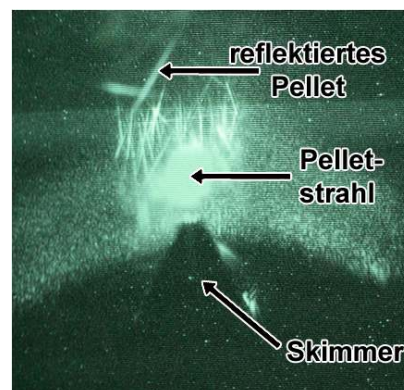


Abbildung 4.11: Foto des mit einem Laser beleuchteten Pelletstrahls über dem Skimmer (im Bild unten). Zu erkennen sind neben dem Pelletstrahl Pellets, die auf Grund zu großer räumlicher Divergenz vom Skimmer reflektiert werden.

4.1.5 Der Pellet Counter

Im Anschluss an die Skimmerkammer folgt eine weitere Vakuumkammer mit einem Druck von etwa 10^{-6} mbar. Zur quantitativen Bestimmung der Pelletrate ist in dieser Kammer der Pellet-Counter angebracht. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

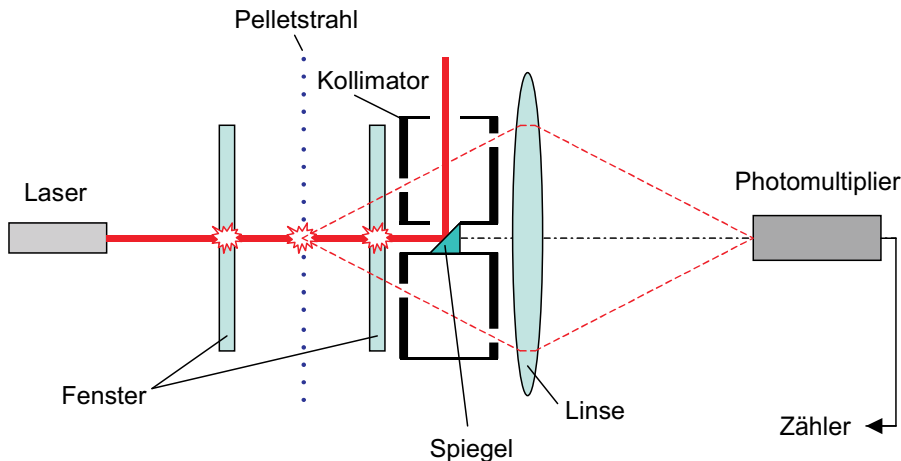


Abbildung 4.12: Prinzipskizze des Pellet-Counters [Nor04]. Ein Laserstrahl wird durch ein Glasfenster auf den Pelletstrahl gerichtet. Das an einzelnen Pellets gestreute Licht fällt durch einen Kollimator, der das an den Vakuumfenstern gestreute Licht zurückhält, auf eine Linse, die das Licht auf einen Photomultiplier fokussiert. Das Signal des Photomultipliers liefert Informationen über die Pelletrate.

Der vom Laser ausgesandte Strahl gelangt durch ein Fenster in die Vakuumkammer und trifft dort auf den Pelletstrahl. Danach verlassen der Hauptstrahl des Lasers und das an einzelnen Pellets gestreute Licht die Kammer durch ein zweites Vakuumfenster. Hinter der Kammer wird der Hauptstrahl durch die Reflektion an einem Spiegel aus dem Strahlengang des Pellet-Counters entfernt. Das durch Pellets gestreute Licht passiert einen Kollimator, der das an den Vakuumfenstern gestreute Licht zurückhält. Eine hinter dem Kollimator angebrachte Linse bündelt die ankommenden Lichtstrahlen und fokussiert sie auf einen Photomultiplier. Das vom Photomultiplier ausgelesene Signal liefert Informationen über die Pelletrate und ist mit dem Druck im Beam Dump (vgl. Abschnitt 4.1.7) korreliert.

Die auf diese Weise ermittelte Pelletrate wird vom sogenannten xh-Display angezeigt (siehe Abb. 4.13). Bis auf minimale Schwankungen bleibt die Pelletrate konstant, während der COSY-Strahlstrom durch die Wechselwirkung mit dem Pellettargt abnimmt. Der unterhalb des Skimmers befindliche Beam Stopper wird in jedem Zyklus für die Injektion und Beschleunigung von Protonen im Ring in den Pelletstrahl eingebracht, um eine vorzeitige Wechselwirkung vom Beschleunigerstrahl mit dem Target zu vermeiden.

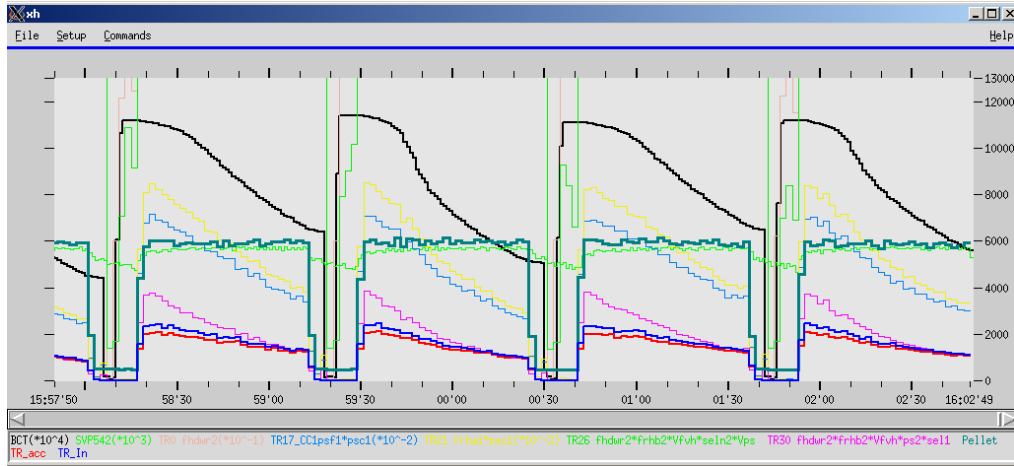


Abbildung 4.13: xh-Display [Win11]. Dargestellt ist die durch den Pellet Counter ermittelte Pelletrate bei etwa 6000 Pellets/s (grün), der COSY-Strahlstrom (schwarz) sowie unterschiedliche Triggerraten. Durch die Wechselwirkung mit dem Pellettargt nimmt der COSY-Strahl kontinuierlich ab. Während der Injektion und Beschleunigung von Protonen im Synchrotronring wird ein Beam Stopper in den Pelletstrahl eingebracht, um eine vorzeitige Wechselwirkung zwischen Target und COSY-Strahl zu vermeiden. Dadurch geht die Rate der vom Pellet Counter registrierten Pellets zwischen den Beschleunigungszyklen auf Null zurück.

4.1.6 Der Interaktionspunkt

An die letzte Vakuumkammer des Pelletgenerators schließt das bis zu 5 mm schmale Pelletstrahlrohr (vgl. Abb. 3.7) an, welches die Pellets zum Wechselwirkungspunkt zwischen Pellet- und COSY-Strahl führt. Zur Charakterisierung des Targets sind die Pelletparameter an diesem Punkt ausschlaggebend. Typische Parameter im Betrieb des WASA-Pellettargts sind in Tabelle 4.1 angegeben. Dabei entstehen unterschiedliche

Pelletraten im Wasserstoff- und Deuteriumbetrieb, bedingt durch die unterschiedliche Masse der Pellets und die daraus variierende Aufweitung des Pelletstrahl vor dem Skimmer.

Pelletrate im H ₂ -Betrieb	≤ 8000 Pellets/s
Pelletrate im D ₂ -Betrieb	≤ 20000 Pellets/s
Targetdichte im H ₂ -Betrieb	$4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
Targetdichte im D ₂ -Betrieb	$8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
Durchmesser eines Pellets	$20 - 30 \text{ } \mu\text{m}$
Pelletgeschwindigkeit	$\approx 60 - 80 \text{ m/s}$
Abstand zweier Pellets	$\approx 5 \text{ mm}$
Aufweitung des Pelletstrahls in der Streukammer	$2 - 4 \text{ mm}$

Tabelle 4.1: Typische Pelletparameter am Wechselwirkungspunkt des WASA-at-COSY Pellettargets [Ber08].

Targetdichte

Wie in Kapitel 2.1 bereits erwähnt muss der Einfluss der diskreten Natur einzelner Pellets bei der Bestimmung der Targetdichte berücksichtigt werden. Da die Targetatome des Pellettargets nicht homogen im Raum verteilt sind, sondern sich auf das deutlich kleinere Volumen einzelner Pellets beschränken, kann neben einer lokalen ρ_t^{loc} auch eine effektive Targetdichte ρ_t^{eff} definiert werden [Nor06].

Für ein Pellet mit einer effektiven Länge von $\frac{2}{3}D$ und einem Durchmesser von $D = 30 \text{ } \mu\text{m}$ ergibt sich die lokale Flächendichte zu

$$\rho_t^{loc} = \frac{\rho_p \cdot \frac{2}{3}D}{m_p} = 1 \times 10^{20} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}. \quad (4.1)$$

Dabei ist m_p die Protonenmasse und $\rho_p = 87,1 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ die Dichte von festem Wasserstoff. Die lokale Dichte gilt für die für den Beschleunigerstrahl sichtbare Fläche eines Pellets

$$A_p = \pi \cdot \frac{D^2}{4}. \quad (4.2)$$

Da diese Fläche deutlich geringer ist als die Querschnittsfläche A_b des Beschleunigerstrahls und die meisten Beschleunigerteilchen am Pellet vorbeigehen, kann die lokale Dichte eines Pellets nicht als Maß für die Flächendichte des Targets dienen.

Um eine effektive Targetdichte ρ_t^{eff} zu definieren, wird eine homogene Verteilung der Targetatome auf die Beschleunigerstrahlfläche A_b angenommen. Da die Strahlfläche am Beschleuniger variiert werden kann, ist es sinnvoll A_b so zu wählen, dass sich immer mindestens ein Pellet im Beschleunigerstrahl befindet, um so eine konstante Reaktionsrate und eine möglichst hohe Luminosität garantieren zu können. Dies ist gewährleistet, wenn A_b sowohl die Aufweitung des Pelletstrahls S_{ip} am Wechselwirkungspunkt (vgl. Abb. 4.10) als auch den mittleren Abstand zweier aufeinanderfolgender Pellets $\langle l \rangle$ umspannt:

$$A_b = S_{ip} \cdot \langle l \rangle . \quad (4.3)$$

Typischerweise betragen der mittlere Pelletabstand $\langle l \rangle$ und die Aufweitung des Pelletstrahls dabei einige Millimeter. Mit der Definition von A_b (nach Gl. 4.3) lässt sich eine effektive Targetflächendichte abschätzen:

$$\rho_t^{eff} = \rho_t^{loc} \cdot \frac{A_p}{A_b} . \quad (4.4)$$

Werden beispielsweise $\langle l \rangle = 5 \text{ mm}$ und $S_{ip} = 2 \text{ mm}$ angenommen, so ergibt sich für das WASA-Pellettarget bei einem Pelletdurchmesser von $D = 30 \text{ }\mu\text{m}$ eine effektive Flächendichte im Bereich von $\rho_t^{eff} = 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

Beeinflussung des Vakuums im COSY-Strahlrohr

Das Verdampfen des Wasserstoffs an der Droplettoberfläche, welches zum Gefrieren der Droplets zu Pellets führt, ist nach diesem Phasenübergang nicht vollständig beendet, sondern wird durch Wärmestrahlung von den Wänden der Vakuumkammern aufrecht erhalten. Auf dem Weg durch das Pelletstrahlrohr und innerhalb des COSY-Strahlrohrs verdampfen ebenfalls Wasserstoffmoleküle an der Oberfläche der Pellets und führen so

zu Restgasbildung nahe des Wechselwirkungspunktes.

Auf Grund des in Abschnitt 3.3 beschriebenen 4π -Detektoraufbaus sind neben dem Pelletstrahlrohr mit einem Innendurchmesser von 5 mm auch die Leitungen zwischen den Pumpen und der Streukammer sehr schmal. Dadurch wird die Pumpleistung an diesem Punkt eingeschränkt und das entstehende Restgas kann nur bedingt abgepumpt werden. Das um die Pellets gebildete Restgas kann zu Untergrundreaktionen führen, die die Vertexrekonstruktion beeinträchtigen. Detaillierter wird dieser Prozess in [Nor06] diskutiert.

4.1.7 Der Beam Dump

Nach dem Passieren der Streukammer gelangen die Pellets in den Beam Dump. Dieser ist in Abbildung 4.14 skizziert. Pellets, die den Beam Dump erreichen, treffen dort auf Metallbleche und verdampfen. Das dabei entstehende Gas wird von Turbomolekularpumpen abgesaugt. Auf diese Weise wird die Entstehung von Restgas im Strahlrohr vermindert.

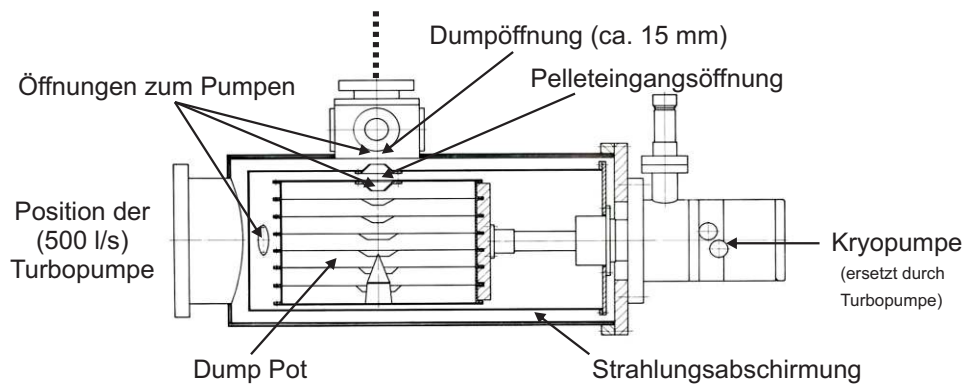


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung des Pellet Beam Dump [Cal08]. Der vom Wechselwirkungspunkt kommende Pelletstrahl tritt von oben in den Beam Dump ein. Im Beam Dump verdampfen die Pellets durch Stöße mit Metallblechen und werden abgepumpt. Die eingezeichnete Kryopumpe ist inzwischen durch eine zweite Turbopumpe ersetzt worden.

Der Druck im Beam Dump ist abhängig von der Anzahl der eintreffenden Pellets und mit der durch den Pellet Counter ermittelten Pelletrate korreliert. Im laufenden Betrieb des Targets liegt der Druck hier in der Größenordnung von 10^{-4} mbar.

4.2 Detaillierter Aufbau des Düsenhalters

Im Mittelpunkt dieser Diplomarbeit stehen Untersuchungen zu den Ursachen möglicher Beeinträchtigungen des Pellettargetbetriebs. Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wird, lassen sich Störungen im Betrieb in erster Linie auf Blockierungen der Glasdüsen und fehlende Arbeitsfrequenzen der Piezoaktoren zurückführen. Voraussetzung für die Untersuchungen zu Düsenblockierungen (vgl. Kap. 5) und zu den mechanischen Schwingungen des Systems aus Glasdüse, Piezoaktor und Düsenhalter (vgl. Kap. 6) ist die detaillierte Darstellung des Aufbaus der Halter mit Düsen und Piezoaktoren, die im Folgenden gegeben wird.

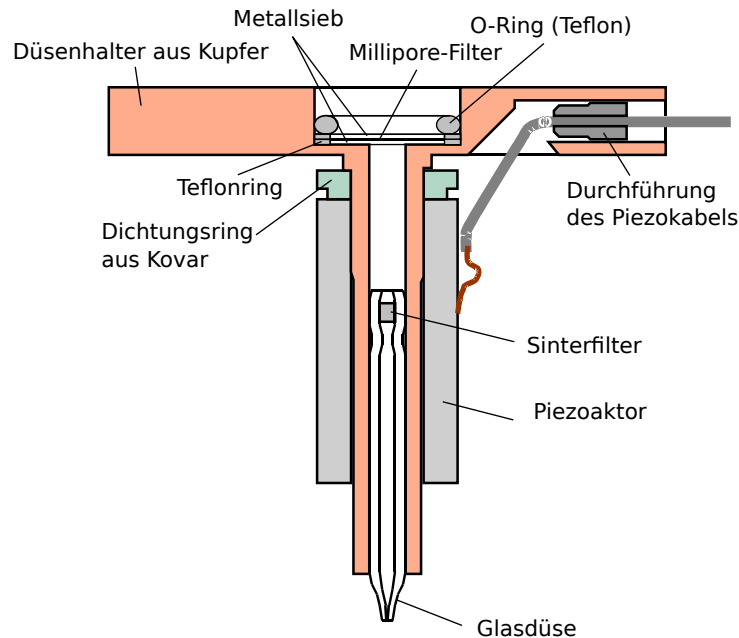


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung eines Düsenhalters [Nor04]. Die Glasdüse wird umgeben von einer Indiumdichtung in den Düsenhalter aus Kupfer eingesetzt. Um Blockierungen der Düsen Spitze durch Fremdkörper zu vermeiden, ist ein Sinterfilter in die Glasdüse eingeschmolzen. Über dem Eingang der Düse befinden sich ein Millipore-Filter und zwei Metallsiebe, um die Düse vor Verunreinigungen zu schützen. Der zylinderförmige Piezoaktor ist durch Zwei-Komponenten-Kleber an einem am Kupferhalter befestigten Kovarring angebracht. Des Weiteren besteht am oberen Teil des Piezos über einige Millimeter eine Steckverbindung zwischen der Innenseite des Piezos und dem Kupferhalter (vgl. Abb. 4.16). Das Piezokabel wird über eine abgedichtete Durchführung innerhalb des Kupferhalters von der Dropletkammer in die Stützvakuunkammer geführt. Es fehlen die in Abb. 4.16 dargestellte Überwurfmutter und die konisch geformte Presshülse.

Abbildung 4.15 zeigt den schematischen Aufbau des verwendeten Düsenhalters und Abbildung 4.16 ein Foto eines zusammengebauten Düsenhalters sowie einzelner Bestandteile eines weiteren auseinandergebauten Halters.



Abbildung 4.16: Foto zweier Düsenhalter.

Oben: Zusammengebauter Düsenhalter (festgeschraubt auf einem Plastikhalter)

Unten: Bestandteile eines Düsenhalters:

- Düsenhalter aus Kupfer mit Piezokabeldurchführung: An der Kontaktstelle zwischen Kupferhalter und Piezo ist der Kupferhalter mit etwas größerer Wandstärke gefertigt.
- Piezoaktor: Zu erkennen sind die Lötstelle an der Außenelektrode sowie Reste des Zwei-Komponenten-Klebers an der Stirnseite.
- Glasdüse: An der Außenwand sind Reste der Indiumdichtung zu sehen.
- Presshülse
- Überwurfmutter.

Bei der Herstellung der Düsenhalter muss jeder Kupferhalter individuell für einen bestimmten Piezoaktor gefertigt werden, da die Maße der verwendeten Piezos stets nur innerhalb bestimmter Toleranzgrenzen miteinander übereinstimmen. Auf den Kupferhalter wird der zylinderförmige Piezoaktor gesteckt, wodurch eine feste Einheit aus Düsenhalter und Piezoaktor entsteht. Wie Abbildung 4.16 zu entnehmen ist, besteht lediglich am oberen Teil der Innenelektrode und an der oberen Stirnseite des Piezos Kontakt zum Kupferhalter. Dabei ist die Stirnseite fest durch Zwei-Komponenten-Kleber mit dem Halter verbunden.

In den Kupferhalter wird die Glasdüse eingesetzt, die bei einer Beschädigung oder Blockierung im Gegensatz zum Piezoaktor durch eine neue Düse ersetzt werden kann. Der Zwischenraum zwischen dem Halter und der Glasdüse wird mit Indium abgedichtet. Die Überwurfmutter hilft dabei das Indium mit der Presshülse zu verdichten und sichert die Presshülse nach dem Einbau der Glasdüse. Um Blockierungen der Düsen Spitze durch Fremdkörper zu vermeiden, ist innerhalb des Düseneingangs ein Sinterfilter eingeschmolzen. Sinterfilter sind Gas- bzw. Flüssigkeitsfilter, die unter Wärmebehandlung durch das Verdichten feinkörniger metallischer Partikel hergestellt werden. Der hier verwendete Sinterfilter besitzt eine Porengröße von $1\text{ }\mu\text{m}$. Ein von zwei Metallsieben eingefasster Millipore-Filter schützt den Düseneingang vor Verunreinigungen durch Fremdkörper.

In den tellerförmigen Teil des Kupferhalters wird die Piezokabelführung eingefasst. Ist diese nicht gut abgedichtet, kann ein Gasleck zwischen Dropletkammer und Stützvakuum entstehen (vgl. Halter 4 und 6 in Tabelle 4.2 in Abschnitt 4.3).

4.2.1 Die Glasdüse

Die genaue Form der Glasdüse ist maßgebend für die Dropletbildung und den einwandfreien Betrieb des Pellettargets. Sie stellt das Herzstück für die Qualität der entstehenden Droplets und damit für die Qualität der Pellets am Wechselwirkungspunkt dar. Daher wird sie im Forschungszentrum Jülich mit großer Sorgfalt gefertigt. Dabei spielt vor allem die Reinheit bei der Herstellung eine große Rolle.

Grundlage für die Düsenfertigung sind 140 mm lange Glasröhrchen mit einem Durchmesser von 3 mm. Nach einer einstündigen Reinigung im Ultraschallbad lagern sie für drei Minuten bei 150 °C im Trockenschrank. Um den Sinterfilter einzusetzen, wird das Glasröhrchen drehbar aufgehängt und mit einem Handbrenner erwärmt. Dadurch schnürt sich die erwärmte Stelle ein. Dann wird der Filter, der zuvor mit Ethanol gereinigt wird, eingesetzt und eingeschmolzen.

Nach dem Einsetzen des Sinterfilters erfolgt mit einem Mikroskop die erste optische Qualitätsprüfung. Weist das Röhrchen hier keine Risse oder anderweitige Beschädigungen auf, erfolgt die Düsenverengung. Dazu wird es erneut vertikal drehbar eingespannt und mit einem Handbrenner eingeschnürt. Mit Hilfe eines Lichtmikroskops wird die Stelle mit dem gewünschten Innendurchmesser bestimmt und das Röhrchen wird an dieser Stelle abgebrochen. Zuletzt wird die Düse auf 42 mm Gesamtlänge abgelängt und scharfe Ränder, welche durch das Brechen des Glases entstanden sind, werden durch Anschmelzen abgerundet.

Die fertige Düse wird zwei Qualitätsprüfungen unterzogen: Zunächst wird sie mit Stickstoffgas bei einem Druck von 2 bar auf ihre Durchlässigkeit geprüft. Wird dieser Test erfolgreich abgeschlossen, wird die Düse ein letztes Mal unter dem Lichtmikroskop auf Schäden überprüft und der Durchmesser der Düsenöffnung optisch vermessen. Abbildung 4.17 zeigt Bilder dieser Qualitätsprüfung. Die Bilder A und B zeigen die Seitenansicht sowie die Aufsicht des Strömungskanals einer funktionsfähigen Düse. Bild C zeigt eine beschädigte Düse und das Bild D eine Düse, die einen Riss im Glas aufweist.

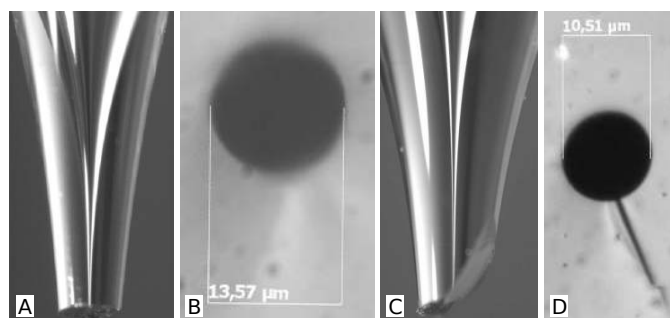


Abbildung 4.17: Mikroskopische Aufnahmen des Strömungskanals verschiedener Düsen [Win11]. **A:** Funktionsfähige Düse; **B:** Aufsicht auf den Strömungskanal einer funktionsfähigen Düse; **C:** Beschädigte Düse; **D:** Aufsicht auf eine beschädigte Düse mit Glasriss.

Bei der Betrachtung der Form der Glasdüse wird deutlich, dass die Reinheit bei der Herstellung sowie die Reinheit des verwendeten Gases im Targetbetrieb von größter Bedeutung ist, da jede Verunreinigung zwangsläufig in die Spitze der Glasdüse gelangt und diese bei entsprechender Größe blockieren kann. Um dies zu vermeiden, befindet sich wie oben beschrieben innerhalb der Glasdüse oberhalb der Düsen Spitze ein Sinterfilter. Dieser besitzt eine Porengröße von $1\text{ }\mu\text{m}$ und ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Die körnige Struktur, die der Filter durch den Sinterprozess erhält, ist deutlich zu erkennen.

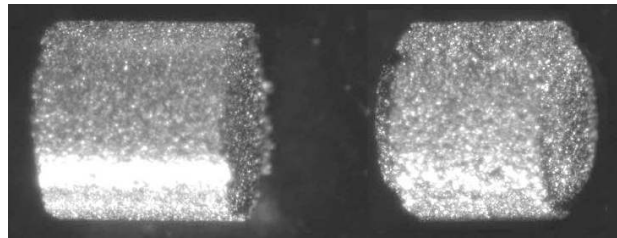


Abbildung 4.18: Mikroskopische Aufnahme des Sinterfilters [Win11]. **Links:** Sinterfilter der Firma GKN, **Rechts:** Sinterfilter der Firma MOTT mit abgerundeten Kanten.

Trotz der Verwendung des Sinterfilters sind in der Vergangenheit Blockierungen der Glasdüsen aufgetreten. Eine blockierte Düse ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Die Blockierung ist deutlich in der Düsen Spitze zu erkennen.



Abbildung 4.19: Mikroskopische Aufnahme einer blockierten Düse [Win11]. Es sind deutlich Fremdkörper in der Spitze des Strömungskanals zu erkennen.

Eine mögliche Ursache der Blockierungen liegt in der Verwendung des Sinterfilters selbst. Durch die mechanische Belastung des Filters im Targetbetrieb können sich Bruchstücke vom Filter lösen, die mit dem Fluss durch die Düse in die Düsen Spitze gelangen. Ein Wechsel des Sinterfilters, der in Abbildung 4.18 links dargestellt ist, durch die rechts dargestellte Variante, welche durch abgerundete Kanten eine geringere Wahrscheinlichkeit für das Ablösen von Bruchstücken aufweist, hat die Quote blockierter Düsen bereits verringert.

Um das Blockieren der Glasdüsen im Targetbetrieb weiter zu reduzieren, wurde die in Kapitel 5 vorgestellte Düsenteststation aufgebaut, die eine Qualitätsprüfung einzelner Düsen vor dem Einbau in das WASA-Pellettarget ermöglichen soll.

4.2.2 Der Piezoaktor

Wie bereits in Abschnitt 4.1.2 erwähnt wurde, bestimmt der an den Düsenhalter angebrachte Piezoaktor mit seiner Betriebsfrequenz das Aufbrechen des Flüssigkeitsstrahls in Droplets beim Verlassen der Düse, indem seine Schwingungen durch die Verbindung zwischen dem Halter und der Stirnseite bzw. einem Teil der Innenelektrode des Piezos (vgl. Abb. 4.16) auf den Halter übertragen werden. Dadurch wird ein kontrolliertes Aufbrechen des Flüssigkeitsstrahls in Droplets mit definierter Frequenz ermöglicht.

Dies wird durch die Falschfarbendarstellung in Abbildung 4.20 deutlich. Die Droplets werden mit Hilfe von Stroboskoplicht, welches in Phase mit der gleichen Frequenz wie der Piezo betrieben wird, sichtbar gemacht. Bereits am Ausgang der Glasdüse ist die Bildung von Droplets gemäß der Piezofrequenz zu erkennen.



Abbildung 4.20: Falschfarbenbild des Dropletstrahls mit Piezobetrieb [Nor04]. Oben im Bild ist der Ausgang der Glasdüse zu erkennen. Direkt hinter der Glasdüse ist die Verformung des Flüssigkeitsstrahls zu erkennen, die weiter unten zum Aufbruch in einzelne Droplets führt. Die Droplets werden mit einer Stroboskoplampe sichtbar gemacht, welche mit gleicher Frequenz und in Phase mit dem Piezo betrieben wird.

Um den Einfluss der Piezoschwingungen auf die Dropletbildung zu verstehen, muss zunächst das Verhalten des Flüssigkeitsstrahls ohne Piezobetrieb betrachtet werden. Für das natürliche Aufbrechen eines Flüssigkeitsstrahls ohne den Betrieb des Piezos wurde bereits 1878 durch Lord Rayleigh folgender Zusammenhang zwischen dem Strahldurchmesser d_{jet} und dem Abstand einzelner Droplets λ aus Beobachtungen bestimmt [Nor04]:

$$\frac{\lambda}{d_{jet}} \approx 4, 5. \quad (4.5)$$

Das Aufbrechen des Strahls wird durch Störungen mit geringer Amplitude induziert, die jedem physikalischen System zu Grunde liegen. Unterschiedliche Störungen können im Flüssigkeitsstrahl verstärkt werden und diesen verformen. Dadurch ergeben sich Bereiche mit größerem und kleinerem Strahldurchmesser. Ist die Verformung ausreichend ausgeprägt, erfolgt ein natürliches Aufbrechen in Droplets, wodurch die Oberfläche des Flüssigkeitsstrahls verringert wird.

Durch die Inbetriebnahme des Piezos werden dem Strahl Störungen mit höherer Amplitude aufgeprägt, die bei der Verformung des Flüssigkeitsstrahls dominieren. Das Aufbrechen in Droplets wird in diesem Fall von der Arbeitsfrequenz des Piezos bestimmt:

$$\lambda = \frac{v_{jet}}{f}. \quad (4.6)$$

Der Abstand der Droplets ist von der Geschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahls v_{jet} sowie der Arbeitsfrequenz f des Piezos abhängig. Messdaten für die Strahlgeschwindigkeit v_{jet} und den Durchmesser d_{jet} ergeben bei einem Piezobetrieb mit Frequenzen im Bereich von etwa 46 – 66 kHz ein Verhältnis von

$$\frac{\lambda}{d_{jet}} \approx 21 \dots 29. \quad (4.7)$$

Die Verwendung des Piezoaktors ermöglicht somit nicht nur das kontrollierte Aufbrechen des Flüssigkeitsstrahls, sondern vor allem das Aufbrechen des Flüssigkeitsstrahls in Droplets mit größerem Abstand, die unter geringerer Rate auftreten als bei der Dropletentstehung ohne Piezobetrieb. Wird die Arbeitsfrequenz des Piezos auf die natürliche

Aufbruchfrequenz des Flüssigkeitsstrahls erhöht, vergrößert sich die Dropletrate. Eine zu hohe Rate ruft durch den damit korrelierten geringen Abstand der Droplets vermehrte Turbulenzen in der Vakuuminjektionskapillare hervor. Dadurch kann der Dropletstrahl für die natürliche Aufbruchfrequenz des Flüssigkeitsstrahls nicht durch die Kapillare in die nächste Vakuumkammer injiziert werden. Daher muss die Dropletrate durch die Verwendung eines Piezos künstlich verringert werden. Der Piezo ist somit ein bedeutender Bestandteil des Düsenhalters für die Erzeugung von Pellets.

Da über die genaue Übertragung der mechanischen Schwingungen des Piezoaktors auf den Düsenhalter, die Glasdüse und damit den Flüssigkeitsstrahl in der Düse bisher noch wenig bekannt ist, wurden in dieser Diplomarbeit Untersuchungen zu den mechanischen Schwingungen unterschiedlicher Piezo-Düsenhaltersysteme durchgeführt, die in Kapitel 6 vorgestellt werden.

4.3 Der Betrieb des WASA-Pellettargets

Wie in Kapitel 2.1 bereits erwähnt wurde, ist für die Untersuchung seltener Zerfälle die Reaktionsrate ausschlaggebend. Dies setzt neben einer hohen Targetdichte auch einen zuverlässigen Targetbetrieb voraus.

Der Targetbetrieb kann auf unterschiedliche Arten gestört werden. Ein Beispiel hierfür ist das Blockieren der Glasdüse. In diesem Fall kann der Targetbetrieb durch einen Wechsel der Düse samt Halter wieder hergestellt werden. Die Gründe für vergangene Düsenwechsel sowie die Laufzeiten verschiedener Düsen im Betrieb des Pellettargets sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Bei näherer Betrachtung von Tabelle 4.2 wird deutlich, dass Störungen des Targetbetriebs neben mechanischen Mängeln der Düsen bzw. der Düsenhalter hauptsächlich auf Blockierungen der Glasdüsen und das Fehlen einer geeigneten Arbeitsfrequenz der verwendeten Piezoaktoren zurückgeführt werden können. Somit stellen Untersuchungen zu Blockierungen der Glasdüsen sowie zur Funktionsweise der Piezoaktoren einen vielversprechenden Ansatz zur Optimierung des Targetbetriebs dar. In dieser Arbeit

soll ein geeigneter Aufbau zum Testen von Düsen und den zugehörigen Piezoaktoren entwickelt werden.

Düse	Ø in µm	Halter	Betrieb in Tagen	Grund für den Ausbau
71	13,51	4	84	Leck in der Piezodurchführung
69	12,49	7	> 200	blockiert
120	12,66	9	1	blockiert
75	13,00	12	0	Kurzschluss am Piezo
102	12,56	6	42	blockiert
134	12,92	8	42	Düsenspitze gebrochen
123	13,00	7	3	blockiert
179	12,63	6	6	blockiert
188	12,87	2	16	fehlerhafte Lötstelle am Piezo
138	12,61	6	3	blockiert
119	13,05	9	1	keine Arbeitsfrequenz
188	12,87	2	6	Düsenspitze gebrochen
110	13,04	8	6	blockiert
208	12,74	14	3	blockiert
182	13,81	7	3	keine Arbeitsfrequenz
164	13,29	15	2	blockiert
106	12,81	6	0	Leck in der Piezodurchführung
206	14,03	8	3	keine Arbeitsfrequenz
226	13,36	4	0	Leck in der Piezodurchführung
221	13,00	2	25	neuer Düsentest
227	12,68	14	0	Umbauarbeiten
200	12,68	7	14	keine Arbeitsfrequenz

Tabelle 4.2: Liste bisheriger Düsenwechsel zwischen 2007 und 2011 in chronologischer Reihenfolge. Düsen sowie Halter (inklusive Piezo) sind mit einer Nummer bezeichnet, wobei Halter nach ihrem Ausbau mit einer neuen Düse wieder verwendet werden können. In dieser Diplomarbeit untersuchte Düsen und Halter / Piezos sind fettgedruckt hervorgehoben.

Eine Düsenteststation soll die Möglichkeit eröffnen, Düsen vor ihrem Einbau in das WASA-Pellettarget auf ihre Qualität zu überprüfen, sodass die Ausfallrate neu eingebauter Düsen reduziert werden kann. Dabei stehen Langzeittests zur Gasdurchlässigkeit der Düsen unter targetähnlichen Bedingungen im Mittelpunkt. Der Aufbau dieser Düsenteststation und erste Testmessungen werden in Kapitel 5 näher beschrieben.

