

**Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der  
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)**

**Experimentelle Untersuchung  
der Treibstrahlwechselwirkung  
bei Raumfahrzeuglandemanövern  
unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen**

Stephan Hock

23.05.2022

ArianeGroup GmbH,  
Justus-Liebig-Universität Gießen  
und  
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt



## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Ich stimme einer evtl. Überprüfung meiner Dissertation durch eine Antiplagiat-Software zu. Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der "Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis" niedergelegt sind, eingehalten.



## Zusammenfassung

Satelliten und andere Raumfahrzeuge werden häufig mit chemischen Kleintriebwerken ausgestattet, die zur Anhebung oder Absenkung des Orbits, zur Lageregung und gegebenenfalls auch zum Manövrieren bei Andockmanövern oder der Landung auf Himmelskörpern verwendet werden. Die Verwendung von mehreren kleineren Triebwerken in einer Clusteranordnung, auch Triebwerksbündel genannt, ist dabei nicht unüblich. Die unter Weltraumvakuumbedingungen frei expandierenden Einzeltriebstrahlen des Clusters treten bei genügend kleinem Abstand zueinander in Wechselwirkung, was zur Ausbildung eines Sekundärtriebstrahls und zu einer erhöhten Beaufschlagung des Raumfahrzeugs stromauf der Düsenaustrittsebene führt. Bei einem Lande- oder Andockmanöver kommt es zudem zu einer Wechselwirkung zwischen den Triebstrahlen und der stromab gelegenen Oberfläche.

Diese Wechselwirkungsphänomene wurden in der Literatur bereits untersucht, häufig im Rahmen von analytischen Betrachtungen oder numerischen Simulationen. Experimentelle Untersuchungen eines frei expandierenden Triebstrahls unter Weltraumvakuumbedingungen sind nur aus der STG-CT des DLR Göttingen bekannt [28]. Dort wurden in den letzten Jahren experimentelle und numerische Untersuchungen zur Expansion von zwei benachbarten Düsen angefertigt [29, 36]. Anknüpfend an diese Arbeiten wird in der vorliegenden Arbeit die Triebstrahl-Triebstrahl- und Triebstrahl-Oberflächen-Wechselwirkung innerhalb eines Clusters aus vier identischen Kaltgastriebwerken untersucht. Ziel der vorliegenden, neuen Arbeiten ist die experimentelle Charakterisierung der Wechselwirkungen, ihre Interpretation auf Basis vorhandener Literaturdaten sowie die Gegenüberstellung neuer mit bereits bekannten Konfigurationen. Insbesondere werden die Zusammenhänge zwischen den Strukturen von Einzel- und Mehrfachtriebstrahlen, sowie zwischen diesen Freistrahlen und der Beaufschlagung auf stromauf und -ab gelegenen Oberflächen betrachtet. Im Rahmen dieser Arbeit wird dabei vordergründig die axiale Expansion und angulare Molekülstromdichtenverteilung der Triebstrahlen sowie die räumliche Verteilung der Beaufschlagungsdrücke auf stromauf und -ab positionierten Platten untersucht.

Dazu wird die neue experimentelle Konfiguration mittels numerischer Berechnungen und experimenteller Daten auf ihre Übertragbarkeit zu bereits vorliegenden Arbeiten untersucht. Das Fernfeld des Einzel- und Mehrfachtriebstrahls wird vermessen und beschrieben, auch im Hinblick auf die Beeinflussung durch Ruhedruck im Triebwerk und Umgebungsdruck in der Kammer. Die stromauf gelegene Beaufschlagung (*Rückströmung*) wird vermessen und ihre Beeinflussung durch die Anzahl der verwendeten Triebwerke, den Ruhe- und Umgebungsdruck sowie die Nähe zu einer stromab gelegenen Oberfläche untersucht. Zuletzt wird das Beaufschlagungsdruckprofil auf einer Oberfläche stromab der Düsenaustrittsebene des einzelnen Triebwerks und des Triebwerksclusters vermessen und dem Fall des frei expandierenden Triebstrahls gegenübergestellt.

Es konnten konsistente experimentelle Daten gewonnen werden, die in späteren Arbeiten mit DSMC-Simulationen kombiniert werden können, um letztere zu validieren und zugleich die im Experiment gewonnenen Erkenntnisse zu erweitern. DSMC steht für *Direct Simulation Monte-Carlo*, es ist ein numerisches Verfahren zur Lösung der Boltzmann-Gleichung in Nicht-Kontinumsströmungen mittels stochastischer Methoden. Der wechselwirkende Triebstrahl des 4-Düsenclusters zeigt deutliche Unterschiede zum Einzeltriebstrahl, aber auch zum wechselwirkenden Triebstrahl aus zwei Düsen. Im in dieser Arbeit betrachteten 4-Düsencluster schließen deren Einzeltriebstrahlen den Sekundärtriebstrahl, also den Strömungsbereich stromab des ersten Wechselwirkungsstoßes, nach allen Seiten ab, wodurch die Rückströmung innerhalb des Clusterzentrums überproportional verstärkt wird. Das Gas strömt frei aus und isoliert das Clusterinnere von Änderungen der Umgebung. Selbst unter den hier betrachteten frei-molekularen Bedingungen werden auf stromab gelegenen Beaufschlagungsplatten Kontinumsbedingungen und damit die Ausbildung von Bodenstößen beobachtet. Bemerkenswert ist die komplexe Interaktion des Mehrfachtriebstrahls mit dem Bodenstoß. Es können verschiedene, ineinander übergehende Phasen dieser Wechselwirkung in Abhängigkeit der Flughöhe experimentell nachgewiesen und gasdynamisch beschrieben werden. Bei großen Flughöhen dominiert der Sekundärtriebstrahl, bei sehr kleinen Flughöhen die einzelnen Düsen des Clusters die Beaufschlagung. Dazwischen, im Entstehungsbereich des Sekundärtriebstrahls und bevor die Strömung so stark expandiert ist, dass er von aufgeweiteten statt diskreten Stößen begrenzt ist, wird eine komplexe Wechselwirkung zwischen den Triebstrahlen und dem stromab sowie stromauf gelegenen beaufschlagten Oberflächen, also allen Komponenten des betrachteten Systems, beobachtet.



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Projektes Propulsion 2020, einer Kooperation zwischen der ArianeGroup GmbH und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen. Die Promotion wurde eingereicht im Fachgebiet Physik der Justus-Liebig-Universität in Gießen. An dieser Stelle möchte ich mich für die Unterstützung von allen Seiten bedanken.

Dr. Stefan Ziegenhagen begleitete das Projekt seitens der ArianeGroup in seiner Funktion als Abteilungsleiter *Test and Services* innerhalb der Organisationseinheit *Orbital Propulsion Systems and Test*, in Lampoldshausen. Er unterstützte meine Arbeit fachlich und mich persönlich über den gesamten Zeitraum der Arbeit. Insbesondere beim Design des experimentellen Aufbaus war dieser Input essentiell, auch um den Aspekt der technischen Anwendbarkeit nie aus den Augen zu verlieren.

Innerhalb des DLR durfte ich meine Messungen an den Versuchsanlagen der Abteilung Raumfahrtaerodynamik des Instituts für Aerodynamik und Strömungsmechanik in Göttingen durchführen. Ich hatte dort das Glück, das notwendige, detaillierte Fachwissen von den ansässigen Kollegen erlernen zu dürfen. Besonders hervorheben möchte ich die Unterstützung durch Dr. Martin Grabe, der aktiv auf dem Gebiet der verdünnten Strömungen forscht und mit dessen Zusammenarbeit die Simulationen und Messungen vorbereitet und durchgeführt wurden. Nicht unerwähnt bleiben soll Günter von Roden, ohne dessen technisches Geschick der Betrieb der Versuchsanlagen nicht hätte aufrecht erhalten werden können.

Vielen anderen aktiven Kollegen des DLR gilt mein Dank, insbesondere dem leider verstorbenen Rolf Boettcher, der sich, wie bei allen anderen Promovierenden der Abteilung Raumfahrtaerodynamik, immer viel Zeit nahm für fachliche Diskussionen und zu jeder Frage einen reichen Schatz an Literatur vorrätig hatte. Sein Ableben hinterlässt eine große Lücke.

Der inzwischen pensionierte Wissenschaftler Dr. Georg Dettleff des DLR Göttingen hat diese Arbeit direkt und eng begleitet. Sein aufrichtiges Interesse an der Arbeit und ihrem Gelingen hat mir immer wieder die Motivation gegeben, weiter zu machen. In vielen detaillierten Fachdiskussionen durfte ich von seiner Erfahrung, seinem tiefen Sachverständnis, seiner flexiblen Auffassungsgabe und Kreativität profitieren. Eigenschaften, die ich immer wieder bewundert habe.

Prof. Klaus Hannemann war der ursprüngliche Betreuer und Erstgutachter dieser Dissertation. Er verstarb nach langer Krankheit kurz vor Fertigstellung der Arbeit. Sein Ableben hinterlässt eine große Lücke, sowohl fachlich als auch persönlich. Als Leiter der Abteilung Raumfahrtaerodynamik war er das Bindeglied zwischen dem DLR und der ArianeGroup, unterstützte stets mich und den Fortschritt meiner Arbeit. Seine Hinweise und Anregungen prägten das Profil dieser Arbeit und vergrößerten ihre Tiefe, insbesondere im Hinblick auf den Übertrag von Wissenschaft zu Anwendung, sowie der Interpretation der gewonnenen Daten hin zu einer komplexen und transferierbaren Beschreibung des vorliegenden Problems. Von Klaus Hannemann bleibt sein wissenschaftliches Wirken, das diese und viele weitere Arbeiten tief geprägt haben, sowie die Erinnerung an ihn als engagierten und selbstlosen Menschen, bei allen die ihn kannten.

Zuletzt danke ich meiner Familie und Freunden, die mir über all die Jahre beigestanden haben und auch nach langen Messtagen einen gesunden Ausgleich zwischen Arbeit und Privatleben ermöglicht haben. Vor allem danke ich allen, die mich auf meine Fehler in Rechtschreibung und Grammatik aufmerksam gemacht haben. Alle dennoch verbliebenen Fehler verantworte ich selbst.



# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis . . . . .	vi
Tabellenverzeichnis . . . . .	vii
Formelzeichen . . . . .	ix
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Geführte und freie Expansionsströmungen . . . . .	5
2.1.1 Innere Strömung . . . . .	5
2.1.2 Treibstrahlexpansion . . . . .	9
2.2 Treibstrahlwechselwirkung . . . . .	12
2.2.1 Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung . . . . .	12
2.2.2 Wechselwirkung mit Oberflächen . . . . .	16
<b>3 Untersuchungskonzept</b>	<b>19</b>
3.1 Parameterreduktion . . . . .	19
3.2 Methodik . . . . .	20
3.3 Untersuchungsobjekt . . . . .	21
3.4 Mess- und Rechenplan . . . . .	23
3.5 Anlagenmesstechnik . . . . .	26
<b>4 Numerische Simulation: Düseninnenströmung</b>	<b>29</b>
4.1 Numerisches Modell der Düseninnenströmung . . . . .	30
4.2 Ergebnisse . . . . .	31
<b>5 Experimentelle Untersuchung: Düsenaustritt</b>	<b>37</b>
5.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	37
5.2 Durchführung . . . . .	38
5.3 Ergebnisse . . . . .	40
<b>6 Experimentelle Untersuchung: Fernfeld</b>	<b>47</b>
6.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	47
6.1.1 Vakuumkammer STG-CT . . . . .	47
6.1.2 Patterson-Sonde . . . . .	48
6.2 Durchführung . . . . .	51
6.3 Ergebnisse . . . . .	54
6.3.1 Einfluss des Hintergrunddruckes . . . . .	54
6.3.2 Einfluss des Ruhedruckes . . . . .	57
6.3.3 Axialprofile . . . . .	60
6.3.4 Angularprofile . . . . .	63
6.3.5 Mehrfachtreibstrahl . . . . .	65
<b>7 Experimentelle Untersuchung: Beaufschlagung</b>	<b>77</b>

7.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	78
7.1.1	Messbereich . . . . .	78
7.1.2	Druckbohrungen . . . . .	78
7.1.3	Beaufschlagung der Kryopumpe durch Wärmelast . . . . .	80
7.2	Durchführung . . . . .	81
7.2.1	Raumfahrzeuggrundplatte . . . . .	81
7.2.2	Beaufschlagungsplatte . . . . .	83
7.3	Ergebnisse . . . . .	85
7.3.1	Einfluss der Raumfahrzeuggrundplatte . . . . .	85
7.3.2	Beaufschlagung durch Rückströmung bei Einzel- und Mehrfachtreibstrahlen . . . . .	86
7.3.3	Beaufschlagung stromab des Einzeltreibstrahls . . . . .	92
7.3.4	Beaufschlagung stromab des Mehrfachtreibstrahls . . . . .	98
<b>8</b>	<b>Schlussfolgerung</b>	<b>107</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>I</b>
<b>A</b>	<b>Erläuterungen zu Grundlagen der statistischen Mechanik</b>	<b>VII</b>
A.1	Moleküldichte . . . . .	VII
A.2	Gefrorene Strömungen . . . . .	VII
A.3	Geschwindigkeitsverteilungsfunktion . . . . .	IX
<b>B</b>	<b>Ergänzende Messungen</b>	<b>XI</b>
B.1	Funktionalität der Ruhekammer . . . . .	XI
B.2	Experimentelle Bestimmung des kritischen Düsenradius . . . . .	XIII
B.3	Kalibrierung der Drucksensoren . . . . .	XIV

# Abbildungsverzeichnis

1.0.1	Strömungssituation bei einer Landung unter Weltraumvakuumbedingungen. . . . .	2
2.1.1	Einfachste Form eines Raketenantriebs. . . . .	5
2.1.2	Skizzierung einer konvergent-divergenten Düse. . . . .	6
2.1.3	Einfluss der Viskosität auf die Düseninnenströmung, $p_E > p_b$ . . . . .	8
2.1.4	Strömungsbereiche der Treibstrahlexpansion einer Einzeldüse. . . . .	9
2.1.5	Polarkoordinatensystem des Plume-Modells. . . . .	10
2.2.1	Aufteilung des Mehrfachtreibstrahls in Primär- und Sekundärtreibstrahl (WW = Wechselwirkung). . .	13
2.2.2	Geometrie der Wechselwirkungs-Knudsen-Zahl nach [46]. . . . .	13
2.2.3	Zusammenhang zwischen Konturstößen ( $b$ ) und begrenzenden Stößen ( $a$ ) des Sekundärtreibstrahls (III) auf einer Seite der Symmetrielinie. Abbildung von Grabe [29]. . . . .	14
2.2.4	Rückströmung eines 4-Düsenclusters nach [27]. . . . .	15
2.2.5	Beaufschlagung einer stromab gelegenen Oberfläche durch einen Freistrahle nach [54]. . . . .	16
2.2.6	Wechselwirkung eines Einzeltreibstrahls mit der Oberfläche bei senkrechter Landung nach [66]. . . .	18
2.2.7	Wechselwirkung eines Mehrfachtreibstrahls mit der Oberfläche bei senkrechter Landung nach [66]. . .	18
3.1.1	Skizze des Triebwerksclusters gemäß geometrischer Parameterreduktion. . . . .	20
3.2.1	Strukturierung des Untersuchungskonzepts wie es vom DLR Göttingen und der ArianeGroup verfolgt wird. . . . .	21
3.4.1	Modellvorstellung der Landung unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen. . . . .	24
3.4.2	Koordinatensysteme der STG-CT. . . . .	25
3.4.3	CAD-Modelle der Platten. . . . .	25
3.5.1	Sensoren des experimentellen Aufbaus in der STG-CT. . . . .	26
4.0.1	Simulierte Düsengeometrie. . . . .	29
4.2.1	TAU: Mittlere freie Weglänge $\lambda$ und Knudsen-Zahl $K_{nE}$ in der Düsenaustrittsebene ( $Re_E = 1700$ ). . .	32
4.2.2	TAU: Axiale Druckverteilung in der Düse entlang der Düsensymmetrielinie der skalierten 10N-Düse, kalorisch-ideales Gas, laminare Grenzschicht. . . . .	33
4.2.3	TAU: Isentrope Grenzschichtdicke am Düsenaustrittsquerschnitt als Funktion der Düsen-Reynolds-Zahl. .	35
4.2.4	TAU: $p_{Pitot}$ am Düsenaustritt. Vergleich mit den Simulationsergebnissen von Grabe [29]. Idealkontur: Innenkontur der skalierten 10N-Düse gemäß CAD-Modell. Vermessene Kontur: Kontur interpoliert aus einzelnen Messpunkten. . . . .	36
5.1.1	Strömungsverhältnisse im unterexpandierten Treibstrahl. . . . .	37
5.1.2	Kontaminationskammer Göttingen (CCG). . . . .	38
5.2.1	Rasterprofil für Pitot-Sonden. . . . .	39
5.3.1	Düsenaustrittsmessung: Pitot-Drücke am Austritt von Düse 1.1, $N_2$ , $Re_E = 1700$ . . . . .	40
5.3.2	Düsenaustrittsmessung: Vergleich mit TAU, $N_2$ , $Re_E = 1700$ . . . . .	41
5.3.3	Düsenaustrittsmessung: relative Differenz CCG-Messung und TAU-Simulation mit Integration aus Abbildung 5.3.2; rot: $p_{Pitot,CCG} < p_{Pitot,TAU}$ aus Gleichung 5.3.1. . . . .	42
5.3.4	Düsenaustrittsmessung: Pitot-Drücke im Kreuzprofil für verschiedene Arbeitsgase. Vergleich mit TAU, $Re_E = 1700$ . . . . .	42

5.3.5	Düsenaustrittsmessung: Vergleich zwischen den Düsen 1.1 und 8.6, $N_2$ , $Re_E = 1700$ . . . . .	43
5.3.6	Düsenaustrittsmessung: Vergleich mit den Messergebnissen von Dominik Traphan [89], $N_2$ . Pitot-Profile der Idealkontur berechnet von Hock und Grabe [29]. . . . .	44
6.1.1	Skizzen der STG-CT. . . . .	48
6.1.2	Patterson-Sonde. Abmessungen im mm . . . . .	49
6.1.3	Anströmung der Patterson-Sonde durch Abgasstrahl. . . . .	49
6.1.4	Korrektorexponent $\gamma$ als Funktion von $Kn_S$ nach [56] und [80]. . . . .	50
6.1.5	Molekülstromdichten im Sondenschlitz und in unmittelbarer Umgebung der Patterson-Sonde. . . . .	51
6.2.1	Übersichtsskizze der zwei genutzten Raumfahrzeuggrundplatten. . . . .	51
6.2.2	Einzeldüse in der STG-CT. . . . .	52
6.2.3	4er-Cluster mit Raumfahrzeugplatte in STG-CT. . . . .	52
6.3.1	Fernfeldmessung: Axialprofile bei ansteigendem Hintergrunddruck. . . . .	55
6.3.2	Fernfeldmessung: Angularprofile bei ansteigendem Hintergrunddruck. . . . .	57
6.3.3	Fernfeldmessung: Konverterkammerdruck zu Ruhedruck bei $r = 1000$ mm. . . . .	58
6.3.4	TAU: Gesamtdrücke am Düsenaustritt für verschiedene $Re_E$ . . . . .	59
6.3.5	TAU: Dichtegradient im divergenten Düsenteil für verschiedene $Re_E$ . . . . .	59
6.3.6	Fernfeldmessung: Dimensionsloser Massenstrom zu Ruhedruck an unterschiedlichen radialen Positionen. . . . .	60
6.3.7	Fernfeldmessung: Axialprofile der Einzeldüse, Variation des Sondenwinkels $\varphi$ . . . . .	61
6.3.8	Fernfeldmessung: Axialprofil der Einzeldüse, Fitfunktion. . . . .	62
6.3.9	Fernfeldmessung: Axialprofil der Einzeldüse, Knudsen-Zahl und Korrektorexponent nach [80]. . . . .	62
6.3.10	Fernfeldmessung: Axialprofil der Einzeldüse, Vergleich mit Messergebnissen von A. Holz [36]. . . . .	63
6.3.11	Fernfeldmessung: Angularprofile der Einzeldüse bei Variation des radialen Abstand $r$ . Dimensionsloser Massenstrom $F_1$ . . . . .	64
6.3.12	Fernfeldmessung: Angularprofile der Einzeldüse, Konverterkammerdruck. Vergleich mit Messergebnissen von A. Holz [36]. . . . .	65
6.3.13	Stoßsysteme bei der Ausbildung eines Sekundärtriebstrahls. . . . .	66
6.3.14	Messpositionen und Symmetrieebenen im 4-Düsencluster. . . . .	66
6.3.15	Fernfeldmessung: Axialprofile des 4-Düsenclusters und der Einzeldüse für verschiedene vertikale Positionen, Konverterkammerdruck. . . . .	67
6.3.16	Angulare Ausrichtung des 4-Düsenclusters. . . . .	67
6.3.17	Strukturen des Mehrfachstrahls aus den Axialprofilen. Alle Angaben in mm. . . . .	68
6.3.18	Fernfeldmessung: Wechselwirkungs-Knudsen-Zahl entlang der Clustermitte mit entsprechenden Wechselwirkungsgebieten. . . . .	69
6.3.19	Fernfeldmessung: Molekülstromdichte entlang der Clustersymmetrielinie und Fitfunktion. . . . .	70
6.3.20	Fernfeldmessung: Axialprofil entlang der Clustermitte, Variation des Sondenwinkels $\varphi$ , Konverterkammerdruck. . . . .	71
6.3.21	Fernfeldmessung: Axialprofil über der Clustermitte, direkte Messung und Projektion der angularen Einzeltriebstrahlprofile auf die Clustersymmetrielinie, Konverterkammerdruck. . . . .	72
6.3.22	Geometrische Verhältnisse zur Umrechnung der Koordinatensystem von Einzeldüsen- zu Clusterkonfiguration. . . . .	72
6.3.23	Fernfeldmessung: Angularprofil des 4-Düsenclusters und Projektion der Angularprofile des Einzeldüsentriebstrahls, Kennzeichnung der Düsensymmetrielinien als schwarze Strich-Punkt-Linien, Konverterkammerdruck. . . . .	73
6.3.24	Strukturen des Mehrfachstrahls aus den Axial- und Angularprofilen, alle Angaben in mm. . . . .	74
6.3.25	Fernfeldmessung: Vergleich der Angularprofile von zwei und vier Düsen bei $r = 150$ mm [36], Konverterkammerdruck. . . . .	75
6.3.26	Freie (blau) und wechselwirkende (rot) Stromlinien bei 2- und 4-Düsenclustern und die Position sich ausbildender Stöße (schwarz). . . . .	75

7.0.1	Betrachtete Wechselwirkungsbereiche der Beaufschlagungsmessungen. . . . .	77
7.1.1	Schematische Darstellung der Druckbohrungen der Beaufschlagungsmessungen. . . . .	79
7.1.2	Anordnung der Druckbohrungen auf der Raumfahrzeuggrundplatte. . . . .	80
7.1.3	Anordnung der Druckbohrungen auf der Beaufschlagungsplatte. . . . .	80
7.2.1	Micro-Ions auf der Rückseite der Raumfahrzeuggrundplatte. . . . .	81
7.2.2	Schematische Darstellung der Strömungsverhältnisse auf der Raumfahrzeuggrundplatte. . . . .	82
7.2.3	Beaufschlagungsplatte in der STG-CT eingebaut. . . . .	84
7.2.4	Instrumentierung der Beaufschlagungsplatte. . . . .	84
7.2.5	Geometrische Verhältnisse der Beaufschlagungsplattenmessung. . . . .	84
7.3.1	Fernfeldmessung: Axialprofile der Einzeldüse, Einfluss der Raumfahrzeuggrundplatte, Konverterkammerdruck. . . . .	85
7.3.2	Fernfeldmessung: Angularprofile der Einzeldüse, Einfluss der Raumfahrzeuggrundplatte, dimensionsloser Massenstrom. . . . .	86
7.3.3	Beaufschlagungsmessung: Effektive Beaufschlagung der Raumfahrzeuggrundplatte bei Nutzung der Einzeldüse, Vergleich mit den direkt gemessenen Drücken $p_{bf}$ . . . . .	86
7.3.4	Beaufschlagungsmessung: Spiegelnder Beaufschlagungsdruck $p_1$ der Rückströmung durch Einzeldüse und 4-Düsencluster. . . . .	87
7.3.5	Beaufschlagungsmessung: Rückströmungs-Knudsen-Zahl $K_{\Omega_{bf}}$ der Rückströmung durch Einzeldüse und 4-Düsencluster. . . . .	88
7.3.6	Beaufschlagungsmessung: Abhängigkeit der Rückströmung $p_{bf}$ vom Ruhedruck $p_0$ im Düsencluster. . . . .	89
7.3.7	Geometrie der beaufschlagten Flächen der Raumfahrzeuggrundplatte für $p_{bf1}$ und $p_{bf2}$ im 4-Düsencluster. . . . .	89
7.3.8	Beaufschlagungsmessung: Abhängigkeit des Rückströmungsdrucks $p_{bf}$ vom Hintergrunddruck $p_b$ im 4-Düsencluster. . . . .	90
7.3.9	Beaufschlagungsmessung: Abhängigkeit des Rückströmungsdrucks $p_{bf}$ von der Flughöhe $H$ für Einzeldüse und 4-Düsencluster. . . . .	91
7.3.10	Zusammensetzung der Rückströmung im 4-Düsencluster bei variabler Düsen-Reynolds-Zahl. Qualitative Darstellung. . . . .	92
7.3.11	Beaufschlagungsmessung: Vergleich zwischen Beaufschlagungsdruck auf der Düsensymmetrielinie und Konverterkammerdruck im Fernfeld, Axialprofil des Einzeltriebstrahls. . . . .	93
7.3.12	Beaufschlagungsmessung: Beaufschlagungs-Knudsen-Zahl $K_{\Omega_i}$ des Einzeltriebstrahls an drei vertikalen Messpositionen für unterschiedliche Flughöhen. . . . .	94
7.3.13	Beaufschlagungsmessung: Vergleich von Beaufschlagungsprofilen des Einzeltriebstrahls an vier vertikalen Messpositionen für unterschiedliche Flughöhen. . . . .	94
7.3.14	Beaufschlagungsmessung: Räumliche Verteilung der lokalen Druckmaxima der Beaufschlagung, Einzeltriebstrahl. Alle Positionsangaben in mm. . . . .	95
7.3.15	Beaufschlagungsmessung: Vertikale Beaufschlagungsprofile des Einzeltriebstrahls bei drei verschiedenen Flughöhen. . . . .	96
7.3.16	Projektion der Polarkoordinaten der Fernfeldmessungen auf die Beaufschlagungsfläche. . . . .	97
7.3.17	Vergleich zwischen Beaufschlagungs- und Fernfeldmessung im Einzeltriebstrahl, vertikales Beaufschlagungsprofil und projiziertes Angularprofil. . . . .	97
7.3.18	Beaufschlagungsmessung: Axiale Beaufschlagungsdrücke des Mehrfachtriebstrahl entlang der Cluster- und Düsensymmetrielinie bei verschiedenen Flughöhen. . . . .	98
7.3.19	Beaufschlagungsmessung: Beaufschlagungs-Knudsen-Zahl $K_{\Omega_i}$ des Mehrfachtriebstrahls entlang der Cluster- und Düsensymmetrielinie bei verschiedenen Flughöhen. . . . .	99
7.3.20	Beaufschlagungsmessung: Vergleich zwischen Beaufschlagungs- und Fernfeldmessung, Axialprofile des Mehrfachtriebstrahls. . . . .	100
7.3.21	Beaufschlagungsmessung: Räumliche Verteilung der lokalen Druckextrema der Beaufschlagung über den Symmetrieachsen, Mehrfachtriebstrahl. Alle Positionsangaben in mm. . . . .	100
7.3.22	Beaufschlagungsmessung: Vertikale Beaufschlagungsprofile des Mehrfachtriebstrahls bis $H = 150$ mm. . . . .	101
7.3.23	Beaufschlagungsmessung: Vertikale Beaufschlagungsprofile des Mehrfachtriebstrahls bis $H = 500$ mm. . . . .	102

7.3.24	Beaufschlagungsmessung: Räumliche Verteilung der lokalen Druckextrema der Beaufschlagung, Mehrfachtreibstrahl. Alle Positionsangaben in mm. . . . .	103
7.3.25	Beaufschlagungsmessung: Vergleich der Beaufschlagungsdrücke von Einzel- und Mehrfachtreibstrahl entlang der Düsen- und Clustersymmetrielinie bei verschiedenen Flughöhen. . . . .	103
7.3.26	Beaufschlagungsmessung: Vergleich zwischen Beaufschlagungs- und Fernfeldmessung, Vertikalprofile des Mehrfachtreibstrahls. . . . .	104
7.3.27	Beaufschlagungsmessung: Entwicklung des Strömungs- und Beaufschlagungsprofils des Mehrfachtreibstrahls bei Variation der Flughöhe $H$ , qualitative Skizzen abgeleitet aus den Messergebnissen. . .	105
A.2.1	Verhalten von $T_{\perp}$ stromab der Einfrierfläche. . . . .	IX
B.1.1	Ruhekammer: Skizze. . . . .	XI
B.1.2	8er-Cluster in der CCG. . . . .	XII
B.1.3	Nomenklatur 8er-Cluster. . . . .	XII
B.2.1	Realer Massenstrom als Funktion der kritischen Reynolds-Zahl $Re^*$ . . . . .	XIV

# Tabellenverzeichnis

3.3.1	Eigenschaften des unskalierten 10N-Triebwerks. . . . .	22
3.3.2	Eigenschaften des skalierten 10N-Triebwerks (isentropie 1D-Theorie). . . . .	22
3.5.1	Liste der Drucksensoren in der STG-CT. . . . .	27
3.5.2	Liste der Temperatursensoren in der STG-CT. . . . .	27
4.0.1	Abmaße. . . . .	29
4.1.1	TAU: Definition der Arbeitsgase. . . . .	30
4.1.2	TAU: Definition der Ruhebedingungen, Variation des Arbeitsgases mit $Re_E = 1700$ . . . . .	31
4.2.1	TAU: Ruhedruck der Düsenströmung. . . . .	32
4.2.2	TAU: Erhaltungsgrößen der Düsenströmung am Düsenaustritt. . . . .	34
4.2.3	TAU: Verdrängungs-, Impuls- und Energieverlustdicken am Austritt der Einzeldüse. . . . .	34
5.3.1	Düsenaustrittsmessung: Unsicherheiten bezüglich Rand- und Hintergrundbedingungen. . . . .	40
5.3.2	Düsenaustrittsmessung: Mittlere Asymmetrien in der Kernströmung. . . . .	40
5.3.3	Experimentelle Bedingungen der Düsenaustrittsmessung in [89]. . . . .	44
6.3.1	Fernfeldmessung: Randbedingungen für <b>Abb. 6.3.1</b> . . . . .	55
6.3.2	Fernfeldmessung: Integrale über den angularen Verlauf des dimensionslosen Massenstroms $F_1$ des Einzeltreibstrahls. . . . .	64
6.3.3	Umrechnung der radialen Abstände der Einzeldüsen auf das Koordinatensystem des Clusters. . . . .	71
7.1.1	Positionierung der Drucksensoren auf der Raumfahrzeuggrundplatte ( $R = 25$ mm), Position als Abstand von der Düsensymmetrielinie. . . . .	79
7.1.2	Positionierung der Drucksensoren auf der Beaufschlagungsplatte. . . . .	80
7.2.1	Berechnete Durchtrittswahrscheinlichkeiten $W_{12}$ der Sensoren der Raumfahrzeuggrundplatte. . . . .	83
B.1.1	Ruhekammer: Abmessungen. . . . .	XI
B.1.2	TAU: Ruhebedingungen in den Ausflussebenen der Ruhekammer. . . . .	XII
B.1.3	CCG: Pitot-Drücke des 8-Düsenclusters. . . . .	XII
B.2.1	Messung der kritischen Radien der 13 Düsen mittels optischem Mikroskop. . . . .	XIII
B.3.1	Neue Kalibrierfunktionen der mks Baratron. . . . .	XV
B.3.2	Kalibrierfunktionen laut Hersteller. . . . .	XV
B.3.3	Neue Kalibrierfunktionen der Micro-Ions. . . . .	XVI
B.3.4	Neue Kalibrierfunktionen der HP IMR310. . . . .	XVI



# Formelzeichen

## Kleine lateinische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit	Symbol	Bedeutung	Einheit
$a$	Schallgeschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$	$m$	Masse	kg
$b(\varphi)$	Sondenfunktion	–	$\dot{m}$	Massenstrom	$\text{kg s}^{-1}$
$c$	Molekulare Geschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$	$n$	Moleküldichte	$\text{m}^{-3}$
$c_p$	Druckbeiwert	–	$\dot{n}$	Molekülstromdichte	$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$
$c_P$	Isobare Wärmekapazität	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	$p$	(Statischer) Druck	Pa
$c_\mu$	Pitot-Sonden-Korrekturfaktor	–	$p_{\text{tot}}$	Gesamtdruck	Pa
$c_\tau$	Schubspannungsbeiwert	–	$q$	Dynamischer Druck	Pa
$d$	(Effektiver Molekül-)Durchmesser	m	$r$	Radiale Koordinate	m
$f$	Anzahl Freiheitsgrade	–	$\Delta s$	Spezifische Entropieänderung	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$f_{\text{coll}}$	Kollisionsfrequenz	Hz	$t$	Zeitkoordinate	s
$f$	Geschwindigkeitsverteilungsfunktion	$\text{s m}^{-1}$	$u$	Strömungsgeschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$f(\Theta)$	Strahlfunktion	–	$v$	Geschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$g_0$	Erdbeschleunigung auf Meereshöhe	$\text{m s}^{-2}$	$w$	Infinitesimale Wahrscheinlichkeit	–
$h$	Spezifische Enthalpie	$\text{J kg}^{-1}$	$x, y, z$	Kartesische Koordinaten	m

## Große lateinische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit	Symbol	Bedeutung	Einheit
$A$	Querschnittsfläche	$\text{m}^2$	$\mathcal{M}$	Molare Masse	$\text{kg mol}^{-1}$
$A_P$	Plume-Konstante	–	$N$	Anzahl Düsen	–
$C$	Sutherland-Konstante	–	$P$	Bird-Zahl	–
$E$	Energie	J	$P_{\text{ex}}$	Abgegebene Wärmeleistung	W
$F$	Kraft, Schub	N	$R$	Clusterradius oder halber Düsenabstand	m
$F_1$	Dimensionsloser Massenstrom	–	$\mathcal{R}$	Spezifische Gaskonstante	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$H$	Flughöhe	m	$\mathcal{S}$	Molekulare Machzahl	–
$\Delta H_s$	Schmelzwärme	$\text{J mol}^{-1}$	$T$	Temperatur	K
$\Delta H_v$	Verdampfungswärme	$\text{J mol}^{-1}$	$T_{\text{ref}}$	Referenztemperatur (Sutherland-Modell)	K
$I_{\text{sp}}$	Spezifischer Impuls	s	$W$	Wahrscheinlichkeit	–
$L$	Referenzlänge	m			

## Kennzahlen

Symbol	Bedeutung	Definition	
$\text{Kn}$	Knudsen-Zahl	$\frac{\lambda}{L}$	Mittlere freie Weglänge zu Referenzlänge
$\text{Ma}$	Mach-Zahl	$\frac{u}{a}$	Strömungsgeschwindigkeit zu Schallgeschwindigkeit
$P$	Bird-Zahl	$\frac{1}{f_{\text{coll}}} \left  \frac{D(\ln(\rho))}{Dt} \right $	Lokalisierung beginnende Nicht-Gleichgewichtsströmung
$\text{Pr}$	Prandtl-Zahl	$\frac{\nu}{\alpha_T}$	Kinematische Viskosität zu Temperaturleitfähigkeit
$\text{Re}$	Reynolds-Zahl	$\frac{\rho u L}{\mu}$	Trägheits- zu viskosen Kräften

## Griechische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit	Symbol	Bedeutung	Einheit
$\alpha$	Anströmwinkel	rad	$\lambda$	Mittlere freie Weglänge	m
$\gamma$	Regimekorrektorexponent	–	$\mu$	Dynamische Viskosität	Pa s
$\delta$	Grenzschichtdicke	m	$\mu_{\text{ref}}$	Referenzviskosität (Sutherland-Modell)	Pa s
$\delta_1$	Verdrängungsdicke	m	$\nu$	Kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\delta_2$	Impulsverlustdicke	m	$\nu(\text{Ma})$	Prandtl-Meyer-Funktion	rad
$\delta_3$	Energieverlustdicke	m	$\xi$	Verdünnungsparameter	$\text{J m}^{-2} \text{K}^{-1}$
$\epsilon$	Emissionskoeffizient	–	$\rho$	Dichte	$\text{kg m}^{-3}$
$\theta$	Polarwinkel	rad	$\sigma$	Akkommodationskoeffizient	–
$\theta_0$	Grenzwinkel isentroper Kern	rad	$\tau$	Schubspannung	$\text{N m}^{-2}$
$\theta_{\text{lim}}$	Grenzwinkel Plume	rad	$\omega$	Viskositätsexponent	–
$\kappa$	Isentropenexponent	–			

## Indizes

Symbol	Bedeutung	Symbol	Bedeutung
0	Ruhebedingung	C	Kontinuum
b	Hintergrundbedingung	E	Düsenaustritt
bf	Rückströmung	FM	Frei-molekular
i	Beaufschlagung	K	Patterson-Sonde: Konverterkammer
f	Eingefrorene Strömung	L	Düsenlippe
lim	Grenzwert	P	Treibstrahlwechselwirkungsgebiet
ref	Referenz	Pat	Patterson-Sonde
Rfz	Raumfahrzeugplatte	Pit	Pitot-Sonde
rot	Rotationsfreiheitsgrad	S	Patterson-Sonde: Schlitz
s	Isentrop	W	Düsenwand
trans	Translationsfreiheitsgrad	*	Kritische Bedingung
vib	Vibrationsfreiheitsgrad	$\perp$	Senkrecht
x	Lokale Größe	$\parallel$	Parallel
Bea	Beaufschlagungsplatte		

# 1. Einleitung

Eine Raumfahrtmission beinhaltet unterschiedliche Manöver, bei denen chemische Raketentriebwerke eingesetzt werden: der Einschuss in den Zielorbit, Orbitänderungen, die Lageregelung und gegebenenfalls auch Andockmanöver oder die Landung auf einem Himmelskörper. Chemische Triebwerke erzielen große Schübe (Größenordnung  $N$ ) bei hohem Treibstoffverbrauch und damit kurzer Nutzungsdauer. Elektrische Raketentriebwerke haben deutlich geringere Schübe (Größenordnung  $\mu N$ ), dafür aber aufgrund des geringen Treibstoffverbrauchs längere Betriebszeiten. Entsprechend unterscheiden sich ihre Anwendungsgebiete in Raumfahrtmissionen: elektrische Triebwerke können zur Lageregelung und Orbitanhöhung außerhalb der Erdatmosphäre genutzt werden, wenn der Transport der Nutzlast nicht zeitkritisch ist, zum Beispiel bei unbemannten Satelliten. Chemische Triebwerke müssen genutzt werden, wenn große Schübe benötigt werden, zum Beispiel Start und Landung in Atmosphärenumgebung oder Andockmanöver; und wenn eine zeitkritische Nutzlast transportiert wird, insbesondere in der bemannten Raumfahrt. Um mit chemischen Triebwerken noch größere Schübe zu erzielen, können Triebwerksbündel (engl. *Cluster*) eingesetzt werden [5].

Beim gleichzeitigen Feuern mehrerer Triebwerke in unmittelbarer räumlicher Nähe treten Wechselwirkungen zwischen den Treibstrahlen auf [29, 36]. Sie äußern sich insbesondere durch die Ausbildung eines *Sekundärtreibstrahls*, also dem Strömungsbereich stromab der Wechselwirkungskompressionswellen, sowie durch eine größere *Rückströmung* stromauf der Düsen [27]. Wird das Cluster bei einem Lande- oder Andockmanöver genutzt, treten auch Wechselwirkungen zwischen den Treibstrahlen und der angeströmten Oberfläche auf. **Abbildung 1.0.1** zeigt schematisch die hier angesprochenen Phänomene, die den Fokus der vorliegenden Arbeit darstellen. Das als Rechteck skizzierte *Raumfahrzeug* befindet sich in einer Flughöhe  $H$  über einer festen Oberfläche (schwarze Schraffur). Ebenfalls in schwarz dargestellt sind die äußeren Grenzen der Einzeltriebstrahlen, die von der *Düsenaustrittsebene* (in rot) auf die Oberfläche gerichtet sind. Die Wechselwirkung zwischen den Treibstrahlen resultiert in dem in violett skizzierten *Sekundärtreibstrahl* sowie der blau markierten *Rückströmung*. Der Sekundärtreibstrahl wird definiert als die Expansionsströmung, die sich stromab des ersten Verdichtungsstoßes, stromab der Düsenaustrittsebene, ausbildet. Dies ist in der Skizze als *Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung* bezeichnet. Unmittelbar vor der festen Oberfläche bildet sich ein abschließender Stoß, die *Treibstrahl-Oberflächen-Wechselwirkung* (grün), aus.

Bisher existieren keine experimentellen Untersuchungen dieser Treibstrahlwechselwirkungen bei Landemanövern unter weltraumvakuumähnlichen Laborbedingungen. Herkömmliche Vakuumkammern können diese Bedingungen nicht simulieren, sodass die Treibstrahlen nicht frei expandieren, sondern mit Molekülen interagieren, die von der Kammerwand reflektiert werden. Dadurch erhöht sich der Hintergrunddruck in der Kammer und eine ungestörte Expansion der Treibstrahlen kann sich nicht ausbilden.

In der Vergangenheit gab es verschiedene Versuche, Beaufschlagungen von stromab gelegenen Oberflächen durch Treibstrahlen mittels einfacher Näherungen vorherzusagen. Roberts nutzte 1964 analytische Gleichungen, um die Verteilung des Beaufschlagungsdruckes bei senkrechten Landungen abzuschätzen [75]. Lengrand entwickelte 1982 semi-empirische Modelle zur Beschreibung der Beaufschlagung [57]. Marichalar et al. erstellten 2011 numerische Simulationen von senkrechten Landungen unter Weltraumbedingungen, indem sie Navier-Stokes- und DSMC-Löser zur kompletten Beschreibung des Treibstrahls kombinierten [60]. Untersucht wurden unter anderem Drücke und Schubspannungen auf der *Mondoberfläche*, hervorgerufen durch die Apollo-Lande- und -aufstiegsmodule. Im Modell wurden die Geometrie der Apollo-Module sowie die chemische und thermische Zusammensetzung des Treibstrahls berücksichtigt. Die Studien dienen der Vorbereitung zur numerischen Untersuchung der Aufwirbelung von Regolith durch Treibstrahlen. Aus den Berechnungen ging hervor, dass die lokalen Drücke an der direkt beaufschlagten Oberfläche größer als die Drücke am Triebwerksaustritt sind. Der Treibstrahl aus der Düse wird durch einen Bodenstoß abgeschlossen, das Gas wird radial nach außen beschleunigt und expandiert außerhalb der Treibstrahlkernströmung von der Oberfläche zurück, wodurch Beschädigungen und Sichtbehinderungen am Raumschiff auftreten können. Die Geo-

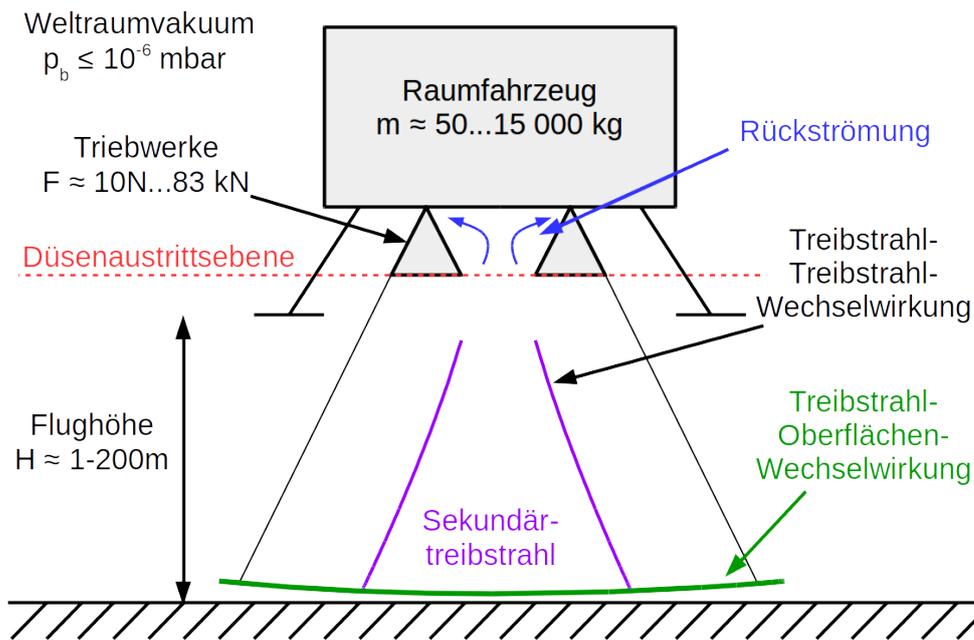


Abbildung 1.0.1.: Strömungssituation bei einer Landung unter Weltraumvakuumbedingungen.

metrie der Düsenlippe hat einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf das angulare Profil des Treibstrahls, damit auch auf die gefährliche Rückumlenkung des Treibstrahlgas. Die ermittelten Strömungs- und Beaufschlagungsprofile konnten mangels experimenteller Daten nicht verifiziert werden. Tosh et al. führten Landungssimulationen durch Kombination von Euler-Gleichungen und Boltzmann-Transportgleichungen durch [88]. In ihrem Modell beaufschlagte eine einzelne konische Düse eine stromab gelegene Oberfläche senkrecht zur Düsensymmetrielinie. Variiert wurde das Verhältnis von Düsenaustritts- zu Umgebungsdruck (bis Faktor 270) sowie der Abstand von Düsenaustritt zur Oberfläche. Wie in den zuvor genannten Arbeiten wurde auch hier die Ausbildung eines Bodenstoßes beobachtet: im direkten Beaufschlagungsbereich werden Knudsen-Zahlen in der Größenordnung der Düsenaustrittsströmung beobachtet, bei sehr geringen Flughöhen (2,5-facher Düsenradius) ist die Strömung hier sogar dichter als am Düsenaustritt. Die Strömung stromab des Bodenstoßes ist subsonisch. Der Abstand des Bodenstoßes von der Oberfläche sinkt mit dem Umgebungsdruck, ändert sich bei Umgebungsdrücken unter 1 % des Düsenaustrittsdruckes jedoch kaum noch. Die Autoren verglichen ihre Ergebnisse für hohe Hintergrunddrücke mit experimentellen Daten anderer Gruppen und fanden gute Übereinstimmungen. Morris et al. simulierten 2015 die Wechselwirkungen zwischen dem Treibstrahl einer konturierten Düse und einer stromab gelegenen Oberfläche unter Berücksichtigung von aufgewirbelten Regolith [66]. In der untersuchten Düse bildeten sich Kompressionswellen aus, die sich außerhalb des Triebwerks an der Düsensymmetrielinie spiegeln. Bei sehr geringen Flughöhen legt sich der Bodenstoß vor der Oberfläche an diese schrägen Stöße an und bildet ein komplexes Strömungsfeld, bestehend aus einem senkrechten Stoß in der Umgebung der Düsensymmetrielinie und Schrägstößen in den radial anschließenden Bereichen. Experimentelle Bestätigungen aller genannten Arbeiten sind lückenhaft oder fehlen gänzlich, wenn eine Expansion ins Vakuum simuliert wurde.

Die von Triebwerksclustern verursachte Rückströmung wurde 1961 von Musial und Ward unter Atmosphärenbedingungen experimentell untersucht [69]. Sie registrierten einen starken Wärmestromanstieg auf dem Raumfahrzeug. Der Wärmestrom zwischen den Düsen (im *Clusterzentrum*) war 20-mal größer als außerhalb. Übersteigt das Verhältnis von Brennkammer- ( $p_0$ ) zu Umgebungsdruck ( $p_b$ ) einen gewissen Wert, flacht der Wärmestromanstieg ab, bis er schließlich unabhängig von den Randbedingungen konstant bleibt. Sie schlossen daraus, dass die Rückströmung zwischen den Düsen frei ausströmt. Goethert und Matz entwickelten 1964 ein ausführlicheres numerisches Modell zur Beschreibung der Rückströmung [27]. Eine wichtige Annahme dieses Modells war, dass die Symmetrieebenen zwischen den Düsen als reibungsfreie Wände (Euler-Wände) simuliert werden, weshalb Cubbage 1965 versuchte, Goetherts Modell experimentell durch Kombination von glatten Wänden und einem konturierten Einzeltriebwerk zu bestätigen [16]. Der

Umgebungsdruck vor Start des Triebwerks betrug  $4 \times 10^{-4}$  mbar. Die gemessenen Drücke und Temperaturen waren größer als in den bis dahin existierenden numerischen Modellen prognostiziert. In den folgenden Jahrzehnten wurden weitere Untersuchungen vorgenommen. Analytische Ansätze wurden 1968 von Mueller [67], 1973 von McAnelly und Young [62] und 1969 von Lamb et al. [49] verfolgt. Lamb et al. kamen zu dem Ergebnis, dass die Rückströmung auf Grund ihrer geringen Dichte nie frei expandieren würde. Diese Annahme konnte jedoch in früheren und späteren Studien nicht untermauert werden. Neben Musial und Ward, sowie Cabbage verfolgten 1967 Wilson [93] und 1969 Craven [15] experimentelle Ansätze. Letzterer visualisierte das Rückströmgebiet mithilfe eines Ölfilms. Ferner versuchte er, die Strömung mithilfe eines Laser-Doppler-Velocimeters sichtbar zu machen. Heatherly et al. erstellten 1964 ein FORTRAN-Programm, um den Wärmeeintrag der Rückströmung auf das Raumfahrzeug zu ermitteln [35]. Durch Abgleich ihrer Berechnungen mit experimentellen Daten stellten sie fest, dass die Wärmestrahlung vom Sekundärtreibstrahl auf das Raumfahrzeug gegenüber dem konvektiven Wärmeübertrag der Rückströmung dominiert, welche sich vor allem aus der Grenzschichtströmung im Düseninneren speist. Die numerischen Arbeiten von Soga und Hayashi zeigten 1992, dass die Wechselwirkung von Treibstrahlen im Fernfeld zu einer zusätzlichen Rückströmungsbelastung durch die Kernströmungen führt [84]. Wang konnte 1996 berechnen, dass die freie Expansion der Rückströmung ab einem Druckverhältnis Ruhedruck  $p_0$  zu Umgebungsdruck  $p_b$  von 500 und mehr einsetzt [92]. 2004 untersuchten Ketsdever et al. die Rückströmung in Abhängigkeit der Anzahl von Lochblenden in einem Cluster [41]. Im Gegensatz zu Düsen verlässt das expandierende Gas eine Lochblende mit Schallgeschwindigkeit (statt super- oder hypersonisch), was zu deutlichen Unterschieden in den Fernfeldprofilen führt. Sie kamen zu dem Ergebnis, dass der Beaufschlagungsdruck stromauf beim Schritt von einer zu zwei Lochblenden zwar überproportional steigt, dieser Anstieg mit steigender Lochblendenzahl jedoch abnimmt. Cluster-Rückströmungen wurden in den folgenden Jahren numerisch unter anderem von Xiao et al. [94], Nallasamy et al. [70] und Mehta et al. [64] betrachtet. Während Xiao et al. durch Kombination von Navier-Stokes-Löser und DSMC die Beaufschlagung auch in verdünnten Strömungen untersuchten, berechneten Nallasamy et al. und Mehta et al. die Strömungen nur unter Kontinuumsbedingungen, um einen Vergleich mit Windkanalexperimenten herstellen zu können. Experimentelle Daten über die Rückströmung bei Expansion im Vakuum fehlen dagegen bis heute. Es soll untersucht werden, ob die von verschiedenen Autoren bei höheren Umgebungsdrücken beobachtete freie Ausströmung und *Abschirmung* des Rückströmungsgebiets im Inneren des Clusters auch unter Vakuumbedingungen auftritt. Aus technischer Sicht sind Stärke und räumliche Verteilung der Rückströmung bedeutsam, um Beschädigungen an Raumfahrzeugen vorzubeugen.

Auch die wissenschaftliche Betrachtung der Wechselwirkung zwischen zwei oder mehr Treibstrahlen begann in den 1960er Jahren. D'Attore sagte 1966 Stoßstrukturen im Wechselwirkungsgebiet zwischen Treibstrahlen mit numerischen Methoden voraus [19]. Engel entwickelte 1974 analytische Gleichungen zur Beschreibung des Wärmestroms durch Stoßbildung im Mehrfachtreibstrahl [24]. Koppenwallner und Dankert entwickelten 1983 eine Knudsen-Zahl zur qualitativen Strukturierung der auftretenden Wechselwirkungsphänomene [46] und bestätigten diese Systematik experimentell in einer herkömmlichen Vakuumkammer [18]. Die experimentelle Bestätigung in freier Expansion wurde 2012 experimentell von Holz [36] und 2017 numerisch von Grabe [29] für zwei Düsen durchgeführt. Weitere qualitative Beschreibungen der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkungen im Vakuum, jedoch ohne freie Expansion, stammen von der Forschungsgruppe um Gerasimov et al. und Yarygin et al. [26,95]. Numerische Untersuchungen spezifischer Konfigurationen wurden zum Beispiel von Ebrahimi et al. im Jahr 2000 unter Atmosphärenbedingungen mittels eines Navier-Stokes-Lösers [23] und Li und Ladeinde im Jahr 2011 bei freier Expansion mittels DSMC [58] durchgeführt. In beiden Arbeiten wurde die Ausbildung von Wechselwirkungsstößen vorhergesagt. Abgesehen von den Arbeiten am DLR Göttingen gibt es keine offen zugänglichen Informationen über die Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung bei freier Expansion. Der nächste Schritt hier ist die Erweiterung des experimentellen Aufbaus von zwei Düsen auf ein Düsencluster.

Zusammenfassend muss festgestellt werden, dass keine experimentellen Daten über die Wechselwirkungsphänomene zwischen Treibstrahlen und zwischen Treibstrahlen und Oberflächen in Clustern von mehr als zwei Düsen unter Weltraumvakuumbedingungen vorliegen. Es ist daher notwendig, Messungen an Einfach- und Mehrfachtreibstrahlen in der STG-CT (*Simulationsanlage für Treibstrahlen Göttingen - Chemische Triebwerke*) durchzuführen, da nur diese Anlage die freie Expansion von Treibstrahlen und deren Untersuchung ermöglicht. Eine weitere Versuchsanlage, in denen die Vermessung eines Treibstrahls unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen möglich ist, ist in der offenen Literatur nicht bekannt.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Wechselwirkungen zwischen Treibstrahlen in einem Düsencluster und zwischen den Treibstrahlen und Oberflächen stromauf und -ab der Düsenaustrittsströmung experimentell zu untersuchen und auf Basis der Messdaten zu beschreiben. Charakteristische Positionen innerhalb des Mehrfachtreibstrahls und auf den beaufschlagten Oberflächen werden lokalisiert und wenn möglich unter Berücksichtigung der vorliegenden Literatur erklärt. Die experimentelle und numerische Untersuchung des Einzeldüsentreibstrahls, sowie die Untersuchung des Mehrfachtreibstrahls der Doppeldüse durch Holz und Grabe [29, 36] dienen zum Vergleich mit den neu gewonnenen Daten. Von besonderem Interesse sind hier ableitbare Zusammenhänge zwischen diesen bereits bekannten Konfigurationen zu den hier neu untersuchten. Ferner werden die Einflüsse veränderlicher Umgebungsparameter, insbesondere Ruhedruck  $p_0$ , Umgebungsdruck  $p_b$  und Flughöhe  $H$ , auf die genannten Wechselwirkungen beschrieben und interpretiert.

Die vorliegende Arbeit beginnt mit einer Vorstellung der theoretischen Grundlagen (Kapitel 2), und darauf aufbauend der Entwicklung des Untersuchungskonzeptes (Kapitel 3), inklusive Parameterreduktion, Messplan und Vorstellung der eingesetzten Messtechnik. Danach beginnt die Vorstellung der einzelnen numerischen und experimentellen Untersuchungen und ihrer Ergebnisse, beginnend mit einer numerischen Simulation der Düseninnenströmung (Kapitel 4). Die Struktur der Arbeit folgt der aus der Düse austretenden Strömung mit einer Vermessung der Düsenaustrittsströmung (Kapitel 5), der Vermessung der freien Expansion des Einzel- und Mehrfachtreibstrahls (Kapitel 6) und schließlich der Untersuchung der Treibstrahl-Oberflächen-Wechselwirkung (Kapitel 7).

## 2. Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der Treibstrahlen und ihrer Wechselwirkungen. Zunächst werden in Abschnitt 2.1 die geführte und freie Expansionsströmung diskutiert. Diese leiten zum zweiten Abschnitt 2.2 über, in dem die Wechselwirkungen von Treibstrahlen mit anderen Treibstrahlen und schließlich mit Oberflächen dargestellt werden.

### 2.1. Geführte und freie Expansionsströmungen

Die einfachste Form eines Raketenantriebs besteht aus einer von der Umgebung isolierten Druckkammer mit einer Öffnung, dargestellt in **Abbildung 2.1.1.**

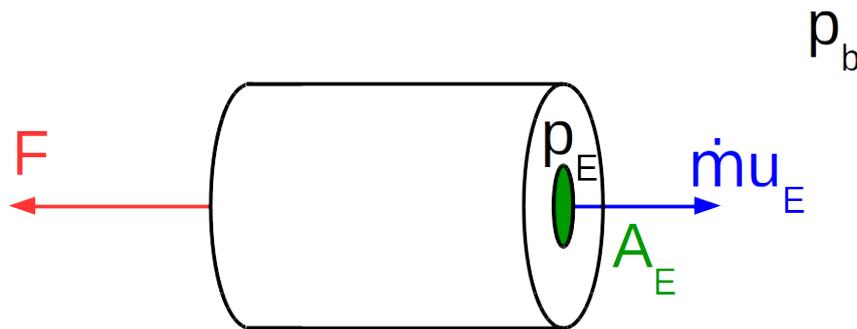


Abbildung 2.1.1.: Einfachste Form eines Raketenantriebs.

Wenn der Druck in der Kammer größer ist als der Umgebungsdruck, strömt das Gas aus der Kammeröffnung (grüne Querschnittsfläche  $A_E$ ) mit einem Massenstrom  $\dot{m}$  und einer Strömungsgeschwindigkeit  $u_E$  heraus (blauer Pfeil). Gemäß Impulserhaltung wird dieser austretende Massenstrom durch eine entgegengerichtete Beschleunigung  $a$  der Kammer ausgeglichen. Der nutzbare Schub  $F$  eines Raketenantriebs ist das Produkt der Beschleunigung  $a = dv/dt$  mit der Gesamtmasse  $m$  des Raumfahrzeugs [85, S. 33ff].

$$F = m \frac{dv}{dt} = \dot{m} u_E + (p_E - p_b) A_E \quad (2.1.1)$$

In Gleichung 2.1.1 bezeichnet  $\dot{m}$  den Massenstrom aus der Kammer,  $u_E$  dessen axiale Geschwindigkeit,  $p$  einen Druck und  $A_E$  die Querschnittsfläche der Öffnung. Der Index E kennzeichnet Größen in der Düsenaustrittsebene, während b die Umgebungs- oder Hintergrundbedingung anzeigt. Gleichung 2.1.1 verdeutlicht, dass im reibungsfreien Fall der gasdynamische Zustand am Düsenaustritt und der Umgebungsdruck den Schub eines Raketenantriebs definieren.

#### 2.1.1. Innere Strömung

Im Inneren einer Düse wird das Gas geführt expandiert. Die hier gezeigte Diskussion teilt sich in zwei Bereiche auf: im ersten Abschnitt werden die Gleichungen der idealen, isentropen Düsenexpansion vorgestellt. Der zweite Abschnitt erweitert dieses Modell dann um Grenzschichteffekte.

## Flächen-Mach-Zahl-Beziehung

Die Flächen-Mach-Zahl-Beziehung stammt aus der quasi-eindimensionalen Stromfadentheorie. Sie wird genutzt, um die Abhängigkeit der Mach-Zahl eines strömenden Gases vom ortsabhängigen Düsenquerschnitt innerhalb einer isentropen Düseninnenströmung zu bestimmen. Um die folgenden Gleichungen zu verdeutlichen, ist in **Abbildung 2.1.2** eine konvergent-divergente Düse mit den in dieser Arbeit genutzten Bezeichnungen skizziert.

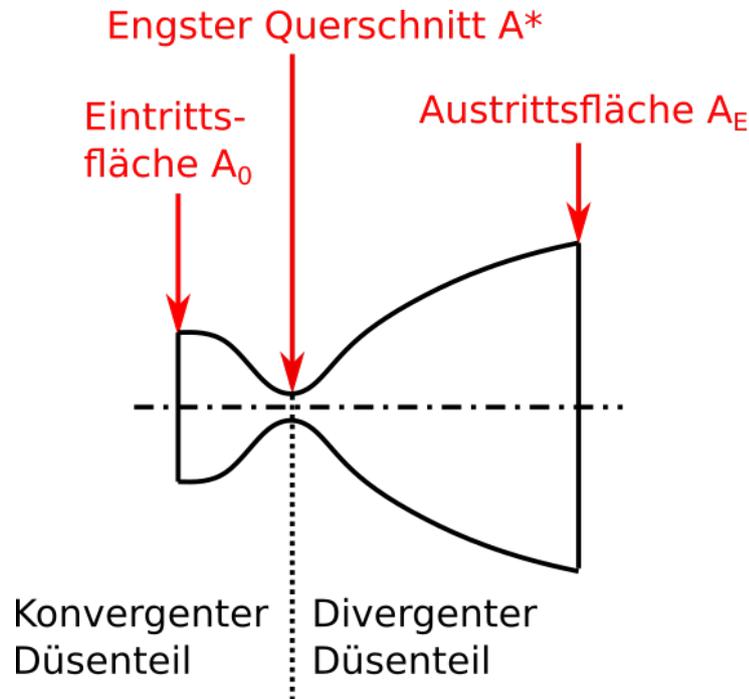


Abbildung 2.1.2.: Skizzierung einer konvergent-divergenten Düse.

Die Beziehung zwischen der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und dem Stromröhrenquerschnitt  $A$  in einer Düse folgt aus den Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls [59, S. 51ff]:

$$(\text{Ma}^2 - 1) \frac{du}{u} = \frac{dA}{A} \quad (2.1.2)$$

In Gleichung 2.1.2 wird die Mach-Zahl  $\text{Ma}$  eingeführt, sie ist das Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit. Aus der Flächen-Mach-Zahl-Beziehung leitet sich ab, dass eine konvergente Düse ( $dA < 0$ ) eine Unterschallströmung beschleunigt, jedoch eine Überschallströmung verzögert. Für divergente Düsen kehren sich die Verhältnisse entsprechend um. Der Querschnitt, an dem eine Strömung  $\text{Ma} = 1$  erreicht, ist der engste Querschnitt  $A^*$  ( $dA = 0$ ).

Die Flächen-Geschwindigkeits-Beziehung 2.1.2 kann durch Anwendung der Isentropenbeziehungen [59, S. 53] in die Flächen-Mach-Zahl-Beziehung umgewandelt werden. Es werden Querschnittsfläche und lokale Mach-Zahl an zwei Positionen (Index 1 und 2) miteinander verglichen [59, S. 125f]:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\text{Ma}_2}{\text{Ma}_1} \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}_1^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}_2^2} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \quad (2.1.3)$$

Diese Gleichung ermöglicht es, die axiale Mach-Zahl-Verteilung einer isentropen Strömung in einer Düse zu bestimmen, wenn die axiale Flächenquerschnittsverteilung vorgegeben ist. Gleichung 2.1.3 vernachlässigt Querströmungseffekte und Viskosität, weshalb sie auch als eindimensionale, isentrope Theorie bezeichnet wird. Häufig wird der engste Querschnitt  $A^*$  als Bezugsgröße für alle anderen Querschnitte gewählt:

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{\text{Ma}} \left[ \frac{2}{\kappa+1} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}^2 \right) \right]^{\frac{1}{2} \frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \quad (2.1.4)$$

Gleichung 2.1.4 zeigt, dass das Verhältnis der Querschnittsflächen  $A^*$  zu  $A_E$  die Austritts-Mach-Zahl  $\text{Ma}_E$  be-

stimmt. Aus den Isentropenbeziehungen kann somit eine Ungleichung für das minimale Druckverhältnis  $p_0$  zu  $p_b$  für einen vollständig supersonischen Betrieb der Düse hergeleitet werden:

$$\frac{p_0}{p_b} \geq \left(\frac{p_0}{p_E}\right)_s = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}_E^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.1.5)$$

Gleichung 2.1.5 gibt eine erste experimentelle Bedingung für die späteren experimentellen Untersuchungen an: die Bereitstellung des minimalen Ruhedrucks  $p_0$  (bei vorgegebenem Hintergrunddruck  $p_b$ ), um eine supersonische Ausströmung zu generieren. Eine Düsenströmung wird *angepasst* genannt, wenn der Ausströmungsdruck  $p_E$  dem Hintergrunddruck  $p_b$  entspricht. Wenn  $p_E < p_b$  ist, spricht man von einer überexpandierten, entsprechend bei  $p_E > p_b$  von einer unterexpandierten Düse. Im austretenden Strahl von über- und unterexpandierten Düsen bilden sich Kompressions- und Expansionswellen. In Kapitel 6 werden diese Bedingungen noch weiter präzisiert, unter Berücksichtigung von Grenzschichteinflüssen und Verdünnungseffekten im Freistrahle.

Zur Bestimmung des Schubes  $F$  fehlt laut Schubgleichung 2.1.1 noch der Massenstrom  $\dot{m}$ . Er ist definiert als:

$$\dot{m} = \rho A u = \text{const.} \quad (2.1.6)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung 2.1.6 folgt, dass der Massenstrom durch Querschnitte entlang der Düsenachse erhalten bleibt und somit durch den Massenstrom im engsten (kritischen) Querschnitt festgelegt wird. Ist die Düseninnenströmung im engsten Querschnitt sonisch, so gilt unter Vernachlässigung der Grenzschicht:

$$\dot{m}_C = \frac{A^* p_0}{\sqrt{\mathcal{R} T_0}} \sqrt{\kappa} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{1}{2} \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \quad (2.1.7)$$

Hierbei ist  $\dot{m}_C$  der theoretisch maximale Massenstrom. Hierbei wird der Einfluss von Viskosität und frei-molekularen Effekten, wie thermische Transpiration, vernachlässigt. Daher wurde der Index  $C$  zur Kennzeichnung der Kontinuitätsbedingungen gewählt. Die theoretische Untergrenze ist der Effusionsmassenstrom  $\dot{m}_{FM}$ . Der Index  $FM$  steht für freimolekulare Bedingungen. Als Effusion bezeichnet man die zufällige Bewegung von Molekülen mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit  $\bar{c}$  (Gleichung A.3.6 im Anhang Kapitel A.3) in ein benachbartes Volumen [8, S.81f]:

$$\dot{m}_{FM} = \frac{A^* p_0}{\sqrt{\mathcal{R} T_0}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \quad (2.1.8)$$

In den Experimenten wird der Massenstrom der Hauptregelparameter des Düsenbetriebs sein. Die Gleichungen 2.1.7 und 2.1.8 stellen eine Ober- und Untergrenze des Massenstroms in Abhängigkeit der Ruhebedingungen  $p_0$  und  $T_0$ , und somit die Verbindung zu diesen wichtigen Strömungsparametern, dar.

## Düsenrenzschicht

Die Reynolds-Zahl  $Re$  kennzeichnet das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften. Durch Reibung verursachte viskose Effekte, das heißt Kollisionen der Gasmoleküle untereinander und mit der Düsenwand, führen zur Ausbildung einer Düsenrenzschicht an der Düseninnenwand. Die Reynolds-Zahl  $Re$  ist definiert als [77, S. 5]:

$$Re = \frac{\rho u L}{\mu} = \frac{u L}{\nu} \quad (2.1.9)$$

Dabei kennzeichnet  $\mu$  die dynamische und  $\nu$  die kinematische Viskosität. Die Größe  $L$  ist eine für den Strömungsfall charakteristische Referenzlänge, zum Beispiel der Durchmesser einer Rohrströmung oder die Tiefe eines Tragflügels. Grenzschichten führen zu einem Ruhedruckverlust in der Strömung. Diese Verluste fallen mit der laminaren Lauflänge der Grenzschicht, steigen jedoch drastisch an beim Umschlag zur turbulenten Grenzschicht. Nach dem Umschlag nehmen die Ruhedruckverluste wieder langsam ab. **Abbildung 2.1.3** skizziert die sich aufgrund von Viskosität entwickelnden Strömungsbereiche innerhalb der Düse. In rot gekennzeichnet sind rotationssymmetrische Kompressionswellen, die sich, in Abhängigkeit der Düseninnenkontur, innerhalb der Grenzschicht ausbilden können.