Einen weiteren Teil dieser Arbeit stellen Untersuchungen zu den im WASA-Pellettarget verwendeten Piezoaktoren dar. Dabei soll zum einen geklärt werden, ob Piezos, die später im Targetbetrieb geeignete Droplets erzeugen, von solchen, die keine verwendbare Arbeitsfrequenz aufweisen, vor dem Einbau bereits unterschieden werden können. Zum anderen soll ein besseres Verständnis der Funktionsweise der an die Düsenhalter gekoppelten Piezos im Betrieb bei tiefen Temperaturen gewonnen werden, um beispielsweise eine Vorhersage über gute Arbeitsfrequenzen treffen und beobachtbare Schwankungen der Arbeitsfrequenzen im Targetbetrieb erklären zu können. Dazu werden die elektrischen und mechanischen Eigenschaften der Piezoaktoren mit Hilfe von Scheinwiderstands- und Mikrofonmessungen, wie sie in Kapitel 6 vorgestellt werden, untersucht.

5 Die Düsenteststation

Die Erfahrung zeigt, dass Blockierungen der Glasdüse in der Regel schon in den ersten Tagen des Targetbetriebs auftreten, wohingegen Düsen, die in diesem Zeitraum keine Blockierungen im Betrieb aufweisen, Laufzeiten von über 40 Tagen erreichen (vgl. Tabelle 4.2). Diese Beobachtung legt den Schluss nahe, dass das Auftreten bzw. Ausbleiben einer Blockierung innerhalb der ersten Woche als sinnvolles Kriterium bei der Unterscheidung zwischen geeigneten und ungeeigneten Düsen dienen kann. Um Düsen vor dem Einbau ins WASA-Pellettarget auf ihre Eignung zu überprüfen, ist daher ein Aufbau notwendig, welcher möglichst genau die Arbeitsbedingungen der Düse im Targetbetrieb wiedergibt. Eine mögliche Erklärung für die Blockierung einer Düse liegt, wie bereits in Abschnitt 4.2.1 erwähnt, im Einsatz des Sinterfilters. Um Verunreinigungen des Ausgangs der Glasdüse zu vermeiden, ist der Sinterfilter in den Eingang der Glasdüse eingeschmolzen. Durch diese Position innerhalb der Glasdüse ist er wie die Glasdüse selbst einer permanenten Strömung von gasförmigem bzw. flüssigem Wasserstoff, den Schwingungen des Piezoaktors und des Kaltkopfes sowie Temperaturendifferenzen von Raumtemperatur bis 14 K ausgesetzt. Durch diese Beanspruchung können sich Bruchstücke vom Sinterfilter ablösen und die Düsen Spitze blockieren. Ist dies der Fall, ist noch ungeklärt, ob die Ursache für die Bildung von Bruchstücken im Fluss durch die Düse, in den Schwingungen des Piezos bzw. des Kaltkopfes oder in den Temperatureinflüssen liegt.

Um die möglichen Ursachen für die Blockierungen einzugrenzen, wurde ein stufenweiser Aufbau der Düsenteststation gewählt. Da mit dem Aufbau Ursachen für Blockierungen mechanischer Art untersucht werden sollen, sind die ersten Stufen des Aufbaus gasartunabhängig. Für Stufe 1 und 2 wird daher anstatt des im WASA-Pellettarget

verwendeten Wasserstoffgases Stickstoff verwendet, das nicht brennbar und damit aus Sicherheitsgründen zu bevorzugen ist. Für die Dropleterzeugung mit Kühlung des Gases hingegen könnte auf Grund des höheren Schmelzpunktes von Stickstoff für das Erreichen targetähnlicher Temperaturen Wasserstoff verwendet werden.

Stufe 1: Durchflusstest (N_2)

Die Düse wird senkrecht nach unten weisend in eine Vakuumkammer eingebaut. Mit Stickstoffgas wird bei Raumtemperatur und einem Druck von etwa 1 bar vor der Düse die Gasdurchlässigkeit der Düse in Langzeittests (> 1 Woche) überprüft.



Stufe 2: Durchflusstest (N_2) mit Piezobetrieb

Innerhalb des Durchflusstests wird der am Düsenhalter angebrachte Piezoaktor mit einem Frequenzgenerator mit der Frequenz und Amplitude entsprechend den Bedingungen vom WASA-Pellettarget angesteuert. Dabei wird die Gasdurchlässigkeit der Düse wiederum in Langzeittests (> 1 Woche) beobachtet.



Stufe 3: Durchflusstest (N_2 oder H_2)

Das verwendete Gas wird auf Temperaturen abgekühlt, bei denen es noch nicht verflüssigt wird. Dabei können wieder Testmessungen mit und ohne Piezobetrieb durchgeführt werden. Zusätzlich zum Temperaturunterschied wird dabei der Einfluss der Vibrationen des Kaltkopfes berücksichtigt.



Stufe 4: Dropleterzeugung (N_2 oder H_2)

Das verwendete Gas wird soweit abgekühlt, dass es verflüssigt wird. Dadurch werden die Vibrationen des Kaltkopfes, der Temperaturunterschied und der Einfluss des Flüssigkeitsstroms berücksichtigt, wodurch Bedingungen ähnlich denen in einem Ultraschallbad geschaffen werden. Unter Verwendung von Helium als Hintergrundgas können mit und ohne Piezobetrieb Droplets erzeugt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Düsenteststation bis zur zweiten Stufe aufgebaut.

5.1 Aufbau der Düsenteststation

Um den Betrieb des WASA-Pellettargets möglichst realistisch zu simulieren, werden die Druckverhältnisse an der Düse, die dem Piezo aufgeprägte Schwingung sowie die Orientierung der Düse den Betriebsparametern des Targets angepasst. Der Aufbau der Teststation ist in Abbildung 5.1 skizziert.

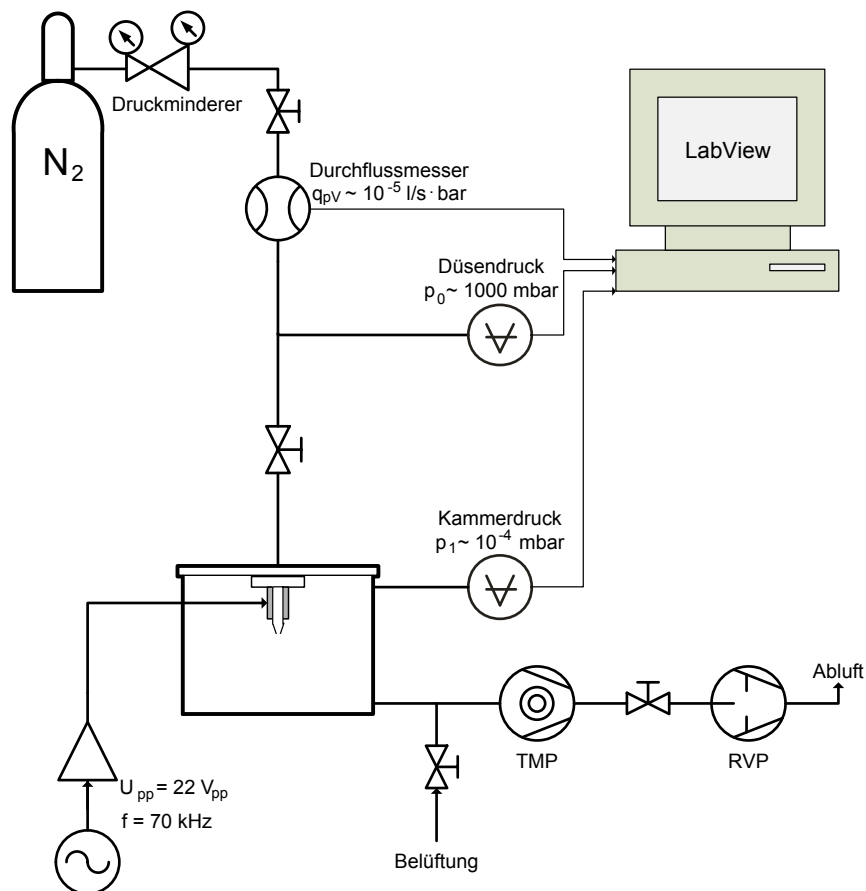


Abbildung 5.1: Skizze des Aufbaus der Düsenteststation in der zweiten Stufe. Stickstoffgas wird mit einem Druck von etwa 1 bar auf die Düse gegeben, welche in einer Vakuumkammer senkrecht nach unten weist. Der Druck in der Vakuumkammer ergibt sich aus dem Gasfluss durch die Düse und dem Saugvermögen der verwendeten Turbopumpe (TMP) zu etwa 10^{-4} mbar. Dabei wird das Vorvakuum für die Turbopumpe von einer einer Drehschieberpumpe (RVP) erzeugt. Der Düsendruck, der Kammerdruck und der Durchfluss durch die Düse werden permanent gemessen und abgespeichert. Zur Ansteuerung des Piezos dient ein Frequenzgenerator mit zwischengeschaltetem Verstärker.

Zentraler Bestandteil des Aufbaus ist die Vakuumkammer, die mit Hilfe eines Pumpstandes, bestehend aus Drehschieber- und Turbopumpe, auf Drücke im Bereich von 10^{-5} mbar evakuiert wird. Innerhalb der Vakuumkammer ist die Düse mit ihrer Öffnung nach unten weisend angebracht, wie es in Abbildung 5.2 dargestellt ist.

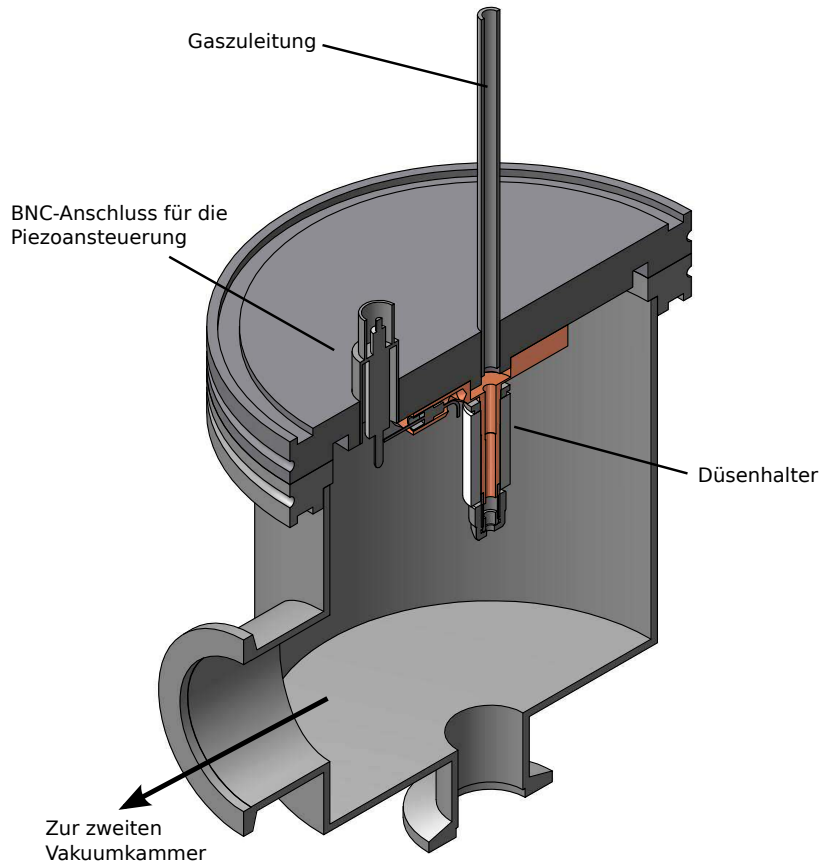


Abbildung 5.2: 3D-Querschnitt des Aufbaus der Vakuumkammer mit eingebautem Düsenhalter. Der Piezo des Halters wird über den im Flansch eingelassenen BNC-Anschluss angesteuert.

Der Druck des Gases vor der Düse (Düsendruck p_0) wird von einem Druckminderer an der Gasflasche für die Zeit einer Testmessung von ein bis zwei Wochen auf etwa 1000 mbar geregelt. Über diesen Zeitraum werden der Durchfluss q_{pV} ¹, der Düsendruck p_0 und der Kammerdruck p_1 gemessen, grafisch dargestellt und für die spätere Auswertung abgespeichert. Tritt innerhalb der Zeit der Testmessung in der ersten Stufe keine Blockierung auf, so wird in der zweiten Stufe zusätzlich der Piezo dazugeschaltet.

¹Die Größe q_{pV} bezeichnet den pV -Durchfluss, der als $q = p \cdot \dot{V}$ mit dem Druck p und dem Volumenstrom pro Zeit \dot{V} definiert ist und üblicherweise in mbar · l/s angegeben wird [WAW82].

Als entscheidendes Kriterium für die Gasdurchlässigkeit der Düse gilt der aus dem Durchfluss q_{pV} und dem Düsendruck p_0 berechnete Düsendurchmesser² d_1 . Dieser wird mit Hilfe der Durchflussformel [WAW82]

$$q_{pV} = A_{min} \cdot p_0 \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1} \cdot \frac{R \cdot T}{M_{mol}}} \quad (5.1)$$

zu

$$d_1 = \sqrt{\frac{4}{\pi} \cdot \frac{q_{pV}}{p_0 \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1} \cdot \frac{R \cdot T}{M_{mol}}}}} \quad (5.2)$$

bestimmt. Dabei gibt $A_{min} = \pi \cdot \frac{d^2}{4}$ die minimale Querschnittsfläche des Düsenausgangs an, T ist die Temperatur des Gases, R die allgemeine Gaskonstante, κ der Adiabatenkoeffizient und M_{mol} die molare Masse des verwendeten Gases.

Die für Formel 5.2 entscheidenden Eigenschaften des verwendeten Stickstoffgases sind in Tabelle 5.1 dargestellt:

Molare Masse M_{mol}	0,028 $\frac{\text{kg}}{\text{mol}}$
Adiabatenkoeffizient κ	1,404
Gastemperatur T	300 K

Tabelle 5.1: Eigenschaften des verwendeten Stickstoffgases.

Da in die Formel für den Düsendurchmesser nicht die genaue Form der Düse, wie beispielsweise die Länge oder der Innendurchmesser vor der Verjüngung zur Düsen Spitze, eingeht, werden Strömungsverluste an der Innenwand der Glasdüse nicht berücksichtigt. Daher ist zu erwarten, dass der nach Gleichung 5.2 berechnete Düsendurchmesser kleiner als der durch das Lichtmikroskop bestimmte Durchmesser ausfällt. Da jedoch beide Werte in der gleichen Größenordnung liegen, ist die Berechnung nach Gleichung 5.2 ausreichend für die Überwachung und Identifikation einer freien bzw. blockierten Düse.

Die Verwendung des so berechneten Durchmessers hat zudem gegenüber der reinen Überwachung des Durchflusses den Vorteil, dass etwaige Schwankungen des Durchflusses,

²Der Düsendurchmesser wird hier zur Unterscheidung von dem in Abschnitt 5.1.3 über den Kammerdruck bestimmten Durchmesser d_2 mit d_1 bezeichnet.

die durch Schwankungen des Düsendrucks hervorgerufen werden können, innerhalb der Berechnung vom Durchmesser durch die Relation zum Düsendruck kompensiert werden. Es ergibt sich für den überwachten Parameter für die Durchlässigkeit der Düsen somit ein glatterer Verlauf, an dem ein Blockieren der Düse deutlicher abgelesen werden kann. Für eine Düsenblockierung sind zwei verschiedene zeitliche Verläufe vorstellbar. Gelangt eine Verunreinigung in die Düsen Spitze, die den Düsenausgang vollständig blockiert, ist ein rasches Abfallen der Messkurve des Düsendurchmessers im Bereich weniger Sekunden zu erwarten. Blockieren hingegen kleinere Verunreinigungen, die die Düse nicht mit dem Gasstrom verlassen, sondern sich in der Düsen Spitze sammeln, nach und nach den Düsenausgang, so ist ein allmähliches Abfallen der Kurve innerhalb einiger Minuten zu erwarten.

Der Aufbau der Teststation ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die einzelnen Bestandteile werden im Folgenden näher beschrieben.

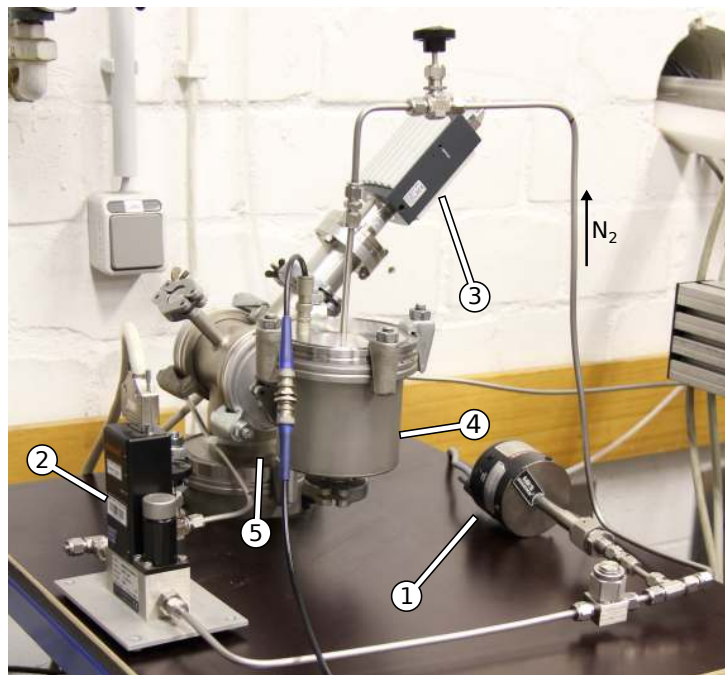


Abbildung 5.3: Gassystem des Düsenteststandes. Das verwendete Stickstoffgas passiert zunächst den Durchflusszähler (2) und das Baratron (1) bevor es von da aus durch die Düse in die Testkammer (4) gelangt. An die Testkammer ist eine weitere Vakuumkammer angeschlossen, in der das Ionivac (3) installiert ist. Zwischen dieser zweiten Vakuumkammer und der Turbopumpe (im Bild direkt unterhalb der Kammer unter der Holzplatte) besteht ein etwas schmalerer Übergang (5).

5.1.1 Messung des Düsendrucks

Der Düsendruck wird mit Hilfe eines Baratrons bestimmt. Das Messprinzip eines Baratrons basiert auf der Verformung einer Membran durch die Wirkung des Umgebungsdrucks gegen den eigenen Innendruck. Dabei bildet die Membran eine Platte eines Kondensators, über dessen Kapazitätsänderung bei der Verformung auf den Umgebungsdruck geschlossen werden kann. Entsprechend der direkten Messmethode ist der Messfehler eines Baratrons sehr gering und zudem gasartunabhängig. Er wird vom Hersteller zu 0,5% des abgelesenen Wertes angegeben.

Da die Lage des Baratrons (senkrecht oder waagrecht) einen Einfluss auf die Druckmessung hat, wurde zunächst eine Kalibration vorgenommen. Hierzu wurde der Druck in der Vakuumkammer bei Umgebungsdruck sowie nach dem Evakuieren der Vakuumkammer mit dem Baratron gemessen und mit den Messwerten anderer Druckmessgeräte verglichen.

Zunächst wurde das Baratron belüftet und der gemessene mit dem, durch ein Quecksilberbarometer gemessenen, Umgebungsdruck verglichen. Der zweite Datenpunkt wurde aufgenommen, indem das Baratron durch die Vakuumkammer evakuiert wurde, bis das Ionivac $9,5 \times 10^{-6}$ mbar anzeigt hat. Dabei ergeben sich folgende Messwerte:

	Baratron	Barometer	Ionivac
Umgebungsdruck	(979 ± 5) mbar	$(1009,3 \pm 0,1)$ mbar	/
Vakuum	(19 ± 1) mbar	/	$(9,5 \pm 1,5) \times 10^{-6}$ mbar

Tabelle 5.2: Messwerte zur Baratronkalibrierung.

Mit Hilfe dieser Messwerte lässt sich folgende Korrekturfunktion für den vom Baratron ausgegebenen Messwert bilden:

$$p_0 = (1,051 \pm 0,005) \times p_{\text{Anzeige}} - (20,0 \pm 1,0) \text{ mbar.} \quad (5.3)$$

Die in den folgenden Messungen aufgenommenen Werte für den Düsendruck sind stets entsprechend Gleichung 5.3 korrigiert worden.

5.1.2 Durchflussmessung

Mit den oben angegebenen Eigenschaften von Stickstoff und der allgemeinen Gaskonstante $R = 8,315 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$ lässt sich mit Hilfe von Gleichung 5.1 der zu erwartende Gasfluss durch eine Düse mit einem laut Lichtmikroskopmessung typischen Durchmesser $d = 13 \mu\text{m}$ zu

$$q_{pV} \approx 2,72 \times 10^{-5} \frac{\text{l}}{\text{s}} \cdot \text{bar} \hat{=} 1,63 \frac{\text{ml}}{\text{min}} \cdot \text{bar} \quad (5.4)$$

bestimmen.

Der zur Verfügung stehende thermische Durchflusszähler von Brooks Instrument liefert einen maximalen Durchfluss von $3 \frac{\text{ml}}{\text{min}} \cdot \text{bar}$ und ist somit für die Messung des Gasflusses durch die Düse ideal geeignet.

Da dieser auf den Gebrauch mit Wasserstoffgas kalibriert ist, muss der tatsächliche Durchfluss mit Hilfe folgender Formel in den angezeigten Durchfluss umgerechnet werden:

$$\frac{\text{tatsächlicher Durchfluss}}{\text{angezeigter Durchfluss}} = \frac{\text{Gasfaktor des verwendeten Gases}}{\text{Gasfaktor des kalibrierten Gases}}. \quad (5.5)$$

Dabei wird für Wasserstoff ein Gasfaktor von 1,008 und für Stickstoff ein Gasfaktor von 1 angegeben. Für die Messunsicherheiten, die im Folgenden verwendet werden, gibt der Hersteller folgende Werte an:

- Messgenauigkeit: 0,7% des Messwerts + 0,2% des maximalen Anzeigewerts
- Wiederholbarkeit: 0,25% des Messwerts.

5.1.3 Messung des Kammerdrucks

Zur Berechnung des Saugvermögens der Turbopumpe sowie für eine alternative Bestimmung des Düsendurchmessers einer Testmessung wurde der Kammerdruck p_1 gemessen. Dabei ergibt sich das Saugvermögen S der Turbopumpe aus dem gemessenen Durchfluss q_{pV} zu [WAW82]

$$S = \frac{q_{pV}}{p_1}. \quad (5.6)$$

Bei bekanntem effektiven Saugvermögen der Turbopumpe im Teststandaufbau lässt sich auf diese Weise die Messung des Durchflusses in Gleichung 5.2 durch die Messung des Kammerdrucks ersetzen:

$$d_2 = \sqrt{\frac{4}{\pi} \cdot \frac{S \cdot p_1}{p_0 \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1} \cdot \frac{R \cdot T}{M_{mol}}}}} \quad (5.7)$$

Mit den Gleichungen 5.2 und 5.7 ergeben sich so zwei Alternativen zur Bestimmung des Düsendurchmessers. Das hat den Vorteil, dass der Düsendurchmesser während einer Messung weiterhin überwacht werden kann, falls eines der Messgeräte einen Defekt aufweist. Da das vom Aufbau abhängige effektive Saugvermögen der Turbopumpe für diese Berechnung zunächst aus dem Durchfluss und dem Kammerdruck bestimmt werden muss (vgl. Abschnitt 5.1.4), ist zu erwarten, dass sich für beide Berechnungen des Düsendurchmessers der gleiche absolute Wert ergibt. Da die Berechnung für d_1 (nach Gleichung 5.2) vom Durchflussmesser und für d_2 (nach Gleichung 5.7) vom Ionivac abhängt, können beispielsweise durch die Trägheit der Messgeräte unterschiedliche Verläufe auftreten. Es bleibt zu klären, ob eines dieser Messgeräte für die Bestimmung des Verlaufs des Düsendurchmessers und im Fall einer Düsenblockierung sensibler als das andere reagiert.

Für die Messunsicherheiten des zur Messung des Kammerdrucks verwendeten Ionivacs gibt der Hersteller folgende Werte an:

- Messgenauigkeit: 15% des Messwerts
- Wiederholbarkeit: 5% des Messwerts.

5.1.4 Der Pumpstand für die Vakuumkammer

Um die Düsen bei ähnlichen Bedingungen wie im Targetbetrieb zu testen, wird an den verwendeten Pumpstand die Anforderung gestellt, dass im Betrieb des Teststandes in der Vakuumkammer ein Druck von $p_1 \leq 20 \text{ mbar}$ herrscht. Zu diesem Zweck ist der Einsatz einer Drehschieberpumpe bereits ausreichend. Da jedoch möglichst reine

Bedingungen für die Umgebung der Glasdüse erreicht werden sollen, wird zusätzlich eine Turbomolekularpumpe eingesetzt.

Die verwendete Drehschieberpumpe kann einen Kammerdruck von $< 1 \times 10^{-2}$ mbar erreichen. Die im Aufbau eingesetzte Turbopumpe hat eine Saugleistung von $145 \frac{\ell}{s}$ und erreicht ohne Gaslast einen Kammerdruck im Bereich von 10^{-6} mbar.

Bei bekanntem Saugvermögen S lässt sich der zu erwartende Kammerdruck p_1 in Abhängigkeit vom Durchfluss abschätzen:

$$p_1 = \frac{q_p V}{S}. \quad (5.8)$$

Mit dem in Gleichung 5.4 abgeschätzten Durchfluss ergibt sich der Kammerdruck zu

$$p_1 = \frac{2,72 \times 10^{-5} \frac{\ell}{s} \cdot \text{bar}}{145 \frac{\ell}{s}} = 1,88 \times 10^{-4} \text{ mbar}. \quad (5.9)$$

Für den effektiven Einsatz einer Turbomolekularpumpe muss gewährleistet sein, dass es sich bei den durch den Gasfluss und die Saugleistung bedingten Gasströmungen um molekulare Strömungen handelt. In Abbildung 5.4 ist der Rohrleitungsdurchmesser eines Aufbaus gegen den Kammerdruck aufgetragen.

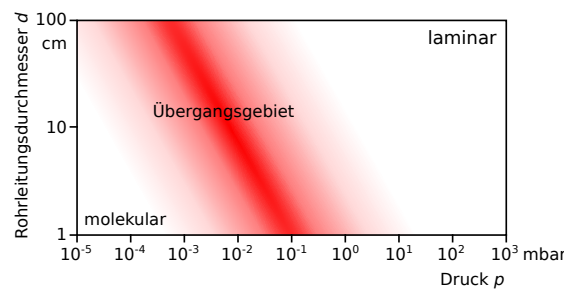


Abbildung 5.4: Strömungsbereiche im Vakuum [Pfe]. Für einen Druck von 10^{-4} mbar ergibt sich für jeden Rohrleitungsdurchmesser unterhalb von 10 cm molekulare Strömung.

Der Vergleich der Abbildung mit dem oben bestimmten Kammerdruck im Bereich von 10^{-4} mbar zeigt, dass für Rohrleitungsdurchmesser unterhalb von 10 cm molekulare Strömung vorliegt. Da der Rohrleitungsdurchmesser des verwendeten Aufbaus an keiner Stelle größer als 10 cm ist, eignet sich die verwendete Turbopumpe für den Aufbau.

Messung zum Vorvakuum

Damit die Turbopumpe entsprechend ihrer Saugleistung arbeiten kann, wird ein Vorvakuum im Bereich von $< 10^{-2}$ mbar benötigt. Zur Überprüfung der Funktionsfähigkeit der Vorpumpe wurde der von ihr erzeugte Kammerdruck (bei abgeschalteter Turbopumpe) unter variabler Gaslast beobachtet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

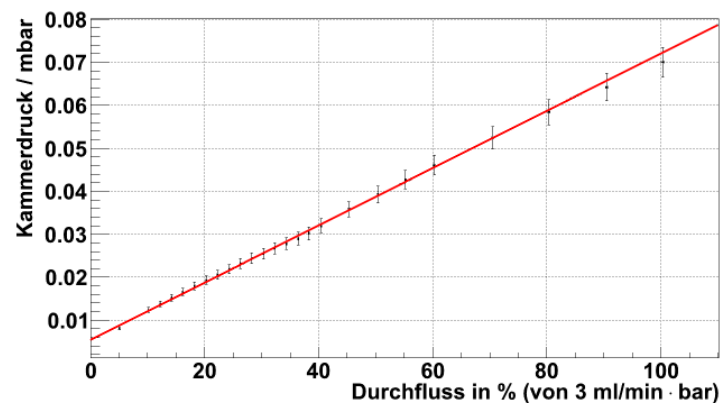


Abbildung 5.5: Kammerdruck in Abhängigkeit vom angelegten Durchfluss bei laufender Vorpumpe.

Im gesamten Bereich ist ein klarer linearer Zusammenhang zwischen erreichtem Kammerdruck und angelegtem Durchfluss zu erkennen. Die Vorpumpe erzeugt für jeden eingestellten Durchfluss ein Vorvakuum im Bereich von $< 10^{-2}$ mbar, so dass sich das Vorvakuum für den Einsatz einer Turbomolekularpumpe eignet.

Messung zum Saugvermögen der Turbopumpe

Das nominelle Saugvermögen der verwendeten Turbopumpe wird mit $S_0 = 145 \frac{\ell}{s}$ angegeben. Da diese Angabe Strömungsverluste innerhalb des verwendeten Aufbaus nicht berücksichtigt, wird für die Berechnung des Düsendurchmesser nach Gleichung 5.7 zunächst das effektive Saugvermögen bestimmt.

Strömungsverluste können auf innere Reibung durch Stöße zwischen benachbarten Gasmolekülen und äußere Reibung durch Stöße zwischen einzelnen Gasmolekülen und den

Rohrwänden zurückgeführt werden. Für die Strömung im Testaufbau kann näherungsweise molekulare Strömung angenommen werden, für die auf Grund der großen freien Weglänge der Gasmoleküle die äußere Reibung dominiert. Dabei gilt, je schmaler ein Rohrleitungsstück ist, desto mehr Stöße finden zwischen den Gasmolekülen und der Rohrwand statt. Dadurch erhöht sich der Strömungswiderstand für das Gas und das effektive Saugvermögen wird verringert.

Als Näherung für das effektive Saugvermögen sollen in den folgenden Berechnungen nur die Strömungsverluste durch den Übergang von der Turbopumpe zur ersten Vakuumkammer berücksichtigt werden (vgl. Abb. 5.3), da es sich hierbei um den dominanten Teil handelt. Auf Grund weiterer Strömungsverluste durch die restliche Geometrie des Aufbaus ist zu erwarten, dass das berechnete effektive Saugvermögen größer als der gemessene Wert ausfällt.

Der Übergang von der Turbopumpe wird durch einen Flansch mit einem Innendurchmesser von $d_i = (63 \pm 1)$ mm gebildet. Daran schließt ein $l = (70 \pm 10)$ mm langes Rohr an. Durch diesen Übergang kommt es zu Strömungsverlusten, die das effektive Saugvermögen verringern [WAW82]. Dieses berechnet sich aus dem nominellen Saugvermögen S_0 und dem Leitwert L des Übergangs nach

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{S_0} + \frac{1}{L}. \quad (5.10)$$

Dabei ist der Leitwert L der Kehrwert des Strömungswiderstandes W . Bei molekularer Gasströmung wird dieser für ein Rohr mit Länge l , Querschnittsfläche A und Umfang U über

$$W = \frac{1}{L} = \frac{1}{\bar{c}} \cdot \frac{4}{A} \cdot \left(1 + \frac{3}{16} \cdot \frac{l \cdot U}{A} \right) \quad (5.11)$$

ermittelt [WAW82]. Dabei geht die mittlere Geschwindigkeit \bar{c} der Gasteilchen über

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8 \cdot R \cdot T}{\pi \cdot M_{mol}}} \quad (5.12)$$

ein. Mit Hilfe von Tabelle 5.1 und Gleichung 5.11 lässt sich der Leitwert des Übergangs zu $L = (202 \pm 14) \frac{\ell}{s}$ berechnen.

Daraus ergibt sich ein zu erwartendes, effektives Saugvermögen von

$$S_{eff} = \frac{145 \frac{\ell}{s}}{1 + \frac{145}{202}} = (84 \pm 2) \frac{\ell}{s}. \quad (5.13)$$

Für die experimentelle Bestimmung des Saugvermögens wurde der Kammerdruck in Abhängigkeit vom eingestellten Durchfluss gemessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

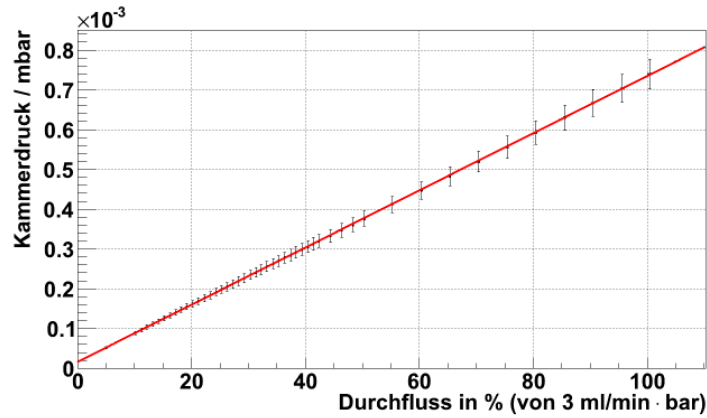


Abbildung 5.6: Kammerdruck in Abhängigkeit vom angelegten Durchfluss bei laufender Turbopumpe.

Ähnlich zum Vorvakuum ergibt sich auch hier für den gesamten Bereich des angelegten Durchflusses ein linearer Verlauf des Kammerdrucks, so dass die verwendete Turbomolekularpumpe für die gemessenen Durchflüsse während der Testmessungen geeignet ist. Des Weiteren ist ein Offset des Durchflussmessers sowie ein endlicher Kammerdruck im Bereich von 10^{-5} mbar zu erkennen. Unter Berücksichtigung des Offsets kann nach Gleichung 5.6 das effektive Saugvermögen zu $(69 \pm 3) \frac{\ell}{s}$ bestimmt werden. Das experimentell ermittelte Saugvermögen fällt mit einer Abweichung von etwa 18% somit erwartungsgemäß kleiner als der nach Gleichung 5.13 berechnete Wert aus.

5.1.5 Die Piezoansteuerung

Für die Piezoansteuerung erzeugt ein Frequenzgenerator eine für den Betrieb des Pellettargets typische Sinusschwingung von $f = 70 \text{ kHz}$. Durch spätere Studien (vgl.

Kapitel 6) konnte gezeigt werden, dass im Piezobetrieb bei Raumtemperatur (wie im Teststand gegeben) verschiedene lokale Maxima der Schwingungsamplitude des Piezos um etwa $f = 70 \text{ kHz}$ beobachtet werden können. Die Frequenz mit besonders hoher Schwingungsamplitude (Resonanzfrequenz), die im Targetbetrieb mit 14 K bei etwa 70 kHz liegt, ist jedoch bei Raumtemperatur zu Frequenzen im Bereich von 55 kHz verschoben. Für zukünftige Tests ist daher zu empfehlen, die Resonanzfrequenzen zunächst über die in Kapitel 6 dargestellten Methoden zu bestimmen, um den Piezo im Belastungstest genau mit einer Frequenz mit besonders hoher Schwingungsamplitude anzusteuern.

Die Amplitude der mechanischen Schwingungen eines Piezoaktors bei konstanter Wechselspannung ist ebenfalls abhängig von der Umgebungstemperatur. Bei Temperaturen im Bereich von 10 – 20 K verringert sich die Amplitude der mechanischen Schwingungen auf bis zu 20% der Schwingungsamplitude bei Raumtemperatur (vgl. Kap. 6.2.3). Daher erzeugt der verwendete Spannungsverstärker für die Testmessungen bei Raumtemperatur ein Wechselspannungssignal mit einer Amplitude von $U_{pp} = 22 \text{ V}_{pp}$ anstatt der für das Pellettargget bei Temperaturen im Bereich von 14 K typischen Amplitude von 105 V_{pp} .

5.1.6 Die Datenaufnahme

Die Datenaufnahme während einer Testmessung erfolgt für den Düsendruck und den Durchfluss mit Hilfe einer Messkarte, die von einem LabView-Programm ausgelesen wird.

Das Ionivac kann über eine serielle Schnittstelle direkt am PC ausgelesen werden.

Die Messkarte ist ein Analog-Digital-Wandler, der in klar definierten Schritten die anliegenden Spannungssignale digital verarbeitet. Die Genauigkeit der von einer Messkarte gespeicherten Werte wird durch die Anzahl der Bits begrenzt. Die verwendete Messkarte kann Signale über einen Bereich von $\Delta U = 20 \text{ V}$ verarbeiten. Dafür stehen 12 Bit zur Verfügung. Das bedeutet der Bereich über $\Delta U = 20 \text{ V}$ wird in 2^{12} Bereiche aufgeteilt. Ein Intervall, in dem ein Messwert abgespeichert wird, ist also $\frac{20 \text{ V}}{2^{12}}$ breit. Damit ergibt sich der absolute Fehler der gemessenen Spannung zu $\pm \frac{1}{2} \cdot \frac{20 \text{ V}}{2^{12}}$. Über die gerätespezifischen

Umrechnungsformeln zwischen der gemessenen Spannung und dem Düsendruck bzw. dem Durchfluss führt dies zu folgenden Unsicherheiten:

- Unsicherheit für den Düsendruck: 24 mbar
- Unsicherheit für den Durchfluss: 0,05 % von $3 \frac{\text{ml}}{\text{min}} \cdot \text{bar}$.

Zusätzlich zu diesem Quantisierungsfehler konnte ein Spannungsrauschen an den Eingängen der Messkarte festgestellt werden, welches zu folgenden Unsicherheiten führt:

- Unsicherheit für den Düsendruck: $0,005 \text{ V}/(\text{anliegende Spannung}) \cdot p_0 = 50 \text{ mbar}$
- Unsicherheit für den Durchfluss: $0,010 \text{ V}/(\text{anliegende Spannung}) \cdot q_{pV} = 0,2 \%$.

Das verwendete LabView-Programm ist in Abbildung 5.7 und Abbildung 5.8 abgebildet.

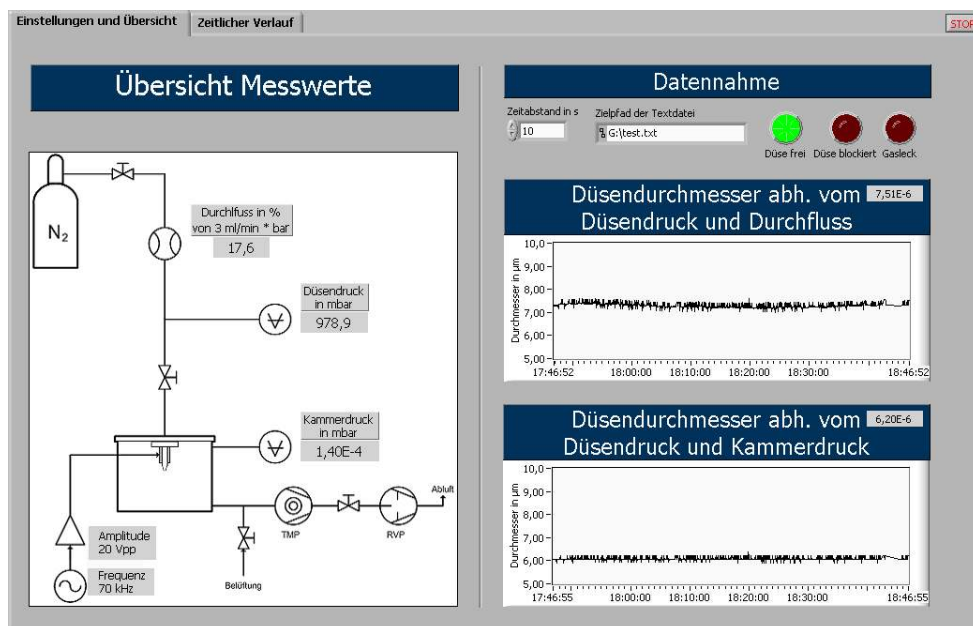


Abbildung 5.7: LabView-Programm zur Überwachung von Düsen- und Kammerdruck, Durchfluss und Düsendurchmesser: Reiter 1. Unter der Überschrift „Datennahme“ werden der Zielpfad der Textdatei, in die die Messergebnisse gespeichert werden sollen, sowie der zeitliche Abstand der Messwerterfassung in Sekunden angegeben. Der Düsendurchmesser wird im oberen Graphen über Gleichung 5.2 und im unteren Graphen über Gleichung 5.7 berechnet. Die verschiedenen Leuchtanzeigen signalisieren auf Grundlage des berechneten Düsendurchmessers ein Blockieren der Düse bzw. ein bestehendes Gasleck zwischen Düsenhalter und Flansch.

Der erste Reiter (Abb. 5.7) zeigt eine Übersicht über die aktuellen Messwerte sowie den Verlauf des Düsendurchmessers. Dabei wurde der Durchmesser auf zwei unterschiedliche Arten berechnet: zum einen nach Gleichung 5.2 über den gemessenen Durchfluss, zum anderen nach Gleichung 5.7 über den vom Ionivac gemessenen Kammerdruck. Neben diesen Messwerten enthält die erste Seite auch Anzeigen, die auf Grund des Düsendurchmessers eine mögliche Blockierung bzw. ein Gasleck zwischen Düsenhalter und Flansch signalisieren. In den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen liegt der zeitliche Abstand der Messwerterfassung bei 10 s.

Der zweite Reiter (Abb. 5.8) enthält die zeitliche Entwicklung des Düsendrucks p_0 , des Durchflusses q_{pV} , des Kammerdrucks p_1 und des nach Gleichung 5.2 über den Durchfluss berechneten Düsendurchmessers d_1 .

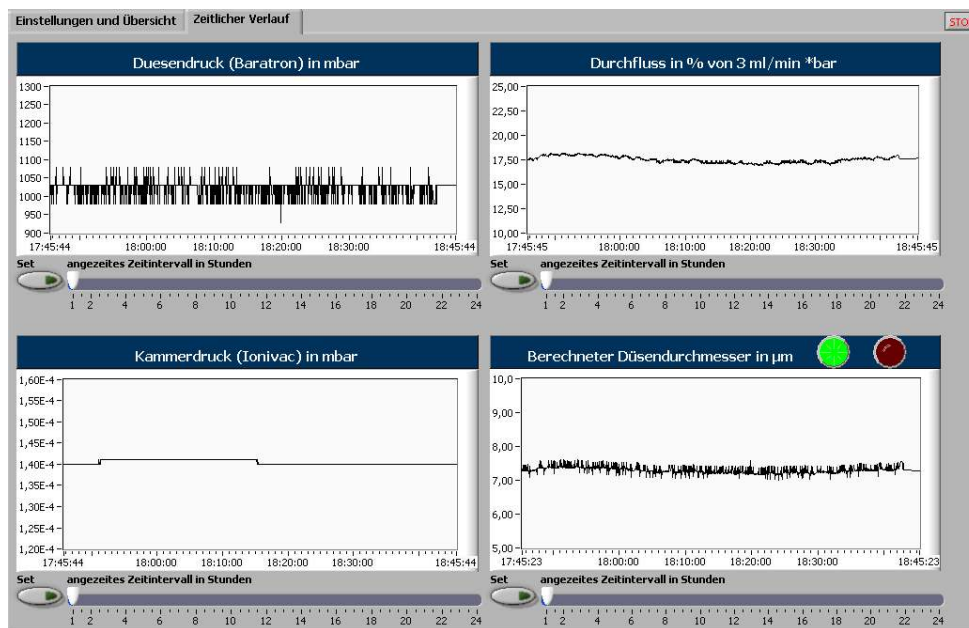


Abbildung 5.8: LabView-Programm zur Überwachung von Düsen- und Kammerdruck, Durchfluss und Düsendurchmesser: Reiter 2. Es besteht die Möglichkeit die vergangene Entwicklung der Parameter einzusehen, indem ein Zeitintervall für die Graphen von bis zu 24 Stunden angezeigt werden kann. Auch auf dieser Seite befinden sich entsprechende Anzeigen für das Blockieren der Düse.

5.2 Inbetriebnahme des Teststands

Im Folgenden werden die Testmessungen zu drei verschiedenen Düsen vorgestellt. Für die Inbetriebnahme des Teststands wurden zunächst zwei Düsen (Düse 206 und Düse 106) verwendet, die bereits im WASA-Pellettarget eingebaut waren und dort auf Grund verschiedener Mängel der Düsenhalter nur sehr kurze Laufzeiten hatten, bei denen jedoch keine Blockierung der Glasdüse auftrat (vgl. Tabelle 4.2). Auf Grund dieser Mängel ist ein erneuter Einbau in das Pellettarget nach den Testmessungen ausgeschlossen und sie dienen ausschließlich als Testdüsen für die Inbetriebnahme des Teststandes. Die dritte Düse hingegen wurde innerhalb des Teststands erstmalig verwendet und konnte nach der erfolgreichen Testmessung im WASA-Pellettarget eingebaut werden.

Für die Überwachung der Gasdurchlässigkeit der Düsen wurde der Düsendurchmesser für die beiden ersten Testmessungen nach Gleichung 5.2 berechnet. Durch den Einbau eines Ionivacs und die dadurch ermöglichte Überwachung des Kammerdrucks konnte der Düsendurchmesser für die Testmessung der dritten Düse zusätzlich nach Gleichung 5.7 bestimmt werden.

Die zeitliche Entwicklung der einzelnen Messwerte sowie der daraus berechneten Düsendurchmesser werden im Folgenden für die einzelnen Düsen chronologisch dargestellt. Der Übersichtlichkeit halber werden nur für Düse 206 die entsprechenden Messunsicherheiten für jeden hundertsten Wert dargestellt, während bei den weiteren Messungen auf die Darstellung der Fehlerbalken verzichtet wird.

Düse 206

Die erste Düse, die in den Teststand eingesetzt wurde, ist die Düse 206 mit einem Durchmesser von 14 μm . Diese war zuvor bereits im WASA-Pellettarget in Betrieb, wurde jedoch nach drei Tagen wieder ausgebaut, da keine geeignete Arbeitsfrequenz für den Betrieb des Piezos und somit für die Erzeugung von Pellets gefunden werden konnte. Dadurch ist diese Düse für den Wiedereinbau im Pellettarget zwar nicht mehr geeignet,

kann aber genutzt werden, um den Teststand in Betrieb zu nehmen und ein mögliches Blockieren zu untersuchen.

Die Messung mit dieser Düse gliedert sich in zwei Teile. Zunächst wurde eine Testmessung ohne Piezobetrieb zur Bestimmung des Durchflusses und des Düsendurchmessers durchgeführt. Die zeitliche Entwicklung der Messwerte von Düsendruck und Durchfluss sowie des nach Gleichung 5.2 bestimmten Düsendurchmessers sind in Abbildung 5.9 oben dargestellt.

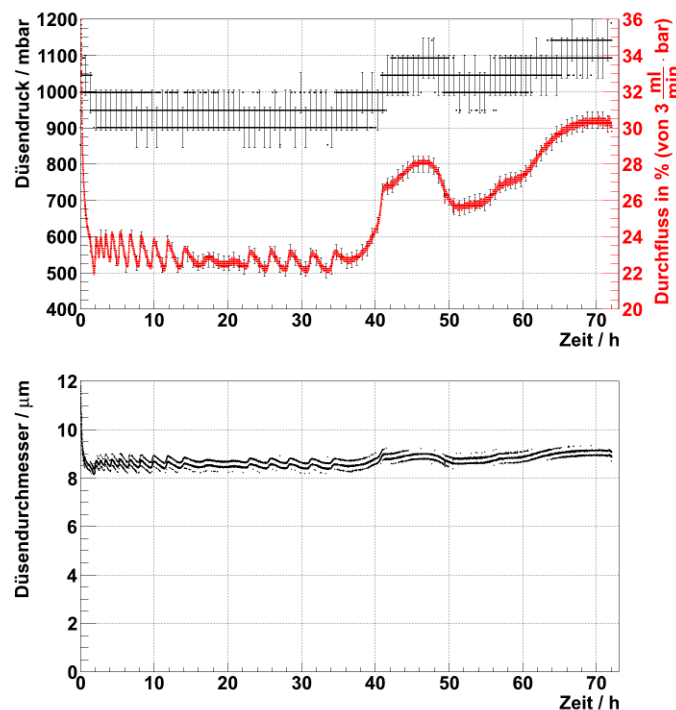


Abbildung 5.9: Oben: Verläufe des Düsendrucks und Durchflusses in Abhängigkeit von der Zeit für die erste Messung zur Düse 206 ohne Piezobetrieb. Unten: Verlauf des Düsendurchmessers in Abhängigkeit von der Zeit für die erste Messung zur Düse 206 ohne Piezobetrieb. Der berechnete Düsendurchmesser liegt während der gesamten Messung im Bereich von 8,5 μm .

Die Ausbreitung des Gases im Leitungsstück zwischen Ventil und Düseneingang dauert etwa eine halbe Stunde. In dieser Zeit fällt der vom Durchflusszähler gemessene Wert von 100% auf etwa 23% ab. Bereits der gemessene Durchfluss zeigt, dass die Düse für das Stickstoffgas durchlässig ist. Weiterhin ist deutlich zu erkennen, dass ein Ansteigen des Düsendrucks mit dem Ansteigen des Durchflusses korreliert ist. Eine mögliche

Begründung für die beobachteten Schwankungen liefert der Düsendruck. Wird dieser auf Grund von Temperaturschwankungen am Druckminderer variiert, zieht dies automatisch einen veränderten Durchfluss durch die Düse nach sich.

Die entscheidende Größe bei der Messung ist der Düsendurchmesser, dessen Verlauf in Abbildung 5.9 unten dargestellt ist. Der aus den Messdaten berechnete Düsendurchmesser fällt mit etwa $8 - 9 \mu\text{m}$ erwartungsgemäß geringer aus als der mit dem Lichtmikroskop gemessene Durchmesser von $14 \mu\text{m}$ (vgl. Abschnitt 5.1). Deutlich zu erkennen ist, dass die Düse während der Messung nicht blockiert ist. Da sich korrelierte Schwankungen im Durchfluss und Düsendruck bei der Berechnung des Durchmessers ausgleichen, ergibt sich hier ein vergleichsweise glatter Verlauf. Die diskrete Verteilung der Messwerte resultiert aus der Digitalisierung durch die verwendete Messkarte.

Bei der zweiten Messung zur Düse 206 wurde der Piezoaktor während der Messung betrieben. Die erhaltenen Messergebnisse sind in Abbildung 5.10 dargestellt.

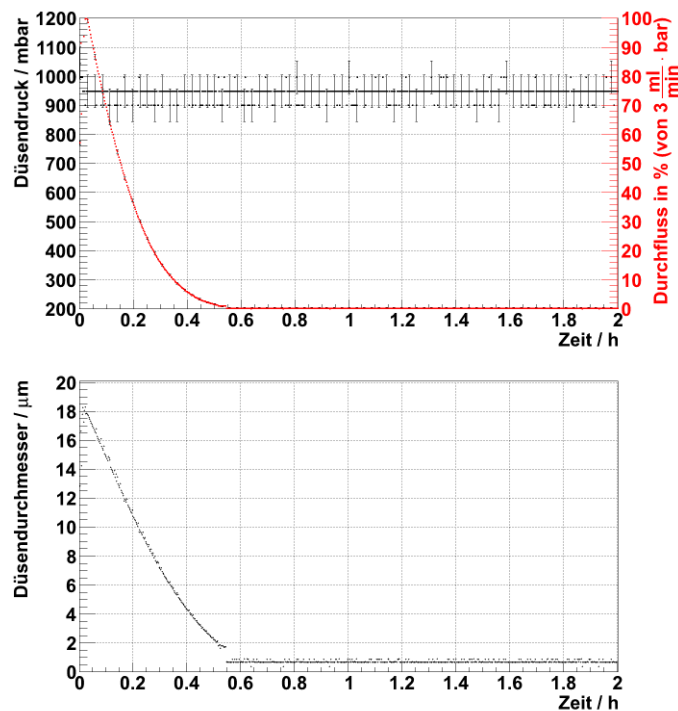


Abbildung 5.10: **Oben:** Verläufe des Düsendrucks und des Durchflusses in Abhängigkeit von der Zeit für die Messung zur Düse 206 mit Piezobetrieb.
Unten: Verlauf des Düsendurchmessers in Abhängigkeit von der Zeit für die Messung zur Düse 206 mit Piezobetrieb.

Nach der Ausbreitung des Gases in den Gasleitungen fällt der Durchfluss für diese Messung auf Null ab, während der Düsendruck konstant bei etwa 950 mbar bleibt. Entsprechend dem Verhalten des Durchflusses fällt auch der Verlauf des Düsendurchmessers nach etwa einer halben Stunde ab. Die Düse wurde während der Testmessung mit Piezobetrieb somit blockiert.

Zur Interpretation dieses Ergebnisses muss bedacht werden, dass die Düse bereits im WASA-Pellettarget den Beanspruchungen durch den Targetbetrieb ausgesetzt war. Ob Düsenblockierungen auch bei neuen Düsen, die noch nicht in Betrieb gewesen sind, beobachtet werden kann, bleibt durch zukünftige Messungen zu klären.

Düse 106

Die zweite Düse, die getestet wurde, ist die Düse 106 mit einem Durchmesser von 12 μm . Diese Düse wurde ebenfalls im WASA-Pellettarget verwendet, wurde jedoch auf Grund eines Gaslecks an der Piezodurchführung wieder ausgebaut. Da sich im Teststand im Gegensatz zum Pellettarget beide Seiten der Piezodurchführung in der gleichen Vakuumkammer befinden, kann die Düse für den Teststand dennoch verwendet werden. Der Teststand wurde zunächst für 164 h ohne eine Ansteuerung des Piezos in Betrieb genommen. Da in dieser Zeit keine Blockierung zu verzeichnen war, wurde die Messung etwa 314 h mit Ansteuerung des Piezos fortgesetzt. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.11 dargestellt.

Der Düsendurchmesser ist für den ganzen Messzeitraum konstant im Bereich von 6–7 μm , so dass auch mit Piezoansteuerung keine Blockierung beobachtet werden konnte. Analog zur Bestimmung des Düsendurchmessers mit Hilfe des Lichtmikroskops fällt der über die Durchflussmessung bestimmte Düsendurchmesser erwartungsgemäß kleiner aus als bei der Messung mit Düse 206. Auch bei dieser Messung treten ähnliche Schwankungen im Verlauf vom Durchfluss und Düsendruck wie bei der Messung mit der Düse 206 auf, die in der Berechnung des Düsendurchmessers aber kompensiert werden. Eine Änderung des Verhaltens der Messwerte nach Ansteuerung des Piezos nach 164 h ist nicht zu erkennen.

Das Abfallen der Kurven des Durchflusses und des Düsendurchmessers am Ende der Messung resultiert aus dem Abdrehen der Gaszufuhr und darf nicht mit einer Blockierung der Düse verwechselt werden. Am Ende der Messung nach etwa 480 h Betrieb kann für die Düse keine Blockierung festgestellt werden.

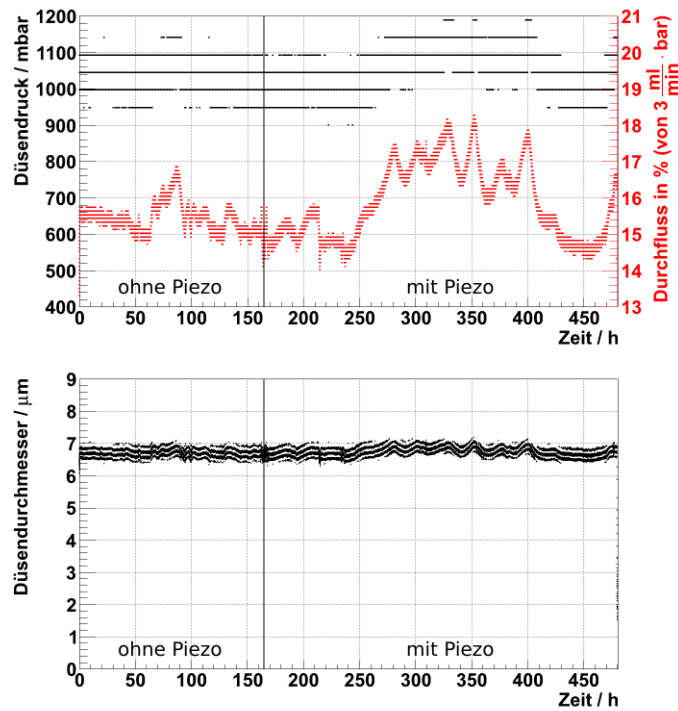


Abbildung 5.11: Oben: Verläufe des Düsendrucks und des Durchflusses in Abhängigkeit von der Zeit für die Messung zur Düse 106. Der Piezo wird nach 164 h im laufenden Betrieb angesteuert. Das Abfallen der Kurve des Durchflusses am Ende der Messung resultiert aus dem Abdrehen der Gaszufuhr.

Unten: Verlauf des Düsendurchmessers in Abhängigkeit von der Zeit für die Messung zur Düse 106. Der berechnete Durchmesser liegt während der gesamten Dauer der Messung im Bereich von 6–7 μm. Der Piezo wird nach 164 h im laufenden Betrieb angesteuert. Das Abfallen der Kurve am Ende der Messung resultiert aus dem Abdrehen der Gaszufuhr.

Düse 200

Die dritte Düse, die im Teststand installiert wurde, ist die Düse 200 mit einem Durchmesser von $12\text{ }\mu\text{m}$. Diese ist im Gegensatz zu den beiden vorhergehenden Düsen in der Düsenteststation zum ersten Mal in Betrieb genommen worden. Eine weitere Besonderheit im Vergleich zu den oben vorgestellten Messungen ist das zusätzliche Messgerät für den Kammerdruck, wodurch der Durchmesser der Düse auf zwei verschiedene Arten berechnet werden kann.

Das Vorgehen bei der Messung entspricht im Wesentlichen dem Vorgehen der Messung zu Düse 106. Zunächst wurde der Teststand ohne die Ansteuerung des Piezos für 238 h in Betrieb genommen. Nach dem Ausbleiben einer Blockierung in dieser Zeit wurde der Piezo für die Zeit der restlichen Messung von etwa 267 h im laufenden Betrieb angesteuert. Die zeitlichen Verläufe von Düsendruck, Durchfluss und Kammerdruck sind in den Abbildungen 5.12 und 5.13 dargestellt. Die Zeit zwischen etwa 340 und 400 h wurde dabei durch einen konstanten Verlauf angedeutet, da hier keine Daten aufgenommen wurden. Die Verläufe von Durchfluss und Düsendruck entsprechen qualitativ den in den vorhergehenden Messungen beobachteten Verläufen. Die Schwankungen des Durchflusses sind erwartungsgemäß in ähnlicher Form auch für den Kammerdruck zu beobachten.

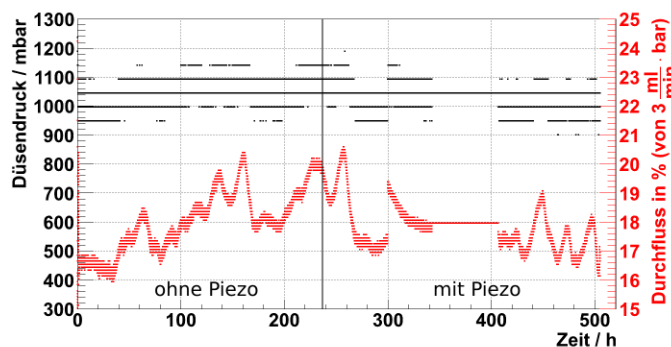


Abbildung 5.12: Verläufe des Düsendrucks und des Durchflusses in Abhängigkeit von der Zeit für die Messung zur Düse 200. Der Piezo wird nach 238 h im laufenden Betrieb angesteuert. Die Zeit zwischen etwa 340 und 400 h wurde dabei durch einen konstanten Verlauf angedeutet, da in diesem Intervall keine Daten aufgenommen wurden.

Durch die Messung des Kammerdrucks ergibt sich für diese Testmessung die Möglichkeit den Düsendurchmesser auf zwei unterschiedliche Arten zu bestimmen. Für die Bestimmung des Düsendurchmessers nach Gleichung 5.7 wurde das Saugvermögen in Abschnitt 5.1.4 zu $(69 \pm 3) \frac{\ell}{s}$ bestimmt. Voraussetzung für die alternative Berechnung aus dem Kammerdruck ist ein während der Messung konstant bleibendes Saugvermögen $S = \frac{q_p V}{p_0}$. Wie Abbildung 5.14 zu entnehmen ist, ist dies für die vorliegende Messung gewährleistet.

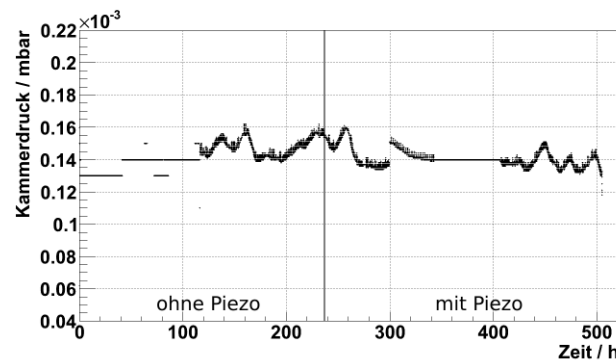


Abbildung 5.13: Verlauf des Kammerdrucks in Abhängigkeit von der Zeit für die Messung zur Düse 200. Der Piezo wird nach 238 h im laufenden Betrieb angesteuert. Nach etwa 114 h wurde die Anzeigegenauigkeit für den Kammerdruck von einer auf zwei Nachkommastellen erhöht. Die Zeit zwischen etwa 340 und 400 h wurde dabei durch einen konstanten Verlauf angedeutet, da in diesem Intervall keine Daten aufgenommen wurden.

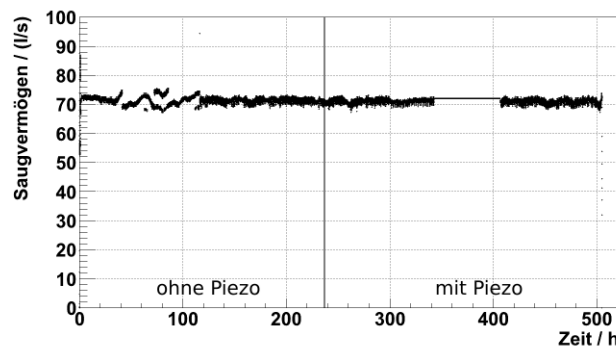


Abbildung 5.14: Verlauf des gemessenen Saugvermögens in Abhängigkeit von der Zeit für die Messung zur Düse 200. Die Zeit zwischen etwa 340 und 400 h wurde dabei durch einen konstanten Verlauf angedeutet, da in diesem Intervall keine Daten genommen wurden.

Die resultierenden Berechnungen zum Düsendurchmesser sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Wie zu erwarten ist, liefern beide Berechnungen den gleichen Düsendurchmesser von etwa $7\text{ }\mu\text{m}$. Es ergeben sich weiterhin zwei sehr ähnliche Verläufe, die darauf schließen lassen, dass die beiden für die Berechnungen zum Düsendurchmesser verwendeten Messgeräte (Durchflussmesser und Ionivac) gleichermaßen sensitiv auf Veränderungen der Betriebsparameter reagieren.

Für diese Messung ist beiden Berechnungen des Düsendurchmessers klar zu entnehmen, dass die Düse während der Messung nicht blockiert wurde. Nach der Testmessung konnte die Düse im WASA-Pellettarget eingebaut werden. Dort hat sie bisher für zwei Teststrahlzeiten erfolgreich Pellets produziert ohne zu blockieren.

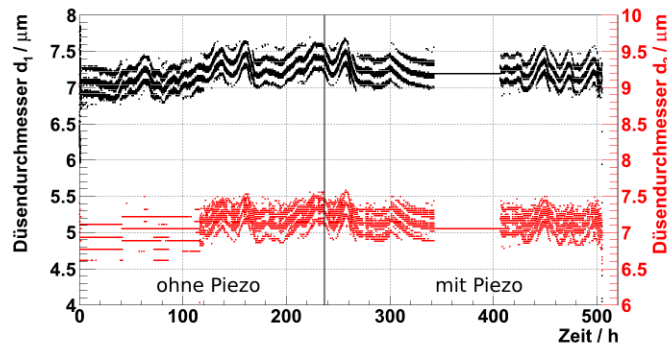


Abbildung 5.15: Verläufe des auf zwei Arten berechneten Düsendurchmessers in Abhängigkeit von der Zeit für die Messung zur Düse 200. Dabei bezeichnet d_1 den aus Gleichung 5.2 über den Durchfluss und d_2 den aus Gleichung 5.7 über den Kammerdruck bestimmten Düsendurchmesser. Die Zeit zwischen etwa 340 und 400 h wurde dabei durch einen konstanten Verlauf angedeutet, da in diesem Intervall keine Daten genommen wurden.

6 Untersuchungen zu den Schwingungen der Piezo-Düsenhaltersysteme

Wie in Abschnitt 4.2.2 bereits erwähnt wurde, ist der Piezoaktor durch seine mechanischen Schwingungen, die über den Düsenhalter auf die Glasdüse und den Flüssigkeitsstrahl übertragen werden, grundlegender Bestandteil für die Dropleterzeugung im Pellettargget. Dabei sind nicht allein die Schwingungen und Resonanzfrequenzen des Piezoaktors selbst, sondern vor allem die des Gesamtsystems aus Glasdüse, Düsenhalter und Piezoaktor entscheidend. Ein mangelhafter Piezoaktor bzw. eine ungenügende Kopplung zwischen Piezo und Düsenhalter kann zu einem verminderten Übertrag mechanischer Schwingungen auf den Flüssigkeitsstrahl führen und so die Dropleterzeugung und den Targetbetrieb beeinträchtigen. Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wurde, stellt das Fehlen einer geeigneten Arbeitsfrequenz des Piezoaktors, für die ein kontrolliertes Aufbrechen des Flüssigkeitstrahls beobachtet werden kann, eine Hauptursache für Störungen des Targetbetriebs dar (vgl. Tabelle 4.2).

Da über das Verhalten der an die Düsenhalter gekoppelten Piezoaktoren nur sehr wenig bekannt ist, liegt ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit in entsprechenden Untersuchungen der Piezoaktoren. Dabei soll geklärt werden, ob bereits vor dem Einbau in das WASA-Pellettargget eine Unterscheidung zwischen Düsenhaltern (inklusive Piezoaktor), die keine geeigneten Arbeitsfrequenzen aufweisen, und solchen, für die ein stabiler Targetbetrieb gewährleistet ist, getroffen werden kann. Weiterhin soll ein tieferes Verständnis der Funktionsweise der Piezos vor allem bei tiefen Temperaturen und mit Kopplung an die zugehörigen Düsenhalter erlangt werden, um eine Vorhersage

über Bereiche geeigneter Arbeitsfrequenzen zu treffen sowie zeitliche Schwankungen der Arbeitsfrequenz im Targetbetrieb erklären zu können. Im Mittelpunkt stehen zu diesem Zweck Untersuchungen zur Lage möglicher Resonanzfrequenzen und zum Verhalten frequenzabhängiger Schwingungsamplituden frei schwingender sowie an Düsenhalter gekoppelter Piezoaktoren bei unterschiedlichen Temperaturen mit Hilfe einer Scheinwiderstands- (vgl. Abschnitt 6.2) und einer Mikrofonmessung (vgl. Abschnitt 6.3).

6.1 Der piezoelektrische Effekt

Beim piezoelektrischen Effekt eines Materials werden zwei verschiedene Betriebsmodi unterschieden. Der direkte Piezoeffekt wurde 1880 von den Brüdern Curie entdeckt [Mor]. Er beschreibt das Auftreten einer Spannung zwischen zwei Seiten eines Festkörpers unter mechanischer Verformung. Das entgegengesetzte Verhalten, die Verformung eines Festkörpers bei angelegter Spannung, wird inverser Piezoeffekt genannt und wurde ein Jahr später entdeckt [Mor].

Beobachtet wird der Piezoeffekt bei verschiedenen, natürlich vorkommenden Materialien wie beispielsweise Quarz oder Turmalin beobachtet. Zur Kommerzialisierung sind aber auch künstlich Materialien entwickelt worden, die einen stärkeren Piezoeffekt aufweisen. Ein Beispiel dafür ist Blei-Zirkonat-Titanat, abgekürzt PZT, was dem im WASA-Pellettarget verwendeten „PZT-5H“ zu Grunde liegt.

Piezoelektrische Materialien sind Kristalle, deren Einheitszelle kein Symmetriezentrum aufweist. PZT besitzt dabei die chemische Formel $A^{2+}B^{4+}O_3^{2-}$. Dabei steht das A stellvertretend für Blei bzw. Barium, B für Titan bzw. Zirkon und O für Sauerstoff. Die einzelnen Atome ordnen sich in der tetragonal rhomboedrischen Perowskit-Struktur an, wie in Abbildung 6.1 dargestellt.

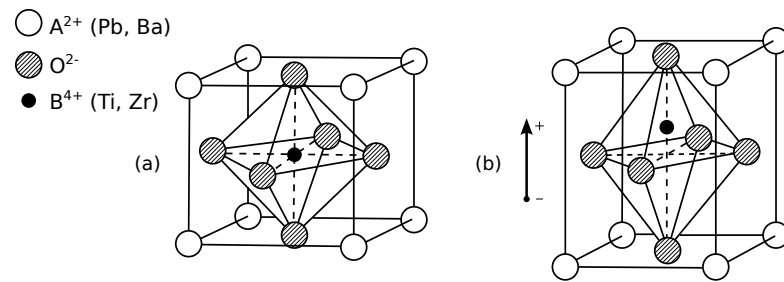


Abbildung 6.1: Perowskit-Struktur [Mor]. **Links:** Einheitszelle mit Symmetriezentrum oberhalb der Curie-Temperatur. **Rechts:** Verzerrte Einheitszelle mit Dipolstruktur unterhalb der Curie-Temperatur.

Ein typisches Merkmal piezoelektrischer Materialien ist das Auftreten der sogenannten Curie-Temperatur, bei der eine Umstrukturierung des Kristalls auftritt. Oberhalb der Curie-Temperatur sind die Atome in der idealen Perowskit-Struktur angeordnet, die ein Symmetriezentrum aufweist. Unterhalb der Curie-Temperatur wird die Einheitszelle verzerrt und es bildet sich ein Dipol. Daher tritt der Piezoeffekt nur unterhalb der für das entsprechende Material typischen Curie-Temperatur auf. Für den im WASA-Pellettarget verwendeten Piezoaktor „PZT-5H“ liegt die Curie-Temperatur bei 200 °C [BK]. Nach der Herstellung von PZT-Materialien weisen die Einheitszellen also eine Dipolstruktur auf, die Weißschen Bezirke¹ des Materials sind aber willkürlich verteilt und gleichen sich gegenseitig aus (vgl. Abb. 6.2).

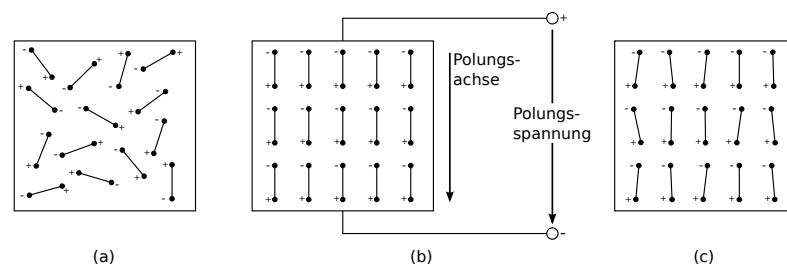


Abbildung 6.2: Polarisierung von PZT: a) Verteilung der Weißschen Bezirke vor, b) während und c) nach der Polarisierung [Mor].