Erkennbar ist, dass die Düseninnenströmung nun in zwei Bereiche aufgeteilt werden kann: die Grenzschichtströmung und der isentrope Kern, der entlang der Düsenachse in guter Näherung den im vorangegangenen Abschnitt gezeigten (1D-) Gleichungen der isentropen Strömung folgt. Der Abstand von Düseninnenwand zum Beginn des isentropen Kerns wird Grenzschichtdicke  $\delta$  genannt. Sie kann auf verschiedene Arten definiert werden. Die

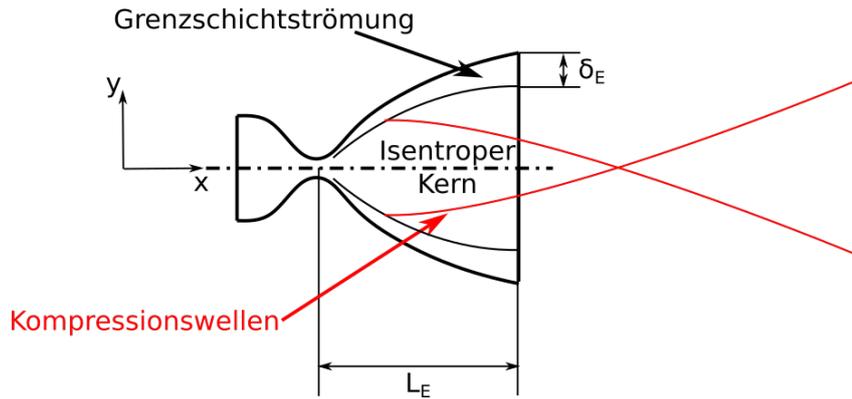


Abbildung 2.1.3.: Einfluss der Viskosität auf die Düseninnenströmung,  $p_E > p_b$ .

verschiedenen Definitionen beziehen sich dabei bei Außenströmungen auf die ungestörte Strömungsgeschwindigkeit  $u_\infty$ , in Düseninnenströmungen der Geschwindigkeit auf der Symmetrielinie  $u_s$ . Eine Definition der Grenzschicht ist die Verdrängungsdicke  $\delta_1$  [77, S. 29f]:

$$\delta_1(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u(x, y)}{u_s}\right) dy \quad (2.1.10)$$

In ähnlicher Weise können Impuls- und Energieverlustdicken ( $\delta_2$  und  $\delta_3$ ) definiert werden [77, S. 161f]:

$$\delta_2(x) = \int_0^\infty \frac{u(x, y)}{u_s} \left(1 - \frac{u(x, y)}{u_s}\right) dy \quad (2.1.11)$$

$$\delta_3(x) = \int_0^\infty \frac{u(x, y)}{u_s} \left(1 - \left(\frac{u(x, y)}{u_s}\right)^2\right) dy \quad (2.1.12)$$

Die Düsengrenzschicht ist rotationssymmetrisch, die Gleichungen der Grenzschichttheorie in kartesischen Koordinaten sind weiterhin anwendbar, wenn sie in ein Polarkoordinatensystem transformiert werden [77, S. 328]. Die Düsen-Reynolds-Zahl  $Re_E$  kann zur quantitativen Beschreibung des Grenzschichteinflusses in einer Düsenströmung genutzt werden. Ihre Definition lautet wie folgt:

$$Re_E = \frac{u_E \rho_E L_E}{\mu_0} = \frac{\dot{m} L_E}{\mu_0 A_E} \quad (2.1.13)$$

In Gleichung 2.1.13 sind  $u_E$  und  $\rho_E$  als Strömungsgeschwindigkeit und Dichte am Düsenaustritt definiert, analog zur allgemeinen Definition der Reynolds-Zahl in Gleichung 2.1.9. Da sie über die Austrittsfläche nicht konstant sind, werden sie im Massenstrom  $\dot{m}$  der Düseninnenströmung zusammengefasst. Die übrigen Größen sind die Länge des divergenten Düsenteils  $L_E$ , die Querschnittsfläche des Düsenaustritts  $A_E$  sowie die dynamische Viskosität  $\mu_0$  in der Ruhekammer, letztere korreliert mit der Ruhetemperatur  $T_0$ . Sie wird statt der Austrittsviskosität  $\mu_E$  verwendet, da diese genau wie  $u_E$  und  $\rho_E$  variabel über der Austrittsfläche, und somit nicht direkt messbar ist.

In einer Düsenströmung führt die Ausbildung einer Grenzschicht zu einer Verengung des isentropen Kerns, damit zu einer verminderten Expansion sowie zu Ruhedruckverlusten durch Dissipation. Die Grenzschichtdicke steigt mit dem Quadrat der Mach-Zahl, der Einfluss viskoser Verluste sinkt jedoch mit der Größe des Raketentriebwerks [85, S. 49], dadurch dominieren sie den Wirkungsgrad kleinerer Antriebe. Liegt die Düsen-Reynolds-Zahl  $Re_E$  in der Größenordnung von 1, können Verluste bis 15% auftreten [72].

Die dargelegten Gleichungen werden später genutzt, um die viskosen Einflüsse der Düseninnenströmung in numerischen und experimentellen Ergebnissen zu beurteilen. Wie im nächsten Unterkapitel 2.1.2 gezeigt werden wird, hat die Grenzschichtströmung einen entscheidenden Einfluss auf die freie Expansion, insbesondere im Hinblick auf die Rückströmung.

## 2.1.2. Treibstrahlexpansion

Nachdem das Gas die Düse verlassen hat, bildet es den Treibstrahl. Das Verhältnis des mittleren Austrittsdrucks  $p_E$  zum Hintergrunddruck  $p_b$  bestimmt, ob die Düsenströmung über- oder unterexpandiert ist. Ist der Hintergrunddruck sehr gering, also insbesondere beim Strömen in ein Hochvakuum ( $p_b \leq 1 \times 10^{-6}$  mbar), ist die Düsenströmung immer unterexpandiert und man spricht von einer freien Expansion im Treibstrahl. Eine genauere Abschätzung für die Obergrenze des Hintergrunddrucks wird experimentell in Kapitel 6.3.1 ermittelt. Der folgende Abschnitt beschreibt allgemeine Eigenschaften eines Einzeltriebstrahls. Zunächst soll ein Überblick über die verschiedenen Strömungsbereiche gegeben werden, danach wird ein im DLR entwickeltes *Plume-Modell* vorgestellt, ein Modellansatz zur Vorhersage des Treibstrahlfernfeldes [10].

### Strömungsbereiche der Einzeldüsenexpansion

In **Abbildung 2.1.4** ist ein ins Vakuum expandierender Treibstrahl skizziert. Die Darstellung orientiert sich, abgesehen von kleinen Anpassungen an diese Arbeit, an der Skizze aus [74, S. 24].

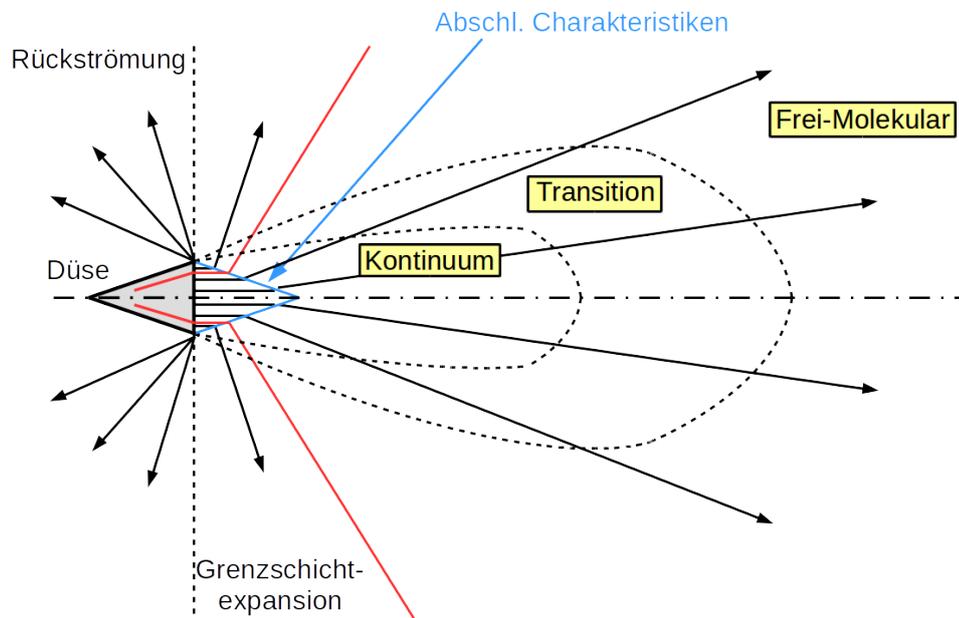


Abbildung 2.1.4.: Strömungsbereiche der Treibstrahlexpansion einer Einzeldüse.

Unmittelbar hinter dem Düsenaustritt befindet sich das *Nahfeld*. Dieser anfängliche Bereich gehört noch nicht zur freien Expansion, da die Strömung noch immer von der Düsenkontur dominiert wird. Erst nachdem die Strömung die abschließenden Charakteristiken (blau skizziert) durchlaufen hat, beginnt die Nachexpansion des Treibstrahls [17]. Charakteristiken sind räumliche Kurven im Strömungsfeld, entlang derer die Summe oder Differenz von lokalem Strömungswinkel und lokalem (Mach-Zahl abhängigen) Prandtl-Meyer-Winkel konstant sind, wodurch die zweidimensionale gasdynamische Grundgleichung in hyperbolischer (somit supersonischer) Form lösbar wird [59, S. 284ff]. Die *abschließenden Charakteristiken* gehen von der Düseninnenwand am Düsenaustritt aus. Je kleiner  $Re_E$ , das heißt je dicker die Düsenrenzschicht, desto näher liegen die abschließenden Charakteristiken an der Düsenaustrittsebene, das heißt desto flacher ist die Kegelfläche, die von ihnen aufgespannt wird.

Der Treibstrahl expandiert stromab immer weiter, wodurch die lokale Dichte  $\rho$  sinkt und die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  seiner Gasmoleküle steigt. Der Zusammenhang zwischen der Kontinuumsgröße  $\rho$ , über die Moleküldichte  $n$  zur mittleren freien Weglänge  $\lambda$  ist im Anhang Kapitel A.1 dargelegt. Die Knudsen-Zahl  $Kn$  setzt  $\lambda$  zu einer Referenzlänge ins Verhältnis. Gilt  $Kn \ll 1$ , das heißt die mittlere freie Weglänge ist viel kleiner als die Referenzlänge, so spricht man von einer *Kontinuumsströmung*. Moleküllkollisionen dominieren das Strömungsfeld, so dass es

makroskopisch über räumlich-kontinuierliche Feldgrößen wie Dichte und Temperatur beschrieben werden kann und die Navier-Stokes-Gleichungen Gültigkeit haben. Der andere Grenzfall,  $Kn \gg 1$ , wird als *frei-molekulare Strömung* bezeichnet. Gasmoleküle kollidieren nur noch sehr selten und bewegen sich zwischen den Kollisionen geradlinig unbeschleunigt durch den Raum. Ein solches Strömungsfeld wird mittels der Boltzmann-Gleichungen beschrieben. Der Übergang von Kontinuums- zu frei-molekularer Strömung wird *Transitionsströmung* genannt.

Stromab der abschließenden Charakteristiken erfolgt eine freie Expansion, genau wie die Düseninnenströmung noch immer unter Kontinuumsbedingungen. Über das Transitionsregime erreicht die Expansion schließlich den frei-molekularen Zustand und somit das Fernfeld. Die Regimegrenzen können über lokale Knudsen-Zahlen (bezogen zum Beispiel auf den Austrittsradius) definiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit soll die *Einfrierfläche* (Bird-Zahl  $P > 0,04$ , siehe Anhang Kapitel A.2) den frei-molekularen Bereich möglichst konservativ eingrenzen. Stromab dieser Fläche ändert sich das angulare Strahlprofil nicht mehr. Je größer  $Re_E$ , desto weiter wird die Einfrierfläche stromab verschoben [20].

Die rote Linie in **Abbildung 2.1.4** kennzeichnet die Grenze zwischen Grenzschichtströmung und isentropen Kern. Ihr zugeordnet ist in den Treibstrahlmodellen der Polarwinkel  $\theta_0$ , dessen Betrag ebenfalls mit  $Re_E$  steigt. Dankert und Dettleff geben für eine konische Düse an, dass bei  $Re_E \leq 800$  kein isentroper Kern ausgebildet wird [17]. Das Rückströmgebiet, in **Abbildung 2.1.4** abgegrenzt durch eine gepunktete Linie, speist sich aus der Grenzschichtströmung. Die Stärke der Rückströmung wird vermindert durch hohe  $Re_E$  und breite Düsenlippen [9, 37].

### Treibstrahlmodell

Ein Treibstrahlmodell bietet die Möglichkeit, den Treibstrahl einer Einzeldüse analytisch abzuschätzen. Die Gleichungen des Modells werden später genutzt, um den experimentellen Aufbau auszulegen und die Plausibilität von Messergebnissen zu beurteilen. Die Expansion aus einer idealen, kugelförmigen Quelle muss aus geometrischen Überlegungen heraus einen invers-quadratischen Dichteabfall zeigen. Entlang der Symmetrieachse sollte auch die ungestörte Expansion im Einzeltreibstrahl ein solches Verhalten zeigen, da die Stromröhre bei genügend großem Abstand von der Düse als kegelförmiger Kugelausschnitt betrachtet werden kann.

Die Grundidee des Modells basiert auf den Arbeiten von Simons [83] und wurde von Boettcher und Legge erweitert [10]. Die Herleitung des Modells kann in [74, S. 23ff] ausführlich nachempfunden werden. In der zitierten Arbeit wurde das bestehende Modell mit neuen experimentellen Daten verglichen, um es empirisch zu verbessern [74, S. 98ff].

Unter der Annahme einer rotationssymmetrischen Strömung nutzt das Modell ein Polarkoordinatensystem mit Radius  $r$  und Polarwinkel  $\theta$ . Wie in **Abbildung 2.1.5** dargestellt liegt der Ursprung in der geometrischen Mitte der Düsenaustrittsebene.

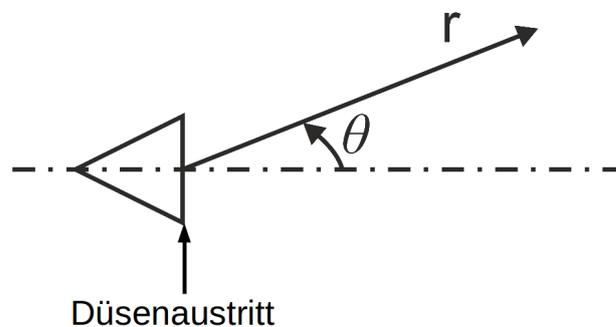


Abbildung 2.1.5.: Polarkoordinatensystem des Plume-Modells.

Modelliert man den Düsenaustritt als Punktquelle, dann gilt nach Simons im Fernfeld:

$$\frac{\rho}{\rho^*} = A_P f(\theta) \left( \frac{R^*}{r} \right)^2 \quad (2.1.14)$$

$A_P$  ist die *Plume-Konstante* und  $f(\theta)$  die Dichteverteilungsfunktion in angularer Richtung. Beide Werte können anhand experimenteller Daten im Freistrahler ermittelt oder basierend auf numerischen Simulationen berechnet werden. Analytische Abschätzungen werden später in diesem Abschnitt genannt.  $R^*$  ist der Radius des engsten Querschnitts,  $\rho^*$  die Dichte im engsten Querschnitt, berechnet aus der eindimensionalen Stromröhrentheorie. Entsprechen gemessene Daten dem in Gleichung 2.1.14 beschriebenen Verlauf, so kann von einer ungestörten Expansion ausgegangen werden.

Die Grenze des Fernfelds wird in Treibstrahlmodellen mit dem Polarwinkel  $\theta_{\text{lim}}$  gekennzeichnet. Dieser kann anhand empirischer Daten (z.B. [36, 74]) bestimmt werden, indem die Gültigkeit von Gleichung 2.1.14 für verschiedene Strömungswinkel überprüft wird. Bei  $\theta > \theta_{\text{lim}}$  sinkt  $\rho$  schwächer als quadratisch mit  $r$ .

Bei genügend großen Düsen-Reynolds-Zahlen  $Re_E$ , das heißt wenn sich eine isentrope Kernströmung neben der Grenzschichtströmung ausbildet, erreicht der Treibstrahl eine maximale Geschwindigkeit  $u_{\text{lim}}$  im Fernfeld der Expansion [17]. In diesem Fall kann  $A_P$  analytisch wie folgt berechnet werden:

$$A_P = \frac{\frac{1}{2} \frac{u^*}{u_{\text{lim}}}}{\int_0^{\theta_{\text{lim}}} f(\theta) \sin \theta d\theta} \quad (2.1.15)$$

Die Grenzgeschwindigkeit  $u_{\text{lim}}$  wird durch Gasart und Ruhebedingungen definiert:

$$u_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \mathcal{R} T_0} \quad (2.1.16)$$

Simons gibt für  $\theta_{\text{lim}}$  an:

$$\theta_{\text{lim}} = \nu_{\text{max}} - \nu(\text{Ma}_E) + \theta_E \quad (2.1.17)$$

Hierbei ist  $\nu$  die Prandtl-Meyer-Funktion und  $\theta_E$  der Düsenaustrittswinkel.  $\nu_{\text{max}}$  ist der Grenzwert der Prandtl-Meyer-Funktion für  $\text{Ma}_1 \rightarrow \infty$ . Die Prandtl-Meyer-Funktion  $\nu(\text{Ma}_1)$  setzt Mach-Zahl und Strömungswinkel einer supersonischen Expansionsströmung, unter Berücksichtigung des Isentropenkoeffizienten  $\kappa$ , ins Verhältnis:

$$\nu(\text{Ma}_1) = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \arctan \sqrt{\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} (\text{Ma}_1^2 - 1)} - \arctan \sqrt{\text{Ma}_1^2 - 1} \quad (2.1.18)$$

Trifft eine geführte Strömung mit  $\text{Ma}_0 = 1$  auf eine scharfe Kante, die den Strömungskanal um einen Winkel  $\nu$  aufweitet, so expandiert die ankommende Strömung und die Mach-Zahl steigt. Es bildet sich ein Expansionsfächer an der Kante aus. Stromab der letzten Mach-Linie des Expansionsfächers hat die Strömung dann die Mach-Zahl  $\text{Ma}_1$  passend zum Winkel  $\nu$ .

Die Dichteverteilungsfunktion  $f(\theta)$  wird bei Simons im isentropen Kern als Kosinus- und in der Grenzschichtströmung als Exponentialfunktion modelliert. Für deren genaue Form sei auf [74] verwiesen.

Simons Modell ist nur eine Annäherung: Die viskose Querschnittsverengung der Kernströmung wird vernachlässigt; die bei der Berechnung von  $\theta_{\text{lim}}$  genutzte Prandtl-Meyer-Funktion gilt formal nur für zwei-dimensionale Strömungen und dient im vorliegenden Fall (axiale Symmetrie) nur zur qualitativen Abschätzung. Dennoch diente das Modell als Grundlage weiterer Verbesserungen, um Grenzschichteffekte einzubeziehen.

Grundlage dieser Erweiterungen ist die Blasius-Gleichung, die eine Lösung der Grenzschichtströmung entlang einer ebenen festen Oberfläche darstellt. Aus dieser Lösung lässt sich ein proportionaler Zusammenhang zwischen der Grenzschichtdicke  $\delta$  und der Wandtemperatur  $T_W$  ableiten [77, S. 29]:

$$\delta^2 \propto T_W \quad (2.1.19)$$

Gleichung 2.1.19 sagt aus, dass die Grenzschichtdicke quadratisch mit der Wandtemperatur steigt. Dies wiederum heißt, dass auch die viskose Querschnittsverengung ( $\delta^2$ ) direkt proportional zur Wandtemperatur ist. Zur Quantifizierung der viskosen Verluste ist die Verwendung der physikalischen Grenzschichten  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  und  $\delta_3$  sinnvoll.

Empirisch kann, in Anlehnung an die Blasius-Gleichung, folgende Näherung für die Austrittsgrenzschichtdicke  $\delta_E$  gefunden werden [10]:

$$\delta_E = 6,25 \frac{L_E}{\sqrt{Re_E}} \quad (2.1.20)$$

Obige Gleichung vernachlässigt jedoch den Einfluss der Wandtemperatur  $T_W$  auf die Grenzschichtdicke. Aus den Arbeiten von Hantzsche und Wendt [34] kann stattdessen folgende Gleichung abgeleitet werden [74, S. 107ff]:

$$\delta_E = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{2,85 L_E}{\sqrt{Re_W}} \quad (2.1.21)$$

In Gleichung 2.1.21 ist die *Wand-Reynolds-Zahl*  $Re_W$  definiert als [74, S. 107ff]:

$$Re_W = \frac{\rho_W u_E L_E}{\mu_W}$$

Plähn führte numerische Simulationen der Innenströmung konturierter Düsen durch, um die um die Wandtemperatur korrigierte Grenzschichtdicke auch um Kompressibilitätseinflüsse zu korrigieren. Der anschließende Vergleich mit eigenen Messergebnissen, Pitot-Drücken am Düsenaustritt, zeigte eine gute Vorhersagbarkeit der Grenzschichtdicke, insbesondere bei hohen Reynolds-Zahlen [74, S. 117ff].

Die Grenzschicht in der Düseninnenströmung resultiert in Gesamtdruckverlusten und einer Verengung der isentropen Kernströmung. Die hier genannten Abschätzungen für die Grenzschichtdicke in der Düseninnenströmung wurden in den zitierten Arbeiten genutzt, um die Genauigkeit des Treibstrahlmodells in dieser Hinsicht zu verbessern.

## 2.2. Treibstrahlwechselwirkung

Der letzte Abschnitt dieses Kapitels widmet sich der Wechselwirkung paralleler und gleicher Treibstrahlen, sowohl untereinander als auch mit festen Wänden, die stromauf und stromab positioniert sind. Dies ist die Konfiguration der Landung mittels eines Düsenclusters, die bereits im einleitenden Text beschrieben wurde. Die Kombination beider Problemstellungen bildet das Thema dieser Forschungsarbeit.

### 2.2.1. Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung

In diesem Abschnitt soll der bisherige Kenntnisstand der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung wiedergegeben werden. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der physikalischen Beschreibung des Problems.

Betrachtungen der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung aus ingenieurs-technischer Sicht liegen in großer Zahl vor. Die Untersuchung von Clustertriebwerken ist aus dieser Perspektive insbesondere im Hinblick auf die Stabilität des Betriebs (mehrere Düsen laufen parallel), die Aufweitung des entstehenden Gesamttreibstrahls und die zunehmende Rückströmung zwischen den Düsen interessant. Strahlaufweitung und Rückströmung können zu thermischer Belastung und Verunreinigung des Raumfahrzeugs führen und die Mission gefährden.

Bereits 1961 quantifizierte Marsaglia die Abhängigkeit von Schub und Momenten eines Clusterantriebs unter Berücksichtigung der Zündzeitverzögerung in den einzelnen Brennkammern [61]. Den Einfluss von Fertigungstoleranzen auf auftretende Momente untersuchten Bradford et al. im Jahr 1966 mithilfe statistischer Methoden [11]. Studien der jüngeren Vergangenheit konzentrierten sich meist auf die Simulation von Triebwerksclustern für spezifische Raumfahrtmissionen. Beispielhaft seien hier [3, 48] genannt. In allen Arbeiten wurden ähnliche Wechselwirkungsphänomene beobachtet: die Ausbildung eines *Sekundärtreibstrahls* stromab der Düsenaustrittsebene, und ein Anstieg der Rückströmung zwischen den Düsen.

#### Wechselwirkungsgebiet

Der Doppeltreibstrahl kann, illustriert in **Abbildung 2.2.1**, in verschiedene Strömungsbereiche eingeteilt werden. Der Sekundärtreibstrahl wird als Strömung stromab der Wechselwirkungsstöße eingeführt. Analog ist der Primärtreibstrahl der Bereich zwischen Düsenaustritt und erster Verdichtungswelle [84].

Die Gestalt der hier vorausgesetzten *Welle* kann durch die Wechselwirkungs-Knudsen-Zahl  $K_{NP}$  prognostiziert werden.

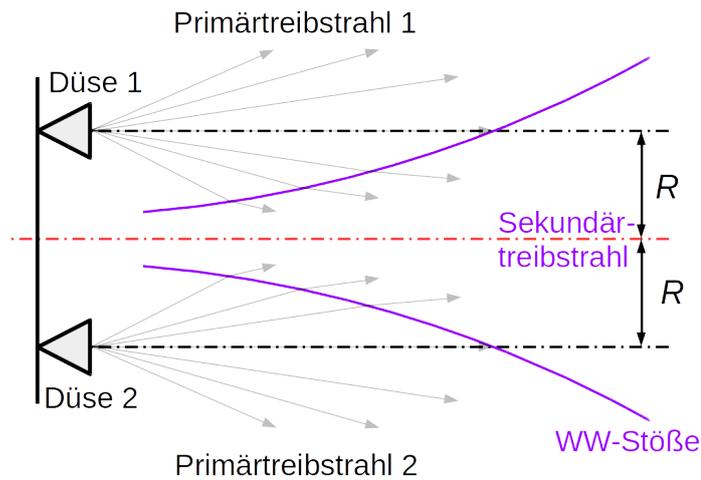


Abbildung 2.2.1.: Aufteilung des Mehrfachtreibstrahls in Primär- und Sekundärtreibstrahl (WW = Wechselwirkung).

Die Kennzahl wurde 1983 von Koppenwallner und Dankert entwickelt [18,46].  $K_{NP}$  beschreibt eine charakteristische Eigenschaft der Wechselwirkung zweier Treibstrahlen. In **Abbildung 2.2.2** ist die Geometrie dargestellt, die Dankert und Koppenwallner nutzten, um  $K_{NP}$  herzuleiten:

$$K_{NP} = \frac{\lambda_{12}(\theta)}{L_{ref}(\theta)} \quad (2.2.1)$$

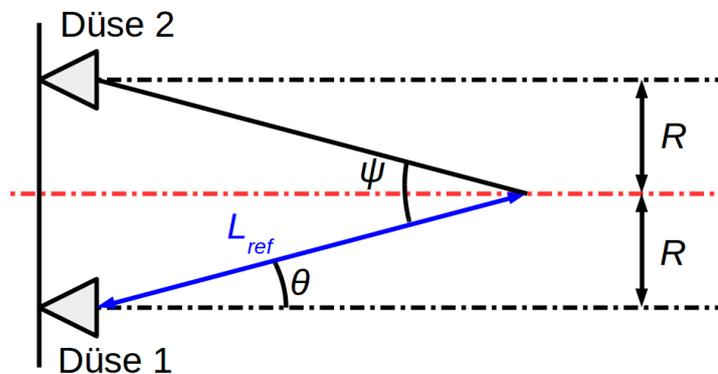


Abbildung 2.2.2.: Geometrie der Wechselwirkungs-Knudsen-Zahl nach [46].

In Gleichung 2.2.1 bezeichnet  $\lambda_{12}$  die mittlere freie Kollisionsweglänge auf der Wechselwirkungsebene (rote Strich-Punkt-Linie). Der Index 12 verdeutlicht, dass es sich um die mittlere Distanz zwischen zwei Kollisionen eines Moleküls aus Treibstrahl 1 mit einem Molekül aus Treibstrahl 2 handelt, sie kollidieren unter einem Winkel  $\psi$ . Die charakteristische Länge  $L_{ref}$  (blaue Linie) ist die Wegstrecke zwischen dem Austritt einer Düse auf dessen Symmetrielinie (schwarze Strich-Punkt-Linie) und dem betrachteten Punkt auf der Wechselwirkungsebene. Aus geometrischen Überlegungen folgt:

$$L_{ref} = \frac{R}{\sin \theta} \quad (2.2.2)$$

Das lokale Minimum von  $K_{NP}$ , die charakteristische Wechselwirkungs-Knudsen-Zahl  $\overline{K_{NP}}$ , ist ein wichtiger Parameter der Gesamtströmung. Es gilt:

- $0 < \overline{K_{NP}} < 0,02$ : Diskrete Stoßwellen

- $0,02 < \overline{Kn_P} < 0,2$ : Aufgeweitete Stoßwellen
- $0,2 < \overline{Kn_P} < 2$ : Gelegentliche Molekülkollisionen
- $2 < \overline{Kn_P}$ : Vernachlässigbare Molekülkollisionen

Die freie Kollisionsweglänge  $\lambda_{12}$  wird in oben zitierter Herleitung, durch Nutzung des Simons-Treibstrahlmodells, in Relation zu den Modellparametern des Treibstrahls gebracht. Am Ende gilt für  $Kn_P$ :

$$Kn_P = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Kn_0}{A_P^0} \frac{R}{R^*} \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{1}{f(\theta)} \quad (2.2.3)$$

Hierbei ist  $Kn_0$  die Ruhkammer-Knudsen-Zahl ( $L = R^*$ ) und  $A_P^0$  die transformierte Plume-Konstante:

$$A_P^0 = A_P \frac{\rho^*}{\rho_0} = A_P \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (2.2.4)$$

Aus Gleichung 2.2.3 ist ersichtlich, dass kleinere Düsenabstände  $2R$  zu kleineren  $Kn_P$  führen, was den Erwartungen entspricht und experimentell vielfach bestätigt wurde [32, 36].

Durch Kombination der Messdaten von Holz [36] und eigenen DSMC-Simulationen hat Grabe das Entstehungsgebiet des Sekundärtreibstrahls näher untersucht [29]. Die begrenzenden Stöße des Sekundärtreibstrahls (bei Grabe: Wechselwirkungsstöße) erscheinen dabei als Reflexion der aus den Düsen austretenden Konturstöße an der Symmetrieebene. Es sei darauf hingewiesen, dass die Ausbildung von Sekundärtreibstrahlen auch bei der Wechselwirkung von Lochblendenströmungen beobachtet wird, obwohl diese keine Konturstöße besitzen [84]. Die Stöße bedingen also nicht die Ausbildung des Sekundärtreibstrahls, beeinflussen aber seine Position und Kontur. An jeder axialen Position der Symmetrieebene kann ein Abstand des Kontur- respektive des begrenzenden Stoßes von der Symmetrieebene bestimmt werden. Der *Beginn* des Sekundärtreibstrahls wird dabei als Minimum  $y_s$  dieses *Stoßabstandes* in axialer Richtung definiert. **Abbildung 2.2.3** zeigt den oberen Teil dieses Strömungsfalls anhand einer DSMC-Simulation aus der Dissertation von Grabe. Im linken untern Bildteil ist die konturierte Düse dargestellt, die in Richtung  $x$  expandiert. Der Primärtreibstrahl *I* wird zunächst von den Grenzschichtstößen *b* gegenüber dem Rückströmungsgebiet *II* begrenzt. Weiter stromab begrenzen die Wechselwirkungsstöße *a* den Primär- vom Sekundärtreibstrahl *III*. Mit *c* ist der Querschnitt der Patterson-Sonde maßstabsgetreu dargestellt, sie dient der Messung der lokalen Molekülstromdichte im Treibstrahl. Erläuterungen zur Sonde werden in Kapitel 6.1.2 gegeben.

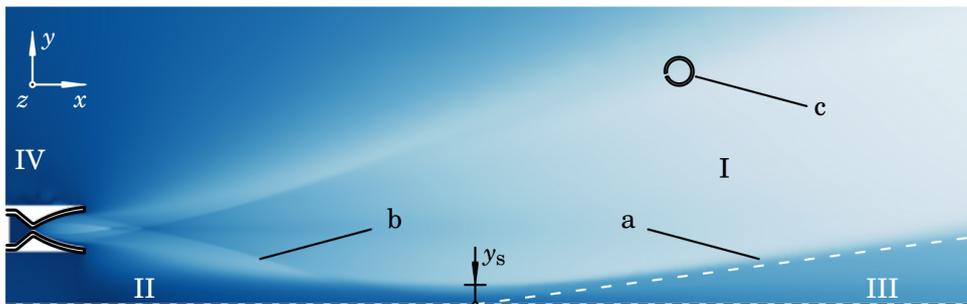


Abbildung 2.2.3.: Zusammenhang zwischen Konturstößen (*b*) und begrenzenden Stößen (*a*) des Sekundärtreibstrahls (*III*) auf einer Seite der Symmetrielinie. Abbildung von Grabe [29].

## Rückströmgebiet

**Abbildung 2.2.4** zeigt idealisiert das Rückströmgebiet eines 4-Düsenclusters. Blaue Pfeile kennzeichnen Stromlinien in Hauptströmungsrichtung ( $u > 0$ ), während rote Pfeile die Stromlinien des Rückströmgebietes symbolisieren ( $u \leq 0$ ). Die Zeichnung stellt das klassische Rückströmmodell nach Goethert für stark unterexpandierte Düsencluster dar [27]. Wird im Düsenahfeld eine Kontinuumsströmung angenommen, so muss die expandierende Strömung an der Cluster-symmetrielinie entweder stromab oder -auf abgelenkt werden. Letztere Stromröhren bilden das Rückströmungsgebiet. Bei einem genügend großen Verhältnis von Ruhedruck  $p_0$  zu Hintergrunddruck  $p_b$  wird die Rückströmung zwischen den

Düsen nach außen beschleunigt und strömt frei, also überschallig, aus. In diesem Fall sind Druck und Geschwindigkeit der Rückströmung unabhängig von weiteren Änderungen in den Umgebungsbedingungen.

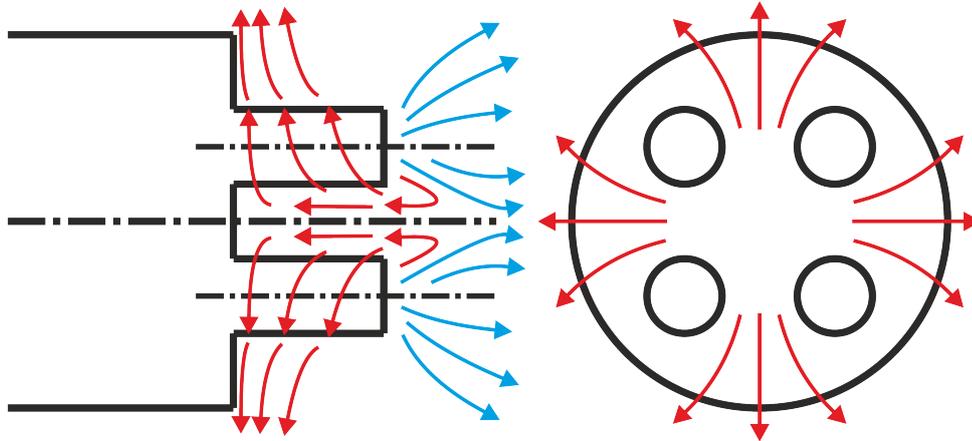
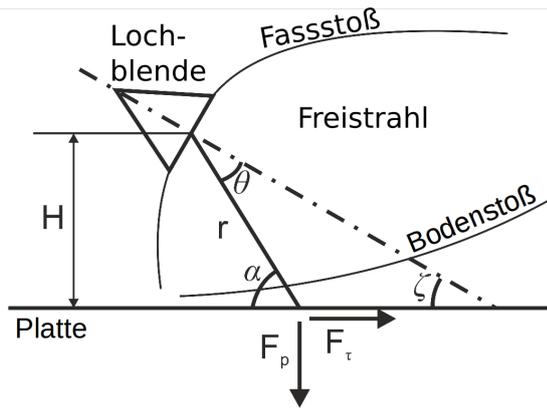


Abbildung 2.2.4.: Rückströmung eines 4-Düsenclusters nach [27].

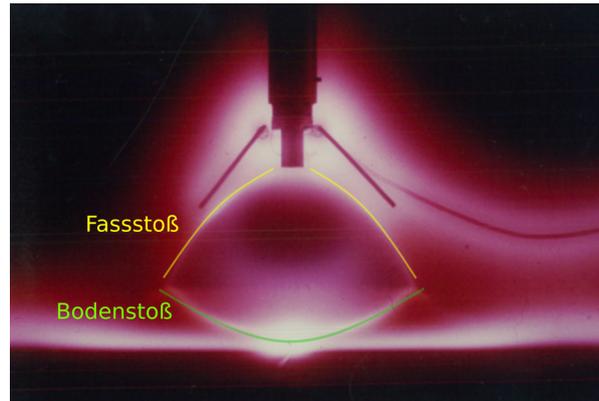
Im Jahr 1992 wurden numerische Simulationen reibungsfreier Lochblendencluster von Soga und Hayashi veröffentlicht [84]. Nur unterschallige Strömungsbereiche in der Grenzschicht können um mehr als  $90^\circ$  umgelenkt werden, und tragen so zur Rückströmung bei. Expansionsfächer, die eine Strömung um mehr als  $90^\circ$  umlenken sind zwar gemäß der Prandtl-Meyer-Funktion möglich, in der Praxis würde eine so starke Strahlaufweitung aber weiter stromab die umgekehrte Umlenkung um  $-90^\circ$  oder mehr mittels eines Schrägstoßes notwendig machen. Dieser Kompressionsstoß ist jedoch physikalisch unmöglich. Soga und Hayashi zeigten, dass die Stoßwellen im Wechselwirkungsgebiet des Fernfelds die Entropie des Gases so stark erhöhen, dass sich Wirbel ausbilden können. Diese Strömungsanteile werden schließlich zur Rückströmung, einhergehend mit einem Anstieg in Druck und Wärmestrom auf der Grundplatte. Es scheint, als ob die Gesamtrückströmung im Triebwerkscluster sowohl aus der Grenzschichtexpansion, als auch aus der Treibstrahlwechselwirkung selbst stammt.

In der Dissertation von Grabe wurde die Wechselwirkung zweier Treibstrahlen numerisch und anhand der Messdaten von Holz untersucht [29]. Durch den Einsatz eines DSMC-Verfahrens konnten die Anteile von Kern- und Grenzschichtströmung im frei expandierenden Strahl unterschieden werden. Es zeigte sich dabei, dass sich die Rückströmung vollständig aus der Grenzschichtströmung speist, der von Soga und Hayashi aus Berechnungen abgeleitete Prozess also beim hier betrachteten Fall eine untergeordnete Rolle spielt. Die Arbeit von Grabe lässt zudem eine detailliertere Erklärung der Rückströmungsentstehung durch Treibstrahlwechselwirkung zu. Anders als zuvor zum Beispiel bei Holz angenommen [36], bildet sich auf der Symmetrieebene kein Staupunkt aus, wenn der Treibstrahl frei expandiert. Stattdessen entfernen sich die Moleküle in der Grenzschichtströmung annähernd geradlinig von ihrer Ursprungsdüse, die Dichte fällt dabei wie erwartet quadratisch mit dem radialen Abstand ab. Bewegt sich ein solches Grenzschichtmolekül jedoch in Richtung einer benachbarten (baugleichen) Düse, so steigt die Umgebungsdichte entsprechend mit dem Quadrat des Abstands. Die Moleküle der ersten Düse dringen also zunächst in den benachbarten Treibstrahl ein, einige von ihnen werden dann durch Kollisionen stromauf umgelenkt und führen so zur Verstärkung der Rückströmung.

Auch Ketsdever et al. untersuchten 2004 Rückströmungseffekte [41]. Sie verglichen experimentelle und numerische Simulationen von Lochblendenclustern, bestehend aus einer, zwei und vier Öffnungen. Zudem untersuchten sie einen Lochblendenring, der als *cluster array* bezeichnet wurde. Die Lochblenden wurden mit einem Ruhedruck zwischen  $1,3 \times 10^{-2}$  mbar bis 5,3 mbar betrieben, der Kammerdruck betrug während der Messungen  $1,3 \times 10^{-4}$  mbar. Über der linearen Korrelation zwischen Lochblendenzahl und Rückströmungsdruck hinaus zeigte sich ein deutlicher Wechselwirkungseinfluss. Der Rückströmungsdruck zweier Lochblenden ist mehr als doppelt so groß wie der einer einzelnen Lochblende. Beim Sprung auf vier Lochblenden steigt der Rückströmungsdruck bereits schwächer an. Die Ringlochblende zeigt zwar den höchsten absoluten Rückströmungsdruck, jedoch ist er nur etwa 10% größer als der des 4-Lochblendenclusters. Eine Erhöhung der Lochblendenzahl hat demnach einen umso geringeren relativen Einfluss, je größer die ursprüngliche Lochblendenzahl ist.



(a) Geometrie.



(b) Foto aus [52],  $\zeta = 90^\circ$ .

Abbildung 2.2.5.: Beaufschlagung einer stromab gelegenen Oberfläche durch einen Freistrahler nach [54].

## 2.2.2. Wechselwirkung mit Oberflächen

Eine systematische Diskussion der Oberflächenbeaufschlagung wurde 1986 von Legge veröffentlicht [51]. Die analytischen Gleichungen wurden von ihm selbst [53, 55] sowie von anderen Arbeitsgruppen (z.B. Park et al. [73]) experimentell bestätigt.

**Abbildung 2.2.5a** zeigt die von Legge genutzte Geometrie, angepasst an die Nomenklatur der vorliegenden Arbeit. Die hier beschriebene Herleitung kann detaillierter mittels [54] nachvollzogen werden. Zudem ist in **Abbildung 2.2.5b** beispielhaft die Visualisierung einer Oberflächenbeaufschlagung abgebildet. Der dargestellte Fall zeigt den Treibstrahl aus einer Lochblende mit einem Durchmesser von 2 mm, die Strahlachse steht senkrecht zu einer Platte in einem Abstand von 150 mm. Das Arbeitsgas ist Stickstoff mit einem Ruhedruck  $p_0$  von 2 bar und einer Ruhetemperatur  $T_0$  von 300 K, der Hintergrunddruck  $p_b$  beträgt  $2 \times 10^{-2}$  mbar. Aufgrund dieses relativ hohen Hintergrunddrucks bildet sich ein Fasserstoß aus. In der freien Expansion unter Weltraumvakuumbedingungen ist dieser nicht zu erwarten. Beaufschlagungsdruck  $p_i$  und Schubspannung  $\tau$  wurden experimentell über Kraftmesswaagen in der beaufschlagten Oberfläche bestimmt [52]. Links und rechts neben der Lochblende sind Elektroden sichtbar, die mittels Mikrowellenstrahlung die Gasmoleküle zum Leuchten anregen.

Der Beaufschlagungsdruck  $p_i$  und die Schubspannung  $\tau$  werden durch den Druckbeiwert  $c_p$  und den Schubspannungsbeiwert  $c_\tau$  ersetzt:

$$c_p = \frac{p_i}{\frac{1}{2}\rho u^2} \quad (2.2.5)$$

$$c_\tau = \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho u^2} \quad (2.2.6)$$

Die Parameter  $\rho$  und  $u$  im Treibstrahl werden mittels des Treibstrahlmodells durch dessen Parameter ersetzt:

$$\frac{p_i}{p_0} \left( \frac{H}{R^*} \right)^2 = c_p \sin^2 \alpha A_P f(\theta) \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (2.2.7)$$

$$\frac{\tau}{p_0} \left( \frac{H}{R^*} \right)^2 = c_\tau \sin^2 \alpha A_P f(\theta) \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (2.2.8)$$

Hier ist  $H$  der vertikale Abstand zwischen der Oberfläche und der Mitte der Düsenaustrittsebene (*Flughöhe*). Wenn die Parameter des Modells bekannt sind, fehlen nur noch die dimensionslosen Beiwerte  $c_p$  und  $c_\tau$  zur Bestimmung des Beaufschlagungsdrucks  $p_i$  und der Schubspannung  $\tau$ .

Im Grenzfall der Kontinuumsströmung kann auf die Lösungen der Newton-Näherungen für hypersonische Strömungen zurückgegriffen werden [4, S. 51ff]:

$$c_{p,C} = \frac{\kappa + 3}{\kappa + 1} \sin^2 \alpha \quad (2.2.9)$$

$$c_{r,C} = \frac{2.6}{\sqrt{\text{Re}_i + 6.7}} c_{r,FM} \quad (2.2.10)$$

$\text{Re}_i$  ist die Reynolds-Zahl auf der beaufschlagten Fläche:

$$\text{Re}_i = \frac{\rho_i u_i r}{\mu_i} \quad (2.2.11)$$

Gleichung 2.2.10 nutzt den Schubspannungsbeiwert des frei-molekularen Grenzfalles  $c_{r,FM}$ . Sein Wert, genau wie der des Druckbeiwertpendants  $c_{p,FM}$ , können aus Betrachtungen der kinetischen Theorie hergeleitet werden [82, S. 132ff]:

$$c_{p,FM} = 2(2 - \sigma_{\perp}) \sin^2 \alpha + \sigma_{\perp} \sqrt{\pi \frac{\kappa - 1}{\kappa}} \sqrt{\frac{T_{Bea}}{T_0}} \sin \alpha \quad (2.2.12)$$

$$c_{r,FM} = 2\sigma_{\parallel} \cos \alpha \sin \alpha \quad (2.2.13)$$

Die Akkomodationskoeffizienten  $\sigma_{\perp}$  und  $\sigma_{\parallel}$  definieren die Art der Molekül-Oberflächen-Kollision:  $\sigma = 0$  für spiegelnde,  $\sigma = 1$  für diffuse Reflexion. Ihr fundamentaler Unterschied liegt im Umgang mit der Temperaturdifferenz zwischen Molekül ( $T_0$ ) und Oberfläche ( $T_{Bea}$ ): während bei der spiegelnden Reflexion kein Energieaustausch zwischen Wand und Molekül stattfindet, das Molekül also ideal reflektiert wird; nimmt das Molekül bei einer diffusen Reflexion die Wandtemperatur an und verlässt die Wand in einem Maxwell-Gleichgewicht der Temperatur  $T_{Bea}$  [76]. DSMC-Simulationen von Khasawneh et al. zeigen gute Übereinstimmungen mit der *diffusen* Reflexion für  $\text{Kn} > 10$  [42]. Die DSMC-Simulationen von Kannenberg und Boyd zeigten, dass auch parallele Beaufschlagung zufriedenstellend modelliert werden kann [39]. Zur Bestimmung von  $c_p$  und  $c_r$  in der Transitionsströmung können Interpolationsfunktionen genutzt werden.

Ketsdever et al. untersuchten den Einfluss der Reynolds-Zahl auf die Schubspannung an einer Platte parallel zur Düsensymmetrieachse [40]. In einem ähnlichen Kontext untersuchten Ngalande et al. den Einfluss der Oberflächenrauigkeit der beaufschlagten Fläche auf den Beaufschlagungsdruck [72]. Allgemein gilt, dass der Beaufschlagungsdruck bei hohen  $\text{Re}_i$  und glatten Oberflächen am stärksten ist: entscheidend ist immer die *Aufteilung* des Gesamtimpuls zwischen senkrechtem Druck und paralleler Schubspannung.

Eine numerische Betrachtung mittels Kombination von Kontinuumslösern und DSMC der Treibstrahl-Oberflächen-Wechselwirkung, und zur allgemeinen Struktur des Treibstrahls während einer Landung, wurde 2015 von Morris et al. durchgeführt [66]. In **Abbildung 2.2.6** sind die zwei von Morris et al. unterschiedenen Phasen einer Landung unter Weltraumvakuumbedingungen mit einem Einzeltriebwerk dargestellt. Die schwarz gepunkteten Linien sind die im divergenten Düsenteil entstandenen Konturstöße, bei Morris als Kompressionswellen bezeichnet. Sie werden schwächer, je weiter man sich im Treibstrahl stromab bewegt. Dies entspricht dem Fall aus **Abbildung 2.2.5b**.

Die linke Seite von **Abbildung 2.2.6** zeigt den Fall großer Flughöhe. Zwischen den Kompressionswellen, um die Düsensymmetrielinie herum, formiert sich ein senkrechter Bodenstoß. Er wird von einem schrägen Verdichtungsstoß begrenzt. Hinter dem senkrechten Stoß ist die Strömung subsonisch, wird jedoch in radialer Richtung in den Überschall beschleunigt.

Schwebt das Raumfahrzeug in geringerer Höhe, ändern sich die Stoßstrukturen deutlich (rechte Seite der Abbildung). Wieder wird der Treibstrahl in der isentropen Kernströmung mit einem senkrechten Stoß abgeschlossen. Der sich anschließende Schrägstoß legt sich jedoch an die Kompressionswellen an. Die Stoßstruktur im Kernbereich hat einen Knick, somit herrscht stromab der Stöße ein Entropieungleichgewicht. Dies führt zur Ausbildung von Wirbeln im subsonischen Strömungsbereich (Croccos Wirbelsatz [59, S. 193]). Im Außenbereich gleicht die Strömung wieder dem Fall für große Flughöhen. Beide Fälle machen deutlich, dass die Kompressionswellen der Düsenexpansion, wenn sie vorhanden sind, den dominierenden Einfluss auf die Stoßstruktur während eines Landemanövers haben.

Auch gab es Untersuchungen zur Wechselwirkung zwischen mehreren Treibstrahlen und Oberflächen. Die Arbeiten von Allegre et al. [2], Morris [65] und Bijiao et al. [6] geben einen Überblick über die allgemein zu erwartenden

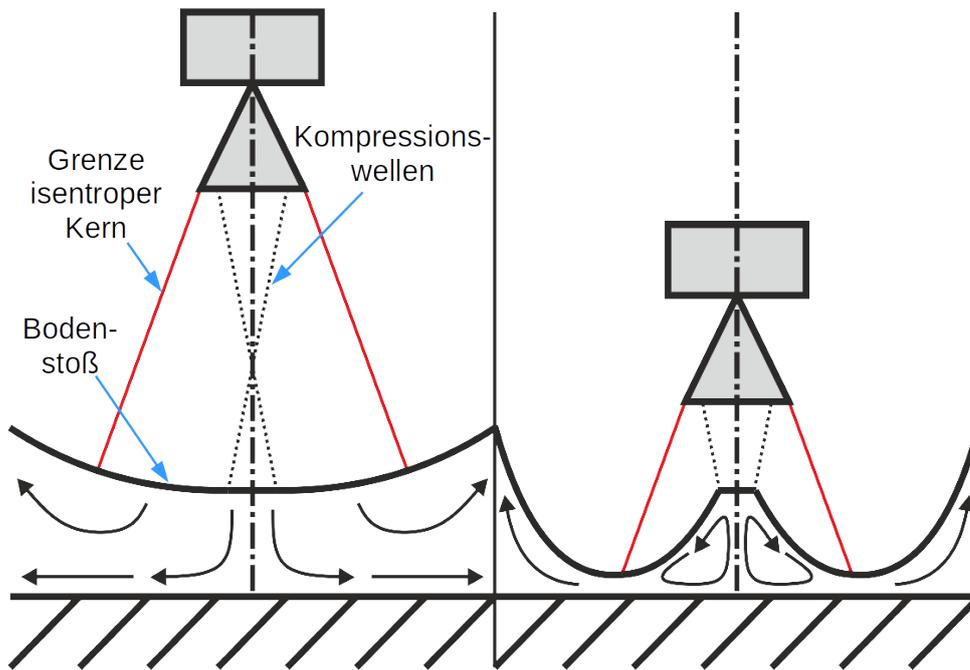


Abbildung 2.2.6.: Wechselwirkung eines Einzeltriebstrahls mit der Oberfläche bei senkrechter Landung nach [66].

Strukturen. **Abbildung 2.2.7** zeigt eine qualitative Skizze basierend auf den Simulationen von Morris. Im Gegensatz zum vorherigen Fall ist hier auch der *Sekundärtriebstrahl* (hellblau) dargestellt.

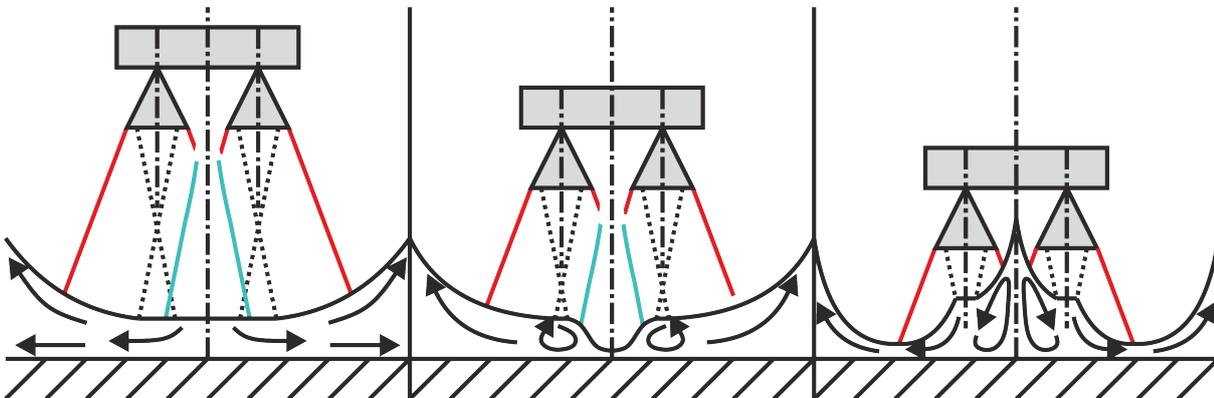


Abbildung 2.2.7.: Wechselwirkung eines Mehrfachtriebstrahls mit der Oberfläche bei senkrechter Landung nach [66].

Nun können drei Phasen der Landung unterschieden werden. Bei großen Flughöhen (links) gibt es keine qualitativen Unterschiede zur Landung mit einer Düse, da sich die einzelnen Treibstrahlen des Clusters im Fernfeld homogen vermischen. Wird die Flughöhe gesenkt (Mitte), beginnen sich Unterschiede zwischen den Stößen der Primär- und Sekundärtriebstrahlen abzuzeichnen. Die Strömung im Sekundärtriebstrahl hat einen kleineren Gesamtdruck und eine höhere Entropie als die Strömung des Primärtriebstrahls. Daher wird sie durch schwache Schrägstöße abgeschlossen. Das Entropiegleichgewicht stromab der Stöße führt dann wieder zu Wirbelbildung. Bei einer weiteren Senkung der Flughöhe (rechts) bilden sich starke Schrägstöße in der Clustermitte aus, zusammen mit einem großen Wirbelgebiet. Die Stöße werden außerhalb des Clusters an der Oberfläche reflektiert und bilden ebenfalls Schrägstöße. Die genauen Grenzen dieser Gebiete, bezogen auf die Flughöhe und in Abhängigkeit der Parameter des Mehrfachtriebstrahls, sind bisher nicht bekannt.

## 3. Untersuchungskonzept

Aus den Erläuterungen des vorangegangenen Kapitels ist ersichtlich, dass mehrere Parameter die Treibstrahlwechselwirkung beeinflussen können. Dazu gehören die Art der genutzten Düsen, ihre geometrische Anordnung und ihre Betriebsparameter, also die Treibstoffauswahl sowie die Ruhe- und Randbedingungen. Von Bedeutung ist ebenfalls der Abstand zwischen Raumfahrzeug und Düsenaustrittsebene, die Flughöhe und die angulare Ausrichtung des Raumfahrzeugs gegenüber der Landeoberfläche.

Die möglichen Parametervariationen werden daher in Abschnitt 3.1 dieses Kapitels begründet eingeschränkt. Danach wird in Abschnitt 3.2 die in dieser Arbeit angewandte Methodik und ihre Einordnung innerhalb der fortlaufenden Forschungsarbeiten zur Treibstrahlexpansion am DLR Göttingen präsentiert. In Abschnitt 3.3 folgt eine genauere Beschreibung der eingesetzten Düsen und ihrer Anordnung im Cluster. Abschnitt 3.4 fasst Methodik und Untersuchungsobjekt dann in einen Messplan zusammen. Dabei werden die Ziele der Forschungsarbeit konkretisiert. Schließlich wird in Abschnitt 3.5 ein Überblick über die verwendete Messtechnik und ihre Nomenklatur gegeben. Eine genauere Beschreibung der jeweiligen Messaufbauten erfolgt zu Beginn der Kapitel, die sich mit den gewonnenen Messergebnissen befassen, also Kapitel 5, 6 und 7.

### 3.1. Parameterreduktion

In der STG-CT, einer Vakuumkammer mit einem Hintergrunddruck von weniger als  $10^{-6}$  mbar, auch beim Feuern eines Triebwerks, kann die ungehinderte Expansion eines Treibstrahls simuliert werden [22]. Die Düsen-Reynolds-Zahl  $Re_E$  und die Massenstromdichte  $\dot{m}/A^*$  sind bei konstanter Ruhetemperatur  $T_0$  direkt proportional. Sie sind ein Maß für die Dicke der Grenzschicht am Düsenaustritt und damit von Position und Ausrichtung der abschließenden Charakteristiken. Stromab des Kreuzungspunktes der Charakteristiken beginnt die freie Expansion der Treibstrahlen [17]. In allen Fällen werden Ein-Stoff-Triebwerke im Kaltgasbetrieb genutzt, um Hochtemperatureffekte gering zu halten und chemische Reaktionen auszuschließen. Im Gegensatz zu heißen chemischen Triebwerken wird der Ruhedruck  $p_0$  in Kaltgastriebwerken direkt bereit gestellt, das Gas expandiert aus einem im Verhältnis zum engsten Düsenquerschnitt großen Reservoir nach außen. Das Einfrieren des Rotationsfreiheitsgrades bei zwei-atomigen Gasen oder die Bildung von Dimeren bei ein-atomigen Gasen lässt sich jedoch auch dann nicht verhindern und muss bei der Auswertung berücksichtigt werden. Chemische Reaktionen im Treibstrahl können zu leichten Veränderungen bereits in der Struktur des Einzeltriebstrahls führen. Da das Ziel dieser Arbeit jedoch die Betrachtung gasdynamischer Phänomene ist, soll diese Problematik von vornherein eliminiert beziehungsweise auf ein vernachlässigbares Maß reduziert werden. Zudem besitzen fast alle Hochvakuumdrucksensoren gasartabhängige Kalibrierfunktionen, was eine Interpretation der gewonnenen Messdaten bei Mischungen mehrerer chemischer Spezies deutlich erschweren würde.

Es sind verschiedene Möglichkeiten denkbar, Triebwerke als Cluster anzuordnen. Variiert werden kann die Anzahl der Düsen, ihre geometrische Anordnung zueinander sowohl in einer Ebene als auch im Raum; verschiedene Triebwerkstypen können kombiniert werden und selbst baugleiche Düsen können mit unterschiedlichen Treibstoffen und Betriebsbedingungen gefeuert werden. Daher soll im Folgenden klar definiert werden, welche Triebwerkscluster und äußeren geometrischen Randbedingungen in dieser Forschungsarbeit von Interesse sein sollen. Die Geometrie des Triebwerksclusters selbst soll im Experiment nicht variabel gestaltet sein. Daher wurde eine Anordnung ausgewählt, die sich in vielen bereits veröffentlichten Arbeiten wiederfindet. **Abbildung 3.1.1** zeigt ein beispielhaftes Triebwerkscluster, dass den ausgewählten geometrischen Parameterreduktionen Folge leistet. Dabei gilt:

1. Alle Düsen des Clusters sind von derselben Bauart und arbeiten unter den gleichen Bedingungen.
2. Die Düsenachsen sind parallel und die Austrittsflächen aller Düsen liegen auf einer Ebene.
3. Die Düsen sind äquidistant auf einem Kreis des Radius  $R$  angeordnet.

4. Die Düsen sind senkrecht auf der *Raumfahrzeuggrundplatte* montiert.
5. Während der Landemanöver stehen die Düsensymmetrieachsen senkrecht zur beaufschlagten Fläche. Diese ist eben und homogen bezüglich Temperatur und Oberflächenrauigkeit. Sie soll als *Beaufschlagungsplatte* bezeichnet werden.

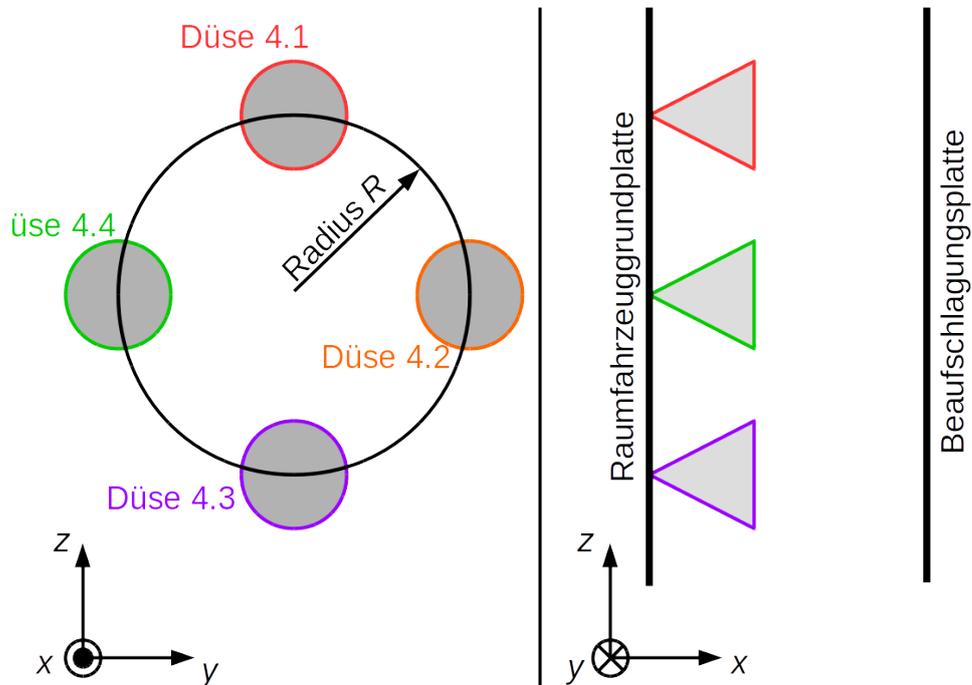


Abbildung 3.1.1.: Skizze des Triebwerksclusters gemäß geometrischer Parameterreduktion.

Die im ersten Punkt erwähnten *Bedingungen* seien in dieser Arbeit durch Gasart, Ruhetemperatur und Massenstrom definiert. Eine isentrope Strömung ist damit (bei Kenntnis der Düsengeometrie) vollständig bestimmt. Die Modelle werden beliebig komplexer, wenn Viskosität des Gases und Wärmeströme durch die Düsenwand berücksichtigt werden. Dann muss unter Umständen zwischen laminaren und turbulenten Düsengrenzschichten unterschieden werden. Es können Kondensation oder die Ausbildung von Dimeren in der Düse oder im Treibstrahl auftreten. Abhängig von der Temperatur des Arbeitsgases und der Umgebung der Düse kann dem Treibstrahl Wärme entzogen oder zugeführt werden, wodurch insbesondere die Grenzschicht der Düseninnenströmung beeinflusst wird. Zudem kann dann nicht mehr von adiabaten Zuständen während der Expansion in der Düse ausgegangen werden.

### 3.2. Methodik

Experimentelle Untersuchungen im Sinne des Gewinnens reproduzierbarer Messdaten und deren Auswertung bilden den Hauptteil dieser Forschungsarbeit. Jedoch werden auch analytische und numerische Methoden genutzt. Numerische und experimentelle Ergebnisse werden in der Gasdynamik nicht nur gegenseitig validiert, sondern zu Gunsten eines vollständigeren Bildes des Strömungsfalls kombiniert. Strömungen verdünnter Gase benötigen in den meisten Fällen Messtechnik mit großen räumlichen Ausdehnungen, sodass es durch Einbringen ebendieser Messtechnik in die Strömung zu Veränderungen des ungestörten Treibstrahls kommt. Eine Vorhersage dieser Einflüsse durch analytische oder numerische Verfahren kann dabei helfen, die gewonnenen Messdaten zu korrigieren [29].

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist, dass insbesondere die Molekülstromdichte  $\dot{n}$  eine Tensorgröße ist, die übliche Vakuumdruckmesstechnik jedoch nur skalare Messwerte ausgibt. Um diesen Informationsverlust auszugleichen, können analog zum Einfluss der Geometrie der Messtechnik analytische und numerische Vorüberlegungen eingesetzt werden. Messpositionen, die keine oder nur geringe Korrekturen benötigen, können zur Validierung numerischer Simulationen verwendet werden. Dann kann den numerischen Ergebnissen für nicht direkt messbare physikalische Größen, zum

Beispiel der spezifischen Entropie, im Treibstrahl vertraut werden, unter Umständen auch an Messpositionen, die der existierenden Messtechnik noch unzugänglich sind.

Die Erweiterung der experimentellen Methoden durch analytische und numerische Verfahren reiht sich in vorangegangene Forschungen zu verdünnten Strömungen im DLR Göttingen ein, insbesondere sind hier die Arbeiten von Plähn [74], Holz [36] und Grabe [31] zu nennen. Eng verwandt damit sind die Anstrengungen, Treibstrahlen und Treibstrahlwechselwirkungen von Triebwerken mit Verbrennung zu modellieren. Dies soll basierend auf Übertragungsvorschriften, die experimentell und numerisch ermittelt wurden, geschehen. Die vorliegende Arbeit unterstützt diese Bemühungen durch Berechnung und Vermessung von skalierten Kaltgastriebwerken, die auch in den oben genannten Arbeiten zum Einsatz kamen. Dies wird im nachfolgenden Unterkapitel näher erläutert.

Die Strukturierung der am DLR Göttingen in Kooperation mit der ArianeGroup verfolgten Untersuchung ist in **Abbildung 3.2.1** schematisch dargestellt. Sie unterteilt sich in die Untersuchung des Einzeltriebwerks und des Triebwerksclusters sowie in die unterschiedlichen Bereiche der Strömung. Ausgangspunkt ist die Vermessung und numerische Simulation der Düseninnenströmung. Es folgt die Vermessung der Fernfelder des Einzeltriebwerks sowie des Triebwerksclusters. Letztere dient vor allem der Untersuchung der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkungen. Zuletzt werden die Treibstrahl-Oberflächen-Wechselwirkungen beider Triebwerkskonfigurationen untersucht. Die einzelnen Themenfelder sind von oben nach unten und von links nach rechts nach steigender Komplexität sortiert. So müssen zum Beispiel zur Interpretation der Einzeltriebwerksbeaufschlagung die Erkenntnisse aus der Vermessung des Einzeltriebwerkfernfeldes zuhelfe genommen werden. Wenn logische Verknüpfungen von einem Themenfeld zum nächsten basierend auf den erzielten Messergebnissen hergestellt werden können, so können diese Erkenntnisse dazu beitragen, Treibstrahlwechselwirkungen unter Kenntnis der Düseninnenströmung auch bei allgemeineren Clusterkonfigurationen im Voraus numerisch modellieren zu können.

	Einzeltriebwerk		Triebwerkscluster
Düseninnenströmung	Numerische Simulation und Vermessung		
Fernfeld	Vermessung; Validierung des Messaufbaus		Vermessung und empirische Modellierung
Beaufschlagung	Vermessung und empirische Modellierung		Vermessung und empirische Modellierung

Abbildung 3.2.1.: Strukturierung des Untersuchungskonzepts wie es vom DLR Göttingen und der ArianeGroup verfolgt wird.

### 3.3. Untersuchungsobjekt

In dieser Studie kommen konturierte Düsen zum Einsatz. Die Innenkontur entspricht den 10N-Düsen der *ArianeGroup GmbH*, jedoch verkleinert um einen Faktor von 4,75. Das ist notwendig, da die Wärmelast des unskalierten Triebwerks mit Verbrennung zu groß für einen dauerhaften Betrieb in der STG-CT ist. Auch Holz nutzte in seiner Forschungsarbeit zu Doppeltriebstrahlen im Jahr 2012 skalierte Düsen dieses Typs [36]. Dies eröffnet die Möglichkeit, bei der Auslegung des experimentellen Aufbaus auf seine Erkenntnisse zurückzugreifen und Messdaten vergleichbar zu machen. In **Tabelle 3.3.1** sind einige Eigenschaften des unskalierten 10N-Triebwerks zusammengetragen [86].

Die ideal skalierte 10N-Düse hat einen engsten Radius  $R^*$  von 300  $\mu\text{m}$ . Der Treibstrahlmassenstrom aus einer solchen Düse ist weder zu stark für die STG-CT, noch zu klein um von der vorhandenen Sonde dedektiert zu werden. Frühere Vermessungen von Lochblenden und Düsen dieser Größenordnung in der STG-CT deuten darauf hin, dass

Tabelle 3.3.1.: Eigenschaften des unskalierten 10N-Triebwerks.

Schub	$F$	10 N
Massenstrom	$\dot{m}$	3,5 g/s
Massenstromdichte	$\frac{\dot{m}}{A^*}$	388 kg m <sup>2</sup> /s
Ruhedruck	$p_0$	9 bar
Ruhetemperatur	$T_0$	1800 K
Düsen-Reynolds-Zahl	$Re_E$	1457
Engster Radius	$R^*$	1,425 mm
Austrittsradius	$R_E$	17,5 mm
Flächenverhältnis	$\frac{A_E}{A^*}$	151
Länge divergente Düse	$L_E$	48,4 mm
Austrittswinkel	$\theta_E$	7,125°
Treibstoff	MMH+N <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , MON-1 oder MON-3	

Tabelle 3.3.2.: Eigenschaften des skalierten 10N-Triebwerks (isentropie 1D-Theorie).

Schub	$F$	83 mN
Massenstrom	$\dot{m}$	0,108 g/s
Massenstromdichte	$\frac{\dot{m}}{A^*}$	388 kg m <sup>2</sup> /s
Ruhedruck	$p_0$	1,66 bar
Ruhetemperatur	$T_0$	300 K
Düsen-Reynolds-Zahl	$Re_E$	1457
Kritischer Radius	$R^*$	0,3 mm
Austrittsradius	$R_E$	3,741 mm
Flächenverhältnis	$\frac{A_E}{A^*}$	151
Länge divergente Düse	$L_E$	10,189 mm
Austrittswinkel	$\theta_E$	7,125°
Arbeitsgas	N <sub>2</sub>	

diese Abschätzung korrekt ist [74, S. 75f]. Das Originaltriebwerk wird mit einer Düsen-Reynolds-Zahl  $Re_E = 1457$  und einer Massenstromdichte  $\dot{m}/A^* = 388 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$  betrieben. Diese beiden Kennzahlen sollen auf das skalierte Triebwerk übertragen werden. Durch den Erhalt von  $Re_E$  und  $\dot{m}/A^*$  sollen die relative Grenzschichtdicke und Position der Kompressionswellen am Düsenaustritt dem unskalierten Fall entsprechen. Nicht abgebildet werden thermische Effekte und Aspekte der chemischen Kinetik. Thermische Gradienten im Messaufbau, zum Beispiel zwischen Düsenwand und Arbeitsgas, sollen durch Kontrolle und Angleichen ihrer Temperaturen durch den Einsatz von Heizelementen an der Ruhokammer minimiert werden. Nicht abgebildet wird in dieser Forschungsarbeit zudem der Einfluss von chemischen Reaktionen der Verbrennungsprodukte im divergenten Düsenteil und in der Außenströmung, da ein Kaltgastriebwerk eingesetzt wird. Betrachtet werden also die gasdynamischen Effekte der Düsenströmung, Treibstrahlexpansion und -wechselwirkungen.