Um den Piezoeffekt eines Materials auszubilden, muss es daher nahe der Curie-Temperatur einem starken elektrischen Gleichfeld ausgesetzt werden. Nach Abkühlung bleibt die so aufgeprägte Orientierung zum Großteil erhalten und das Material ist remanent polarisiert.

¹Bei Weißschen Bezirken handelt es sich um Bereiche einheitlicher Dipolausrichtung.

Aus diesen Überlegungen wird deutlich, dass den Piezoaktoren im Betrieb Grenzen gesetzt sind. Wird die Betriebstemperatur über die Curie-Temperatur erhöht, wird die Ordnung der Weißschen Bezirke wieder zerstört und der Piezoeffekt geht verloren. Einen ähnlichen Effekt hat das Anlegen eines zu hohen elektrischen Feldes. Die Amplitude beträgt dabei typischerweise $200 - 500 \text{ V/mm}$ [Mor]. Entsprechend dem direkten Piezoeffekt wird die Ordnung der Weißschen Bezirke und damit das piezoelektrische Verhalten auch bei zu hohem mechanischen Druck zerstört.

6.1.1 Elektrische und mechanische Eigenschaften

Um die elektrischen und mechanischen Eigenschaften eines piezoelektrischen Materials in einen Zusammenhang zu bringen, werden die Wirkung eines elektrischen Feldes sowie das Wirken einer Kraft auf ein beliebiges (nicht piezoelektrisches) Material zunächst getrennt voneinander betrachtet [efu]:

Ein angelegtes elektrisches Feld E erzeugt je nach Material eine elektrische Flussdichte D in Abhängigkeit von der dem Material spezifischen Permittivität ϵ :

$$D = \epsilon \cdot E. \quad (6.1)$$

Die elastische Deformation S (Strain) eines Festkörpers hingegen ergibt sich über das Hookesche Gesetz aus seiner Nachgiebigkeit s (die dem Kehrwert des Elastizitätsmoduls entspricht) sowie dem angewendeten Druck T :

$$S = s \cdot T. \quad (6.2)$$

Dabei handelt es sich bei D , E , S und T um Vektoren. Da bei anisotropen Medien wie Piezos die physikalischen Eigenschaften von der räumlichen Orientierung abhängig sind, beschreiben s und ϵ Matrizen.

Sollen diese Formeln nun auf piezoelektrische Materialien angewendet werden, kommt jeweils ein Term mit der piezoelektrischen Kopplungskonstante d hinzu. Die Matrix d

beschreibt den direkten Piezoeffekt, also das Verhältnis der auftretenden Spannung zum angelegten Druck. Die dazu transponierte Matrix d^t gibt den inversen Piezoeffekt an, also das Verhältnis der auftretenden Verformung zur angelegten Spannung. Es ergeben sich somit zwei gekoppelte Gleichungen:

$$S = s_E \cdot T + d^t \cdot E \quad (6.3)$$

$$D = d \cdot T + \epsilon_T \cdot E. \quad (6.4)$$

Dabei besagt der Index „E“, dass die mechanische Nachgiebigkeit s bei einem konstanten elektrischen Feld bestimmt wird, der Index „T“ steht für den konstant gehaltenen Druck bei der Bestimmung der elektrischen Permittivität. Durch die Kopplung der beiden Gleichungen wird deutlich, dass der direkte und der inverse Piezoeffekt nie unabhängig voneinander auftreten und eine Veränderung der mechanischen Verformung immer eine Änderung des elektrischen Feldes und umgekehrt hervorruft.

6.1.2 Das Ersatzschaltbild

Eine andere Herangehensweise zur Beschreibung des Piezoeffekts ergibt sich aus der Darstellung der elektrischen und mechanischen Eigenschaften durch ein elektrisches Ersatzschaltbild.

In erster Näherung kann der im WASA-Pellettarget verwendete Piezoaktor, der in Abbildung 4.16 dargestellt ist, als Zylinderkondensator mit Dielektrikum angesehen werden. Die relative Permittivität des Piezomaterials „PZT-5H“ und die Abmessungen des zylindrischen Piezos sind in Tabelle 6.1 angegeben.

Für die Kapazität eines Zylinderkondensators gilt:

$$C = 2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{L}{\ln\left(\frac{OD}{ID}\right)}. \quad (6.5)$$

Abmessungen:

Länge L:	$25,0 \pm 0,1 \text{ mm}$
Innendurchmesser ID	$6,0 \pm 0,1 \text{ mm}$
Außendurchmesser OD	$12,5 \pm 0,1 \text{ mm}$

Relative Permittivität ϵ_r:	3400
--------------------------------------------------------	-------------

Tabelle 6.1: Eigenschaften des verwendeten zylindrischen Piezoaktors (bei Raumtemperatur) [Mor07].

Mit den Angaben aus Tabelle 6.1 und $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \frac{\text{A}\cdot\text{s}}{\text{V}\cdot\text{m}}$ ergibt sich für den verwendeten Piezo in entsprechender Näherung eine Kapazität von $C = (6,44 \pm 0,24) \times 10^{-9} \text{ F}$. Bei dieser Näherung werden mechanische Schwingungen des Materials noch außer Acht gelassen.

Für die Berücksichtigung sowohl elektrischer als auch mechanischer Eigenschaften gibt es unterschiedliche Ansätze für die Beschreibung mit Ersatzschaltbildern. Die gängigste Darstellung ist dabei das Van-Dyke-Ersatzschaltbild [Mor07]:

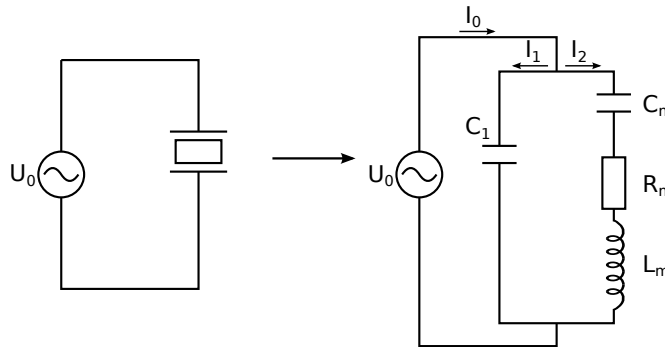


Abbildung 6.3: Links: Darstellung eines Schaltkreises aus Wechselstromquelle und Piezoelement, **Rechts:** Darstellung des Piezoelements durch das Van-Dyke-Ersatzschaltbild. Dabei ist C_1 die rein elektrische Kapazität des Piezos, C_m , L_m und R_m stellen die mechanischen Bestandteile dar.

Dabei entspricht C_1 der rein elektrischen Kapazität, die durch den oben berechneten Zylinderkondensator gegeben ist. Der Index „m“ deutet an, dass es sich bei der Induktivität L_m , der Kapazität C_m und dem Widerstand R_m um die Beschreibung der Mechanik des Piezos handelt. Anschaulich wird dies durch die Betrachtung eines Feder-Masse-Systems wie in Abbildung 6.4 deutlich [Kes].

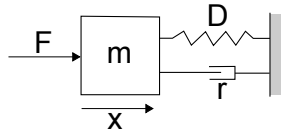


Abbildung 6.4: Feder-Masse-System mit Reibung [Kes]. F beschreibt die antreibende Kraft, D die Federkonstante, m die Masse, r die Reibung und x die Auslenkung.

Nach Newton lässt sich hierfür eine Differentialgleichung zweiter Ordnung für die Auslenkung x der Masse m aufstellen:

$$m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} = F - D \cdot x - r \cdot \frac{dx}{dt}. \quad (6.6)$$

Um Gleichung 6.6 als Beschreibung eines Piezoelements zu formulieren, müssen zwei Fälle berücksichtigt werden [Kes]:

1. Direkter Piezoeffekt:

Eine Auslenkung x erzeugt eine elektrische Ladung q mit

$$q = k_g \cdot x, \quad (6.7)$$

wobei k_g als Generatorkonstante bezeichnet wird. Die zeitliche Ableitung ergibt den dadurch erzeugten Strom:

$$I = \frac{dq}{dt} = k_g \cdot v \quad (6.8)$$

2. Inverser Piezoeffekt:

Eine angelegte Spannung U_0 erzeugt eine mechanische Kraft.

$$F = k_m \cdot U_0 \quad (6.9)$$

Dabei wird k_m als Motorkonstante bezeichnet.

Mit Hilfe von Gleichung 6.9 lässt sich Gleichung 6.6 als

$$k_m \cdot U_0 = m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} + D \cdot x + r \cdot \frac{dx}{dt} \quad (6.10)$$

schreiben. Eine allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung stellt

$$x = x_0 \cdot e^{i\omega t} \quad \text{mit} \quad v = \frac{dx}{dt} = i\omega \cdot x_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (6.11)$$

dar. Dabei bezeichnet v die Geschwindigkeit, die sich als zeitliche Ableitung der Auslenkung x berechnen lässt. Gleichung 6.11 eingesetzt in Gleichung 6.10 ergibt:

$$k_m \cdot U_0 = i\omega \cdot m \cdot v + \frac{D \cdot v}{i\omega} + r \cdot v. \quad (6.12)$$

Durch Umformung von Gleichung 6.8 nach v und Einsetzen in Gleichung 6.12 kann die elektrische Impedanz Z_2 des mechanischen Zweiges des Ersatzschaltbildes bestimmt werden zu

$$Z_2 = \frac{U_0}{I} = i\omega \cdot \left(\frac{m}{k_m \cdot k_g} \right) + \frac{1}{i\omega \cdot \left(\frac{k_m \cdot k_g}{D} \right)} + \frac{r}{k_m \cdot k_g}. \quad (6.13)$$

Durch den Vergleich mit der Impedanz einer Induktivität $Z_L = i \cdot \omega \cdot L$ und einer Kapazität $Z_C = 1/(i \cdot \omega \cdot C)$ lassen sich L_m , C_m und R_m zu

$$L_m = \frac{m}{k_m \cdot k_g} \quad (6.14)$$

$$C_m = \frac{k_m \cdot k_g}{D} \quad (6.15)$$

$$R_m = \frac{r}{k_m \cdot k_g} \quad (6.16)$$

bestimmen. Damit kann die Induktivität L_m also mit der Masse des Systems, die Kapazität C_m mit der Federkonstanten und der ohmsche Widerstand R mit der Reibung des Systems identifiziert werden. Da die im Betrieb des Piezoaktors auftretende Frequenzabhängigkeit dieser Parameter durch das vorgestellte Ersatzschaltbild unberücksichtigt bleibt, kann es immer nur für einen schmalen Bereich einer Resonanz angewendet werden

und beschreibt den gemessenen Scheinwiderstand lediglich in grober Näherung.

Die Impedanz des gesamten in Abbildung 6.3 dargestellten Piezo-Ersatzschaltbildes ergibt sich aus der Impedanz des elektrischen Zweiges $Z_1 = 1/(i\omega \cdot C_1)$ und der Impedanz des mechanischen Zweiges Z_2 zu

$$Z_{ges}(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}} = \frac{R_m + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_m}\right)}{1 - \omega C_1 \cdot \left(\omega L_m - \frac{1}{\omega C_m}\right) + i\omega C_1 R_m}. \quad (6.17)$$

Der Scheinwiderstand des Systems ist definiert als der Betrag der Impedanz:

$$|Z_{ges}(\omega)| = \frac{\sqrt{R_m^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C_m}\right)^2}}{\sqrt{\left(1 - \omega C_1 \cdot \left(\omega L_m - \frac{1}{\omega C_m}\right)\right)^2 + (\omega C_1 R_m)^2}}. \quad (6.18)$$

Wird der Scheinwiderstand gegen die Frequenz aufgetragen, ergibt sich für das Piezoelement im Gegensatz zu einem einfachen Kondensator gleicher Form, wie er in Gleichung 6.5 berechnet wird, ein für Piezoaktoren typisches Resonanz-Antiresonanz-Paar (vgl. Abb. 6.5).

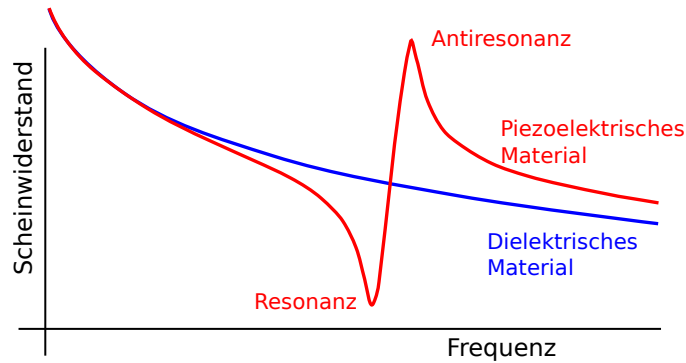


Abbildung 6.5: Scheinwiderstand in Abhängigkeit der Frequenz für einen einfachen Kondensator mit Dielektrikum (blau) und ein Piezoelement (rot) [efu].

Die Frequenz der Resonanz (Serienresonanz) ergibt sich aus Gleichung 6.18 unter Vernachlässigung des ohmschen Widerstandes R_m , indem der Zähler gleich Null gesetzt wird, zu [Kes]:

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_m \cdot C_m}}. \quad (6.19)$$

Die Frequenz der Antiresonanz (Parallelresonanz) ergibt sich ebenfalls unter Vernachlässigung des ohmschen Widerstandes R_m durch Gleichsetzen des Nenners aus Gleichung 6.18 mit Null zu:

$$f_A = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{1}{L_m} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_m} \right)}. \quad (6.20)$$

6.1.3 Mechanische Schwingungsmoden

Da das oben vorgestellte Ersatzschaltbild nur für einen schmalen Bereich um eine einzelne Resonanz herangezogen werden kann, stellt sich die Frage, wie die Frequenzen unterschiedlicher Resonanzen bestimmt werden können. Wie bei jedem zu Schwingungen angeregten Körper ergeben sich auch für den im WASA-Pellettarget verwendeten Piezoaktor mechanische Schwingungsmoden, die ausschließlich von seiner Form und der dem Material entsprechenden Schallgeschwindigkeit abhängen.

Der im WASA-Pellettarget verwendete Piezoaktor hat die Form eines hohlen Zylinders, bei dem die Elektroden an der Innen- und Außenwand angebracht sind. Für ein solches zylindrisches Rohr müssen drei Schwingungsmoden berücksichtigt werden: die longitudinale Schwingung, die Breitenschwingung und die radiale Schwingung des Umfangs [Mor07]. Die verschiedenen Schwingungsmoden sind in Abbildung 6.6 schematisch dargestellt.

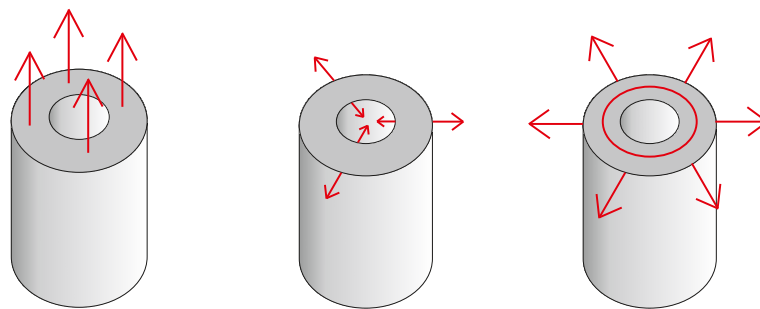


Abbildung 6.6: Schwingungsmoden eines zylindrischen Piezos: **Links:** Longitudinale Schwingungsmoden. Die Länge des Piezos variiert. **Mitte:** Breitenschwingung. Die Wandstärke des Piezorohres variiert. Dabei bleibt der mittlere Umfang des Piezos konstant. **Rechts:** Schwingung des Umfangs. Der mittlere Umfang des Piezos variiert.

Zur Berechnung der Resonanzfrequenzen der verschiedenen Schwingungsmoden dienen die in Tabelle 6.2 angegebenen Frequenzkonstanten, die der halben Schallgeschwindigkeit in der Richtung der Schwingung im Material entsprechen [Mor07].

Frequenzkonstanten:

N_l (der longitudinalen Schwingung)	1375 Hz · m
N_c (der Schwingung des Umfangs)	920 Hz · m
N_t (der Breitenschwingung)	1895 Hz · m

Tabelle 6.2: Frequenzkonstanten des verwendeten zylindrischen Piezoaktors (bei Raumtemperatur) [Mor07].

Mit den in Tabelle 6.1 angegebenen Piezoabmessungen lassen sich folgende Frequenzen für die Serienresonanz des Pellettargget-Piezoaktors bestimmen:

- Longitudinale Schwingung (Schwingung der Länge des Piezorohres):

$$f_l = \frac{N_l}{L} = \frac{1375 \text{ kHz} \cdot \text{mm}}{25 \text{ mm}} = (55,0 \pm 0,2) \text{ kHz.} \quad (6.21)$$

- Schwingung des Umfangs (Ausdehnen und Zusammenziehen des mittleren Durchmessers):

$$f_c = \frac{2N_c}{OD + ID} = \frac{2 \cdot 920 \text{ kHz} \cdot \text{mm}}{(12,5 + 6) \text{ mm}} = (99,5 \pm 1,1) \text{ kHz.} \quad (6.22)$$

- Breitenschwingung (Ausdehnen und Zusammenziehen der Wandstärke des Piezorohres):

$$f_t = \frac{2N_t}{OD - ID} = \frac{2 \cdot 1895 \text{ kHz} \cdot \text{mm}}{(12,5 - 6) \text{ mm}} = (583,1 \pm 17,9) \text{ kHz.} \quad (6.23)$$

Für die Frequenzen der Serienresonanzen tritt die maximale Amplitude der mechanischen Schwingungen des Piezoaktors auf. Für den Einsatz der Piezoaktoren im Pellettargget ist bei diesen Frequenzen durch den gesteigerten Übertrag der mechanischen Schwingungen auf den Flüssigkeitsstrahl innerhalb der Glasdüse damit eine optimierte Dropleterzeugung

zu erwarten. Zu jeder der berechneten Serienresonanzen gehört eine sogenannte Anti- bzw. Parallelresonanz. Wird die Frequenz einer Resonanz verdoppelt, so ergibt sich die erste Oberschwingung dieser Resonanz. Zu beachten ist weiterhin, dass die hier angestellten Rechnungen zur Lage der Serienresonanzen ausschließlich für den bei Raumtemperatur frei schwingenden Piezo gelten und für die Anwendung im Pellettargel mit Kopplung an einen Düsenhalter bei Temperaturen im Bereich von 14 K zunächst überprüft werden müssen.

6.2 Die Scheinwiderstandsmessung

Um die in Abschnitt 6.1.3 theoretisch berechneten Resonanzfrequenzen experimentell zu bestimmen und wie in Abbildung 6.5 gezeigt grafisch darzustellen, sind für mehrere Piezoaktoren Messungen zum Scheinwiderstand durchgeführt worden. Dabei stehen der Vergleich der Verläufe des Scheinwiderstandes eines Piezos mit und ohne Kopplung an einen Düsenhalter (vgl. Abschnitt 6.2.1), Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzen (vgl. Abschnitt 6.2.3) und Vergleiche der Resonanzfrequenzen unterschiedlicher Piezo-Düsenhaltersysteme (vgl. Abschnitt 6.3.2) im Mittelpunkt.

Für die Messung des Scheinwiderstandes wird zunächst die in Abbildung 6.7 dargestellte Reihenschaltung aus Piezo und Messwiderstand aufgebaut. Um den Scheinwiderstand des Piezos messen zu können, muss der Messwiderstand R_{mess} dabei in der gleichen Größenordnung wie der Scheinwiderstand selbst liegen. Für den Scheinwiderstand ergeben sich, wie später gezeigt wird, Werte in der Größenordnung von $10^2 - 10^3 \Omega$. Für die Größe des Messwiderstandes wurde daher ein Wert von $R_{mess} = (680,0 \pm 6,8) \Omega$ gewählt.

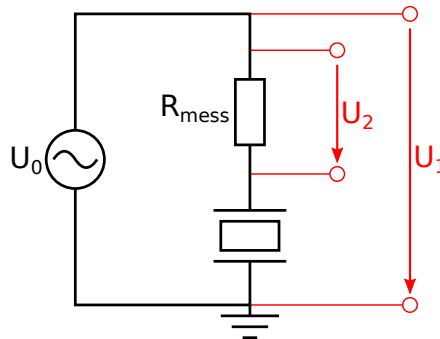


Abbildung 6.7: Reihenschaltung des Piezos mit einem Messwiderstand zur Scheinwiderstandsmessung. Die durch den Frequenzgenerator erzeugte Spannung U_0 fährt während der Messung mit einer Amplitude von $20 V_{pp}$ schrittweise einen Frequenzbereich von $20 - 140 \text{ kHz}$ durch. Dabei wird der Spannungsabfall U_1 am gesamten System aus Piezo und Messwiderstand und der Spannungsabfall U_2 am Messwiderstand R_{mess} gemessen. Der Spannungsabfall am Piezo ergibt sich daraus zu $U_P = U_1 - U_2$.

Ein Frequenzgenerator erzeugt eine Wechselspannung und fährt schrittweise während der Messung bei einer Amplitude von $U_0 = 20 V_{pp}$ einen Frequenzbereich von $20 - 140 \text{ kHz}$

durch. Der Spannungsabfall am gesamten System U_1 und am Messwiderstand U_2 (vgl. Abbildung 6.7) wird mit Hilfe eines Oszilloskops für jeden Frequenzschritt ausgelesen. Das in Abbildung 6.8 dargestellte LabView-Programm automatisiert die Messung, indem es den Frequenzgenerator ansteuert und die vom Oszilloskop gesendeten Daten ausliest und abspeichert.

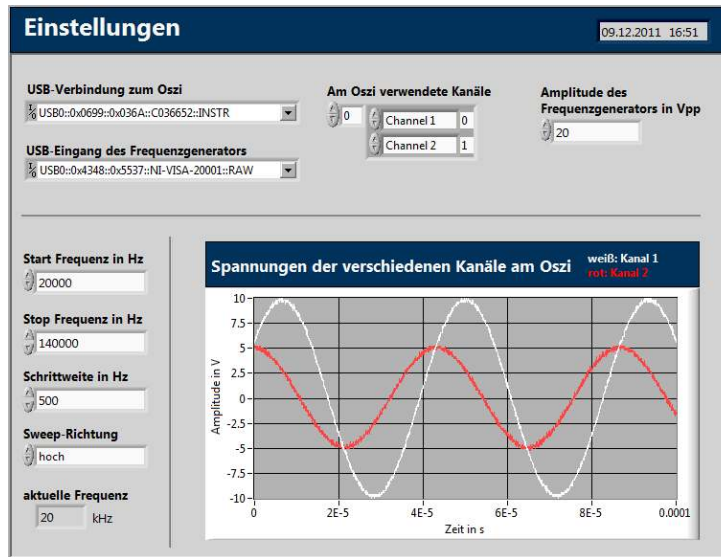


Abbildung 6.8: LabView-Programm zur Automatisierung der Messung vom Spannungsabfall am Gesamtsystem und am Messwiderstand. Zunächst muss die USB-Verbindung zum Oszilloskop und zum Frequenzgenerator definiert werden sowie die Kanäle des Oszilloskops, die ausgelesen werden sollen. Des Weiteren müssen die während der Messung konstant bleibende Amplitude des Frequenzgenerators und der Frequenzbereich, der durchgefahren werden soll sowie die Schrittweite der Frequenzen und die Richtung des Durchfahrens eingestellt werden.

Aus den aufgenommenen Daten werden für jeden Frequenzschritt das am Piezo $U_P = U_1 - U_2$ bzw. am Messwiderstand U_2 abfallende Spannungssignal berechnet. Je nach Frequenz weisen die dabei erhaltenen Kurven eine Phasenverschiebung auf. Um die Amplitude a und die Frequenz $f = \omega/(2\pi)$ der Kurven zu bestimmen, werden diese mit der allgemeinen Sinusfunktion nach dem Prinzip der kleinsten Abstandsquadrate² angefitet:

$$U(t) = a \cdot \cos(\omega \cdot t + c). \quad (6.24)$$

²Bei einem Fit nach dem Prinzip der kleinsten Abstandsquadrate werden die Parameter der verwendeten Funktion so gewählt, dass die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen den Messwerten und der Funktion minimal wird.

Abbildung 6.9 zeigt beispielhaft für eine vom Frequenzgenerator erzeugte Wechselspannung mit fester Frequenz die angefitzten Spannungskurven vom Widerstand U_2 und vom Piezo $U_P = U_1 - U_2$.

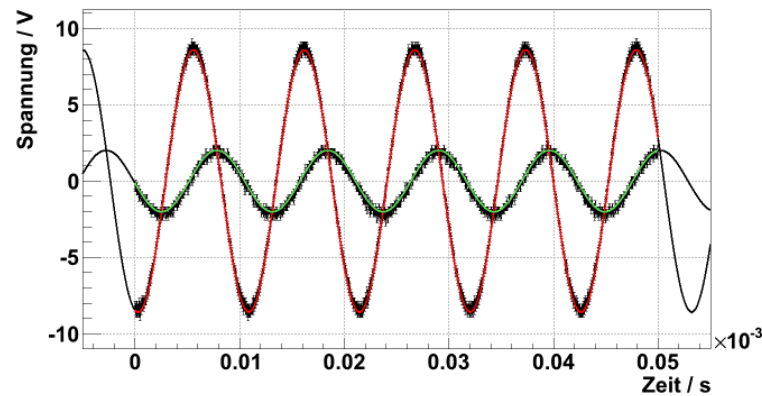


Abbildung 6.9: Spannungsabfall am Piezo $U_P = U_1 - U_2$ (angefittet in grün mit einem reduzierten χ^2 von 3) und am Messwiderstand U_2 (angefittet in rot mit einem reduzierten χ^2 von 0,6).

Dabei ergeben sich die eingezeichneten Messunsicherheiten aus den Unsicherheiten, die für das Oszilloskop vom Hersteller angegeben werden:

- Horizontale Messunsicherheit: $\pm (1 \text{ Tastkopfintervall} + \text{Messwert} \times 10^{-4} + 0,4 \text{ ns})$
Ein Tastkopfintervall entspricht hier der pro horizontaler Display-Einheit angezeigten Zeit geteilt durch einen konstanten Wert von 250.

- Vertikale Messunsicherheit: $\pm (3\% \times \text{Ablesewert} + 0,05 \times \text{div})$

Dabei bezeichnet „div“ den gesamten angezeigten vertikalen Bereich auf dem Oszilloskop. Dadurch wird berücksichtigt, dass die Messunsicherheit größer wird, wenn der vertikale Anzeigebereich des Oszilloskops nicht passend auf die darzustellende Spannung eingestellt ist, also die Kurve auf dem Display nur einen sehr kleinen Bereich einnimmt.

Um die Resonanzstrukturen des Piezoaktors wie in Abbildung 6.5 zu identifizieren muss der Scheinwiderstand des Piezos gegen die Frequenz aufgetragen werden. Dabei ergibt sich die Frequenz f aus dem Fit mit Gleichung 6.24 durch

$$f = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (6.25)$$

Der Scheinwiderstand $|Z(\omega)|$ lässt sich aus dem Strom I und dem Spannungsabfall a_{piezo} am Piezo durch

$$|Z| = \frac{a_{piezo}}{I} \quad (6.26)$$

berechnen, wobei sich die Stromstärke I mit Hilfe des Spannungsabfalls am Messwiderstand a_{mess} und der Größe R_{mess} zu

$$I = \frac{a_{mess}}{R_{mess}} \quad (6.27)$$

ergibt. Wird die Berechnung des Scheinwiderstandes nach Gleichung 6.26 für alle Frequenzschritte durchgeführt, ergibt sich für jeden Piezo ein Verlauf des Scheinwiderstandes in Abhängigkeit von der Frequenz mit charakteristischen Resonanzstrukturen (vgl. Abbildung 6.5).

6.2.1 Vergleich der Scheinwiderstandsmessungen für einen Piezo mit und ohne Düsenhalter

Die Messung des Scheinwiderstandes wurde für einen losen, frei schwingenden Piezo einmal mit und einmal ohne Steckverbindung zu einem Düsenhalter durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.10 dargestellt.

Die in Gleichung 6.21 berechnete longitudinale Resonanzfrequenz für 55 kHz ist deutlich zu erkennen. Die bei etwa 110 kHz zu erkennende Resonanz könnte durch die erste Oberschwingung der longitudinalen Schwingung erklärt werden.

Eine radiale Resonanzfrequenz, wie sie in Gleichung 6.22 berechnet wird, ist hingegen nicht mit Sicherheit zu identifizieren. Allerdings ist eine kleinere Struktur zwischen 95

und 100 kHz sichtbar. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass die Resonanz etwas nach größeren Frequenzen verschoben ist und von der Oberschwingung der longitudinalen Schwingungsmode bei 110 kHz überdeckt wird.

Für das WASA-Pellettarget sind jedoch nicht die Resonanzen des frei schwingenden Piezos relevant, sondern die des Systems Piezo-Düsenhalter. Da die Ankopplung des Piezos an den Halter eine Veränderung der schwingenden Masse sowie der Freiheitsgrade der Schwingung nach sich zieht, muss das System vollständig betrachtet werden. In Abbildung 6.10 unten ist der gemessene Scheinwiderstand des Systems Piezo-Düsenhalter dargestellt.

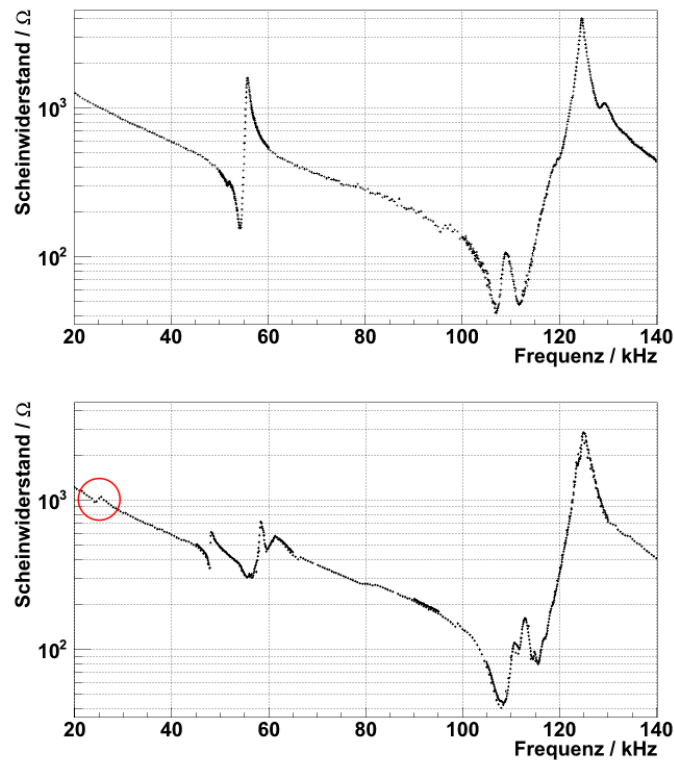


Abbildung 6.10: Oben: Scheinwiderstand des frei schwingenden Piezos in Abhängigkeit von der angelegten Frequenz des Frequenzgenerators in Hz.

Unten: Scheinwiderstand des an den Halter gekoppelten Piezos in Abhängigkeit von der angelegten Frequenz des Frequenzgenerators in Hz. Rot gekennzeichnet ist die Halterresonanz.

Wie zu erwarten weicht der gemessene Scheinwiderstand des Systems Piezo-Düsenhalter deutlich von dem des frei schwingenden Piezos ab. Die für den losen Piezo beobachtbare 55 kHz-Resonanz ist hier nicht klar zu identifizieren. Stattdessen tauchen mehrere kleinere

Strukturen zwischen 45 und 65 kHz auf. Ein ähnliches Verhalten ergibt sich für die Resonanzstruktur bei etwa 110 kHz. Die in Abschnitt 6.1.3 bestimmten Resonanzfrequenzen können für die Schwingungen des an den Halter gekoppelten Piezos also nicht angewandt werden, sondern müssen im Folgenden stets experimentell bestimmt werden.

Eine besonders interessante Beobachtung stellt aber die zusätzliche durch die Kopplung des Piezos an den Düsenhalter entstandene Resonanz bei etwa 25 kHz dar (rot gekennzeichnet). Diese im Folgenden als Halterresonanz bezeichnete Struktur könnte dadurch entstehen, dass der Piezo den Düsenhalter in Schwingungen versetzt und bei etwa 25 kHz eine Art Eigenresonanz des Halters anregt. In diesem Fall würde der Piezo für die Halterresonanz zwar die treibende Kraft darstellen, die Resonanz selbst wäre aber charakteristisch für das schwingende System aus Piezo und Düsenhalter. Ähnliche Betrachtungen könnten ebenfalls für eine Erklärung der veränderten Resonanzstrukturen bei 45 und 65 kHz und 110 kHz herangezogen werden.

Da jeder Düsenhalter entsprechend seiner Herstellung ein Unikat darstellt und auch die Befestigung des Piezos am Halter (hier lediglich eine Steckverbindung, im Folgenden zusätzlich wie in Abschnitt 4.2 dargestellt durch Zwei-Komponenten-Kleber) unterschiedlich ausfallen kann, ist zu erwarten, dass diese zusätzliche Resonanz für unterschiedliche Halter leicht in Frequenz und Amplitude variieren kann. In diesem Fall ergäben sich neue Möglichkeiten für die Untersuchung der Piezo-Düsenhaltersysteme.

Zum einen könnte das Auftreten bzw. Ausbleiben einer Halterresonanz bei der Scheinwiderstandsmessung eines Piezo-Düsenhaltersystems als Qualitätsmerkmal für die Kopplung zwischen Piezo und Düsenhalter und somit für die vom Piezo auf den Düsenhalter übertragenen Schwingungen dienen. Dadurch wäre es möglich, geeignete und ungeeignete Düsenhalter voneinander zu unterscheiden. Außerdem könnte durch wiederholte Messungen desselben Piezo-Düsenhaltersystems vor und nach dem Einsatz im Pellettargot ein mögliches „Altern“ durch einen eventuellen Verschleiß der Verbindung zwischen Piezo und Düsenhalter untersucht werden.

Zum anderen besteht die Möglichkeit durch eine Veränderung der Befestigung des Piezos an den Düsenhalter die Kopplung für die Übertragung der Piezoschwingungen aller

Resonanzen zu optimieren. Dabei kann sowohl die Größe der Kontaktfläche zwischen Piezo und Kupferhalter als auch die Lage der Kontaktfläche variiert werden. Mit alternativen Kopplungen zwischen Piezo und Düsenhalter konnten an der Pellet Test Station in Uppsala (vgl. Abschnitt 2.4) bereits unterschiedlich geeignete Bedingungen für die Dropleterzeugung beobachtet werden, die zu veränderten Dropletraten geführt haben [Fri11]. Die hier vorgestellte Scheinwiderstandsmessung könnte angewendet auf die an der Pellet Test Station getesteten Düsenhalter zum Verständnis dieser Beobachtungen beitragen.

6.2.2 Bestimmung der Parameter C_1 , C_m , L_m und R_m des Ersatzschaltbildes

Durch die im vorangegangenen Abschnitt durchgeführte Messung des Scheinwiderstandes des frei schwingenden Piezos ergibt sich die Möglichkeit, die Kapazitäten C_1 und C_m , die Induktivität L_m und den Widerstand R_m des in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Ersatzschaltbildes für die einzelnen Schwingungsmoden zu bestimmen. Dazu wird der Verlauf des Scheinwiderstandes mit Gleichung 6.18 für die longitudinale Schwingungsresonanz bei einer Frequenz von etwa 55 kHz, wie in Abbildung 6.11 gezeigt, angefitet.

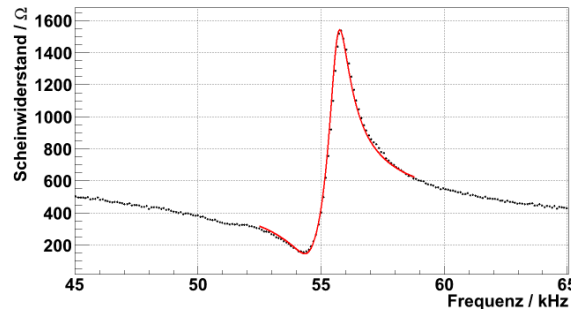


Abbildung 6.11: Fit der ersten Resonanz des in Abschnitt 6.2 gemessenen Scheinwiderstandes des frei schwingenden Piezos nach Gleichung 6.18. Es ergibt sich ein reduziertes χ^2 von 73. Wird berücksichtigt, dass das Ersatzschaltbild nur eine grobe Näherung für den gemessenen Scheinwiderstand darstellt und auf Grund der Frequenzabhängigkeit der einzelnen Parameter C_1 , C_m , L_m und R_m nur in einem schmalen Bereich um die Resonanz anwendbar ist (vgl. Abschnitt 6.1.2), ergibt sich mit dem dargestellten Fit eine gute Näherung der Resonanz, wodurch auf die Größenordnung der einzelnen Parameter geschlossen werden kann.

Mit Hilfe dieses Fits ergeben sich die Größen des Ersatzschaltbildes zu:

- $C_m = (0,310 \pm 0,001) \text{ nF}$ $C_1 = (6,356 \pm 0,001) \text{ nF}$
- $L_m = (0,028 \pm 0,001) \text{ H}$
- $R_m = (132,6 \pm 0,1) \Omega$.

Die für den rein elektrischen Zweig des Ersatzschaltbildes ermittelte Kapazität C_1 stimmt damit innerhalb der Messunsicherheit ideal mit der Näherung durch einen einfachen Zylinderkondensator mit Dielektrikum der Kapazität $C = (6,44 \pm 0,24) \text{ nF}$, wie er in Gleichung 6.5 berechnet wird, überein. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 6.12 der Scheinwiderstand des berechneten Kondensators in den für den Piezo gemessenen Scheinwiderstand eingezeichnet.

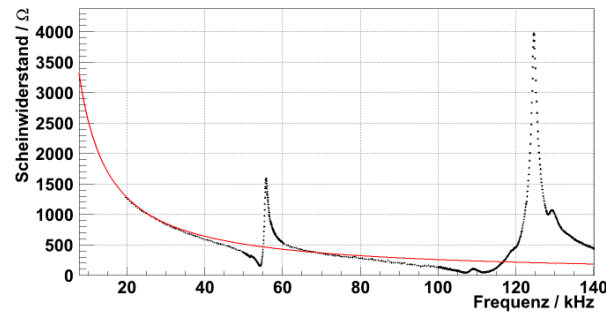


Abbildung 6.12: Darstellung des in Abschnitt 6.2 gemessenen Scheinwiderstandes des frei schwingenden Piezos. In rot eingezeichnet ist der Scheinwiderstand eines Zylinderkondensators der nach Gleichung 6.5 berechneten Kapazität $C = (6,44 \pm 0,24) \text{ nF}$.

6.2.3 Die Temperaturabhängigkeit des Piezoeffekts

Die vorangegangenen und die folgenden Messungen (wenn nicht explizit anders erwähnt) wurden bei Raumtemperatur durchgeführt. Da das WASA-Pellettarget hingegen bei etwa 14 – 17 K betrieben wird, soll an dieser Stelle zunächst die Temperaturabhängigkeit des Piezoeffektes untersucht werden, um eine Vergleichbarkeit zwischen den erhaltenen Messergebnissen und dem Verhalten der Piezoaktoren im Targetbetrieb zu ermöglichen.

Für die Abhängigkeit des Piezoeffektes von der Umgebungstemperatur, die bereits in Abschnitt 5.1.5 erwähnt wird, sind zwei Effekte zu unterscheiden: Zum einen ändert sich die Auslenkung der Piezoschwingung mit der Temperatur, zum anderen besteht eine Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzen. Für das hier verwendete Material PZT-5H werden diese Abhängigkeiten in den Abbildungen 6.13 und 6.14 dargestellt.

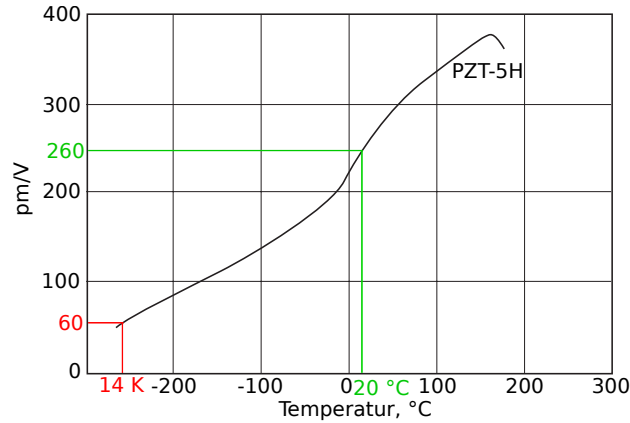


Abbildung 6.13: Auslenkung der Länge L des Piezoaktors in Pikometer pro Volt angelegter Spannung aufgetragen gegen die Temperatur [BK]. Die eingezeichneten Linien dienen der Abschätzung der Veränderung der Schwingung, wenn der verwendete Piezo bei 14 K anstatt bei Raumtemperatur betrieben wird. Bei 14 K reduziert sich die Auslenkung des Piezoaktors pro Volt angelegter Spannung auf etwa 23% der Auslenkung bei Raumtemperatur.

Eine Abschätzung des Verlaufs des Graphen in Abbildung 6.13 zeigt, dass sich die Auslenkung pro Volt senkrecht zur angelegten Spannung (longitudinal) bei 14 K auf etwa $\frac{60}{260} \hat{=} 23\%$ der Auslenkung bei Raumtemperatur reduziert. Eine ähnliche Betrachtung für die Schwingung des Piezoaktors in Richtung der angelegten Spannung (radial) ergibt eine auf etwa 18% reduzierte Auslenkung bei 14 K im Vergleich zur Auslenkung bei Raumtemperatur (vgl. Anhang A.2).

Dies ist anschaulich dadurch zu verstehen, dass die Bewegungsfreiheit der Moleküle des Piezomaterials bei tiefen Temperaturen eingeschränkt wird und dadurch das Ausrichten der Moleküle beim Anlegen einer Spannung behindert wird. Diese Erkenntnisse führen zu der in Abschnitt 5.1.5 bereits erwähnten Reduzierung der an den Piezo angelegten Spannungsamplitude von etwa $105 V_{pp}$ im Targetbetrieb auf etwa $20 V_{pp}$ für Testmessungen bei Raumtemperatur.

Für den Vergleich der Ergebnisse der Testmessungen bei Raumtemperatur mit den Einstellungen im Betrieb des Pellettargets ist weiterhin die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzen entscheidend. Die Serienresonanzfrequenz f_l der longitudinalen Schwingung hängt nach Gleichung 6.21 über $f_l \propto N_l$ von der Frequenzkonstante N_l ab. Für diese Frequenzkonstante ist in Abbildung 6.14 die Temperaturabhängigkeit dargestellt.

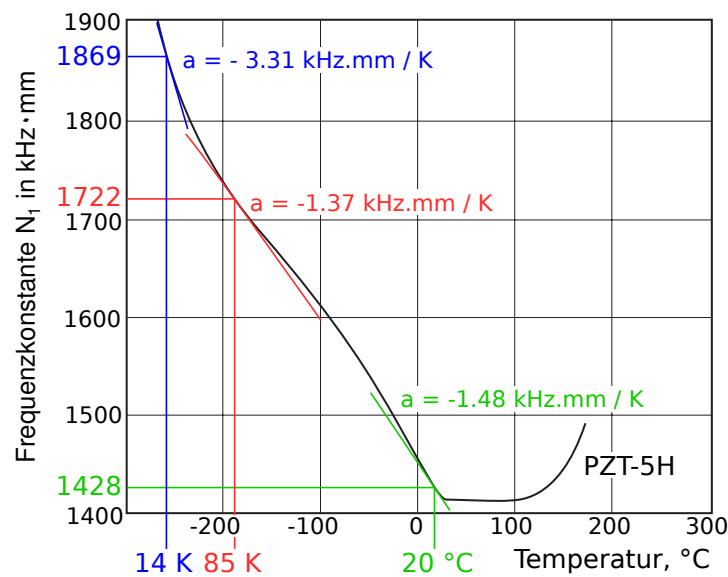


Abbildung 6.14: Abhängigkeit der Frequenzkonstante N_l in kHz · mm von der Temperatur [BK]. Eingezeichnet sind die Steigungen der Tangenten bei 14 K, 85 K und Raumtemperatur. Dadurch wird eine Abschätzung der erwarteten Frequenzverschiebungen unterschiedlicher Temperaturen in Bezug auf Raumtemperatur ermöglicht.

Durch eine grobe Bestimmung der Werte von N_l für verschiedene Betriebstemperaturen in Abbildung 6.14 sowie die Bestimmung der Tangentensteigungen an diesen Stellen lassen sich mit Hilfe von $f_l = \frac{N_l}{L}$ (Gl. 6.21) folgende Zusammenhänge (Rundungswerte) angeben:

Erwartete Frequenzverschiebung der longitudinalen Resonanzfrequenz bei einer Temperaturänderung von

- Raumtemperatur (etwa 293 K) auf 85 K: 12 kHz
- Raumtemperatur auf 14 K: 18 kHz (vgl. Betriebstemperatur des Pellettargets).

Erwartete Frequenzschwankungen bei einer Änderung der Temperatur um 1 K

- bei Raumtemperatur: 59 Hz (vgl. Abschnitt 6.3.3)
- bei 85 K: 55 Hz
- bei 14 K: 132 Hz.

Diese Abschätzungen zeigen, dass die bei Raumtemperatur beobachtete 55 kHz-Resonanzfrequenz (longitudinale Schwingungsmode) im Targetbetrieb um etwa 18 kHz zu höheren Frequenzen auf etwa 73 kHz verschoben wird. Um diese theoretisch ermittelten Werte experimentell bestätigen zu können, wurde zusätzlich eine Abschätzung für eine Temperatur bei 85 K angegeben, die in den folgenden Abschnitten durch das Kühlen des Piezos mit Flüssigstickstoff mit einer Messung bei entsprechend niedrigeren Temperaturen verglichen werden kann.

Die Abschätzungen zu erwarteten Frequenzschwankungen der Longitudinalresonanz bei den unterschiedlichen Temperaturen machen deutlich, dass bereits eine geringe Veränderung der Umgebungstemperatur um 1 K sowohl für Messungen bei Raumtemperatur und 85 K als auch verstärkt für die Temperaturen im Targetbetrieb eine Verschiebung der Resonanzfrequenz nach sich zieht. Diese Faustregel wird in Abschnitt 6.3.3 für eine Abschätzung der Erwärmung des Piezos im Betrieb herangezogen.

Scheinwiderstandsmessung bei -5 °C

Um die oben bestimmte grobe Näherung für den Zusammenhang zwischen der Betriebstemperatur des Piezos und seiner Resonanzfrequenz zu überprüfen, wurden zwei Messungen des Scheinwiderstandes bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt und verglichen.

Zunächst wurde die Scheinwiderstandsmessung des Piezoaktors bei $(18,0 \pm 0,2)^\circ\text{C}$ entsprechend der in Abschnitt 6.2 dargestellten Herangehensweise durchgeführt. Nach dieser Referenzmessung wurde der Piezo im Eisfach eines Kühlschranks abgekühlt, wobei die Umgebungstemperatur mit einem PT100 überwacht wurde. Bei einer Temperatur

von $(-5,0 \pm 2,0)^\circ\text{C}$ wurde die Messung des Scheinwiderstandes innerhalb des Eisfachs wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.15 dargestellt.

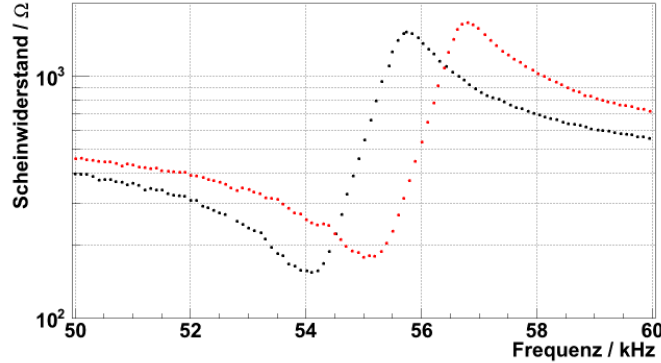


Abbildung 6.15: Messung des Scheinwiderstandes bei Raumtemperatur (schwarz) und -5°C (rot).

Die nach der Faustregel in Abschnitt 6.2.3 erwartete Frequenzverschiebung beträgt $(1357 \pm 148) \text{ Hz}$. Die beobachtete Frequenzverschiebung liegt bei etwa 1100 Hz. Unter Berücksichtigung des Umstands, dass die Temperatur des Piezos selbst bei der Messung vermutlich noch nicht vollständig an die Umgebungstemperatur angeglichen war und möglicherweise durch die Schwingungen des Piezos gegenüber der vom PT100 gemessenen Umgebungstemperatur noch erhöht wurde (vgl. Abschnitt 6.3.3), stimmt das Ergebnis der Messung entsprechend gut mit der erwarteten Frequenzverschiebung überein.

Weiterhin kann beobachtet werden, dass die Messkurve für -5°C einen höheren Scheinwiderstand aufweist als die Kurve für Raumtemperatur. Für die Höhe der Kurven ist der elektrische Zweig des Ersatzschaltbildes bestehend aus einem Kondensator der Kapazität C_1 ausschlaggebend. Da sich die Dipole des Dielektrikums des Kondensators bei geringeren Temperaturen schlechter ausrichten können, verringert sich für die Messung bei -5°C die Kapazität C_1 des Kondensators und der Scheinwiderstand $|Z_C| = \frac{1}{\omega C}$ wird erhöht.

Scheinwiderstandsmessung bei 85 K

Durch das Abkühlen des Piezoaktors mit Flüssigstickstoff auf Temperaturen von etwa $(85 \pm 1) \text{ K}$ wurde eine weitere Messung zur Überprüfung der Temperaturabhängigkeit der

Resonanzfrequenzen durchgeführt. Dabei wurde die Temperatur des Flüssigstickstoffs mit einem PT100 zunächst zu etwa (78 ± 1) K bestimmt. Nach dem Eintauchen des Piezos in den Flüssigstickstoff konnte eine Temperaturerhöhung beobachtet werden. Nach dem Erreichen eines Temperaturgleichgewichts von etwa (85 ± 1) K wurde die Messung gestartet. In Abbildung 6.16 ist das Ergebnis dieser Flüssigstickstoff-Messung in rot und das Ergebnis einer Referenzmessung bei Raumtemperatur in schwarz dargestellt.

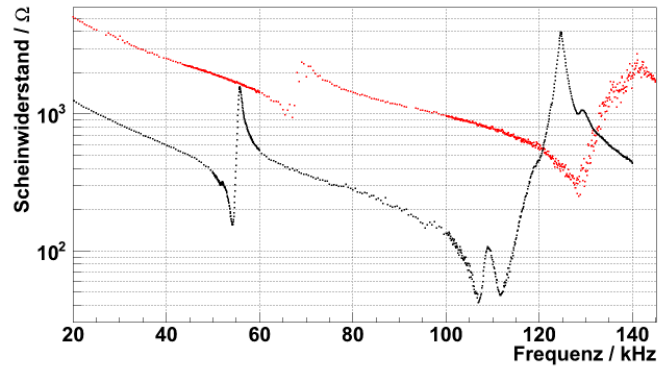


Abbildung 6.16: Messung des Scheinwiderstandes bei Raumtemperatur (schwarz) und 85 K (rot).

Es wird hier eine Frequenzverschiebung von etwa 12 kHz beobachtet, die ideal mit der in Abschnitt 6.2.3 abgeschätzten Frequenzverschiebung von etwa 12 kHz übereinstimmt. Bei genauer Betrachtung der Resonanzstruktur wird deutlich, dass die Resonanzfrequenz bei etwa 65 kHz für die Flüssigstickstoff-Messung weniger scharf ausgebildet ist als die entsprechende Resonanzfrequenz für die Messung bei Raumtemperatur. Während der gesamten Dauer der Flüssigstickstoff-Messung wurde am Piezo Bläschenbildung beobachtet, so dass sich dieser anschaulich nicht in einer Flüssigkeit, sondern in einer Gaswolke befunden hat. Dies könnte durch Temperaturschwankungen des Systems Piezo-Flüssigstickstoff erklärt werden, die beispielsweise durch eine mögliche Erwärmung des Piezos im Betrieb (vgl. Abschnitt 6.3.3) hervorgerufen werden und somit eine Verbreiterung der Resonanzfrequenz verursachen könnten.

6.3 Die Mikrofonmessung

Für die Dropleterzeugung im WASA-Pellettarget sind, wie bereits erwähnt, nicht allein die Schwingungen des Piezos entscheidend, sondern der Übertrag mechanischer Schwingungen vom Piezo über den Kupferhalter auf die Düse. Für die Unterscheidung zwischen geeigneten Düsenhaltern, die stabile Arbeitsfrequenzen für die Dropleterzeugung aufweisen, und ungeeigneten Düsenhaltern sind in erster Linie die vom Piezo auf den Düsenhalter übertragenen Schwingungen ausschlaggebend. Um diese zu untersuchen, wurde neben der bereits vorgestellten Scheinwiderstandsmessung eine Mikrofonmessung entwickelt, die durch die mechanischen Schwingungen erzeugten Schallwellen entwickelt.

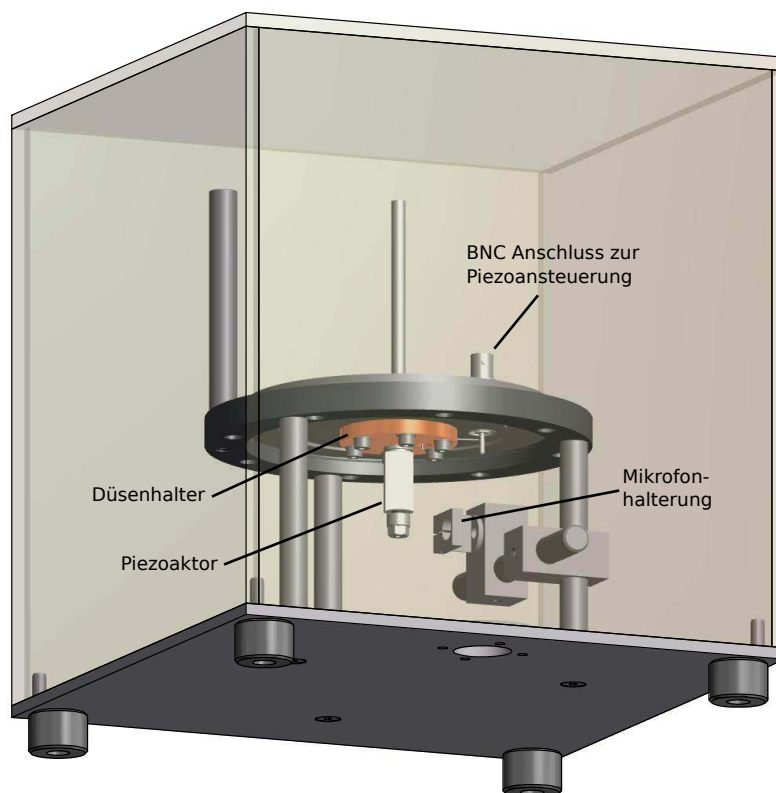


Abbildung 6.17: Aufbau der Mikrofonmessung. Das Mikrofon kann mit der Mikrofonhalterung in verschiedenen Positionen vor dem Düsenhalter fixiert werden. Über den im Flansch eingelassenen BNC-Anschluss kann der Piezo angesteuert werden. Die dargestellte Plexiglashaube dient dem Schutz der Düsenhalter vor Verunreinigungen.

Für den Aufbau der Mikrofonmessung wurde ein einfaches Elektretmikrofon gewählt. Zentraler Bestandteil bei dieser Art von Mikrofon ist ein Kondensator bestehend aus einer Metallplatte und einer dicht davor angebrachten elektrisch leitfähigen Membran. Durch das Anlegen einer Spannung zwischen der Membran und der Metallplatte werden die Ladungen auf der Membran getrennt. Wird die Membran nun durch Schallwellen oder direkt durch einen Kontakt zwischen dem Mikrofongehäuse und dem Piezoaktor zu Schwingungen angeregt, führt dies zu einer messbaren Änderung der Kapazität des Kondensators.

Der Aufbau der Messapparatur ist in Abbildung 6.17 schematisch dargestellt. Der Düsenhalter ist entsprechend dem Aufbau im Pellettargel mit der Düse und dem Piezo nach unten weisend an einem Flansch angebracht, der seinerseits fest in eine Halterung eingelassen ist. Rechts neben dem Piezo ist in Abbildung 6.17 die Halterung für das verwendete Mikrofon zu sehen, die in alle Richtungen bewegt und fixiert werden kann. Das ermöglicht die mechanischen Schwingungen unterschiedlicher Bereiche des Systems Piezo-Düsenhalter zu untersuchen.

Um die vom Piezo auf den Düsenhalter übertragenen mechanischen Schwingungen bestmöglich zu untersuchen, werden mit den zwei in Abbildung 6.18 gezeigten Mikrofoneinstellungen Messungen zum System Piezo-Düsenhalter durchgeführt.

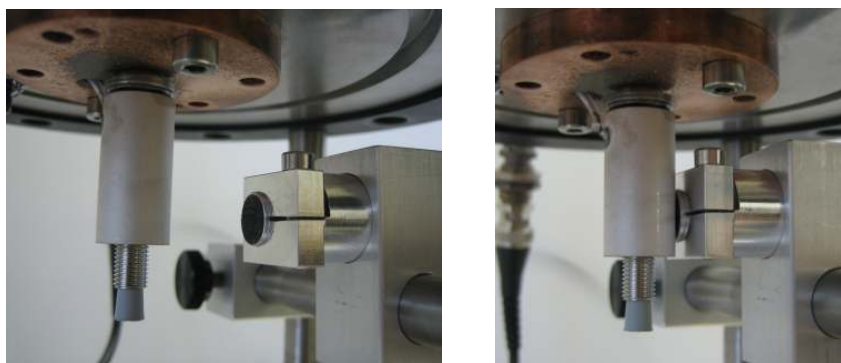


Abbildung 6.18: Positionierung der Mikrofonhalterung.

Links: Abstandsmessung. Das Mikrofon ist in wenigen Zentimetern Abstand auf den Piezo ausgerichtet.

Rechts: Kontaktmessung. Das Mikrofon steht mechanisch in Kontakt mit dem Piezo.

- Abstandsmessung: Bei der ersten Einstellung (im Bild links) ist das Mikrofon wenige Zentimeter vom Piezo entfernt auf diesen ausgerichtet. Diese Einstellung hat den Vorteil, dass das Mikrofon das gesamte System „sieht“ und Schallwellen sowohl vom Piezo als auch vom Halter empfangen kann. Ein Nachteil besteht darin, dass auch Bewegungen des Piezos, die in Schallwellen umgewandelt werden, dabei aber nicht notwendigerweise Schwingungen auf den Halter übertragen, gemessen werden.
- Kontaktmessung: In der zweiten Einstellung (im Bild rechts) wird das Mikrofon mit Hilfe der Halterung direkt in Kontakt mit dem Piezo gebracht. Dadurch werden die vom Piezo erzeugten mechanischen Schwingungen direkt auf die Membran des Mikrofons übertragen und der Hintergrund durch rein akustische Schwingungen verringert. Nachteilig an dieser Methode ist jedoch, dass in erster Linie die Schwingungen des Piezos, die zum Teil stark vom Halter gedämpft werden können und diesen nur wenig in eigene Schwingungen versetzen, mit aufgenommen werden.

Die in Abbildung 6.17 dargestellte Plexiglashaube dient dem Schutz der Düsenhalter vor Verunreinigungen. Der Gesamtaufbau der Messung ist in Abbildung 6.19 zu sehen.

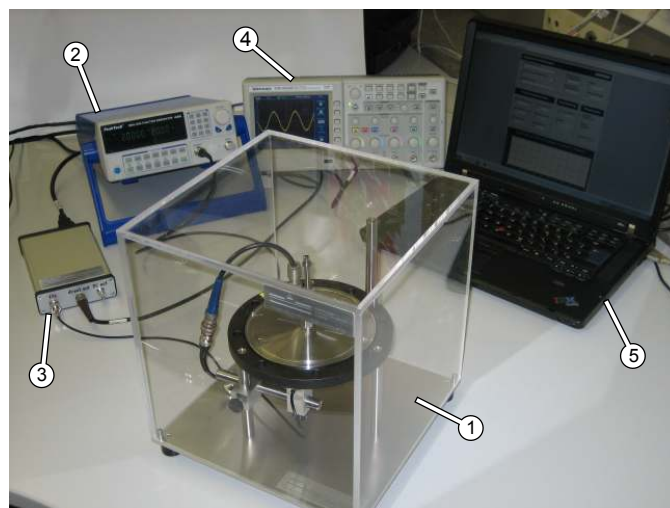


Abbildung 6.19: Gesamtaufbau der Mikrofonmessung. Der Piezo (1) wird vom Frequenzgenerator (2) angesteuert. Das vom Mikrofon gemessene Signal (1, vgl. Abb. 6.17) wird über den Mikrofonverstärker (3) vom Oszilloskop (4) ausgelesen und vom Mess-PC (5) abgespeichert.

Da das verwendete Elektretmikrofon für Anwendungen im hörbaren Bereich (also für Frequenzen unter 20 kHz) ausgelegt ist, hier jedoch Frequenzen von 20–140 kHz gemessen werden sollen, muss das vom Mikrofon gemessene Wechselspannungssignal verstärkt werden. Neben der Verstärkung wird über einen Hochpassfilter der Schall unterhalb von 20 kHz, d. h. Umgebungsgeräusche, die die Messung verfälschen können, ausgeblendet. Diese Aufgaben werden von dem in Abbildung 6.19 links abgebildeten Verstärker erfüllt, dessen Schaltbild im Anhang A.3 dargestellt ist.

Für die Automatisierung der Mikrofonmessung wurde das in Abbildung 6.20 dargestellte LabView-Programm entwickelt, das über den Frequenzgenerator den Piezo ansteuert und gleichzeitig über das Oszilloskop die vom Mikrofon gemessene und verstärkte Peak-to-Peak Spannung ausliest.

Mit Hilfe des LabView-Programms lassen sich über die Ansteuerung des Frequenzgenerators zwei verschiedene Arten von Messungen durchführen. Zum einen können Frequenzspektren (vgl. Abschnitt 6.3.2) zur Untersuchung von Piezoresonanzen aufgenommen werden, indem die Frequenz der Sinusspannung des Piezoaktors bei konstanter Spannungsamplitude zwischen zwei festen Werten durchgefahren wird. Diese Messung kann über den ersten Graphen des LabView-Programms überwacht werden. Zum anderen kann bei konstanter Frequenz die Amplitude der vom Frequenzgenerator erzeugten Sinusspannung variiert werden. Dadurch werden Messungen zum Offset (vgl. Abschnitt 6.3.2) der Spannungsamplitude des Mikrofons sowie zur Erwärmung der Piezoaktoren und den daraus resultierenden Frequenzverschiebungen von Resonanzen (vgl. Abschnitt 6.3.3) ermöglicht, die über den zweiten Graphen des LabView-Programms überwacht werden können.

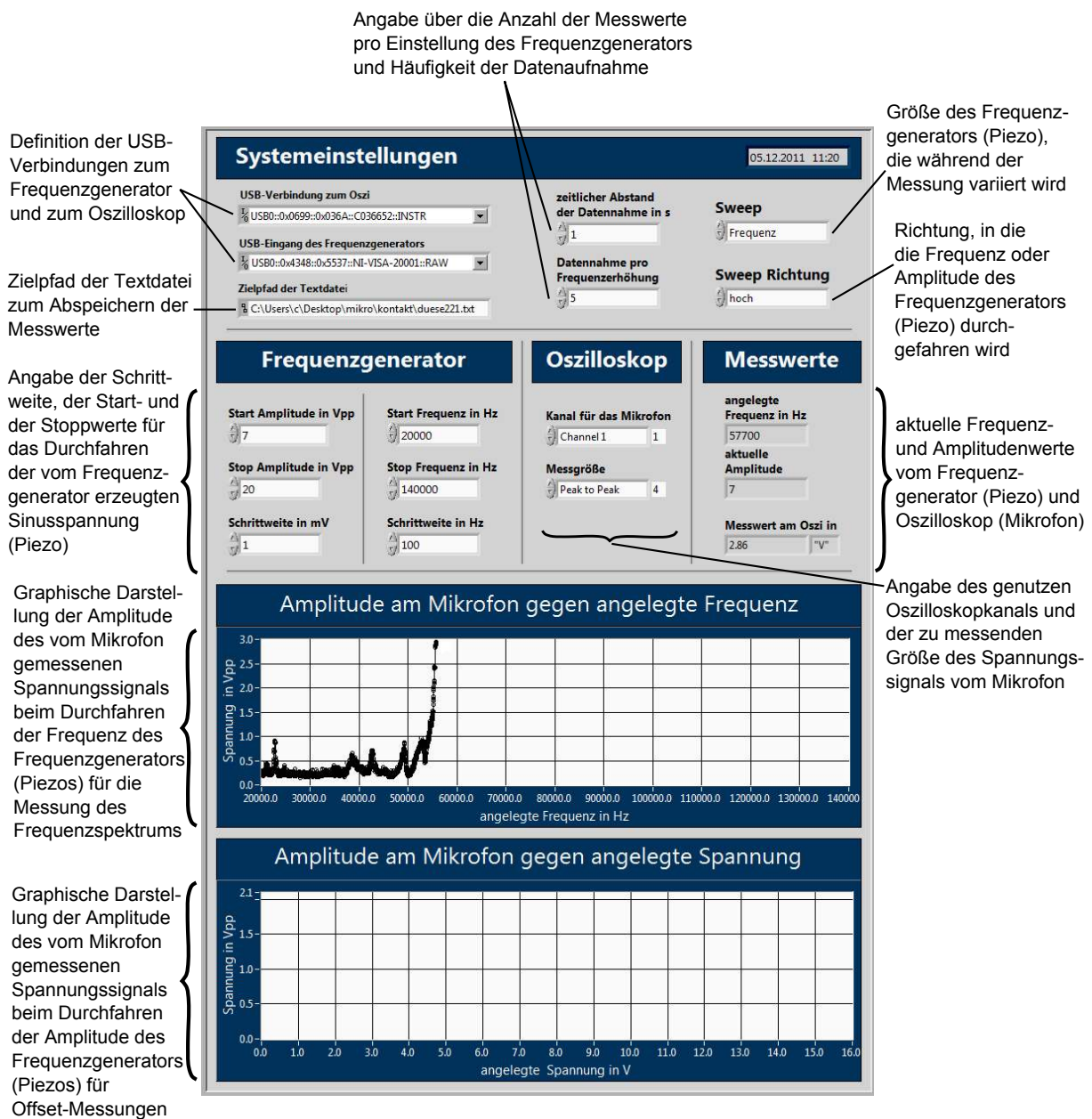


Abbildung 6.20: LabView-Programm zur Automatisierung der Mikrofonmessung. Der Frequenzgenerator variiert das Spannungssignal des Piezoaktors in Frequenz oder Amplitude, während die jeweils andere Größe konstant gehalten wird. Das Oszilloskop stellt das vom Verstärker kommende Spannungssignal des Mikrofons dar und bestimmt dessen Spannungsamplitude. Es sind zwei verschiedene Messungen möglich: die Messung der Mikrofonspannungsamplitude in Abhängigkeit von der Piezofrequenz bei konstanter Amplitude des Frequenzgenerators bzw. in Abhängigkeit von der Amplitude der Piezospaltung bei konstanter Frequenz. Die Werte der Messungen werden in einer Textdatei für die weitere Verarbeitung abgespeichert.

6.3.1 Berechnung der mechanischen Leistung

Die im Abschnitt 6.3.2 vom Mikrofon gemessene Schallintensität resultiert aus den mechanischen Schwingungen der Piezo-Düsenhaltersysteme und ist somit von der elektrischen Leistung, die der Piezoaktor in mechanische Schwingungen, Reibung und Wärmeentwicklung umsetzt, abhängig. Im Ersatzschaltbild (vgl. Abschnitt 6.1.2) wird dies durch die elektrische Leistung P , die am ohmschen Widerstand R_m umgesetzt wird, dargestellt:

$$P = R_m \cdot I_2^2. \quad (6.28)$$

Mit Hilfe der Kirchhoffschen Gesetze [Mes02] kann I_2 bestimmt werden. Laut Knotenregel³ gilt:

$$I_2 = I_0 - I_1. \quad (6.29)$$

Aus der Maschenregel⁴ folgt:

1.

$$I_0 = \frac{U_{ges}}{Z_{ges}} = U_{ges} \cdot \left(i\omega \cdot C_1 + \frac{1}{R_m + i\omega \cdot L_m + \frac{1}{i\omega \cdot C_m}} \right) \quad (6.30)$$

2.

$$I_1 = I_2 \cdot \frac{Z_2}{Z_1} = i\omega \cdot C_1 \cdot \left(\frac{1}{i\omega \cdot C_m} + R_m + i\omega \cdot L_m \right) \cdot I_2. \quad (6.31)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 6.30 und 6.31 in Gleichung 6.29 ergibt sich ein Ausdruck für I_2 , mit dem durch Einsetzen des Realteils von I_2 in Gleichung 6.28 die Wirkleistung P berechnet werden kann:

$$P(\omega) = \frac{R_m \cdot U_{ges}^2 \cdot \left((\omega C_1 R_m)^2 + \left(\frac{C_1}{C_m} - \omega^2 L_m C_1 + 1 \right)^2 \right)^2}{\left(\omega L_m - \frac{1}{\omega C_m} \right)^2 + R_m^2}. \quad (6.32)$$

³Laut Knotenregel ist die Summe der Ströme, die in den Knoten einer elektrischen Schaltung fließen, gleich der Summe der abfließenden Ströme.

⁴Laut Maschenregel addieren sich alle Teilspannungen einer Masche einer elektrischen Schaltung zu Null.

Um die mit dem Mikrofon gemessene Leistung mit der nach Gleichung 6.32 berechneten vergleichen zu können, müssen zunächst die Parameter C_1 , C_m , L_m und R_m bestimmt werden. Dies erfolgt beispielhaft für einen Piezo analog zu der in Abschnitt 6.2.2 vorgestellten Herangehensweise im folgenden Abschnitt. Dabei ist die durch das Mikrofon gemessene Schallintensität nur ein Bruchteil der mechanischen Verluste und kann daher nur qualitativ mit der berechneten Leistung verglichen werden.

6.3.2 Messung des Frequenzspektrums mehrerer Düsenhalter

Um die Schwingungen verschiedener Piezo-Düsenhaltersysteme untersuchen und vergleichen zu können, werden im Folgenden für vier verschiedene Düsenhalter jeweils drei Messungen durchgeführt: die Scheinwiderstands-, die Kontakt- und die Abstandsmessung. Dabei wurde für die Kontaktmessung stets eine niedrigere Spannungsamplitude am Piezo eingestellt als bei der Abstandsmessung, um die Sättigungsspannung des Mikrofonverstärkers nicht zu überschreiten. Daher sind die Peak-Höhen der Spannungsamplitude in den Frequenzspektren nur innerhalb einer Messung aber nicht zwischen zwei Messungen vergleichbar. Für die einzelnen Mikrofonmessungen wurden für jeden Frequenzschritt des Frequenzgenerators 10 Messpunkte aufgenommen. Die eingezeichnete Messunsicherheit ergibt sich damit aus der Standardabweichung und der Messunsicherheit des Oszilloskops, die in Abschnitt 6.2 bereits genannt wurde.