Für **Tabelle 3.3.2** wurden Eigenschaften der skalierten Düse zusammengefasst. Die Daten sind theoretische Werte aus der eindimensionalen, isentropen Düsentheorie für die Grundkonfiguration dieser Studie: Arbeitsgas Stickstoff mit einer Düsen-Reynolds-Zahl von 1457. Im Vergleich zu numerischen und experimentellen Ergebnissen zeigen sich deutliche Unterschiede, was an gegebener Stelle diskutiert wird. Auf Grundlage der angegebenen Werte kann die Wärmeleistung  $P_{ex}$  des Arbeitsgases auf die Kryopumpe der STG-CT abgeschätzt werden. In Kapitel 6.1.1 wird dies näher diskutiert.

Für die durchgeführten Messungen wurden insgesamt 13 Düsen gefertigt. Die Einzeldüse trägt die Bezeichnung 1.1, die Düsen des Clusters die Bezeichnungen 4.1, 4.2, 4.3 und 4.4. Zudem gibt es acht weitere Düsen mit den Bezeichnungen 8.1 bis 8.8. Aufgrund von Schwierigkeiten bei der Fertigung so kleiner Düsen zeigten die vorliegenden Düsen einen engsten Radius  $R^*$ , der für alle Düsen im Mittel 8 % über dem angegebenen Sollwert lag. Die Bestim-

mung des korrekten Radius erfolgte experimentell, das genaue Vorgehen ist im Anhang B.2 beschrieben. Durch den größeren kritischen Querschnitt verändern sich auch die Betriebsbedingungen. Bei gleicher Massenstromdichte  $\dot{m}/A^*$  und Ruhetemperatur  $T_0$  steigt  $Re_E$  des Standardfalls von 1457 auf 1700. Eine Anpassung von  $Re_E$  würde die Senkung von  $T_0$  auf etwa 260 K erfordern, was technisch zwar möglich ist, jedoch im Rahmen dieser Studie als nicht zweckmäßig betrachtet wurde. Zum einen müsste eine Gaskühlung neu angeschafft und in der Vakuumkammer installiert werden, zum Anderen sind beim Betrieb in so niedrigen Temperaturen Kondensationseffekte inner- und außerhalb der Gasleitung zu erwarten, die weitere Komplikationen mit sich brächten.

In Abschnitt 3.1 des Kapitels zur Projektkonzipierung wurden fünf Kriterien für die zu betrachtenden Cluster definiert. Frei wählbar sind die Anzahl der Düsen  $N$  und der Clusterradius  $R$ . Die Einzeldüse bildet den Referenzfall und damit die erste Geometrie. Holz untersuchte Düsenpaare [36]. Bei drei oder mehr Düsen wird eine drastische Änderung der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung erwartet, da es nun ein Volumen zwischen den Düsen gibt, aus dem das Gas nicht frei nach außen entweichen kann. In dieser Arbeit soll ein Cluster aus vier quadratisch angeordneten Düsen untersucht werden, da es im Gegensatz zum 3-Düsencluster Symmetrien entlang gerader Profile über das Cluster hinweg zeigt. Diese Symmetrien sollten sich in den gemessenen Profilen widerspiegeln, wodurch unmittelbar die Ausrichtung des Clusters und die Reproduzierbarkeit der Strömungen geprüft werden können. Aus physikalischen und konstruktiven Überlegungen heraus wurde der Clusterradius auf 25 mm festgelegt. Den Überlegungen lagen die Freistrahlmessungen zweier gemeinsam betriebener Düsen von Holz zu Grunde [36]. Bei deutlich kleineren Cluster radien  $R$  droht eine Ablösung der Düseninnenströmung, da benachbarte Düsen einen zu großen Gegendruck für die Grenzschichtströmung aufbauen können. Bei größeren Radien schwächt sich die messbare Wechselwirkung zwischen den Treibstrahlen ab und einige interessante Wechselwirkungsphänomene treten unter Umständen nicht mehr auf.

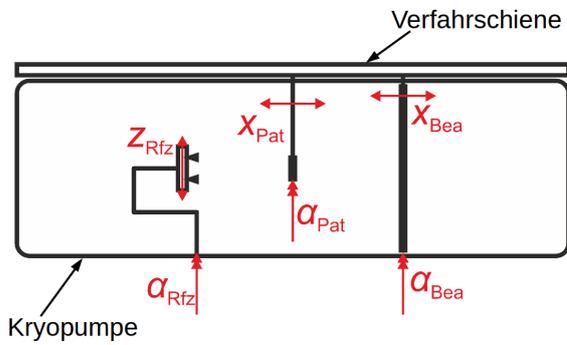
### 3.4. Mess- und Rechenplan

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung und Beschreibung der Treibstrahlwechselwirkungen bei einer Landung mit einem Düsencluster unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen. Die Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkungen der Clusterströmung werden durch die Geometrie des Clusters und der freien Expansion der Einzeldüsenstrahlen bestimmt. Diese sind wiederum bestimmt durch die Bedingungen am Düsenaustritt, damit also der Düseninnenströmung. Die Struktur der frei expandierenden Einzel- und Mehrfachtreibstrahlen definiert die Beaufschlagung fester Oberflächen stromauf und -ab der Düsenaustrittsebene, wobei die Oberflächenbeaufschlagung selbst die Strahlstrukturen beeinflusst, zum Beispiel durch Ausbildung von Bodenstößen. Diese gegenseitigen Abhängigkeiten sind von besonderem Interesse bei der Auswertung der in dieser Arbeit gewonnenen Daten. Sie spiegeln sich, in Anlehnung an die unterschiedlichen Strömungsbereiche, in der Aufteilung der nachfolgenden Kapitel wider. Es wurde eine numerische Simulationsreihe mit dem Kontinuumslöser *TAU* und drei unterschiedliche Messreihen in den Vakuumkammern *CCG* und *STG-CT* des DLR Göttingen durchgeführt. Somit ergibt sich folgende Gliederung:

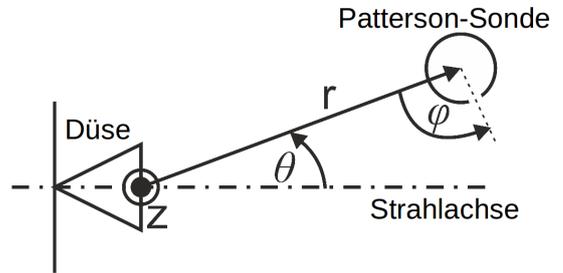
1. *Düseninnenströmung*, Simulation mit *TAU*; Kapitel 4
2. *Düsenaustritt*, Messung in der *CCG* mit Pitot-Sonde; Kapitel 5
3. *Fernfeld*, Messung in der *STG-CT* mit Patterson-Sonde; Kapitel 6
4. *Beaufschlagung*, Messung in der *STG-CT* mit Beaufschlagungsplatten; Kapitel 7

In Anlehnung an die schematische Darstellung einer realen Landung unter Weltraumvakuumbedingungen in **Abbildung 1.0.1** zeigt **Abbildung 3.4.1** die eben genannten Hauptmessungen am modellierten Triebwerkscluster. In rot dargestellt sind die Düsenaustrittsebene und die Strömung am Düsenaustritt, die in der ersten Messreihe untersucht wird. Der Sekundärtreibstrahl ist schematisch in violett gezeigt. Er ist das wichtigste Untersuchungsobjekt der Fernfeldmessungen der zweiten Messreihe. Die Beaufschlagungsmessungen sind in blau und grün hervorgehoben. Blau steht für die Vermessung der Rückströmung, explizit der Beaufschlagung auf die Raumfahrzeuggrundplatte. Analog ist in grün der Bodenstoß der stromab gelegenen Beaufschlagung auf die Beaufschlagungsplatte gezeigt. Die *Flughöhe*  $H$  ist hier definiert als der Abstand zwischen Beaufschlagungsplatte und Düsenaustrittsebene. Zusätzlich wird die Düseninnenströmung numerisch simuliert. Die Simulationsergebnisse schließen direkt an die Ergebnisse der Düsenaustrittsmessung an.



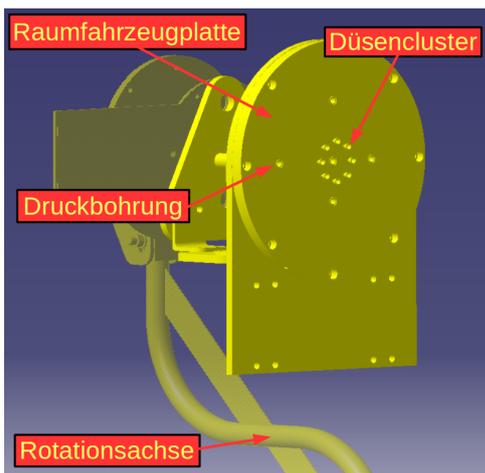


(a) Motorikkoordinaten:  $x$  axiale Translation;  $z$  vertikale Translation;  $\alpha$  Rotation.

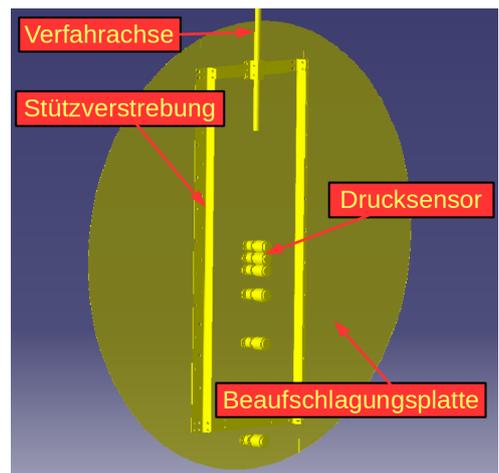


(b) Treibstrahlkoordinaten.

Abbildung 3.4.2.: Koordinatensysteme der STG-CT.



(a) Raumfahrzeuggrundplatte (Vorderseite).



(b) Beaufschlagungsplatte (Rückseite).

Abbildung 3.4.3.: CAD-Modelle der Platten.

um die Vergleichbarkeit zwischen diesen und den neuen Messreihen zu bestimmen. Gleiches gilt für die Vermessung des Fernfeldes der Einzeltreibstrahlen in der STG-CT. Dazu sollen Untersuchungen zum Einfluss des Ruhe- und Hintergrunddrucks auf die Einzeldüsenströmung vorgenommen werden. Nach Abschluss dieser Arbeit können die Treibstrahl-Wechselwirkungen untersucht werden. Die Struktur des Mehrfachtreibstrahls soll anhand charakteristischer Punkte im Profil beschrieben werden. Es wird nach experimentell nachweisbaren Zusammenhängen zwischen den Expansionsströmungen der Einzeldüse und des Düsenclusters gesucht. Auch sollen die Wechselwirkungen von zwei und vier Düsen qualitativ und quantitativ verglichen werden. Die Rückströmung des Düsenclusters soll auf ihr Verhalten gegenüber einer Variation von Ruhedruck, Hintergrunddruck und Flughöhe hin untersucht werden. Im letzten Schritt wird die stromab gelegene Beaufschlagung durch die Einzel- und Clusterströmung untersucht. Wie beim Mehrfachtreibstrahl wird nach charakteristischen Punkten in den Profilen und nach Zusammenhängen zwischen der ungestörten Strömung und der Beaufschlagung gesucht. Die so gewonnenen Messdaten können in der Zukunft mit DSMC-Simulationen kombiniert werden, um die Simulationen punktuell zu verifizieren und gleichzeitig die Messdaten um weitere berechnete Strömungsparameter zu erweitern.

### 3.5. Anlagenmesstechnik

Die wichtigsten Sensoren der STG-CT-Experimente sind in **Abbildung 3.5.1** dargestellt. Unten links ist der Gastank zu sehen, der das Arbeitsgas für Einzeldüse und Cluster bereithält. Noch außerhalb der Vakuumkammer ist er mit einem Massenstromregler verbunden. Der korrekt eingestellte Massenstrom  $\dot{m}$  wird in die STG-CT geleitet, wo er mithilfe einer Gasheizung auf die gewünschte Ruhetemperatur  $T_0$  gebracht wird. Diese wird, zusammen mit dem Ruhedruck  $p_0$ , in der Ruhekammer gemessen. Aus der Ruhekammer heraus wird die Strömung in  $N$  gleiche Teile geteilt und den Einzeldüsen des Clusters zugeführt. Zur Konstruktion und Funktionalitätsprüfung dieser Ruhekammer wurden numerische Simulationen und Messungen durchgeführt. Sie können im Anhang Kapitel B.1 nachvollzogen werden. Die aktuelle Position des Clusters  $\bar{x}$ , zusammen mit den Positionen der Patterson-Sonde und der Beaufschlagungsplatte, werden permanent gemessen. Außerdem wird die Temperatur der Motorik  $T_M$  kontrolliert, um Überhitzungen infolge von Fehlfunktionen detektieren zu können. In der Abbildung sind ferner die Drücke und Temperaturen auf dem Raumfahrzeug (Index  $bf$ ), der Beaufschlagungsplatte (Index  $i$ ) und der Patterson-Sonde (Indizes  $k$  und  $S$ ) gekennzeichnet. Zudem werden Druck und Temperatur des STG-CT-Hintergrundgases (Index  $b$ ) zu allen Zeitpunkten kontrolliert.

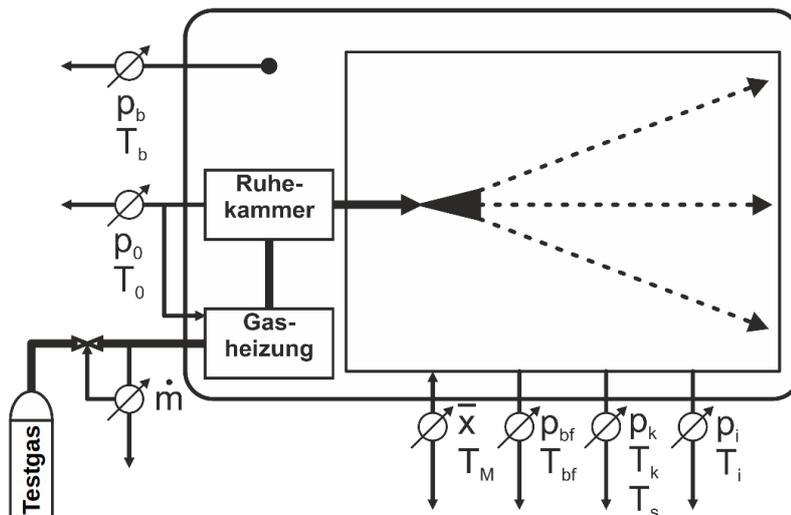


Abbildung 3.5.1.: Sensoren des experimentellen Aufbaus in der STG-CT.

In den **Tabellen 3.5.1** und **3.5.2** sind alle Druck- und Temperatursensoren mit ihrer jeweiligen Nomenklatur aufgestellt. Bei den Temperatursensoren handelt es sich um Typ K Thermoelemente, die Drucksensoren sind Membran-

und Ionisations-Vakuummeter. Kapitel B.3 des Anhangs enthält Ausführungen über die vorgenommenen Abgleichs- und Kalibriermessungen vor Beginn der eigentlichen STG-CT-Messung.

Tabelle 3.5.1.: Liste der Drucksensoren in der STG-CT.

Name	Symbol	Sensor	Messbereich mbar
Patterson	$p_K$	HP IMR310	$1 \times 10^{-6} \dots 1$
Hintergrund 1	$p_{b1}$	Oerlikon IE414	$1 \times 10^{-12} \dots 1 \times 10^{-2}$
Hintergrund 2	$p_{b2}$	Oerlikon IE414	$1 \times 10^{-12} \dots 1 \times 10^{-2}$
Hintergrund 3	$p_{b3}$	HP IMR310	$1 \times 10^{-6} \dots 1$
Hintergrund 4	$p_{b4}$	Baratron	$1,33 \times 10^{-2} \dots 1,33$
Hintergrund 5	$p_{b5}$	Baratron	$1 \times 10^{-2} \dots 1$
Hintergrund 6	$p_{b6}$	Baratron	$1 \times 10^{-3} \dots 0,1$
Hintergrund 7	$p_{b7}$	Baratron	$0,1 \dots 10$
Rückströmung 1-5	$p_{bf}$	Micro-Ion mks355	$1,33 \times 10^{-11} \dots 1,33 \times 10^{-2}$
Beaufschlagung 1-6	$p_i$	Micro-Pirani mks925	$1,3 \times 10^{-5} \dots 1 \times 10^3$

Tabelle 3.5.2.: Liste der Temperatursensoren in der STG-CT.

Position	Symbol	Verstärkung
Sonde - Konverterkammer	$T_K$	2000
Sonde - Schlitz	$T_S$	2000
Ruhekammer	$T_0$	1000
Rückströmung - Platte	$T_{bfP}$	1000
Rückströmung - Sensor	$T_{bfS}$	1000
Kammerwand	$T_{b1}$	1000
Drucksensor $p_{b2}$	$T_{b2}$	2000
Drucksensor $p_{b3}$	$T_{b3}$	2000



## 4. Numerische Simulation: Düseninnenströmung

In diesem Kapitel soll die Düseninnenströmung der skalierten Düse im nominalen Betriebsfall numerisch berechnet werden. Von besonderem Interesse ist die Strömung am Düsenaustritt, da hier ein direkter Abgleich mit Messdaten des Pitot-Drucks möglich ist (siehe Kapitel 5). Ferner wird ein weiter Bereich von Düsen-Reynolds-Zahlen  $Re_E$  für das Arbeitsgas Stickstoff bei einer Ruhetemperatur  $T_0$  von 300 K simuliert, um Korrelationen zwischen der Treibstrahlstruktur und dem Ruhedruck  $p_0$  ableiten zu können.

TAU ist ein vom DLR entwickelter Kontinuumslöser für kompressible, viskose Strömungen in drei Raumdimensionen [25]. Es werden die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (*RANS*) in einem Finite-Volumen-Verfahren mittels numerischer Zeitintegration und räumlicher Differentiation gelöst. Der simulierte Strömungsbereich wird mittels strukturierter oder unstrukturierter Netze abgebildet. Die Strukturierung des Netzes wird in mehreren Stufen anhand zuvor berechneter Strömungsgradienten adaptiert, das heißt die Anzahl der Gitterpunkte lokal gesteigert, um eine stabile Konvergenz zu erzielen [79]. Diese Adaptionen erfolgen immer dann, wenn die Lösung auf einem existierenden Netz konvergiert ist. Die einzelnen Netzrandbedingungen werden vom Anwender als reibungsfreie Wände (für Symmetrielinien), Freistrahlsbedingungen (für Düsen- ein- und -ausgänge) oder als feste Wände definiert. Für die festen Wände werden thermische Randbedingungen gesetzt, sie können *adiabat* sein, also keine Wärmeübertragung zulassen; oder sie sind *isotherm*, das heißt die Wandtemperatur bleibt konstant, wodurch sich ein Temperaturgradient in der Grenzschicht aufbaut, aus dem sich ein Wärmeübergang von der Strömung auf die Wand oder von der Wand in die Strömung berechnen lässt. An den Freistrahlgrenzen werden Parameter des Gases gesetzt, im Fall der Düseninnenströmung sind dies die Ruhe- und Hintergrundbedingungen. Explizit gesetzt werden Dichte, Temperatur und Isentropenkoeffizient der Gase, sowie ihre molare Masse in Form der gasspezifischen Gaskonstante. Das Viskositätsverhalten der Gase wird mittels der Sutherland-Parameter beschrieben, ihre Wärmeleitfähigkeit über die Prandtl-Zahl  $Pr$ . Beide Größen werden in diesem Kapitel näher erläutert.

**Abbildung** und **Tabelle 4.0.1** zeigen die Abmaße der für die Simulation verwendeten Düsengeometrie.

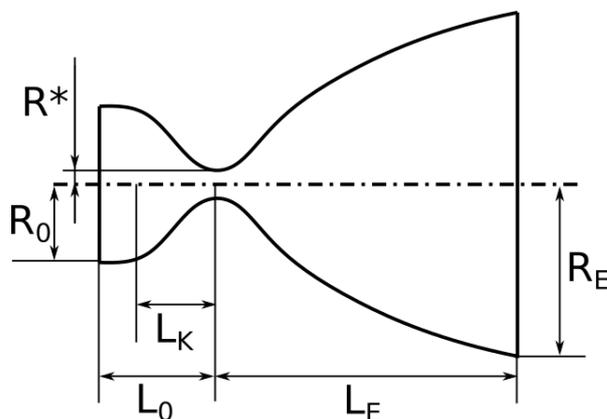


Tabelle 4.0.1.: Abmaße.

$\frac{L_0}{\text{mm}}$	2,04
$\frac{L_K}{\text{mm}}$	1,12
$\frac{L_E}{\text{mm}}$	10,189
$\frac{R_0}{\text{mm}}$	0,738
$\frac{R_K}{\text{mm}}$	0,3
$\frac{R_E}{\text{mm}}$	3,741

Abbildung 4.0.1.: Simulierte Düsengeometrie.

## 4.1. Numerisches Modell der Düseninnenströmung

Die Eingangsparameter dieser Rechnung können in vier Gruppen eingeteilt werden: die Gasart, die Randbedingungen, die numerischen Verfahren und die Gestalt des Rechengitters.

**Tabelle 4.1.1** zeigt die Eingaben für die drei in diesem Abschnitt betrachteten Arbeitsgase: Stickstoff, Argon und Wasserstoff. Es wurden drei verschiedene Gase simuliert und ihre Austrittsströmung mit der Pitot-Sonde in der CCG vermessen. Die Beschränkung auf Stickstoff für die Fernfeld- und Beaufschlagungsmessungen war ein Ergebnis dieser Untersuchungen, worauf in Kapitel 5 näher eingegangen wird. Um die Argumentation nachvollziehbar zu machen, sind die Betrachtungen zu Argon und Wasserstoff hier wiedergegeben. Neben der spezifischen Gaskonstante  $\mathcal{R}$  und dem Isentropenexponenten  $\kappa$  enthält die obere Tabellenhälfte auch die Prandtl-Zahl  $Pr$ , welche das Verhältnis von kinematischer Viskosität zu Temperaturleitfähigkeit beziffert. Die untere Tabellenhälfte zeigt die Parameter des *Sutherland-Modells*, die Sutherland-Konstante  $C$ , die Referenzviskosität  $\mu_{ref}$  und die Referenztemperatur  $T_{ref}$ . Mit ihnen wird in TAU die Temperaturabhängigkeit der dynamischen Viskosität  $\mu$  berechnet [59, S. 327]:

$$\frac{\mu(T)}{\mu_{ref}} = \frac{T_{ref} + C}{T + C} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/4} \quad (4.1.1)$$

Tabelle 4.1.1.: TAU: Definition der Arbeitsgase.

		N <sub>2</sub>	Ar	H <sub>2</sub>
Spez. Gaskonstante	$\frac{\mathcal{R}}{J/(kg\,K)}$	297	208	4124
Isentropenexponent	$\kappa$	1,4	1,67	1,4;1,67
Prandtl-Zahl	$Pr$	0,73	0,65	0,67
Sutherland-Konstante	$\frac{C}{K}$	111	133	72
Referenzviskosität	$\frac{\mu_{ref}}{Pa\,s}$	$1,78 \times 10^{-5}$	$1,45 \times 10^{-5}$	$8,76 \times 10^{-6}$
Referenztemperatur	$\frac{T_{ref}}{K}$	301	179	294

Es wurden zwei Simulationen mit Wasserstoff durchgeführt: mit  $\kappa = 1,4$  und  $\kappa = 1,67$ . Dies war nötig, da das Einfrieren des Rotationsfreiheitsgrades des Wasserstoffs bereits bei knapp unter 300 K einsetzt, weshalb  $\kappa$  hier eigentlich als orts- und temperaturabhängige Größe angenommen werden müsste [50]. Die entsprechenden Isentropenexponenten eines vollangeregten ein- bzw. zweiatomigen Gases dienen daher hier als Grenzfälle.

Die Düsenwände werden als adiabiat modelliert und die Grenzschichten als laminar angenommen. Die adiabate Randbedingung wurde in den Experimenten in der STG-CT durch Heizung der Düsen auf die Ruhetemperatur des Gases, verbunden mit einer thermischen Isolierung nach außen nachgestellt. Die vorliegende Düsen-Reynolds-Zahl  $Re_E = 1700$  liegt an der unteren Grenze zum Übergang zu turbulenten Grenzschichtströmungen [77, S. 413ff]. Die Annahme laminarer Grenzschichten ist hier noch gerechtfertigt, muss aber bei der Bewertung der Simulationsergebnisse berücksichtigt werden.

Am Düseneintritt herrscht eine Ruhetemperatur von 300 K. Der Massenstrom wird in Form der Massenstromdichte am Eintritt  $\dot{m}/A_0$  angegeben und dient zur Festlegung von  $Re_E$ . Das Verhältnis  $\dot{m}/A_0$  kann über die bekannten Flächenverhältnisse aus dem Ähnlichkeitsparameter  $\dot{m}/A^*$  berechnet werden. In der ersten Simulationsreihe wird  $Re_E$  konstant bei 1700 gehalten, jedoch das Arbeitsgas variiert. Die entsprechenden Ruhebedingungen in der Simulation können **Tabelle 4.1.2** entnommen werden. Die Angaben zu  $p_0$  und  $\rho_0$  sind zur Initialisierung der Simulation notwendig, werden aber in der ersten Iteration gemäß Ruhedruck, Massenstrom und Viskosität angepasst. In einer zweiten Simulationsreihe wurde nur Stickstoff simuliert, jedoch mit verschiedenen Massenströmen, somit verschiedenen  $Re_E$ . Die Bestimmung der erforderlichen Massenstrom(-dichten) erfolgte über Gleichung 2.1.13.

Die zeitliche Integration erfolgt mit einem impliziten Euler-Verfahren. Ausgehend von den oben definierten initialen Anfangsbedingungen der Feldgrößen  $\phi_n$  werden die Feldgrößen der *nächsten Zeitschritte*  $\phi_{n+1}$  als Summe von  $\phi_n$  und dem Produkt aus einer Schrittweite  $h$  und der Zeitableitung der Feldgrößen berechnet. *Implizit* bedeutet, dass zur Berechnung der Zeitableitung nicht nur die bereits bekannten Feldgrößen  $\phi_0$  bis  $\phi_n$  genutzt werden (*explizites* Verfahren), sondern auch die noch in diesem Iterationsschritt zu bestimmenden Feldgrößen  $\phi_{n+1}$ . Somit muss in jedem Iterationsschritt ein nicht-lineares Gleichungssystem gelöst werden. Das implizite Euler-Verfahren ist ein Integrati-

Tabelle 4.1.2.: TAU: Definition der Ruhebedingungen, Variation des Arbeitsgases mit  $Re_E = 1700$

Gas	$\frac{p_0}{\text{bar}}$	$\frac{\rho_0}{\text{kg/m}^3}$	$\frac{T_0}{\text{K}}$	$\frac{\dot{m}}{\dot{A}_0}$ $\text{kg}/(\text{m}^2 \text{s})$
N <sub>2</sub>	1,66	1,864	300	74,074
Ar	1,67	2,673	300	94,896
H <sub>2</sub>	3,17	0,256	300	38,154

onsverfahren erster Ordnung in dem Sinne, dass nur  $\phi_n$  und  $\phi_{n+1}$  zur Beschreibung der Gradienten benutzt werden. Implizite Verfahren sind pro Iterationsschritt rechenaufwendiger als explizite Verfahren, haben aber eine größere Stabilitätsregion, das heißt ihre Lösungen konvergieren auch bei größeren Zeitschritten, wodurch weniger Iterationsschritte benötigt werden.

Die räumliche Diskretisierung ist in zweiter Ordnung realisiert: Im Finite-Volumen-Verfahren werden die Feldgrößen durch Zeitintegration für jedes einzelne Volumen zunächst als skalare Größe bestimmt, das heißt das Einzelvolumen wird als Raumpunkt betrachtet. Dieser Skalar entspricht dem integralen Mittelwert der Feldgröße über die räumliche Ausdehnung des Volumenelements. Räumliche Diskretisierung bedeutet, dass aus diesem Mittelwert, unter Einbeziehung der Mittelwerte der angrenzenden Volumenelemente, eine polynomiale Verteilung der Feldgröße innerhalb des Elements berechnet wird.

Der simulierte Strömungsbereich entspricht der Innenkontur der ideal-skalierten 10N-Düse, aufgrund der Rotations-symmetrie beschränkt auf einen Sektor von  $0,5^\circ$  in Umfangsrichtung. Das Rechnetz ist unstrukturiert und besteht aus tetraeder-förmigen Volumenelementen. Im Laufe der Simulation wird es vier mal adaptiert. Die Adaption erfolgt immer dann, wenn die Lösung für das bestehende Netz konvergiert ist. So steigt die Gitterpunktzahl von zunächst 17 460 auf konfigurationsabhängig etwa 57 000 Gitterpunkte.

## 4.2. Ergebnisse

Die relative Verteilung des statischen Drucks  $p/p_0$  entlang der Düsensymmetrielinie hängt, unter Annahme eines kalorisch-idealen Gases, nur vom Isentropenexponenten  $\kappa$  und der Düsenkontur ab. Das Kontinuumsmodell und das Modell des kalorisch-idealen Gases sind zulässig, solange Effekte wie das Einfrieren des Rotationsfreiheitsgrades oder eine starke Verdünnung des Gases ausgeschlossen werden können. Die numerischen Ergebnisse müssen diesbezüglich kritisch bewertet werden.

Um die Gültigkeit des Kontinuummodells innerhalb der Düseninnenströmung zu prüfen, wurde die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  in der Düsenaustrittsebene aus den mit TAU ermittelten Strömungsfeldgrößen berechnet (Gleichung A.1.3). Sie sind in **Abbildung 4.2.1** zusammen mit einer aus ihnen berechneten Knudsen-Zahl  $Kn_E$ , dargestellt. Die Referenzlänge von  $Kn_E$  ist der Düsenaustrittsradius  $R_E$ .

Die mittleren freien Weglängen variieren zwischen  $42 \mu\text{m}$  am Düsenrand und  $53 \mu\text{m}$  auf der Düsensymmetrielinie, also der isentropen Kernströmung. In der Kernströmung ist das Arbeitsgas, verglichen mit der Grenzschichtströmung, stärker expandiert (höhere Mach-Zahl). Das heißt, die lokale Dichte ist geringer und die mittlere freie Weglänge höher. Die Knudsen-Zahl ist direkt proportional zu  $\lambda$  und liegt in der Düsenaustrittsebene in der Größenordnung  $1 \times 10^{-2}$ , damit hat das Kontinuumsmodell in der gesamten Düseninnenströmung Gültigkeit.

Aus den konvergierten Simulationslösungen können die Ruhedrucke  $p_0$  bei gesetztem Massenstrom, aber unterschiedlichen Gasarten entnommen werden. Diese Information ist wichtig für die Auslegung der Messungen in CCG und STG-CT. Wie in Kapitel 3 beschrieben, soll der Massenstrom pro Düse in allen Konfigurationen gleich gehalten werden. Er ist in der isentropen, eindimensionalen Theorie direkt proportional zum Ruhedruck  $p_0$ . In **Tabelle 4.2.1** wurden daher die in TAU berechneten Ruhedrucke  $p_{0,TAU}$  mit den isentropen Ruhedrucke  $p_{0,s}$  aus der eindimensionalen Stromfadentheorie verglichen. Die isentropen Ruhedrucke  $p_{0,s}$  liegen für alle Gase etwa 20 % unterhalb der Drücke  $p_{0,TAU}$ . Die wahrscheinlichste Ursache ist die Ausbildung der Grenzschicht, wodurch der effektive engste Querschnitt der isentropen Kernströmung sinkt. Der beobachtete Unterschied ist also schon bei laminaren Grenzschichten und adiabaten Wänden nicht vernachlässigbar. Um in den Experimenten einen konstanten Massenstrom garantieren zu können, musste dieser daher direkt, statt über den Ruhedruck, kontrolliert werden.

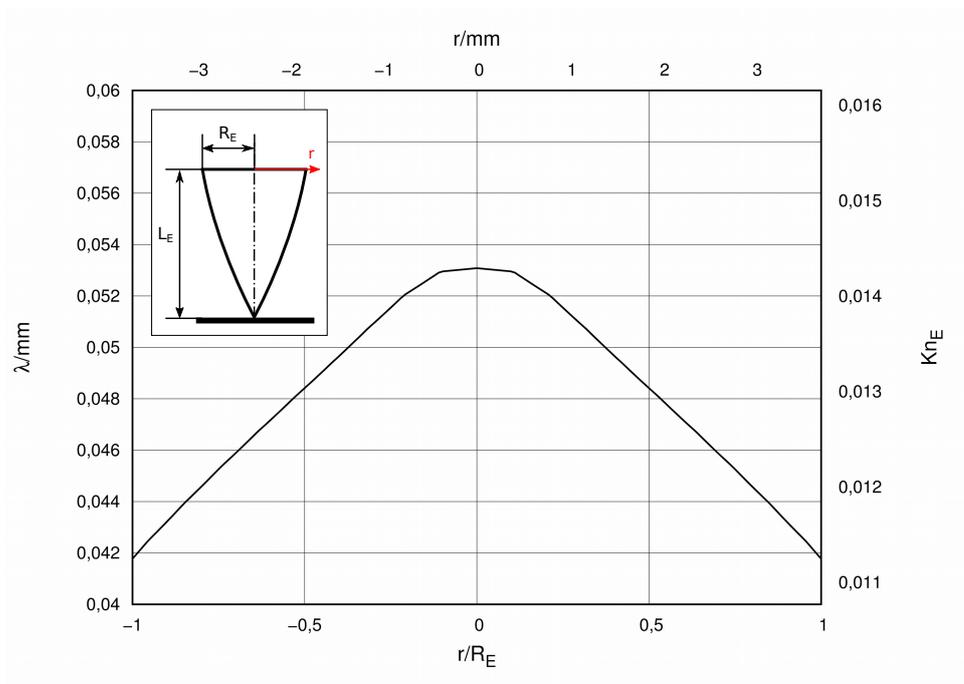


Abbildung 4.2.1.: TAU: Mittlere freie Weglänge  $\lambda$  und Knudsen-Zahl  $Kn_E$  in der Düsenaustrittsebene ( $Re_E = 1700$ ).

Tabelle 4.2.1.: TAU: Ruhedruck der Düsenströmung.

Gas	$\kappa$	$\frac{p_{0,s}}{\text{bar}}$	$\frac{p_{0,TAU}}{\text{bar}}$
N <sub>2</sub>	1,4	1,68	1,98
Ar	1,67	1,67	2,00
H <sub>2</sub>	1,4	3,17	3,79
H <sub>2</sub>	1,67	2,99	3,58

Der Einfluss des Isentropenexponenten, damit der Gasart, wird unter anderem im Verlauf des statischen Drucks entlang der Düsensymmetrielinie deutlich. Dargestellt ist er in **Abbildung 4.2.2**. Einatomige Gase ( $\kappa = 5/3$ ) zeigen eine stärkere Expansion als zweiatomige Gase ( $\kappa = 7/5$ ), im betrachteten Fall kommt es hier nicht zu einem Abflachen des Druckabfalls.

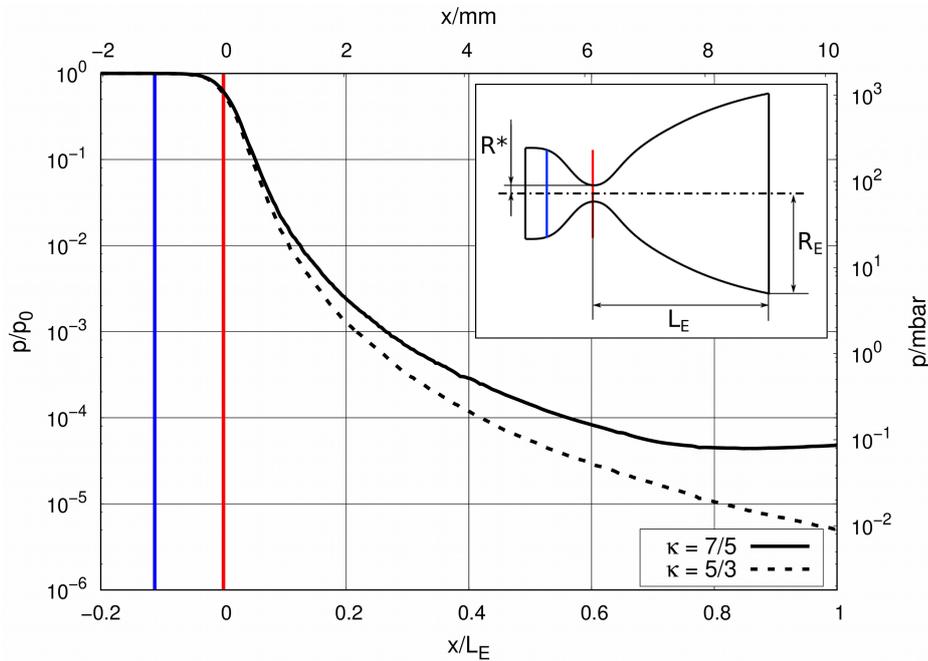


Abbildung 4.2.2.: TAU: Axiale Druckverteilung in der Düse entlang der Düsensymmetrielinie der skalierten 10N-Düse, kalorisch-ideales Gas, laminare Grenzschicht.

Da unter Annahme von Symmetrie nur ein Winkelausschnitt der Düseninnenströmung simuliert wurde, muss zur Beurteilung extensiver physikalischer Größen eine Integration über die Austrittsfläche der Düse vorgenommen werden. Sei  $\Phi(x, r)$  eine beliebige Feldgröße in einem Polarkoordinatensystem, so kann ihr räumliches Mittel  $\bar{\Phi}(x)$  über eine Kreisfläche mit Radius  $R$  wie folgt bestimmt werden:

$$\bar{\Phi}(x) = \frac{\iint_{R^2} \Phi(x, r) dA}{\pi R^2} = \frac{2}{R^2} \int_0^R r \Phi(x, r) dr \quad (4.2.1)$$

Durch Anwendung von Gleichung 4.2.1 auf die numerischen Ergebnisse können integrale Massen-, Impuls- und Energieströme berechnet werden. Dazu müssen für den Integranden  $\Phi(x, r)$  die Formeln für Massenstrom  $\dot{m}$ , Gesamtdruck  $p_{\text{tot}}$  und spezifischer Totalenthalpie  $h_E$  substituiert werden:

$$\dot{m} = \rho_E u_E A_E \quad (4.2.2)$$

$$p_{\text{tot}} = \rho_E \left[ 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}_E^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (4.2.3)$$

$$h_E = c_p T + \frac{1}{2} u_E^2 \quad (4.2.4)$$

Die Ergebnisse dieser Simulationsreihe sind in **Tabelle 4.2.2** zusammengetragen.

Die Massenströme  $\dot{m}$  betragen im Mittel 99 % der am Einströmrand definierten Werte. Die spezifischen Totalenthalpien liegen im Mittel nur noch bei 97 %. Die gemittelten Gesamtdrucke  $p_{\text{tot}}$  liegen bei etwa 60 % der Ruhedrucke  $p_0$  für alle vier Fälle. Die Differenz von 40 % entstammen Ruhedruckverlusten durch Viskosität und Konturstößen. Sie entstehen an der Düseninnenkontur, wenn diese eine Unstetigkeit in der zweiten Ableitung zeigt. Die durchgeführte Simulation in dieser Arbeit, wie auch die Messungen zeigten, dass dies bei der skalierten 10N-Düse der Fall ist.

Tabelle 4.2.2.: TAU: Erhaltungsgrößen der Düsenströmung am Düsenaustritt.

Gas	$\kappa$	$\frac{\dot{m}}{\text{g/s}}$	$\frac{p_{\text{tot}}}{\text{bar}}$	$\frac{h_E}{\text{kJ/kg}}$	$\frac{p_0}{\text{bar}}$
N <sub>2</sub>	1,4	0,127	1,16	305	1,98
Ar	1,67	0,163	1,17	150	2,00
H <sub>2</sub>	1,4	0,065	2,22	4209	3,79
H <sub>2</sub>	1,67	0,065	2,11	2991	3,58

Die Düsen-Reynolds-Zahl  $Re_E$  wurde über alle vier Simulationen konstant gehalten. Unabhängig der Gasart bildeten sich in allen Fällen die gleichen Verdrängungsdicken  $\delta_1$ , Impulsverlustdicken  $\delta_2$  und Energieverlustdicken  $\delta_3$  (Gleichungen 2.1.10 bis 2.1.12) aus. Da die Grenzschicht bei der Ausbildung des Rückströmgebietes eine entscheidende Rolle spielt, sind die gemittelten Beträge, relativ zum Austrittsradius  $R_E$ , in **Tabelle 4.2.3** zusammengestellt. Zusätzlich eingetragen ist die isentrope Grenzschicht  $\delta_S$ . Sie ist definiert als der Abstand von der Düsenwand, an dem die spezifische Entropie 1 % größer ist als auf der Symmetrieachse. Die Änderung der spezifischen Entropie  $\Delta s$  eines kalorisch-idealen Gases gegenüber dem Ruhezustand kann an einer radialen Position  $r$  auf der Austrittsebene berechnet werden als [59, S. 20]:

$$\Delta s(r) = c_p \ln \frac{T(r)}{T_0} - \mathcal{R} \ln \frac{p(r)}{p_0} \quad (4.2.5)$$

Tabelle 4.2.3.: TAU: Verdrängungs-, Impuls- und Energieverlustdicken am Austritt der Einzeldüse.

$\frac{\delta_1}{R_E}$	$\frac{\delta_2}{R_E}$	$\frac{\delta_3}{R_E}$	$\frac{\delta_S}{R_E}$
0,114	0,157	0,171	0,276

Zwischen den vier Strömungsfällen unterscheiden sich die Grenzschichten um bis zu 0,5 %. Diese Abweichungen liegen unterhalb der ermittelten Abweichungen im Massenstrom. Die vier Simulationen wurden bei gleicher Düsen-Reynolds-Zahl  $Re_E$  durchgeführt, die gasartabhängigen Parameter, insbesondere die Sutherland-Parameter und damit die Temperaturabhängigkeit der Viskosität, haben sich jedoch unterschieden. Das kann die beobachteten Unterschiede in den Grenzschichtdicken, auch bei gleichen Ruhetemperaturen  $T_0$  und thermischen Randbedingungen, erklären. In **Abbildung 4.2.3** sind die mit TAU berechneten isentropen Grenzschichtdicken  $\delta_S$  für verschiedene Düsen-Reynolds-Zahlen  $Re_E$  aufgetragen. Alle zugrundeliegenden Simulationen nutzten Stickstoff als Arbeitsgas. Ebenfalls eingetragen ist eine berechnete Fitfunktion auf Basis der Blasius-Gleichung 2.1.20 für den Düsenaustritt. Die Ansatzfunktion lautete:

$$\delta_S = \frac{c_0 L_E}{Re_E^{c_1}}$$

Bestimmt wurden die dimensionslosen Koeffizienten  $c_0$  und  $c_1$  mithilfe der Methode kleinster Quadrate entlang der Datenpunkte  $Re_E \geq 100$ . Das Ergebnis ist:

$$\delta_S = \frac{2,58 L_E}{Re_E^{0,44}}$$

Die neu bestimmte Grenzschichtgleichung weicht (für  $Re_E \geq 100$ ) im Mittel um 28  $\mu\text{m}$  von der numerisch berechneten Grenzschichtdicke ab. Bezogen auf den Austrittsradius  $R_E$  entspricht dies 0,7 %. Die Fitfunktion gibt für  $Re_E < 86$  Grenzschichtdicken, die größer sind als der Austrittsradius. Tatsächlich bilden die numerisch berechneten Düseninnenströmungen bei so niedrigen  $Re_E$  keinen isentropen Kern aus, also kein Gebiet konstanter Entropie im Bereich der Symmetrieachse. Daher werden sie durch die Ansatzfunktion nicht erfasst.

In der Arbeit von Grabe wurde die numerische Simulation der skalierten 10 N-Düse eingehend diskutiert [29]. In **Abbildung 4.2.4** sind zwei von ihm berechnete Pitotdruckprofile am Düsenausgang (schwarz und blau) neben dem hier berechneten Profil (rot) dargestellt. Die Berechnung der Pitot-Drücke aus den TAU-Simulationen wird in Kapitel 5.2 beschrieben. Die Vereinbarkeit der verschiedenen Simulationen mit den vorliegenden Messergebnissen von Holz wird

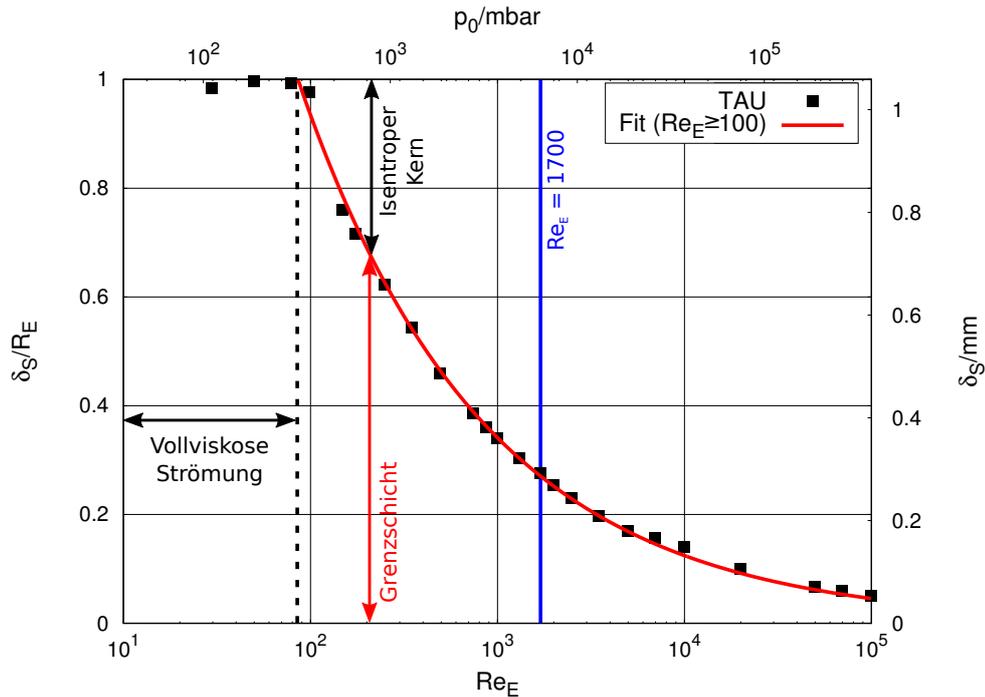


Abbildung 4.2.3.: TAU: Isentrope Grenzschichtdicke am Düsenaustrittsquerschnitt als Funktion der Düsen-Reynolds-Zahl.

bei Grabe diskutiert [29].

Beide Simulationsergebnisse unterscheiden sich von den hier ermittelten Werten. Die TAU-Simulation gemäß der *Idealkontur*, der Geometrie, auf denen auch die hier beschriebenen Rechnungen basieren, unterscheiden sich in den initialen Eingangsgrößen: Grabe setzt als Ruhedruckrandbedingung einen konstanten Ruhedruck  $p_0 = 1635$  mbar, während in dieser Arbeit ein konstanter Massenstrom angesetzt wurde, um die tatsächliche experimentelle Randbedingung abzubilden. Dadurch stellt sich in dieser Simulation ein Ruhedruck von 1980 mbar ein. Grabe nimmt eine konstante Wandtemperatur  $T_W = 281$  K an den Düsenwänden an, während in der neuen Simulation von adiabaten Wänden ausgegangen wird. In der Grenzschichtströmung sagt die isobare Randbedingung niedrigere Drücke, im isentropen Kern höhere Drücke als die Massenstromrandbedingung voraus. Das Simulationsfeld reichte bei Grabe  $6000R^*$  aus dem Düsenaustritt heraus, mit anderen Worten, das Nahfeld wurde ebenfalls simuliert. Die hier präsentierte Rechnung beschränkte sich auf die Düseninnenströmung.

Die Grenzschichtströmungen in Grabes Simulation mit der vermessenen Kontur sind der neuen Simulation ähnlicher, jedoch zeigt der isentrope Kern deutliche Unterschiede. Bei Grabe stellt sich ein deutlich abgegrenzter Bereich niedrigeren Druckes in der Umgebung der Düsensymmetrielinie ein, hervorgerufen durch eine Konturabweichung im divergenten Düsenteil, nahe des engsten Querschnitts. Die Vermessungsdaten der Düse lagen dem Autor dieser Studie ebenfalls vor. Die divergente Düsenkontur wurde entlang einer Linie vom Düsenaustritt zum kritischen Querschnitt vermessen, zudem wurde die Düsenaustrittskontur bestimmt. Grabe ging von Rotationssymmetrie aus, was aufgrund der Düsenfertigung gerechtfertigt ist. Die Positionsmessdaten beinhalteten jedoch kein globales Koordinatensystem, also zum Beispiel eine Angabe über die Lage der Düsensymmetrielinie relativ zu den Messpositionen. Diese kann empirisch aus der Kontur der Düsenaustrittsöffnung berechnet werden, indem den Messpunkten eine Kreiskontur angenähert wird. Änderungen von  $1^\circ$  in der Ausrichtung der so ermittelten Düsensymmetrielinie führen zu Änderungen des kritischen Radius von knapp  $180 \mu\text{m}$ . Die auf Basis der Vermessung ermittelten  $R^*$  unterschieden sich deutlich von den hier experimentell bestimmten Werten (siehe Anhang Kapitel B). Grabe konnte zeigen, dass auch kleine Veränderungen in der Geometrie der Düseninnenströmung zu drastischen Änderungen der Austrittsströmung führen können. Da die exakte Düseninnenkontur nach Einschätzung des Autors nicht bekannt ist, entschied er sich dafür, die numerische Simulation auf die ideale Düseninnenkontur zu beschränken. Etwaige Differenzen zu den experimentellen Daten können Hinweise geben auf Unregelmäßigkeiten in der Kontur, deren Untersuchung Ziel späterer Arbeiten sein

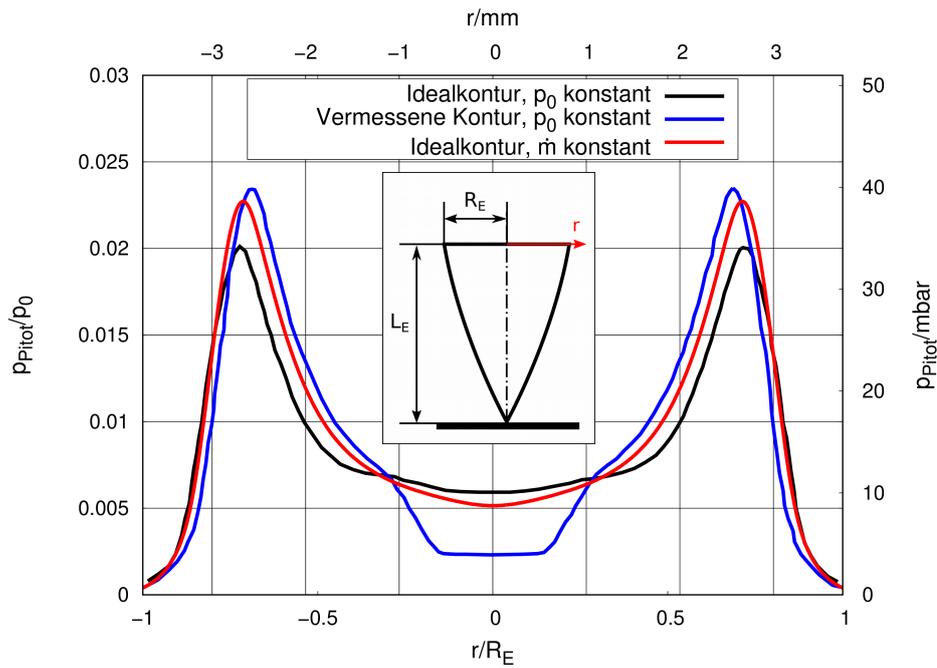


Abbildung 4.2.4.: TAU:  $p_{Pitot}$  am Düsenaustritt. Vergleich mit den Simulationsergebnissen von Grabe [29]. Idealkontur: Innenkontur der skalierten 10N-Düse gemäß CAD-Modell. Vermessene Kontur: Kontur interpoliert aus einzelnen Messpunkten.

kann.

## 5. Experimentelle Untersuchung: Düsenaustritt

Geometrische und physikalische Randbedingungen der Strömung in der Kaltgasdüse resultieren in einer Düsenaustrittsströmung, die den Einzeltriebstrahl definiert. In der ersten Messkampagne soll daher die Strömung am Düsenaustritt einer Einzeldüse experimentell bestimmt werden. Die in Kapitel 4 diskutierte numerische Simulation zeigte, dass die Strömung hier als Kontinuum betrachtet werden kann, das heißt, es gilt  $K_{\Omega E} \ll 1$  über die gesamte Düsenaustrittsfläche. Bei einer konstanten Düsen-Reynolds-Zahl  $Re_E$  soll das Arbeitsgas zwischen Stickstoff, Argon und Wasserstoff variiert werden. Da die Austrittsströmung mit TAU simuliert wurde, können hier numerische und experimentelle Ergebnisse gemeinsam betrachtet werden. Können Simulation und Experiment in den *vertrauenswürdigen* Bereichen der Strömung, unter Berücksichtigung der bekannten Mess- und Simulationsunsicherheiten, in Übereinstimmung gebracht werden, so kann argumentiert werden, dass der numerischen Simulation auch dort vertraut werden kann, wo die Strömung nicht durch die Messung abgedeckt werden kann.

### 5.1. Experimenteller Aufbau

Die genutzte Messanlage ist die *Kontaminationskammer Göttingen* (CCG) [74, S. 31], dargestellt in **Abbildung 5.1.2a**. Sie ist eine zylinderförmige Vakuumkammer mit einem Innenvolumen von rund  $9,5 \text{ m}^3$ . Ihre Evakuierung erfolgt durch zwei Roots- und eine Drehschieberpumpe, die im unbelasteten Zustand eine Sauggeschwindigkeit von  $5000 \text{ l/h}$  aufbringen. Beim Betrieb eines Kaltgastriebwerks in der CCG steigt ihr Hintergrunddruck auf etwa  $1 \times 10^{-2} \text{ mbar}$ . Der statische Druck am Düsenaustritt liegt in der Größenordnung  $1 \times 10^{-1} \text{ mbar}$ , also über dem Hintergrunddruck, es bildet sich ein unterexpandierter Treibstrahl aus. Dargestellt ist dies in **Abbildung 5.1.1**. An den Seiten wird der Treibstrahl von einem *barrel shock* begrenzt, stromab bildet sich eine Mach-Scheibe aus, die die Strömung auf Unterschall verzögert und den Strahl begrenzt.

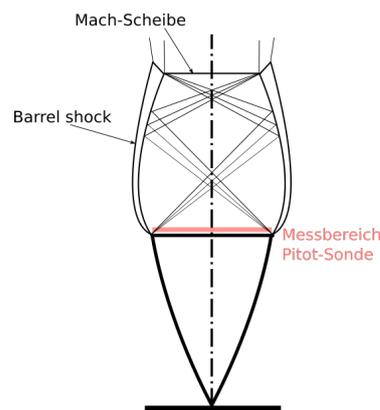


Abbildung 5.1.1.: Strömungsverhältnisse im unterexpandierten Treibstrahl.

Die Position der abschließenden Mach-Scheibe kann für supersonische Treibstrahlen mit folgender Gleichung abgeschätzt werden [46]:

$$\frac{x_M}{d^*} = \frac{1}{2} \sqrt{\kappa \text{Ma}_E^2 \frac{p_E}{p_b}} \quad (5.1.1)$$

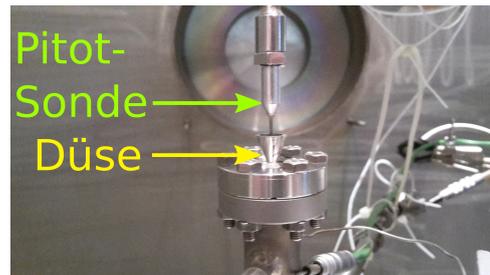
Setzt man die angenommenen Geometrien und isentrope Austrittsbedingungen, basierend auf den Ruhebedingungen der numerischen Simulation des vorangegangenen Kapitels, in Gleichung 5.1.1 ein (mit  $p_b = 1 \times 10^{-2} \text{ mbar}$ ), so erhält man, innerhalb der ersten Zelle des unterexpandierten Treibstrahls, einen zu erwartenden Stoßabstand von rund

173 mm auf der Strahlachse. Die freie Expansion des gesamten Strahls kann daher nicht in der CCG untersucht werden. Für die Vermessung der Düsenaustrittsströmung ist sie jedoch ausreichend und, aufgrund ihrer kurzen Abpumpzeit, zu bevorzugen.

Die Düse ist im Inneren der Kammer installiert, ihre Öffnung zeigt nach oben. Über ihrem Austritt, parallel zur Düsensymmetrielinie, ist eine Pitot-Sonde montiert. Ihr Innendurchmesser beträgt 0,6 mm, die Wandstärke 0,2 mm. Der Gesamtdurchmesser der Sonde beträgt demnach 1,0 mm. An ihrem Ende befindet sich ein Kulite-Drucksensor. Der Pitot-Druck ist definiert als der Druck stromab eines senkrechten Stoßes. Damit sich dieser außerhalb der Düse, ungestört von der Düsenrandkontur, ausbilden kann, muss der Abstand der Sondenspitze zur zu vermessenden Strömungsebene ein Viertel des Außendurchmessers, in diesem Fall also 0,25 mm betragen [59, S. 105]. In **Abbildung 5.1.1** ist diese Region in rot markiert. Die Sonde kann mithilfe eines Feingewindes vertikal verschoben werden, damit sich diesem gewünschten Abstand bestmöglich angenähert werden kann. **Abbildung 5.1.2b** zeigt den beschriebenen Aufbau mit der Einzeldüse 1.1.



(a) Außenansicht.



(b) Innenansicht, Düse 1.1 montiert.

Abbildung 5.1.2.: Kontaminationskammer Göttingen (CCG).

Der Massenstrom zur Düse wird durch den Massenstromregler *mks MF1* geregelt. Für Stickstoff und Argon wird ein Massenstromregler mit dem nominalen Höchstwert 20 slm (0,417 g/s Stickstoff, 0,595 g/s Argon) genutzt, für Wasserstoff ein Regler mit dem Höchstwert 50 slm (1,043 g/s Stickstoff, 0,074 g/s Wasserstoff). Die jeweiligen Massenströme müssen zur Nutzung der Regler auf den jeweiligen Äquivalenzwert des Stickstoffvolumenstroms umgerechnet werden. Neben dem Massenstrom und dem Pitot-Druck werden auch die Rand- und Ruhebedingungen gemessen:

- Der Ruhedruck  $p_0$  mit einem *mks Baratron 722A*, Maximaldruck 5 bar.
- Die Ruhetemperatur  $T_0$  mit einem NiCr-Ni-Thermoelement.
- Der Hintergrunddruck  $p_b$  mit einem Ionisationsvakuumeter *HP IMR 310*.

## 5.2. Durchführung

Bei jeder Konfiguration wird ein quadratisches Rasterprofil abgefahren. Es ist schematisch in **Abbildung 5.2.1** dargestellt: der blaue Kreis markiert den Düsenrand, die kleineren Kreise einzelne Messpositionen. Insgesamt hat das Messquadrat 31 Messpositionen je Raumrichtung, insgesamt also 961 Positionen. Die Kantenlänge des Quadrats beträgt 8 cm. An jeder Position verharrt die Sonde für 5 s und misst mit 20 Hz, resultierend in 100 Messwerten pro Position.

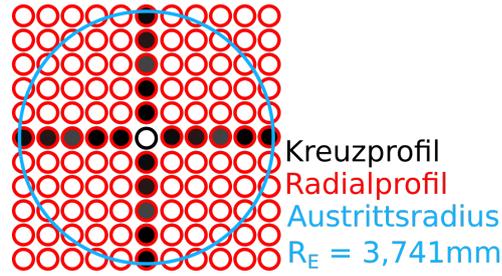


Abbildung 5.2.1.: Rasterprofil für Pitot-Sonden.

Die schwarzen Sondenpositionen in **Abbildung 5.2.1** markieren das *Kreuzprofil*: Messpositionen entlang kartesischer Achsen in der Düsenaustrittsebene. Der weiß gefüllte Punkt in der Rastermitte liegt auf der Düsensymmetrielinie, alle vier Halbachsen treffen sich in ihm. Die roten Positionen in **Abbildung 5.2.1** gehören nicht zum Kreuzprofil und werden ausgewertet, indem jeder Position ihr radialer Abstand von der Düsensymmetrielinie zugeordnet wird. Zusammen mit den Daten des Kreuzprofils ergibt sich so ein *Radialprofil*.

Die Düse 1.1 wird mit allen drei Arbeitsgasen betrieben und vermessen. Zusätzlich wird Düse 8.6 im Stickstoffbetrieb verwendet. Sie hat mit einem kritischen Radius von 325  $\mu\text{m}$  die größte Abweichung vom mittleren Radius aller Düsen (siehe auch Anhang Kapitel B.2).

Die gemessenen Pitot-Drücke am Düsenaustritt werden mit den korrespondierenden TAU-Simulationen verglichen. Der Totaldruck  $p_{\text{tot}}$  einer kompressiblen Strömung kann wie folgt berechnet werden [59, S. 148f]:

$$\frac{p_{\text{tot}}}{p} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (5.2.1)$$

Um numerisch berechnete Gesamtdrücke mit Messdaten (*Pitot-Drücken*) vergleichen zu können, müssen die numerischen Ergebnisse entsprechend der experimentellen Bedingungen verrechnet werden. Durch die Präsenz der Pitot-Sonde bildet sich ein senkrechter Stoß vor ihrer Öffnung aus, der Gesamtdruck sinkt und die Entropie steigt. Der stromab messbare Gesamtdruck  $p_{\text{Pitot}}$  ergibt sich in ein-dimensionaler Strömung zu [59, S. 61]:

$$\frac{p_{\text{Pitot}}}{p_{\text{tot}}} = \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (\text{Ma}^2 - 1)\right]^{\frac{1}{1-\kappa}} \left[\frac{(\kappa + 1) \text{Ma}^2}{2 + (\kappa - 1) \text{Ma}^2}\right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (5.2.2)$$

Obige Gleichung vernachlässigt Viskosität und Verdünnungseffekte - letztere, da immer von einer Kontinuumsströmung im Inneren der Düse ausgegangen wurde. Zur Berücksichtigung der Viskosität wurde eine empirische Korrektur angewendet. Unter Annahme einer frontalen Anströmung auf einen runden Sondenkopf kann der gemessene Pitot-Druck  $p_{\text{Pitot, mess}}$  als Summe des numerisch berechneten Gesamtdrucks  $p_{\text{Pitot}}$  und des ebenfalls berechneten dynamischen Drucks  $q$ , multipliziert mit einem Korrekturfaktor  $c_{\mu}$ , ausgedrückt werden. Der Faktor  $c_{\mu}$  ist eine Funktion der Pitot-Reynolds-Zahl  $\text{Re}_{\text{Pit}}$  (Sondenaußendurchmesser  $d$  als Referenzlänge  $L$ ) und der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  [13, S. 168]:

$$p_{\text{Pitot, mess}} = p_{\text{Pitot}} + q c_{\mu} \quad (5.2.3)$$

$$c_{\mu} = \frac{(7,25 - 1,821 \text{Ma}^2)(1 + 1,317\lambda)}{\text{Re}_{\text{Pit}} + \sqrt{\text{Re}_{\text{Pit}}}(0,455 - 0,816\lambda)} \quad (5.2.4)$$

$$\text{Re}_{\text{Pit}} = \frac{\rho u d}{\mu} \quad (5.2.5)$$

Die angegebene Viskositäts- und Verdünnungskorrektur gilt für eine homogenen Anströmung auf die Pitot-Sonde. Im untersuchten Fall variieren die Strömungsgrößen über die Innenquerschnittsfläche der Pitot-Sonde ( $d = 0,6 \text{ mm}$ ), weshalb die berechneten, diskreten Pitot-Drücke über diese Fläche gemittelt werden. Die dazu benötigte Integration erfolgt mit der Trapez-Regel. Die Diskretisierungsgenauigkeit beträgt 18 Datenpunkte pro mm.

### 5.3. Ergebnisse

In **Tabelle 5.3.1** sind die gemittelten Daten der Rand- und Ruhebedingungen, inklusive des Massenstroms, für die vier Messreihen gelistet. Das angegebene Wahrscheinlichkeitsintervall spannt 99,73 % aller aufgenommenen Messpunkte ein.

Tabelle 5.3.1.: Düsenaustrittsmessung: Unsicherheiten bezüglich Rand- und Hintergrundbedingungen.

Düse	Gas	$\frac{p_0}{\text{bar}}$	$\frac{T_0}{\text{K}}$	$\frac{p_b}{\text{Pa}}$	$\frac{\dot{m}}{\text{g/s}}$
1.1	N <sub>2</sub>	1,709 ± 0,052	291,4 ± 0,1	3,9 ± 0,2	0,129
1.1	Ar	1,912 ± 0,008	290,7 ± 0,2	8,6 ± 0,7	0,162
1.1	H <sub>2</sub>	3,455 ± 0,039	291,4 ± 0,2	76,3 ± 9,4	0,065
8.6	N <sub>2</sub>	1,718 ± 0,003	291,1 ± 0,1	3,7 ± 0,2	0,129

In **Abbildung 5.3.1a** sind die 16 Messpunkte des Kreuzprofils der ersten Messreihe (N<sub>2</sub>, Düse 1.1) dargestellt. Die jeweiligen Mittelwerte und ihre 99,73 %-Quantilen sind als verbundene Linie dargestellt. **Abbildung 5.3.1b** zeigt das volle Radialprofil für die erste Messung, die Daten des Kreuzprofils sind farblich hervorgehoben.

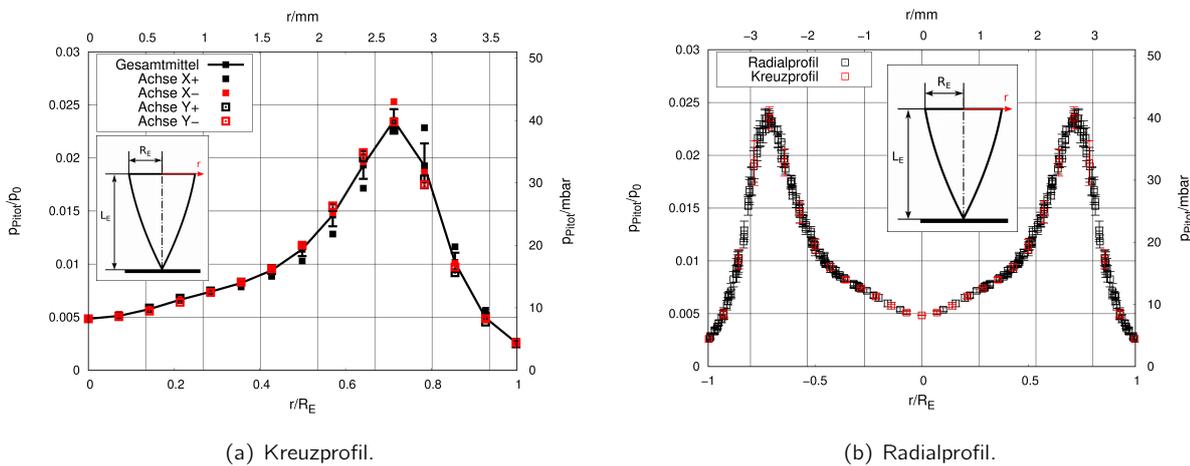


Abbildung 5.3.1.: Düsenaustrittsmessung: Pitot-Drücke am Austritt von Düse 1.1, N<sub>2</sub>, Re<sub>E</sub> = 1700.

Hinter jedem dargestellten Messpunkt verbergen sich Messungen an vier Einzelpositionen mit je 100 Messpunkten. Die zugehörigen Unsicherheiten (sowohl in **Abbildung 5.3.1a** als auch **5.3.1b**) markieren erneut eine 99,73 %-Quantile. Neben der zeitlichen Stabilität geben sie Auskunft über die Rotationssymmetrie der Düse. **Tabelle 5.3.2** zeigt die Medianwerte der bestimmten Asymmetrien für alle vier durchgeführten Messungen im inneren Bereich der Austrittsströmung.

Tabelle 5.3.2.: Düsenaustrittsmessung: Mittlere Asymmetrien in der Kernströmung.

Düse	Gas	Kreuzprofil	Radialprofil
1.1	N <sub>2</sub>	2,6 %	3,2 %
1.1	Ar	4,7 %	4,2 %
1.1	H <sub>2</sub>	3,6 %	1,6 %
8.6	N <sub>2</sub>	4,5 %	3,0 %

In **Abbildung 5.3.2** sind sowohl die gemessenen Pitot-Drücke als auch die TAU-Simulationsergebnisse aus dieser Arbeit dargestellt. Die Messpunkte wurden erneut über vier Positionen gemittelt und an der Symmetrieachse gespiegelt - letztere mit und ohne Integration über die Innenquerschnittsfläche der Pitot-Sonde. Erkennbar ist, dass die Integration die Druckspitzen an den Kompressionswellen glättet.

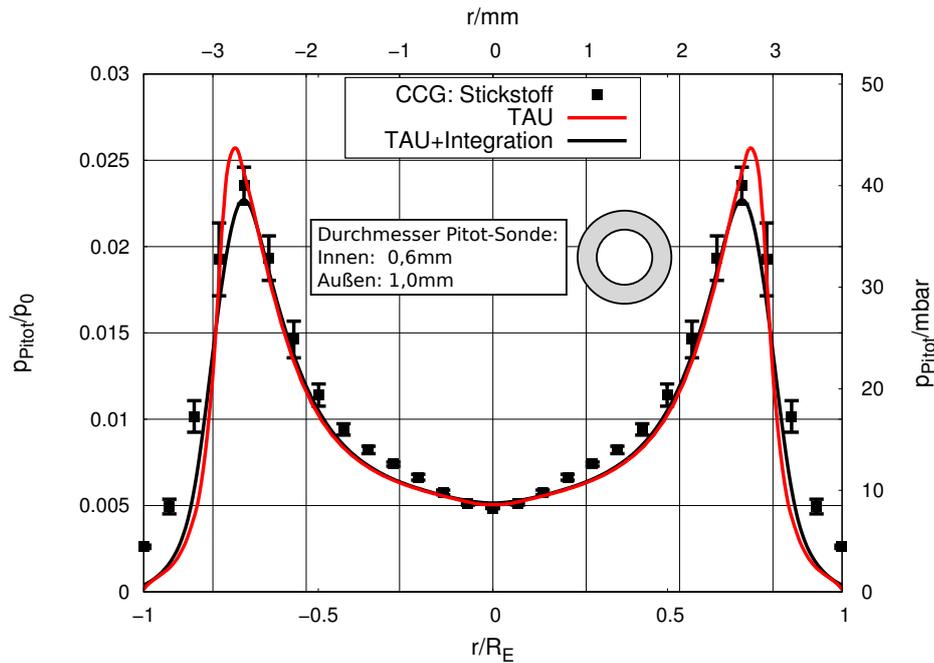


Abbildung 5.3.2.: Düsenaustrittsmessung: Vergleich mit TAU,  $N_2$ ,  $Re_E = 1700$ .

**Abbildung 5.3.3** zeigt die Differenz zwischen der CCG-Messung und der TAU-Simulation an den Messpositionen, bezogen auf den simulierten Pitot-Druck. Aufgrund der logarithmischen Darstellung sind die Unsicherheiten nur einseitig eingezeichnet, sie entsprechen den in **Abbildung 5.3.2** gezeigten Messunsicherheiten. Sei  $p_{\text{Pitot,CCG}}$  der gemessene Pitot-Druck und  $p_{\text{Pitot,TAU}}$  der berechnete Pitot-Druck an dergleichen radialen Position, so gilt für die dargestellte relative Differenz  $\epsilon$ :

$$\epsilon = \frac{|p_{\text{Pitot,CCG}} - p_{\text{Pitot,TAU}}|}{p_{\text{Pitot,TAU}}} \quad (5.3.1)$$

Abgesehen von drei Messpositionen liegt der berechnete Pitot-Druck immer über dem gemessenen. Innerhalb der Kernströmung beträgt die relative Differenz weniger als 11 %, die kleinste Abweichung beträgt 0,5 %. Im Grenzschichtbereich steigt die Differenz stark an und erreicht 300 % am äußersten Messpunkt. Die Abweichungen sind hier so groß, da eine wichtige in Kapitel 5.2 erwähnte Grundannahme, der senkrechte Stoß vor der Öffnung der Pitot-Sonde, hier nicht garantiert werden kann. Die ungestörte Strömung hat starke radiale Anteile, in der Simulation wird sie in unmittelbarer Nähe zur Düsenwand subsonisch. Zudem verhindert die Nähe der Wand eine Ausbildung eines senkrechten Stoßes vor der Sonde. In der Realität wird sich eine komplexere Struktur mit Schräg- und Lambdastößen ausbilden. Die Schlußfolgerung ist, dass die Messdaten des Düsenaustritts unter den getroffenen Modellannahmen nur in der Kernströmung ein physikalisch richtiges Abbild geben. Aspekte des Grenzschichtinflusses lassen sich hingegen nur mit der numerischen Simulation untersuchen.

Neben Stickstoff wurden auch Argon und Wasserstoff als mögliche Arbeitsgase in TAU berechnet und in der CCG vermessen. Diese Untersuchungen dienen der Vorbereitung auf weiterführende Studien mit chemisch reagierenden Treibstoffen in der Zukunft. Argon hat einen Isentropenkoeffizienten  $\kappa$  von 1,67, also größer als von Stickstoff mit 1,4. Der zweiatomige Wasserstoff hat bei 300 K ebenfalls einen Isentropenkoeffizienten von 1,4, jedoch beginnt das Einfrieren seines Rotationsfreiheitsgrades bereits kurz unter 300 K und ist bei knapp 88 K abgeschlossen. Daher ist zu erwarten, dass der Rotationsfreiheitsgrad des Wasserstoffmoleküls während der Expansion einfriert und sein Isentropenkoeffizient auf 1,67 steigt. Es ist zu erwarten, dass das Austrittsprofil einen mittleren Zustand zwischen den Expansionen von Stickstoff und Argon einnimmt. **Abbildung 5.3.4** zeigt den Vergleich zwischen CCG-Messungen und TAU-Simulationen. Dargestellt sind jeweils die Simulationsergebnisse für  $\kappa = 1,4$  und 1,67.

Bei Argon zeigt sich ein überraschendes Verhalten: Das Edelgas sollte sich eigentlich an der Kurve für  $\kappa = 1,67$  orientieren. Stattdessen verhält es sich wie ein zwei-atomiges Gas ( $\kappa = 1,4$ ). Dies deutet darauf hin, dass Argon

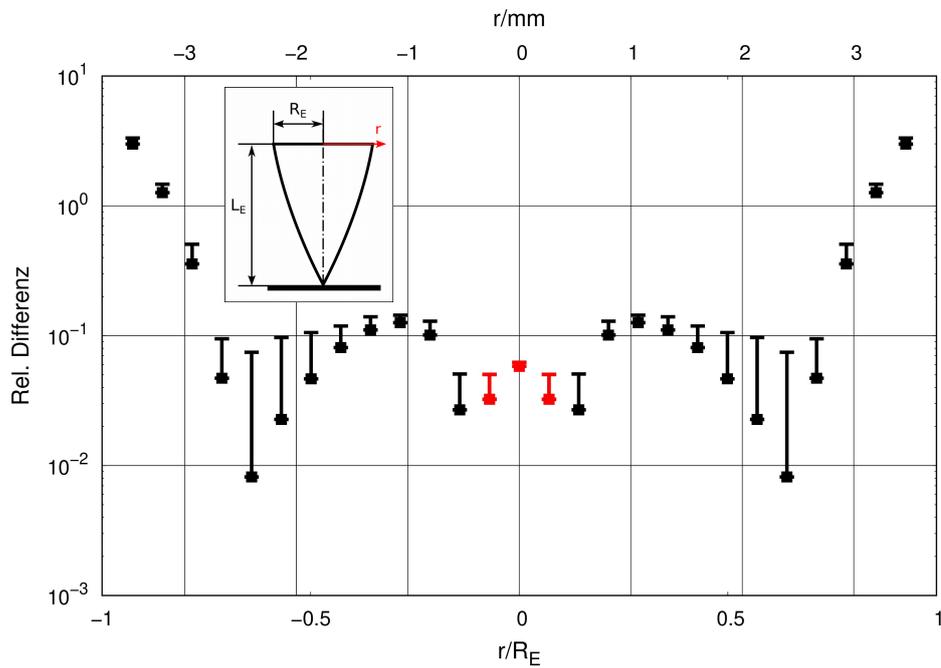
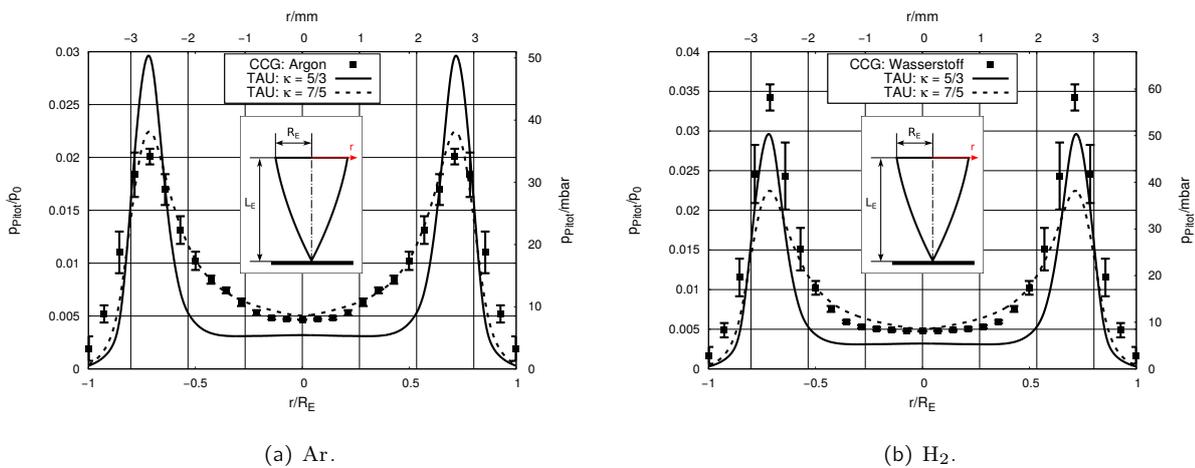


Abbildung 5.3.3.: Düsenaustrittsmessung: relative Differenz CCG-Messung und TAU-Simulation mit Integration aus Abbildung 5.3.2; rot:  $p_{\text{Pitot,CCG}} < p_{\text{Pitot,TAU}}$  aus Gleichung 5.3.1.



(a) Ar.

(b)  $\text{H}_2$ .

Abbildung 5.3.4.: Düsenaustrittsmessung: Pitot-Drücke im Kreuzprofil für verschiedene Arbeitsgase. Vergleich mit TAU,  $Re_E = 1700$ .

während der Expansion Dimere bildet, somit also Rotationsfreiheitsgrade gewinnt. Zwei Argon-Atome bilden ein Dimer, wenn ihr gegenseitiger Abstand gerade so groß ist, dass sich die anziehenden Van-der-Waals-Kräfte und die abstoßenden elektromagnetischen Kräfte zwischen beiden Atomen aufheben. Diese Konfiguration ist instabil. Knuth gibt eine analytische Gleichung zur Abschätzung des Stoffmengenanteils der Dimere in der Expansionsströmung [45]. Im betrachteten Fall ergibt sich ein Stoffmengenanteil von 3,8 %. Er betrachtet freie Expansionsströmungen, sagt für geführte Expansionen jedoch höhere Anteile aufgrund geringerer Mach-Zahl-Gradienten und somit geringerer Kondensationstemperaturen, voraus. Ein weiterer Effekt ist die radiale Konzentrationsverteilung von Dimeren und Monomeren: Erstere sind in der Kernströmung konzentriert, zusammen mit möglichen Argon-Clustern, bestehend aus mehr als zwei Argon-Atomen. Die Monomere werden in die Grenzschichtströmung verdrängt [33]. Jüngere Studien legen nahe, dass die wahre Konzentration von Dimeren in der geführten Expansion um Größenordnungen über der Konzentration in freier Expansion liegt [63]. Die vorliegenden Daten suggerieren eine ausschließlich oder überwiegend aus Dimeren bestehende Kernströmung.

Wasserstoff liegt zwischen den beiden simulierten Kurven für  $\kappa = 1,4$  und  $1,67$ , was das vorhergesagte beginnende Einfrieren des Rotationsfreiheitsgrads zeigt. Unklar ist, warum die Stärke der Kompressionswellen in der Messung von beiden numerischen Simulationen deutlich unterschätzt wird.

Nun werden die Austrittsprofile der Düsen 1.1 und 8.6 beim Betrieb mit Stickstoff verglichen. **Abbildung 5.3.5** zeigt die vollständigen Kreuzprofile beider Messreihen. Qualitativ zeigen beide Düsen ein beinahe identisches Austrittsprofil, die größten quantitativen Unterschiede treten wieder im Bereich der Kompressionswellen auf, mit einer lokalen Maximaldifferenz von 11 %. Die Differenzen im Kernbereich betragen durchschnittlich 3 %, im Grenzschichtbereich 5 %. Auf der Düsensymmetrielinie beträgt der Unterschied 4 %. Der engste Radius von Düse 8.6 ist um  $3 \mu\text{m}$  größer als bei Düse 1.1. Bei gleichem Massenstrom schlägt sich dies nieder in einem geringeren Ruhedruck  $p_0$  und somit einem niedrigeren integralen Gesamtimpuls am Austritt. Da keine andere Düse eine größere geometrische Abweichung zeigt, ist zu erwarten, dass auch bei keiner anderen Düse größere gasdynamische Abweichungen auftreten. Innerhalb der Kernströmung bewegen sich die Schwankungen aller Düsen demnach unter 4 %.

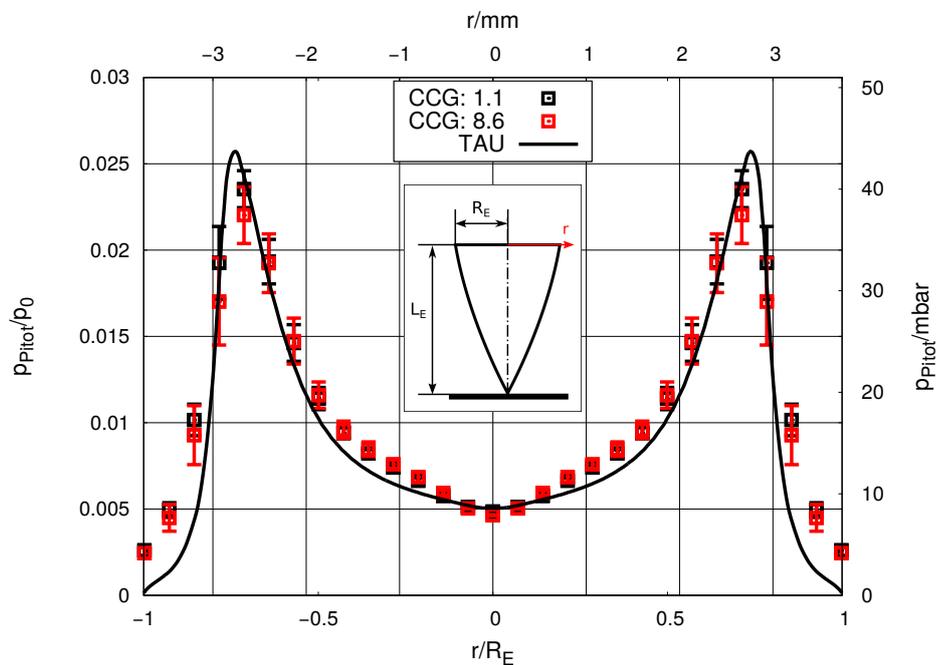


Abbildung 5.3.5.: Düsenaustrittsmessung: Vergleich zwischen den Düsen 1.1 und 8.6,  $N_2$ ,  $Re_E = 1700$ .

Die skalierten 10N-Düsen wurden bereits im Rahmen der Dissertation von Holz in der CCG vermessen [36]. Eine Beschreibung gleicher Experimente kann auch der Diplomarbeit von Traphan entnommen werden [89]. In **Tabelle 5.3.3** sind wichtige Kenndaten dieser und der hier neu präsentierten Messdaten gegenübergestellt. In **Abbildung 5.3.6** wurden die Messpunkte von Traphan zusammen mit denen des Autors aufgetragen. Weiterhin dargestellt sind

die numerisch berechneten Pitot-Drücke des vorangegangenen Kapitels sowie jene von Grabe, unter Nutzung der idealen Düsenkontur und Setzen eines konstanten Drucks am Einströmrand [29]. Wichtige Charakteristika stimmen bei beiden Messreihen überein: die Position der Kompressionswellen, der Pitot-Druck auf der Symmetrieachse, sogar der Druckverlauf in der Grenzschicht. Die größten Unterschiede zeigen sich innerhalb der Kernströmung: Die integralen Mittelwerte unterscheiden sich hier um etwa 3,6 %, auch der Verlauf der Pitot-Drücke ist unterschiedlich. Die TAU-Simulation mit kontrolliertem Massenstrom (schwarze Linie) liegt näher an den Messpunkten von Traphan. Die Simulation mit konstantem Ruhedruck zeigt einen höheren Pitot-Druck in der Region um die Düsensymmetrielinie, als die andere Berechnung und die Messreihen, bei größeren radialen Abständen liegen die berechneten Drücke sämtlich niedriger.

Tabelle 5.3.3.: Experimentelle Bedingungen der Düsenaustrittsmessung in [89].

		Traphan	Hock
Ruhedruck	$p_0$	1635 mbar	1709 mbar
Ruhetemperatur	$T_0$	300 K	300 K
Düsen-Reynolds-Zahl	$Re_E$	1457	1700
Engster Querschnitt	$R^*$	300 $\mu\text{m}$	320 $\mu\text{m}$

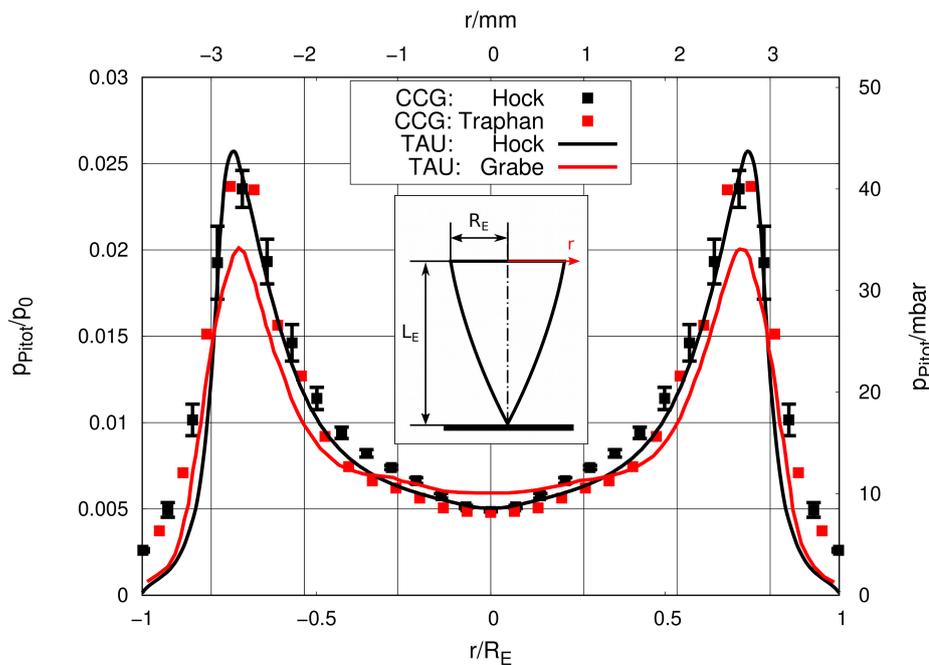


Abbildung 5.3.6.: Düsenaustrittsmessung: Vergleich mit den Messergebnissen von Dominik Traphan [89],  $N_2$ . Pitot-Profile der Idealkontur berechnet von Hock und Grabe [29].

Die Unterschiede zwischen beiden Messreihen einerseits und der Simulation basierend auf konstantem Ruhedruck andererseits lassen den Schluss zu, dass sich unterschiedliche Massenströme in der Düseninnenströmung einstellen. Der Massenstrom wird im engsten Querschnitt der Düse gesetzt, liegt jedoch je nach Grenzschichtdicke und Verdünnungsgrad unterhalb des theoretischen Maximums (Gleichung 2.1.7). In der Simulation mit festem Massenstrom wurde ein Ruhedruck von etwa 2 bar berechnet, dieser Wert liegt deutlich über dem gemessenen Wert in beiden Messreihen. Verdünnungseffekte werden von TAU nicht abgebildet. Das heißt, in beiden TAU-Simulationen wird die Grenzschichtdicke im engsten Querschnitt überschätzt. Sie hängt von den thermischen Randbedingungen und noch stärker von der genauen geometrischen Kontur der Düse ab. Wie im vorangegangenen Kapitel dargelegt, existieren keine verlässlichen Daten über die exakte Innenkontur im divergenten, und insbesondere nicht im konvergenten Düsenteil. Die Gegenüberstellung der Mess- und Simulationsreihen zeigt damit erneut, dass eine Kontrolle

des Massenstroms (statt des Ruhedrucks) entscheidend für die Generierung reproduzierbarer Datensätze ist. Durch Anpassung des eingehenden Massenstroms an den aus Fertigungsgründen größeren engsten Querschnitt in den hier untersuchten Düsen konnte eine Vergleichbarkeit der Strömungsverhältnisse erzielt werden. Eine weitere Ursache für die beobachteten Unterschiede zwischen den Messreihen ist die Ausrichtung der Düse gegenüber der Pitot-Sonde, einschließlich des Abstands der Düsenaustrittsebene vom Pitot-Sondeneintritt. Aus den vorliegenden Messreihen kann im Nachhinein keine exakte Aussage hierüber getroffen werden, schon kleine Abweichungen können sich hierbei in Änderungen in den gemessenen Profilen niederschlagen.

Es konnte gezeigt werden, dass die in diesen und den folgenden Versuchen verwendeten Düsen eine geführte Expansion ausbilden, die mit numerischen Mitteln bis  $r/R_E \approx 0,8$  gut abgebildet werden kann. Da die Düsenaustrittsströmung das ungestörte Fernfeld der Expansion bestimmt, können die Simulationsergebnisse also auch zur Interpretation der folgenden Messreihen zu Hilfe genommen werden. Des Weiteren konnten die fertigungsbedingten Unterschiede zwischen den einzelnen Düsen im Hinblick auf die Expansionsströmung quantifiziert werden. Die gegenseitigen Abweichungen werden sich im Mehrfachtreibstrahl des 4-Düsenclusters als Abweichungen von der angestrebten räumlichen Symmetrie widerspiegeln. In ähnlicher Weise wurden die Strömungsunterschiede zwischen den Düsen dieser Arbeit und den von Holz und Traphan verwendeten Düsen aufgezeigt, was bei späteren Vergleichen der Fernfeldströmungen ebenfalls Berücksichtigung finden soll. Auf eine Variation des Arbeitsgases soll in den folgenden Messungen in der STG-CT verzichtet werden. Es war nicht möglich, die Expansion eines einatomigen Gases durch Verwendung von Argon ohne Dimerbildung zu generieren, und der Isentropenkoeffizient  $\kappa$  der Wasserstoffexpansion ist stark temperatur- und damit ortsabhängig.



## 6. Experimentelle Untersuchung: Fernfeld

Die gasdynamische Struktur des Einzeltriebstrahls ist gut bekannt: die Molekülstromdichte entlang der Düsensymmetrielinie fällt quadratisch mit dem Abstand vom Düsenaustritt, die Angularprofile erhalten stromab der Einfrierfläche ihre Form unabhängig vom Radius. Die Grenzschichtexpansion ist im Angularprofil deutlich als ein Bereich exponentieller Dichteverringering erkennbar, von der sich das Profil im isentropen Kern in der Umgebung der Symmetrielinie sichtbar unterscheidet. Die in der STG-CT gewonnenen Messergebnisse können also dazu verwendet werden, die Qualität und Reproduzierbarkeit des entwickelten Messaufbaus nachzuweisen. Ferner können bestehende Annahmen über das Verhalten des Treibstrahls und seine Randbedingungen, insbesondere Ruhe- und Hintergrunddruck, geprüft werden. Zur Interpretation der Mehrfachtriebstrahlmessungen muss vor allem auf Vergleiche zwischen den verschiedenen aufgenommenen Profilen des 4-Düsenclusters, aber auch auf Vergleiche mit dem Einzeltriebstrahl zurückgegriffen werden. Ergibt sich auch hier ein in sich geschlossenes Strömungsbild, so können die Messdaten zur Überprüfung verschiedener in der Literatur vorhergesagter Eigenschaften der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkungen genutzt werden.

### 6.1. Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt wird zunächst die genutzte Vakuumkammer STG-CT, dann die zur Bestimmung der Molekülstromdichten verwendete Patterson-Sonde vorgestellt.

#### 6.1.1. Vakuumkammer STG-CT

Die Haupttestanlage dieser Forschungsarbeit ist die STG-CT des DLR Göttingen [28]. *STG-CT* ist die Abkürzung für *Simulationsanlage für Treibstrahlen Göttingen - Chemische Triebwerke*. Die STG-CT verfügt über eine Kryopumpe, die eine Vakuumumgebung  $p_b < 1 \times 10^{-6}$  mbar auch bei Betrieb eines Triebwerks bereitstellen kann, wodurch eine simulierte Weltraumvakuumumgebung bereitgestellt wird. Diese Triebwerke sind dann immer unterexpandiert. Ihre Treibstrahlen expandieren in dieser Anlage vollständig, das heißt ohne Abschluss durch eine Mach-Scheibe, was dem Verhalten in einer Weltraumumgebung entspricht.

Die zylinderförmige Messkammer hat eine Innenoberfläche von etwa  $30 \text{ m}^2$  und wird mit flüssigem Helium auf  $4,3 \text{ K}$  gekühlt. Außer Helium kondensieren alle Gase in der Kammer an diesen kalten Wänden, wodurch das hohe Vakuum aufrecht erhalten wird und Moleküle des Treibstrahls, nachdem sie auf die Wände getroffen sind, nicht in die Kammer zurück reflektiert werden und somit den Hintergrunddruck erhöhen und die Expansion beeinflussen. Die Kondensationswärme der Gase muss von der mit dem System verbundenen Heliumpumpe kompensiert werden. Sie hat eine Leistung von  $500 \text{ W}$ . Eine lokale Wärmestromdichte von  $100 \text{ W/m}^2$  auf der Innenwand führt zu einem Temperaturanstieg von weniger als  $0,2 \text{ K}$ . Dies ist insofern wichtig, als Wasserstoff bei Temperaturen über  $4,67 \text{ K}$  mit einem Dampfdruck von  $1 \times 10^{-5}$  mbar siedet, wodurch der Hintergrunddruck in der Kammer zu hoch für eine freie Expansionsströmung werden würde. Die STG-CT wurde für den Triebwerksbetrieb mit Wasserstoff ausgelegt.

Die Wärmebelastung durch die Freistrahlen setzt sich zusammen aus der inneren Energie des ruhenden Gases und der frei werdenden Energie bei Kondensation und Gefrieren an den Wänden der Kryopumpe.

$$P_{\text{ex}} = \dot{m} \left( c_P T_0 + \frac{\Delta H_v + \Delta H_s}{\mathcal{M}} \right) \quad (6.1.1)$$

In Gleichung 6.1.1, im Fall des mit Stickstoff betriebenen Einzeltriebwerks, beträgt der Massenstrom  $\dot{m}$   $0,108 \text{ g/s}$ , die spezifische Wärmekapazität  $c_P$   $1040 \text{ J/(kg s)}$ , die Ruhetemperatur  $T_0$   $300 \text{ K}$ , die molare Masse  $\mathcal{M}$   $14 \text{ g/mol}$ , die Verdampfungswärme  $\Delta H_v$   $5,58 \text{ kJ/mol}$  und die Schmelzwärme  $\Delta H_s$   $0,36 \text{ kJ/mol}$ . Insgesamt ergibt sich für die

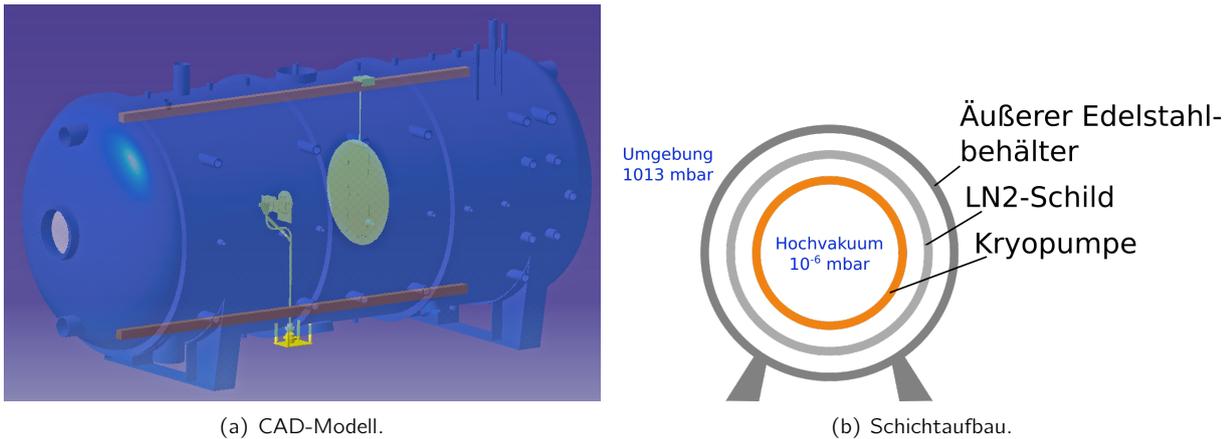


Abbildung 6.1.1.: Skizzen der STG-CT.

Einzeldüse eine Wärmelast von 80 W, entsprechend 320 W für ein Triebwerkscluster mit vier Düsen. Beide Werte liegen unterhalb der Kühlkapazität der STG-CT von 500 W im stationären Betrieb. Mit etwas über 54 % hat die Verdampfungswärme den größten Anteil an der Gesamtleistung, gefolgt von der inneren Energie mit knapp über 42 %. Neben der konvektiven Last muss auch die Strahlungsleistung der mechanischen Aufbauten berücksichtigt werden, was in Kapitel 7.1.3 diskutiert werden wird.

**Abbildung 6.1.1a** zeigt ein CAD-Modell der Anlage mit dem experimentellen Aufbau. Die STG ist mit zwei Translationschienen über und unter der Krypumppe ausgestattet. Auf der oberen Schiene sitzen zwei, auf der unteren ein Träger, die sich entlang der jeweiligen Schienen bewegen lassen und einen elektrischen Drehmotor enthalten. Einer der beiden oberen Träger wird von der Patterson-Sonde genutzt, der andere kann beliebig instrumentiert werden. Auf dem unteren Träger ist ein Düsengestell integriert. In **Abbildung 6.1.1b** sind die einzelnen Schichten der STG skizziert: Der Umgebungsdruck wird vom Vakuum durch einen Edelstahlbehälter abgedichtet, darunter befindet sich eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Hülle (LN2-Schild), und darin die eigentliche, mit flüssigem Helium gekühlte Krypumppe. Der LN2-Schild verhindert, dass die Krypumppe von außen durch Wärmestrahlung zu stark belastet wird.

Zur Ermittlung der Leck- und Ausgasungsrate wurde der Hintergrunddruck der Kammer mit Ionisationsvakuummetern ( $p_{b3}$  und  $p_K$ , siehe Abschnitt 3.5) bei Raumtemperatur gemessen. Dazu wurde die STG-CT zunächst mit Roots- und Turbopumpen abgepumpt, danach wurden die Pumpen deaktiviert, um den Druckanstieg zu beobachten. Je zehn Druckdatenpunkte wurden linear interpoliert, um die mittlere Ableitung zu bestimmen. Das Produkt aus Ableitung und Kammervolumen ( $62,6 \text{ m}^3$ ) ergibt die gesuchte Rate. Nach vier Stunden stellt sich ein konstanter Wert von etwa  $9,8 \times 10^{-3} \text{ mbar l/s}$  ein. Eine konstante Rate entspricht einem linearen Druckanstieg, in diesem Fall etwa  $1 \times 10^{-2} \text{ mbar}$  je 48 Stunden. Lineare Druckanstiege deuten auf eine Dominanz der Leckage gegenüber dem Ausgasen hin. Ausgasen äußert sich in einer exponentiell fallenden Rate und einem logarithmischen Druckanstieg [38, S. 251]. Die gemessene Leckrate ist gering genug, um im Messbetrieb von den mechanischen Pumpen kompensiert zu werden.

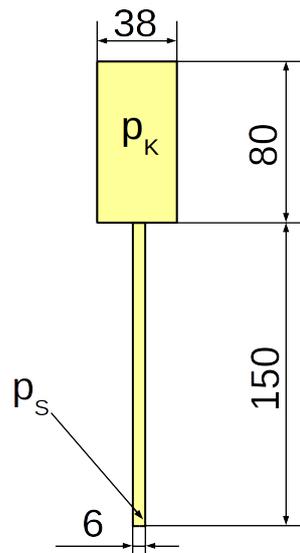
### 6.1.2. Patterson-Sonde

Die in der STG-CT installierte Patterson-Sonde ist mit einem Ionisations-Vakuummeter HP IMR310 ausgestattet. **Abbildung 6.1.2(a)** zeigt die Patterson-Sonde in der STG-CT, daneben, in **Abbildung 6.1.2(b)**, sind ihre inneren Abmessungen dargestellt. Zuletzt zeigt **Abbildung 6.1.2(c)** die Abmessungen des Sondenschlitzes. Die Sonde besteht aus einem zylinderförmigen Röhrchen mit einer schmalen Schlitzöffnung (Index  $S$ , da in der Literatur früher *Sondenspitze* genannt), verbunden mit einer Konverterkammer (Index  $K$ ). Diese enthält den Druckmesser, der nominal Konverterkammerdrücke  $p_K$  zwischen  $1 \times 10^{-6} \text{ mbar}$  bis 1 mbar messen kann. Zudem werden Temperaturen in der Konverterkammer ( $T_K$ ) und in der Sondenspitze ( $T_S$ ) gemessen. Diese Größen bestimmen, zusammen mit der Sondengeometrie, die Molekülstromdichte  $\dot{n}_1$  des in den Schlitz eintretenden Gases.

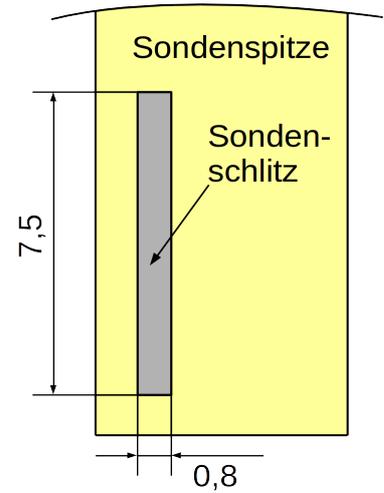
Die erste *Sondentheorie* für Schlitzöffnungen wurde 1984 von Koppenwallner entwickelt, um aus  $p_K$  und den Temperaturen  $T_K$  und  $T_S$  Strömungsgrößen im Treibstrahl abzuleiten [47]. In den folgenden Jahren wurde die Theorie



(a) In STG-CT.



(b) Innere Abmessungen.



(c) Detail Sondenspitze.

Abbildung 6.1.2.: Patterson-Sonde. Abmessungen in mm

weiterentwickelt: 1994 durch Legge [56], 1999 durch Plähn [74] und in jüngerer Vergangenheit durch Grabe [30]. In diesem Abschnitt soll die Grundidee der *Sondentheorie* vorgestellt werden. Zur besseren Verständlichkeit zeigt **Abbildung 6.1.3** das verwendete Polarkoordinatensystem innerhalb der STG-CT, mit Einzeldüse und Patterson-Sonde. Die Molekülstromdichte des aus der Düse expandierenden Gases soll in einem radialen Abstand  $r$  vom Düsenaustritt von der Sonde gemessen werden. Wird die Sonde angeströmt, so baut sich in der Sonde ein Druck auf.

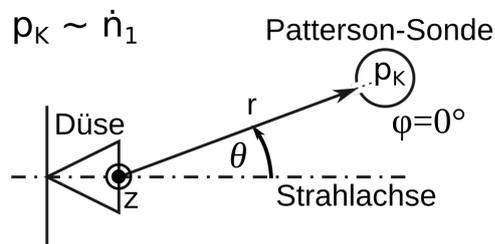


Abbildung 6.1.3.: Anströmung der Patterson-Sonde durch Abgasstrahl.

Ist die mittlere freie Weglänge der Moleküle sehr viel größer als der Rohrrinnendurchmesser  $d_S$  ( $Kn_S \gg 1$ ), so kann von einem Maxwell-Gleichgewicht und freimolekularen Bedingungen im gesamten Inneren der Sonde ausgegangen werden. Mit der Knudsen-Gleichung

$$\frac{p_S}{p_K} = \sqrt{\frac{T_S}{T_K}} \quad (6.1.2)$$

kann dann der Druck in der Sondenspitze  $p_S$  aus gemessenen Werten berechnet werden. Im Transitionsbereich ( $Kn_S \approx 1$ ) muss ein allgemeinerer Ansatz gewählt werden:

$$\frac{p_S}{p_K} = \left(\frac{T_S}{T_K}\right)^\gamma \quad (6.1.3)$$

Es gilt  $\gamma = 0,5$  für frei-molekulare Strömungen,  $0,5 > \gamma > 0$  für Transitionsströmungen und  $\gamma = 0$  für Kontinuumsströmungen. Im Kontinuumsfall sind  $p_K$  und  $p_S$  demnach identisch. Die Bestimmung von  $\gamma$  kann auf unterschiedliche Weise erfolgen, zum Beispiel durch Berechnung einer mittleren Knudsen-Zahl zwischen Sonde und Konverter, wie sie unter anderem in einer Arbeit von Legge demonstriert wird [56]. Sharipov identifizierte  $\gamma$  mit dem Verhältnis von druckgetriebenem Massenstrom ( $\dot{m}_P$ ) und thermischer Transpiration ( $\dot{m}_T$ ) [80]: Im Gleichgewicht ist die Transpiration

dem *Druckmassenstrom* entgegen gerichtet und gleich groß [8, S. 83ff]. **Abbildung 6.1.4** vergleicht beide Methoden. Für die Methode mit der mittleren Knudsen-Zahl (*Legge* in der Legende) wurde das Temperaturverhältnis zu 1,7 gewählt, einem typischen Wert für das Verhältnis von  $T_K$  zu  $T_S$  der Patterson-Sonde der STG-CT. Die anderen Kurven entstammen der Arbeit von Sharipov [80], in der numerische Simulationen mit verschiedenen Akkomodationskoeffizienten und Umgebungsdrücken durchgeführt wurden. Der Kurvenverlauf bei Legge ähnelt im Bereich  $Kn_S \approx 1$  Sharipovs Lösung für den Akkomodationskoeffizienten  $\sigma_n = 0,8$ . In der Datenauswertung wird  $\gamma$  aus  $Kn_S$  und der Kurve von Sharipov bestimmt.

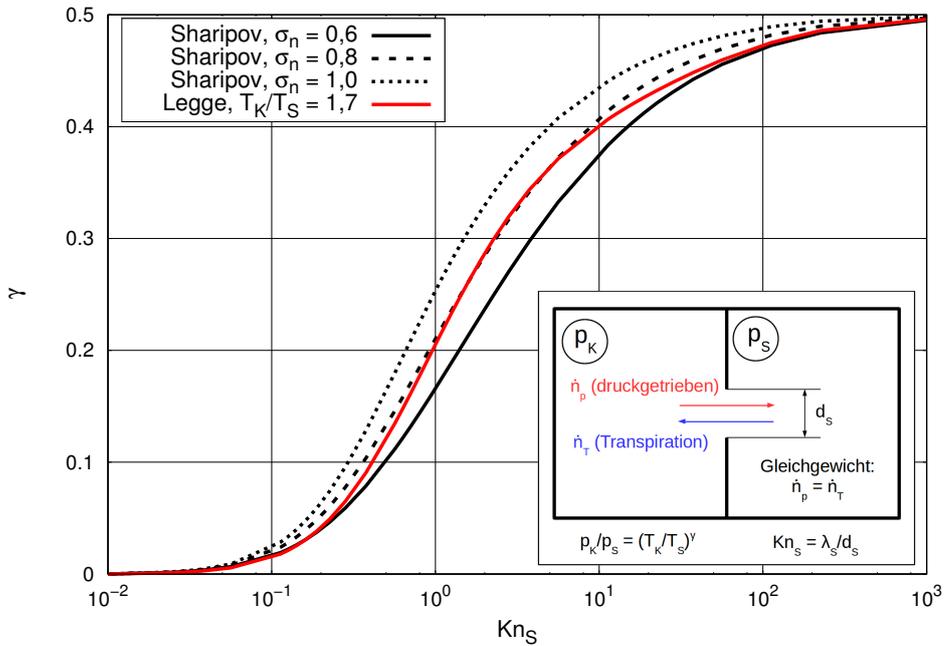


Abbildung 6.1.4.: Korrektorexponent  $\gamma$  als Funktion von  $Kn_S$  nach [56] und [80].

Aus  $p_S$  soll die Molekülstromdichte  $\dot{n}_1$  auf die Sonde bestimmt werden. Zur besseren Verständlichkeit ist die zugehörige Geometrie in **Abbildung 6.1.5** skizziert. Der Index 1 kennzeichnet das Gas in unmittelbarer äußerer Umgebung der Sondenspitze, der Index 2 steht für das Gas in der Sonde (äquivalent zu Index S). Eine Kombination beider Indizes, zum Beispiel  $\dot{n}_{12}$ , bedeutet eine Strömung von außen nach innen durch den Sondenschlitz.  $\dot{n}_{21}$  steht entsprechend für die Gegenrichtung. Im Gleichgewichtszustand müssen beide Molekülstromdichten gleich sein, das heißt:

$$\dot{n}_{12} = \dot{n}_{21} \quad (6.1.4)$$

Diese Bedingung ist äquivalent zu [74, S. 44f]:

$$\dot{n}_1 = \frac{W_{21}}{W_{12}} \frac{p_S}{\sqrt{2\pi m k_B T_S}} \quad (6.1.5)$$

Hierbei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $m$  die Molekülmasse;  $W_{21}$  ist die Wahrscheinlichkeit für den Durchtritt der Moleküle von innen nach außen und  $W_{12}$  die Wahrscheinlichkeit für eine Molekülbewegung von außen nach innen. Wahrscheinlichkeiten müssen angewandt werden, da eine gaskinetische Betrachtung notwendig ist. Nimmt man eine bestimmte Häufigkeitsverteilung der Bewegungsrichtungen der ankommenden Gase an, kann über die geometrischen Kennwerte des Sondenschlitzes (Form und Größe der Eintrittsfläche sowie die Wanddicken in der Sondenspitze) berechnet werden, wie groß der Anteil der Moleküle ist, die durch den Schlitz hindurchtreten, sowohl von außen nach innen als auch in der Gegenrichtung. Die Berechnung dieser Wahrscheinlichkeiten erfolgt allgemein über die Sondenfunktion  $b(\varphi)$ . Ihre Bestimmung ist recht kompliziert und wurde entsprechend in vielen Forschungsarbeiten diskutiert [30, 36, 47, 56, 74]. Ausschlaggebend für die Dichte in der Sonde sind neben der Dichte außerhalb der

Sonde auch die vektorielle Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle, sodass unterschiedliche Strömungsfälle auf den gleichen Druckmesswert in der Sonde führen können. Grabe gibt an, dass die Knudsen-Zahl  $Kn$  und die molekulare Mach-Zahl  $S$  ausreichend sind, um die Datenauswertung durchzuführen [30]. Ein vielversprechender Ansatz ist, die beiden Kennzahlen im Vorfeld der Messung durch DSMC-Analysen zu bestimmen, was 2017 durch Grabe demonstriert wurde [29].

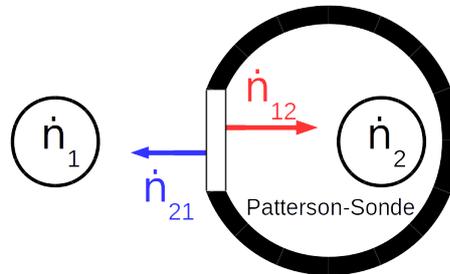


Abbildung 6.1.5.: Molekülstromdichten im Sondenschlitz und in unmittelbarer Umgebung der Patterson-Sonde.

Aus Gleichung 6.1.5 ist ersichtlich, dass die anströmende Molekülstromdichte  $\dot{n}_1$  und der Sondenspitzenruck  $p_S$  bei konstanter Sondenspitzen temperatur  $T_S$  proportional zueinander sind. Zur quantitativen Auswertung der Druckmessdaten in dieser Arbeit werden daher vereinfachende Annahmen getroffen, auf die in Kapitel 6.2 näher eingegangen wird.

## 6.2. Durchführung

Die Einzeldüse wurde sowohl mit als auch ohne einer stromauf montierten Raumfahrzeuggrundplatte vermessen. Ihr Gesamtdurchmesser beträgt 380 mm. Ziel war, einen möglichen Einfluss der stromauf gelegenen Geometrie auf den Treibstrahl zu quantifizieren. Die Düsencluster wurden immer mit Raumfahrzeuggrundplatte vermessen. In **Abbildung 6.2.1** sind vereinfachte Zeichnungen der beiden Raumfahrzeugplatten für die Einzeldüse und das 4-Düsencluster maßstabsgetreu dargestellt. **Abbildung 6.2.2** zeigt beide Einzeldüsenaufbauten in der Vakuumkammer. Die Diskussion des Platteneinflusses erfolgt in Kapitel 7.3.1 der Beaufschlagungsmessungen. **Abbildung 6.2.3** zeigt ein Foto des 4-Düsenstands in der STG-CT.

Anders als die frei stehenden Einzeldüsen kann die Raumfahrzeuggrundplatte in vertikaler Richtung ( $z_{Rfz}$ ) bewegt werden. Ein wichtiger Unterschied zwischen den Einzeldüsen- und Clustermessungen ist die Verschiebung des Koor-

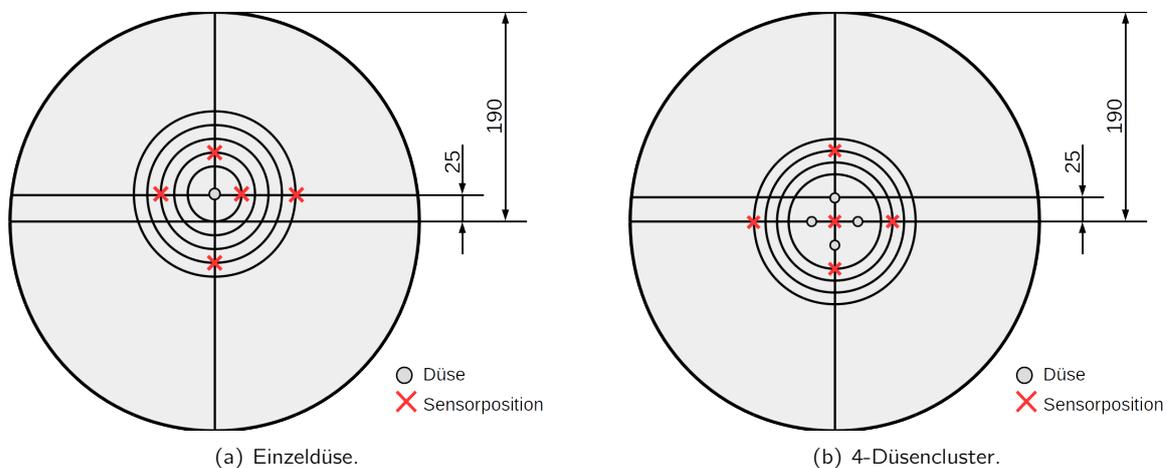
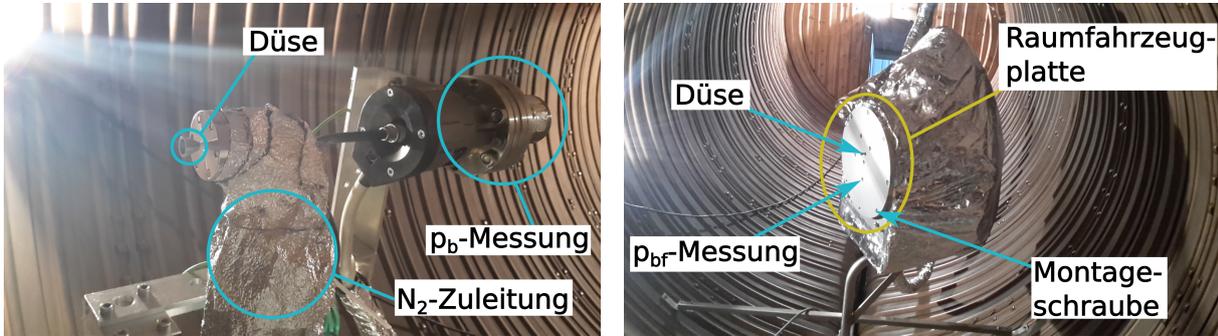


Abbildung 6.2.1.: Übersichtsskizze der zwei genutzten Raumfahrzeuggrundplatten.



(a) Ohne Raumfahrzeuggrundplatte.

(b) Mit Raumfahrzeuggrundplatte.

Abbildung 6.2.2.: Einzeldüse in der STG-CT.

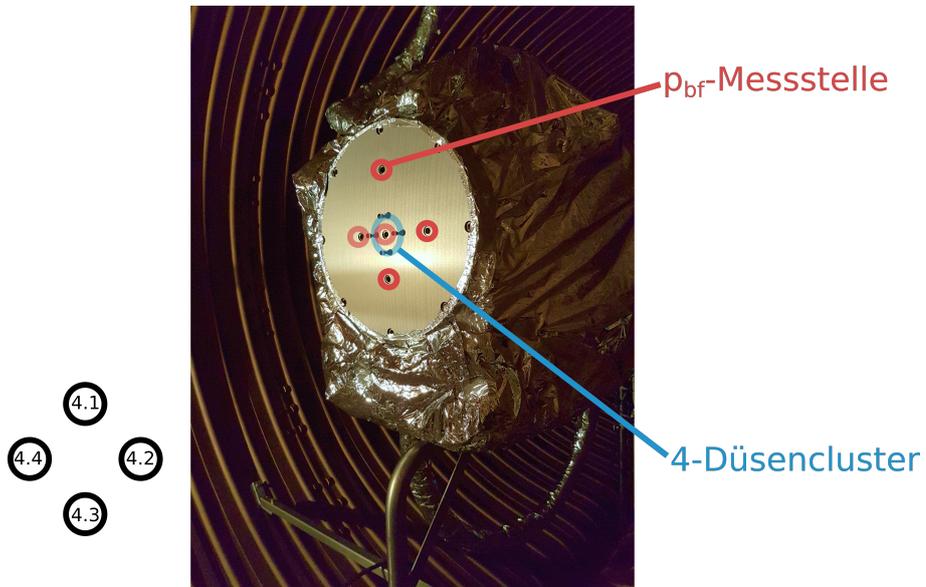


Abbildung 6.2.3.: 4er-Cluster mit Raumfahrzeugplatte in STG-CT.

datenursprungs des Treibstrahls. Bei den Einzeldüsenmessungen beginnt das Koordinatensystem im Schnittpunkt der Düsensymmetrielinie mit der Düsenaustrittsebene. Die x-Achse steht senkrecht auf der Düsenaustrittsebene. Bei den Messungen mit Clustern liegt der Ursprung ebenfalls in der Düsenaustrittsebene, und wieder steht x senkrecht auf ihr. Der Unterschied ist, dass der Ursprung nicht mehr auf die Symmetrielinie der Düse, sondern ins Zentrum des Clusters gelegt wird.

Mit Ausnahme der Variation von Ruhe- und Hintergrunddruck, bei denen Druckprofile an einem festen Ort aufgenommen wurden, wurden vor allem räumliche, also Axial- und Angularprofile der Treibstrahlen aufgenommen. Hierfür wurde jeweils einer der in Kapitel 3.4 gelisteten Bewegungsfreiheitsgrade bei laufendem Triebwerk variiert. An jedem Ortspunkt wurden zeitlich aufgelöste Signale gemessen. Die Anzahl der Zeitmesspunkte (übliche Messfrequenz 20 Hz) galt als ausreichend, wenn entweder eine Maximalzeit (meist 10 s) überschritten oder eine relative Standardabweichung (1 %) des Patterson-Drucksignals  $p_K$  unterschritten wurde. Dann wurden die zeitaufgelösten Messpunkte gespeichert und die Sonde oder das Düsengestell bewegten sich zum nächsten Messpunkt.

Mit der Patterson-Sonde wird die Molekülstromdichte  $\dot{n}_1$  im verdünnten Treibstrahl gemessen. Die Methodik ihrer Datenauswertung wurde in Kapitel 6.1.2 dargelegt. Das im Rahmen dieser Arbeit genutzte Verfahren leitet sich davon ab und wird hier beschrieben. Dabei kommen verschiedene grundlegende Gleichungen der statistischen Mechanik zur Anwendung. Erläuterungen zu den verwendeten Formelzeichen und Gleichungen finden sich im Anhang Kapitel A. Außerdem werden Ergebnisse der DSMC-Analysen von Grabe einbezogen [29]: Steht die Anströmung auf die Sonde ungefähr senkrecht ( $\theta = \varphi = 0^\circ$ ) zum Schlitz in der Sondenspitze, so kann für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten  $W_{12}/W_{21}$  in Gleichung 6.1.5 ein Wert von etwa 1,3 angenommen werden. Dies ist ein numerisch berechnetes und experimentell untermauertes Ergebnis, das nur für die in der STG-CT genutzte Patterson-Sonde Gültigkeit hat. Innerhalb des Fernfelds, insbesondere im isentropen Kern, ist die Annahme einer senkrechten Anströmung begründet. Sie verliert ihre Gültigkeit in der Grenzschichtexpansion, da hier nicht davon ausgegangen werden kann, dass die Anströmung auf den Sondenschlitz entlang des Angularprofils weiterhin senkrecht erfolgt. Da die absoluten Dichten hier jedoch um ein bis zwei Größenordnungen niedriger sind als in der Kernströmung (vgl. Kapitel 2.1.2), verändern diese Strömungsbereiche eine Gesamtmassestrombilanz im Rahmen der verfügbaren Messgenauigkeit kaum. Die Durchtrittswahrscheinlichkeiten sind hier kleiner.

Ausgangslage sei der Druck in der Sondenspitze  $p_S$  unter Annahme einer idealen frei-molekularen Strömung, berechnet nach Gleichung 6.1.2. Zusammen mit der gemessenen Sondenspitzentemperatur  $T_S$  und der Boltzmann-Konstante  $k_B$  kann dann die Sondenspitzenmoleküldichte  $n_S$  berechnet werden:

$$n_S = \frac{p_S}{k_B T_S} \quad (6.2.1)$$

Die dadurch bestimmte mittlere freie Weglänge  $\lambda_S$  (Gleichung A.1.3), bezogen auf den Innendurchmesser der Sondenspitze (6 mm) ergibt die Sondenspitzen-Knudsen-Zahl  $Kn_S$ . Diese wiederum kann benutzt werden, um iterativ den Exponenten  $\gamma$  aus Sharipovs Gleichung 6.1.3 und somit den Druck  $p_S$  bei konstantem  $p_K$  zu bestimmen. Innerhalb der Sonde wird, wie bei der Herleitung der Sondenfunktion, von einer Gleichgewichtsströmung des Gases ausgegangen, da fast alle Moleküle des eindringenden Gases bereits diffus an der Innenwand der Sonde reflektiert wurden [74]. Die Geschwindigkeitsverteilung entspricht also der Maxwell-Verteilung Gleichung A.3.3. Daher kann zur Bestimmung der Molekülstromdichte  $\dot{n}_S$  in der Sonde Gleichung A.3.9 genutzt werden:

$$\dot{n}_S = \frac{1}{4} n_S \bar{c} \quad (6.2.2)$$

Diese Gleichung enthält die mittlere Moleküldichte einer Maxwell-Verteilung aus Gleichung A.3.6. Strömungsgrößen außerhalb der Sonde können nur durch Betrachtung der Durchtrittswahrscheinlichkeiten, also der Sondenfunktion, bestimmt werden. Vereinfacht man die Sondenfunktion unter Verwendung der DSMC-Ergebnisse von Grabe zu dem konstanten Wert 1,3, so gilt für die Massestromdichte *auf* die Sondenspitze:

$$\rho u = \frac{m \dot{n}_S}{1,3} \quad (6.2.3)$$

Hierbei bezeichnet  $m$  die Molekülmasse,  $u$  ist die mittlere Geschwindigkeit der eintretenden Moleküle. Ihr Produkt, die Massestromdichte, ist die gesuchte charakteristische Feldgröße des Treibstrahls. Für ihre Interpretation ist es jedoch sinnvoll, eine dimensionslose Größe zu verwenden. An jedem Messpunkt in der STG-CT wird der radiale

Abstand vom Düsenaustritt  $r$  von der Schrittmotorregelung der Patterson-Sonde bereit gestellt. Zudem wird der Massenstrom  $\dot{m}$  durch die Düsen geregelt und gemessen. Dies erlaubt, folgende dimensionslose Größe zu berechnen [29, S. 53ff]:

$$F_1(\theta) = \rho(\theta) u(\theta) \frac{4\pi r^2}{\dot{m}} \quad (6.2.4)$$

Wird der dimensionslose Massenstrom  $F_1$  entlang eines Angularprofils bestimmt und entlang  $\theta$  integriert, kann dies als Plausibilitätstest der Messungen genutzt werden. Ähnlich den Betrachtungen zu den Erhaltungsgrößen in Kapitel 4.2 gilt hier:

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi F_1 \sin \theta d\theta \stackrel{!}{=} 1 \quad (6.2.5)$$

## 6.3. Ergebnisse

### 6.3.1. Einfluss des Hintergrunddruckes

Wie in Kapitel 6.1.1 dargelegt, bietet die STG-CT die Möglichkeit, die ungestörte Expansion eines Treibstrahls zu untersuchen. *Ungestört* meint hierbei, dass das in der Kammer verbliebene Hintergrundgas die freie Expansionsströmung nur in vernachlässigbarer Weise stört.

Nach Muntz et al. durchläuft der Treibstrahl einer Lochblende, in Abhängigkeit des Hintergrunddruckes, vier Phasen, deren Grenzen durch einen Verdünnungsparameter  $\xi$  bestimmt werden [68].

$$\xi = \frac{d^* \sqrt{\rho_0 p_b}}{T_0} \quad (6.3.1)$$

In Gleichung 6.3.1 steht  $d^*$  für den Durchmesser einer Lochblende. Bei der Herleitung durch Muntz et al. wurden einige wichtige Annahmen getroffen. Betrachtet wurde immer eine einfache Lochblende; Arbeits- und Hintergrundgas haben denselben Moleküldurchmesser und dieselbe Temperatur. Zudem wird eine Reflexion von Molekülen an einer Kammerwand vernachlässigt. Die Umgebung des Freistrahls wird demnach als unendlicher großer Raum mit einem homogenen Druck  $p_b$  angenommen. Diese letzte Bedingung erfordert in der Praxis eine Messung innerhalb kryogener Wände, wie sie in der STG-CT vorhanden sind. Der Verdünnungsparameter  $\xi$  hat die Dimension  $\text{J}/(\text{K m}^2)$  und liegt in Größenordnungen zwischen  $1 \times 10^{-7}$  und  $1 \times 10^{-3}$  in SI-Einheiten. In der Arbeit von Muntz et al. werden vier Typen der Wechselwirkung zwischen Treibstrahl und Hintergrundgas unterschieden und ihre jeweiligen Grenzen als Skalar multipliziert mit  $k_B/d^2$  angegeben. Hierbei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $d$  der Moleküldurchmesser. Da in den hier beschriebenen Experimenten in der STG-CT nur ein Arbeitsgas (Stickstoff) verwendet wird, bleibt dieser Faktor über alle Versuche konstant. Gleichung 6.3.1 kann damit in einen dimensionslosen, gasartabhängigen Verdünnungsparameter  $\xi_1$  überführt werden:

$$\xi_1 = \xi \frac{d^2}{k_B} \quad (6.3.2)$$

Je weiter sich  $\xi_1$  null annähert, desto ungestörter ist die Expansion des Treibstrahls. Im Experiment wurden axiale Profile bei reduziertem Ruhedruck  $p_0$  und steigendem Hintergrunddruck  $p_b$  aufgenommen, indem die Temperatur der Kryopumpe langsam erhöht wurde. Die Messung des Hintergrunddrucks erfolgt in der Nähe der Kammerwand stromauf der Düse. **Tabelle 6.3.1** zeigt die Randbedingungen für vier ausgewählte Fälle. Jeder ist repräsentativ für eine andere Phase der Wechselwirkung zwischen expandierendem Gas und Hintergrundgas. Die angegebenen Hintergrunddrücke sind der gemittelte Wert über die Messzeit eines Profils,  $p_b$  stieg kontinuierlich an. **Abbildung 6.3.1** zeigt die gemessenen Konverterkammerdrücke entlang der Strahlachse.

Eine ungestörte Anströmung bedeutet, dass die Teilchenstromdichte quadratisch mit dem Abstand zum kritischen Querschnitt der Düse oder Lochblende abfällt. In dem Artikel von Muntz et al. wird die Obergrenze dieses Bereiches durch zwei Abstände definiert: Der Eindringtiefe in den Treibstrahl, also die mittlere freie Weglänge der ungestörten Hintergrundgasmoleküle, und den radialen Abstand vom kritischen Querschnitt, bei dem die Molekülstromdichte zu  $1/e$  ihres theoretischen, ideal ungestörten Wertes gefallen ist. Solange letzterer Abstand sehr viel größer als die

Tabelle 6.3.1.: Fernfeldmessung: Randbedingungen für **Abb. 6.3.1.**

$\zeta_1$	$\frac{p_0}{\text{mbar}}$	$\frac{p_b}{\text{mbar}}$	$\frac{p_b}{p_0}$
0,03	482	$3,5 \times 10^{-7}$	$7,3 \times 10^{-10}$
0,2	Beginn Eindringen des Hintergrundgases		
0,38	479	$5,2 \times 10^{-5}$	$1,1 \times 10^{-7}$
0,6	Ausbildung Zweiphasenströmung		
1,47	903	$4,1 \times 10^{-4}$	$4,5 \times 10^{-7}$
2	Ausbildung aufgeweiteter Verdichtungsstoß		
3,97	896	$2,9 \times 10^{-3}$	$3,2 \times 10^{-6}$

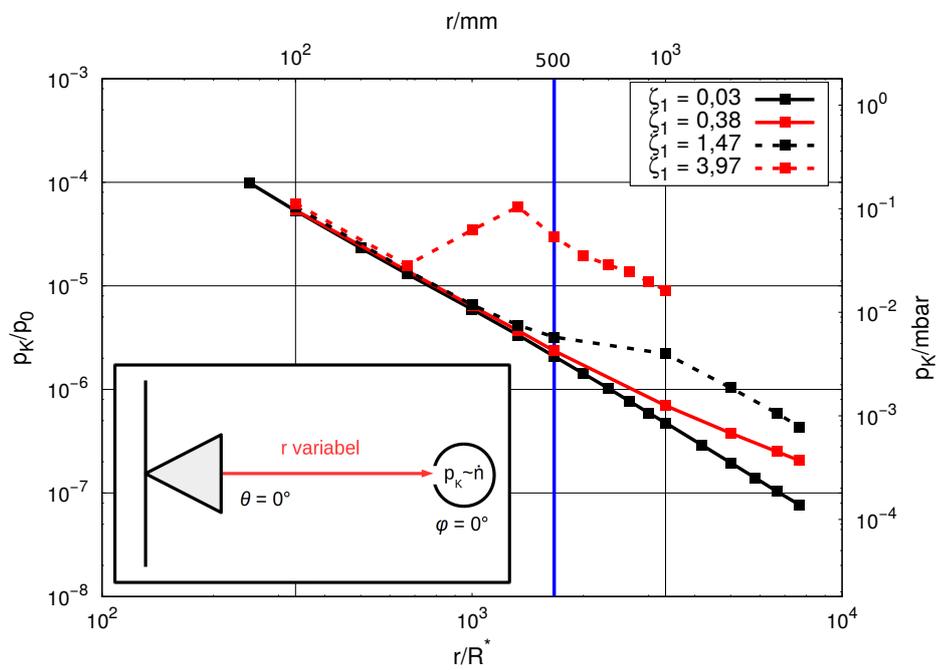


Abbildung 6.3.1.: Fernfeldmessung: Axialprofile bei ansteigendem Hintergrunddruck.

Eindringtiefe ist, kann zwischen *Streuzeonen* inner- und außerhalb des Treibstrahls differenziert werden. Es gibt also zwei klar getrennte Bereiche im Strömungsfeld, die Eindringung von Hintergrundgas in den Treibstrahl kann vernachlässigt werden und der Treibstrahl gilt als ungestört. Setzt man als willkürliche Grenze 10 für das Verhältnis  $1/e$ -Abfallabstand zur Eindringtiefe an, wie Muntz et al. es taten, so erhält man als Obergrenze  $\xi_1 \leq 0,2$ . Die Herleitung dieser Wechselwirkungsgrenze erfolgte numerisch, rein experimentell kann der  $1/e$ -Abfallabstand des Freistrahls nicht bestimmt werden. Bei höheren Hintergründrücken verschmelzen die beiden Streuzonen. Hintergrundgas tritt in den Treibstrahl ein und trägt zur messbaren Molekülstromdichte bei. Entsprechend flacht das Axialprofil bei großen Düsenabständen ab, bleibt jedoch monoton fallend und stetig differenzierbar. Das heißt, das Profil zeigt keine *Knicke*. Erst bei  $\xi_1 \geq 0,6$  bilden sich qualitativ neue Profile aus. Zwar bleibt die Expansion monoton fallend, jedoch bilden sich im Treibstrahl zwei Knickpunkte aus. Stromauf des ersten Knicks kann der Treibstrahl als ungestört angesehen werden, stromab des zweiten Knicks ist die Strömung durch das Hintergrundgas dominiert, fällt jedoch ebenfalls quadratisch. Zwischen diesen beiden Grenzen verläuft die Expansion mit steigendem Abstand von den Düsen deutlich schwächer. Hier haben Treibstrahl- und Hintergrundgas ein Gleichgewicht und streben ein Maxwell'sches Gleichgewicht an. Nur die bereits stromauf entwickelte Eigengeschwindigkeit der Treibstrahlmoleküle führt zu einer schwachen Dominanz der radialen Richtung.

Bei  $\xi_1 \geq 2$  ist diese Dominanz vollends verloren gegangen. In der Zone zwischen den *Knicks* steigt die Molekülstromdichte aufgrund der großen Zahl von Kollisionen zwischen den Molekülen des Treibstrahls und des Hintergrundgases an. Das Axialprofil ist somit nicht mehr monoton fallend. Dem Gas in der Kollisionszone kann kaum noch eine dominante Richtung zugeordnet werden, da sehr viele Moleküle umgelenkt werden. Dies entspricht der Ausbildung eines aufgeweiteten Verdichtungsstoßes, der sich bei steigendem Hintergründruck zu einem diskreten Stoß entwickelt: der Mach-Scheibe im Kontinuumsfall. Stromab der Kompressionswelle expandiert das Gas zwar erneut, jedoch unabhängig von den stromauf liegenden Bedingungen und nur bis zur Dichte des Hintergrundgases. Die Welle wandert mit steigendem  $\xi$  stromauf.

Die Messergebnisse zeigen, dass die von Muntz et al. vorhergesagten Grenzen in guter Näherung auch auf die Treibstrahlen konturierter Düsen anwendbar sind. Da das Ziel dieser Arbeit die Untersuchung von Treibstrahlen unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen ist, interessiert vor allem die untere Grenze  $\xi_1 < 0,2$ . Aus Gleichung 6.3.2 folgt mit der in dieser Arbeit genutzten Nomenklatur ( $R^*$ ):

$$p_b = \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\xi_1 k_B T_0}{2R^* d^2} \right)^2 \quad (6.3.3)$$

Für eine ungestörte Expansion im Standardbetriebsfall, also Stickstoff bei  $Re_E = 1700$ , darf demnach bei eingeschaltetem Triebwerk der Hintergründruck  $4,4 \times 10^{-6}$  mbar nicht überschreiten. Diese Randbedingung wird in der STG-CT erfüllt.

**Abbildung 6.3.2** zeigt ebenfalls die vier Phasen des Druckanstiegs, jedoch für Angularprofile bei  $r = 500$  mm. Zusätzlich sind in rot die jeweiligen Hintergründrücke, stromauf an der Kammerwand gemessen, eingezeichnet. Sie sind nicht konstant, da der Hintergründruck durch Erwärmung der Kryopumpe mit der Zeit ansteigt und die einzelnen Messpunkte im Strahl nacheinander, das heißt zu unterschiedlichen Zeitpunkten, aufgenommen wurden. Bei niedrigen Hintergründrücken ist zudem eine Korrelation des Hintergründrucks mit der Ausrichtung der Düse zu erkennen. Dies rührt daher, dass bei unterschiedlichen Düsenpositionen unterschiedlich große Flächen der Kryopumpe belastet werden, sodass die lokale Belastung der Kryopumpe bei  $\theta = 90^\circ$  größer ist als bei  $\theta = 0^\circ$ . Entsprechend zeigt sich im ersteren Fall ein höherer Hintergründruck.

Bis  $\xi_1 \geq 2$  bleibt der isentrope Kern vom Hintergrundgas unbeeinflusst. Dies passt zu der Beobachtung, dass auch das Axialprofil an der Stelle  $r = 500$  mm nicht oder nur gering vom ansteigenden Hintergrundgas gestört wird. Dies gilt nicht für die Grenzschichtexpansionsströmung, die mit dem Hintergrundgas steigt. Bis  $\xi_1 \leq 0,6$  bleibt sie symmetrisch, bei  $\xi_1 > 0,6$  legt sie sich jedoch an den zeitlich ansteigenden Hintergründruck an, da die Phasentrennung zwischen Treibstrahl und Hintergrundgas eingetreten ist. Bei  $\xi_1 \geq 2$  ist sogar die Form des isentropen Kerns gestört und zeigt in diesem Fall ein asymmetrisches Profil. Die Ursache hierfür ist, dass der verdickte Stoß mit steigendem Hintergründruck stromauf wandert und sich somit während der Messung jedes einzelnen Punktes an einer anderen Stelle im Treibstrahl befindet. Dieses dynamische Verhalten wird im gemessenen Profil sichtbar.