Die vier Düsenhalter teilen sich in zwei Gruppen auf: Die mit „Weiß“ und „Rot“ bezeichneten Düsenhalter gehören zu einer neuen Charge an Düsenhaltern, die noch nicht mit Glasdüsen bestückt wurden und daher noch keine eigene Nummer besitzen, während Düsenhalter 2 und 8 bereits im WASA-Pellettarget verwendet wurden und in den folgenden Messungen mit eingebauter Glasdüse untersucht werden.

Düsenhalter „Weiß“

Um die Vergleichbarkeit der Mikrofonmessungen zu überprüfen, wurden für den Düsenhalter „Weiß“ zunächst vier Messungen mit dem Mikrofon in wenigen Zentimetern

Abstand vom Piezo durchgeführt. Dabei wurde der Düsenhalter jeweils um 90° um seine eigene Achse gedreht, sodass die Mikrofonmessung aus vier verschiedenen Richtungen aber immer im gleichen Abstand zum Piezoaktor durchgeführt wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.21 dargestellt, wobei die Messungen für eine bessere Unterscheidbarkeit jeweils um $0,3\text{ V}$ gegeneinander verschoben sind.

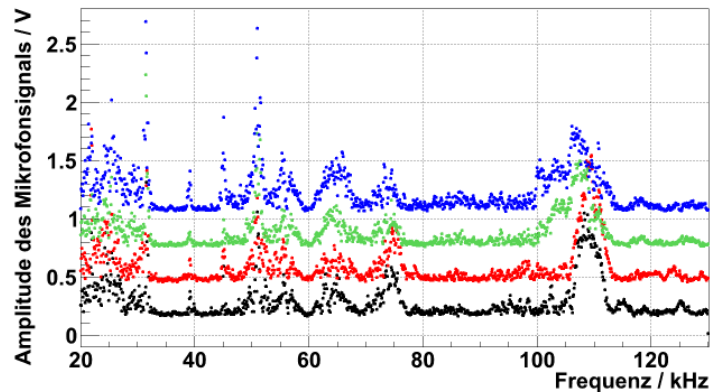


Abbildung 6.21: Mikrofonmessungen des Düsenhalters „Weiß“ aus um 90° zueinander gedrehten Richtungen mit dem Mikrofon in wenigen Zentimetern Entfernung vom Piezo. Zur besseren Unterscheidbarkeit sind die Messungen bei unterschiedlichen Positionen mit einem vertikalen Abstand von $0,3\text{ V}$ eingezeichnet.

Es ist zu erkennen, dass die Verläufe unabhängig von der räumlichen Position des Mikrofons stets bei etwa den gleichen Frequenzen Strukturen aufweisen. Ein etwas abweichendes Verhalten der Messungen untereinander ist hingegen bei etwa 100 kHz zu erkennen. Eine qualitative Vergleichbarkeit unterschiedlicher Messungen ist somit gewährleistet, während von genaueren quantitativen Betrachtungen abgesehen werden sollte.

Die Messung des Scheinwiderstandes vom Piezo-Düsenhaltersystem „Weiß“ ist in Abbildung 6.22 oben dargestellt. Die Resonanz bei etwa 30 bis 35 kHz , die bereits in Abschnitt 6.2.1 für ein Piezo-Düsenhaltersystem mit einfacher Steckverbindung im Gegensatz zur freien Schwingung des losen Piezos festgestellt und als Halterresonanz bezeichnet wurde, ist in dieser Messung für den neuen Düsenhalter „Weiß“ deutlich ausgeprägter. Dies bestärkt die Vermutung, dass es sich hierbei um eine Eigenschwingung des Halters selbst handelt, die in Abhängigkeit der Kopplung zwischen dem Piezoaktor und dem

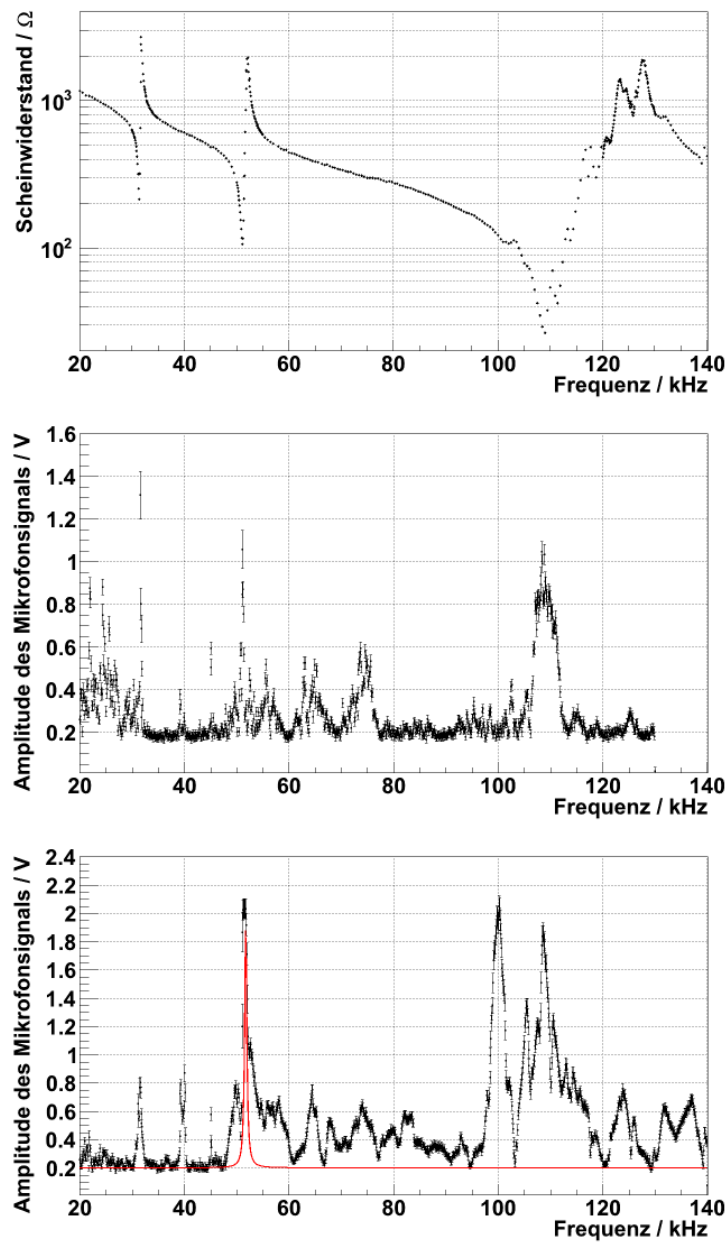


Abbildung 6.22: Frequenzspektren zum Düsenhalter „Weiß“.

Oben: Scheinwiderstandsmessung

Mitte: Abstandsmessung (Mikrofonmessung)

Unten: Kontaktmessung (Mikrofonmessung). In rot ist die in Abschnitt 6.3.1 berechnete Verlustleistung im Bereich der 55 kHz-Resonanz eingezeichnet.

Kupferhalter stärker oder weniger stark ausgeprägt ist.

Des Weiteren ist die Resonanz bei etwa 55 kHz sehr ausgeprägt. Bei etwa 100 kHz ist eine kleinere Resonanzstruktur zu erkennen, die mit der erwarteten Radialresonanz des frei schwingenden Piezos übereinstimmt. Eine deutliche Resonanz ist im Bereich der Oberschwingung der 55 kHz-Resonanz bei 110 kHz zu erkennen. Ab etwa 120 kHz ist das Verhalten mit den hier vorgestellten Untersuchungen nicht mehr zu erklären und für den Targetbetrieb nur bedingt von Interesse, da bei diesen Frequenzen in der Vergangenheit noch kein stabiler Pelletstrahl erzeugt werden konnte. Daher wird dieser Bereich im Folgenden nur qualitativ mit den Mikrofonmessungen verglichen. Die Abstandsmessung (Mikrofonmessung) ist in Abbildung 6.22 Mitte dargestellt. Sehr deutlich sind hier die der Scheinwiderstandsmessung entsprechenden Resonanzen bei etwa 35 kHz, 55 kHz und 110 kHz zu erkennen. Weitere lokale Maxima zwischen 60 und 80 kHz könnten zu, in der Scheinwiderstandsmessung nicht klar identifizierbaren, Resonanzen gehören, wie beispielsweise einer Oberschwingung der Halterresonanz bei 35 kHz.

Die Kontaktmessung (Mikrofonmessung) ist in Abbildung 6.22 unten dargestellt. Im Vergleich zur Abstandsmessung fällt auf, dass die auftretenden Strukturen deutlicher zu erkennen sind und weniger Schwankungen aufweisen. Der Bereich von 20 – 30 kHz zeigt im Gegensatz zur Abstandsmessung keine Strukturen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die bei der Kontaktmessung niedriger gewählte Spannungsamplitude am Piezo.

Die im Scheinwiderstandsbild sichtbare jedoch schwach ausgeprägte Resonanz bei etwa 100 kHz ist in der Kontaktmessung sehr deutlich zu erkennen, während sie in der Abstandsmessung nicht sichtbar wird.

Interessant im Vergleich der beiden Mikrofonmessungen ist aber vor allem das Maximum der Halterresonanz bei etwa 30 kHz. Während alle größeren Peaks der Abstandsmessung bei der Kontaktmessung noch deutlich größer werden, fällt dieser Peak geringer aus. Eine mögliche Erklärung könnte die Art der Resonanz liefern. Wenn es sich bei dieser Resonanz im Gegensatz zu denen bei 55 kHz oder 110 kHz nicht um eine Resonanz des Piezos, sondern um die des gesamten Piezo-Düsenhaltersystems handelt, schwingt das gesamte System und sendet Schallwellen aus, die in der Abstandsmessung detektiert werden.

Befindet sich das Mikrofon hingegen in Kontakt mit dem Piezo, so werden in erster Näherung nur die Schwingungen des Piezos aufgenommen, die im Fall der Halterresonanz nicht notwendigerweise sehr ausgeprägt sein müssen.

Um die Ergebnisse der Mikrofonmessung mit der theoretisch zu erwartenden mechanischen Leistung (vgl. Abschnitt 6.3.1) zu vergleichen, werden für die Scheinwiderstandsmessung im Bereich der Longitudinalresonanz bei 55 kHz die Parameter C_1 , C_m , L_m und R_m des Ersatzschaltbildes durch einen Fit an den gemessenen Scheinwiderstand analog zu Abschnitt 6.2.2 bestimmt. Werden die dabei erhaltenen Werte in Gleichung 6.32 eingesetzt, ergibt sich die elektrische Leistung, die im Bereich der Resonanz in mechanische Leistung durch mechanische und akustische Schwingungen sowie Reibung umgesetzt wird. Da die akustischen und mechanischen Schwingungen, die hier gemessen werden, nur einen Teil der Gesamtleistung ausmachen, können die Ergebnisse der Mikrofonmessungen nicht in der Höhe der Maxima verglichen werden, wohl aber die Frequenzbereiche der Leistungsmaxima. Die für die 55 kHz-Resonanz berechnete mechanische Leistung ist in Abbildung 6.22 rot eingezeichnet. Daran ist deutlich zu erkennen, dass die aus der Scheinwiderstandsmessung ermittelte Resonanzfrequenz mit der Frequenz des vom Mikrofon gemessenen Maximums übereinstimmt und daher eine qualitative Vergleichbarkeit von Mikrofon- und Scheinwiderstandsmessungen gewährleistet ist. Weiterhin fällt auf, dass die vom Piezo-Düsenhaltersystem abgestrahlte mechanische Leistung auf einen sehr schmalen Frequenzbereich beschränkt ist.

Düsenhalter „Rot“

Die Schlussfolgerungen aus der Messung zum Düsenhalter „Weiß“ sind auch für den Düsenhalter „Rot“ gültig. Die Messung zum Scheinwiderstand wird in Abbildung 6.23 oben dargestellt. Wieder sind die Resonanzen bei etwa 30 kHz, 55 kHz und 110 kHz klar ausgeprägt, während die Radialschwingung bei etwa 100 kHz nicht klar zu erkennen ist. Entsprechendes spiegelt sich in den Mikrofonmessungen wider.

Bei der Abstandsmessung ist die Halterresonanz bei etwa 35 kHz stärker ausgeprägt als bei der Kontaktmessung, welche einen deutlich glatteren Verlauf wiedergibt, wodurch

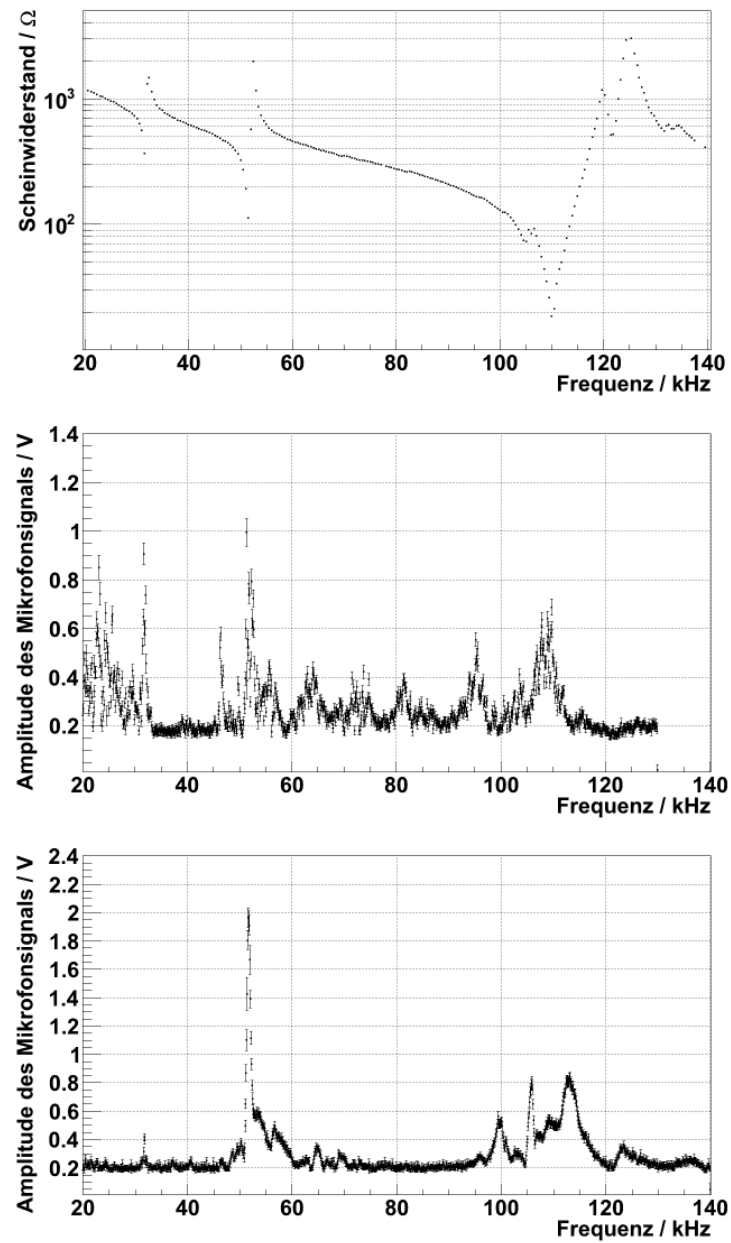


Abbildung 6.23: Frequenzspektren zum Düsenhalter „Rot“.

Oben: Scheinwiderstandsmessung

Mitte: Abstandsmessung (Mikrofonmessung)

Unten: Kontaktmessung (Mikrofonmessung).

einzelne Resonanzen deutlicher hervorstechen. In der Kontaktmessung ist im Gegensatz zur Messung des Scheinwiderstandes auch wieder die Radialschwingung bei etwa 100 kHz deutlich zu erkennen.

Die Strukturen in der Abstandsmessung bei etwa 65 kHz, 75 kHz und 95 kHz sind in der Kontaktmessung nicht erkennbar. Sie könnten auf kleinere Resonanzstrukturen des gesamten Piezo-Düsenhaltersystems, die durch die Scheinwiderstandsmessung nicht aufgelöst werden können, zurückgeführt werden. Weiterhin ist der Verlauf der Kontaktmessung für den Düsenhalter „Rot“ deutlich glatter als für den Düsenhalter „Weiß“. Dies könnte auf einen mangelnden Kontakt zwischen Piezo und Mikrofon zurück zu führen sein. Um die Vergleichbarkeit der Kontaktmessungen verschiedener Düsenhaltersysteme zu verbessern, müsste der mechanische Kontakt daher besser definiert werden (vgl. Kapitel 7)

Düsenhalter 8

Im Gegensatz zu den zwei vorhergehenden Düsenhaltern ist Düsenhalter 8 nicht neu, sondern schon mehrfach im Betrieb des WASA-Pellettargets mit unterschiedlichen Glasdüsen eingesetzt worden. Nach zwei Strahlzeiten mit insgesamt 48 Tagen wurde er für eine dritte Strahlzeit eingebaut, in der keine geeigneten Arbeitsfrequenzen für die Dropleterzeugung gefunden werden konnten.

Während Düsenhalter „Weiß“ und Düsenhalter „Rot“ klare Ähnlichkeiten aufweisen, ist bei der Scheinwiderstandsmessung von Düsenhalter 8 keine Halterresonanz zu erkennen. Die Longitudinalmode bei etwa 55 kHz, die Radialresonanz bei etwa 100 kHz sowie die Oberschwingung der longitudinalen Resonanz bei etwa 110 kHz sind hingegen deutlich ausgeprägt.

Dieses Bild wird durch die Abstandsmessung bestätigt. In der Kontaktmessung hingegen sind die Schwingungsmoden bei 100 und 110 kHz nicht klar zu identifizieren.

Eine mögliche Erklärung für die fehlende Halterresonanz bei 30 kHz liefert das Alter des Halters. Durch die häufige Verwendung des Düsenhalters könnte der Kontakt zwischen dem Piezo und dem Kupferhalter abgenutzt worden sein. Dies hätte dann

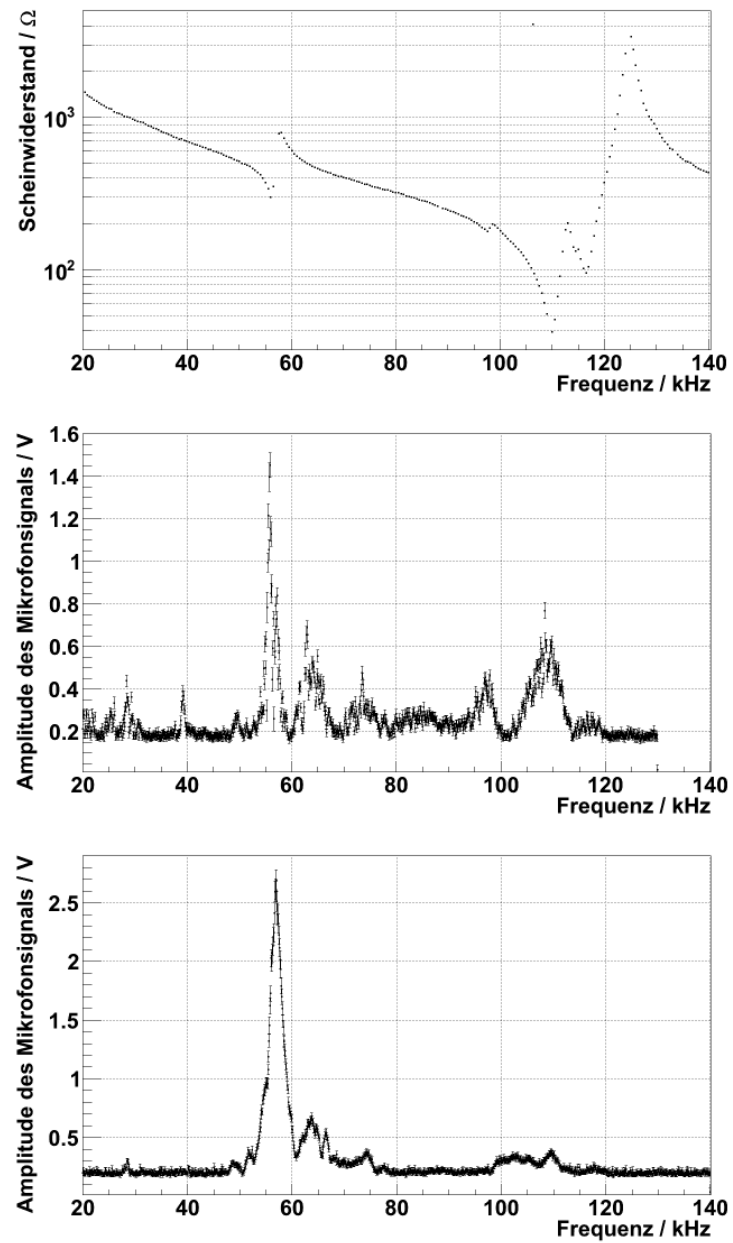


Abbildung 6.24: Frequenzspektren zum Düsenhalter 8.

Oben: Scheinwiderstandsmessung

Mitte: Abstandsmessung (Mikrofonmessung)

Unten: Kontaktmessung (Mikrofonmessung).

eine schlechtere Kopplung zwischen Piezo und Halter zur Folge. Wäre dies der Fall, so könnten die Schwingungen des Piezos schlechter auf den Halter übertragen werden und die entsprechende Halterresonanz würde nicht angeregt.

Ein Fehlen der Halterresonanz hätte, entsprechend obiger Erklärung, zur Folge, dass Schwingungen generell bei jeder Frequenz schlechter auf den Halter übertragen würden, und wäre also ein gutes Indiz für die Beurteilung der Qualität verschiedener Düsenhalter. Diese Vermutung wird durch die Beobachtung des Fehlens geeigneter Arbeitsfrequenzen im Targetbetrieb für Düsenhalter 8 (vgl. Tabelle 4.2) bestärkt.

Düsenhalter 2

Ebenso wie Düsenhalter 8 ist auch Düsenhalter 2 bereits mehrfach mit unterschiedlichen Glasdüsen im Betrieb des WASA-Pellettargets verwendet worden. Nach insgesamt drei Strahlzeiten mit 47 Tagen Betrieb sind bei diesem Düsenhalter bisher noch keine Schwierigkeiten beim Auffinden geeigneter Arbeitsfrequenzen aufgetreten.

Die in Abbildung 6.25 oben dargestellte Scheinwiderstandsmessung zeigt im Gegensatz zu den Messungen für die Düsenhalter „Weiß“ und „Rot“ eine nur wenig ausgeprägte Halterresonanz bei 35 kHz. Unter der Annahme, dass eine weniger stark ausgeprägte Halterresonanz bereits auf eine verschlechterte Kopplung zwischen Halter und Piezo hinweist, ist zu erwarten, dass die Schwingungen des Piezos auf diesen Düsenhalter nicht mehr in vollem Maße übertragen werden. Durch den Betrieb des Pellettargets mit diesem Düsenhalter wenige Monate vor den hier vorgestellten Messungen, bei dem Pelletraten von maximal 3000 Pellets/s im Vergleich zu typischen Werten von 8000 Pellets/s (vgl. Tabelle 4.1) erreicht werden konnten, kann diese Vermutung bestärkt werden.

Die Longitudinalresonanz bei etwa 55 kHz ist in der Scheinwiderstandsmessung ebenfalls sehr schwach ausgeprägt, während sie in den Mikrofonmessungen deutlich zu erkennen ist.

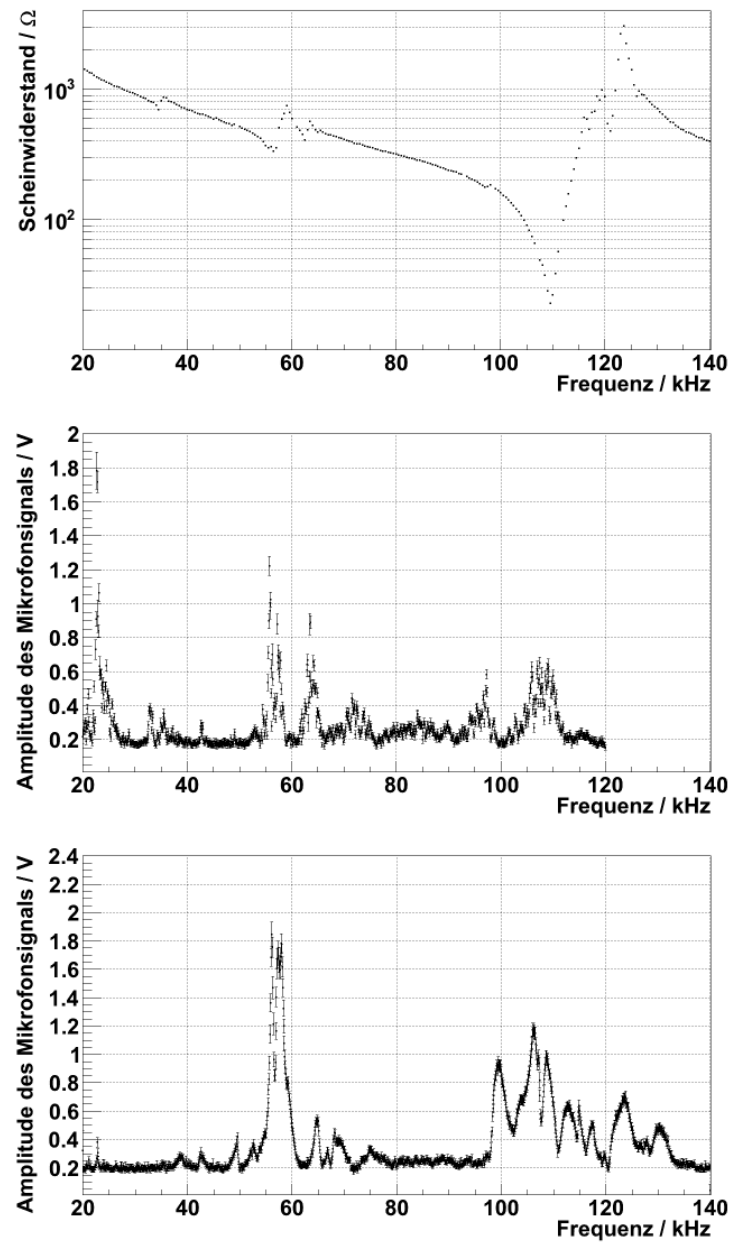


Abbildung 6.25: Frequenzspektren zum Düsenhalter 2.

Oben: Scheinwiderstandsmessung

Mitte: Abstandsmessung (Mikrofonmessung)

Unten: Kontaktmessung (Mikrofonmessung).

Voraussagen für den Betrieb des Pellettargets

Die oben dargestellten Resultate der Mikrofon- und Scheinwiderstandsmessungen zu den Resonanzfrequenzen können direkt auf den Betrieb des Pellettargets übertragen werden. Da jeder Kupferhalter auf Grund der Anpassung an einen bestimmten Piezoaktor ein Unikat darstellt (vgl. Abschnitt 4.2), ist zu erwarten, dass die Halterresonanzen wie bei den oben betrachteten Piezos variieren. Das vollständige Fehlen einer entsprechenden Resonanz hingegen könnte dann auf einen mangelnden Kontakt zwischen Piezo und Düsenhalter hindeuten. Wenn durch die häufige Verwendung eines Düsenhalters mechanische Deformationen oder Abrieb entstehen, kann dies den Kontakt zwischen dem Piezo und dem Kupferhalter beeinträchtigen. In diesem Fall ergäbe sich die Möglichkeit, über die Verringerung der Amplitude der Halterresonanz mit der Zeit den Alterungsprozess der Halter zu verfolgen. Darüber hinaus könnten Halter, die die Piezoschwingungen zuverlässig auf die Düse übertragen, von solchen, deren Übertrag nur sehr gering ist, bereits vor dem Einbau in das Pellettarget unterschieden werden. In wie weit diese Vermutung mit dem im Pellettarget beobachteten Auftauchen oder Fehlen guter Arbeitspunkte übereinstimmt, muss zukünftig durch den Vergleich von Scheinwiderstands- und Mikrofonmessungen der Düsenhalter mit den im Targetbetrieb tatsächlich auftretenden Arbeitspunkten geklärt werden. Ob sich ein Alterungsprozess der Düsenhalter beobachten lässt, kann durch wiederholte Messungen eines Düsenhalters vor und nach dem Betrieb im WASA-Pellettarget untersucht werden.

Im Vergleich der oben beobachteten Resonanzfrequenzen der vier Düsenhalter mit Erfahrungswerten für geeignete Arbeitsfrequenzen (in Bezug auf einen stabilen Dropletstrahl) des Targets ergeben sich folgende Werte:

- Häufige Arbeitsfrequenzen im Targetbetrieb bei 14 K finden sich im Bereich von 35 kHz, 50 – 60 kHz, 70 kHz und 128 kHz.
- Gefundene Resonanzfrequenzen bei Raumtemperatur befinden sich im Bereich von 30 – 35 kHz, 55 kHz, 100 kHz und 110 kHz.

Für einen Vergleich zwischen den gefundenen Resonanzfrequenzen und häufigen Frequenzen für einen guten Dropletstrahl muss zunächst der Temperaturunterschied und die daraus resultierende Verschiebung der Resonanzfrequenzen berücksichtigt werden. Im Fall der 55 kHz-Resonanz wird dies durch die in Abschnitt 6.2.3 ermittelte Frequenzverschiebung ermöglicht. Dabei ist für den Targetbetrieb bei 14 K eine Verschiebung der Resonanzfrequenz von etwa 18 kHz auf etwa 73 kHz erwarten. Damit stimmt die Resonanzfrequenz sehr gut mit den im Targetbetrieb beobachteten Arbeitsfrequenzen im Bereich um 70 kHz überein.

Gleiches gilt für die Resonanzfrequenz bei 110 kHz, da diese Resonanz lediglich die Oberschwingung der longitudinalen Schwingung darstellt. Damit ergibt sich hier genau der Bereich um 128 kHz, der im Targetbetrieb beobachtet werden kann.

Da für die Frequenz der Radialschwingung bei 100 kHz keine Angaben zum Temperaturverhalten seitens des Herstellers vorliegen, können hier nur Abschätzungen über die gleiche Verschiebung wie bei der Longitudinalschwingung vorgenommen werden. Damit läge die Resonanzfrequenz im Targetbetrieb bei etwa 118 kHz. Für diesen Bereich liegen jedoch keine eindeutigen Erfahrungswerte vor. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass die Frequenzverschiebung für die Radialschwingung größer als für die Longitudinalschwingung ausfällt und sich diese Resonanz dadurch mit der Oberschwingung der longitudinalen Schwingung überlagert.

Handelt es sich bei der Resonanz bei etwa 35 kHz, wie hier vermutet, um eine Halteresonanz, so können die obigen Betrachtungen für diese Resonanz nicht gelten. In diesem Fall wäre zu erwarten, dass die Halteresonanz unabhängig von den Piezoresonanzen bereits von geringen Piezoschwingungen angeregt wird und die Temperaturabhängigkeit der Piezoresonanzen an dieser Stelle unerheblich ist. Für den Kupferhalter wäre zwar wie für jeden Festkörper eine Abnahme der Schwingungsamplitude mit der Temperatur zu erwarten, eine Frequenzverschiebung hingegen sollte nicht beobachtet werden. Es wird somit erwartet, dass die 35 kHz-Halteresonanz ihre Frequenz im Targetbetrieb nicht verändert, wodurch das häufige Auffinden eines stabilen Dropletstrahls bei dieser Frequenz erklärt werden kann.

Der Bereich von 50–60 kHz, in welchem im Targetbetrieb häufig geeignete Arbeitspunkte auftauchen, kann möglicherweise auf schwach ausgeprägte Eigenresonanzen des Düsenhalters zurückgeführt werden, die ausschließlich in den Mikrofonmessungen und nicht in den Messungen des Scheinwiderstandes zu erkennen sind. Die Häufigkeit, mit der in diesen Bereichen trotz geringer Ausprägung entsprechender Strukturen in den vorangegangenen Messungen geeignete Arbeitsfrequenzen gefunden werden, könnte in diesem Fall auf einen effizienteren Übertrag von Eigenschwingungen der Düsenhalter auf die Glasdüsen hindeuten. Des Weiteren wäre für die Frequenzen dieser Eigenresonanzen wie bei der Halterresonanz bei etwa 35 kHz keine Frequenzverschiebung mit der Temperatur zu erwarten.

Eine weitere Beobachtung durch die Mikrofonmessungen ist, dass Resonanzen bei etwa 30 und 55 kHz auf einen sehr schmalen Frequenzbereich beschränkt sind, während hohe Amplituden im Bereich von 100 und 110 kHz deutlich breitere Bereiche abdecken. Diese Beobachtung wird von einem an Halter 14 durchgeführten Test im Targetbetrieb bestätigt. Hier erscheint eine gute Arbeitsfrequenz bei etwa 70 kHz, für die der Dropletstrahl auf einem Bereich von ± 100 Hz klar erscheint. Eine weitere gute Arbeitsfrequenz um etwa 128 kHz kann hingegen, unter der Bedingung eines klaren Dropletstrahls, auf einem Bereich von fast ± 5 kHz beobachtet werden.

Um der Vermutung, dass es sich bei der 35 kHz-Resonanz um die Eigenschwingung des gesamten Systems handelt, wird eine weitere Mikrofonmessung durchgeführt, bei der das Mikrofon möglichst dicht vor dem Ende des Düsenhalters positioniert wird, ohne diesen oder den Piezo dabei zu berühren. Diese Einstellung verbindet die Vorteile der beiden vorangegangenen Mikrofonmessungen, so dass bei dieser Positionierung in erster Linie die Schallwellen gemessen werden, die durch Schwingungen des Halters selbst auf die Glasdüse übertragen werden. Diese dritte Mikrofonmessung ist in Abbildung 6.26 dargestellt. Das Ergebnis dieser Messung ist für den Düsenhalter „Rot“ in Abbildung 6.27 dargestellt.

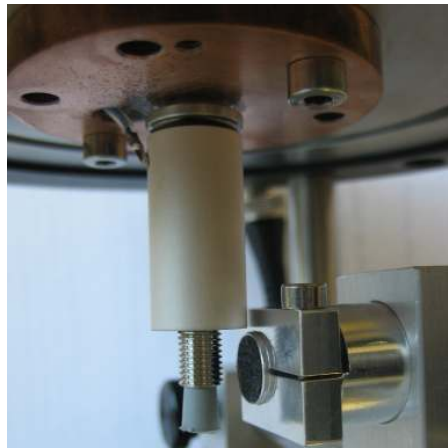


Abbildung 6.26: Alternative Positionierung des Mikrofons vor dem Düsenhalter.

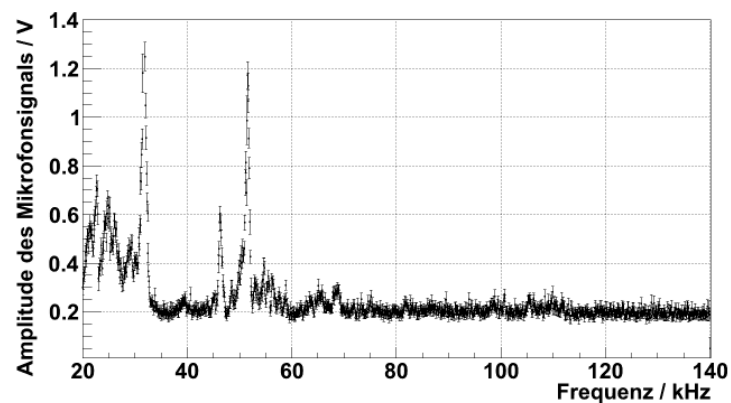


Abbildung 6.27: Mikrofonmessung vom Düsenhalter „Rot“ mit dem Mikrofon dicht vor dem losen Ende des Düsenhalters.