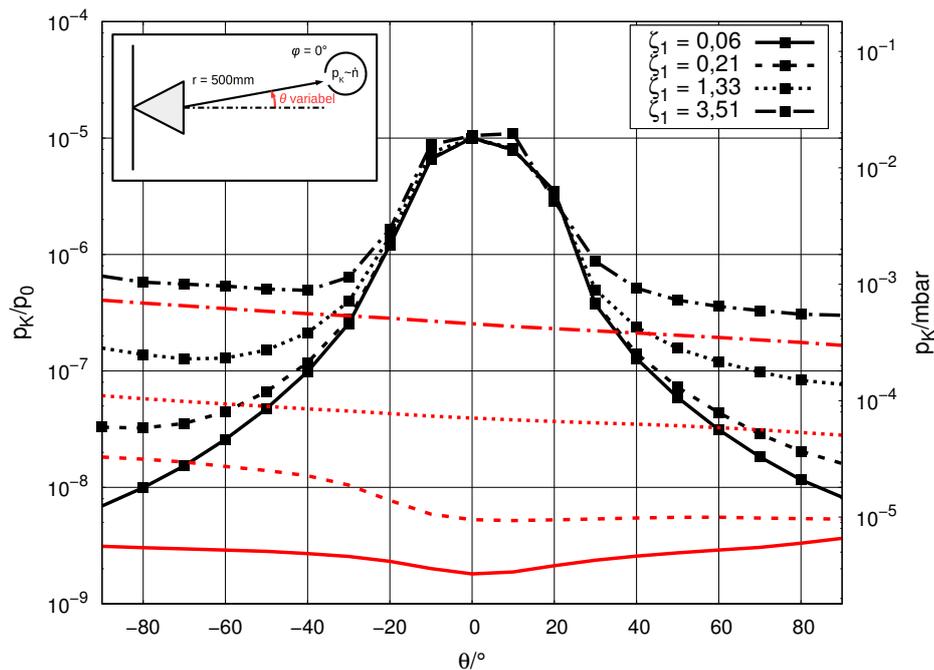


Abbildung 6.3.2.: Fernfeldmessung: Angularprofile bei ansteigendem Hintergrunddruck.

### 6.3.2. Einfluss des Ruhedruckes

Der Großteil der Messungen erfolgt bei einem Massenstrom von 108 mg/s pro Düse. Dies resultiert in einer Düsen-Reynolds-Zahl von 1700 und einem Ruhedruck von etwa 1800 mbar bei einer Ruhetemperatur von 300 K. Es ist von Interesse, zu untersuchen, wie stark sich Änderungen im Massenstrom, und damit im Ruhedruck  $p_0$ , auf den Treibstrahl im Fernfeld auswirken.

Wie in Kapitel 2.1.1 dargelegt, sinkt die Grenzschichtdicke mit steigender Reynolds-Zahl  $Re_E$ . Sie wiederum ist, laut Gleichung 2.1.13, direkt proportional zum Massenstrom  $\dot{m}$ . Annähernd linear ist der Zusammenhang zwischen  $\dot{m}$  und dem Ruhedruck  $p_0$ . Die Abweichung von der Linearität ist eine Folge viskoser Effekte. Eine detailliertere Diskussion der Transition von frei-molekularer zu reibungsfreier Düsenströmung ist im Anhang Kapitel B.2 zu finden.

Um das Verhalten des Treibstrahls in Abhängigkeit des Ruhedruckes zu bestimmen, wurde eine Messung des Konverterkammerdrucks in Abhängigkeit des Ruhedruckes der Düse vorgenommen. Der lokal gemessene Druck  $p_K$  ist direkt proportional zu  $\dot{m}_1$ , wenn die Sondenspitzentemperatur  $T_S$  und die Konverterkammertemperatur  $T_K$  konstant bleiben. In **Abbildung 6.3.3** sind die Ergebnisse für die Vermessung der Einzeldüse mit Rückplatte an der radialen Position 1000 mm auf der Strahlachse dargestellt. Der Sondenwinkel  $\varphi$  wurde konstant bei  $0^\circ$  gehalten. Die hier und in den anderen (linearen) Darstellungen gezeigten Unsicherheiten kennzeichnen die Messunsicherheit der Patterson-Sonde von 10 % innerhalb ihrer halb-logarithmischen Kalibrierfunktion (siehe dazu auch Anhang Kapitel B.3). Neben der eigentlichen Messgröße  $p_0$  ist auf der Abzissenachse auch  $Re_E$  eingetragen. Aufgrund der Ruhetemperatur  $T_0$  von rund 290 K während der Messungen sind die numerischen Beträge von  $Re_E$  und  $p_0$  in mbar in diesem Fall beinahe identisch. Zudem eingetragen ist das mit TAU berechnete Verhältnis aus Massenstrom im isentropen Kern  $\dot{m}_s$  zu Gesamtmassenstrom  $\dot{m}$  am Düsenaustritt. Grundlage waren die Simulationsergebnisse aus den in Kapitel 4 erwähnten  $Re_E$ -Variationen. Als Kernströmung wurde hier das Gas außerhalb der  $\delta_S$ -Grenzschicht definiert. Da  $T_0$  in den Simulationen zu 300 K gewählt wurde, ist für die TAU-Daten nur die  $Re_E$ -Abzisse von Bedeutung. Die lokale Größe  $p_K$  und die globale Größe  $\dot{m}_s$  können hier miteinander verglichen werden, weil sich die Sonde während dieser Messung nicht bewegt, die skalare Größe  $p_K$  (1000 mm) ist also nicht ortsabhängig. Isentroper Massenstrom und Konverterkammerdruck werden von  $Re_E$  und der Stoßstruktur in der Düse beeinflusst, der Konverterkammerdruck zusätzlich von der Strömungscharakteristik an der Patterson-Sonde, weshalb auch die lokale Sonden-Knudsen-Zahl  $Kn_S$  aufgetragen ist. Ihre Referenzlänge  $L$  ist der Rohrinne Durchmesser der Patterson-Sonde. Die isentropen Massenströme und die Sonden-Knudsen-Zahl teilen sich die rechte Skala, zur besseren Sichtbarkeit wurden die Massenstromverhältnisse mit

dem Faktor 2 skaliert.

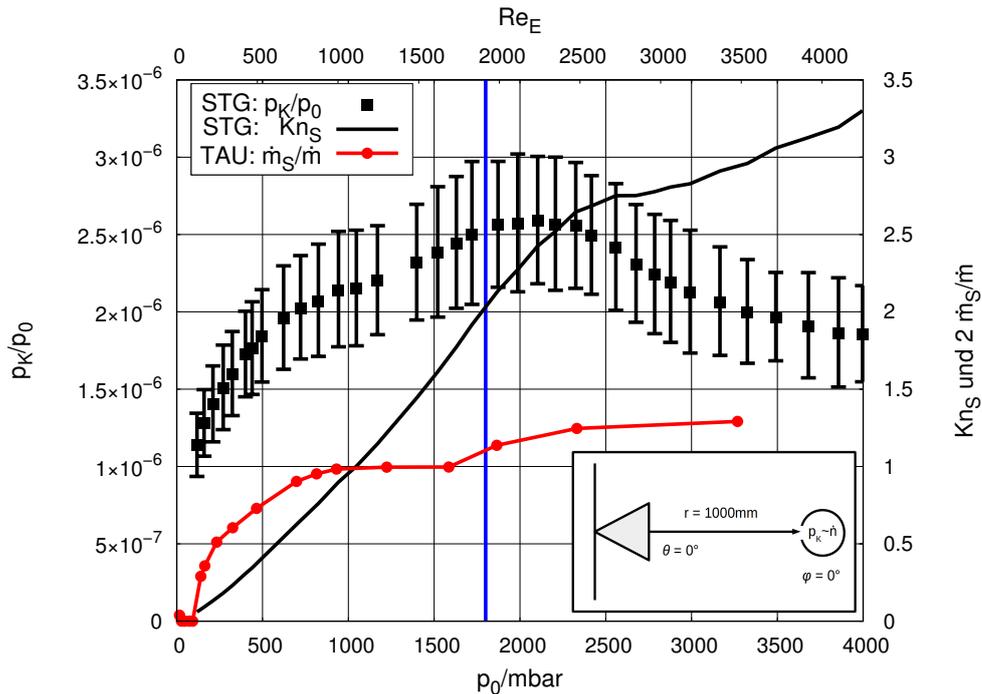


Abbildung 6.3.3.: Fernfeldmessung: Konverterkammerdruck zu Ruhedruck bei  $r = 1000$  mm.

Die Messergebnisse aus der STG-CT zeigen ein dynamisches Verhalten. Bei  $Re_E \approx 1500$  knickt die Messkurve ab, anstatt einem konstanten Wert zuzustreben, und setzt zu einer zweiten ansteigenden Kurve an. Genau wie bei  $Re_E < 1500$  nimmt der Anstieg der Kurve dabei permanent ab. Die TAU-Simulation zeigt ein ähnliches Verhalten bei  $Re_E \approx 1600$ . Bei  $Re_E \approx 2200$  bilden die Messpunkte einen lokalen Hochpunkt, um danach wieder zu fallen. Dieses Verhalten wird durch die Massenströme nicht abgebildet.  $Kn_S$  steigt stetig mit dem Ruhedruck  $p_0$ , verbleibt aber im Transitionsregime. Der Rückgang des Verhältnisses  $p_K/p_0$  zu  $p_0$  korreliert mit einem Abflachen des Anstiegs von  $Kn_S$ . Der Anstieg des Druckverhältnisses  $p_K/p_0$  mit  $Re_E$  ist auf den zu erwartenden Rückgang der Grenzschichtströmung zurückzuführen. **Abbildung 6.3.4** zeigt dies anhand des Gesamtdrucks am Düsenaustritt für drei verschiedene  $Re_E$  um 1700, berechnet mit TAU. Die Wanderung der Grenzschicht nach außen mit steigendem  $Re_E$  ist deutlich erkennbar.

Interessant sind aber auch die qualitativen Änderungen des Kernströmungsprofils: Während die Kernströmung im Betriebspunkt ( $Re_E = 1700$ ) homogen verteilt ist, zeigen sich lokale Maxima bei niedrigen  $Re_E$ , respektive lokale Maxima bei hohen  $Re_E$ . Ursächlich sind Konturstöße, die im divergenten Düsenteil durch Unstetigkeiten in der zweiten Ableitung der Düsinnenkontur entstehen. Ihre Lage in Abhängigkeit von  $Re_E$  ist in **Abbildung 6.3.5** visualisiert. Dargestellt ist der lokale Dichtegradient, berechnet mit TAU. Die genutzte Farbskala ist logarithmisch, sie reicht von dunkelblau für  $\frac{d\rho}{dx} = 1 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^4$  bis gelb für  $\frac{d\rho}{dx} = 1 \times 10^5 \text{ kg/m}^4$ .

Im nominalen Betriebspunkt,  $Re_E = 1700$ , sind Konturstöße innerhalb des divergenten Düsenteils als grüne Streifen zu erkennen, die zur Mitte, der Düsensymmetrielinie, wandern. Ihren Ursprung haben sie in einer Unstetigkeit in der zweiten Ableitung der Düsengeometrie. Am *Schnittpunkt* der Konturstöße auf der Düsensymmetrielinie werden sie wieder nach außen reflektiert. Bei  $Re_E \approx 1700$  liegt der Schnittpunkt der Stöße auf der Düsenaustrittsebene, wodurch das Austrittsprofil (siehe **Abbildung 6.3.4**) eine homogene Kernströmung zeigt. Wird  $Re_E$  weiter erhöht, flacht der Neigungswinkel der Konturstöße ab, ihr Schnittpunkt wandert stromab, aus der Düse hinaus. Im Austrittsprofil werden zwei Regionen der Kernströmung sichtbar: nahe der Düsensymmetrielinie wurde die Strömung durch die Konturstöße noch nicht komprimiert, ist dementsprechend stärker expandiert, ihr lokaler Druck ist also geringer. Analog dazu bilden sich auch bei  $Re_E$  unterhalb des Betriebspunkts zwei Regionen an der Düsenaustrittsebene aus, in diesem Fall ist die Strömung nahe der Düsensymmetrielinie von den Konturstößen komprimiert, hat somit einen höheren Druck als die weiter außen liegenden Teile der Kernströmung. Die Verschiebung des Konturstoß-Schnittpunktes aus der Düse heraus, damit die Ausbildung einer Region niedrigen Druckes im Düsenaustrittsprofil,

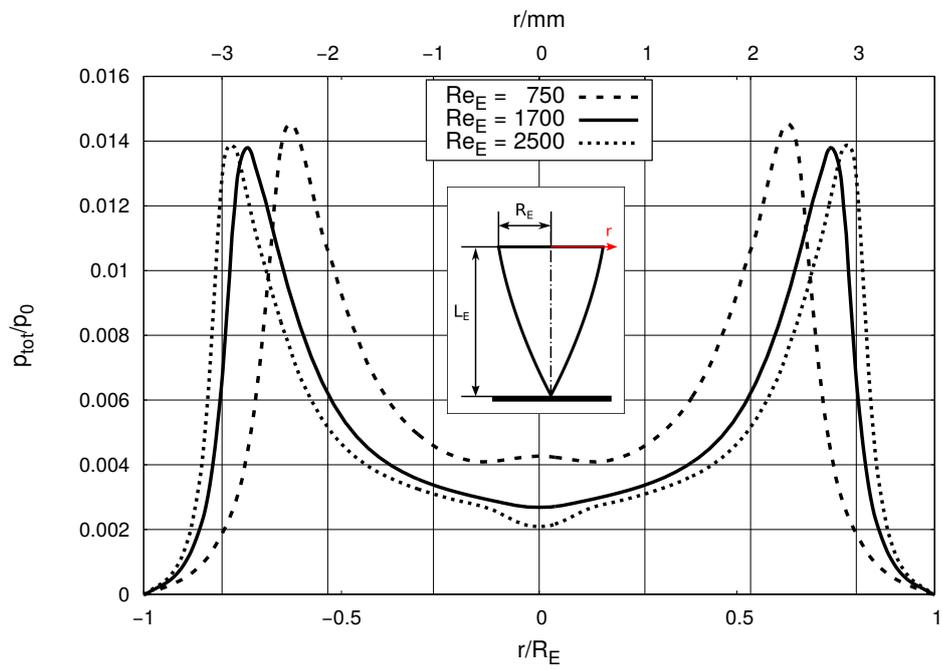


Abbildung 6.3.4.: TAU: Gesamtdrücke am Düsenaustritt für verschiedene  $Re_E$ .

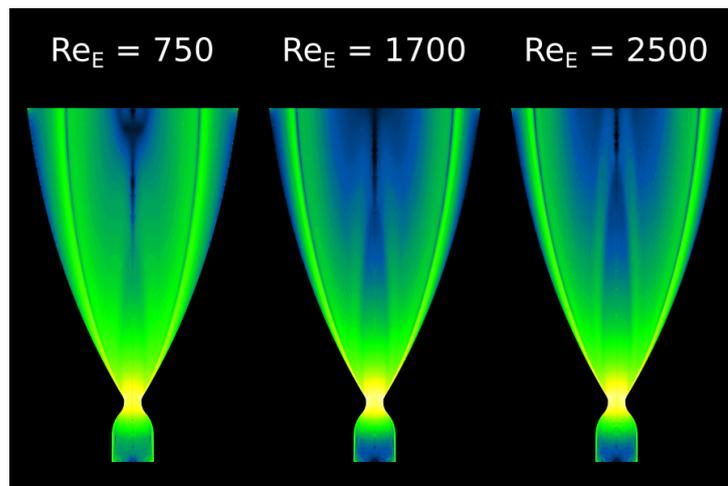


Abbildung 6.3.5.: TAU: Dichtegradient im divergenten Düsenteil für verschiedene  $Re_E$ .

kann den *Knick* im Kernmassenstrom auf der Düsenaustrittsebene in **Abbildung 6.3.3** erklären. Das Drucksignal auf der Düsensymmetrielinie spiegelt diese Dynamik wider: analog zur Ausweitung des isentropen Kerns bis  $Re_E \approx 1500$  wird der am Düsenaustritt nicht-komprimierte Strömungsanteil um die Düsensymmetrielinie herum mit  $Re_E$  größer. Zugleich wandert der Schnittpunkt der Konturstöße weiter stromab, die Stöße werden dabei ebenfalls verdünnt und entwickeln sich zunächst zu aufgeweiteten Stößen, dann zu Regionen erhöhter Moleküllkollision, bis sie schließlich ganz verschwinden. Es existieren also zwei, bezüglich des Konverterkammerdrucks, gegenläufige Prozesse: die Entwicklung und Ausbreitung der nicht-komprimierten Kernströmung, und die Verdünnung der Konturstöße im Treibstrahl. Das Verhalten von  $p_K$  bezüglich  $p_0$  kann mit den vorliegenden Informationen nicht endgültig geklärt werden. Zur Beschreibung des Phänomens sei aber auf **Abbildung 6.3.6** verwiesen. Gezeigt sind die dimensionslosen Massenströme  $F_1$  (siehe Kapitel 6.2) an drei verschiedenen radialen Positionen auf der Strahlachse (100 mm, 500 mm und 1000 mm) bei Variation von  $p_0$ . Die Ruhetemperatur  $T_0$  wurde wie immer konstant gehalten.

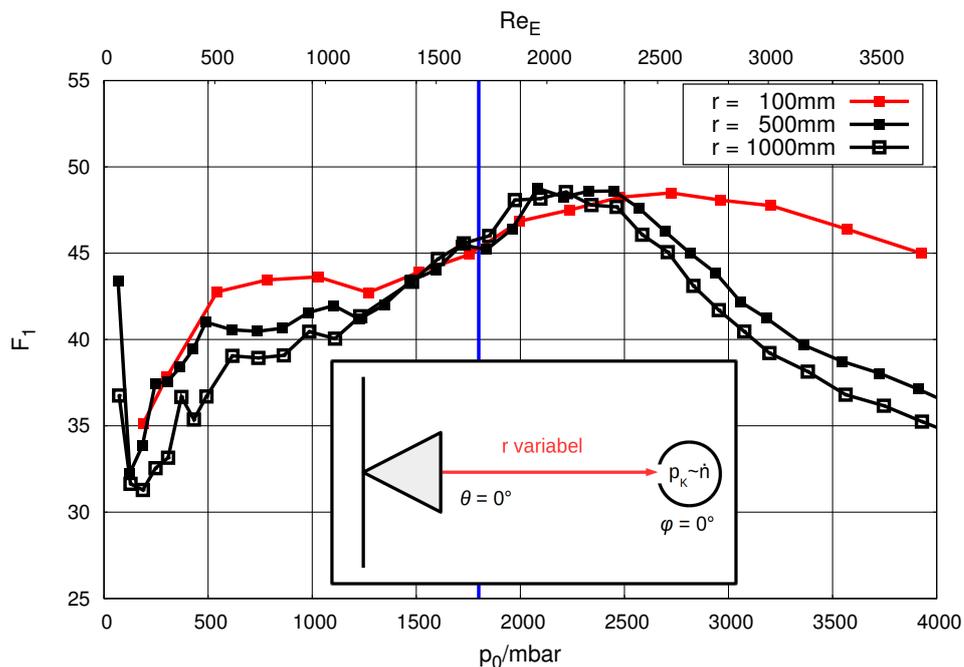


Abbildung 6.3.6.: Fernfeldmessung: Dimensionsloser Massenstrom zu Ruhedruck an unterschiedlichen radialen Positionen.

Die Profile für  $r \geq 500$  mm sind qualitativ und, im Rahmen der Messgenauigkeit, quantitativ sehr ähnlich. Einzig  $r = 100$  mm zeigt einen anderen Verlauf: Der Abfall des Massenstroms für  $p_0 > 2200$  mbar ist auf etwa 2600 mbar verschoben, und selbst dort nicht so stark wie stromab. Der verursachende Prozess scheint erst im Fernfeld, bei  $p_0 = 2200$  mbar zwischen 100 mm und 500 mm, zu beginnen.

Der Konverterkammerdruck zeigt gegenüber dem Ruhedruck ein dynamisches Verhalten, deren Ursprünge im Rahmen dieser Arbeit nur teilweise geklärt werden konnten. Am Nominalpunkt  $Re_E = 1700$  beträgt der Gradient  $dp_K/dp_0 = 3,2 \times 10^{-6}$ , das heißt eine Änderung des Ruhedrucks von 100 mbar bewirkt einen relativen Anstieg des Druckverhältnisses  $p_K/p_0$  um 1,53%. Das ist tolerierbar, insbesondere hinsichtlich der sehr konservativen Annahme einer Druckschwankung von 100 mbar.

### 6.3.3. Axialprofile

Die einfachste Form der Treibstrahlfunktion, Gleichung 2.1.14, umfasst bereits die Kernaussage über den ungestörten Einzeltriebstrahl bezüglich seines Axialprofils: den inversen Abfall mit  $r^2$ . Auch die Treibstrahlen konturierter Düsen zeigen diese Eigenschaft stromab der Einfrierfläche. Wenn Kollisionen ausgeschlossen werden können, bewegen sich die Moleküle auf geraden Bahnen durch den Raum, was zur Ausbildung von kegelförmigen Stromröhren führt. Der

quadratische Dichteabfall folgt dann aus geometrischen Überlegungen: Eine Vergrößerung des radialen Abstands um einen beliebigen Faktor  $k$  resultiert in einer um  $k^2$ -größeren Kugelsegmentoberfläche.

**Abbildung 6.3.7** zeigt vier axiale Profile des Einzeltriebstrahls. Variiert wurde der Sondenwinkel  $\varphi$ .

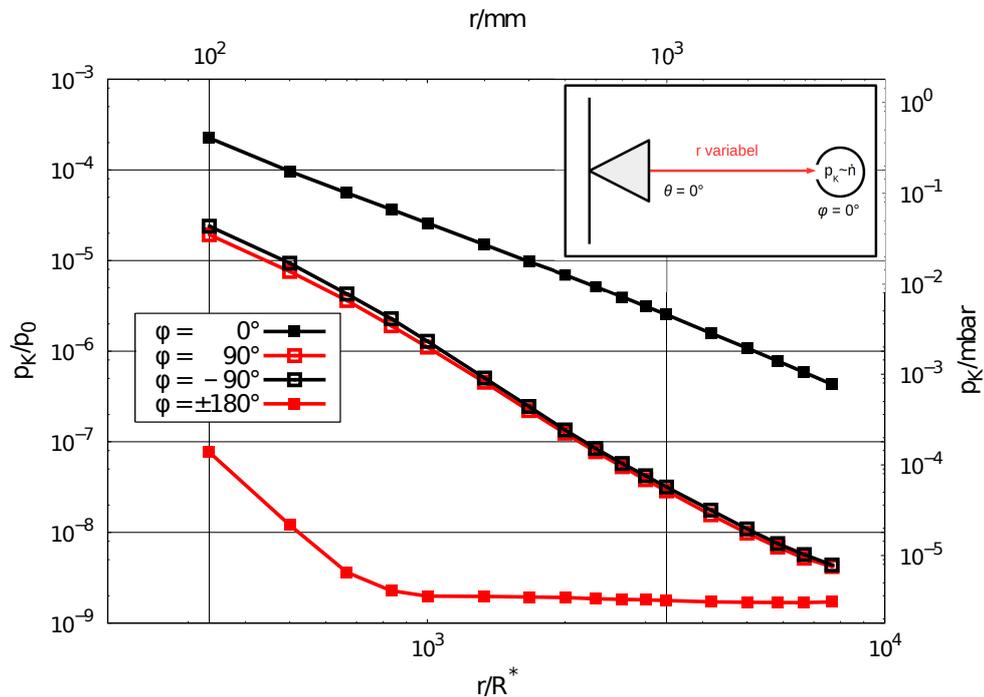


Abbildung 6.3.7.: Fernfeldmessung: Axialprofile der Einzeldüse, Variation des Sondenwinkels  $\varphi$ .

Das Profil für  $\varphi = \pm 180^\circ$  fällt bis zu einem Druck von etwa  $2 \times 10^{-6}$  mbar und bleibt dann annähernd konstant. Dieser Druck entspricht dem Ausgasungsdruck der Konverterkammer der Patterson-Sonde und wurde bereits in früheren Messkampagnen beobachtet [74]. Die beiden Profile bei  $\varphi = \pm 90^\circ$  sollten eigentlich identisch sein. Die sichtbaren Unterschiede deuten auf Ungenauigkeiten bei der Ausrichtung zwischen Düse und Sonde hin. Allgemein nimmt der Abstand der senkrechten Profile ( $\varphi = \pm 90^\circ$ ) vom Hauptprofil ( $\varphi = 0^\circ$ ) zu, je weiter man sich vom Düsenaustritt entfernt. Genauer soll das Profil  $\varphi = 0^\circ$  betrachtet werden. Aus Gleichung 2.1.14 kann eine Näherungsfunktion für radiale Treibstrahlprofile abgeleitet werden:

$$\frac{\dot{n}_1}{\dot{n}_0} = \left( \frac{r_{\text{ref}}}{r - r_0} \right)^n \quad (6.3.4)$$

Hierbei ist  $\dot{n}_0$  die Molekülstromdichte in der Ruhekammer, die aus der Moleküldichte und der mittleren Molekülgeschwindigkeit in der Ruhekammer berechnet wird. Im Mittel ergeben sich bei  $Re_{eE} = 1700$  für  $\dot{n}_0$  etwa  $5,4 \times 10^{27} / (\text{m}^2 \text{s})$ . Die Parameter  $r_{\text{ref}}$  und  $r_0$  dienen der horizontalen und vertikalen Verschiebung in der Fitfunktion, von eigentlichem Interesse ist die Potenz  $n$ . Setzt man die gewonnenen Messdaten in obige Fitfunktion ein, so erhält man  $n \approx 1,98$ ; die relative Differenz zwischen Fitfunktion und Messdaten beträgt dann 4,3%. Die Messdaten sowie die berechnete Näherung sind in **Abbildung 6.3.8** dargestellt.

Eine mögliche Ursache für die Abweichung von der kugelförmigen Expansion ( $n = 2$ ) ist, dass bei der Umrechnung von  $p_K$  in  $\dot{n}_1$  von idealer frei-molekularer Strömung an der Sondenspitze ausgegangen wurde. Für **Abbildung 6.3.9** wurden daher die Knudsen-Zahlen  $K_{NS}$  des Axialprofils berechnet. Als Referenzlänge  $L$  diente hier der Innendurchmesser der Patterson-Sondenspitze. Außerdem dargestellt ist der in Kapitel 6.1.2 vorgestellte Korrektorexponent  $\gamma$  der Knudsen-Gleichung nach Sharipov [80].

$K_{NS}$  variiert zwischen  $1,6 \times 10^{-3}$  bis 1,6, bewegt sich also, abgesehen von sehr weit stromauf liegenden Positionen, fast vollständig im Transitionsbereich. Wendet man die Korrektur der Knudsen-Gleichung nach Sharipov für  $\sigma_n = 0,8$  an, so verschieben sich die Messpunkte bei niedrigen  $K_{NS}$  um bis zu 10% ihres Ursprungswertes nach unten. Bei  $r = 2000$  mm sinkt die Differenz um 2%. Berechnet man die Potenz  $n$  für die korrigierten Daten nach Ansatz Gleichung 6.3.4, so erhält man  $n \approx 2,03$ . Der relative Differenz zwischen den Exponenten 1,98 und 2 beträgt 1%,

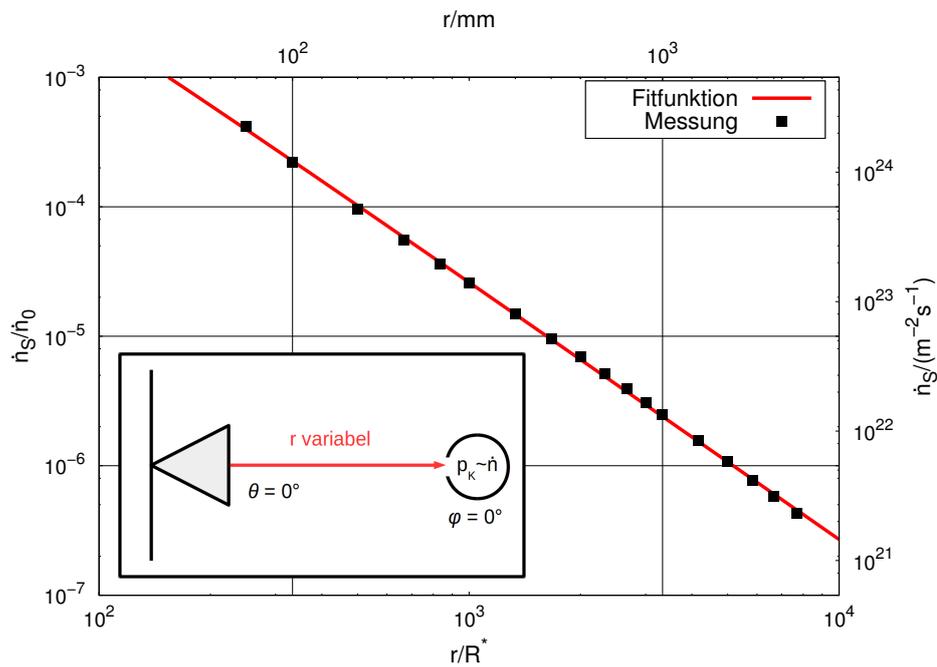


Abbildung 6.3.8.: Fernfeldmessung: Axialprofil der Einzeldüse, Fitfunktion.

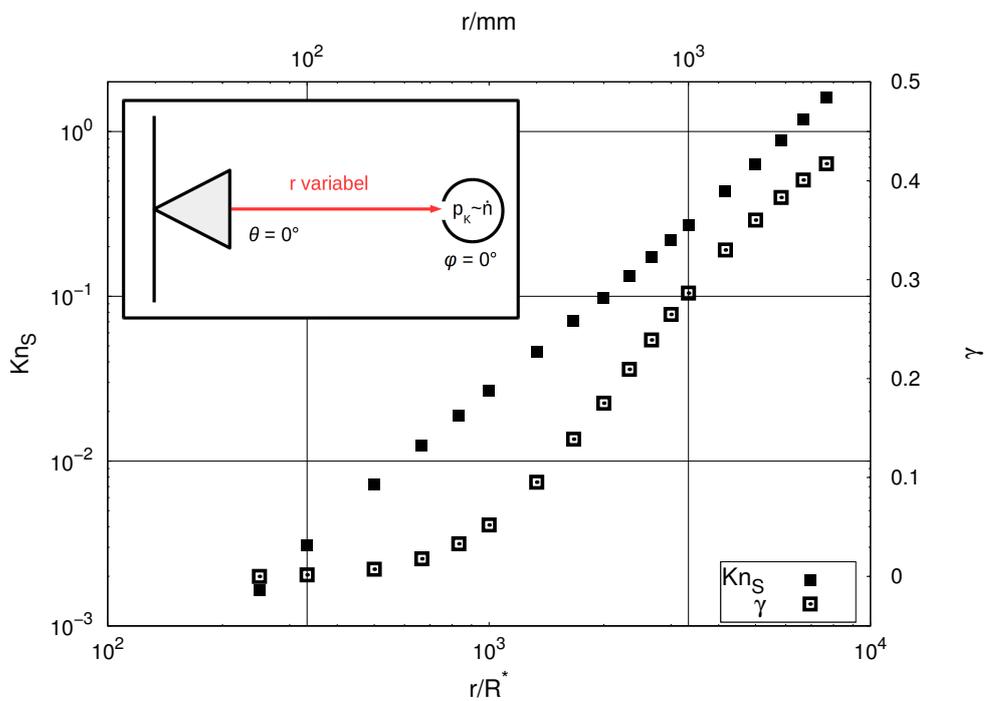


Abbildung 6.3.9.: Fernfeldmessung: Axialprofil der Einzeldüse, Knudsen-Zahl und Korrektorexponent nach [80].

bezogen auf den Exponenten der kugelförmigen Expansion, verglichen mit 1,5 % Differenz nach der Korrektur. Die absoluten Änderungen im Druck sind durch Anwendung der erweiterten Knudsen-Korrektur beträchtlich, qualitativ zeigen sich jedoch nur geringe Unterschiede im Treibstrahlprofil.

Der letzte hier betrachtete Aspekt zum Axialprofil des Einzeltriebstrahls ist der Vergleich mit den Messdaten von Holz [36]. Da in dieser Kampagne baugleiche Düsen verwendet wurden, sollte das Axialprofil reproduzierbar sein.

**Abbildung 6.3.10** zeigt die gemessenen, dimensionslosen Konverterdrücke beider Messreihen.

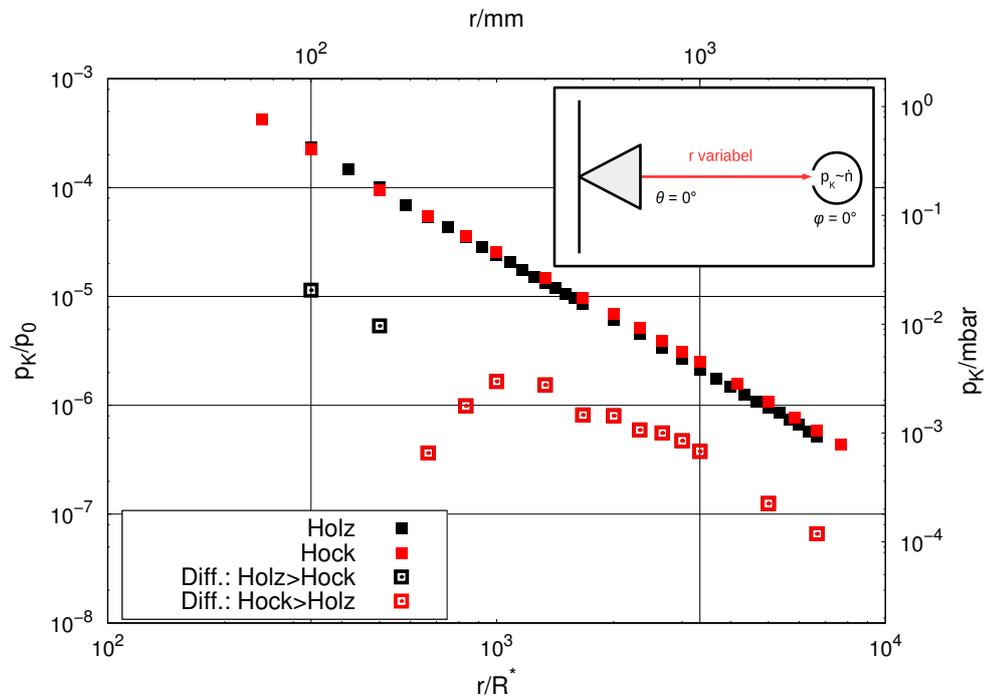


Abbildung 6.3.10.: Fernfeldmessung: Axialprofil der Einzeldüse, Vergleich mit Messergebnissen von A. Holz [36].

Die mittlere relative Differenz beider Messreihen beträgt 9,3 %. Die kleinste ermittelte Abweichung beträgt 0,67 % bei einem radialen Abstand von 200 mm, die größte Abweichung 15,11 % bei 900 mm. Insgesamt zeigen die Treibstrahlen stromab von 400 mm deutlich größere Unterschiede, im Mittel 12,21 %. Stromauf von 400 mm beträgt die relative Differenz im Mittel nur 4,13 %, die neu ermittelten Drücke liegen unterhalb des Profils von Holz. Im isentropen Kern der Düsenaustrittsströmung (siehe Kapitel 5.3) betrug die relative Differenz der Pitot-Drücke 3,6 %, die neuen Daten lagen über denen von Holz. Insgesamt lässt sich also sagen, dass sich etwaige Unterschiede in der Düsengeometrie zwischen den zwei betrachteten Düsenfertigungsreihen im Fernfeld der Expansion etwas stärker auswirken, zumindest bei Betrachtung der Axialprofile.

Anhand des Axialprofils der Einzeldüsenströmung konnte gezeigt werden, dass der untersuchte Treibstrahl frei expandiert und innerhalb der zugänglichen radialen Abstände das frei-molekulare Regime erreicht. Die Modellierung der Düsenexpansion auf der Symmetrielinie als Expansion aus einer kugelförmigen Quelle erscheint als gerechtfertigt. Die ermittelte Fitfunktion kann bei weiteren Untersuchungen zur Interpolation der Molekülstromdichte auf der Düsensymmetrielinie an allen Positionen des Fernfelds genutzt werden.

### 6.3.4. Angularprofile

**Abbildung 6.3.11** zeigt die dimensionslosen Massenströme  $F_1$  der Angularprofile an verschiedenen radialen Positionen im Einzeltriebstrahl. Ihre Berechnung erfolgte anhand Gleichung 6.2.4 in Kapitel 6.2.

Auf der Düsensymmetrielinie beträgt  $F_1$  unabhängig von der radialen Position etwa 40. Dies entspricht der Erwartung, da, wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, das axiale Profil mit einer Genauigkeit von 1 % quadratisch mit dem radialen Abstand abfällt. Bei einem Öffnungswinkel von circa  $20^\circ$  weisen die Profile stromab von 500 mm

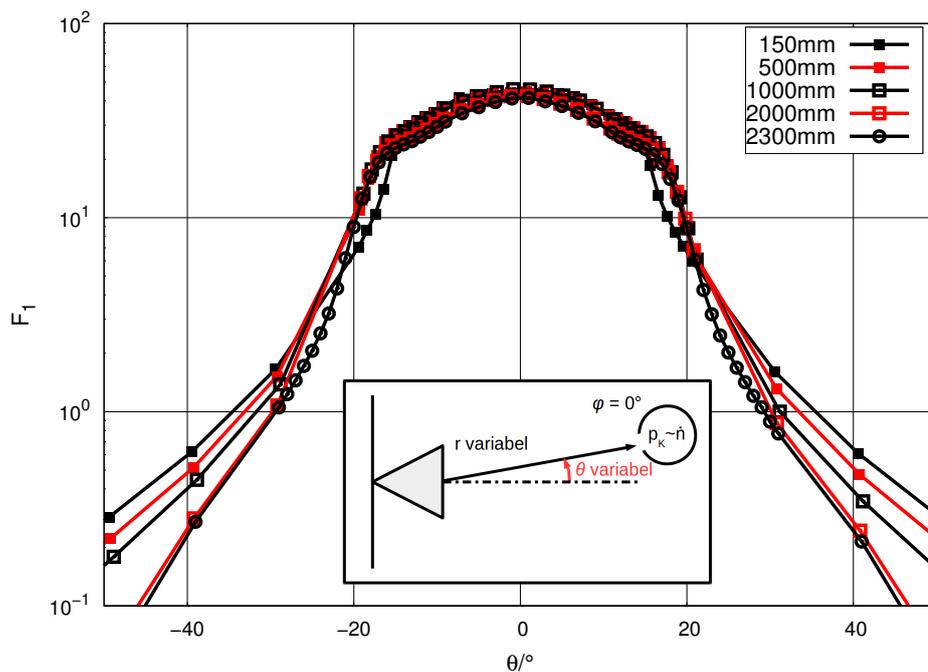


Abbildung 6.3.11.: Fernfeldmessung: Angularprofile der Einzeldüse bei Variation des radialen Abstand  $r$ . Dimensionsloser Massenstrom  $F_1$ .

einen Wendepunkt auf, dessen angulare Position mit der Grenze des isentropen Kerns korreliert. Eigentümlich ist das Verhalten bei  $r = 150$  mm: Dieses Angularprofil hat seinen Wendepunkt bereits bei etwa  $18^\circ$ . Auch die Grenzschichtströmung unterscheidet sich deutlich von denen der anderen Profile; die gemessenen Massenstromdichten sind zunächst kleiner, dann, ab etwa  $20^\circ$ , größer als die der anderen Profile. Die Gesamtmassenströme aller Angularprofile müssen gleich sein. Um dies zu überprüfen, wurden für **Tabelle 6.3.2** die Integrale von  $F_1$  über eine Kugeloberfläche mit Radius  $r$  berechnet.

Tabelle 6.3.2.: Fernfeldmessung: Integrale über den angularen Verlauf des dimensionslosen Massenstroms  $F_1$  des Einzeltriebstrahls.

$\frac{r}{\text{mm}}$	$\oint F_1 dA$
150	0,981
500	1,070
1000	1,059
2000	1,037
2300	1,024

Die Abweichung vom Erwartungswert 1 des Integrals beträgt bei 150 mm 2%. Bei 500 mm steigt dieser Wert auf 7%, um stromab auf 2,4% abzufallen. Das abweichende Angularprofil bei  $r = 150$  mm zeigt die geringste Abweichung von allen Profilen. Leakage, das heißt unerwünschtes Eindringen von Gas aus dem Versorgungssystem oder dem Hintergrunddruck, erscheint als Ursache für die Unterschiede unwahrscheinlich - mit anderen Worten: Das gemessene Profil bei  $r = 150$  mm scheint die realen Verhältnisse richtig abzubilden. Die Erwartung und Annahme, unter anderem im verwendeten Strahlmodell, ist, dass die Form der Angularprofile im Fernfeld eines Einzeltriebstrahls unabhängig von ihrer radialen Position konstant bleiben, da Molekülkollisionen innerhalb des Treibstrahls vernachlässigt werden. Die Abweichungen im Angularprofil bei 150 mm deuten somit darauf hin, dass dieser Bereich des Treibstrahls noch stark vom Nahfeld beeinflusst wird. In **Abbildung 6.3.9** ist zu erkennen, dass die Treibstrahlströmung nahe des Düsenaustritts noch nicht frei-molekular ist und von den Konturstößen aus der Düse beeinflusst wird. Erst stromab der Einfrierfläche sind Molekülkollisionen so selten, dass keine Änderung des Angularprofils in radialer Richtung zu

erwarten ist, was diese Interpretation stützt.

In den **Abbildungen 6.3.12a** und **6.3.12b** werden die Profile an den Messstellen 150 mm und 500 mm mit den Ergebnissen von Holz verglichen. Er konnte bei seinen Messungen keine qualitative Änderung der Angularprofile gegenüber ihrer radialen Position feststellen [36].

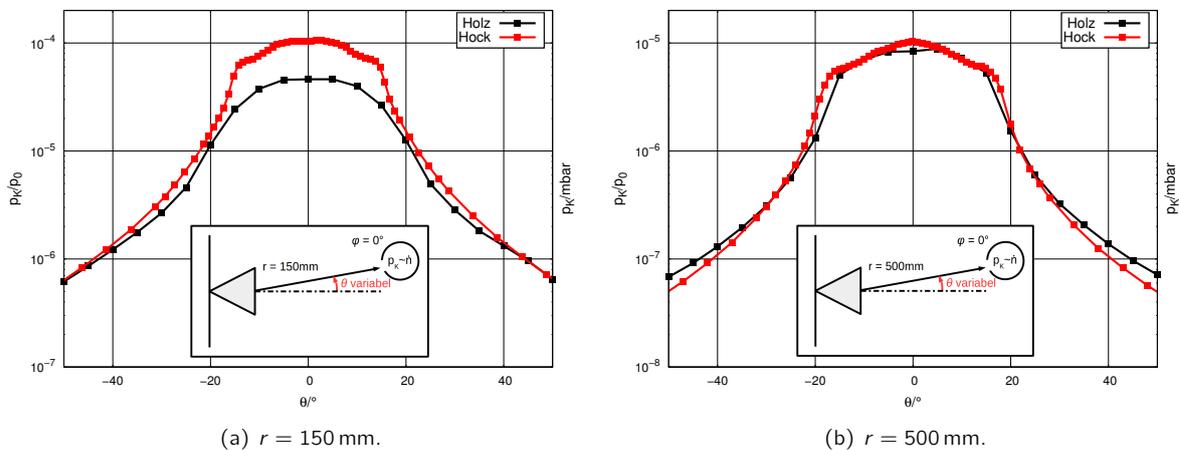


Abbildung 6.3.12.: Fernfeldmessung: Angularprofile der Einzeldüse, Konverterkammerdruck. Vergleich mit Messergebnissen von A. Holz [36].

Bei  $r = 500$  mm können die neuen Messungen die älteren Profile relativ gut nachbilden. Abweichungen gibt es am Rand des isentropen Kerns für negative Winkel  $\theta$ . Sie können auf leichte Asymmetrien in der Ausrichtung oder Unterschieden in der Düsenfertigung zurückgeführt werden. Dagegen sind die Profile bei  $r = 150$  mm deutlich verschieden: Die neu gemessenen Konverterkammerdrücke  $p_K$  liegen um mehr als das Doppelte über den Messergebnissen von Holz, auch qualitativ unterscheiden sich die Profile. Führt man die Integration des dimensionslosen Massenstroms  $F_1$  für  $r = 150$  mm für die Daten von Holz durch, so erhält man das Ergebnis 0,598, also einen scheinbaren *Massenstromverlust* von 40 %. Dies ist insbesondere verwunderlich, da sich die Konverterkammerdrücke  $p_K$  auf der Strahlachse an dieser Stelle nur um 5,67 % unterscheiden. Weiter stromab liegende Angularprofile zeigen den korrekten Massenstrom. Dieses Verhalten kann aus den vorliegenden Daten der Messungen von 2012 nicht vollends geklärt werden. Aus diesem Grund wird in den folgenden Betrachtungen auf die in dieser Studie neu ermittelten Angularprofile zurückgegriffen. Die Untersuchung der Angularprofile zeigte, dass die eigentliche Fernfeldströmung erst stromab von 150 mm beginnt. Zudem zeigt sich die große Empfindlichkeit der Treibstrahlprofile gegenüber der geometrischen Ausrichtung von Düse und Messtechnik, aber auch der Düsenkontur selbst, insbesondere im Bereich der Grenzschichtströmung. Diese Unsicherheiten müssen berücksichtigt werden, wenn die Wechselwirkung zwischen mehreren Düsen und die Rückströmungsbeaufschlagung diskutiert werden.

### 6.3.5. Mehrfachtreibstrahl

In diesem Abschnitt wird die vermessene Fernfeldstruktur des 4-Düsenclusters diskutiert. Insbesondere wird ein Vergleich mit dem Einzeldüsenstrahl, genauer der einfachen Superposition von vier Einzeldüsenstrahlen, durchgeführt. Die charakteristische Struktur wechselwirkender Strahlen ist in **Abbildung 6.3.13** skizziert. Zwischen den vier Einzeltreibstrahlen bildet sich ein Sekundärtreibstrahl aus. Er wird, abhängig von der mittleren freien Weglänge in den Einzeltreibstrahlen, somit dem Abstand von der Düsenaustrittsebene, von diskreten oder aufgeweiteten Stößen begrenzt. Weiter stromab dominiert eine freie Durchdringung der Moleküle der Einzeltreibstrahlen. Die Expansion des Sekundärtreibstrahls ähnelt dann der ungestörten Expansion aus einer kugelförmigen Quelle, genau wie bei den Einzeltreibstrahlen.

Aufgrund der verwendeten Geometrie kann von einer Symmetrie der Mehrfachtreibstrahlströmung ausgegangen werden, skizziert in **Abbildung 6.3.14**. Die Strömung kann in acht einander ähnliche Raumsegmente aufgeteilt werden, wobei jedes Segment von zwei Symmetrieebenen senkrecht zur Düsenaustrittsebene begrenzt wird. Beide Ebenen

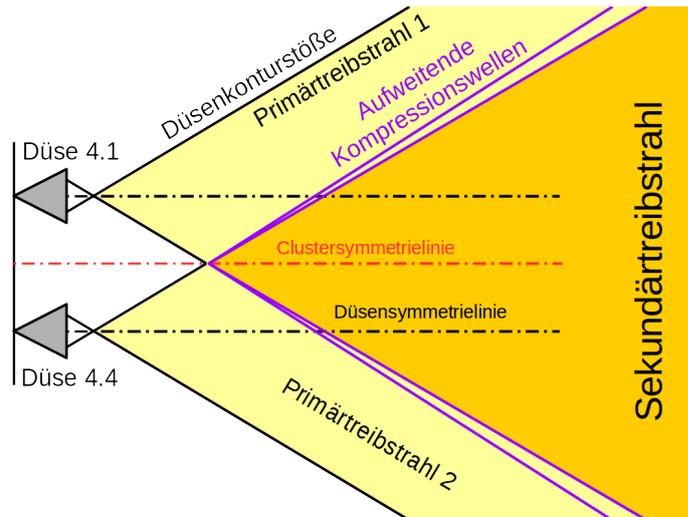


Abbildung 6.3.13.: Stoßsysteme bei der Ausbildung eines Sekundärtreibstrahls.

schneiden sich in der Symmetrielinie  $z = 0$  (*Clustersymmetrielinie*), die erste Ebene verläuft durch die Mitte einer Einzeldüse (blau), die zweite in der Mitte zwischen zwei benachbarten Düsen des Clusters (grün). Eine Vermessung aller Symmetrieebenen, oder auch der Räume zwischen den Symmetrieebenen, ist technisch sehr aufwendig, da das Cluster, inklusive seiner Gasleitungen, mit einer Motorik versehen werden muss, die unter Kryovakuumbedingungen betrieben werden kann. Zudem schränkt der hohe Massenstrom beim Betrieb eines Düsenclusters die nutzbare Messzeit in der STG-CT deutlich ein. Daher beschränken sich die hier vorgestellten Messungen, sowie die Messreihen zur Beaufschlagung in Kapitel 7, auf die erstgenannte Symmetrieebene, die durch die Mitte jeweils zweier Düsen verläuft.

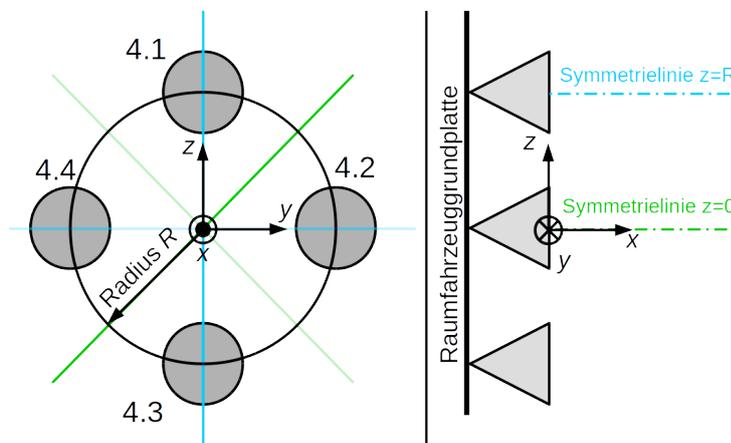


Abbildung 6.3.14.: Messpositionen und Symmetrieebenen im 4-Düsencluster.

**Abbildung 6.3.15** zeigt vier Axialprofile des Konverterkammerdrucks. Neben dem bereits bekannten Profil des Einzeldüsenstrahls (über der Düsensymmetrielinie) sind drei Profile des Mehrfachtreibstrahls an unterschiedlichen vertikalen Positionen dargestellt: der Clustermitte ( $z = 0$  mm), der obersten Düse ( $z = 25$  mm) sowie der untersten Düse ( $z = -25$  mm). Für die linke Skala wurden die Drücke auf den Ruhedruck  $p_0$  von 1800 mbar normiert.

Zunächst werden die zwei Profile über den Düsen des Mehrfachtreibstrahls ( $z \pm 25$  mm) betrachtet. Die ersten beiden Messpunkte bei  $x = 40$  mm und  $x = 60$  mm liegen scheinbar bei 1,6 mbar, der Überdruckanzeige der Patterson-Messsonde. Der reale Druck liegt also über dem hier dargestellten Wert. Nahe der Düsenaustrittsebene fallen beide Profile quadratisch ab. Ihr Verlauf entspricht dem des Einzeldüsenstrahls. Beim Messpunkt 160 mm stromab des Düsenaustritts zeigt sich bei der oberen Düse ein starker Druckanstieg, der bei 180 mm mit 0,8 mbar ein

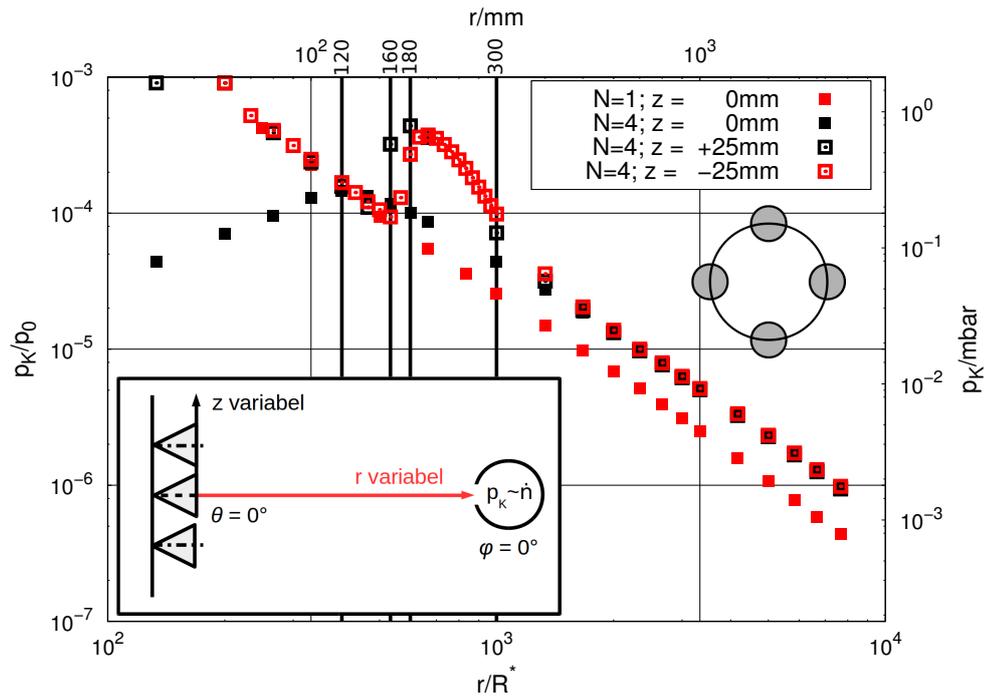


Abbildung 6.3.15.: Fernfeldmessung: Axialprofile des 4-Düsenclusters und der Einzeldüse für verschiedene vertikale Positionen, Konverterkammerdruck.

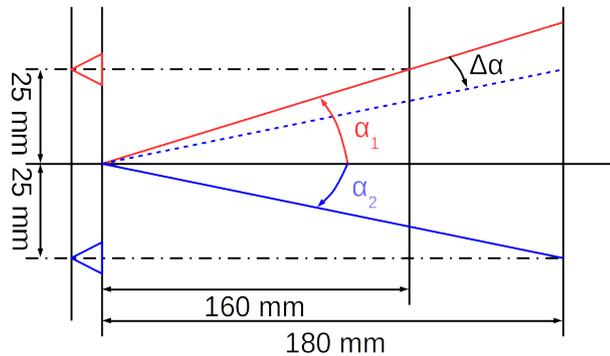


Abbildung 6.3.16.: Angulare Ausrichtung des 4-Düsenclusters.

Maximum erreicht. Ähnliches ist bei der unteren Düse zu beobachten. Hier beginnt der Druckanstieg etwas später, bei 180 mm, und erreicht bei 200 mm ein Druckmaximum von 0,7 mbar. Die Ursache für diese Unterschiede liegt in der angularen Ausrichtung des Clusters im Bezug zur Patterson-Sonde. Die Skizze in **Abbildung 6.3.16** zeigt die zugehörige Geometrie. Dargestellt ist die obere Düse in rot und die untere Düse in blau. Die farbigen Linien verbinden das Clusterzentrum auf der Düsenaustrittsebene mit dem Beginn der Druckanstiege bei 160 mm und 180 mm. Es ergeben sich zwei Öffnungswinkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ . Sie sind nicht identisch mit dem Öffnungswinkel des Sekundärtriebstrahls, sondern rein geometrische Parameter der Ausrichtung. Die Differenz beider Winkel  $\Delta\alpha$  ist identisch mit dem summierten angularen Ausrichtefehler der Raumfahrzeuggrundplatte und der Patterson-Sonde. Setzt man die dargestellten Abstände ein, so erhält man:

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= 8,88^\circ \\ \alpha_2 &= 7,91^\circ \\ \Delta\alpha &= 0,97^\circ\end{aligned}$$

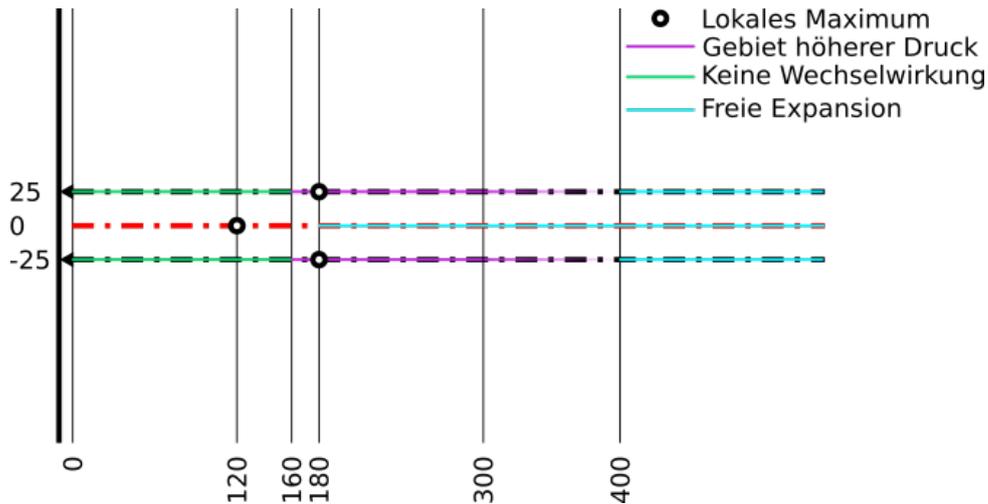


Abbildung 6.3.17.: Strukturen des Mehrfachstrahls aus den Axialprofilen. Alle Angaben in mm.

Der akkumulierte angulare Ausrichtefehler beträgt also etwas weniger als  $1^\circ$ . Holz gibt für die angulare Ungenauigkeit der Patterson-Sonde  $1^\circ$ , für die der Raumfahrzeuggrundplatte  $0,17^\circ$  an [36, S. 80]. Der beobachtete Ausrichtefehler liegt also im erwarteten Bereich. Bis 300 mm fällt der Druck im Strahl hinter den beiden Düsen auf den in der Clustermitte gemessenen Wert ab. Der Druckanstieg zwischen 160 mm und 300 mm ist der den Sekundärtreibstrahl begrenzende, aufgeweitete Stoß. Stromab von 300 mm, spätestens ab 400 mm, liegen die gemessenen Drücke übereinander.

Der Druck über der Clustermitte zeigt bis 300 mm ein vollkommen anderes Verhalten. Zwischen 40 mm und 120 mm steigt der gemessene Druck von 0,08 mbar auf 0,26 mbar an und überschreitet damit den Druckwert der Einzeldüsenströmung an dieser Stelle. Stromab von 120 mm expandiert das Gas. Das relative Druckmaximum in diesem Verlauf deutet auf den Ursprung des Sekundärtreibstrahls hin. Stromauf dieses Punktes dringt die Rückströmung der vier am Cluster beteiligten Düsen in die Clustermitte ein. Diese ersten Erkenntnisse über die Struktur des Mehrfachtreibstrahls wurden in **Abbildung 6.3.17** maßstabsgerecht skizziert. Links sind die zwei Düsen auf der vertikalen Symmetrieebene als schwarze Dreiecke gekennzeichnet. Die Clustersymmetrielinie ist als rote, die Düsensymmetrielinien sind als schwarze Strich-Punkt-Linien gekennzeichnet. Die Linien in Magenta stellen das Innere des Sekundärtreibstrahls dar. Hier beginnt der Druckanstieg, der den begrenzenden Stoß anzeigt. Beide Linien sind zwischen 300 mm und 400 mm zunehmend transparent gezeichnet, da sich der Druck hier den Werten über der Clustersymmetrielinie annähert. In Cyan sind die Bereiche der Axialprofile markiert, in denen die Expansion ungestört, also ohne Änderungen der Monotonie, verläuft. Die jeweiligen Druckmaxima liegen bei 120 mm auf der Clustersymmetrielinie und zwischen 180 mm und 200 mm auf den Düsensymmetrielinien. Dies entspräche Öffnungswinkeln des Sekundärtreibstrahls von  $19,7^\circ$  bis  $22,6^\circ$ . Für die Einzeldüsenströmungen wurde der Öffnungswinkel der isentropen Strömung bei rund  $20^\circ$  identifiziert. In dieser Hinsicht scheinen der Sekundär- und Einzeldüsenstrahl also eine geometrische Ähnlichkeit zu zeigen. Dieses Bild wird später im Text durch die Angularprofilmessungen tiefer untersucht.

Der Sekundärtreibstrahl expandiert stromab von 120 mm, verhält sich dabei jedoch nicht wie der Einzeltriebstrahl, da er von vier Einzeltriebstrahlen begrenzt und gespeist wird. Er kann daher nicht ohne weiteres als kugelförmige Quellströmung betrachtet werden. Der Übergang der Einzeldüsenströmungen in die Gesamtströmung kann auf unterschiedliche Arten erfolgen. Um sie präziser charakterisieren zu können, wurde in Kapitel 2.2.1 die Wechselwirkungsknudsens-Zahl  $K_{NP}$  eingeführt. Für Zweidüsenströmungen gilt basierend auf gemessenen Größen im Strahl [46]:

$$K_{NP} = \frac{\lambda_{12}}{L_{ref}} = \frac{\sin \theta}{R\pi d^2 n} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{1}{1 - \cos(2\theta)}} \quad (6.3.5)$$

Im Gegensatz zur *normalen* mittleren freien Weglänge  $\lambda$  wird  $\lambda_{12}$  mit dem Faktor  $2\sqrt{\frac{1}{2} \frac{1}{1 - \cos(2\theta)}}$  multipliziert, um der Präsenz eines zweiten, identischen Strahls Rechnung zu tragen. Im Grenzfall der freien Durchdringung ist eine Verdopplung der lokalen Dichte zu erwarten, somit eine Halbierung von  $K_{NP}$ . Diese zu erwartende Halbierung wird mit

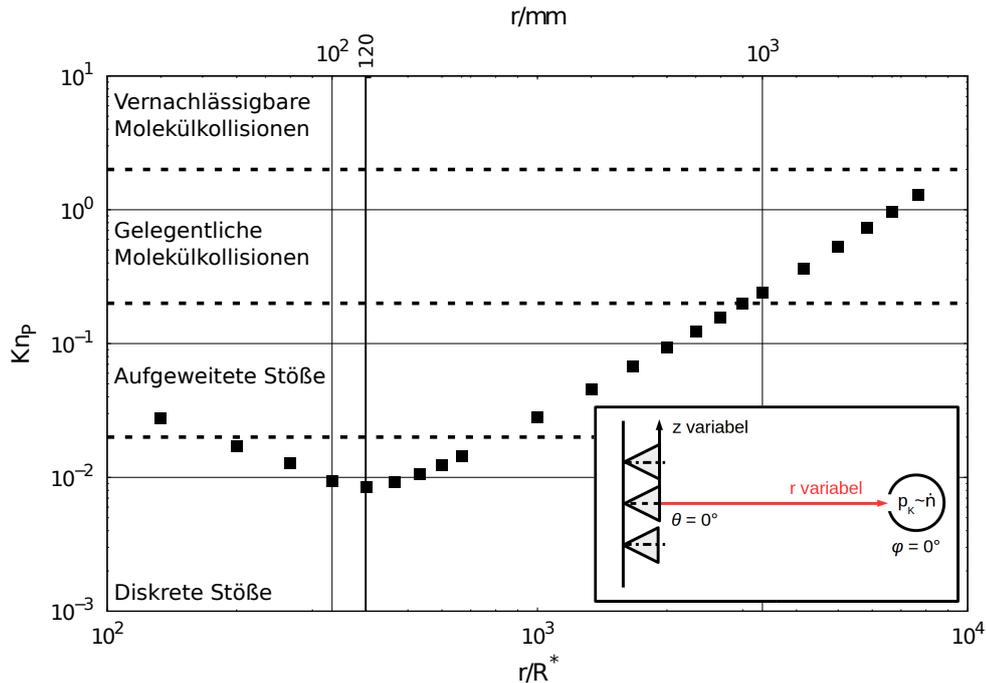


Abbildung 6.3.18.: Fernfeldmessung: Wechselwirkungs-Knudsen-Zahl etnlang der Clustermitte mit entsprechenden Wechselwirkungsgebieten.

durch die Multiplikation mit 2 korrigiert, die Größenordnung der Kennzahl kann somit mit dem Einzeltriebstrahl-Fall verglichen werden. Bei vier Düsen muss dieser Faktor noch einmal verdoppelt werden, um dem Anteil aller Düsen an der Strömung auf der Clustersymmetrielinie zu berücksichtigen. Für die in dieser Arbeit genutzte  $K_{nP}$  gilt daher:

$$K_{nP} = \frac{2 \sin \theta}{R \pi d^2 n} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{1}{1 - \cos(2\theta)}} \quad (6.3.6)$$

Wendet man Gleichung 6.3.6 auf die in **Abbildung 6.3.15** dargestellten Messdaten über der Clustermitte an, so erhält man den in **Abbildung 6.3.18** dargestellten  $K_{nP}$ -Verlauf.

Die horizontalen gestrichelten Linien kennzeichnen die vier unterschiedlichen Wechselwirkungsbereiche. Zwischen 60 mm und 180 mm ist die lokale Moleküldichte am größten. In der Theorie wird der Sekundärtreibstrahl hier von diskreten Stößen begrenzt. Je weiter stromab man sich bewegt, desto schwächer wird die Wechselwirkung. Bis 700 mm könnte noch mit aufgeweiteten Verdichtungsstößen gerechnet werden, danach sind nur noch vereinzelte Molekülkollisionen zu erwarten. Messungen des Konverterkammerdruckes können nicht zur Unterscheidung zwischen diskreten und aufgeweiteten Stößen herangezogen werden. Lediglich die äußeren Positionen des Druckanstiegs in einem Angular- oder Axialprofil sind ermittelbar. Ebendiese Positionen können jedoch zur Verifizierung von DSMC-Simulation genutzt werden, in denen die unterschiedlichen Wechselwirkungsbereiche deutlich zu identifizieren wären.

Da, wie oben bereits erwähnt, ein Sekundärtreibstrahl nicht als kugelförmige Quellströmung betrachtet werden kann, ist es interessant, den Verlauf der Molekülstromdichten stromab von 120 mm genauer zu betrachten. Analog zur Diskussion bezüglich des Axialprofils des Einzeltriebstrahls soll die Expansion mittels der Potenz-Ansatzfunktion (Gleichung 6.3.4) quantifiziert werden:

$$\frac{\dot{n}_1}{\dot{n}_0} = \left( \frac{r_{\text{ref}}}{r - r_0} \right)^n$$

Angewendet auf die monoton fallenden Druckdaten auf der Clustersymmetrielinie erhält man durch Minimierung der kleinsten Quadrate für  $n$  den Wert 2,19 mit einem mittleren Residuum von 4,1%. Die Messdaten und die zugehörige Fitfunktion sind in **Abbildung 6.3.19** dargestellt. Eine Expansionspotenz von 2 entspricht einem kegel- oder pyramidenförmigen Treibstrahl - das heißt, einem Treibstrahl, dessen Querschnittsfläche senkrecht zur Hauptströmungsrichtung quadratisch mit dem radialen Abstand ansteigt. Die Berechnung einer Expansionspotenz größer als

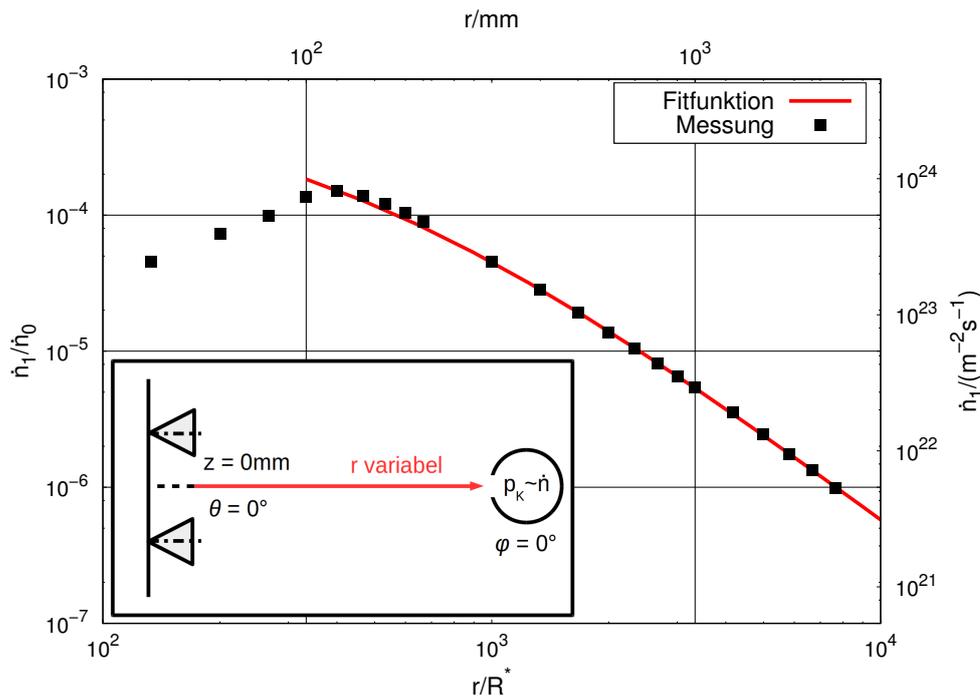


Abbildung 6.3.19.: Fernfeldmessung: Molekülstromdichte entlang der Clustersymmetrielinie und Fitfunktion.

2 zeigt, dass dies im Sekundärtreibstrahl nicht der Fall ist. Aufgrund der Massenstromerhaltung über Kugelflächen deutet dies darauf hin, dass sich die Stromröhre auf der Clustersymmetrielinie stärker als linear aufweitet, was sich in den Angularprofilen widerspiegeln sollte.

Die bisherigen Messungen beschränkten sich auf einen Sondenwinkel  $\varphi = 0^\circ$ , also einer Ausrichtung des SONDENSCHLITZES parallel zur Düsenaustrittsebene und zu den Düsen blickend. Auf der Düsensymmetrielinie eines Einzeltriebstrahls entspricht diese Sondenposition einer Ausrichtung entlang der vermuteten Hauptströmungsrichtung. Über der Clustersymmetrielinie eines Mehrfachtriebstrahls, insbesondere in weit stromauf gelegenen Gebieten, gilt diese Annahme jedoch nicht. Daher wurde diese Achse mit verschiedenen Sondenwinkeln  $\varphi$  erneut gemessen. Das Ergebnis ist in **Abbildung 6.3.20** dargestellt. Die Messdaten für  $\varphi = 0^\circ$  wurden bereits diskutiert. Die beiden Messpositionen parallel zur Düsenaustrittsebene,  $\varphi = \pm 90^\circ$ , zeigen ebenfalls ein lokales Druckmaximum, jedoch etwas weiter stromauf, bei 100 mm gelegen. Der Druckanstieg stromab bis 100 mm erfolgt schwächer als bei  $\varphi = 0^\circ$ . Das Profil bei  $\varphi = \pm 180^\circ$  zeigt kein lokales Maximum. Der Druck fällt mit steigendem Abstand von der Düsenaustrittsebene, dieser Abfall beschleunigt sich mit dem Beginn des Sekundärtreibstrahls, da hier eine gerichtete Strömung vorliegt. Er fällt stromab von 700 mm unter den Ausgasungsdruck der Patterson-Sonde.

Die Angularprofile des Einzeltriebstrahls sind aus Kapitel 6.3.4 bekannt. Die Expansionsrate im isentropen Kern wurde in Kapitel 6.3.3 bestimmt. Damit kann eine Abschätzung der Molekülstromdichten auf der Clustersymmetrielinie vorgenommen werden, indem die Angularprofile des Einzeltriebstrahls auf diese Achse geometrisch projiziert werden. Zur Umrechnung des lokal veränderlichen Anströmungswinkels wurde eine Kosinus-Funktion als Patterson-Sondenfunktion in erster Näherung angenommen. Da die Angularprofile bei  $r = 150$  mm und  $r = 500$  mm deutliche Abweichungen zeigen, wurden Projektionen für beide Profile berechnet. **Abbildung 6.3.21** zeigt beide Kurven, zusammen mit der oben diskutierten gemessenen Molekülstromdichte im Mehrfachtriebstrahl. Die beiden projizierten Angularprofile weisen ein Druckmaximum bei 90 mm, respektive 100 mm auf. Diese liegen deutlich stromauf des beobachteten Druckmaximums in der Mehrfachtriebstrahlmessung, aber in ungefähre Übereinstimmung mit dem Druckmaximum der Profile bei  $\varphi = \pm 90^\circ$  entlang der Clustersymmetrielinie. Dies deutet darauf hin, dass die Strömung des Sekundärtreibstrahls in diesem weit stromauf liegenden Bereich vor allem radial nach innen statt stromab erfolgt. Der Bereich zwischen  $r = 90$  mm und 120 mm ist geprägt durch die Umlenkung des in die Clustermitte strömenden Arbeitsgases in die Hauptströmungsrichtung. Die hohen relativ konstanten Drücke aus den  $\varphi = \pm 90^\circ$ -Messungen über der Clustersymmetrielinie lassen die Vermutung zu, dass hier auch diskrete Stöße zwischen den Düsen ausgebildet

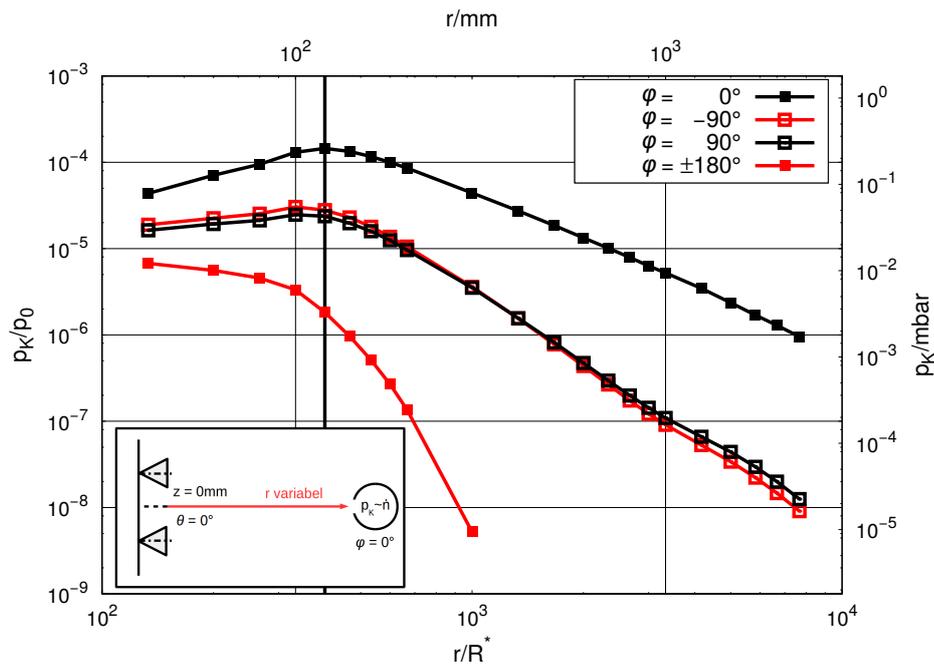


Abbildung 6.3.20.: Fernfeldmessung: Axialprofil entlang der Clustermitte, Variation des Sondenwinkels  $\varphi$ , Konverterkammerdruck.

werden können, stromab derer die Umlenkung zur Hauptströmungsrichtung des Sekundärtreibstrahls erfolgt.

Um die Diskussion der Struktur des Mehrfachtreibstrahls zu erweitern, wurden auch Angularprofile vermessen. Um diese mit den Angularprofilen der Einzeltriebstrahlen vergleichen zu können, müssen die Koordinatensysteme beider Messreihen in Übereinstimmung gebracht werden. Bei beiden Messreihen liegt der Ursprung auf der Düsenaustrittsebene, jedoch beim Cluster auf der Clustersymmetrielinie, nicht der Düsensymmetrielinie. In **Abbildung 6.3.22** sind die geometrischen Verhältnisse skizziert. Der Abstand von einer Düse zum Clustermittelpunkt beträgt  $R = 25$  mm. Die Polarkoordinaten der Einzeldüse sind mit  $\bar{r}$  und  $\bar{\theta}$  bezeichnet, die des Clusters mit  $r$  und  $\theta$ . Aus geometrischen Überlegungen folgt:

$$\tan \bar{\theta} = \tan \theta + \frac{R}{r \cos \theta}$$

sowie

$$\bar{r}^2 = r^2 + R^2 + 2rR \sin \theta$$

Die Änderung des effektiven radialen Abstands erfordert im Prinzip eine Korrektur der gemessenen Druckwerte nach Gleichung 6.3.4. Sie wurde jedoch nur für die Düsensymmetrielinie bestimmt. Stattdessen soll der relative Fehler ohne Anwendung einer Korrektur abgeschätzt werden. **Tabelle 6.3.3** listet die Radien  $r$  für die radialen Abstände 150 mm und 500 mm sowie den Quotienten von  $r$  zu  $\bar{r}$  bei verschiedenen  $\bar{\theta}$ .

Tabelle 6.3.3.: Umrechnung der radialen Abstände der Einzeldüsen auf das Koordinatensystem des Clusters.

$\bar{\theta}$	150 mm		500 mm	
	$\frac{r}{\text{mm}}$	$\frac{r}{\bar{r}}$	$\frac{r}{\text{mm}}$	$\frac{r}{\bar{r}}$
$-30^\circ$	139	0,93	488	0,98
$0^\circ$	152	1,01	501	1,00
$30^\circ$	164	1,09	513	1,03

Die Abweichungen nehmen ab, je weiter stromab gemessen wird. Die größte einzelne Abweichung zwischen  $r$  und

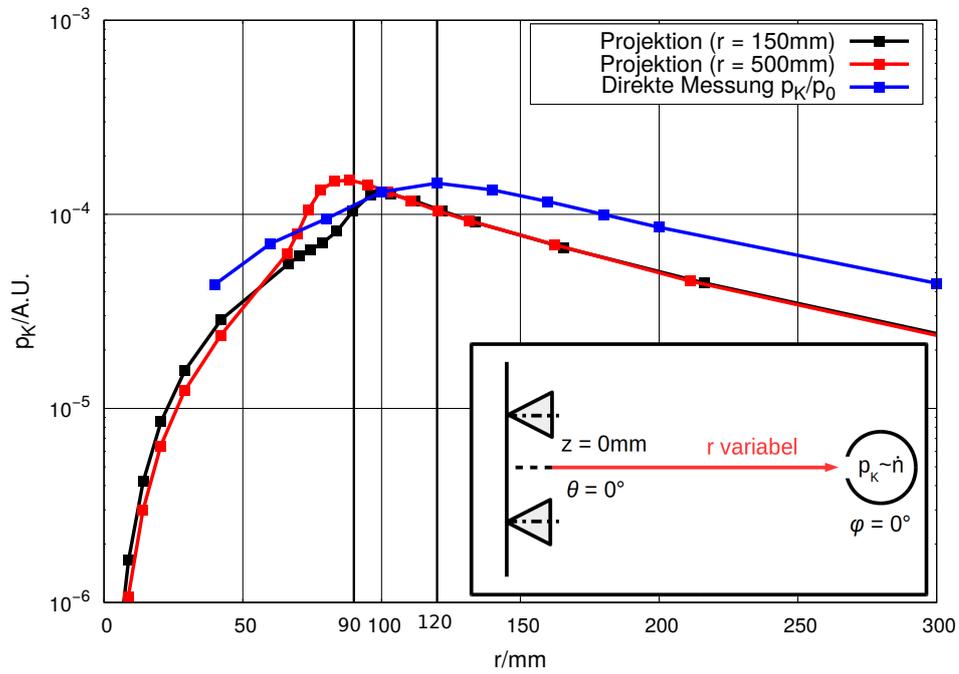


Abbildung 6.3.21.: Fernfeldmessung: Axialprofil über der Clustermitte, direkte Messung und Projektion der angularen Einzeltriebstrahlprofile auf die Clustersymmetrielinie, Konverterkammerdruck.

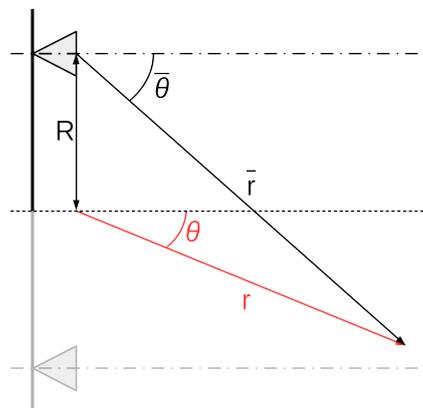


Abbildung 6.3.22.: Geometrische Verhältnisse zur Umrechnung der Koordinatensystem von Einzeldüsen- zu Clusterkonfiguration.

$\bar{r}$  im betrachteten Bereich beträgt 9% bei  $\bar{\theta} = 30^\circ$  und  $\bar{r} = 150$  mm. Im Clusterkoordinatensystem gilt für den Anströmwinkel der Patterson-Sonde  $\varphi = \theta$ . Die gemessenen Konverterkammerdrücke der Einzeldüse sollen daher in erster Näherung mit  $\cos\theta$  multipliziert werden. **Abbildung 6.3.23** zeigt die Angularprofile des 4-Düsenclusters und der Einzeldüse für die radialen Abstände 150 mm und 500 mm.

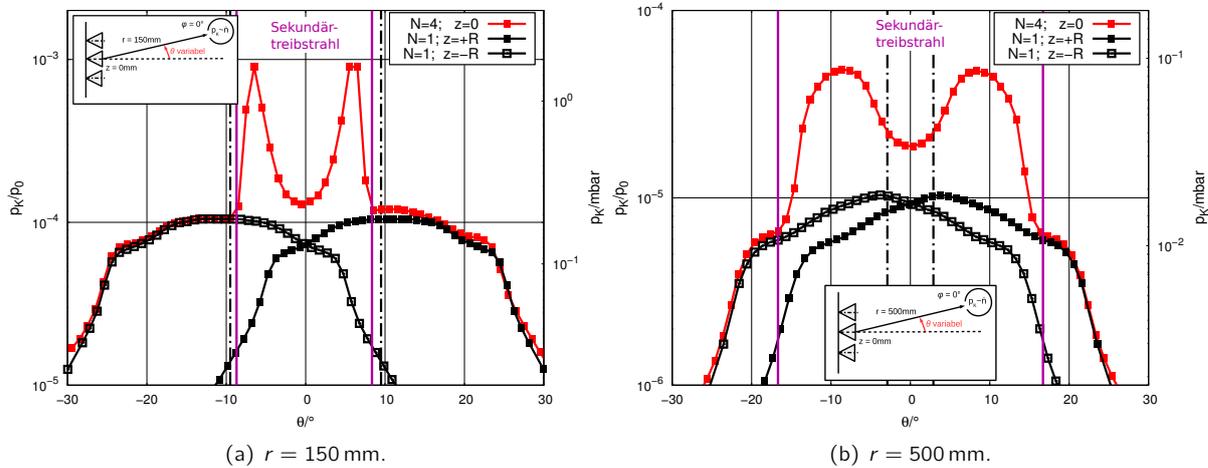


Abbildung 6.3.23.: Fernfeldmessung: Angularprofil des 4-Düsenclusters und Projektion der Angularprofile des Einzeldüsentreibstrahls, Kennzeichnung der Düsensymmetrielinien als schwarze Strich-Punkt-Linien, Konverterkammerdruck.

In **Abbildung 6.3.23a** ist deutlich erkennbar, dass die Profile für  $|\theta| > 8^\circ$  im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen. Hier sind die Treibstrahlen der einzelnen Düsen ungestört. Bei  $|\theta| < 8^\circ$  ist ein starker Druckanstieg, von circa 0,18 mbar zu 2 mbar, zu erkennen. Er kann mit den den Sekundärtriebstrahl begrenzenden Kompressionswellen in Verbindung gebracht werden. Ob es sich hierbei um diskrete oder aufgeweitete Stöße handelt, kann aus den Messdaten allein nicht geschlossen werden. Die Diskussion der Wechselwirkungs-Knudsen-Zahl anhand von **Abbildung 6.3.18** hatte gezeigt, dass im Bereich bis 180 mm mit diskreten Stößen aufgrund der lokalen Gasdichte zu rechnen ist. Zwischen den Stößen bildet sich der Sekundärtriebstrahl aus. Anders als die Einzeltreibstrahlen zeigt er in seiner geometrischen Mitte kein Druckmaximum, sondern ein Minimum von 0,23 mbar. Die Einzeltreibstrahlen weisen an dieser Stelle jeweils einen Druck von 0,13 mbar auf, also ungefähr der Hälfte. Auch die Druckspitzen bei  $|\theta| \approx 6^\circ$  sind nicht durch eine Superposition der Einzeltreibstrahlen erklärbar, sondern, wie der erhöhte Druck auf der Clustersymmetrielinie, Ausdruck der Treibstrahlwechselwirkungen.

Im Gegensatz dazu kann in **Abbildung 6.3.23b** eine Übereinstimmung zwischen Einzel- und Mehrfachtreibstrahlen nur für Polarwinkel  $|\theta| > 18^\circ$  festgestellt werden. Wieder stellen sich zwei Druckmaxima an den Grenzen des Sekundärtriebstrahls ein. Auf der Clustersymmetrielinie liegt wieder ein Druckminimum. An den Rändern des Sekundärtriebstrahls steigt der Druck von  $1,2 \times 10^{-2}$  mbar auf  $8,6 \times 10^{-2}$  mbar, also auf etwas mehr als das Siebenfache des ungestörten Wertes, an. Der relative Druckanstieg, das heißt der Gradient, am Rand des Sekundärtriebstrahls beträgt beim radialen Abstand 150 mm mehr als das Elfache. Das Druckmaximum wird bei 500 mm erst über eine Winkelspanne von etwa  $7^\circ$  erreicht. Die Wechselwirkungs-Knudsen-Zahl  $K_{NP}$  sagt für den Bereich von 180 mm bis 700 mm eine Interaktion der Treibstrahlen in Form von aufgeweiteten Stößen vorher. Die zu beobachtende Aufweitung bestätigt dies jedoch nicht, sie kann auch durch die stärker als lineare Aufweitung der zentralen Stromröhre erklärt werden. Die durch die Analyse der Angularprofile gefundenen Druckmaxima und Grenzen der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkungen können in **Abbildung 6.3.17** ergänzt werden, was in **Abbildung 6.3.24a** getan wurde.

Die Aufweitung des Sekundärtriebstrahls ist deutlich zu erkennen. An insgesamt vier radialen Positionen wurden lokale Druckmaxima bestimmt, beginnend bei  $r = 120$  mm. Werden diese verbunden, können drei lokale *Öffnungswinkel* geometrisch bestimmt werden. Beginnend bei 120 mm sind das  $26,6^\circ$ ,  $18,4^\circ$  und  $6,4^\circ$ . Die Aufweitung des Strahls zwischen den Maxima nimmt also ab, was zunächst widersprüchlich, verglichen mit der beobachteten starken Expansion auf der Clustersymmetrielinie, erscheint. Sie würde eine stärker als lineare Aufweitung vermuten lassen. Die eigentliche Grenze des Sekundärtriebstrahls, der Beginn des Druckanstiegs von hohen Polarwinkeln kommend (Linien

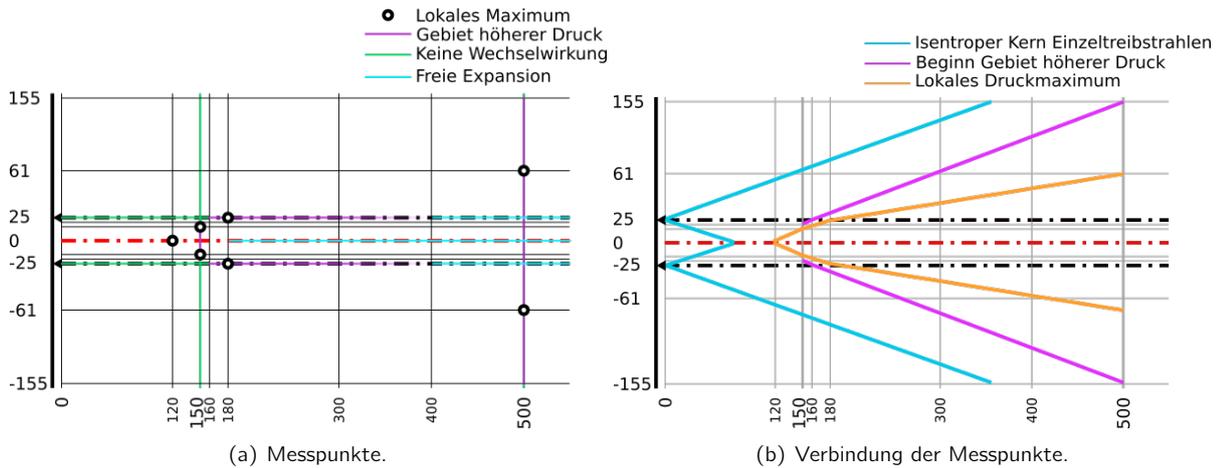


Abbildung 6.3.24.: Strukturen des Mehrfachstrahls aus den Axial- und Angularprofilen, alle Angaben in mm.

in Magenta), führt auf einen Öffnungswinkel von  $21,1^\circ$ , also wieder in der Größenordnung der Einzeltriebstrahlöffnungswinkel. Extrapoliert man diesen Winkel stromauf zur Clustersymmetrielinie, erhält man eine radiale Position von 93 mm als Ursprung des Sekundärtreibstrahls, was nicht mit den axialen Profilen in Übereinstimmung gebracht werden kann. Setzt man den ermittelten Beginn des Sekundärtreibstrahls bei 120 mm ein, so kann ein Öffnungswinkel von  $33,7^\circ$  im Bereich 120 mm bis 150 mm berechnet werden. Passend zum Verhalten des Druckmaximums schwächt sich die Aufweitung des Sekundärtreibstrahls also ab. Für **Abbildung 6.3.24b** wurden die lokalen Druckmaxima (orange), die Grenzen des Sekundärtreibstrahls (magenta) und die Grenzen der isentropen Kerne der Einzeltriebstrahlen (blau) basierend auf den vorliegenden Messdaten in die Übersichtsskizze eingetragen.

Zuletzt sollen die Mehrfachtriebstrahlen von Doppeldüsenanordnungen und 4-Düsenclustern verglichen werden. Dazu sind in **Abbildung 6.3.25** zum einen das bereits oben gezeigte Angularprofil des 4-Düsenclusters bei 150 mm, als auch zwei von Holz gewonnene Datensätze mit zwei Düsen, ebenfalls bei 150 mm, dargestellt. Die Unterschiede zwischen den Profilen sind deutlich sichtbar. Die den Sekundärtreibstrahl begrenzenden Stöße des 4-Düsenclusters liegen bei  $\theta \approx 8,5^\circ$ , während sie in der Doppeldüsenanordnung bei  $\theta \approx 3,5^\circ$  liegen. Ursächlich ist die fundamental unterschiedliche Geometrie beider Strömungsfälle, die in **Abbildung 6.3.26** illustriert ist. Im Gegensatz zur Doppeldüsenanordnung bildet sich stromab des 4-Düsenclusters ein geschlossener Sekundärtreibstrahl aus; bei Doppeldüsen kann die Strömung parallel zur Symmetrieebene entweichen und der Sekundärtreibstrahl bildet einen ellipsenförmigen Querschnitt aus [36, S. 123]. Aufgrund dieser ungestörten Expansion zwischen zwei Düsen sind die ausgebildeten Stöße zwischen den Düsen und der Wechselwirkungsebene deutlich schwächer als bei vier Düsen in unmittelbarer Nähe zueinander.

Die ermittelten Strukturen der Einzel- und Mehrfachtriebstrahlen erlauben eine systematische Beschreibung des Verlaufs und charakteristischer Positionen dieser beiden Fernfelder auf der betrachteten Symmetrieebene. Inwiefern ihre Struktur und Gasdynamik durch Einbringung von stromauf und -ab gelegenen Platten beeinflusst wird, soll im folgenden Kapitel untersucht werden. Die hier dargestellten Beschreibungen und Quantifizierungen des Fernfeldes sind dabei als Vorarbeit unerlässlich.

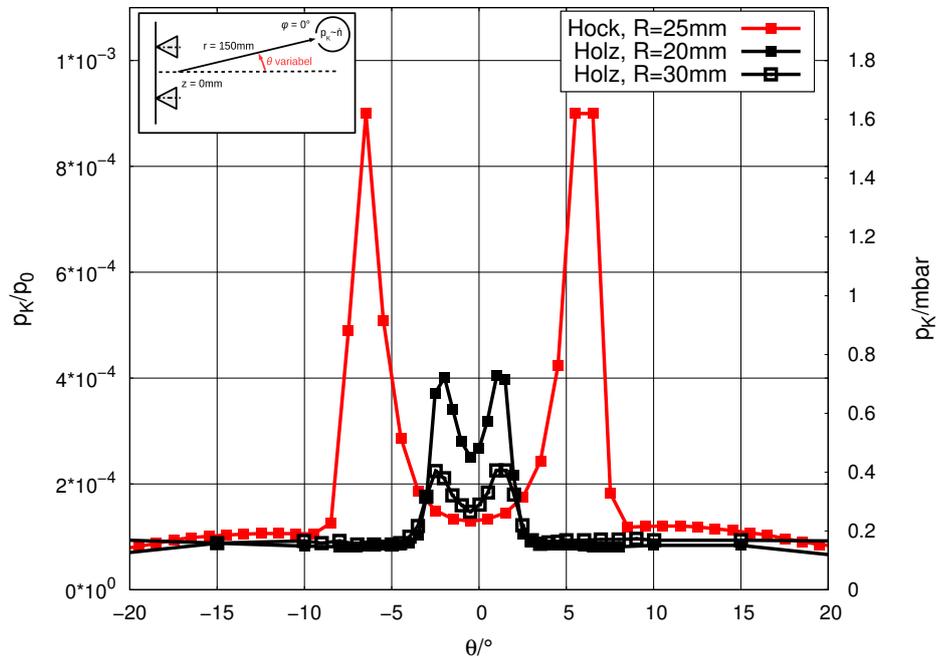


Abbildung 6.3.25.: Fernfeldmessung: Vergleich der Angularprofile von zwei und vier Düsen bei  $r = 150 \text{ mm}$  [36], Konverterkammerdruck.

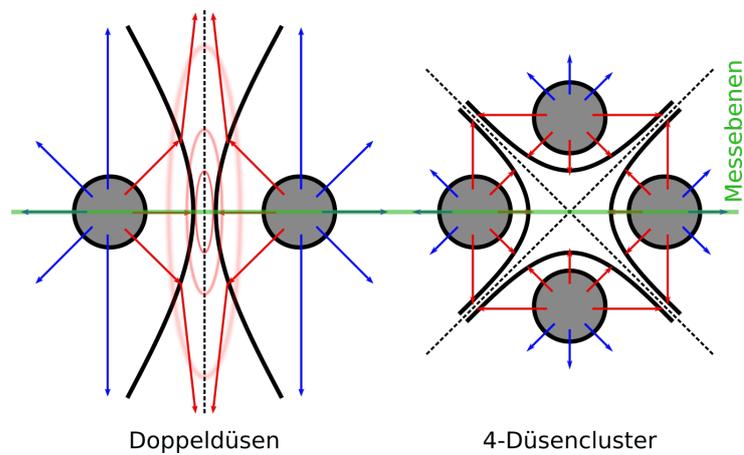


Abbildung 6.3.26.: Freie (blau) und wechselwirkende (rot) Stromlinien bei 2- und 4-Düsenclustern und die Position sich ausbildender Stöße (schwarz).



## 7. Experimentelle Untersuchung: Beaufschlagung

Im letzten Kapitel der experimentellen Untersuchungen werden die Ergebnisse der Beaufschlagungsmessungen vorgestellt. Sie teilen sich in zwei Gebiete auf: Die stromauf gelegene Rückströmung und die stromab gelegene Beaufschlagung eines ebenen Untergrunds. Sie sind in **Abbildung 7.0.1** illustriert. Um die Messungen zu interpretieren werden Informationen aus den Fernfeldmessungen und theoretische Überlegungen mit einfließen.

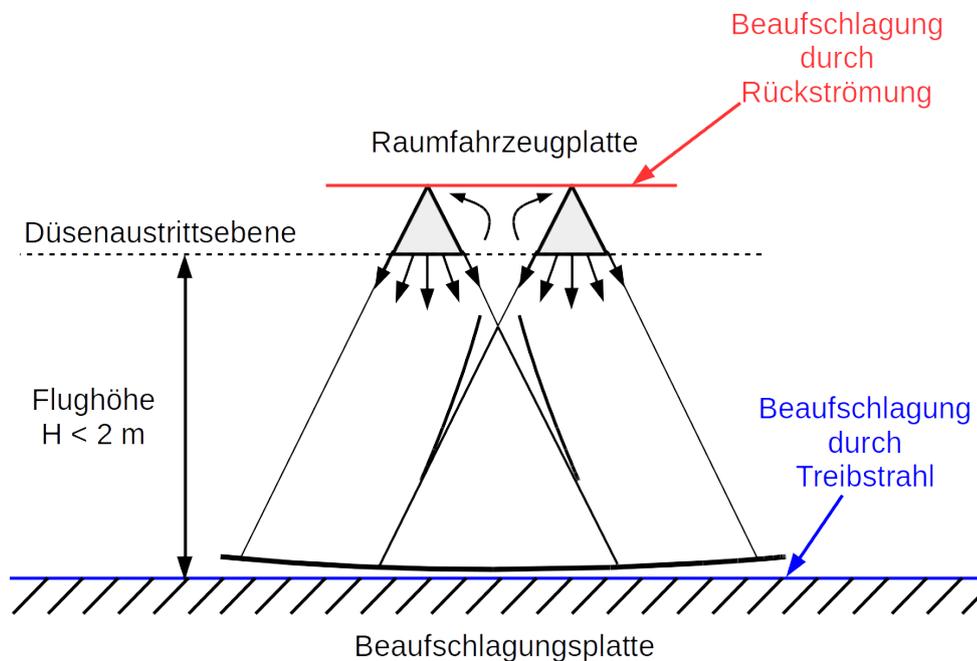


Abbildung 7.0.1.: Betrachtete Wechselwirkungsbereiche der Beaufschlagungsmessungen.

In Kapitel 2.2.2 wurde die Arbeit von Legge diskutiert [51]. Er bestimmte Beaufschlagungsdrücke und Beaufschlagungsschubspannungen mittels in der Oberfläche eingelassener Waagen, um die Kräfte auf den Oberflächen direkt messen zu können. Im Gegensatz dazu sollen in dieser Arbeit stromauf die Molekülstromdichten auf die Raumfahrzeuggrundplatte und stromab die Beaufschlagungsdrücke auf die Beaufschlagungsplatte punktuell bestimmt werden. Diese Messdaten können zur Identifikation und Lokalisierung charakteristischer Strömungszustände herangezogen werden. Die Molekülstromdichten der Rückströmung entsprechen dem Nenner in den Gleichungen 2.2.5 und 2.2.6 für den Druckbeiwert  $c_p$  und den Schubspannungsbeiwert  $c_\tau$ . Die gemessenen Drücke auf der Beaufschlagungsplatte entsprechen dem Druck  $p_1$  in Gleichung 2.2.5.

Untersucht werden sollen die qualitativen und quantitativen Unterschiede der Rückströmungsverteilung bei der Einzeldüse und dem 4-Düsencluster sowie ihre Abhängigkeit vom Ruhedruck  $p_0$ , Hintergrunddruck  $p_b$  und der Position der Beaufschlagungsplatte (*Flughöhe*)  $H$ .

Im ersten Abschnitt 7.1 dieses Kapitels werden die wichtigsten Aspekte bei der Auslegung des experimentellen Aufbaus diskutiert. In Abschnitt 7.2 werden Überlegungen zur Auswertung der gewonnenen Messdaten unter Berücksichtigung von Gasdynamik und Geometrie dargelegt. Im finalen Abschnitt 7.3 werden die eigentlichen Messergebnisse gezeigt und interpretiert.

## 7.1. Experimenteller Aufbau

Zur Bestimmung der Beaufschlagungseffekte auf stromauf und -ab der Düsen gelegenen Platten wurde ein neuer Messaufbau für die STG-CT entworfen.

### 7.1.1. Messbereich

Die Raumfahrzeuggrundplatte wird nur durch die Rückströmung beaufschlagt. Der Hintergrunddruck  $p_b$  wird als Druckuntergrenze angenommen. Aus den Messungen von Holz [36] kann entnommen werden, dass in der Rückströmung zweier skaliertes 10N-Düsen mit einem Abstand von 30 mm ein maximaler Konvertenkammerdruck  $p_K$  von  $5 \times 10^{-4}$  mbar mit der Patterson-Sonde gemessen wird. Wird dieser Wert in erster Näherung für vier Düsen verdoppelt, so erhält man einen Druck von  $1 \times 10^{-3}$  mbar. Gemäß den in Kapitel 2.2.1 diskutierten Ergebnissen von Ketsdever et al. [41] ist ein Anstieg flacher als linear im Bezug zur Übertragung von zwei auf vier Düsen zu erwarten, die getroffene Annahme ist also konservativ.

Der maximale Druck auf der stromab gelegenen Beaufschlagungsplatte wird gemessen, wenn sie sich nahe der Düsenaustrittsebene befindet. Aus den Ergebnissen der numerischen Simulation der Düseninnenströmung ergibt sich ein maximaler Beaufschlagungsdruck  $p_i$  von über 10 mbar in der unmittelbaren Nähe des Düsenaustritts. Auch dies ist eine konservative Schätzung. Als obere Grenze des Messbereichs wird ein Sicherheitsfaktor von 10, somit 100 mbar, angenommen.

Die Sensoren müssen demnach folgende Aufgaben erfüllen:

- Druckmessung zwischen  $1 \times 10^{-6}$  mbar und  $1 \times 10^{-4}$  mbar auf der Raumfahrzeuggrundplatte.
- Druckmessung zwischen  $1 \times 10^{-3}$  mbar und 100 mbar auf der Beaufschlagungsplatte.
- Druckmessung zwischen  $1 \times 10^{-7}$  mbar und  $1 \times 10^{-5}$  mbar zur Bestimmung des Hintergrunddruckes der Vakuumkammer.
- Der Bauraum der Plattensensoren darf 32 mm nicht überschreiten (Flansch *DN16CF*).

Die Raumfahrzeuggrundplatte wird somit mit einem Hoch-, die Beaufschlagungsplatte mit einem Mittelvakuum belastet [12, S. 6f]. Daher besteht die Notwendigkeit, Sensoren verschiedener Bauart einzusetzen. Verschiedene kommerziell verfügbare Sensoren wurden in Erwägung gezogen, bevor die Entscheidung für die in **Tabelle 3.5.1** (siehe Kapitel 3.5) angegebenen Sensoren  $p_{b1}$ ,  $p_{bf}$  und  $p_i$  gefallen ist. Die Micro-Ion-Sensoren der Raumfahrzeuggrundplatte sind Bayard-Alpert-Messröhren kleiner Bauart. So können Hochvakuumdrücke in Abständen von 12,5 mm gemessen werden. Auf der Beaufschlagungsplatte werden Mini-Pirani-Sensoren eingesetzt. Auch sie haben eine sehr geringe Baugröße, messen jedoch im Mittelvakuumbereich.

### 7.1.2. Druckbohrungen

Druckbohrungen in den Platten stellen die Verbindung zwischen Sensor und Treibstrahl dar. **Abbildung 7.1.1** zeigt schematisch eine solche Druckbohrung. In verdünnter Strömung ist ihr Einsatz kritisch, da sich, wie bei der Patterson-Sonde, eine räumliche Druckverteilung zwischen Sensorinnen- und -außenbereich einstellt. Das Verhältnis von Durchmesser und Länge der Bohrung soll daher möglichst groß sein. Die Druckmessungen der Rückströmung müssen aufgrund der geringen lokalen Dichte respektive der großen mittleren freien Weglängen ähnlich der Messungen mit der Patterson-Sonde behandelt werden. Auf der Beaufschlagungsplatte kann von einer lokalen Kontinuumsströmung ausgegangen werden. Das genaue Vorgehen bei der Umrechnung der gemessenen Drücke in Beaufschlagungsdrücke wird im folgenden Abschnitt Kapitel 7.2 diskutiert. Hier soll zunächst ein Überblick über die vorliegende Literatur zu Oberflächendruckmessungen in verdünnter Strömung gegeben werden. Zudem wird die Position der einzelnen Druckbohrungen angegeben.

Eine analytische Lösung zur Durchtrittswahrscheinlichkeit einer runden Bohrung liegt von Clausing vor [14]. Ausführliche analytische Berechnungen für allgemeine ein-dimensionale verdünnte Strömungen wurden außerdem von DeMarcus angefertigt [21]. Sondenfunktionen für flache, kreisförmige Zylinderbohrungen wurden von Nanbu berechnet [71]. Beispielhaft für jüngere, numerische Betrachtungen des Problems seien Sharipov und Seleznev [81], Varoutis

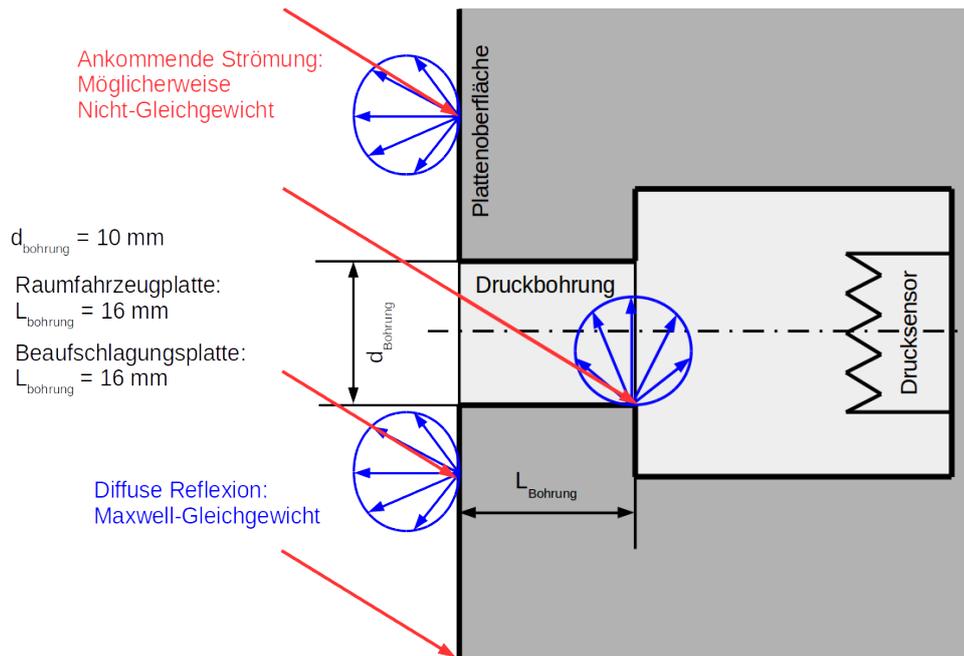


Abbildung 7.1.1.: Schematische Darstellung der Druckbohrungen der Beaufschlagungsmessungen.

et al. [90] und Titarev [87] genannt. Die Durchtrittswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit der Bohrungsgeometrie und der auftretenden Strömung wurden in diesen Arbeiten tabellarisch berechnet.

1972 unternahm Kienappel systematische experimentelle Untersuchungen zu Druckbohrungen in frei-molekularer Strömung und stellte geometrieabhängige, empirische Korrekturformeln auf [43, 44]. Er gibt an, dass die korrigierten Druckwerte um lediglich 2 % vom realen Druck abweichen. Bei Messungen mit *langen*, senkrechten Druckbohrungen korrigiert seine Formel die Messwerte um bis zu 5 %.

**Abbildung 7.1.2** zeigt die Positionen der Druckbohrungen auf der Raumfahrzeuggrundplatte. Die Sensoren befinden sich auf äquidistanten Kreisen um das Zentrum des Clusters oder der Symmetrieachse der Einzeldüse. Dazu zeigt **Tabelle 7.1.1** die Abstände der Sensoren von der nächstgelegenen Düse, negative Abstände kennzeichnen das Innere des Clusters. Demnach ist  $-25 \text{ mm}$ , die Position von  $p_{bf1}$  im Cluster, die geometrische Clustermitte. Die Druckbohrungen der Raumfahrzeuggrundplatte haben einen Durchmesser von  $10 \text{ mm}$  und eine Länge von  $16 \text{ mm}$ .

Tabelle 7.1.1.: Positionierung der Drucksensoren auf der Raumfahrzeuggrundplatte ( $R = 25 \text{ mm}$ ), Position als Abstand von der Düsensymmetrielinie.

Bezeichnung	Einzeldüse Position	Cluster Position	Einzeldüse Einfallwinkel $\bar{\theta}$	$\cos \bar{\theta}$
$p_{bf1}$	25 mm	$-25 \text{ mm}$	$64^\circ$	0,44
$p_{bf2}$	37,5 mm	25 mm	$73^\circ$	0,29
$p_{bf3}$	50 mm	37,5 mm	$76^\circ$	0,22
$p_{bf4}$	62,5 mm	50 mm	$80^\circ$	0,17
$p_{bf5}$	75 mm	62,5 mm	$82^\circ$	0,14

In **Abbildung 7.1.3** und **Tabelle 7.1.2** sind die Sensorpositionen der Beaufschlagungsplatte dargestellt beziehungsweise aufgelistet. Alle Bohrungen liegen auf einer vertikalen Linie. Position  $0 \text{ mm}$  entspricht der Plattenmitte. In den Messungen können zusätzliche Positionen durch Verfahren der Düse oder des Clusters in vertikaler Richtung vermessen werden. Auch auf der Beaufschlagungsplatte beträgt der Bohrungsdurchmesser  $10 \text{ mm}$ , die Tiefe jedoch nur  $1 \text{ mm}$ . Der Sensorposition  $p_{i1}$  kommt eine besondere Bedeutung zu, da sie mit dem Staupunkt des Einzel- und Sekundärtreibstrahls übereinstimmt, wenn sich die Raumfahrzeuggrundplatte in ihrer Ausgangsposition  $z_{Rfz} = 0 \text{ mm}$

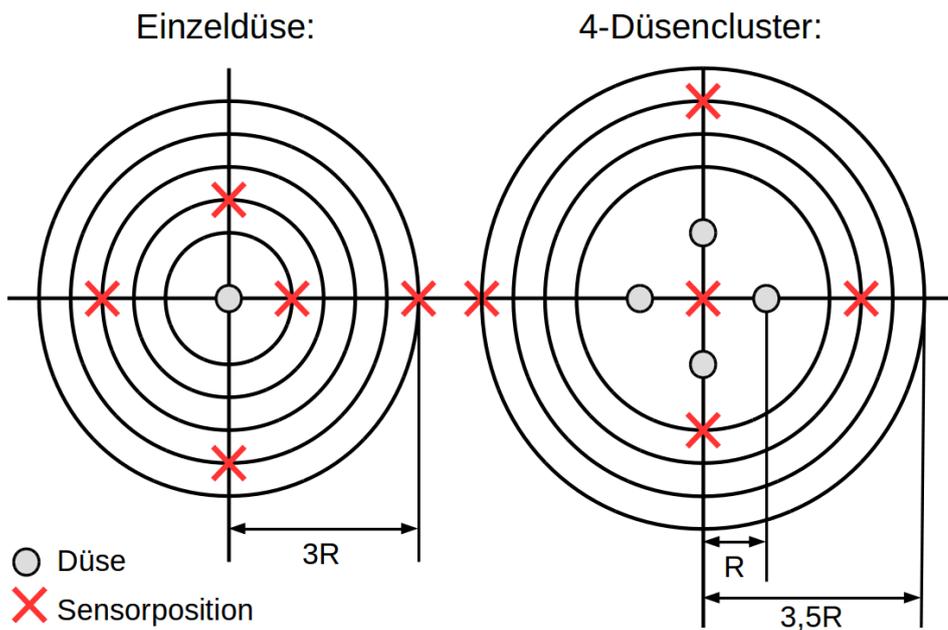


Abbildung 7.1.2.: Anordnung der Druckbohrungen auf der Raumfahrzeuggrundplatte.

befindet.

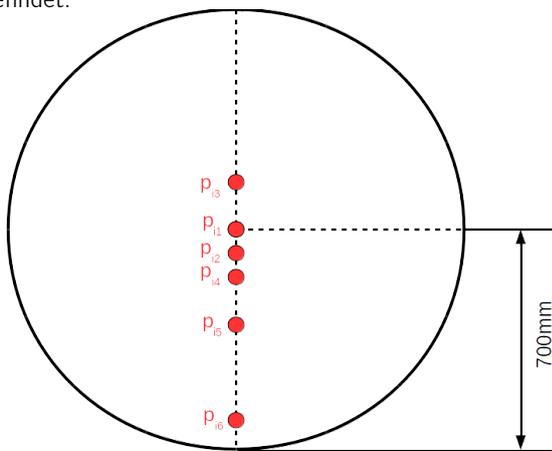


Abbildung 7.1.3.: Anordnung der Druckbohrungen auf der Beaufschlagungsplatte.

Tabelle 7.1.2.: Positionierung der Drucksensoren auf der Beaufschlagungsplatte.

Bezeichnung	Vertikale Position
$p_{i1}$	0 mm
$p_{i2}$	76 mm
$p_{i3}$	-150 mm
$p_{i4}$	152 mm
$p_{i5}$	304 mm
$p_{i6}$	608 mm

### 7.1.3. Beaufschlagung der Kryopumpe durch Wärmelast

Mechanische Aufbauten innerhalb der STG-CT belasten die Kryopumpe durch Wärmeabgabe in Form von Strahlung. Um diesen Einfluss konservativ abschätzen zu können, sollen Raumfahrzeuggrund- und Beaufschlagungsplatte als graue Strahler modelliert werden. Das bedeutet, der Emissionskoeffizient  $\epsilon$  ist unabhängig von der Wellenlänge der Strahlung. Es gilt dann:

$$P_{\text{rad}} = \epsilon \sigma A T^4 \quad (7.1.1)$$

In Gleichung 7.1.1 ist  $\sigma$  die Stefan-Boltzmann-Konstante ( $5,67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K}^4)$ ),  $A$  ist die Körperoberfläche,  $T$  die Oberflächentemperatur und  $\epsilon$  der material- und temperaturabhängige Emissionskoeffizient. Beide Platten sind

aus Aluminium gefertigt und werden durch Heizelemente auf etwa 300 K gehalten. Bei dieser Temperatur hat Aluminium einen Emissionskoeffizienten von etwa 0,05 [78, S. 218]. Die Raumfahrzeuggrundplatte hat bei einem Radius von 190 mm eine Oberfläche (Vor- und Rückseite) von etwa 23 cm<sup>2</sup>. Zusammen mit den übrigen Teilen des Raumfahrzeuggestells beträgt die Gesamtoberfläche knapp 78 cm<sup>2</sup>. Dies führt zu einer Gesamtwärmelast durch die Raumfahrzeuggrundplatte von 18 W auf die Kryopumpe. Die Beaufschlagungsplatte hat einen Radius von 700 mm, entsprechend beträgt ihre Gesamtoberfläche 3 m<sup>2</sup> und die Wärmelast steigt auf 71 W. Insgesamt wird die Kryopumpe durch die montierten Platten also mit 89 W belastet. Die gasdynamische Wärmebelastung wurde in Kapitel 3.3 zu 320 W berechnet, was final zu einer Gesamtbelastung von etwa 410 W durch den experimentellen Aufbau führt. Die Kryopumpe der STG-CT kann bis zu 500 W Wärmeeintrag kompensieren, ein kontinuierlicher Betrieb von vier Düsen bei Nutzung der Beaufschlagungsplatten ist demnach möglich.

## 7.2. Durchführung

### 7.2.1. Raumfahrzeuggrundplatte

Die Rückströmungsmessungen werden parallel zu den Fernfeldmessungen durchgeführt. Während mit der Patterson-Sonde das Expansionsfeld der Einzeldüse und des Clusters vermessen wird, nehmen die Micro-Ion-Sensoren in der Raumfahrzeuggrundplatte (gezeigt in **Abbildung 7.2.1**) die Drücke der Rückströmungsbeaufschlagung auf. Einen möglichen Einfluss der Raumfahrzeuggrundplatte auf das stromab liegende Fernfeld wird anhand von Messdaten in Abschnitt 7.3.1 diskutiert.

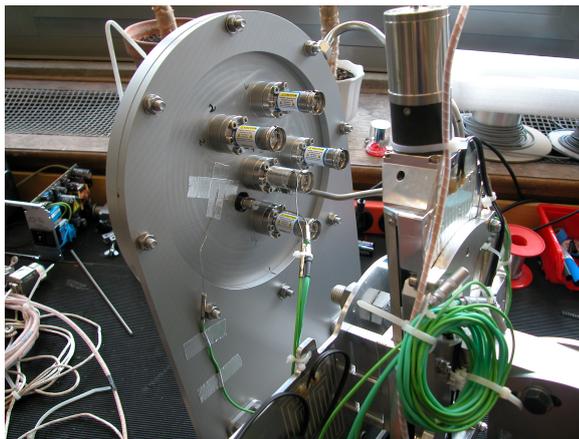


Abbildung 7.2.1.: Micro-Ions auf der Rückseite der Raumfahrzeuggrundplatte.

**Abbildung 7.2.2** zeigt die angenommenen Strömungsverhältnisse und Geometrien auf der Raumfahrzeuggrundplatte. Die aus der Düse austretende und zur Grundplatte umgelenkte Strömung (magenta) wird von den Drucksensoren registriert als ein Drucksignal  $p_{bf}$ , zudem wird die Plattentemperatur  $T_{bf}$  gemessen. Die Moleküle der ankommenden Strömung werden an der Plattenoberfläche reflektiert. Es existieren zwei Grenzfälle: spiegelnde Reflexion (Akkommodationskoeffizient  $\sigma_n = 0$ ) und diffuse Reflexion ( $\sigma_n = 1$ ). Bei der spiegelnden Reflexion behalten die Moleküle ihre Temperatur bei, der Beaufschlagungsdruck entspricht dem zur Platte senkrechten Impulsanteil. Im Gegensatz dazu findet bei der diffusen Reflexion ein Austausch zwischen den Strömungsmolekülen und der Raumfahrzeuggrundplatte statt, in dem Sinne, dass die Strömungsmoleküle die Temperatur der Platte annehmen. Neben den senkrechten tragen dann auch die parallelen Impulsanteile zum Beaufschlagungsdruck bei.

Die Geometrie der Druckbohrung bewirkt, dass die Moleküldichte am eigentlichen Sensor nur anteilig der Dichte auf der Plattenoberfläche entspricht. Nach Clausing [14] gilt für zylinderförmige Druckbohrungen der hier verwendeten Abmessungen und bei einer Gleichgewichtsströmung auf beiden Seiten dieser Druckbohrung eine Durchtrittswahrscheinlichkeit  $W_{21} \approx 0,72$ . Im Sensor ist die Annahme eines Maxwell'schen Gleichgewichts gerechtfertigt. Auf der Raumfahrzeuggrundplatte sind die Verhältnisse deutlich komplexer. Ähnlich der Sondenfunktion aus Kapitel 6.1.2 muss bei gerichteten verdünnten Strömungen entsprechend des Beaufschlagungswinkels  $\bar{\theta}$  korrigiert werden. Jeder

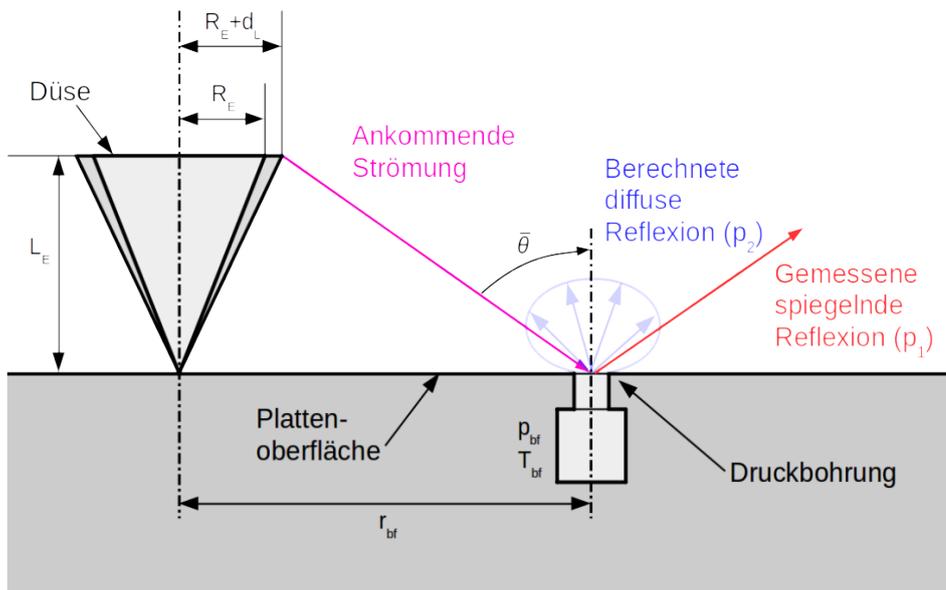


Abbildung 7.2.2.: Schematische Darstellung der Strömungsverhältnisse auf der Raumfahrzeuggrundplatte.

lokale Beaufschlagungswinkel kann für eine Position  $r_{bf}$  über geometrische Beziehungen berechnet werden (siehe auch **Tabelle 7.1.1**). Als Ausgangspunkt des Vektors der einfallenden Strömung soll wie in **Abbildung 7.2.2** dargestellt der äußere Rand der nächstgelegenen Düsenlippe (mit Dicke  $d_L$ ) gelten. Aufgrund eines Grenzwinkels der Expansion wird nur ein Teil der Grundplatte beaufschlagt. Für den Beaufschlagungswinkel  $\bar{\theta}$  gilt dann:

$$\tan \bar{\theta} = \frac{r_{bf} - R_E - d_L}{L_E} \quad (7.2.1)$$

Die Molekülstromdichte im Inneren des Drucksensors  $\dot{n}_{bf}$  kann analog zu  $\dot{n}_S$  der Patterson-Sonde (Kapitel 6.1.2) unter Berücksichtigung der Umgebungstemperatur  $T_{bf}$  des Sensors berechnet werden.

$$\dot{n}_{bf} = \frac{p_{bf}}{\sqrt{2\pi m k_B T_{bf}}} \quad (7.2.2)$$

Die einfallende Molekülstromdichte  $\dot{n}_1$  ergibt sich dann aus der Massenstromerhaltung über die Druckbohrungsöffnung:

$$\dot{n}_1 = \dot{n}_{bf} \frac{W_{21}}{W_{12}(\theta)} \quad (7.2.3)$$

Der senkrechte Anteil der einfallenden Strömung  $\dot{n}_\perp$  ergibt sich aus trigonometrischen Betrachtungen zu:

$$\dot{n}_\perp = \dot{n}_1 \cos \theta = \dot{n}_{bf} \frac{W_{21}}{W_{12}(\theta)} \cos \theta \quad (7.2.4)$$

Dieser senkrechte Strömungsanteil bewirkt den ersten Anteil der Beaufschlagung der Raumfahrzeuggrundplatte in Form einer spiegelnden Reflexion. Dieser Druckanteil  $p_1$  ist noch immer durch die Ruhetemperatur  $T_0$  der Düse gekennzeichnet. Aus Gleichung 7.2.4 kann durch Einsetzen von Gleichung 7.2.2 ein direkter Ausdruck für  $p_1$  abgeleitet werden:

$$p_1 = \dot{n}_\perp \sqrt{2\pi m k_B T_0} = p_{bf} \sqrt{\frac{T_0}{T_{bf}}} \frac{W_{21}}{W_{12}(\theta)} \cos \theta \quad (7.2.5)$$

Beim Verlassen der Raumfahrzeuggrundplatte durch die Moleküle wird ein zweiter Druckanteil bewirkt. Dieser kann entweder gleich  $p_1$  sein, also einer spiegelnden Reflexion entsprechen, oder durch diffuse Reflexion gekennzeichnet sein. Das austretende Gas hat dann die Plattentemperatur  $T_{bf}$  angenommen, und der Impuls der gesamten einfallenden

Strömung trägt zum Beaufschlagungsdruck bei. Diese diffuse Beaufschlagung  $p_2$  wird berechnet mit:

$$p_2 = \dot{n}_1 \sqrt{2\pi m k_B T_{bf}} = p_{bf} \frac{W_{21}}{W_{12}(\theta)} \quad (7.2.6)$$

Die Drücke  $p_1$  und  $p_2$  sind also proportional zum direkt gemessenen Druck  $p_{bf}$ . Die lokalen Einfallswinkel  $\bar{\theta}$  wurden für die Einzeldüse in **Tabelle 7.1.1** angegeben. Das Verhältnis der Temperaturen  $T_0$  zu  $T_{bf}$  betrug bei allen Messungen und auf allen fünf Sensoren etwa 0,93. Somit ergibt sich ein Verhältnis der Drücke  $p_1$  zu  $p_2$  von 0,43 für die den Düsen nächstgelegene Druckbohrung und 0,14 an der am weitesten entfernten Messposition.

Die Bestimmung einer winkelabhängigen Durchtrittswahrscheinlichkeit  $W_{12}(\theta)$  ist äußerst komplex. Im Rahmen dieser Arbeit soll auf eine auf DSMC-Simulationen basierende, empirische Gleichung zurückgegriffen werden [71]. In der vorliegenden Geometrie gilt für die infinitesimale Durchtrittswahrscheinlichkeit  $w_{12}(\theta)$ :

$$w_{12} = \begin{cases} 0,281 \cos \theta - 0,266 \cos^2 \theta + 0,583 \cos^3 \theta & |\theta| \geq 32^\circ \\ 0,108 \left[ \left( \frac{\cos \theta}{0,848} \right)^{11,39} - 1 \right] + 0,403 & |\theta| < 32^\circ \end{cases} \quad (7.2.7)$$

Die Durchtrittswahrscheinlichkeit  $W_{12}(\theta)$  ergibt sich dann durch Integration über den gesamten Winkelbereich, der die Druckbohrungsöffnung abdeckt  $\theta_0$  bis  $\theta_1$ :

$$W_{12}(\theta) = \int_{\theta_0}^{\theta_1} w_{12}(\theta) d\theta \quad (7.2.8)$$

**Tabelle 7.2.1** gibt die so bestimmten Durchtrittswahrscheinlichkeiten für die verwendeten Sensorpositionen an.

Tabelle 7.2.1.: Berechnete Durchtrittswahrscheinlichkeiten  $W_{12}$  der Sensoren der Raumfahrzeuggrundplatte.

$r_{bf}$	$\theta_0$	$\theta_1$	$W_{12}$
25 mm	57°	68°	0,0268
37,5 mm	70°	75°	0,0066
50 mm	76°	79°	0,0026
62,5 mm	79°	81°	0,0013
75 mm	81°	82°	0,0007

Um eine Einschätzung des vorliegenden Strömungstyps in der Rückströmung zu bekommen, wird zusätzlich die Rückströmungs-Knudsen-Zahl  $K_{n_{bf}}$  berechnet.

$$K_{n_{bf}} = \frac{\lambda_{bf}}{\sqrt{L_E^2 + (r_{bf} - R_E - d_L)^2}} \quad (7.2.9)$$

## 7.2.2. Beaufschlagungsplatte

Die simulierte Beaufschlagung des Bodens während einer Landung wird durch Sensoren auf der in **Abbildung 7.2.3** gezeigten Beaufschlagungsplatte vermessen. Sie kann in axialer Richtung verfahren werden, der maximale Abstand vom Düsenaustritt beträgt 1900 mm. In **Abbildung 7.2.4** ist die Instrumentierung der Beaufschlagungsplatte außerhalb und in der Kammer STG-CT gezeigt.

Im Gegensatz zur Strömung an der Raumfahrzeuggrundplatte kann bei der Beaufschlagungsplatte von lokalen Kontinuumsbedingungen ausgegangen werden. Somit liefern die Messgrößen direkt den lokalen Beaufschlagungsdruck  $p_i$ . Um diese Annahme zu prüfen, wird anhand der Messdaten eine Beaufschlagungs-Knudsen-Zahl  $K_{n_i}$  berechnet.

**Abbildung 7.2.5** bildet die Geometrie dieser Messreihen ab.

Es gilt für den Einfallswinkel  $\theta_i$  mit der eingeführten Nomenklatur:

$$\tan \theta_i = \frac{z_i - z_{Rfz}}{H} \quad (7.2.10)$$

Hierbei ist  $z_i$  die Sensorposition auf der Beaufschlagungsplatte,  $z_{Rfz}$  ist die aktuelle vertikale Position der Raumfahrzeuggrundplatte (relativ zur Mitte der Beaufschlagungsplatte) und  $H$  ist die *Flughöhe*, also der Abstand zwischen Düsenaustrittsebene und Beaufschlagungsplatte. Die Referenzlänge einer Beaufschlagungs-Knudsen-Zahl  $K_{n_i}$  ist die

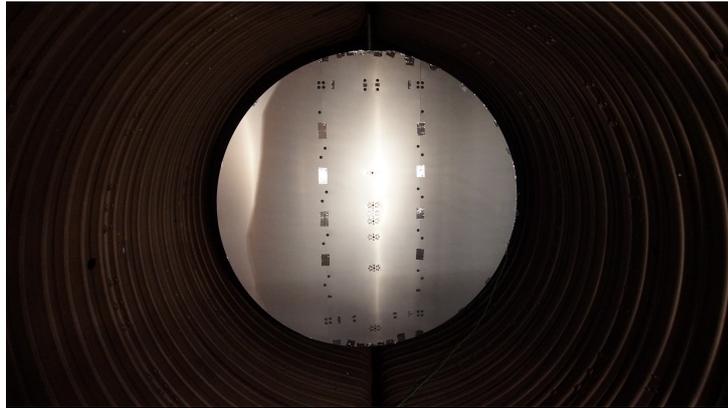
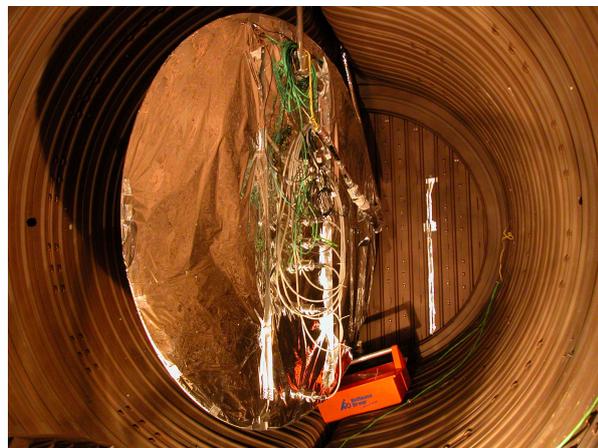


Abbildung 7.2.3.: Beaufschlagungsplatte in der STG-CT eingebaut.



(a) Außerhalb der STG-CT.



(b) Innerhalb der STG-CT.

Abbildung 7.2.4.: Instrumentierung der Beaufschlagungsplatte.

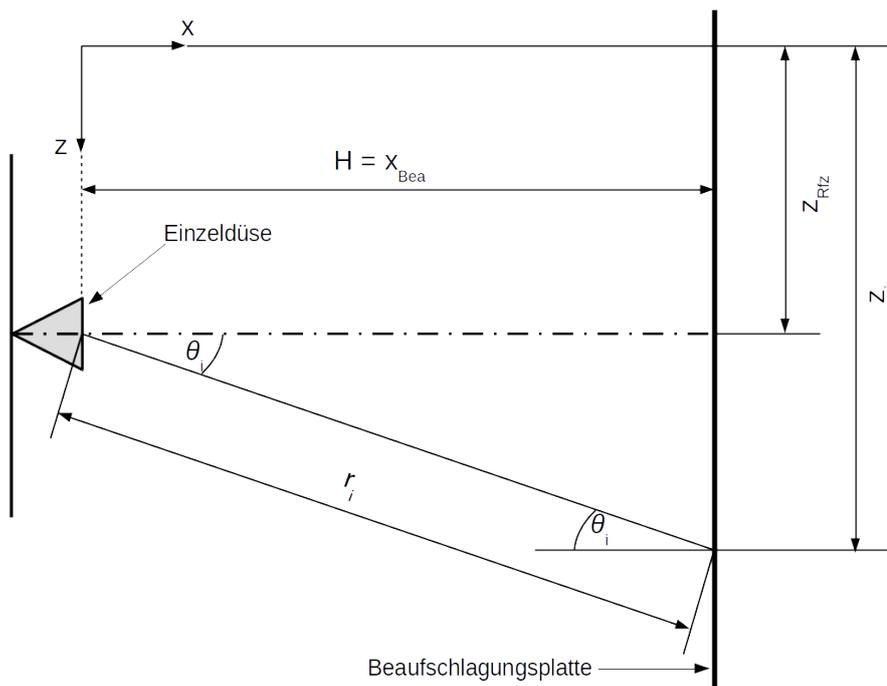


Abbildung 7.2.5.: Geometrische Verhältnisse der Beaufschlagungsplattenmessung.

Weglänge von Düsenmitte (Einzeldüse) respektive Clustermittle (4-Düsencluster) bis zum jeweiligen Sensor ( $r_i$ ). Es ergibt sich für  $K_{n_i}$ :

$$K_{n_i} = \frac{\lambda_i}{\sqrt{H^2 + (z_i - z_{Rfz})^2}} \quad (7.2.11)$$

## 7.3. Ergebnisse

### 7.3.1. Einfluss der Raumfahrzeuggrundplatte

In den Fernfeldmessungen in Kapitel 6 wurden Untersuchungen an der Einzeldüse mit und ohne Raumfahrzeuggrundplatte durchgeführt. Es muss untersucht werden, ob und wie die stromauf montierte Raumfahrzeuggrundplatte einen Einfluss auf die Expansion des Einzeltriebstrahls hat. In **Abbildung 7.3.1** werden die Axialprofile der Einzeldüse mit und ohne Raumfahrzeuggrundplatte miteinander verglichen.

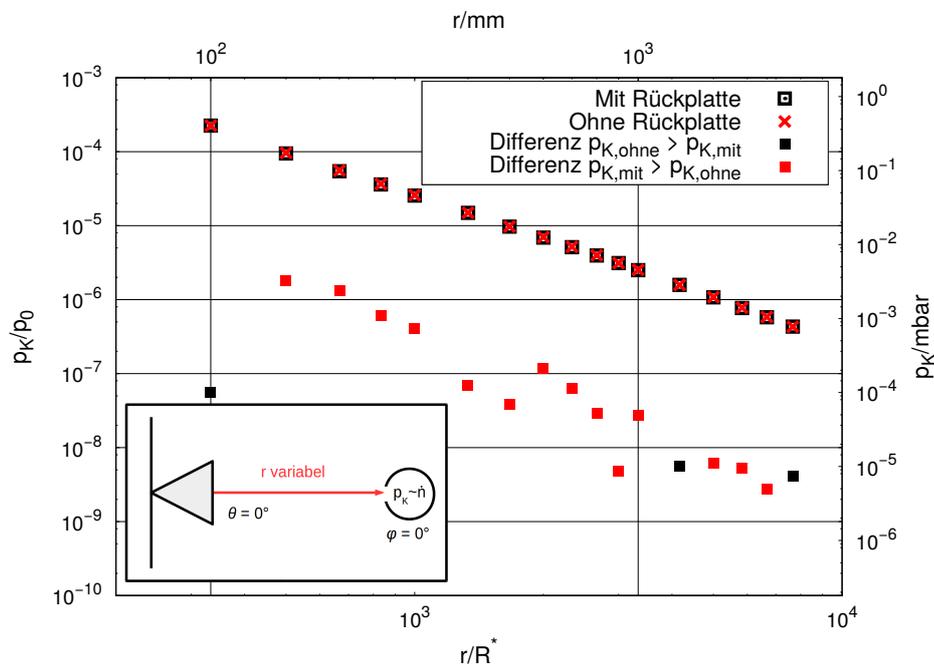


Abbildung 7.3.1.: Fernfeldmessung: Axialprofile der Einzeldüse, Einfluss der Raumfahrzeuggrundplatte, Konverterkammerdruck.

In der logarithmischen Darstellung sind Unterschiede zwischen den Messungen zunächst kaum wahrnehmbar. Eine quantitative Analyse zeigt, dass die mittlere relative Differenz der Konverterkammerdrücke, bezogen auf die Messdaten mit Raumfahrzeuggrundplatte, 0,93 % beträgt. Die kleinste lokale Abweichung beträgt 0,02 % bei  $r = 100$  mm, die maximale lokale Abweichung 2,34 % bei 200 mm. Eine direkte Ortsabhängigkeit der relativen Differenz kann nicht festgestellt werden. Es sei dennoch bemerkt, dass die Differenz stromab von 1000 mm nicht mehr über 1 % steigt. Die Patterson-Sonde hat pro Messposition eine Präzision ihrer Druckmessung von 1 %.

Die **Abbildungen 7.3.2a** und **7.3.2b** zeigen die dimensionslosen Massenströme  $F_1$  entlang der Angularprofile im Abstand von 150 mm respektive 500 mm, ebenfalls für die Einzeldüse mit und ohne Raumfahrzeuggrundplatte. Die Profile stimmen weitestgehend überein, es zeigen sich jedoch Unterschiede bei beiden betrachteten radialen Abständen: Bei 150 mm im Übergangsbereich Kern- zu Grenzschichtströmung, bei 500 mm in der Umgebung der Düsen-symmetrielinie. In beiden Fällen liegen die beobachteten relativen Differenzen unter 1 %.

Der Vergleich zwischen den Fernfeldmessungen mit und ohne Rückplatte zeigt, dass die Struktur des Treibstrahls von der stromauf gelegenen Geometrie weitestgehend unbeeinflusst bleibt.

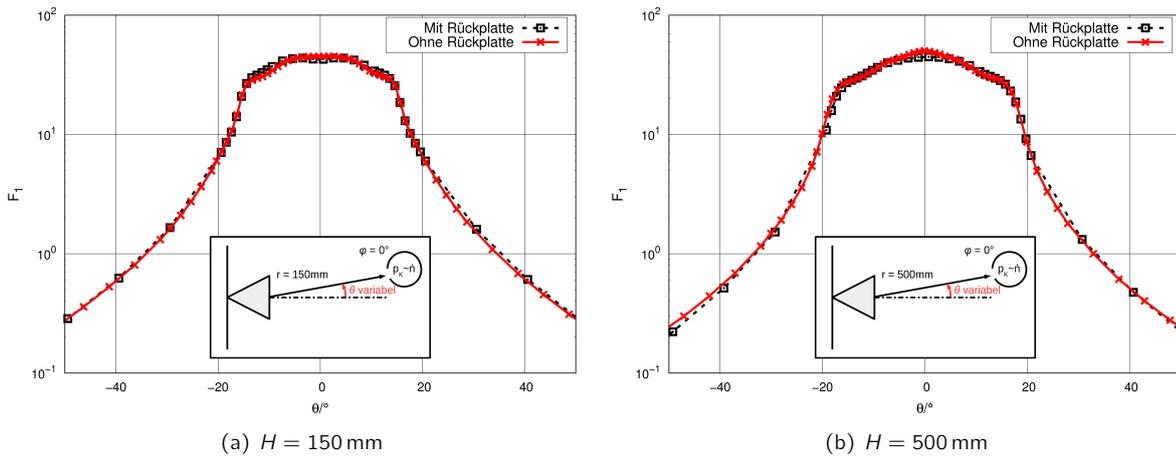


Abbildung 7.3.2.: Fernfeldmessung: Angularprofile der Einzeldüse, Einfluss der Raumfahrzeuggrundplatte, dimensionsloser Massenstrom.