Die Halterresonanz ist hier, im Gegensatz zu den bisherigen Messungen, besonders stark ausgeprägt. Außerdem sind zwei Peaks um 55 kHz deutlich zu erkennen. Auffällig ist jedoch, dass die Maxima, die in den vorigen Messungen bei 100 und 110 kHz zu beobachten waren, nicht mehr zu erkennen sind. Ein späterer Vergleich mit den von diesem Düsenhalter erzeugten Droplets wird Aufschluss über die tatsächlichen Arbeitspunkte geben müssen. Deutlich wird durch diese zusätzliche Messung aber, dass die Resonanz bei 35 kHz für den Düsenhalter tatsächlich sehr stark ausgeprägt ist.

Offset-Bestimmung

Bei allen vorangegangenen mit dem Mikrofon aufgenommenen Spektren (wie z. B. in Abb. 6.27) tritt ein Spannungsoffset von 0,2 V auf. Um zu überprüfen, ob es sich hierbei um eine tatsächliche minimale Schwingung des Piezos handelt oder um ein Signal, welches durch die Elektronik (Mikrofonverstärker) verursacht wird, wird im Folgenden eine Offsetmessung durchgeführt.

Hierzu wird die am Piezo anliegende Spannung von 0 V in Schritten von 100 mV auf 20 V hochgefahren und dabei die vom Mikrofon gemessene Spannungsamplitude aufgezeichnet. Dabei entspricht die anliegende Frequenz mit 50,95 kHz der eines lokalen Maximums der Mikrofonamplitude. Die Datenpunkte dieser etwa 3-minütigen Messung sind in Abbildung 6.28 als schwarze Punkte (oberste Kurve) dargestellt.

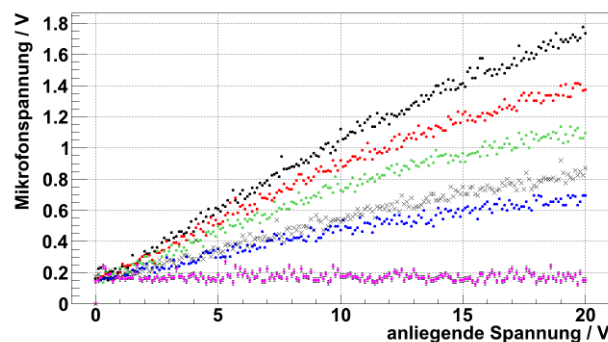


Abbildung 6.28: Direkt zeitlich aufeinander folgende Offset-Messungen. In chronologischer Reihenfolge durch Punkte dargestellt: schwarz, rot, grün, blau und pink. Nach einer kurzen Pause mit abgeschaltetem Frequenzgenerator wurde eine weitere Messung durchgeführt, die durch schwarze Kreuze dargestellt ist. Messunsicherheiten sind der Übersichtlichkeit halber nur für die pinken Datenpunkte dargestellt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass auch bei 0 V anliegender Spannung am Piezo ein Offset von etwa 0,2 V am Mikrofonverstärker anliegt. Dieser kann somit als Rauschen des vom Oszilloskop ausgelesenen Verstärkers angesehen werden. Das Ergebnis konnte durch mehrfache Wiederholung der Messung bestätigt werden. Die Messungen wurden direkt hintereinander durchgeführt und sind in Abbildung 6.28 in chronologischer Reihenfolge mit roten, grünen, blauen und pinken Datenpunkten dargestellt.

Aus der Abbildung wird deutlich, dass die Steigungen der Kurven mit jeder Messung

weiter abfallen. Um zu überprüfen, ob es sich hierbei um einen Effekt handelt, der durch die Erwärmung des Piezomaterials auf Grund mechanischer Arbeit hervorgerufen wird, wurde die Messung nach einer etwa 10-minütigen Abkühlungspause, in der der Frequenzgenerator abgeschaltet wurde, wiederholt. Die zugehörige Kurve ist in Abbildung 6.28 durch schwarze Kreuze dargestellt. Es ist zu erkennen, dass ihre Steigung größer ausfällt, als die der beiden vorhergehenden Messungen. Diese Beobachtung legt nahe, dass der Abfall der Spannungsamplitude des Mikrofonsignals auf die Temperaturänderung des Piezomaterials zurückzuführen ist.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten liefert die in Abschnitt 6.2.3 beschriebene Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzen und wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

6.3.3 Erwärmung des Piezomaterials im Betrieb

Entsprechend der in Abschnitt 6.2.3 gefundenen Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzen verschiebt sich die Longitudinalresonanz für tiefere Temperaturen zu höheren Frequenzen, während für die Erwärmung des Piezomaterials eine Verschiebung der Resonanz zu niedrigeren Frequenzen zu erwarten ist. Für die Erwärmung wird dieses Verhalten in Abbildung 6.29 veranschaulicht.

Für die vorangegangenen Offset-Messungen wurde eine Frequenz von 50,95 kHz ausgewählt, für die ein lokales Maximum in der Spannungsamplitude des gemessenen Mikrofonsignals besteht (vgl. Abb. 6.31). Würde der Piezo während des Betriebs durch mechanische Arbeit erwärmt, so wäre auf Grund der Temperaturerhöhung, wie in Abbildung 6.29 dargestellt, eine Verschiebung der Resonanz zu niedrigeren Frequenzen zu erwarten. Das lokale Maximum der Spannungsamplitude des Mikrofonsignals würde in diesem Fall nach und nach aus der Frequenz, bei der die Offset-Messungen durchgeführt wurden, herauswandern und die gemessene Spannungsamplitude bei 50,95 kHz würde abfallen. Somit liefert eine Erwärmung des Piezomaterials im Betrieb eine mögliche Erklärung für die in Abschnitt 6.3.2 beobachtete Abnahme der gemessenen Spannungsamplitude bei den direkt nacheinander durchgeführten Offset-Messungen.

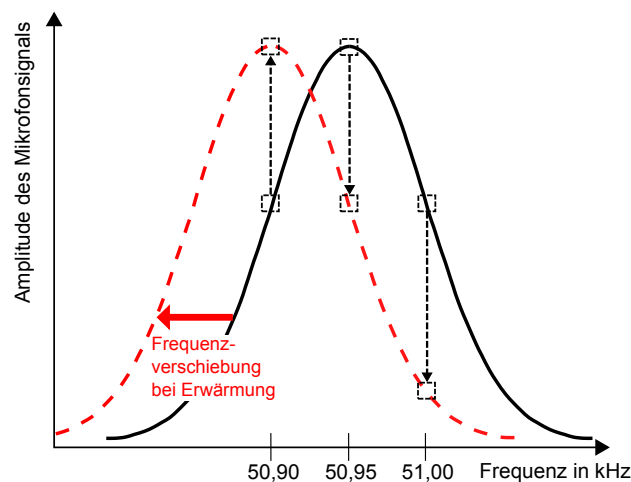


Abbildung 6.29: Schematische Darstellung der temperaturbedingten Verschiebung eines lokalen Maximums der Spannungsamplitude des Mikrofonsignals. Bei Erwärmung verschiebt sich die Resonanz zu niedrigeren Frequenzen. Dadurch fällt die Spannungsamplitude des Mikrofonsignals für die Frequenz des ursprünglichen Maximums und höhere Frequenzen ab, während sie für niedrigere Frequenzen ansteigt.

Messungen zur Resonanzfrequenzverschiebung im Betrieb

Um zu überprüfen, ob die in Abschnitt 6.3.3 beschriebene Frequenzverschiebung tatsächlich beobachtet werden kann, wurden für die drei in Abbildung 6.29 dargestellten Frequenzen Langzeitmessungen durchgeführt. Tritt durch die Erwärmung des Piezomaterials während der Messungen eine entsprechende Frequenzverschiebung auf, so ist zu erwarten, dass die Spannungsamplitude für die Frequenz des ursprünglichen Spannungsmaximums und höhere Frequenzen abfällt, während sie für niedrigere Frequenzen ansteigt.

Für die Frequenzen $f = 50,95$ kHz, für die das lokale Maximum der Spannungsamplitude des Mikrofonsignals beobachtet wurde, $f = 50,90$ kHz und $f = 51,00$ kHz wurde jeweils eine Langzeitmessung durchgeführt. Dazu wurde eine im Sekundentakt zwischen 2,5 V und 20 V springende Amplitude an den Piezo angelegt, während die Spannungsamplitude des Mikrofonsignals beobachtet wurde. Vor jeder der drei Messungen wurde der Frequenzgenerator, der den Piezo ansteuert, für eine Stunde abgeschaltet. Dadurch soll gewährleistet werden, dass jeder Messung die gleichen Voraussetzungen zu Grunde liegen und das Piezomaterial nicht bereits vor einzelnen Messungen erwärmt wurde. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 6.30 dargestellt.

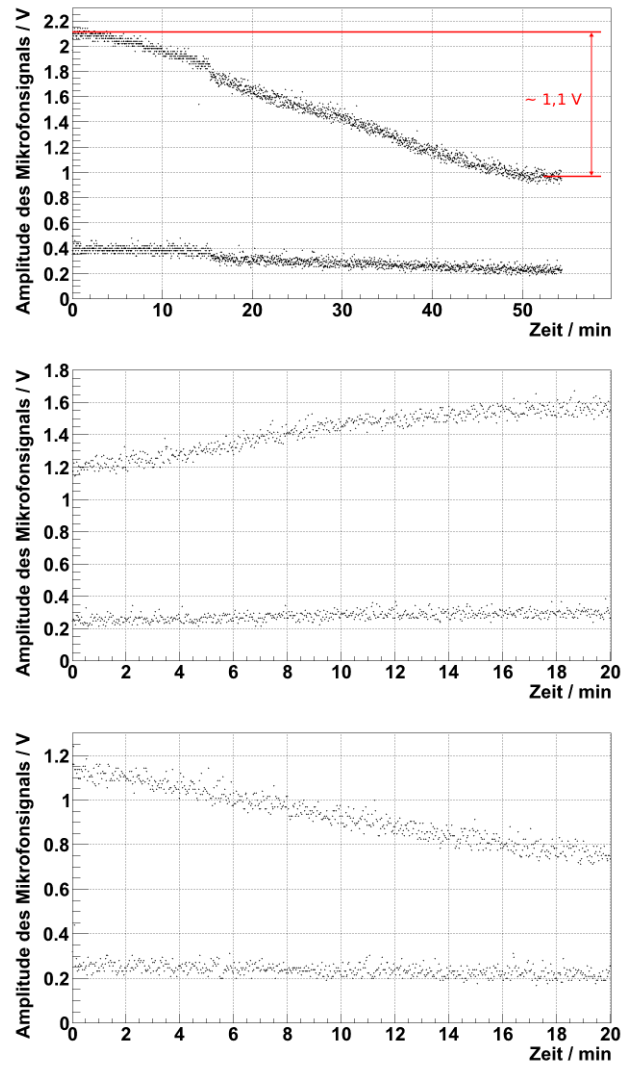


Abbildung 6.30: Langzeitmessung mit einer im Sekundentakt zwischen 2,5 V und 20 V wechselnden am Piezo angelegten Amplitude:

Oben: Mit der Frequenz $f = 50,95 \text{ kHz}$. Eine grobe Abschätzung des Spannungsabfalls während der Messung ist in rot eingetragen. Der Sprung bei etwa 16 min rührt von einer Änderung der Oszilloskop-einstellungen her.

Mitte: Mit $f = 50,90 \text{ kHz}$.

Unten: Mit $f = 51,00 \text{ kHz}$.

Wie nach Abbildung 6.29 im Fall der Erwärmung des Piezomaterials zu erwarten ist, kann für die Frequenzen $f = 50,95 \text{ kHz}$ und $f = 50,90 \text{ kHz}$ in den Langzeitmessungen entsprechend den Offset-Messungen ein langsames Abfallen der Mikrofonamplitude mit der Zeit beobachtet werden, während die Spannungsamplitude für die Frequenz $f = 51,00 \text{ kHz}$ ansteigt. Eine grobe Abschätzung zeigt, dass die Spannungsamplitude für die mittlere Frequenz $f = 50,95 \text{ kHz}$, für die vor der Messung das Spannungsmaximum gefunden wurde, während der Messung um etwa $1,1 \text{ V}$ abfällt. Somit konnte eine Verschiebung der Resonanzfrequenz zu niedrigeren Frequenzen im Betrieb des Piezoaktors beobachtet werden.

Um eine Abschätzung der Frequenzverschiebung und damit der Erwärmung des Piezos im Betrieb vornehmen zu können, wird zusätzlich zu der Abschätzung über den Spannungsabfall bei $f = 50,95 \text{ kHz}$ die vor den drei Messungen zur Bestimmung des lokalen Spannungsmaximums durchgeführte Abstandsmikrofonmessung herangezogen. Das zugehörige Frequenzspektrum ist in Abbildung 6.31 dargestellt.

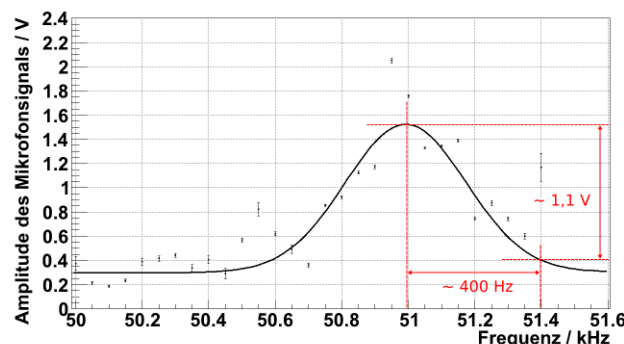


Abbildung 6.31: Abstandsmikrofonmessung zur Bestimmung des lokalen Maximums der Spannungsamplitude des Mikrofonsignals. Das Frequenzspektrum wurde mit einer Gaußfunktion mit linearem Untergrund angefitet, um eine grobe Näherung für die Frequenzverschiebung des Spannungsmaximums bei einem Abfall der Spannungsamplitude bei $f = 50,95 \text{ kHz}$ von $1,1 \text{ V}$ zu erhalten.

Um eine grobe Abschätzung der Frequenzverschiebung des Maximums für den bei $f = 50,95 \text{ kHz}$ beobachteten Spannungsabfall von $1,1 \text{ V}$ treffen zu können, wurde das Frequenzspektrum der Abstandsmessung mit einer Gaußfunktion mit linearem Untergrund angefitet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die dargestellte Fitfunktion die

Datenpunkte nur in sehr grober Näherung beschreibt, da beispielsweise Nebenmaxima in der Spannungsamplitude nicht berücksichtigt werden. Sie ist aber ausreichend, um die Größenordnung der Frequenzverschiebung zu bestimmen.

Der in Abbildung 6.30 ablesbare Abfall der Amplitude von etwa 1,1 V entspricht nach Abbildung 6.31 einer Frequenzverschiebung von etwa 400 Hz. Mit Hilfe der in Abschnitt 6.2.3 gefundenen Relation zwischen Temperaturänderung und Resonanzfrequenzverschiebung von $1\text{ K} \cong 59\text{ Hz}$ lässt sich die beobachtete Frequenzverschiebung von 400 Hz auf eine Erwärmung um etwa 6,7 K abschätzen. Da der Datenpunkt der maximalen Spannungsamplitude bei $f = 50,95\text{ kHz}$ deutlich oberhalb der Fitfunktion liegt, ist zu erwarten, dass die Frequenzverschiebung und damit die Erwärmung durch diese Betrachtung etwas überschätzt werden. Die Erwärmung des Piezomaterials im Betrieb des Piezoaktors liegt somit in der Größenordnung weniger Kelvin.

Voraussagen für den Betrieb des Pellettargets

Durch die gefundene Temperaturabhängigkeit der im WASA-Pellettarget verwendeten Piezoaktoren können verschiedene im Targetbetrieb beobachtete Phänomene erklärt werden.

Zunächst wird bei der Inbetriebnahme des Targets beobachtet, dass es nicht zweckmäßig ist, in der ersten halben Stunde nach dem Einsetzen der Dropletproduktion eine Justage des Targets vorzunehmen, da sich die Einstellungen, die zu einem stabilen Dropletstrahl führen, fortwährend ändern. Dies kann durch die Erwärmung des Piezos erklärt werden. Während sich der Piezo durch die Ansteuerung erwärmt, wird er von der Seite, die an dem Halter befestigt ist, durch den Durchfluss des flüssigen Wasserstoffs, der bis auf 14 K abgekühlt wird, gekühlt. Dadurch entsteht innerhalb des Piezos ein Temperaturgradient, der sich zunächst auf ein Gleichgewicht einpendeln muss. Nach dieser Zeit können konstante Einstellungen für den Dropletstrahl gefunden werden.

Eine weitere Beobachtung ist, dass die Frequenzeinstellung bei längerem Targetbetrieb gelegentlich verändert werden müssen, um weiterhin einen stabilen Dropletstrahl zu

erhalten. Bei der Betrachtung des schmalen Frequenzbereichs, den beispielsweise die 55 kHz-Resonanz (entspricht etwa der Arbeitsfrequenz von 70 kHz im Targetbetrieb) abdeckt (vgl. Abschnitt 6.3.2), wird deutlich, dass eine geringfügige Verschiebung der Resonanzfrequenz durch Temperaturschwankungen bereits ein Nachjustieren der Frequenz oder ein Erhöhen der Amplitude erforderlich machen kann.

Mit Hilfe des im Targetbetrieb getesteten Düsenhalters 14 konnte diese Beobachtung bestätigt werden. Bei einer Temperatur von etwa 14 K wurde eine Arbeitsfrequenz von 65,2 kHz gefunden. Durch die Verringerung der Temperatur um 0,7 K wurde eine Verschiebung der Frequenz, für die die Pelletrate wieder ihren Maximalwert erreichte, von etwa 1 kHz zu höheren Frequenzen gefunden. Durch eine Erhöhung der Temperatur um 0,5 K wurde eine Verschiebung der Arbeitsfrequenz um etwa 0,4 kHz zu niedrigeren Frequenzen beobachtet. Ein ähnliches Verhalten konnte auch für eine Arbeitsfrequenz um 128 kHz festgestellt werden. Dabei liegt die Verschiebung der Frequenzen zwar deutlich über der nach Abschnitt 6.2.3 erwarteten Frequenzverschiebung von 132 Hz pro Kelvin, die Richtung stimmt aber mit der erwarteten überein. Es muss außerdem beachtet werden, dass die Bestimmung der Arbeitsfrequenz nicht ganz eindeutig ist und die Arbeitsfrequenz hier an Hand guter Pelletraten, die jedoch durch optimierte Tischeinstellungen womöglich noch verändert werden können, bestimmt wurde.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Das von der Arbeitsgruppe Khoukaz betriebene Target des Experimentaufbaus WASA-at-COSY ist aktuell das einzige im Beschleunigerbetrieb laufende Pellettargget der Welt. Grundlage für den Betrieb des Targets ist die Erzeugung von Droplets mittels eines Systems aus Glasdüse, Kupferhalter und Piezoaktor. Unterschiedliche Mängel dieses Systems können einen Düsenwechsel erforderlich machen und so den Targetbetrieb während einer Strahlzeit beeinträchtigen. Dabei stehen zwei Aspekte im Vordergrund: das Blockieren der Glasdüsen und das Fehlen geeigneter Arbeitsfrequenzen des Piezoaktors. Um die Zuverlässigkeit des Targets noch weiter zu steigern, wurden im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit Untersuchungen zum System Piezo-Glasdüse-Düsenhalter durchgeführt. Die Arbeit gliedert sich in zwei Hauptthemen:

1. Aufbau eines Belastungstests zur Untersuchung von Blockierungen der im WASA-Pellettargget verwendeten Glasdüsen und
2. Studien zu den mechanischen Schwingungen der verwendeten Piezo-Düsenhalter-systeme.

7.1 Die Düsenteststation

Die vorgestellte Düsenteststation konnte erfolgreich aufgebaut und in Betrieb genommen werden. Mit ihrer Hilfe besteht die Möglichkeit, mehrtägige Durchflusstests der verschiedenen Düsen mit und ohne Piezobetrieb durchzuführen. Es war möglich, zwei bereits im Pellettargget verwendete Düsen für die Inbetriebnahme und eine neue Düse zu testen.

Dabei konnte bei der ersten Düse eine Blockierung während des Ansteuerns des Piezoaktors festgestellt werden. Es muss an dieser Stelle zwar darauf hingewiesen werden, dass diese Düse durch die vorherige Verwendung im Pellettargget bereits einer Beanspruchung ausgesetzt war, die über die des derzeitigen Teststandes hinausgeht. Die beobachtete Blockierung trat jedoch erst nach dem Ansteuern des Piezos auf.

Die andere bereits verwendete Düse und die neue Düse haben im Test keine Blockierungen gezeigt. Daraufhin konnte die neue Düse im WASA-Pellettargget eingebaut werden. Dort hat sie für verschiedene Targettests und kurze Teststrahlzeiten zuverlässig Droplets produziert.

Es bleibt somit zukünftigen Messungen vorbehalten, zu klären, ob der Teststand in seiner aktuellen Konfiguration in der Lage ist, Düsenblockierungen zu untersuchen und die Ursache der Blockierungen zu identifizieren. Treten weiterhin Blockierungen im Targetbetrieb für Düsen auf, die den Belastungstest der Düsenteststation bereits bestanden haben, ist eine Erweiterung des Aufbaus nach dem vorgestellten Stufenplan bis hin zur tatsächlichen Dropleterzeugung mit Wasserstoff unter Verwendung eines Kaltkopfes notwendig.

Um neben der frühzeitigen Identifizierung blockierender Düsen durch einen solchen Belastungstest die Rate von Blockierungen im Allgemeinen zu verringern, besteht eine Möglichkeit in der Veränderung des Düsensigns. Bei der Betrachtung der aktuell verwendeten Düsen wird deutlich, dass jede Verunreinigung im verwendeten Gas und jedes Bruchstück, dass sich zum Beispiel vom Sinterfiler löst, zwangsläufig zu einer Blockierung der Düse führen muss. Ein mögliches Düsensign, um dies zu verhindern, ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Die Düse ist grundlegend der aktuellen Düse ähnlich, was eine Verwendung im Targetaufbau mit der derzeitigen Dropletkammer denkbar macht. Der entscheidende Unterschied liegt in einer Art Vorkammer, die das Wasserstoffgas bzw. der flüssige Wasserstoff passieren muss, um zur eigentlichen Düsenspitze zu gelangen. Dabei führt der einzige Weg für das Gas durch seitlich angebrachte Löcher, während Verunreinigungen im Auffänger der Vorkammer zurückbleiben sollen.

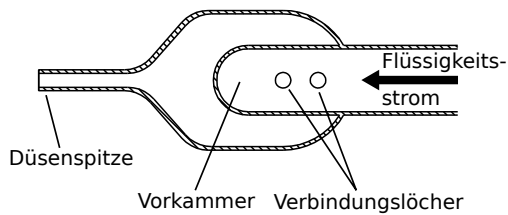


Abbildung 7.1: Links: Vorschlag für ein neues Düsendesign von A. Khoukaz.
 Rechts: Entsprechend dem Schema im linken Bild gefertigter Prototyp. Zu erkennen ist der eingeschmolzene Sinterfilter am Düsen-eingang, die in den Strömungskanal der Düse eingelassene Kammer, sowie der Strömungskanal selbst.

7.2 Studien zum Piezo-Düsenhaltersystem

Durch die vorgestellten Studien zu den Piezo-Düsenhaltersystemen konnten wichtige Details zum Targetbetrieb mit den verwendeten Piezos verstanden werden, die Verbesserungsvorschläge für den Betrieb des Targets aufwerfen und mögliche Kriterien für die Entscheidung zwischen geeigneten und ungeeigneten Düsenhaltern aufzeigen.

7.2.1 Lage von Resonanzfrequenzen

Mit Hilfe der Scheinwiderstands- und Mikrofonmessungen ist eine Möglichkeit entwickelt worden, durch Messung der Schwingungen der verschiedenen Piezo-Düsenhaltersysteme eine Vorhersage über geeignete Arbeitsfrequenzen für den Targetbetrieb zu treffen. Beobachtete Schwingungsresonanzen konnten mit guten Arbeitspunkten im Targetbetrieb in Verbindung gebracht werden. Dabei konnte sowohl die Lage dieser Frequenzbereiche als auch die Breite der Bereiche treffend vorhergesagt werden.

Durch den Vergleich von Messungen eines losen, frei schwingenden Piezos und mehreren Piezo-Düsenhaltersystemen wurde eine zusätzliche Resonanzfrequenz des Gesamtsystems

bei etwa 35 kHz gefunden, die eine Art Halterresonanz darstellen könnte und in diesem Fall im Targetbetrieb vermutlich ebenfalls bei etwa 35 kHz zu finden wäre. Fehlt diese Resonanzfrequenz bei einem vermessenen Piezo-Düsenhaltersystem, könnte dies auf eine mangelhafte Kopplung zwischen Halter und Piezo hinweisen. Auf diese Weise könnten unzureichend schwingende Düsenhalter schon vor dem Einbau im WASA-Pellettarget erkannt werden.

Insbesondere die vorgestellte Mikrofonmessung ist für derartige Tests gut geeignet, da sie kleinere Strukturen im Scheinwiderstand deutlich darstellen kann und durch die vollständige Automatisierung in kurzer Zeit durchführbar ist.

In dieser Arbeit wurden drei Einstellungsmöglichkeiten zur Mikrofonmessung vorgestellt: die Abstandsmessung, die Kontaktmessung und eine Einstellung bei der das Mikrofon direkt vor dem losen Ende des Düsenhalters positioniert ist. Es bleibt dabei zukünftigen Vergleichen zwischen den Ergebnissen der Mikrofonmessungen und den beobachteten Arbeitsfrequenzen im Targetbetrieb vorbehalten, zu klären, welche Einstellungsmöglichkeit die auf die Düse übertragenen Schwingungen am besten darstellen kann.

Eine mögliche und sinnvolle Weiterentwicklung der Kontaktmessung besteht dabei in einer besseren Definition des Kontakts. Dies ist beispielsweise durch das Anbringen einer Feder möglich, die das Mikrofon mit einer für jede Düsenhaltermessung gleichbleibenden Kraft an den Piezo drückt. Um tatsächlich nur die Schwingungen des Halters selbst zu beobachten, ist außerdem eine Interferenzmessung mit einem auf den Ausgang des Düsenhalters fokussiertem Laser denkbar. Dazu wäre für die Reflektion des Laserstrahls die Anbringung einer glatten Fläche am Gewinde, wie beispielsweise die der Überwurfmutter, notwendig.

Um die Messungen noch besser den Gegebenheiten des Targetbetriebs anzupassen, wäre die Anbringung einer größeren Masse an den Flansch, an dem die Halter während der Messungen befestigt sind, sinnvoll, um die Befestigung der Halter am Kaltkopf des Targets zu simulieren.

Durch eine Variation der Kopplung zwischen Düsenhalter und Piezoaktor bzw. Veränderung der Abmessungen der Düsenhalter könnte weiterhin die Halterresonanz zu anderen

Frequenzen verschoben werden. Dadurch könnte sich die Möglichkeit ergeben, die Halterresonanz derart anzupassen, dass sie mit geeigneten Arbeitsfrequenzen übereinstimmt. Außerdem könnte der Übertrag der mechanischen Schwingungen des Piezos auf den Flüssigkeitsstrahl innerhalb der Glasdüse optimiert werden. An der Pellet Test Station in Uppsala konnte bereits beobachtet werden, dass die Bedingungen für die Erzeugung eines stabilen Dropletstrahls durch die Variation des Kontakts zwischen Piezoaktor und Düsenhalter maßgeblich verändert werden können. Die hier vorgestellten Untersuchungen können helfen diese Beobachtungen zu verstehen.

Die Piezoresonanzen selbst sind hingegen ausschließlich von der Form und den Maßen des Piezos abhängig. Interessant wäre daher auch der Vergleich der Lage und Breite der beobachteten Resonanzen mit anderen Piezos.

7.2.2 Temperaturverhalten der Piezoschwingungen

Das laut Herstellerangaben erwartete Temperaturverhalten konnte durch verschiedene Labormessungen experimentell bestätigt sowie im Targetbetrieb qualitativ beobachtet werden.

Außerdem konnte ein Erwärmen des Piezoaktors im Betrieb festgestellt werden. Dadurch können verschiedene Phänomene des Targetbetriebs, wie die Schwankungen einer eingestellten Arbeitsfrequenz während des Betriebs sowie die notwendige Wartezeit zwischen dem Auftreten erster Droplets und der Justage des Targets, erklärt werden.

Um die temperaturbedingten Schwankungen der Arbeitsfrequenz zu verringern, ist der Aufbau einer elektrischen Schaltung am Piezo denkbar, die dessen Resonanzfrequenz verbreitert. Dies wäre beispielsweise durch die Anbringung einer zum Piezo seriell sowie einer parallel geschalteten Induktivität möglich.

A Anhang

A.1 Aufbau des WASA-Detektorsystems

A.1.1 Bestandteile des Vorwärtsdetektors

Forward Window Counter (FWC)

Die erste Detektorlage des Vorwärtsdetektors ist der Forward Window Counter. Er liefert Triggersignale erste Stufe zur Reduzierung des Untergrundes durch an passivem Detektormaterial gestreuten Teilchen. Außerdem ermöglicht er eine Auswahl von Heliumkernen auf Triggerebene. Abbildung A.1 zeigt den Aufbau des FWC vor dem Umbau 2007, der dem heutigen Aufbau ähnelt.

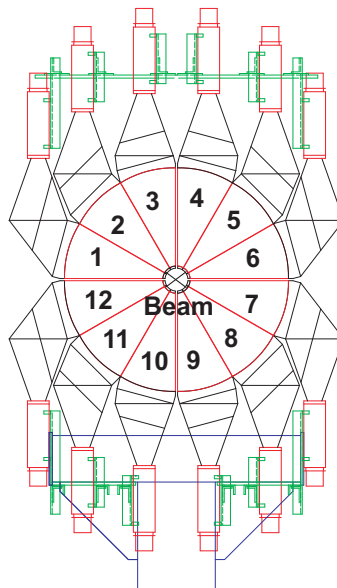


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des FWC vor seinem Umbau 2007 [A⁺04].

Statt aus einer 5 mm dicken Lage mit zwölf Plastiksintillatorelementen besteht der FWC nun aus zwei je 3 mm dicken Lagen mit je 24 kreisförmig angeordneten Elementen [P⁺07]. Die erste Lage ist direkt auf das parabolisch geformte Austrittsfenster der Streukammer montiert. Sie schließt mit dem Lot der Strahlachse einen Winkel von etwa 10° ein.

Die zweite Lage ist planar aufgebaut. Um zu vermeiden, dass Teilchen beide Lagen passieren, ohne registriert zu werden, ist die zweite Lage um 7,5°, also ein halbes Detektorelement, zur ersten Lage verdreht.

Zur Auslese der Szintillatoren sind diese über Lichtleiter mit Photomultipliern verbunden.

Forward Proportional Chamber (FPC)

Die nächste Detektorlage des FD in Strahlrichtung ist die Forward Proportional Chamber. Sie ermöglicht die Rekonstruktion von Winkelinformationen und Trackpositionen [A⁺04]. Die FPC besteht aus vier hintereinander liegenden Modulen zu je vier Lagen mit 122 Proportionaldriftröhren. Der Durchmesser einer Driftröhre beträgt 8 mm. Ein Modul ist in Abbildung A.2 schematisch dargestellt.

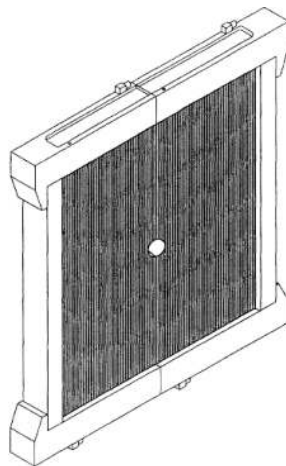


Abbildung A.2: Schematische Darstellung eines Moduls der FPC [A⁺04].

Um eine möglichst präzise Positionsbestimmung zu gewährleisten, ist jedes Modul in der zum Strahlrohr senkrechten Ebene um 45° zum vorherigen Modul gedreht.

Forward Trigger Hodoscope (FTH)

Hinter der FPC befindet sich das Forward Trigger Hodoscope. Es ist aus drei Lagen 5 mm dicker Plastiksintillatoren aufgebaut [A⁺04].

Die beiden ersten Lagen bestehen jeweils aus 24 Elementen mit der Form archimedischer Spiralen, welche gegenläufig ausgerichtet sind. Die dritte Lage ist aus 48 radialen Elementen aufgebaut. Auf diese Weise ergibt sich, wie in Abbildung A.3 dargestellt, eine Pixelstruktur.

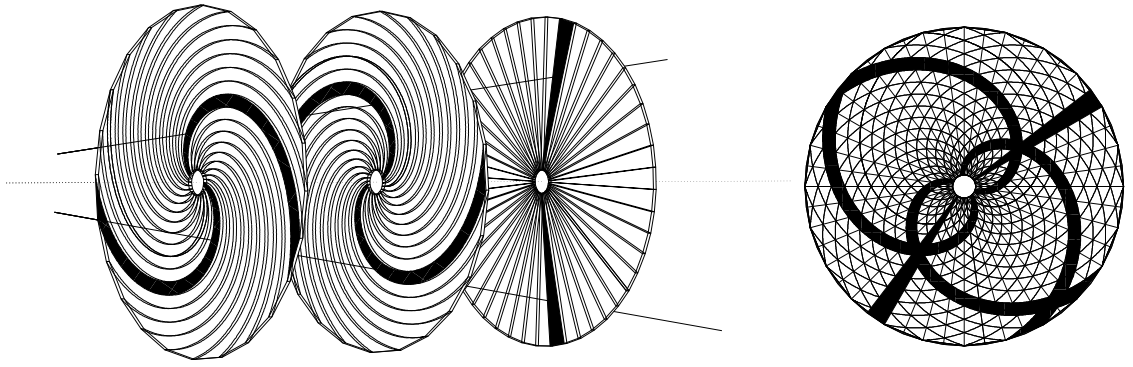


Abbildung A.3: Darstellung der Pixelstruktur des FTH [A⁺04].

Mit dieser Pixelstruktur kann untersucht werden, ob ein Treffer von einem oder mehreren Teilchen ausgelöst wurde. Außerdem können Teilchen durch ihren Energieverlust im FTH über die $\Delta E - E$ -Methode identifiziert werden.

Forward Range Hodoscope (FRH)

Neben dem Forward Trigger Hodoscope ist hauptsächlich das Forward Range Hodoscope für die Energiebestimmung und die Teilchenidentifikation nach der $\Delta E - E$ -Methode verantwortlich. Da die Energieauflösung für gestoppte Teilchen am höchsten ist (vgl. Tabelle 3.4) und COSY höhere Strahlenergien als CELSIUS liefert, erforderte der Umzug von WASA nach Jülich Veränderungen im Aufbau des FRH (vgl. Abb. A.4).

Beim Betrieb an CELSIUS bestand das FRH aus vier je 11 cm dicken Lagen. Im Rahmen der Anpassung an COSY-Strahlenergien wurden die erste Lage entfernt und zwei neue hintere Lagen eingefügt. Die neuen Lagen sind jeweils 15 cm dick.

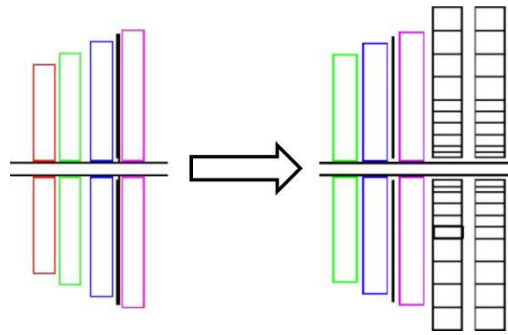


Abbildung A.4: Anordnung der Lagen des FRH, links: beim Betrieb an CELSIUS, rechts: beim Betrieb an COSY [FRH].