### 7.3.2. Beaufschlagung durch Rückströmung bei Einzel- und Mehrfachtreibstrahlen

#### Vergleich direkt gemessener Druck mit Beaufschlagungsdruck

Abbildung 7.3.3 zeigt die direkt gemessenen Drücke  $p_{bf}$  der Rückströmung bei Nutzung der Einzeldüse. Außerdem eingetragen sind die daraus abgeleiteten effektiven Beaufschlagungsdrücke der spiegelnden ( $p_1 + p_1$ ) sowie diffusen ( $p_1 + p_2$ ) Reflexion. Die reale Beaufschlagung der Raumfahrzeuggrundplatte liegt, abhängig vom realen Akkomodationskoeffizienten, zwischen diesen beiden Werten. Die gepunktete vertikale Linie kennzeichnet den Düsenaustrittsradius (3,741 mm), die gestrichene Linie den äußeren Düsenradius, inklusive der Lippendicke.

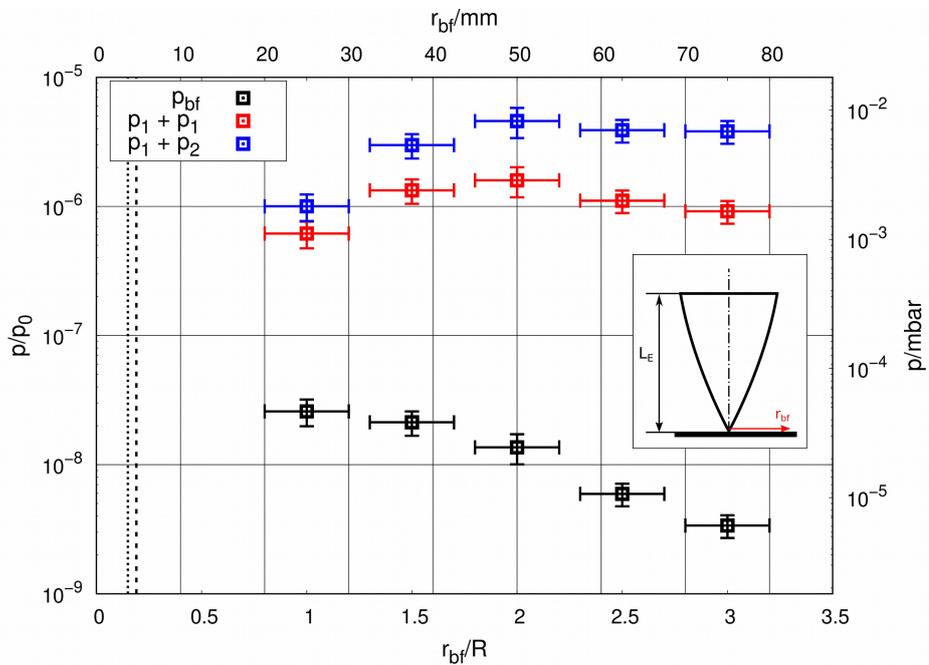


Abbildung 7.3.3.: Beaufschlagungsmessung: Effektive Beaufschlagung der Raumfahrzeuggrundplatte bei Nutzung der Einzeldüse, Vergleich mit den direkt gemessenen Drücken  $p_{bf}$ .

Die Korrektur der gemessenen Drücke  $p_{bf}$  verändert die relative Verteilung entlang  $r_{bf}$  deutlich. Die ermittelten Beaufschlagungsdrücke liegen eine bis drei Größenordnungen über den ursprünglichen Daten. Während  $p_{bf}$  mit wach-

sendem Abstand zur Düse abnimmt, ist dies bei den korrigierten Drücken nicht der Fall - sie steigen zunächst an und fallen nach Erreichen eines lokalen Maximums nur geringfügig ab. Die Korrektur ist also zwingend notwendig, wenn quantitative Aussagen über die Rückströmungsbeaufschlagung getroffen werden und wenn die räumliche Verteilung zwischen den Messpunkten diskutiert wird. Wenn das qualitative Verhalten an einem einzelnen Messpunkt untersucht wird, soll jedoch nur der unkorrigierte Messwert  $p_{bf}$  betrachtet werden, da die Korrekturfunktion mit einigen vereinfachten Annahmen und somit Unsicherheiten hergeleitet wurde.

### Rückströmung bei Einzeldüse und 4-Düsencluster

In **Abbildung 7.3.4** kennzeichnet der radiale Abstand 0 mm die Position einer Düse, entsprechend wurden die Symmetrielinie und die äußeren Grenzen des Düsenaustritts in der Abbildung angedeutet. In rot ist die Clustersymmetrielinie bei  $-25$  mm markiert, sie hat für die Einzeldüsenmessungen keine Bedeutung. Die untere x-Achse zeigt die radiale Position normiert auf den Clusterradius  $R$  von 25 mm. Die horizontalen Balken an den einzelnen Messpunkten kennzeichnen die Größe der Druckbohrungen mit einem Durchmesser von 10 mm.

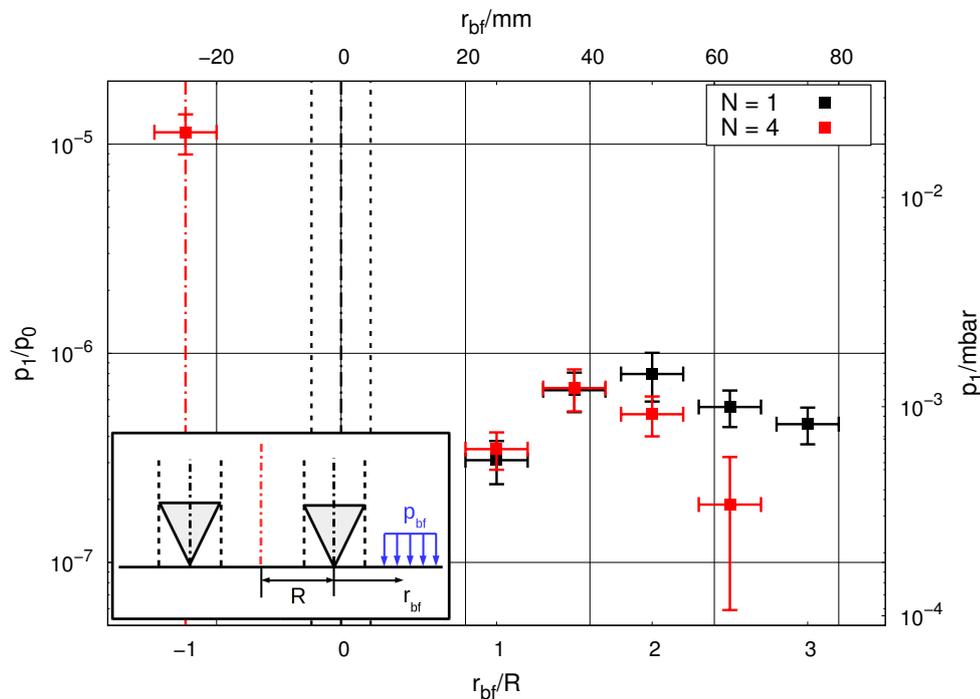


Abbildung 7.3.4.: Beaufschlagungsmessung: Spiegelnder Beaufschlagungsdruck  $p_1$  der Rückströmung durch Einzeldüse und 4-Düsencluster.

Zunächst fällt auf, dass sich die Rückströmung außerhalb des Clusters quantitativ kaum vom Einzeldüsenfall unterscheidet, mit Ausnahme der äußersten Messstellen. Umso auffälliger ist der Druckanstieg im Inneren des Clusters. Hier wird ein korrigierter Druck von  $2 \times 10^{-2}$  mbar bestimmt, während die ersten Sensoren außerhalb des Clusters nur noch lediglich  $6 \times 10^{-4}$  mbar registrieren, also einen Abfall auf 3%. Durch reine Superposition der Einzeldüsenströmungen würde man eigentlich einen Anstieg um das Vierfache im Inneren des Clusters erwarten. Tatsächlich ist eine Steigerung um einen Faktor größer 30 zu beobachten. Wie in Kapitel 6.3.5 dargelegt wurde, beträgt die Molekülstromdichte im Fernfeld des Sekundärtriebstrahls an vergleichbaren Positionen etwas mehr als das doppelte der Molekülstromdichten der Einzeltriebstrahlen. Obige Messung zeigt, dass sich die Rückströmung innerhalb eines Clusters vollkommen anders verhält als der stromab gelegene Mehrfachtriebstrahl.

Eine weitere interessante Beobachtung ist die Ähnlichkeit der Rückströmungsverteilungen der Einzeldüsenbeaufschlagung und der Düsenclusterbeaufschlagung außerhalb des Düsenquadrates. Sie lassen vermuten, dass es keinen Informationsaustausch zwischen dem Inneren und dem Äußeren des Clusters gibt, mit anderen Worten, die Strömung zwischen den Düsen unter Ausbildung eines aufgeweiteten Stoßes zwischen den Düsen von innen nach außen frei aus-

strömt. Um das Strömungsregime in der Rückströmung genau festlegen zu können, werden deshalb für **Abbildung 7.3.5** die ermittelten Rückströmungs-Knudsen-Zahlen  $K_{N_{bf}}$  nach Gleichung 7.2.9 dargestellt.

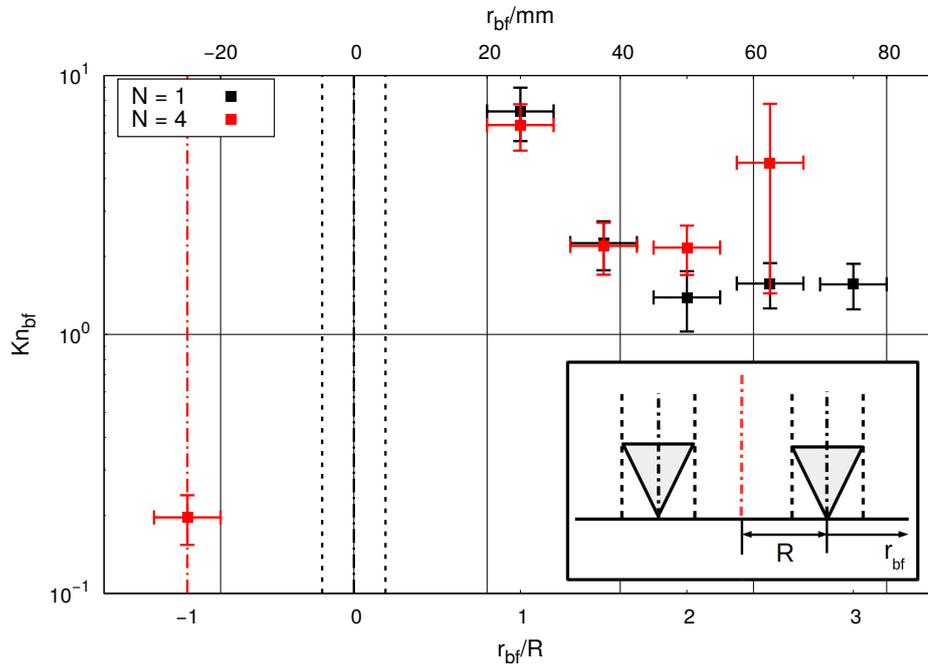


Abbildung 7.3.5.: Beaufschlagungsmessung: Rückströmungs-Knudsen-Zahl  $K_{N_{bf}}$  der Rückströmung durch Einzeldüse und 4-Düsencluster.

In der Clustermitte wird eine Knudsen-Zahl von etwa 0,2 bestimmt, also eine Transitionsströmung. Die nächste Sensorposition außerhalb des Clusters hat eine Knudsen-Zahl von etwa 7, sie ist demnach deutlicher frei-molekular. Diese Messstelle zeigt bei Einzel- und Clustergeometrie die höchste  $K_{N_{bf}}$ , da hier die Referenzlänge  $L_{ref}$  am kürzesten ist, und der gemessene Druck kleiner als im Clusterinneren ist. In den weiter außen liegenden Bereichen verharrt  $K_{N_{bf}}$  bei etwa 1,7, mit Ausnahme eines Ausreißers in der Clusterkonfiguration bei 62,5 mm. In transientser Strömung können sich bereits aufgeweitete Stoßwellen ausbilden, was die Vorhersagen von Goethert [27] und anderen (siehe Kapitel 2.2.1) bestätigt. Dieser experimentelle Nachweis unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen wurde nach Wissen des Autors in der existierenden Literatur noch nicht erbracht.

### Einfluss des Ruhedrucks

Einen umfassenderen Einblick in die gasdynamischen Hintergründe der Rückströmung bietet **Abbildung 7.3.6**. Sie zeigt die gemessenen Rückströmungsdrücke  $p_{bf}$  des 4-Düsenclusters an allen fünf Messpositionen bei verschiedenen Ruhedruck  $p_0$ , in logarithmischer sowie linearer Darstellung. Alle Datenpunkte werden auf den jeweils herrschenden Ruhedruck bezogen. In den Darstellungen wird der nominelle Betriebspunkt  $Re_E = 1700$  mit einer blauen Vertikale markiert. In **Abbildung 7.3.6b** werden zwei verschiedene Ordinatenachsen für  $p_{bf,1}$  und für  $p_{bf,2}$  und allen weiter außen liegenden Sensoren verwendet. Eine Variation des Ruhedrucks beeinflusst die Grenzschichtströmung, und damit die Anströmungsrichtung  $\theta$  der einzelnen Sensoren. Daher wurde für die folgenden Abbildungen auf den direkt gemessenen Druck  $p_{bf}$  zurückgegriffen.

Durch die Normierung erlaubt die Darstellung einen qualitativen Vergleich aller fünf Positionen. Die äußeren Sensoren ( $p_{bf3}$  bis  $p_{bf5}$ ) messen mit steigendem  $p_0$  einen immer geringeren relativen Rückströmungsdruck, wobei der Druckabfall mit steigendem  $p_0$  schwächer wird. Dies ist eine Folge der steigenden Reynolds-Zahl  $Re_E$ , damit verbunden einer geringeren Grenzschichtdicke, welche die hauptsächliche Quelle der Rückströmung außerhalb des Clusters ist. Würde sich die Grenzschichtdicke in Abhängigkeit von  $p_0$  nicht ändern, so sollte der dargestellte Term  $p_{bf}/p_0$  konstant gegenüber  $p_0$  sein.

Demgegenüber zeigt  $p_{bf1}$  ein vollkommen anderes Verhalten: Für  $p_0 < 200$  mbar fällt der relative Rückströmungs-

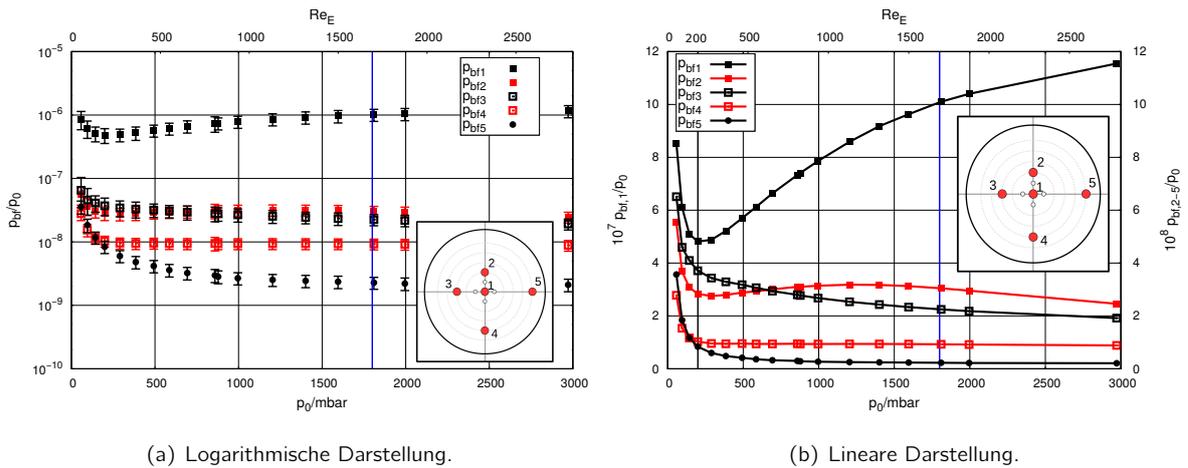


Abbildung 7.3.6.: Beaufschlagungsmessung: Abhängigkeit der Rückströmung  $p_{bf}$  vom Ruhedruck  $p_0$  im Düsencluster.

druck mit  $Re_E$ , genau wie bei den anderen Sensoren. Bei  $p_0 = 300$  mbar wird ein lokales Minimum beobachtet, bevor  $p_{bf1}$  für größer werdende  $Re_E$  ansteigt, jedoch mit schwächer werdendem Gradienten. Dieser Verlauf von  $p_{bf,1}$  kann gasdynamisch erklärt werden. Bei  $p_0 < 200$  mbar wird die Clustermitte nur durch die Rückströmung aus der Grenzschicht beaufschlagt. Zwei Aspekte führen dabei zu einem höheren gemessenen Druckwert bei  $p_{bf,1}$  als zum Beispiel bei  $p_{bf,2}$ : Zum einen beaufschlagen hier vier Düsen die Raumfahrzeuggrundplatte, zum anderen ist das beaufschlagte Gebiet im Clusterinneren, bei gleicher Massen- und Impulsstromdichte am Düsenaustritt, kleiner. In **Abbildung 7.3.7** sind zwei Möglichkeiten skizziert, wie der Bereich von der Clustermitte bis  $p_{bf,2}$  aufgeteilt werden kann, als Kreis oder Quadrat. Sei  $A_i$  die Fläche innerhalb des Clusters,  $A_a$  die Fläche außerhalb des Clusters und  $A_{ges}$  deren Summe, also die Gesamtfläche bis  $p_{bf,2}$ , so erhält man:

$$\frac{A_i}{A_a} = \frac{A_i}{A_{ges} - A_i} = \frac{\varphi R^2}{\varphi (2R)^2 - \varphi R^2} = \frac{1}{3}$$

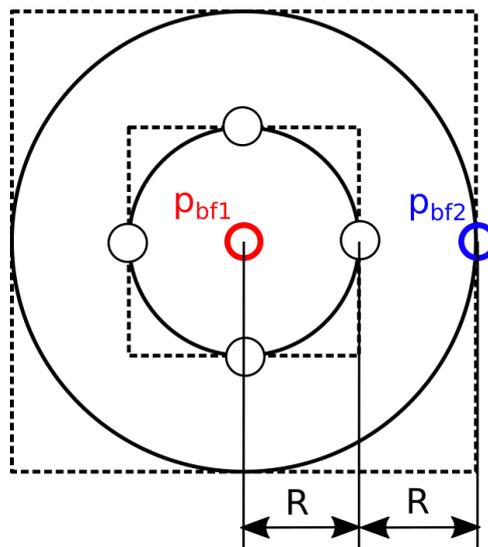


Abbildung 7.3.7.: Geometrie der beaufschlagten Flächen der Raumfahrzeuggrundplatte für  $p_{bf1}$  und  $p_{bf2}$  im 4-Düsencluster.

Wobei  $\varphi = \pi$  für den Kreisansatz und  $\varphi = 1$  für den Quadratansatz gewählt werden muss. Prinzipiell kann  $A_i$  die Form jeder Fläche mit  $90^\circ$ -Symmetrie haben, obige Gleichung bleibt gültig. Unter der Annahme, dass die Düsenaustrittsströmung rotationssymmetrisch ist, erfährt das Clusterinnere also eine  $4 \cdot 3 = 12$ -fache Belastung. Der

gemessene Quotient von  $p_{bf1}$  zu  $p_{bf2}$  beträgt etwa 15 (für  $p_0 < 200$  mbar).

Bei  $p_0 > 200$  mbar tritt ein lokales Minimum in  $p_{bf1}$  bezogen auf  $p_0$  auf. Dieses Minimum ist das Ergebnis zunehmender Moleküllkollisionen nahe der Symmetrieebenen des Clusters, die dem Rückgang des Massenstroms in der Grenzschicht mit steigender  $Re_E$  entgegen wirken. Der benachbarte Drucksensor  $p_{bf2}$  zeigt ebenfalls einen leichten Druckanstieg, beginnend bei  $p_0 \approx 290$  mbar. Erst bei  $p_0 \approx 1300$  mbar fällt  $p_{bf2}/p_0$  außerhalb des Clusters wieder ab. Die zusätzliche Beaufschlagung durch Strömung von der Clustermitte nach außen verharrt bei einem konstanten Wert, sodass mit steigendem  $p_0$  respektive steigender  $Re_E$  der Rückgang der Grenzschichtdicke wieder dominierend für die Rückströmung außerhalb des Clusters wird.

### Einfluss des Hintergrunddrucks

Eine weitere Methode, die freie Ausströmung zwischen den Düsenzwischenräumen zu überprüfen, besteht in der Variation des Hintergrunddruckes  $p_b$  durch langsames Erhöhen der Kryopumpentemperatur. Daher werden in **Abbildung 7.3.8** die beiden inneren Rückströmungssensoren  $p_{bf1}$  und  $p_{bf2}$  des 4-Düsenclusters bei steigendem Hintergrunddruck miteinander verglichen. Der Hintergrunddruck  $p_b$  wurde dafür mit einer Bayard-Alpert-Röhre in einer Metallhalbschale gemessen. Die offene Seite der Schale war der Kryowand zugewandt.

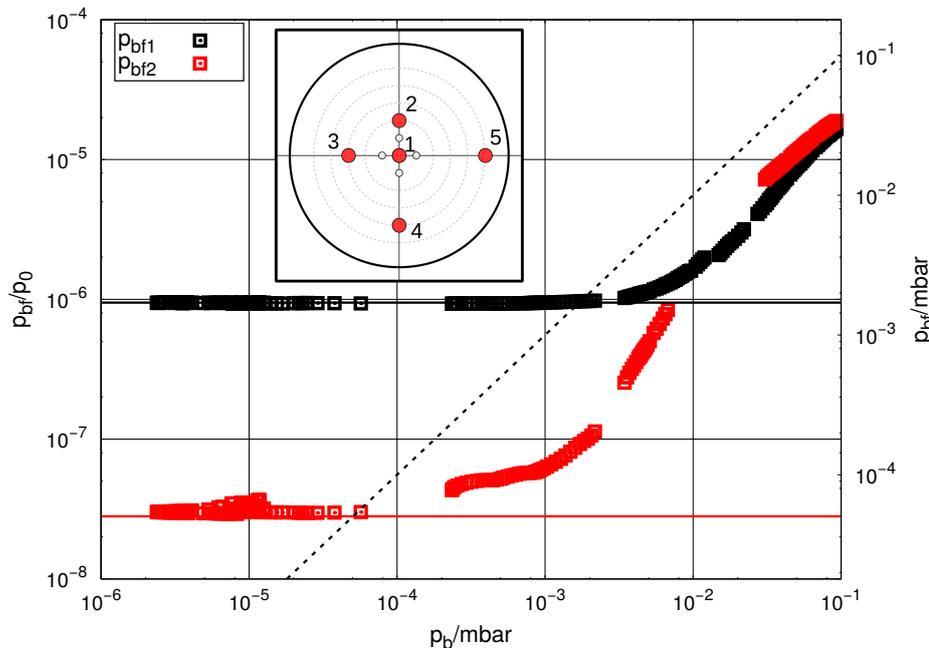


Abbildung 7.3.8.: Beaufschlagungsmessung: Abhängigkeit des Rückströmungsdrucks  $p_{bf}$  vom Hintergrunddruck  $p_b$  im 4-Düsencluster.

In der Grafik sind drei Hilfslinien zusätzlich eingetragen. Zum einen in schwarz und rot die Rückströmungsdrücke, die bei Hintergrunddrücken  $p_b < 1 \times 10^{-6}$  mbar gemessen werden und zum anderen die Gerade  $p_b = p_{bf}$ . Bei Hintergrunddrücken unterhalb von  $1 \times 10^{-4}$  mbar zeigen beide Messreihen keine reproduzierbare Reaktion auf den steigenden Hintergrunddruck. Ab  $p_b \approx 1 \times 10^{-4}$  mbar beginnt das Signal am ersten Sensor außerhalb des Clusters ( $p_{bf2}$ ) anzusteigen. Erst bei mehr als  $3 \times 10^{-3}$  mbar Hintergrunddruck, wenn  $p_{bf,2}$  den Wert des Beaufschlagungsdruckes im Clusterinneren  $p_{bf,1}$  erreicht hat, reagiert auch die Messstelle im Clusterzentrum. Dies kann darauf hindeuten, dass bis zu diesem Hintergrunddruck tatsächlich kein Informationsaustausch zwischen dem Clusterinneren und seiner Umgebung stattfindet.

Mit Beginn des Druckanstiegs im Inneren des Clusters beschleunigt sich der Druckanstieg in der direkten Clusterumgebung. Bei  $1 \times 10^{-2}$  mbar Hintergrunddruck stieg Sensor  $p_{bf2}$  aufgrund des relativ starken Druckgradienten aus, konnte aber bei etwa  $3 \times 10^{-2}$  mbar wieder reaktiviert werden. An dieser Stelle misst  $p_{bf2}$  einen leicht höheren Druck als  $p_{bf1}$ . Ihr Messsignal liegt stets unterhalb des gemessenen Hintergrunddrucks, da sich die Micro-Ion-Sensoren am

oberen Ende ihres Messbereichs befinden. Es ist also nicht auszuschließen, dass bei  $1 \times 10^{-1}$  mbar keine Rückströmung mehr auftritt, die Sensoren also nur noch den Hintergrunddruck messen. In der Diskussion des Einflusses des Hintergrunddrucks auf den Freistrah in Kapitel 6.3.1 zeigte sich, dass in diesem Druckbereich bereits die orthogonalen Fernfeldkomponenten ( $\theta = 90^\circ$ ) vom Hintergrundgas dominiert werden.

Auch die Untersuchung des Hintergrunddruckeinflusses zeigt, dass unter Weltraumvakuumbedingungen eine freie Ausströmung in den Düsenzwischenräumen auftritt. Der Abfluss des Arbeitsgases vom Clusterinneren nach außen ist somit limitiert, was zu einem überproportionalen Anstieg von Druck und, im Falle eines Heißgastriebwerks, Temperatur im Clusterzentrum führt. Dieser Effekt kann zu einem kritischen Aspekt beim Design von Satellitenantriebssystemen werden und sollte berücksichtigt werden.

### Einfluss der Flughöhe

Zuletzt soll der Einfluss der stromab montierten Beaufschlagungsplatte auf die Rückströmung für Einzeldüse und Düsencluster untersucht werden. Dazu sind in **Abbildung 7.3.9** die gemessenen Drücke der Rückströmung  $p_{bf}$  für verschiedene Flughöhen  $H$ , heißt Positionen der Beaufschlagungsplatte, aufgetragen. Dargestellt ist jeweils  $p_{bf1}$ , bezogen auf ihren Wert bei der maximalen Flughöhe  $p_{bf,H_{max}}$ .

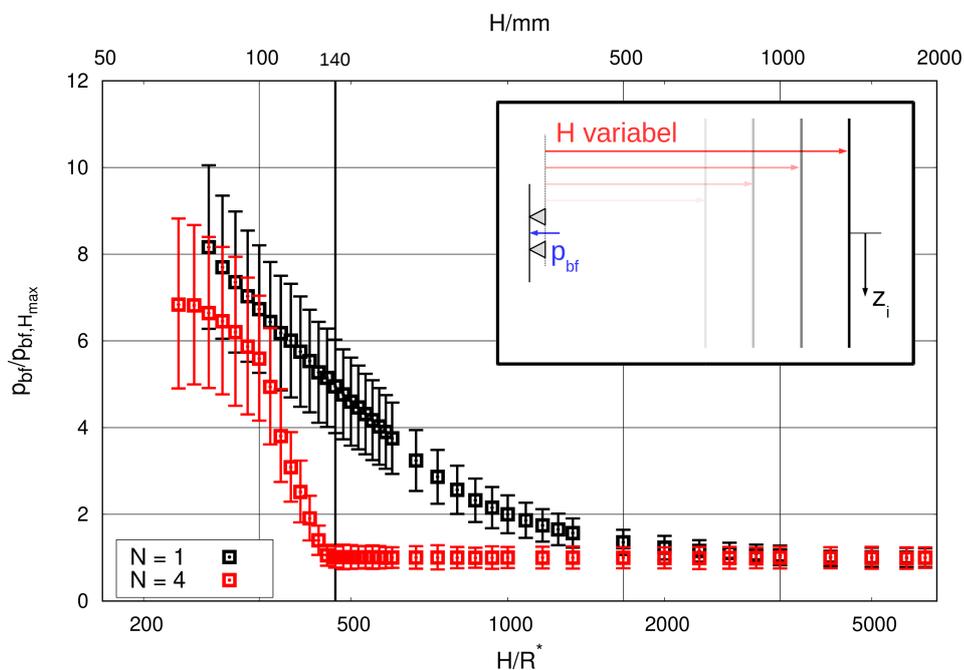


Abbildung 7.3.9.: Beaufschlagungsmessung: Abhängigkeit des Rückströmungsdrucks  $p_{bf}$  von der Flughöhe  $H$  für Einzeldüse und 4-Düsencluster.

Die Kurven zeigen ein sehr unterschiedliches Verhalten. In der Einzeldüsenrückströmung kann ab  $H \leq 1000$  mm ein kontinuierlicher Anstieg der Rückströmung mit sinkender Flughöhe beobachtet werden. Der beobachtete Druckanstieg ist eine Folge der Reflexion von Molekülen an der Beaufschlagungsplatte, die dann auf die Raumfahrzeuggrundplatte zurückströmen. Die Reflexion nimmt zu, weil die vom isentropen Kern stromab beaufschlagte Fläche kleiner und damit dichter wird. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit, dass reflektierte Moleküle auf die Sensoren treffen. Das Verhalten in der Clustermitte ist dagegen qualitativ anders. Bei Flughöhen größer als 140 mm ist kein Einfluss der Platte zu beobachten. Stromauf dieses Punktes ist jedoch ein steiler Dichteanstieg auf einen Faktor 7 zu beobachten. Die Position 140 mm liegt 20 mm stromab des in **Abbildung 6.3.15** identifizierten Beginns des Sekundärtreibstrahls. Stromab dieses Punktes bilden sich aufgeweitete Stoßwellen an den Rändern des Sekundärtreibstrahls aus, die einen Eintritt des an der Beaufschlagungsplatte reflektierten Gases in die Clustermitte verhindern. Hier zeigt sich eine mögliche technische Anwendung: die Präsenz eines Sekundärtreibstrahls sorgt für eine Abschirmung der Raumfahrzeugoberfläche vor zurück fliegenden Partikeln wie Regolith auf einer Landeoberfläche.

Bei der Untersuchung der Rückströmung des Einzel- und Mehrfachtreibstrahls konnten verschiedene theoretische Vorhersagen bestätigt werden. Die Strömung zwischen den Düsen strömt frei aus, sodass die Rückbeaufschlagung innerhalb eines Clusters über weite Strecken von Änderungen in der Umgebung, speziell dem Hintergrunddruck  $p_b$  und der Flughöhe  $H$ , unverändert bleibt. Der Sekundärtreibstrahl schirmt das Clusterinnere ab von Molekülen, die stromab an Oberflächen reflektiert werden. Die Rückströmung stromauf eines Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkungsgebietes ist stärker als die pure Superposition der Einzelrückströmungen. Die Variation des Ruhedruckes  $p_0$  ermöglichte es, die Phasen der Entstehung des Rückströmungsgebietes sichtbar zu machen. Das relativ komplexe Verhalten dieser Strömung ist das Ergebnis zweier gegenläufiger Prozesse: Der Verringerung Grenzsichtdicke innerhalb der Düse bei größeren Düsen-Reynolds-Zahlen  $Re_E$ , sowie der Zunahme der zurück reflektierten Moleküle bei stärkerer Treibstrahlwechselwirkung, hervorgerufen durch größere absolute Dichten im Fernfeld (**Abbildung 7.3.10**).

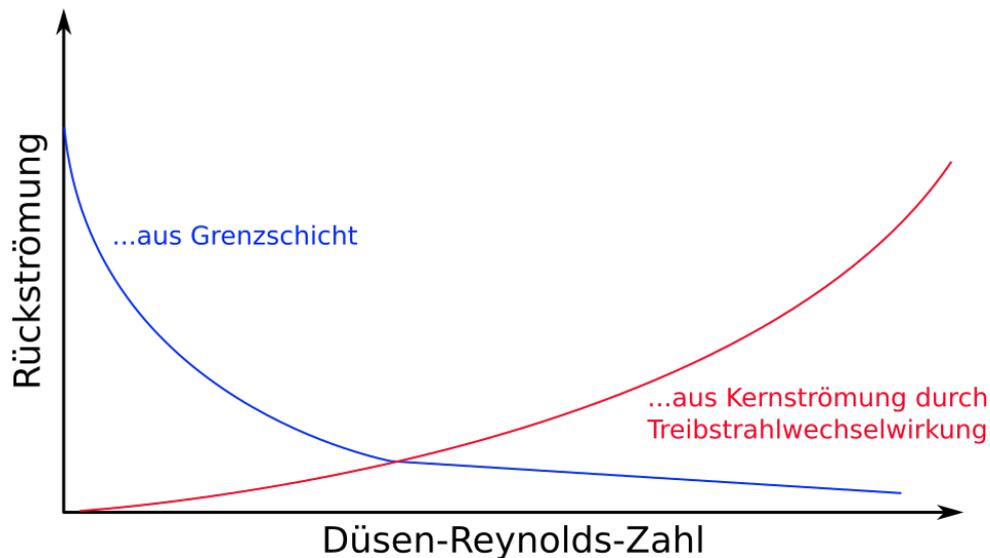


Abbildung 7.3.10.: Zusammensetzung der Rückströmung im 4-Düsencluster bei variabler Düsen-Reynolds-Zahl. Qualitative Darstellung.

### 7.3.3. Beaufschlagung stromab des Einzeltreibstrahls

In diesem Abschnitt wird die Struktur der Beaufschlagung durch den Einzeltreibstrahl bei einer simulierten senkrechten Landung untersucht. Dazu werden aus den Messsignalen der Sensoren auf der Beaufschlagungsplatte, insbesondere im Vergleich mit den Fernfeldmessungen der Patterson-Sonde, Aussagen über die dreidimensionale räumliche Struktur der Strömung getroffen. In **Abbildung 7.3.11** ist der Beaufschlagungsdruck  $p_i$  im Schnittpunkt der Düsen-symmetrielinie mit der Beaufschlagungsplatte dargestellt. Ebenfalls dargestellt ist der Konverterkammerdruck  $p_K$  im Treibstrahl, wie er von der Patterson-Sonde in ungestörter Strömung gemessen wurde.

Die Messreihen zeigen qualitative Unterschiede: Während die Drücke in den Fernfeldmessungen in guter Näherung quadratisch abfallen, ist die Kurve der Beaufschlagungsdrücke in der doppelt-logarithmischen Darstellung gekrümmt. Nahe des Düsenaustritts, bis etwa 100 mm, ist der Druck in Anwesenheit der Beaufschlagungsplatte geringer als in den Fernfeldmessungen. Stromab ist sie hingegen größer, nähert sich bei großen Flughöhen, also bei einem großen Abstand von der Düsenaustrittsebene, der Fernfeldmessung an. Ab einem Abstand von 1000 mm unterschreitet der Beaufschlagungs- den Konverterkammerdruck erneut.

In Kapitel 2.2.2 wurde die numerische Arbeit von Morris et al. diskutiert [66]. Bei einer Landung mit einem Einzeltreibwerk bilden sich zwei distinktierte Phasen aus (**Abbildung 2.2.6**). Bei großen Flughöhen wird die Kernströmung mit einem senkrechten Stoß abgeschlossen, bei geringeren Flughöhen (nahe des Düsenaustritts) legen sich Stoßwellen an die das Triebwerk verlassenden Kompressionswellen an und bilden Schrägstöße, die den senkrechten Stoß in der Mitte begrenzen. Das so entstehende Entropiegleichgewicht auf der beaufschlagten Oberfläche führt zur Ausbildung von Wirbeln und somit zu einer Umwandlung von kinetischer in thermische Energie. Dies äußert sich in

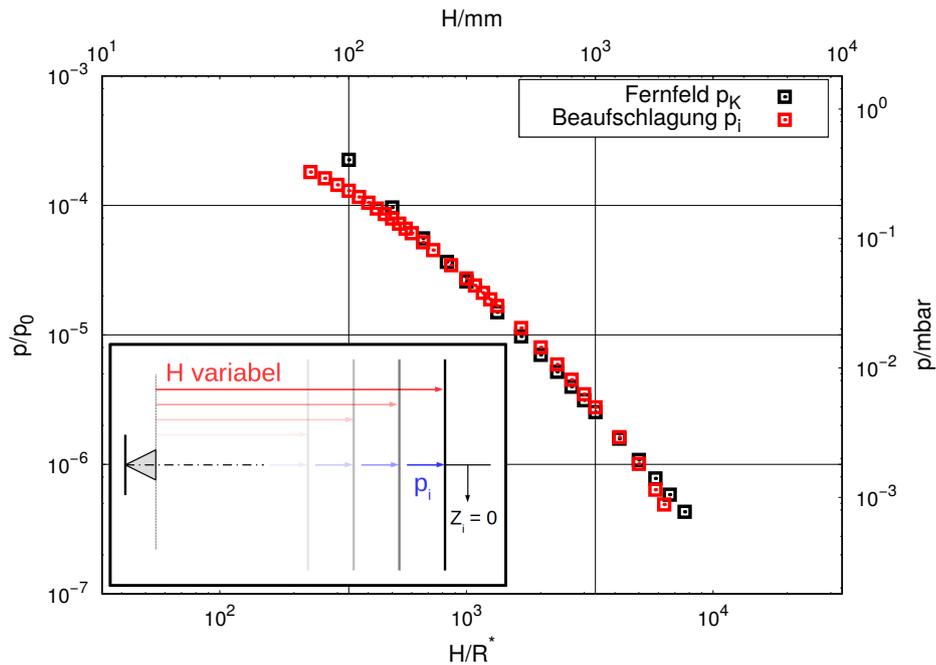


Abbildung 7.3.11.: Beaufschlagungsmessung: Vergleich zwischen Beaufschlagungsdruck auf der Düsensymmetrielinie und Konverterkammerdruck im Fernfeld, Axialprofil des Einzeltriebstrahls.

einem größeren Stoßabstand vom Untergrund und in niedrigeren gemessenen Drücken  $p_i$  als bei größeren Flughöhen. Für eine genauere Analyse der Strömungsbereiche sind in **Abbildung 7.3.12** die nach Gleichung 7.2.11 berechneten Beaufschlagungs-Knudsen-Zahlen  $K_{\Omega_i}$  für drei vertikale Positionen (0 mm, 76 mm und 150 mm) dargestellt.

Zunächst werden die Messpunkte an  $z_i = 0$  mm, also auf der Düsensymmetrielinie, diskutiert.  $K_{\Omega_i}$  durchläuft ein Minimum bei 100 mm, um danach monoton mit der Flughöhe zu steigen. Über den gesamten betrachteten Bereich kann von einer Kontinuumsströmung ausgegangen werden. Bei sehr großen Flughöhen  $H$ , außerhalb des hier betrachteten Messbereichs, wird das frei-molekulare Regime erreicht werden, da die Molekülstromdichte  $\dot{n}$  im Freistrah quadratisch fällt, während der radiale Abstand vom Düsenaustritt linear ansteigt. Die höchste gemessene  $K_{\Omega_i}$  auf der Düsensymmetrielinie beträgt  $3,6 \times 10^{-2}$  bei  $H = 1900$  mm, sodass auch hier Stöße vor der Beaufschlagungsplatte existieren können. Auch die anderen Messkurven zeigen ein globales Minimum in  $K_{\Omega_i}$ , jedoch bei unterschiedlichen Flughöhen. Bei sehr geringen Flughöhen findet fast keine Beaufschlagung auf den äußeren Bereichen der Platte statt, weil nur ein kleiner Teil nahe der Düsensymmetrielinie direkt vom Strahl getroffen wird. Im Gegensatz zum Messpunkt bei  $z = 0$  mm wird hier nicht der Staupunkt, sondern lediglich der statische Druck an der Plattenoberfläche gemessen. Die Strömung aus dem isentropen Kern wird an der Platte nach außen umgelenkt und expandiert radial. Mit steigender Flughöhe vergrößert sich der vom isentropen Kern beaufschlagte Bereich auf der Platte, wodurch auch die äußeren Messpunkte mehr Beaufschlagung erfahren und  $K_{\Omega_i}$  fällt. Die  $K_{\Omega_i}$ -Verläufe nähern sich stromab des Minimums mit wachsender Flughöhe an, während die Messreihe bei  $z = 0$  mm weiterhin niedrigere  $K_{\Omega_i}$  zeigt. Die Annäherung der außen liegenden Messpunkte spricht für die Existenz eines zusammenhängenden Strömungsgebietes innerhalb der beaufschlagten Zone.

**Abbildung 7.3.13** zeigt die den Beaufschlagungs-Knudsen-Zahlen zugrunde liegenden Beaufschlagungsdrücke  $p_i$  an verschiedenen vertikalen Positionen. Zusätzlich ist die noch weiter außen liegende Messstelle 304 mm mit aufgenommen worden. Sie wurde in **Abbildung 7.3.12** nicht verwendet, da ihr Kurvenverlauf sich qualitativ nicht von den den Messpunkten bei 76 mm und 150 mm unterscheidet. In logarithmischer Darstellung sind die Unterschiede zwischen den ersten drei Messreihen visuell schwer fassbar. Daher ist **Abbildung 7.3.13** mit einer linearen Ordinatenachse dargestellt.

Das Profil in der Plattenmitte zeigt den bereits aus **Abbildung 7.3.11** bekannten Verlauf. Die anderen Profile liegen unterhalb, nähern sich jedoch zunächst mit steigender Flughöhe an, bevor sie ab etwa 1000 mm wieder aus-

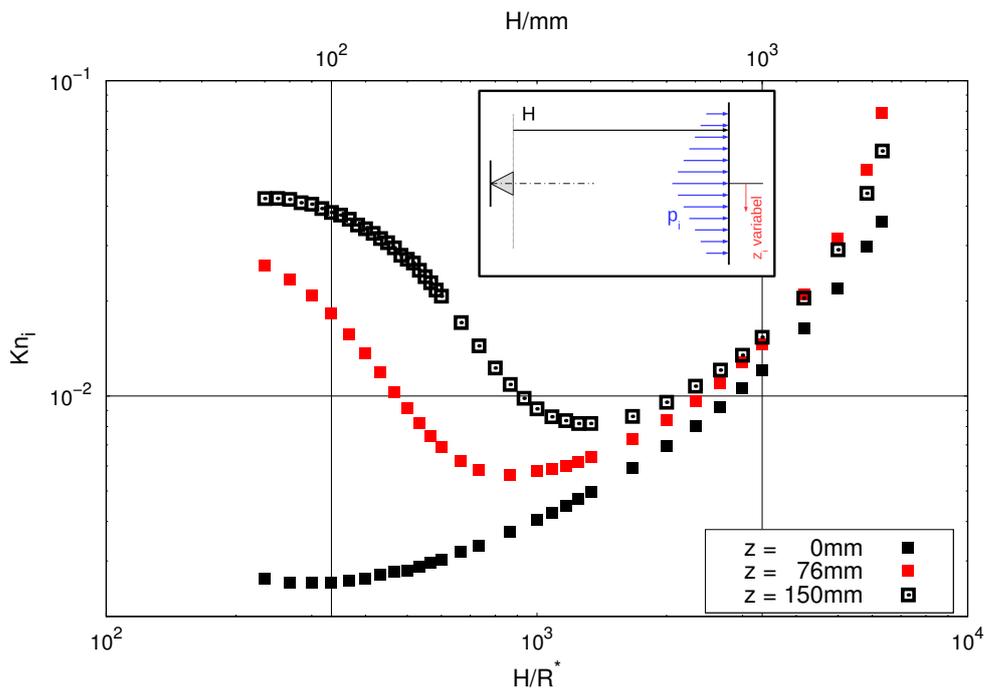


Abbildung 7.3.12.: Beaufschlagungsmessung: Beaufschlagungs-Knudsen-Zahl  $Kn_i$  des Einzeltriebstrahls an drei vertikalen Messpositionen für unterschiedliche Flughöhen.

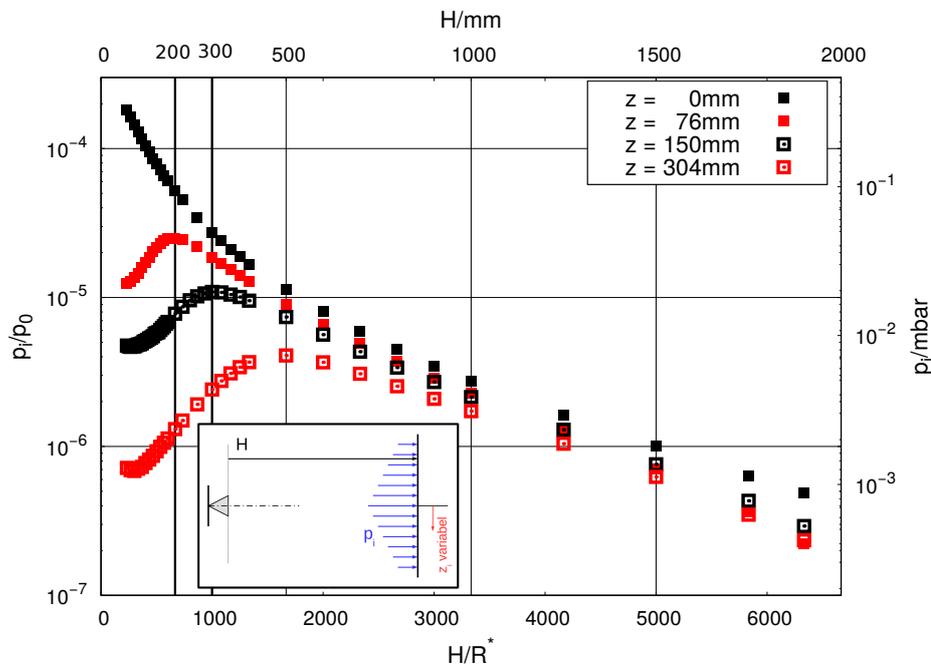


Abbildung 7.3.13.: Beaufschlagungsmessung: Vergleich von Beaufschlagungsprofilen des Einzeltriebstrahls an vier vertikalen Messpositionen für unterschiedliche Flughöhen.

einander driften. Nahe am Düsenaustritt zeigen die beiden äußeren Verläufe relativ geringe Drücke ( $1 \times 10^{-2}$  mbar und  $1 \times 10^{-3}$  mbar). Es findet folglich fast keine Beaufschlagung statt. Jede vertikale Position zeigt bezüglich der Flughöhe je ein Druckmaximum, deren Positionen sind in **Abbildung 7.3.14** aufgetragen. Als Vergleich ist auch der Öffnungswinkel des isentropen Kerns im Freistrah ( $\theta = 20^\circ$ ) als graue Linie eingezeichnet. Verbindet man die Positionen der Druckmaxima, so zeigt sich, dass sie sich stärker als der isentrope Kern aufweiten. Ein gekrümmter Bodenstoß über der Beaufschlagungsplatte würde die Strömung, anders als eine reine frei-molekulare Beaufschlagung, nach außen ablenken, was sich mit dem aus den Messdaten entwickelten Bild deckt.

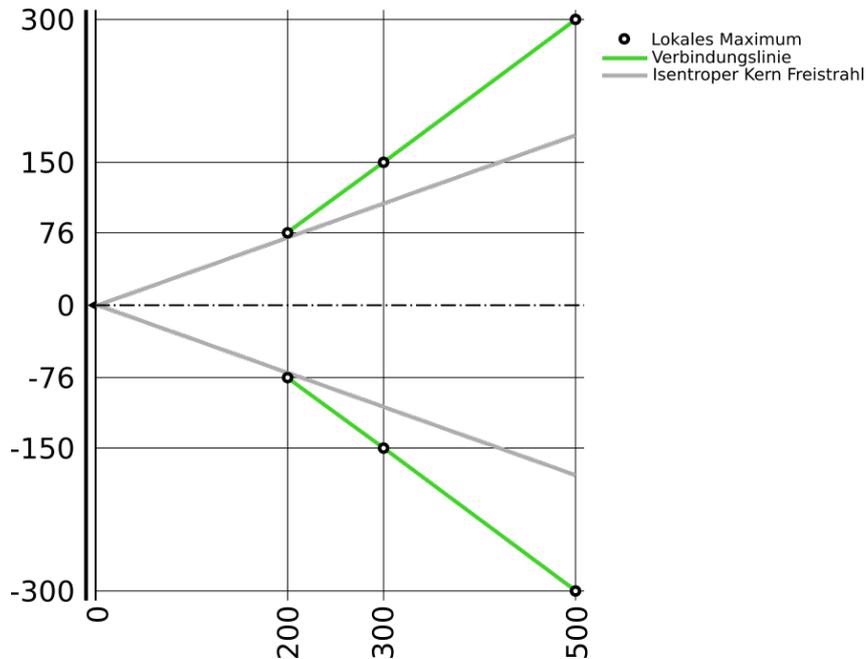


Abbildung 7.3.14.: Beaufschlagungsmessung: Räumliche Verteilung der lokalen Druckmaxima der Beaufschlagung, Einzeltriebstrahl. Alle Positionsangaben in mm.

Eine weitere Möglichkeit zur Betrachtung der gasdynamischen Struktur der Beaufschlagung bietet **Abbildung 7.3.15**. Dargestellt sind hier drei Vertikalprofile des Beaufschlagungsdrucks für die drei Flughöhen 100 mm, 200 mm und 500 mm. Um einen räumlicheren Eindruck zu erhalten, werden die Punkte an der Düsensymmetrieachse ( $z = 0$  mm) gespiegelt. Um mehrere Messpunkte entlang  $z$  zu generieren, wird die Raumfahrzeuggrundplatte samt Düse vertikal verschoben. Die einzelnen Profilreihen zeigen jeweils ein Abknicken in ihren Verläufen. Dieses Verhalten konnte nicht mit Sicherheit erklärt werden, es zeigte sich unabhängig vom Sensor jeweils zu Beginn der Messungen.

Der Druck auf der Symmetrieachse fällt mit steigender Flughöhe ab, wie schon in **Abbildung 7.3.11** gezeigt. Unterschiede in den drei Profilen zeigen sich vor allem an den Flanken bei  $|z| \leq 100$  mm und den Außenbereichen. Während die ersten beiden Profile sehr steil abfallen, ist die Flanke des  $H = 500$  mm Profils deutlich flacher. Zu bedenken ist, dass bereits bei den Angularprofilen im Fernfeld qualitative Unterschiede zwischen den Messreihen an diesen Positionen festgestellt wurden. Bei geringen radialen Abständen (150 mm) ist der Öffnungswinkel des isentropen Kerns kleiner als bei den größeren Abständen (500 mm). Es erscheint daher sinnvoll, ähnlich wie beim Axialprofil, die Fernfeld- mit den Beaufschlagungsmessungen zu vergleichen. Letztere wurden in einem kartesischen Koordinatensystem durchgeführt, erstere in einem Polarkoordinatensystem. Die Sensoren auf der Beaufschlagungsplatte stehen immer senkrecht auf der Platte, während die Öffnung der Patterson-Sonde senkrecht zur angularen Drehbewegung steht. Um die ermittelten Konverterkammerdrücke  $p_K$  im Freistrah mit den Beaufschlagungsdrücken  $p_i$  vergleichen zu können, müssen daher geometrische und gasdynamische Korrekturen vorgenommen werden. **Abbildung 7.3.16** zeigt den geometrischen Zusammenhang zwischen den beiden Koordinatensystemen. Hierbei bezeichnen  $r$  und  $\theta$  die Polarkoordinaten der Fernfeldmessung,  $H$  ist die Flughöhe, also der Abstand zwischen Düsenaustritt und Beaufschlagungsplatte, und  $z_i$  ist die vertikale Koordinate auf der Platte. Sie wird konstruiert durch Verlängerung des Vektors  $r$  bis zur Ebene der Platte. Da  $r = H$ , gilt:

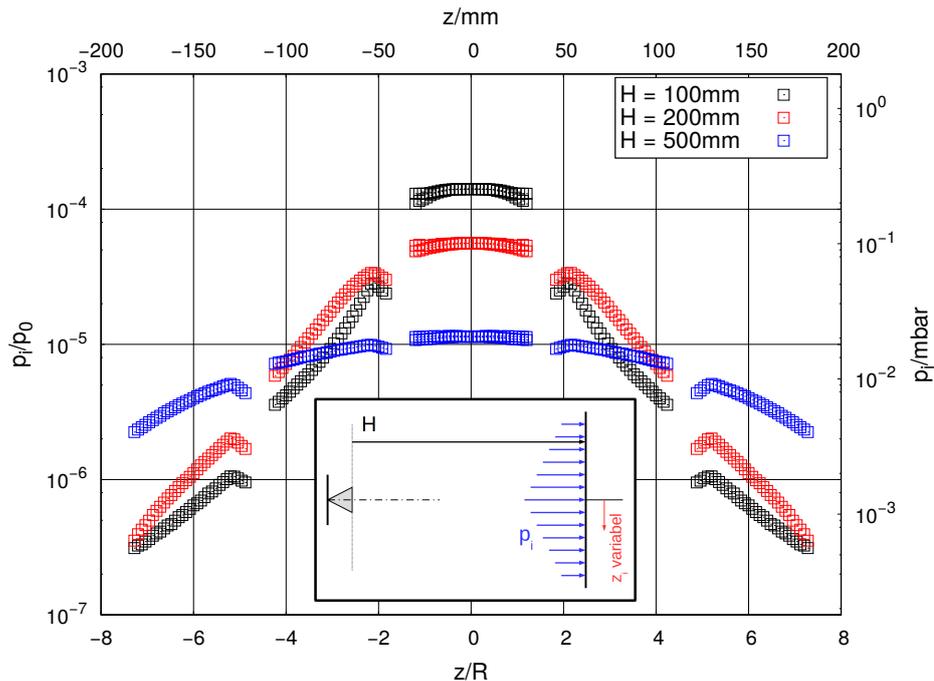


Abbildung 7.3.15.: Beaufschlagungsmessung: Vertikale Beaufschlagungsprofile des Einzeltriebstrahls bei drei verschiedenen Flughöhen.

$$z_i = r_i \tan \theta \quad (7.3.1)$$

Hierbei bezeichnet  $r_i$  den radialen Abstand vom Düsenaustritt zur Beaufschlagungsplatte durch Verlängerung des realen radialen Vektors. Es genügt jedoch nicht, lediglich die Koordinaten der Fernfeldmessungen zu transformieren. Auch die Konverterkammerdrücke  $p_K$  ändern sich entlang ihrer radialen Bahnen. In erster Näherung sei angenommen, dass die Expansion entlang  $r$  ideal quadratisch erfolgt. Wie in Kapitel 6.3.3 gezeigt wurde, konnte diese Eigenschaft des Treibstrahls entlang der Düsensymmetrielinie experimentell bestätigt werden. Aus der Literatur ist bekannt, dass die Expansionspotenz für Polarwinkel  $\theta > 0^\circ$  innerhalb des isentropen Kerns auf Werte kleiner 2 fällt. In der Regel unterschreitet sie jedoch innerhalb eines Kegels mit Öffnungswinkel  $45^\circ$  den Wert 1,9 nicht [74, S. 73ff]. Dennoch sollen beide Potenzen  $n$  als obere und untere Grenze verwendet werden:

$$\frac{p_K(r_i)}{p_K(r)} = \left(\frac{r}{r_i}\right)^n \quad (7.3.2)$$

Es gilt somit für  $r_i$ :

$$r_i = \frac{r}{\cos \theta} \quad (7.3.3)$$

Eingesetzt in Gleichung 7.3.2 erhält man:

$$\frac{p_K(r_i)}{p_K(r)} = \cos^n \theta \quad (7.3.4)$$

**Abbildung 7.3.17a** vergleicht die so gewonnenen projizierten Konverterkammerdrücke  $p_K$  (unter Verwendung von  $n = 1,9$  und 2) mit den auf der Beaufschlagungsplatte gemessenen Werten für  $p_i$ . Die projizierten Angularprofile zeigen auf einer logarithmischen Skala im betrachteten Winkelbereich kaum Abhängigkeit vom verwendeten Exponenten. Beim radialen Abstand von 150 mm wird der Öffnungswinkel des isentropen Kerns als  $18^\circ$  bestimmt, was in dieser Darstellung einer vertikalen Position  $z = |49 \text{ mm}|$  entspricht. Die Beaufschlagungsdrücke zeigen keinen deutlichen Wendepunkt in diesem Bereich. Insgesamt ist der Verlauf flacher, unterschiedliche Bereiche sind nicht klar auszumachen. Dies ist wiederum mit der Präsenz eines Bodenstoßes und der damit verbundenen radialen Abströmung über der Platte erklärbar.

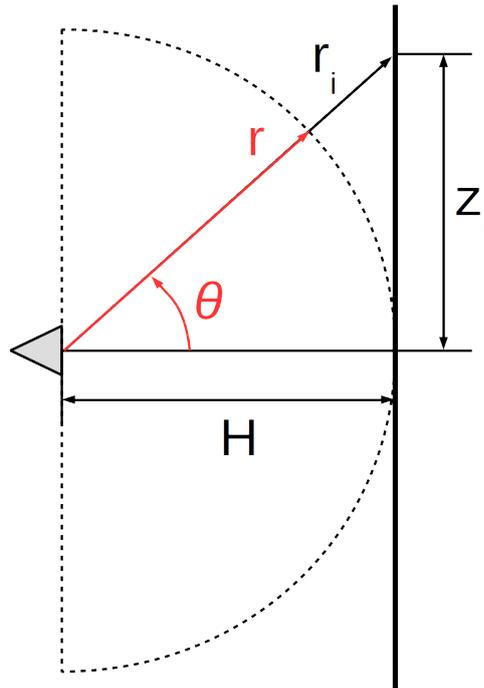


Abbildung 7.3.16.: Projektion der Polarkoordinaten der Fernfeldmessungen auf die Beaufschlagungsfläche.

Zur Vervollständigung des Bildes wird **Abbildung 7.3.17b** diskutiert. Dargestellt sind die Beaufschlagungsdrücke bei  $H = 500\text{ mm}$  sowie das auf die Ebene projizierte Angularprofil für  $r = 500\text{ mm}$ . Bei dieser Flughöhe nimmt die Kernströmung fast den gesamten dargestellten vertikalen Bereich, bis  $|z| < 120\text{ mm}$ , ein. Qualitativ ähneln beide Verläufe einander. Im Gegensatz zum Vertikalprofil bei geringen Flughöhen liegen die Drücke der Beaufschlagung fast ausschließlich über denen der Fernfeldmessungen. Unterschiedliche Beaufschlagungsbereiche sind in vertikaler Richtung nicht mehr zu erkennen. Das bedeutet, dass die qualitative Änderung des Beaufschlagungsprofils von geringen zu großen Flughöhen nicht allein geometrisch begründet ist, sondern dass tatsächlich zwei distinguierte Phasen der Strömung auftreten: Starke radiale Ablenkungen bei geringen Flughöhen und eine direkte Beaufschlagung bei großen Flughöhen. Diese Erkenntnisse passen zu den von Morris et al. abgegrenzten Bereichen [66].

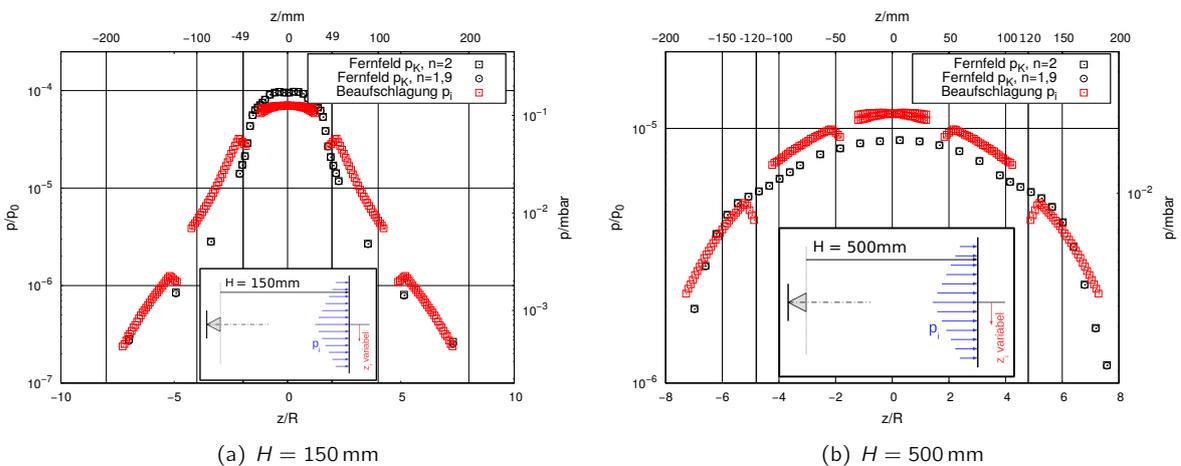


Abbildung 7.3.17.: Vergleich zwischen Beaufschlagungs- und Fernfeldmessung im Einzeltreibstrahl, vertikales Beaufschlagungsprofil und projiziertes Angularprofil.

Die vorgestellten Messergebnisse geben einen Überblick über die gasdynamische Struktur bei der Landung mittels eines Einzeltreibstrahls unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen. Die Knudsen-Zahlen sowie die vermessenen

Profile deuten auf die Präsenz eines Bodenstoßes sowie Kontinuumsbedingungen an der Plattenoberfläche hin. Die Stromlinien des Freistrahls werden radial nach außen abgelenkt. Die Grenze des isentropen Kerns spiegelt sich auf der Beaufschlagungsplatte als ein Bereich erhöhten Druckes wieder, der aufgrund der Ablenkung mit einem größeren Öffnungswinkel als die Kernströmung bei steigender Flughöhe nach außen wandert. Die Druckprofile auf der Beaufschlagungsplatte ändern sich qualitativ deutlich mit der Flughöhe, was ein Indiz auf die Präsenz der zwei theoretisch vorhergesagten, unterschiedlichen Strömungsphasen sein kann.

### 7.3.4. Beaufschlagung stromab des Mehrfachtreibstrahls

Im finalen Abschnitt dieses Kapitels werden die Messergebnisse der Beaufschlagung durch einen Mehrfachtreibstrahl diskutiert. Neben den Fernfeldmessungen kann hier auch der Vergleich mit der Einzeltreibstrahlbeaufschlagung zur Interpretation genutzt werden. Anders als bei der Einzelbeaufschlagung erwartet man bei der Beaufschlagung mit vier Düsen drei separate Strömungsbereiche [65]. Sie wurden bereits in Kapitel 2.2.2 diskutiert (**Abbildung 2.2.7**). **Abbildung 7.3.18** zeigt den gemessenen Beaufschlagungsdruck  $p_t$  entlang der Clustermitte ( $z = 0$  mm) und über einer Düse des Clusters ( $z = R = 25$  mm).

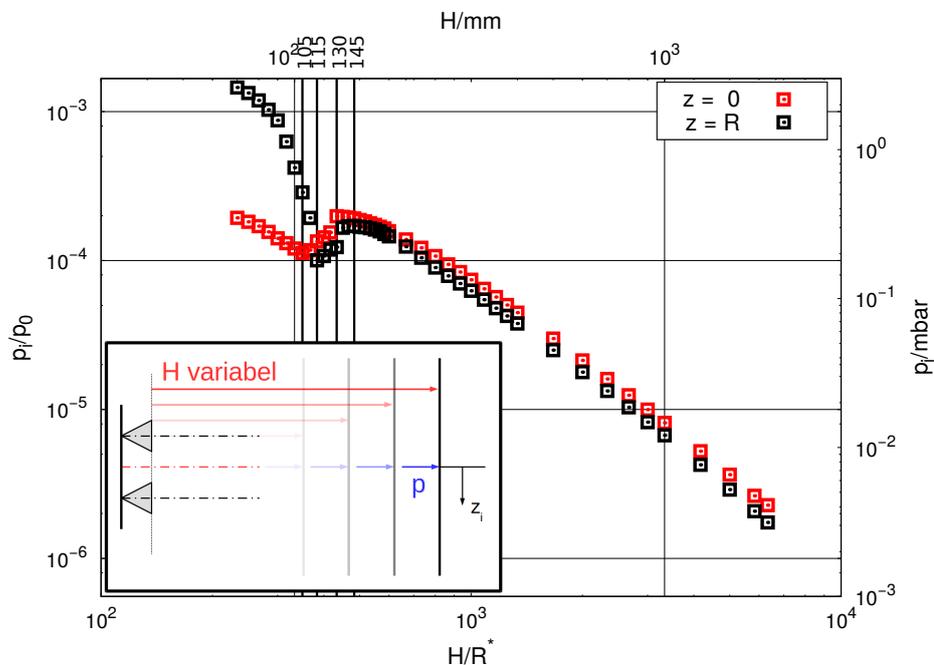


Abbildung 7.3.18.: Beaufschlagungsmessung: Axiale Beaufschlagungsdrücke des Mehrfachtreibstrahl entlang der Cluster- und Düsensymmetrielinie bei verschiedenen Flughöhen.

Sofort fällt auf, dass das Profil auf der Clustermitte, anders als die Beaufschlagungsprofile des Einzeltreibstrahls in **Abbildung 7.3.13**, zwei Extrema aufweisen. Bei Flughöhen kleiner als 105 mm fallen die Drücke mit steigender Flughöhe über den Düsen ( $z = 25$  mm) stärker als in der Clustermitte ( $z = 0$  mm). Die Beaufschlagung über der Clustermitte erreicht ein lokales Druckminimum bei  $H = 105$  mm, die Messstelle über der Düse weiter stromab bei 115 mm. Wird die Flughöhe weiter erhöht, steigen beide Druckprofile leicht an, bis sie ein lokales Maximum erreichen und danach mit gleichem Gradienten mit steigender Flughöhe abfallen. Über der Clustermitte werden dabei höhere Drücke gemessen als über den Düsen. Das lokale Maximum liegt über der Clustermitte bei 130 mm und über den Düsen erneut weiter stromab bei 145 mm. Die Profile zeigen, dass sich bei großen Flughöhen, über 105 mm, eine gleichmäßige Beaufschlagung im Gebiet um die Clustersymmetrielinie herum ausbildet. Bei geringeren Flughöhen tritt die stärkste Beaufschlagung über den Düsen auf, während sie zur Mitte hin abfällt. Bevor weitere Beaufschlagungsprofile diskutiert werden, soll überprüft werden, in welchem Strömungsbereich die Wechselwirkungen eingruppiert werden können. Die oben präsentierten Daten dienen zu Berechnung der in **Abbildung 7.3.19** dargestellten Beaufschlagungs-Knudsens-

Zahlen  $K_{\eta_i}$  entlang der Cluster- und Düsensymmetrielinien. Die charakteristischen Flughöhen 105 mm und 130 mm sind durch Hilfslinien gekennzeichnet.

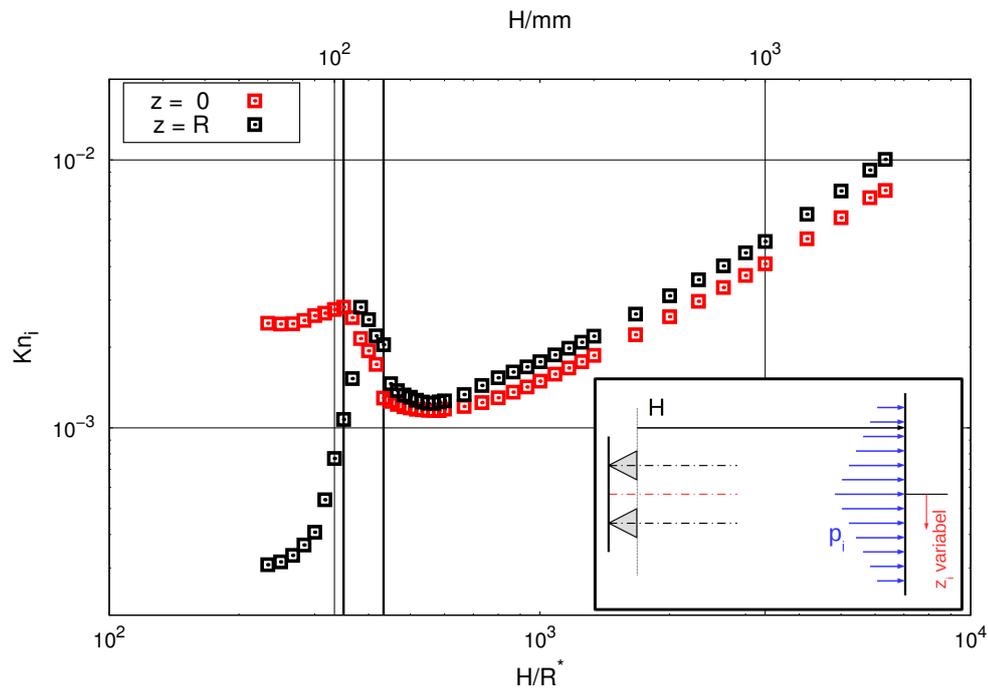


Abbildung 7.3.19.: Beaufschlagungsmessung: Beaufschlagungs-Knudsen-Zahl  $K_{\eta_i}$  des Mehrfachtreibstrahls entlang der Cluster- und Düsensymmetrielinie bei verschiedenen Flughöhen.