Jede der nun fünf Lagen setzt sich aus 24 Kreissegmenten zusammen, deren Plastikszintillatoren von Photomultipliern ausgelesen werden. Der aktuelle Aufbau ist in Abbildung A.5 dargestellt.

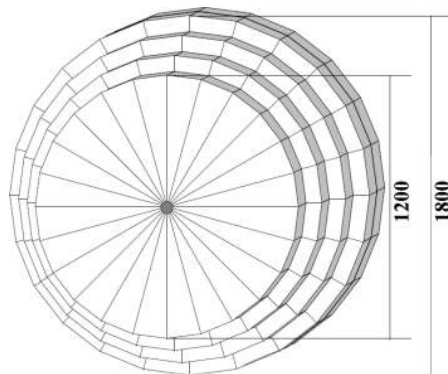


Abbildung A.5: Aufbau des FRH nach der Anpassung an COSY-Strahlenergien. Maßangaben in mm [C⁺06].

Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI)

Zwischen der zweiten und dritten Lage des FRH befinden sich die beiden Lagen des Forward Range Interleaving Hodoscopes [A⁺04].

Jede Lage besteht aus 32 Plastikszintillatorstreifen von je 5,2 mm Dicke, wobei die Streifen erster und zweiter Lage einen Winkel von 90° zueinander einnehmen (s. Abb. A.6).

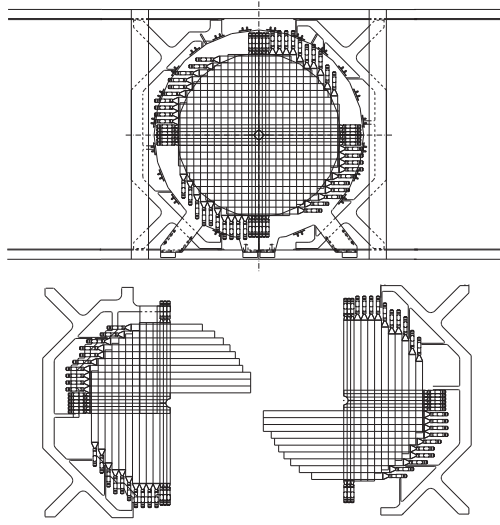


Abbildung A.6: Schematische Darstellung des FRI [A⁺04].

Das Forward Range Interleaving Hodoscope dient der zweidimensionalen Positionsbestimmung von Tracks innerhalb des FRH. Damit wird die Winkel- und Vertexrekonstruktion sowie die Minderung des Untergrundes durch an passivem Detektormaterial gestreuten Teilchen verbessert.

Forward Veto Hodoscope (FVH)

Die letzte aktive Detektorlage des Vorwärtsdetektors stellt das Forward Veto Hodoscope dar. Das FVH besteht aus zwölf horizontal angeordneten Plastikszintillatorstreifen (s. Abb. A.7).

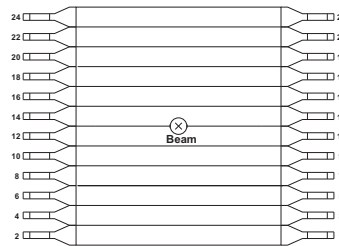


Abbildung A.7: Schematische Darstellung des FVH [A⁺04].

An beiden Enden eines Streifens befindet sich jeweils ein Photomultiplier. So kann die jeweilige Trefferposition eines Tracks über die Laufzeitinformation der Signale rekonstruiert werden.

In Kombination mit dem Forward Range Absorber (siehe Abschnitt zum FRA) können Teilchen, die den FRA durchdringen und so das FVH erreichen, mit einem Veto belegt oder speziell ausgewählt werden.

Forward Range Absorber (FRA)

Der FRA ist ein passives Detektorelement, das optional zwischen das Forward Range Hodoscope und das Forward Veto Hodoscope eingebracht werden kann.

Es besteht aus 5 bis 100 mm dickem Eisen und gewährleistet die Unterscheidung zwischen Protonen aus der Reaktion $pp \rightarrow pp \eta$ und Protonen aus der Pionenproduktion bzw. elastischen Streuung. Während Protonen der gewünschten Reaktion im FRA abgebremst werden, erreichen Protonen aus Untergrundreaktionen das FVH und erzeugen dort ein Vetosignal. Auf diese Weise können Untergrundereignisse bereits auf Triggerebene unterdrückt werden.

A.1.2 Bestandteile des Zentraldetektors

Der Solenoid (SCS)

Der supraleitende Solenoid (SCS – Superconducting Solenoid) erzeugt ein zum Strahlrohr paralleles Magnetfeld von bis zu 1,3 T [Rub99]. Das Magnetfeld bewirkt eine Krümmung der Bahn geladener Teilchen in der Mini Drift Chamber, wodurch die Impulse der Teilchen bestimmt werden können.

Das Material des Solenoiden ist NbTi/Cu mit Aluminium als Stabilisator. Durch die Kühlung mit flüssigem Helium bei 4,5 K wird es supraleitend.

Um die Ausleseelektronik außerhalb des Detektors zu schützen, ist dieser von einem fünf Tonnen schweren Eisenjoch umgeben. Das Eisenjoch führt den magnetischen Fluss zurück und dient gleichzeitig als Lager für die Kalorimeterkristalle.

Mini Drift Chamber (MDC)

Die Mini Drift Chamber ist als erster Detektor direkt um das Strahlrohr herum innerhalb des Solenoiden angeordnet (vgl. Abbildung 3.6). Sie dient der Bestimmung des Vertexpunktes und der Teilchenimpulse [Jac04].

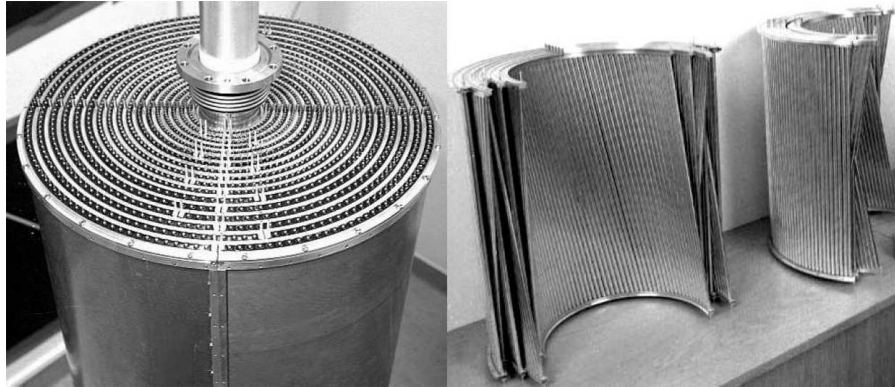


Abbildung A.8: Foto der Mini Drift Chamber, links: zusammengebaut, rechts: einzelne Lagen.

17 Lagen aus insgesamt 1738 Driftröhren bilden die zylindrische Kammer, die einen Winkelbereich von 24° bis 159° abdeckt. Die Radien der einzelnen Lagen liegen zwischen 41 mm und 203 mm.

Die Durchmesser der Driftröhren variieren zwischen 4 mm für die inneren, 6 mm für die mittleren und 8 mm für die äußeren Driftröhren. neun der 17 Röhren sind parallel zum Strahlrohr ausgerichtet, während acht Driftröhren um Winkel zwischen 6° und 9° dazu geneigt sind. Dies ist in Abbildung A.8 rechts zu erkennen. Umgeben ist die Mini Drift Chamber von einem Al-Be-Mantel von 1 mm Dicke.

Plastic Scintillator Barrel (PSB)

Der zweite Detektor ist das zylinderförmige Plastic Scintillator Barrel, welches die Mini Drift Chamber umgibt und innerhalb des Solenoiden liegt. Neben der Mini Drift Chamber und dem CsI-Kalorimeter dient es der Identifikation geladener Teilchen über die $\Delta E - p$ - bzw. $\Delta E - E$ -Methode. Außerdem liefert es schnelle Signale für den Trigger erster Stufe und wird als Veto für die Photonenidentifikation genutzt [A⁺04].

Das Plastic Scintillator Barrel setzt sich aus einem zylinderförmigen Zentralteil und zwei Endkappen aus insgesamt 146 Elementen zusammen (vgl. Abb. A.9).

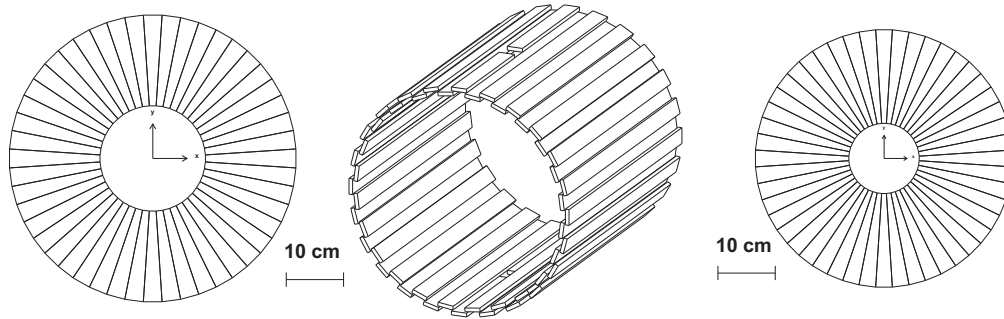


Abbildung A.9: Schematische Darstellung der Endkappen und des Zentralteils des Plastic Scintillator Barrels [A⁺04].

50 Elemente in Form von 550 mm langen und 38 mm breiten Streifen bilden den zum Strahlrohr parallelen zylindrischen Zentralteil. Um zu verhindern, dass Teilchen das PSB passieren, ohne registriert zu werden, weisen benachbarte Elemente einen Überlapp von etwa 6 mm auf. Wie in Abbildung A.9 dargestellt ist, sind zwei gegenüberliegende Elemente in der Mitte unterbrochen, um Raum für die Durchführung des Pelletstrahlrohrs zu schaffen.

Die Endkappen bestehen aus jeweils 48 kreisförmig angeordneten, trapezförmigen Elementen, in deren Mitte sich jeweils ein Loch für das COSY-Strahlrohr befindet. Die vordere Endkappe ist mit einem Durchmesser von 51 cm flach, während die hintere Endkappe mit einem Durchmesser von 42 cm konisch geformt ist.

Die Plastiksintillatoren sind über etwa 50 cm lange Lichtleiter mit Photomultipliern außerhalb des Eisenjochs verbunden, um diese vor dem Magnetfeld des Solenoiden zu schützen.

Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC)

Der äußerste Teil des Zentraldetektors ist das CsI-Kalorimeter, welches den Solenoiden umgibt und eine geometrische Akzeptanz von 96% aufweist [Koc04]. Es dient der Messung von Energien und Streuwinkeln von geladenen und neutralen Teilchen wie Elektronen, Positronen und Photonen bis zu Energien von 800 MeV. Dabei liegt die untere Schwelle

für die Detektion von Photonen bei 2 MeV.

Der Aufbau des CsI-Kalorimeters ist in Abbildung A.10 schematisch dargestellt.

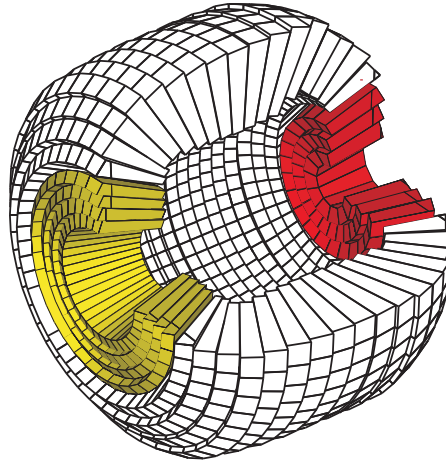


Abbildung A.10: Schematische Darstellung: Schnitt durch das SEC mit vorderer (gelb) und rückwärtiger Endkappe (rot) [A⁺04].

Es ist aus insgesamt 1012 natriumdotierten CsI-Kristallen in Form abgeschnittener Pyramiden zu 24 Ringen zusammengesetzt und deckt so einen Winkelbereich von 20° – 169° ab. Die Länge der einzelnen Elemente liegt im Zentralteil bei 30 cm, in der rückwärtigen Endkappe bei 20 cm und bei der vorderen Endkappe bei 25 cm. Mit einer Masse von 3,8 Tonnen stellt das SEC zusammen mit dem Eisenjoch die schwerste Komponente des WASA-Detektors dar.

Die Lücken, die sich zwischen dem Zentralteil und der vorderen bzw. hinteren Endkappe ergeben, werden von Lichtleitern ausgefüllt. Außerdem liefert die hintere Lücke zusätzlich Platz für die Stütze des Solenoiden.

Abgesehen von der Durchführung für das Pelletstrahlrohr und die Heliumzuleitung des Solenoiden, welche jeweils den Platz von vier Kristallen einnehmen, deckt der Detektor einen Azimutalwinkel von 360° ab.

A.1.3 Das Light-Pulser-System (LPS)

Das WASA-Experiment weist eine sehr gute Energieauflösung von etwa 1% für gestoppte Teilchen auf [ZR09]. Über einen Zeitraum von wenigen Tagen können jedoch vor allem

temperaturbedingte Schwankungen von etwa 5% auftreten. Damit dies bei mehreren Wochen andauernden Strahlzeiten die Energieauflösung nicht beeinträchtigt, wurde das Light-Pulser-System entwickelt.

Um die Entwicklung des Verhaltens der Detektoren während eines Experimentes zu beobachten, werden Referenzlichtpulse von vier verschiedenen Quellen über ein Netzwerk von Lichtleitern zu den Szintillatoren geführt und ausgewertet. Dafür werden für die Plastiksintillatoren drei LED basierte Lichtquellen und für das CsI-Kalorimeter eine Xenonlichtblitzquelle verwendet.

A.2 Temperaturabhängigkeit der Auslenkung des Piezoaktors PZT-5H

Der in Abbildung A.11 dargestellte Graph zeigt die Temperaturabhängigkeit der Kopplungskonstanten für die mechanische Auslenkung in Richtung der angelegten Spannung. Es ergibt sich eine auf etwa 18% reduzierte Auslenkung des Piezoaktors bei 14K im Vergleich zu Raumtemperatur.

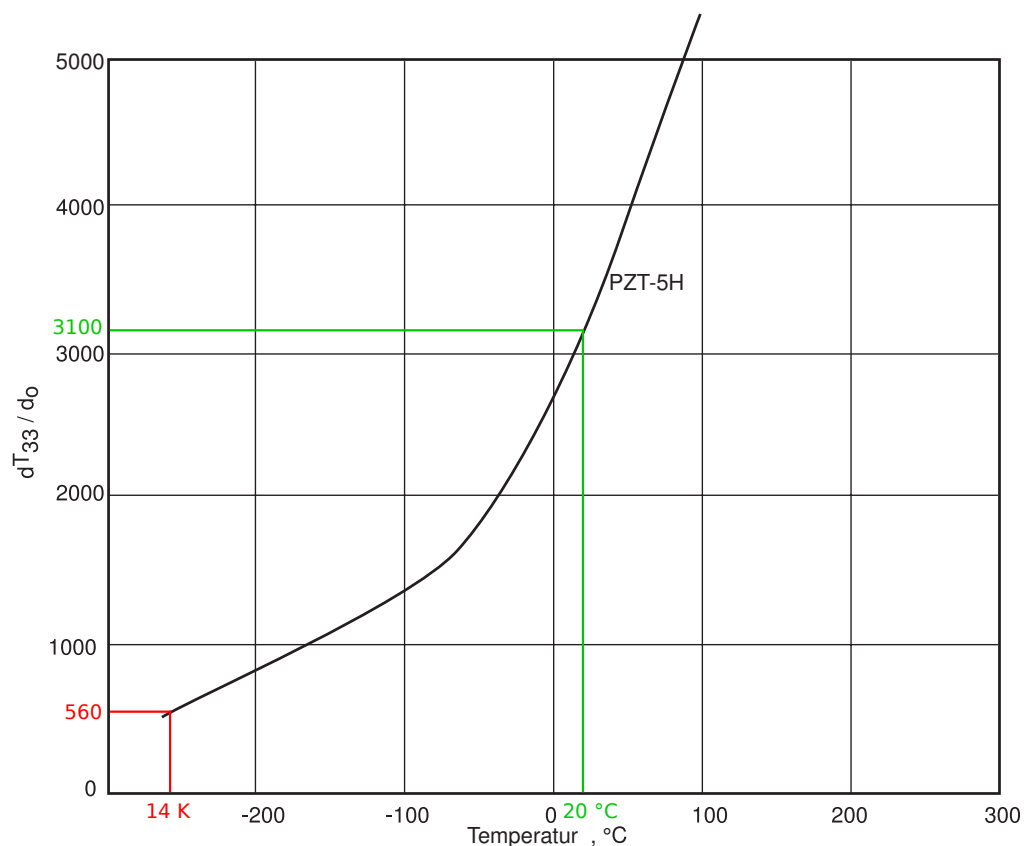


Abbildung A.11: Temperaturabhängigkeit der Kopplungskonstanten d_{33}^T bezogen auf einen konstanten Wert d_0 [BK]. Die Indizes geben an, dass es sich um die Kopplungskonstante für Schwingungen in die Richtung der angelegten Spannung des Piezos handelt. Die eingezeichneten Linien dienen der Abschätzung der Veränderung der Schwingung, wenn der verwendete Piezo bei 14K anstatt bei Raumtemperatur betrieben wird.

A.3 Schaltplan des Mikrofonverstärkers

Der verwendete Mikrofonverstärker wurde von der Elektronik-Werkstatt des Instituts für Kernphysik entwickelt. Der Verstärker besitzt zwei Ausgänge: einen DC- und einen AC-Ausgang. Der DC-Ausgang ist dabei für die Mikrofonmessung unter Verwendung einer Messkarte konzipiert, die die Amplitude des DC-Ausgangs ausliest. Da dieser im Gegensatz zum AC-Ausgang jedoch noch eine Abhängigkeit von Umgebungsgeräuschen aufweist, d.h. der Hochpassfilter für den DC-Ausgang nicht einwandfrei funktioniert, wird für den Aufbau zunächst auf den AC-Ausgang in Verbindung mit einem Oszilloskop zurückgegriffen. Der Übergang zu einem Aufbau mit der Verbindung zwischen DC-Ausgang und Messkarte bleibt somit kommenden Arbeiten vorbehalten.

Das Schaltbild des Verstärkers ist auf den folgenden Seiten dargestellt.

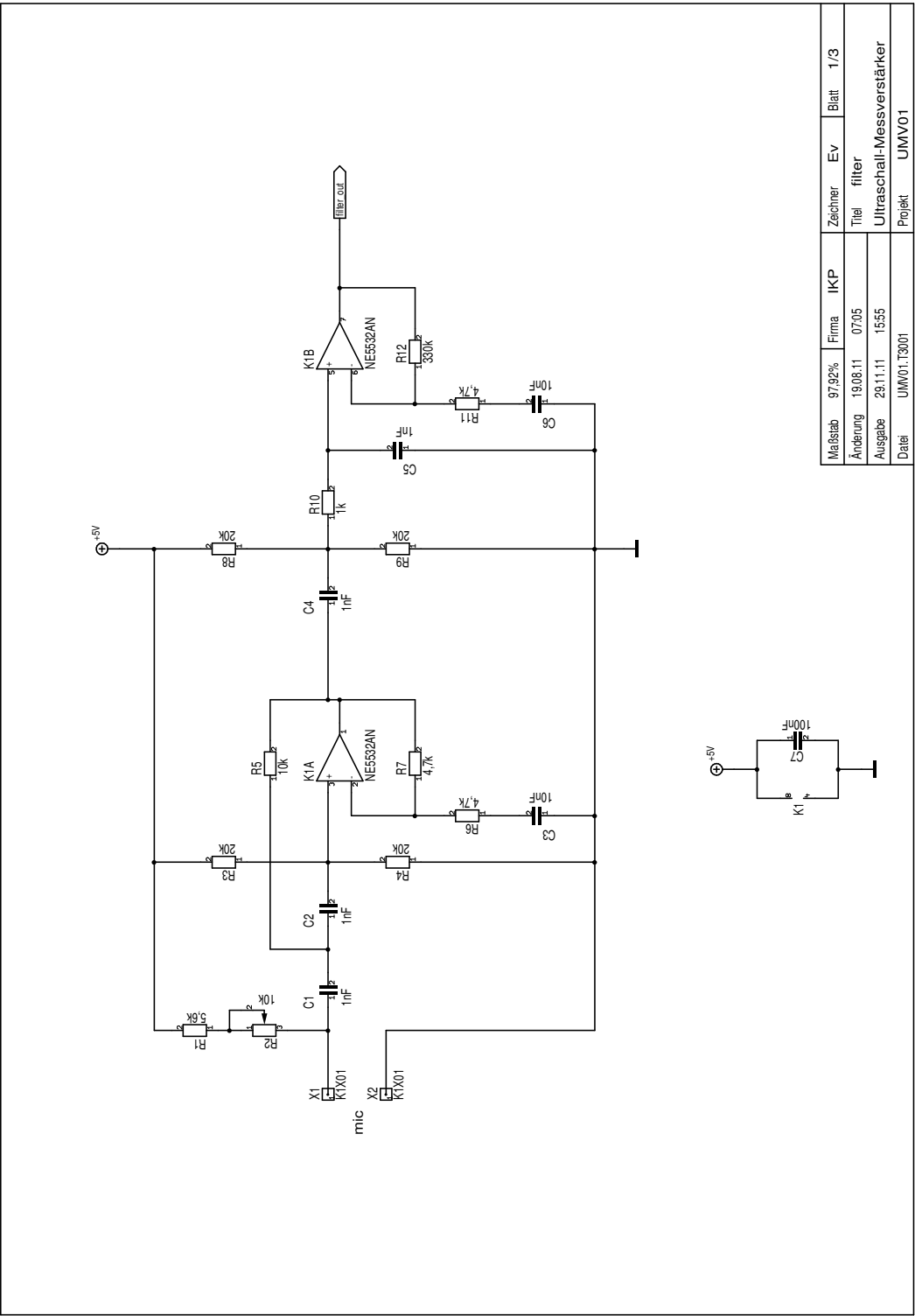
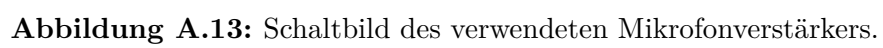


Abbildung A.12: Schaltbild des Hochpassfilters des Mikrofonverstärkers.



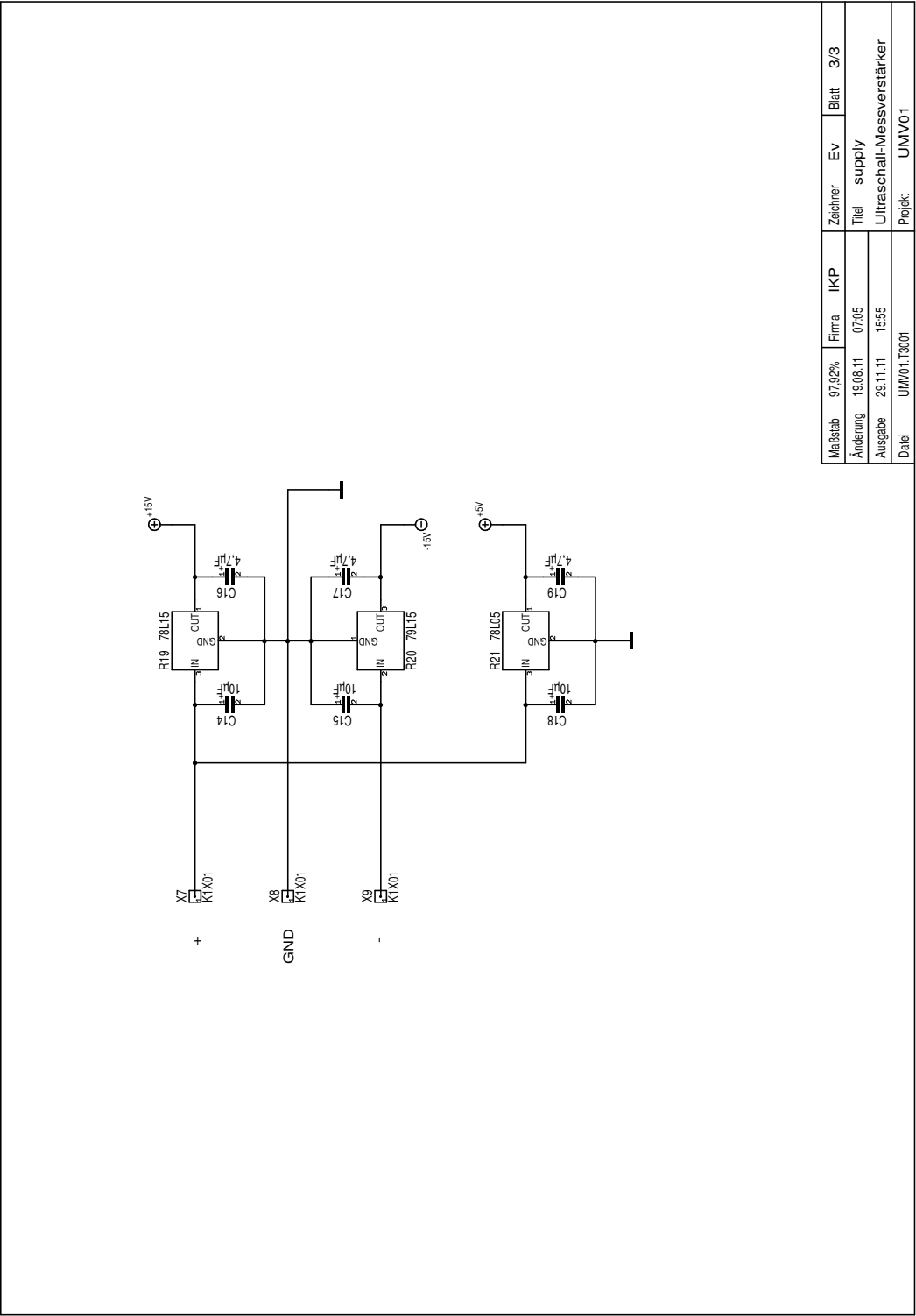


Abbildung A.14: Schaltbild der Stromversorgung des Mikrofonverstärkers.

Literaturverzeichnis

- [A⁺04] ADAM, H.-H. et al.: *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich "WASA at COSY"*. 2004.
- [Ber] BERGMANN, F.: *Dissertation in Vorbereitung*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Ber08] BERGMANN, F.: *The WASA-at-COSY pellet target*. FZ Jülich IKP Annual Report, 2008.
- [Ber09] BERGMANN, F.: *Studien zum seltenen Zerfall des η -Mesons $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [BFC⁺06] BUESCHER, M., P. FEDORETS, V. CHERNETSKY, V. CHERNYSHEV, A. BUKHAROV und A. SEMENOV: *The Moscow-Jülich Frozen-Pellet Target*. In: *AIP Conference Proceedings*, Band 814, Seite 614, 2006.
- [BK] BERLINCOURT, D. und H. H. A. KRUEGER: *Properties of Morgan Electro Ceramic Ceramics*. <http://www.morganelectroceramics.com/resources/technical-publications/>.
- [C⁺06] CALÉN, H. et al.: *Upgrade of the Forward Range Hodoscope of the WASA-at-COSY facility*. Technischer Bericht, IKP: Annual Report, 2006.
- [Cal08] CALÉN, H.: *Pellet Beam Dump modification*. Technischer Bericht, WASA-at-COSY Collaboration, Internes Dokument, Januar 2008.

- [CFKK⁺11] COSTA FRAGA, R.A., A. KALININ, M. KÜHNEL, D.C. HOCHHAUS, A. SCHOTTELIUS, J. POLZ, M.C. KALUZA, P. NEUMAYER und R.E. GRISENTI: *Compact Cryogenic Source of Periodic Hydrogen and Argon Droplet Beams for Intense Laser-Plasma Generation*. arXiv:1109.0398, 2011.

- [EFJ⁺96] EKSTRÖM, C., C.J. FRIDÉN, A. JANSSON, J. KARLSSON, S. KULLANDER, A. LARSSON und G. NORMAN: *Hydrogen pellet targets for circulating particle beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 371(3):572–574, 1996.

- [efu] EFUNDA: *Overview of Piezoelectricity*.
http://www.efunda.com/materials/piezo/general_info/gen_info_index.cfm.

- [Eks95] EKSTRÖM, C.: *Internal targets—a review*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 362(1):1–15, 1995.

- [Fra02] FRANSSON, K.: *The Trigger System of the CELSIUS/WASA Detector*. Physica Scripta, T99:176-182, 2002.

- [FRH] *Forward Detectors: Forward Range Hodoscope Extension - description from application to Wallenberg foundation*. WASA-at-COSY Collaboration WIKI.

- [Fri11] FRIDÉN, C.-J. Private Communication, 2011.

- [G⁺05] GEBEL, R. et al.: *Polarized Negative Light Ions at the Cooler Synchrotron COSY/Jülich*. Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, 763:282–288, 2005.

- [GBF⁺89] GRUBER, A., W. BOURGEOIS, B. FRANZKE, A. KRITZER und C. TREFERT: *Internal gas-jet target for the ESR at GSI*. Nuclear Instruments

- and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 282(1):87–93, 1989.
- [Gos] GOSLAWSKI, P.: *Dissertation in Vorbereitung*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [IKP] *Homepage des Instituts für Kernphysik am Forschungszentrum Jülich*. <http://www2.fz-juelich.de/ikp/de/index.shtml>.
- [Jac04] JACEWICZ, M.: *Measurement of the Reaction $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ with CELSIUS/WASA at 1.36 GeV*. Dissertation, Uppsala Universitet, 2004.
- [Kes] KESSLER, R.: *Simulation der Dynamik eines Piezoelements, Frequenzbereich, Zeitbereich, Aufstellen des Ersatzschaltbildes*. <http://www.home.hs-karlsruhe.de/~kero0001/piezo/piezo4.pdf>.
- [Koc04] KOCH, I.: *Measurements of $2\pi^0$ and $3\pi^0$ Production in Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy of 2.465 GeV*. Dissertation, Uppsala University, 2004.
- [Köh10] KÖHLER, E.: *Das Münsteraner Cluster-Jet Target MCT2, ein Prototyp für das PANDA-Experiment & die Analyse der Eigenschaften des Clusterstrahls*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [LP03] LEHRACH, A. und D. PRASUHN: *Luminosity Considerations for Internal and External Experiments @ COSY*. Annual Report, IKP Forschungszentrum Jülich, 2003.
- [M⁺97] MAIER, R. et al.: *Cooler synchrotron COSY*. Nuclear Physics A, 626(1-2):395–403, 1997.
- [Mes02] MESCHEDE, D.: *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag, 21 Auflage, 2002.
- [Mor] MORGAN ELECTRO CERAMICS: *Guide to Piezoelectric and Dielectric Ceramic*. <http://www.morganelectroceramics.com/resources/guide-to-piezoelectric-dielectric-ceramic/>.

- [Mor07] MORGAN ELECTRO CERAMICS: *Piezoelectric Brochure*.
<http://www.morganelectroceramics.com/materials/piezoelectric/>,
 November 2007.
- [Nak10] NAKAMURA, K.: *Review of particle physics*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 37:075021, 2010.
- [Nor04] NORMAN, G.: *Pellet Target Documentation*. Technischer Bericht, Internes Dokument, April 2004.
- [Nor06] NORDHAGE, Ö.: *On a Hydrogen Pellet Target for Antiproton Physics with PANDA*. Dissertation, Uppsala Universitet, 2006.
- [P⁺07] PRICKING, A. et al.: *New Forward Window Hodoscope for WASA*. FZ Jülich IKP Annual Report, 2007.
- [Pfe] PFEIFFER: *Vacuum Technology - Know How*. <http://www.pfeiffer-vacuum.de/know-how/container.action>.
- [PRSZ04] POVH, B., K. RITH, C. SCHOLZ und F. ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne.: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 2004.
- [RBF⁺97] REICH, H., W. BOURGEOIS, B. FRANZKE, A. KRITZER und V. VARENTSOV: *The ESR internal target*. Nuclear Physics A, 626(1-2):417–425, 1997.
- [Rub99] RUBER, R.: *An ultra-thin-walled superconducting solenoid for meson-decay physics*. Acta Universitatis Upsaliensis, 1999.
- [S⁺97] STOCKHORST, H. et al.: *The cooler synchrotron COSY facility*. In: *Particle Accelerator Conference Proceedings*, Band 1, Seiten 1048–1050. IEEE, 1997.
- [TKOK11] TÄSCHNER, A., E. KÖHLER, H.W. ORTJOHANN und A. KHOUKAZ: *High density cluster jet target for storage ring experiments*. arXiv:1108.2653, 2011.
- [Var11] VARENTSOV, V.L.: *Numerical investigations of the WASA pellet target operation and proposal of a new technique for the PANDA pellet target*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 646:12–21, 2011.

- [WAW82] WUTZ, M., H. ADAM und W. WALCHER: *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Vieweg, 1982.
- [Win11] WINNEMÖLLER, A.: *Analyse des verbotenen η -Meson Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011.
- [ZR09] ZABIEROWSKI, J. und J. RACHOWSKI: *The Light-Pulser Monitoring System for the WASA detector facility*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 606(3):411–418, 2009.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei meiner Diplomarbeit und in meiner Studienzeit besonders unterstützt haben.

Zunächst gilt mein Dank Prof. Dr. A. Khoukaz für die Aufnahme in eine tolle Arbeitsgruppe und die Ermöglichung einer Diplomarbeit zu einem solch spannenden Thema. Ich möchte mich für die intensive Betreuung vor allem aber für die geteilte Begeisterung für meine Messergebnisse bedanken.

Herrn Dr. C. Klein-Bösing danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Für die herzliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe und die Hilfe bei Fragestellungen jeder Art danke ich Florian Bergmann. Weiterhin möchte ich Paul Goslawski und Florian für die zahlreichen Erklärungen in Jülich und zum Betrieb des Pellettargets danken. Esperanza Köhler danke ich für die tolle Unterstützung im Labor und die große Hilfsbereitschaft bei einfach allem. Außerdem möchte ich Esperanza, Paul und Florian sowie Kay Demmich und Ann-Katrin Hergemöller für das Korrekturlesen dieser Arbeit danken. Ich danke Paul für seine Geduld in den letzten Wochen meiner Diplomarbeit und für die vielen guten Vorschläge. Alexander Täschner möchte ich für die Hilfe bei den verschiedensten technischen Fragestellungen danken. Außerdem danke ich Raphael Jöhren für die Hilfe bei meinem ersten LabView-Programm.

Den bereits genannten sowie Alexander Winnemöller, Annika Passfeld, Michael Papenbrock, Malte Mielke, Ingo Burmeister, Daniel Schröer, Andrea Nustede, Jan Thies und Peter Puppe danke ich für die tolle Arbeitsatmosphäre innerhalb und außerhalb der

Arbeitsgruppe. Vor allem Michael Papenbrock möchte ich dabei für den Ansporn danken, der Arbeitsgruppe beizutreten.

Guido D'Orsaneo und Dirk Spölgel danke ich für ihre Hilfsbereitschaft, die Beantwortung von Fragen rund um unsere Düsenhalter und die Bereitstellung der verschiedenen in dieser Diplomarbeit verwendeten Düsenhalter.

Weiterhin möchte ich meinen Freunden Volker, Jens, Beate, Matthias, Daniel und Markus für die tolle gemeinsame Studienzeit danken. Vor allem danke ich meinem Freund Tim für einige schöne Semester und die großartige Unterstützung in den letzten Wochen.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern für die Ermöglichung dieses Studiums und bei meiner ganzen Familie für die umfangreiche Unterstützung und den ständigen Rückhalt während meiner gesamten Studienzeit bedanken.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Alle Textstellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, wurden unter der Angabe der Quelle deutlich gekennzeichnet.

Münster, Februar 2012

.....

(Christina Husmann)