Die aus den Messdaten berechneten  $K_{\eta_i}$  zeigen, dass sich die Beaufschlagung durch den Mehrfachtreibstrahl an allen in der Abbildung betrachteten Positionen als Kontinuum betrachten lässt, die Ausbildung diskreter Stöße also möglich ist. Die höchste bestimmte  $K_{\eta_i}$  beträgt etwa  $1 \times 10^{-2}$ . Bei Flughöhen  $H < 105 \text{ mm}$  liegt  $K_{\eta_i}$  über den Düsenaustritten um fast eine Größenordnung unter dem Wert über der Clustermitte. Extrapoliert man die gemessenen Daten für noch größere Flughöhen, so kann mit dem Erreichen von  $K_{\eta_i} = 1$  (Transitionsregime) bei  $H > 1600 \text{ m}$  gerechnet werden, mehrere Größenordnungen über den experimentell hier untersuchbaren Dimensionen. Die Beaufschlagungsprofile über den Cluster- und Düsensymmetrielinien werden nun mit den entsprechenden Patterson-Sonden-Profilen aus Kapitel 6.3.5 verglichen. In **Abbildung 7.3.20** sind diese Messreihen dargestellt. Die Positionen der lokalen Maxima der Fernfeldprofile, 120 mm und 180 mm, sind zur besseren Übersichtlichkeit eingetragen.

Das lokale Maximum der Fernfeldströmung über der Clustermitte (120 mm) ist ein charakteristischer Punkt des Sekundärtreibstrahls. Es liegt zwischen den lokalen Extrema der Beaufschlagung, dem einzigen Strömungsbereich, in dem die Beaufschlagung mit steigender Flughöhe zunimmt. Auf der Düsensymmetrielinie wird das lokale Maximum des Konverterkammerdruckes bei 180 mm erreicht. Der Beginn des Sekundärtreibstrahls wurde in Kapitel 6.3.5 bei 160 mm identifiziert. Beide Positionen liegen stromab der lokalen Extrema der Beaufschlagungsmessungen. In **Abbildung 7.3.21** werden die neu bestimmten lokalen Extrema der Beaufschlagung mit den bereits bekannten (hier linear interpolierten) Konturen des Mehrfachtreibstrahls maßstabsgerecht übereinander gelegt.

In den Axialprofilen der Beaufschlagung durch den Mehrfachtreibstrahl können drei qualitativ unterschiedliche Phasen identifiziert werden. Die erste Phase, bei sehr geringen Flughöhen, entspricht der lokalen Beaufschlagung durch Einzeldüsen. Wird die Flughöhe weiter erhöht, beginnen diese Einzeltreibstrahlen in Wechselwirkung zu treten und bilden diskrete oder aufgeweitete Stöße zwischen ihren Symmetrieebenen. Der damit verbundene lokale Druckanstieg spiegelt sich in der Beaufschlagung wider. Offenbar zeigt sich die zunehmende Beaufschlagung stromauf der Position, an der die Kompression im Fernfeld zu beobachten wäre. Innerhalb des Sekundärtreibstrahls, der dritten Beaufschlagungsphase, ähnelt das Verhältnis von Fernfeldmessung zu Beaufschlagung wieder dem Einzeldüsenfall, zumindest bei Betrachtung der Axialprofile. In **Abbildung 7.3.22** sind Vertikalprofile bei geringen Flughöhen bis 150 mm dargestellt. Die Clustermitte ist durch eine rote, die Düsensymmetrielinien sind durch schwarze Strich-Punkt-Linien

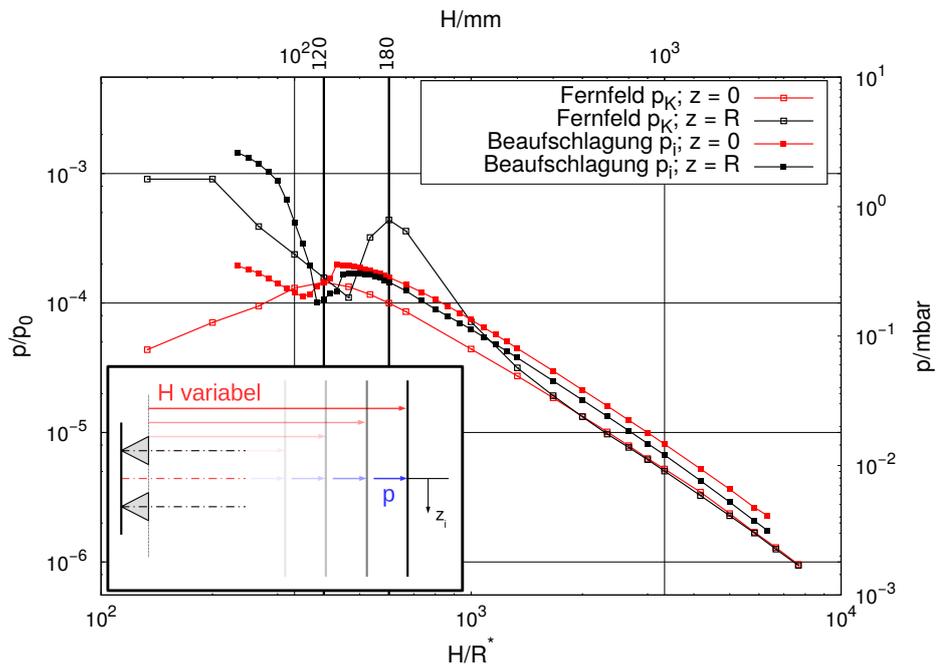


Abbildung 7.3.20.: Beaufschlagungsmessung: Vergleich zwischen Beaufschlagungs- und Fernfeldmessung, Axialprofile des Mehrfachtreibstrahls.

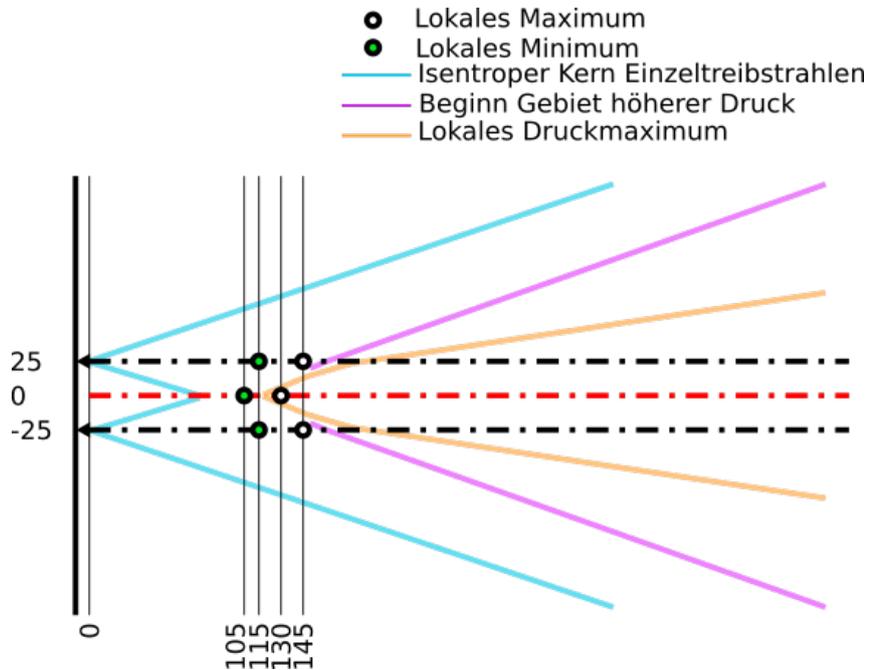


Abbildung 7.3.21.: Beaufschlagungsmessung: Räumliche Verteilung der lokalen Druckextrema der Beaufschlagung über den Symmetrieachsen, Mehrfachtreibstrahl. Alle Positionsangaben in mm.

gekennzeichnet.

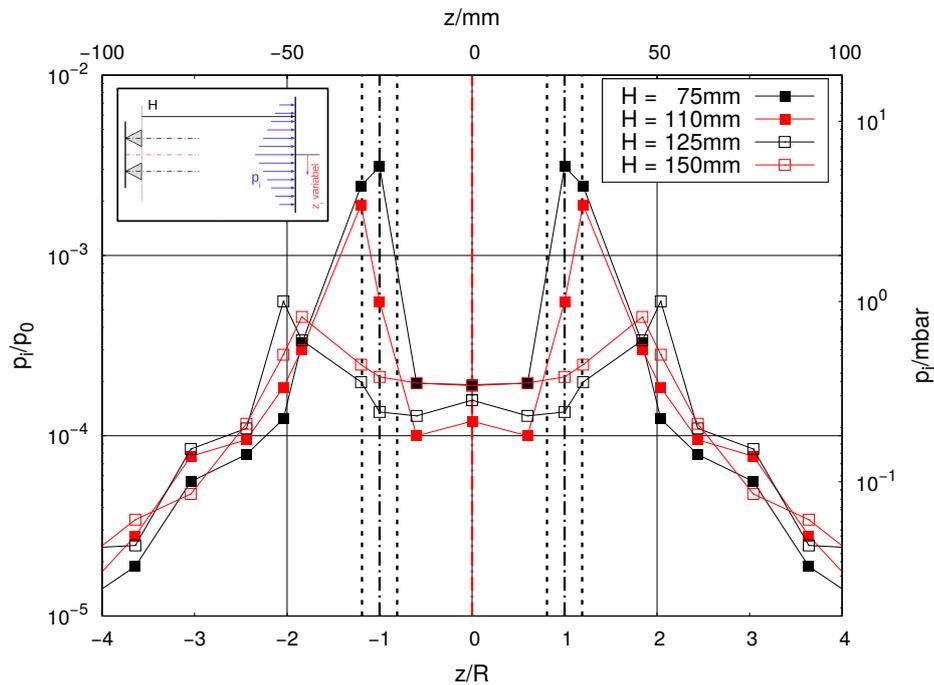


Abbildung 7.3.22.: Beaufschlagungsmessung: Vertikale Beaufschlagungsprofile des Mehrfachtreibstrahls bis  $H = 150$  mm.

Alle vier Profile zeigen eine ähnliche Struktur. Stoßwellen begrenzen ein Gebiet niedrigeren Druckes in der Nähe der Clustermitte, außerhalb fällt der Beaufschlagungsdruck exponentiell ab. Unterschiede bestehen in Position, Breite und Stärke der Stöße, sowie im Druck in der Clustermitte. Bei  $H = 75$  mm, also im monoton fallenden Gebiet der axialen Beaufschlagung, wird der höchste Druck auf den Düsensymmetrielinien gemessen. Zur Clustermitte hin haben die Stöße steile Flanken, in der Clustermitte herrscht ein relativ homogener Druck. Die äußeren Flanken des Hochdruckgebietes sind deutlich flacher und gehen fließend in das exponentiell fallende Gebiet der Grenzschichtströmungsbeaufschlagung über.

Steigt die Flughöhe auf 110 mm, so bewegen sich die Druckmaxima nach außen auf 28 mm und werden dabei schwächer. Insgesamt vergrößert sich das Kernströmungsgebiet, während der Bereich der Grenzschichtströmung unverändert bleibt. Verändert sich der Massenstrom im Außenbereich nicht, so muss er auch im Clusterinneren konstant bleiben. Die Bewegung der Stoßwellen nach außen bewirkt somit einen niedrigeren Beaufschlagungsdruck über der Clustermitte, wie er in **Abbildung 7.3.22** zu sehen ist. Dies erklärt die sinkende Beaufschlagung bei Flughöhen kleiner als 105 mm. Eine weitere wichtige Beobachtung ist, dass der Druck über der geometrischen Clustermitte leicht größer ist als in den äußeren Bereichen der Kernströmung. Eine Erklärung ist, dass hier alle vier Düsen gleichermaßen an der Beaufschlagung beteiligt sind, während an allen anderen Punkten der Einfluss von höchstens zwei Düsen dominierend ist.

Noch innerhalb des monoton steigenden Bereiches der axialen Beaufschlagungsprofile, bei  $H = 125$  mm, ändert sich die Gestalt des Profils vollkommen. Der Druck über der Clustermitte steigt an, die Druckmaxima wandern nach außen und sind dabei stark reduziert. Sie liegen nun bei  $|z| = 51$  mm. Nicht die direkte Beaufschlagung der Einzeltriebstrahlen, sondern die Grenzen des sich ausbildenden Sekundärtreibstrahls sind nun entscheidend für die Struktur der Beaufschlagung. Bei dieser Flughöhe hat sich, wie auch in Kapitel 6.3.5 diskutiert, bereits eine axiale Strömung im Sekundärtreibstrahl ausgebildet. Die der Clustermitte entsprechende Position auf der Beaufschlagungsplatte wird nun direkt von ihm beaufschlagt. Der Übergang von der Beaufschlagung im Bereich  $z = 0$  mm durch die Summe von vier Einzeltriebstrahlen zur Beaufschlagung durch einen eigenständigen Sekundärtreibstrahl verursacht den im Axialprofil der Beaufschlagung sichtbaren Anstieg der Beaufschlagungsdrücke zwischen 105 mm und 130 mm.

Bei  $H = 150$  mm scheint die Transformation zur reinen Beaufschlagung durch den Sekundärtreibstrahl abgeschlos-

sen zu sein. Die Druckmaxima sind bei  $|z| = 46$  mm zu erkennen, also weiter innen liegend als noch bei 125 mm. Zwischen den Maximas bildet sich ein konstantes Beaufschlagungsgebiet, wie es typisch ist für Mach-Scheiben vor Oberflächen und wie es auch schon beim Einzeltriebstrahl in Kapitel 7.3.3 aufgetreten ist. Mit steigender Flughöhe hat der Sekundärtreibstrahl mehr Raum um zu expandieren, sodass auch der gemessene Beaufschlagungsdruck fällt. Dies ist der in den Axialprofilen sichtbare Bereich für  $H > 130$  mm.

Zur Veranschaulichung der vertikalen Beaufschlagungsprofile bei größeren Flughöhen sind in **Abbildung 7.3.23** Vertikalprofile bei  $H = 100$  mm, 150 mm und 500 mm in einem Diagramm dargestellt.

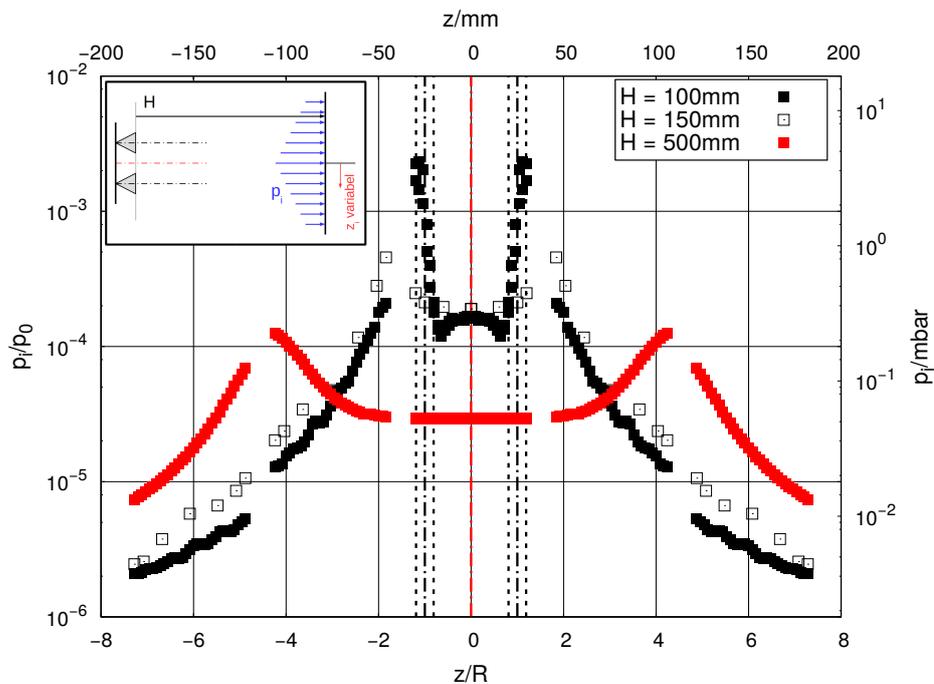


Abbildung 7.3.23.: Beaufschlagungsmessung: Vertikale Beaufschlagungsprofile des Mehrfachtriebstrahls bis  $H = 500$  mm.

In der Darstellung werden die Änderungen im Beaufschlagungsprofil über größere Höhenveränderungen deutlich. Der Grenzschichtbereich bewegt sich erwartungsgemäß nach außen, über der Clustermitte bildet sich ein homogenes Druckplateau aus. Mit steigender Flughöhe wird das Beaufschlagungsgebiet in der Mitte größer, entsprechend fällt der Druck ab. Die Struktur der Vertikalbeaufschlagung ändert sich bei Flughöhen  $H > 130$  mm nicht mehr. Im Kontrast dazu stehen die starken Änderungen in den Profilen für  $H < 130$  mm. Die Druckspitzen fallen hier mit den Düsensymmetrielinien überein. Um einen globalen Eindruck von den bisher diskutierten Profilen zu bekommen, werden die lokalen Extrema der Vertikalprofile in die oben diskutierte maßstabsgetreue Skizze eingetragen. Dies ist in **Abbildung 7.3.24** gezeigt.

Werden alle Axial- und Vertikalprofile zusammen genommen, entsteht der Eindruck, dass die beobachteten Druckmaxima in zwei Gruppen eingeteilt werden können. Bei sehr geringen Flughöhen werden lokale Maxima in den Profilen gemessen, die scharf konturiert sind. Bei  $H = 75$  mm sind sie über den jeweiligen Einzeldüsen lokalisiert, bei steigender Flughöhe wandern sie nach außen. Vermutlich aufgrund der radialen Ablenkung der Stromlinien nach Auftreffen auf den Bodenstoß. Dabei erfolgt auch eine radiale Ablenkung nach innen und die Ausbildung lokaler Maxima auf der Clustersymmetrielinie, messbar ab 100 mm. Dieses lokale Maxima ist die Analogie zur Ausbildung des Sekundärtreibstrahls im ungestörten Fall, jedoch stromauf verschoben aufgrund der lokal höheren Drücke. Genau wie der Sekundärtreibstrahl weitet sich auch dieses Hochdruckgebiet aus und bildet bereits ab  $H = 150$  mm Beaufschlagungsprofile ähnlich derer im Einzeltriebstrahlfall. Die oben erwähnte *Wanderung* des Druckmaximums von  $z = 51$  mm auf 46 mm zwischen  $H = 125$  mm und 150 mm ist demnach damit zu erklären, dass die jeweiligen Druckmaxima vollkommen unterschiedlichen Ursprungs sind. Die zwei lokalen Druckmaxima, die sich mit der Flughöhe nach außen bewegen, können auch erklären, warum auf den Axialprofilen jeweils zwei Druckmaxima registriert werden.

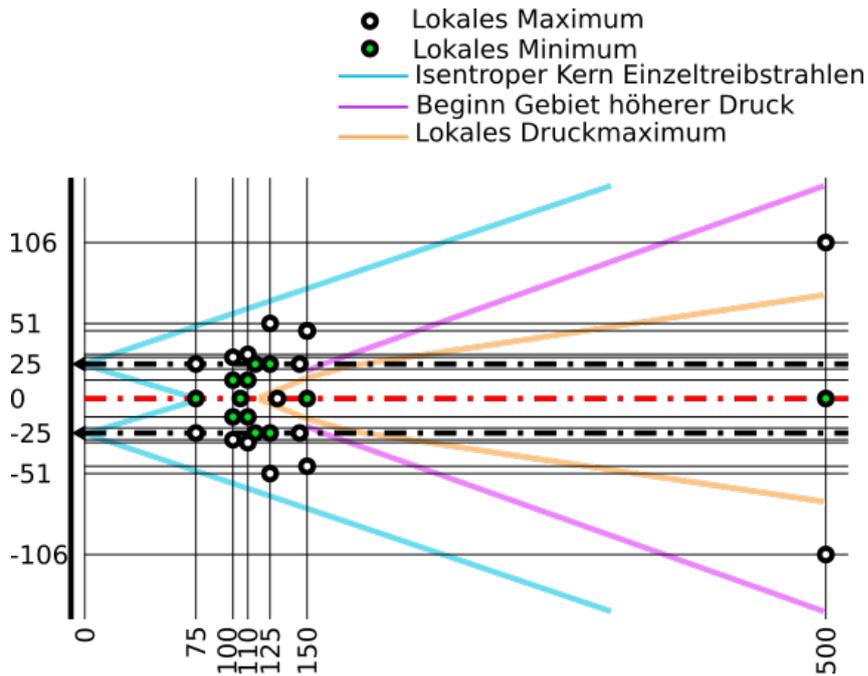


Abbildung 7.3.24.: Beaufschlagungsmessung: Räumliche Verteilung der lokalen Druckextrema der Beaufschlagung, Mehrfachtreibstrahl. Alle Positionsangaben in mm.

Bei der Diskussion der Rückströmung wurde festgestellt, dass die Rückströmung innerhalb des Clusters erst bei  $H < 140$  mm stärker belastet wird, als dies bei der einfachen Superposition von vier Einzeldüsen zu erwarten wäre. Dies spricht für die Phase geringster Flughöhe im Modell von Morris et al. und deckt sich mit der hier gemachten Beobachtung, dass sich der Sekundärtreibstrahl erst ab  $H > 130$  mm in den Beaufschlagungsprofilen widerspiegelt [66].

**Abbildung 7.3.25** zeigt den Vergleich zwischen der Beaufschlagung durch eine und vier Düsen in Abhängigkeit der Flughöhe. **Abbildung 7.25(a)** zeigt die aufgenommenen Messpunkte entlang der Düsen- und Clustersymmetrielinie, in **Abbildung 7.25(b)** sind die Quotienten der Beaufschlagung auf der Clustersymmetrielinie zur Beaufschlagung auf der Düsen- und Clustersymmetrielinie der Einzeldüse dargestellt.

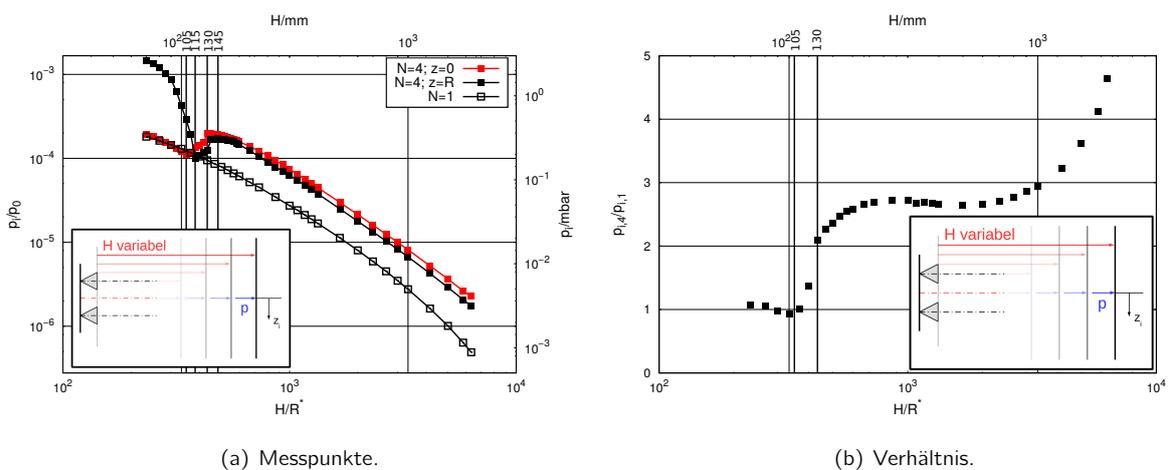


Abbildung 7.3.25.: Beaufschlagungsmessung: Vergleich der Beaufschlagungsdrücke von Einzel- und Mehrfachtreibstrahl entlang der Düsen- und Clustersymmetrielinie bei verschiedenen Flughöhen.

Bis  $H \leq 105$  mm entspricht die Mehrfachbeaufschlagung über der Clustersymmetrielinie in etwa der Einfachbeaufschlagung auf der Düsen- und Clustersymmetrielinie. Danach steigt das Verhältnis sprunghaft an. Das lokale Maximum des

Beaufschlagungsprofil des Clusters spiegelt sich nicht im Verhältnis der Beaufschlagungen wider. Überraschend ist, dass die Beaufschlagung über den Düsensymmetrielinien im Cluster bei geringen Flughöhen deutlich stärker ist als im Einzeldüsenfall. Die in den Vertikalprofilen bei  $H = 75$  mm sichtbaren Druckspitzen sind also nicht nur der einfachen Beaufschlagung durch die Düsen geschuldet, sondern bereits ein Phänomen der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung in unmittelbarer Nähe der Beaufschlagungsplatte. Die Anwesenheit einer Bodenplatte sorgt also für eine deutliche Verschiebung der Treibstrahl-Treibstrahl-Wechselwirkung stromauf.

Zuletzt sollen wieder die Angularprofile der Freistrahlmessungen mit den gewonnenen Beaufschlagungsprofilen verglichen werden. Die von der Patterson-Sonde gemessenen Profile wurden wie in Abschnitt 7.3.3 auf die Ebene der Beaufschlagungsplatte projiziert. Hier wird nur  $n = 2$  als Expansionspotenz verwendet.

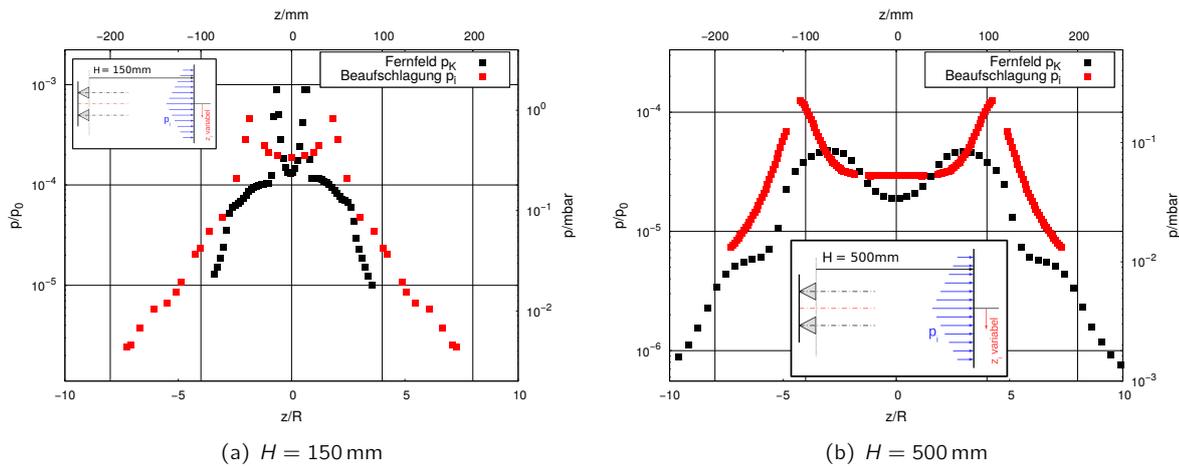


Abbildung 7.3.26.: Beaufschlagungsmessung: Vergleich zwischen Beaufschlagungs- und Fernfeldmessung, Vertikalprofile des Mehrfachtreibstrahls.

Die Beaufschlagungsprofile unterscheiden sich deutlich von den Fernfeldmessungen. Obwohl die Angularprofile des Fernfelds bei  $r = 150$  mm und  $r = 500$  mm große qualitative Unterschiede zeigen, sind sich die Vertikalprofile der Beaufschlagung einander qualitativ ähnlich. Die Druckmaxima der Beaufschlagung liegen weiter von der Clustersymmetrielinie entfernt, vermutlich aufgrund der Ablenkung der Stromlinien beim Durchgang durch den Bodenstoß. Die qualitativen Unterschiede zwischen Beaufschlagungs- und Fernfeldmessung selbst bei  $H = 500$  mm stehen im Kontrast zu den Beobachtungen an der Beaufschlagung durch den Einzeltriebstrahl. Das heißt, innerhalb der betrachteten Flughöhen kann die Beaufschlagung durch den Sekundärtreibstrahl nicht als einfache Beaufschlagung durch einen Einzeltriebstrahl interpretiert werden, wie im Landungsmodell von Morris et al. bei großen Flughöhen [66]. **Abbildung 7.3.27** zeigt in Form einer qualitativen Skizze, wie sich die Beaufschlagung und die Treibstrahl-Treibstrahl-Interaktion gemäß der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse während einer Landung mit einem Düsencluster ändern.

Bei sehr großen Flughöhen, im betrachteten Fall  $H > 145$  mm, dominiert die Beaufschlagung durch den Sekundärtreibstrahl. Die ihn begrenzenden Stoßwellen weiten sich stromab auf, was durch eine Verbreiterung der schwarzen Linien gekennzeichnet ist. Stromab des im Kernbereich senkrechten Bodenstoßes wird die Strömung radial nach außen abgelenkt und expandiert dabei. Dieser innere Bereich der Beaufschlagung wird von lokalen Druckmaxima begrenzt, die mit den den Sekundärtreibstrahl begrenzenden Kompressionswellen korrespondieren, aber nach *außen* (weg vom Clusterzentrum) abgelenkt sind.

Im Bereich  $145 \text{ mm} > H > 105$  mm vereinigen sich Bodenstoß und Sekundärtreibstrahl, da letzterer in der ungestörten Strömung an dieser Stelle diskrete Begrenzungsstöße aufweist. Statt eines senkrecht abschließenden Stoßes bilden sich nun Schrägstoßstrukturen: im Beaufschlagungsprofil zeigen sich lokale Maxima, die den vier Einzeldüsen zuzuordnen sind, jedoch vom Clusterzentrum weg umgelenkt wurden. Die lokalen Beaufschlagungsmaxima bei großen Flughöhen haben sich zu einem Einzelmaximum auf der Clustersymmetrielinie vereinigt. Die Auflösung des Sekundärtreibstrahls öffnet das Rückströmungsgebiet für Beaufschlagungen abgelenkter Moleküle aus den Einzeldüsen, wodurch diese drastisch ansteigt (vgl. **Abbildung 7.3.9**).

In der letzten Phase der Landung, hier bei  $H < 105$  mm, bilden sich wieder senkrecht abschließende Stöße, jedoch

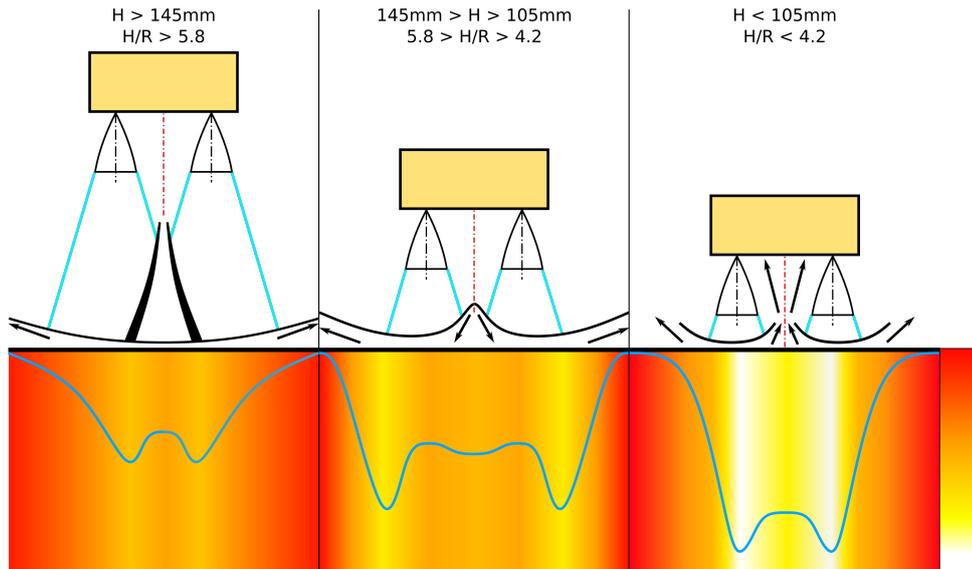


Abbildung 7.3.27.: Beaufschlagungsmessung: Entwicklung des Strömungs- und Beaufschlagungsprofils des Mehrfachtreibstrahls bei Variation der Flughöhe  $H$ , qualitative Skizzen abgeleitet aus den Messergebnissen.

stromab jeder einzelnen vier Düsen. Die Beaufschlagungsmaxima liegen nun auf den Düsensymmetrielinien, werden also nicht mehr schräg abgelenkt. Durch das *Aufbrechen* der Stoßstrukturen in der Clustermitte können nun auch Moleküle die Raumfahrzeuggrundplatte belasten, die bereits an der Beaufschlagungsplatte diffus reflektiert wurden. Sie haben eine geringere Energie, wodurch der Rückströmungsanstieg abflacht.



## 8. Schlussfolgerung

Die Wechselwirkungen zwischen Treibstrahlen und zwischen Treibstrahl und Oberflächen bei Raumfahrzeuglandemänavern unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen konnten experimentell nachgebildet und untersucht werden. Aus den Messreihen wurde ein zusammenhängendes Bild der komplexen Wechselwirkungen des Strömungsproblems konstruiert.

Im ersten Teil der Arbeit wurde die freie Expansion des Einzeltriebstrahls untersucht, insbesondere wurde die Strömung am Düsenaustritt und im Fernfeld experimentell vermessen. Es wurde festgestellt, dass die Molekülstromdichte auf der Strahlachse wie erwartet mit dem Quadrat des Abstands vom Düsenaustritt abfällt, also frei expandiert. Die Variation des Ruhedrucks zeigte eine komplexe Reaktion des Patterson-Sonden-Konverterkammerdrucks im Freistrahlaufgrund der Interaktion von veränderlicher Grenzschichtdicke in der Düse und Konturstößen des divergenten Düsentails. Bei der Untersuchung des Einflusses des Hintergrunddrucks auf die Expansion des Einzeltriebstrahls wurde ein für diese Arbeit (konturierte Düse statt Lochblende) angepasster dimensionsloser Parameter genutzt und seine Aussagekraft experimentell bestätigt. Dieser Parameter kann daher sowohl zur Entwicklung von zukünftigen Treibstrahlmessungen in simulierten Weltraumvakuumumgebungen, als auch für die technische Entwicklung von chemischen Triebwerken, die während der Mission in unterschiedlich dichter Atmosphäre betrieben werden sollen, genutzt werden.

Die Vermessung des Mehrfachtriebstrahls des 4-Düsenclusters führte zu einer Beschreibung charakteristischer Positionen innerhalb des Wechselwirkungsgebietes. Es wurde gezeigt, dass die Strömung entlang der Clustersymmetrielinie stärker als quadratisch expandiert. Sie wird gespeist von den Treibstrahlen der vier Einzeltriebwerke und kann nicht als kugelförmige Quellströmung modelliert werden. Im Gegensatz dazu expandiert der Sekundärtreibstrahl mit einem kleineren Öffnungswinkel als die Einzeltriebstrahlen, wodurch es zur einer zunehmenden Umverteilung der Moleküle von der Symmetrieachse zu den begrenzenden Kompressionswellen kommt. Der direkte Vergleich zwischen der Treibstrahl-Wechselwirkung von zwei und vier Düsen zeigte die erheblichen Unterschiede zwischen diesen beiden Fällen auf. Die Geometrie des Clusters verhindert, dass das Gas frei entweichen kann, die resultierenden Wechselwirkungen sind dadurch deutlich ausgeprägter. Bei der Nutzung von Triebwerksclustern für Raumfahrtmissionen sollte diese hier erstmals experimentell bestätigte Erkenntnis Berücksichtigung finden: Eine *geschlossene* geometrische Anordnung der Triebwerke, zum Beispiel die hier untersuchte Anordnung im Quadrat, beaufschlagt einen kleineren, direkt stromab auf der Clustersymmetrielinie liegenden Bereich (Landeplattformen, Andockstellen) stärker als eine *offene* Anordnung, zum Beispiel mit vier Düsen in einer Reihe. Diese sorgt zwar für eine geringere absolute Beaufschlagung stromab der Düsenaustritte, dafür können auch weiter abseits liegende Bereiche, wie zum Beispiel Solarpaneele am Raumfahrzeug, vom Strahl getroffen werden.

Ebenso wurde die Rückströmung des Einzel- und Mehrfachtriebstrahls experimentell untersucht. Die aus der Literatur bekannte Vermutung, dass die Rückströmung aus der Mitte eines Düsenclusters frei ausströmt, somit kein Informationsaustausch zwischen Clusterinnerem und Umgebung stattfindet, konnte in dieser Arbeit zum ersten mal für simulierte Weltraumvakuumbedingungen experimentell bekräftigt werden. Zudem wurde der Einfluss von Ruhe- und Umgebungsdruck, sowie vom Abstand einer stromab gelegenen Bodenplatte auf die Rückströmung untersucht. In letzterem Fall zeigten sich deutliche Unterschiede zwischen der Rückströmung einer Einzeldüse und eines Düsenclusters. Erst bei sehr geringen Abständen, speziell wenn die Bodenplatte das Entstehungsgebiet des Sekundärtreibstrahls erreicht, wird in der Rückströmung im Inneren des Clusters ein signifikanter Druckanstieg gemessen. Es ist zu überlegen, ob eine solche Clusteranordnung als technische Lösung zum Schutz der Raumfahrzeuggrundplatte vor zum Beispiel rückströmenden Regolith bei Landemänavern eingesetzt werden kann. Die Treibstrahl-Oberflächen-Wechselwirkungen können für reale Raumfahrtmissionen kritisch werden, wenn Abgas des Treibstrahls das Raumfahrzeug oder am Boden befindliche Strukturen, wie bemannte Stationen, mechanisch, thermisch oder chemisch belastet. Auf der Clustermitte kann ein relativer Druckanstieg um einen Faktor von mehr als 37 beobachtet werden, was lokal zu einem Schubgewinn führt, da Anteile der der Schubrichtung entgegengesetzten Strömung ihren Impuls an das Raumfahrzeug zurück ge-

ben, demnach ein größerer Anteil des verfügbaren Massenstroms in für das Raumfahrzeug nutzbaren Schub umgesetzt werden kann. In absoluten Zahlen liegt der Schubgewinn durch die Rückströmung jedoch nur in der Größenordnung von  $\mu\text{N}$  und ist verglichen mit der Hauptschubrichtung (83 mN) vernachlässigbar klein.

Die stromab gelegene Beaufschlagung wurde experimentell untersucht. Die Messdaten legen die Vermutung nahe, dass sich bereits bei der Beaufschlagung durch den Einzeltriebstrahl ein Bodenstoß und damit Kontinuumsverhältnisse über der Beaufschlagungsplatte ausbilden. Die Strömung des isentropen Kerns wird beim Durchgang durch den Bodenstoß radial nach außen abgelenkt. Die Grenze des isentropen Kerns zeigt sich als lokales Maximum in den Beaufschlagungsprofilen. Bei geringen Flughöhen findet eine stärkere radiale Ablenkung der Strömung an der Beaufschlagungsplatte als bei großen Flughöhen statt, was auf eine Interaktion zwischen Landeoberfläche und Konturstößen im Nahfeld des Treibstrahls hindeutet und deren Bedeutung für die Beschreibung des Strömungsfeldes insbesondere im Hinblick auf Landemanöver unterstreicht.

Zuletzt wurde die Beaufschlagung durch den Mehrfachtriebstrahl charakterisiert. Diese durchläuft mehrere Phasen, die zum Teil bereits in der Literatur vorhergesagt wurden. Bei sehr großen Flughöhen erfolgt die Beaufschlagung stromab fast vollständig durch den Sekundärtreibstrahl, es bildet sich ein senkrecht abschließender Bodenstoß in der Kernströmung des Sekundärtreibstrahls aus. Das Beaufschlagungsprofil wird definiert durch die Lage der den Sekundärtreibstrahl begrenzenden Kompressionswellen. Bei sehr niedrigen Flughöhen, stromauf der Ausbildung des Sekundärtreibstrahls, überlagern sich vier Beaufschlagungen der einzelnen Düsen des Clusters. Die größte Komplexität zeigt das dazwischen liegende Übergangsgebiet, in dem sich im ungestörten Fall bereits ein Sekundärtreibstrahl ausgebildet hat, der aber noch nicht so stark verdünnt ist, dass sich seine begrenzenden Stöße aufgeweitet oder aufgelöst haben. Diese Wechselwirkungsstöße verbinden sich mit dem Bodenstoß, es bildet sich ein Schrägstoßsystem, indem die Kernströmungen der einzelnen Düsen vom Clusterzentrum weg abgelenkt werden. Im Bereich des Clusterzentrums bildet sich eine lokal erhöhte Beaufschlagung, dies geschieht weiter stromauf als die Ausbildung des Sekundärtreibstrahls im ungestörten Fall. Die Rückströmung bleibt, aufgrund der oben beschriebenen freien Ausströmung, von Änderungen der Flughöhe unbeeinflusst, bis sich die komplexen Schrägstöße ausbilden und sich der abschirmende Sekundärtreibstrahl auflöst, wodurch es zu einer steilen Zunahme der Rückbeaufschlagung kommt. Der aufgezeigte Zusammenhang dieser kritischen Landungsphase mit der zuvor vermessenen ungestörten Struktur des Mehrfachtriebstrahls lässt eine Verallgemeinerung auf andere geschlossene Clusteranordnungen zu: Der Beginn der Übergangsphase fällt überein mit dem Bereich, in dem der Sekundärtreibstrahl von diskreten Wechselwirkungsstößen begrenzt wird, die Strömung also als Kontinuum betrachtet werden kann. Die Landungsphasen skalieren somit wie die Wechselwirkungsgebiete mit geometrischem Abstand und Massenstrom der Einzeldüsen.

Die vorliegende Arbeit ist, nach Kenntnis des Autors, die erste experimentelle Beschreibung dieses Verhaltens der Beaufschlagung bei Landung mit Triebwerksclustern. Die Beaufschlagungsprofile zeigen bei Verwendung eines Düsenclusters stärkere Gradienten als bei Nutzung eines Einzeltriebwerks gleicher Leistung, was bei real durchgeführten Landungen zu stärkerer Aufwirbelung von Regolith führen würde, was wiederum eine Gefahr für das Raumfahrzeug und gegebenenfalls nahe befindliche Raumstationen darstellt. Will man die Vorteile von Triebwerksclustern, also Kostenersparnis, mechanische Stabilität und Sicherheit durch Redundanz, bei Landemanövern nutzen, muss dieses Risiko bei Start und Landung berücksichtigt werden.

In der vorgelegten Arbeit wurde gezeigt, wie die gasdynamischen Wechselwirkungen des Einzel- und Mehrfachtriebstrahls bei Landemanövern unter simulierten Weltraumvakuumbedingungen experimentell untersucht und diese Ergebnisse gasdynamisch interpretiert werden können. Die qualitativen Beobachtungen lassen, durch Hinzunahme von Ergebnissen aus numerischen Simulationen und der Literatur, allgemeinere Aussagen über das gasdynamische Verhalten von Clustern aus konturierten Düsen bei Landemanövern zu, die bei Triebwerksdesign und Missionsplanung Berücksichtigung finden sollten.

# Literaturverzeichnis

- [1] ArianeGroup GmbH: 400 N Monopropellant Hydrazine Thruster. – <http://www.space-propulsion.com/spacecraft-propulsion/hydrazine-thrusters/400n-hydrazine-thruster.html>; abgerufen am 04.11.2017
- [2] Allègre, J. ; Lombardo, G. ; Lengrand, J.-C. : Experimental Study of Twin-Plumes Interacting with a Simulated Satellite Wall. In: *Aerothermodynamics for Space Vehicles* 426 (1999), S. 97–103
- [3] Allgood, D. ; Ahuja, V. : Computational Plume Modeling of Conceptual ARES Vehicle Stage Tests. In: *AIAA Conference Cincinnati, 2007*
- [4] Anderson, J. : *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. AIAA, 2006
- [5] Ball, A. ; Garry, J. ; Lorenz, R. ; Kerzhanovich, V. : *Planetary Landers and Entry Probes*. Cambridge University Press, 2007
- [6] Bijiao, H. ; Xiaoying, H. ; Mingxing, Z. ; Guobiao, C. : Plume Aerodynamic Effects of Cushion Engine in Lunar Landing. In: *Chinese Journal of Aeronautics* 26 (2013), S. 269–278
- [7] Bird, G. : Breakdown of Translational and Rotational Equilibrium in Gaseous Expansions. In: *AIAA Journal* 8 (1970), Nr. 11, S. 1998–2003
- [8] Bird, G. : *Molecular Gas Dynamics*. Oxford University Press, 1976
- [9] Bird, G. : Influence of Local Configuration on the Backflow from Small Rocket Thrusters. In: *28th AIAA Aerospace Sciences Meeting* 90-0147 (1990), S. 1–6
- [10] Boettcher, R.-D. ; Legge, H. : A Study of Rocket Exhaust Plumes and Impingement Effects on Spacecraft Structures - Continuum Plume Modelling / DFVLR Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen. 1980 (ESTEC 4154/79/NL/AK). – Forschungsbericht
- [11] Bradford, J. ; Echols, F. ; Hilliard, J. ; Hinds, W. ; Murdock, L. : Statistical Analysis of Thrust Vector Characteristics for Rocket Engine Clusters / NASA George C. Marshall Space Flight Center. 1966 (NAS8-20211). – Forschungsbericht
- [12] Chambers, A. : *Modern Vacuum Physics*. Chapman & Hall/CRC, 2005
- [13] Chue, S. H.: Pressure Probes for Fluid Measurement. In: *Progress in Aerospace Science* 16(2) (1975), S. 147–223
- [14] Clausing, P. : Über die Strömung sehr verdünnter Gase durch Röhren von beliebiger Länge. In: *Annalen der Physik* 404(8) (1932), S. 961–989
- [15] Craven, C. : Optical Measurement of Multiplume Interaction / Lockheed Missiles & Space Company. 1969 (NAS8-21285). – Forschungsbericht
- [16] Cabbage, J. : Investigation of Exhaust Backflow from a Simulated Cluster of Three Wide-Spaced Rocket Nozzles in a Near-Space Environment / NASA Langley Research Center. 1965 (NASA TN D-3016). – Forschungsbericht
- [17] Dankert, C. ; Dettleff, G. : Near-Field Expansion in Thruster Plumes. In: *Rarefied Gas Dynamics* Bd. 1, 1991, S. 1003–1010
- [18] Dankert, C. ; Koppenwallner, G. : Influence of the Penetration Knudsen Number on Interaction of Two Rarefied Free Jets / DFVLR Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen. 1984 (IB 222-84 A23). – Forschungsbericht
- [19] D’Attorre, L. ; Nowak, G. ; Thommen, H. : Inviscid Analysis of the Plume Created by Multiple Rocket Engines - Part 1: Theory and Sample Calculations / NASA George C. Marshall Space Flight Center. 1966 (NAS8-20101). – Forschungsbericht

- [20] Deependran, B. ; Sujith, R. ; Kurian, J. : Studies of Low-Density Freejets and Their Impingement Effects. In: *AIAA Journal* 35 (1997), Nr. 9, S. 1536–1542
- [21] DeMarcus, W. : The Problem of Knudsen Flow - Part III: Solutions for One-Dimensional Systems / Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant. 1957 (K-1302 (Pt. III)). – Forschungsbericht
- [22] Dettleff, G. ; Plähn, K. : The New DLR-High Vacuum Plume Test Facility STG: Initial Acceptance Test Results. In: *Proceedings of the 2nd European Spacecraft Propulsion Conference*, 1997, S. 671–678
- [23] Ebrahimi, H. ; Levine, J. ; Kawasaki, A. : Numerical Investigation of Twin-Nozzle Plume Phenomenology. In: *Journal of Propulsion and Power* 16 (2000), Nr. 2, S. 178–186
- [24] Engel, C. : Multi-Engine Plume Flowfield Transformation Program / NASA George C. Marshall Space Flight Center. 1974 (NAS8-29270). – Forschungsbericht
- [25] Galle, M. ; Gerhold, T. ; Evans, J. : Technical Documentation of the DLR TAU-Code / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt DLR. 1997 (IB 223-97 A43). – Forschungsbericht
- [26] Gerasimov, Y. ; Krylov, A. ; Yarygin, V. : Structure and Gas Parameters of Plume Expiring into Vacuum from Four Nozzles Located Around the Space Vehicle Case. In: *Rarefied Gas Dynamics: 25th International Symposium St. Petersburg*, 2007, S. 610–615
- [27] Goethert, B. ; Matz, R. : Experimental Investigation of Base Flow Characteristics of Four-Nozzle Cluster-Rocket Models. In: *The Fluid Dynamic Aspects of Space Flight* Bd. 2 AGARD-NATO Specialists' Meeting, 1964, S. 223–244
- [28] Grabe, M. : STG-CT: High-vacuum plume test facility for chemical thrusters. In: *Journal of large-scale research facilities JLSRF* 2 (2016), S. 86
- [29] Grabe, M. : *Modellierung der Treibstrahl-Wechselwirkung von Kleintriebwerken unter Hochvakuumbedingungen*, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme, Diss., 2017
- [30] Grabe, M. ; Dettleff, G. ; Hannemann, K. : Comparison of Computed Free Thruster Plume Expansion to Experiments. In: *Space Propulsion Conference*, 2014
- [31] Grabe, M. ; Dettleff, G. ; Hannemann, K. : Impact of nozzle separation on the plumes of two parallel thrusters. In: *AIP Conference Proceedings* Bd. 1786 AIP Publishing, 2016, S. 170005
- [32] Gronych, T. ; JerÅ;nb, M. ; Peksa, L. ; Wild, J. ; Stanek, F. ; Vicar, M. : Experimental Study of Gas Flow Through a Multi-Opening Orifice. In: *Vacuum* 86 (2012), Nr. 11, S. 1759–1763
- [33] Hagen, O. : Cluster Formation in Free Jets: Results of Theory and Experiment. In: *Proceedings of the 14th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics* Bd. 2 University of Tokyo, 1984, S. 721–732
- [34] Hantzsche, W. ; Wendt, H. : Die laminare Grenzschicht an der ebenen Platte mit und ohne Wärmeübergang unter Berücksichtigung der Kompressibilität. In: *Jahrbuch der deutschen Luftfahrtforschung* (1942), Nr. 1, S. 40–50
- [35] Heatherly, E. ; Dash, M. ; Davidson, G. ; Rafferty, C. : A Fortran Program to Calculate an Engineering Estimate of the Thermal Radiation to the Base of a Multi-Engine Space Vehicle at High Altitudes / NASA George C. Marshall Space Flight Center. 1964 (TM X-53148). – Forschungsbericht
- [36] Holz, A. : *Experimentelle Untersuchungen zur Abgasstrahl-Wechselwirkung von zwei Kleintriebwerken unter weltraumähnlichen Hochvakuumbedingungen*, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme, Diss., 2012
- [37] Hueser, J. ; Melfi, L. ; Bird, G. ; Brock, F. : Rocket Nozzle Lip Flow by Direct Simulation Monte Carlo Method. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 23 (1986), Nr. 4, S. 363–367
- [38] Jitschin, W. ; Sharipov, F. ; Lachenmann, R. : *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. 11. Dr. Karl Jousten, Springer-Verlag, 2013
- [39] Kannenberg, K. ; Boyd, I. : Three-Dimensional Monte Carlo Simulations of Plume Impingement. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 13 (1999), Nr. 2, S. 226–235

- [40] Ketsdever, A. ; Lilly, T. ; Gimelshein, S. ; Alexeenko, A. : Experimental and Numerical Study of Nozzle Plume Impingement on Spacecraft Surfaces / US Air Force Research Laboratory, Propulsion Directorate, Edwards AFB. 2005. – Forschungsbericht
- [41] Ketsdever, A. ; Selden, N. ; Gimelshein, S. ; Alexeenko, A. ; Vashchenkov, P. ; Ivanov, M. : Plume Interactions of Multiple Jets Expanding Into Vacuum: Experimental and Numerical Investigation. In: *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2004), Nr. 1348, S. 2–10
- [42] Khasawneh, K. ; Liu, H. ; Cai, C. : Highly Rarefied Two-Dimensional Jet Impingement on a Flat Plate. In: *Physics of Fluids* (2010), Nr. 22, S. 117101.1–117101.6
- [43] Kienappel, K. : Der Einfluß geometrischer Parameter auf die Messung des statischen Druckes in verdünnter Hyperschallströmung / DFVLR Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen. 1972 (IB 063-72 H15). – Forschungsbericht
- [44] Kienappel, K. : The Influence of the Orifice Geometry on Measured Static Pressure. In: *Rarefied Gas Dynamics - Proceedings of the Ninth International Symposium* Bd. 2 DFVLR Göttingen, 1974, S. C.6.1–11
- [45] Knuth, E. : Dimer-Formation Rate Coefficients from Measurements of Terminal Dimer Concentrations in Free-Jet Expansions. In: *The Journal of Chemical Physics* 66 (1977), Nr. 8, S. 3515–3525
- [46] Koppenwallner, G. : Rarefied Plume Interference and Scaling Laws / DFVLR Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen. 1983 (IB 222-83 A27). – Forschungsbericht
- [47] Koppenwallner, G. : The Free Molecular Pressure Probe with Finite Length Slot Orifice. In: *Proceedings of the 14th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics* Bd. 1 University of Tokyo, 1984, S. 415–422
- [48] Kuhl, C. ; Gayle, S. ; Hunter, C. ; Kenney, P. ; Scola, S. ; Paddock, D. ; Wright, H. ; Gasbarre, J. : Trade Study of Multiple Thruster Options for the Mars Airplane Concept / NASA Langley Research Center. 2009 (TM-2009-215699). – Forschungsbericht
- [49] Lamb, J. ; Abbud, K. ; Lenzo, C. : A Theory for Base Pressures in Multi-Nozzle Rocket Configurations. In: *AIAA 5th Propulsion Joint Specialist Conference*, 1969
- [50] Leachman, J. ; Jacobsen, R. ; Penoncello, S. ; Lemmon, E. : Fundamental Equations of State for Parahydrogen, normal Hydrogen, and Orthohydrogen. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 38 (2009), Nr. 3, S. 721–748
- [51] Legge, H. : Shear Stress and Pressure in Plume Impingement Flow. In: Boffi, V. (Hrsg.) ; Cercignani, C. (Hrsg.): *Proceedings of the 15th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics* Bd. 1, B.G. Teubner Stuttgart, 1986, S. 523–538
- [52] Legge, H. : Plume Impingement on Inclined Flat Plates in Continuum and Rarefied Flow - Part 1: Flow Survey by Glow Discharge and Liquid Crystal Surface Temperature Visualization / DFVLR Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen. 1988 (IB 222-88 A02). – Forschungsbericht
- [53] Legge, H. : Plume Impingement on Inclined Flat Plates in Continuum and Rarefied Flow - Part 2: Experimental Wall Shear Stress and Pressure Distributions / DFVLR Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen. 1988 (IB 222-88 A03). – Forschungsbericht
- [54] Legge, H. : Plume Impingement on Inclined Flat Plates in Continuum and Rarefied Flow - Part 3: Modelling of Wall Shear Stress and Pressure Distributions / DFVLR Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen. 1988 (IB 222-88 A04). – Forschungsbericht
- [55] Legge, H. : Plume Impingement Forces on Inclined Flat Plates. In: Beylich, A. (Hrsg.): *Rarefied Gas Dynamics*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1991, S. 955–962
- [56] Legge, H. : Patterson Probe Measurements in the Wake of a 70 Deg Half Angle Cone in Hypersonic Rarefied Flow / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt DLR. 1994 (IB 223-94 A15). – Forschungsbericht
- [57] Lengrand, J.-C. ; All`gre, J. ; Raffin, M. : Underexpanded Free Jets and their Interaction with Adjacent Surfaces. In: *AIAA Journal* 20 (1982), Nr. 1, S. 27–28

- [58] Li, W. ; Ladeinde, F. : Analysis of Interacting, Underexpanded, Rarefied Jets. In: *AIAA Journal* 49 (2011), Nr. 11, S. 2581–2585
- [59] Liepmann, H. ; Roshko, A. : *Elements of Gasdynamics*. Dover Publications Inc., 2002
- [60] Marichalar, J. ; Prisbell, A. ; Lumpkin, F. ; LeBeau, G. : Study of Plume Impingement Effects in the Lunar Lander Environment. In: *American Institute of Physics Conference* Bd. 1333, 2011, S. 589–594
- [61] Marsaglia, G. : Some Probability Theory Associated with Clustered-Rocket Flights. In: *Planetary and Space Science* 4 (1961), S. 194–201
- [62] McAnelly, W. ; Young, C. : Space Vehicle Engine and Heat Shield Environment Review - Volume I: Engineering Analysis / NASA George C. Marshall Space Flight Center. 1973 (NAS8-27802). – Forschungsbericht
- [63] McDaniels, J. ; Continetti, R. ; Miller, D. : The Effect of Nozzle Geometry on Cluster Formation in Molecular Beam Sources. In: Ketsdever, A. (Hrsg.) ; Muntz, E. (Hrsg.): *Rarefied Gas Dynamics: 23rd International Symposium*, American Institute of Physics, 2003, S. 670–677
- [64] Mehta, M. ; Canabal, F. ; Tashakkor, S. ; Smith, S. : Numerical Base Heating Sensitivity Study for a Four-Rocket Engine Core Configuration. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 50 (2013), Nr. 3, S. 509–526
- [65] Morris, A. : *Simulation of Plume Impingement and Dust Dispersal on the Lunar Surface*, University of Texas, Aerospace Engineering Department, Diss., 2012
- [66] Morris, A. ; Goldstein, D. ; Varghese, P. ; Trafton, L. : Approach for Modeling Rocket Plume Impingement and Dust Dispersal on the Moon. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 52 (2015), Nr. 2, S. 362–374
- [67] Mueller, T. : Determination of the Turbulent Base Pressure in Supersonic Axisymmetric Flow. In: *AIAA Journal* 5 (1968), Nr. 1, S. 101–107
- [68] Muntz, E. ; Hamel, B. ; Maguire, B. : Some Characteristics of Exhaust Plume Rarefaction. In: *AIAA Journal* 8 (1970), Nr. 9, S. 1651–1658
- [69] Musial, N. ; Ward, J. : Base Flow Characteristics for Several Four-Clustered Rocket Configurations at Mach Numbers from 2.0 to 3.5 / NASA Lewis Research Center. 1961 (D-1093). – Forschungsbericht
- [70] Nallasamy, R. ; Kandula, M. ; Duncil, L. ; Schallhorn, P. : Base Flow and Heat Transfer Characteristics of a Four-Nozzle Clustered Rocket Engine: Effect of Nozzle Pressure Ratio. In: *AIAA Journal* 4128 (2008)
- [71] Nanbu, K. : Angular distributions of molecular flux from orifices of various thickness. In: *Vacuum* 35 (1985), Nr. 12, S. 573–576
- [72] Ngalande, C. ; Lilly, T. ; Killingsworth, M. ; Gimelshein, S. ; Ketsdever, A. : Nozzle Plume Impingement on Spacecraft Surfaces: Effects of Surface Roughness. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 43 (2006), Nr. 5, S. 1013–1018
- [73] Park, J. ; Baek, S. ; Kim, J. : Direct Simulation Monte Carlo Analysis of Thruster Plumes/Satellite Base Region Interaction. In: *AIAA Journal* 42 (2004), Nr. 8, S. 1622–1632
- [74] Plähn, K. : *Experimentelle Untersuchung und Modellierung von Abgasstrahlen aus Kleintriebwerken in der Kryo-Vakuum-Anlage STG*, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Diss., 1999
- [75] Roberts, L. : The Interaction of a Rocket Exhaust with the Lunar Surface. In: *The Fluid Dynamic Aspects of Space Flight* Bd. 2, Proceedings of the AGARD-NATO Specialists' Meeting, 1964, S. 269–290
- [76] Schaaf, S. ; Chambre, P. : *Flow of Rarefied Gases*. Bd. III. Princeton University Press, 1961
- [77] Schlichting, H. ; Gersten, K. : *Grenzschicht-Theorie*. 10. Springer-Verlag, 2006
- [78] Schuth, M. ; Buerakov, W. : *Handbuch Optische Messtechnik*. Carl Hanser Verlag GmbH Co KG, 2017
- [79] Schwamborn, D. ; Gerhold, T. ; Kessler, R. : DLR-TAU Code-an overview. (1999)
- [80] Sharipov, F. : Rarefied Gas Flow through a long Tube at any Temperature Ratio. In: *Journal of Vacuum Science and Technology A* (1996), Nr. 14, S. 2627–2635

- [81] Sharipov, F. ; Seleznev, V. : Rarefied Gas Flow through a long Tube at any Pressure Ratio. In: *Journal of Vacuum Science and Technology A* (1994), Nr. 12, S. 2933–2935
- [82] Shen, C. : *Rarefied Gas Dynamics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [83] Simons, G. : Effect of Nozzle Boundary Layers on Rocket Exhaust Plumes. In: *AIAA Journal - Technical Notes* 10 (1972), Nr. 11, S. 1534–1535
- [84] Soga, T. ; Hayashi, T. : Numerical Analysis of Interaction of Supersonic Free Jets, Including Formation of Reverse Flow. In: *Memoirs of the School of Engineering* 44 (1992), Nr. 2, S. 267–282
- [85] Sutton, G. ; Biblarz, O. : *Rocket Propulsion Elements*. 8. John Wiley and Sons, Inc., 2010
- [86] Theroude, C. ; Scremin, G. ; Wartelski, M. : Astrium Approach for Plume Flow and Impingement of 10N Bipropellant Thruster. In: *ESA Special Publication* 692 (2011), S. 130–139
- [87] Titarev, V. : Rarefied Gas Flow in a circular Pipe of finite Length. In: *Vacuum* (2013), Nr. 94, S. 92–103
- [88] Tosh, A. ; Liever, P. ; Arslanbekov, R. ; Habchi, S. : Numerical Analysis of Spacecraft Rocket Plume Impingement under Lunar Environment. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 48 (2011), Nr. 1, S. 93–102
- [89] Traphan, D. : *Experimentelle Untersuchung von Freistrahlen aus geometrisch ähnlichen Düsen*, Georg-August-Universität Göttingen, Diplomarbeit, 2011
- [90] Varoutis, S. ; Valougeorgis, D. ; Sazhin, O. ; Sharipov, F. : Rarefied Gas Flow through short Tubes into Vacuum. In: *Journal of Vacuum Science and Technology A* (2008), Nr. 26, S. 228–238
- [91] Vincenti, W. ; C.H. Kruger, J. : *Introduction to Physical Gas Dynamics*. 2. John Wiley and Sons, Inc., 1965
- [92] Wang, T.-S. : Grid-Resolved Analysis of Base Flowfield for a Four-Engine Clustered Nozzle Configuration. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 33 (1996), Nr. 1, S. 22–29
- [93] Wilson, H. : Results from Short-Duration Altitude Chamber Techniques for Simulating Rocket Base Heating Problems. In: *Journal of Spacecrafts and Rockets* 4 (1967), Nr. 5, S. 693–695
- [94] Xiao, Z.-J. ; Cheng, H.-E. ; Zhou, H.-L. : Plume Interaction in Parallel Multi-thrusters Propulsion System and the Effect on Backflow. In: *9th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference* 3599 (2006), S. 2009–2012
- [95] Yarygin, V. ; Gerasimov, Y. ; Krylov, A. ; Mishina, L. ; Prikhodko, V. ; Yarygin, I. : Gas Dynamics of Spacecraft and Orbital Stations. In: *Thermophysics and Aeromechanics* 18 (2011), Nr. 3, S. 333–358



# A. Erläuterungen zu Grundlagen der statistischen Mechanik

## A.1. Moleküldichte

Die Moleküldichte  $n$  ist die Anzahl von Gasmolekülen in einem Volumen von  $1 \text{ m}^3$ . Im gasdynamischen Gleichgewicht kann sie durch die Größen Druck  $p$ , Temperatur  $T$  und/oder Dichte  $\rho$  ausgedrückt werden [91, S. 25]:

$$n = \frac{p}{k_B T} = \frac{\rho}{m} \quad (\text{A.1.1})$$

Hierbei steht  $k_B$  für die Boltzmann-Konstante und  $m$  für die Molekülmasse. Letztere korreliert mit der molaren Masse  $\mathcal{M}$  über die Avogadro-Konstante  $N_A$  [8, S. 3]:

$$m = \frac{\mathcal{M}}{N_A} \quad (\text{A.1.2})$$

Die Wahrscheinlichkeit einer Kollision zwischen zwei Molekülen in einem Gas steigt mit der Moleküldichte. Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  ist die durchschnittliche Distanz, die ein Molekül zwischen zwei Kollisionen zurücklegt. Unter Gleichgewichtsbedingungen gilt für  $\lambda$  [91, S. 14]:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} \quad (\text{A.1.3})$$

Gleichung A.1.3 führt den Moleküldurchmesser  $d$  ein. Die freie Weglänge selbst hat wenig Aussagekraft über das makroskopische Gasverhalten. Daher wird sie meist mit einer charakteristischen Länge  $L$  ins Verhältnis gesetzt. Das Ergebnis ist die Knudsen-Zahl  $\text{Kn}$  [82, S. 2]:

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{L} \quad (\text{A.1.4})$$

Für  $\text{Kn} \ll 1$  kann das Gas als Kontinuum betrachtet werden und die Gleichungen der Kontinuumsmechanik haben Gültigkeit. Hingegen muss ein Gas bei  $\text{Kn} \gg 1$  als freie Molekülströmung modelliert werden. Diese wird beschrieben durch die Gleichungen der Gaskinetik, welche die kinetische Gastheorie und die statistische Mechanik beinhaltet [91, S. 86f]. Der Übergangsbereich zwischen den Regimes ( $\text{Kn} \approx 1$ ) wird als Transitionsströmung bezeichnet. Die Behandlung dieses Regimes ist mit besonderen Schwierigkeiten verbunden, da die Moleküldichte zu groß ist um die Gleichungen der Gaskinetik (Boltzmann-Gleichungen) zu lösen und die Gleichungen der Kontinuumsmechanik (Navier-Stokes- und Euler-Gleichungen) keine Gültigkeit mehr haben. Verschiedene Ansätze zur Beschreibung des Transitionsregimes sind in [8, S. 109ff] zusammengefasst.

## A.2. Gefrorene Strömungen

Eine weitere wichtige Gaseigenschaft ist die Anzahl der Freiheitsgrade des Moleküls,  $f$ . Unter Vernachlässigung von Hochtemperatureffekten können drei Arten von Freiheitsgraden unterschieden werden: Translation (Index trans), Rotation (Index rot) und Vibration (Index vib). Ein einatomiges Gas besitzt lediglich die drei translatorischen Freiheitsgrade. Dagegen muss ein zweiatomiges Molekül zusätzlich durch zwei Rotations- und, bei genügend hohen Temperaturen, einem Vibrationsfreiheitsgrad beschrieben werden. Da in dieser Studie nur Kaltgastriebwerke untersucht werden, kann letzterer vernachlässigt werden. Der Isentropenexponent  $\kappa$ , das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten eines Gases, kann direkt als Funktion der Anzahl der Freiheitsgrade  $f$  ausgedrückt werden [91, S. 11]:

$$\kappa = \frac{2 + f}{f} \quad (\text{A.2.1})$$

Wendet man Gleichung A.2.1 auf einatomige Gase an, erhält man einen Isentropenexponenten  $\kappa$  von 1,67. Stickstoff unter Standardbedingungen (ohne Vibration) hat einen Exponenten von 1,4. Je komplexer ein Molekül ist, desto mehr Freiheitsgrade besitzt es. Entsprechend nähert sich  $\kappa$  dem Wert 1 an. Jedem Freiheitsgrad  $j$  eines Moleküls kann eine charakteristische Temperatur der Anregung  $T_j$  zugeordnet werden. Die genauen Werte dieser Temperaturen variieren gasartabhängig, jedoch können folgende Ungleichungen aufgestellt werden [74]:

$$T_{\text{trans}} < T_{\text{rot}} < T_{\text{vib}} \quad (\text{A.2.2})$$

Wenn ein Gas expandiert, fällt seine Temperatur analog zu seiner Beschleunigung. Innere Energie wird in kinetische Energie umgewandelt. Fällt die Temperatur unter eine charakteristische Temperatur, mit anderen Worten friert ein Freiheitsgrad ein, dann trägt dieser Freiheitsgrad nicht mehr zur Beschleunigung respektive Expansion bei. Sind die nicht-translatorischen sowie die parallel-translatorischen Freiheitsgrade gefroren, befindet sich die Strömung im thermischen Nicht-Gleichgewichtszustand. Um den Beginn des Nicht-Gleichgewichts lokalisieren zu können, hat Bird einen Parameter P eingeführt [8, S. 148ff]:

$$P = \frac{1}{f_{\text{coll}}} \left| \frac{D(\ln(\rho))}{Dt} \right| \quad (\text{A.2.3})$$

Der erste Term der rechten Seite enthält die Kollisionsfrequenz  $f_{\text{coll}}$ , diese wird mit der totalen Ableitung der Dichte  $\rho$  multipliziert.  $f_{\text{coll}}$  kann ausgedrückt werden als [91, S. 13]:

$$f_{\text{coll}} = \frac{\bar{c}}{\lambda} \quad (\text{A.2.4})$$

Wobei  $\bar{c}$  die mittlere Molekülgeschwindigkeit im Maxwellschen Gleichgewicht ist (siehe Abschnitt A.3). Für eine eindimensionale, stationäre Strömung reduziert sich die Bird-Zahl P zu:

$$P = \frac{u}{\rho f_{\text{coll}}} \left| \frac{d\rho}{dx} \right| \quad (\text{A.2.5})$$

Hierbei ist  $u$  die makroskopische Geschwindigkeit der Strömung, sie ist nicht identisch mit der thermodynamischen Geschwindigkeit  $c$ . Bird selbst lokalisierte die Untergrenze einer nicht-gefrorenen Strömung bei  $P(x_f) = 0,04 \dots 0,05$  [7]. Stromab dieser *Einfrierfläche* ist die Strömung so verdünnt, dass keine Molekülkollisionen mehr auftreten. Die innere Energie kann dann nicht mehr in kinetische Energie umgewandelt werden. Obwohl der translatorische Freiheitsgrad parallel zur Hauptströmungsrichtung (Index  $\parallel$ ) gefriert, fällt die Energie des translatorischen Freiheitsgrades senkrecht zur Strömungsrichtung (Index  $\perp$ ) weiterhin ab. Seine Temperatur  $T_{\perp}$  kann als Funktion der Lauflänge  $x$  beschrieben werden:

$$T_{\perp} = T_f \left( \frac{x_f}{x} \right)^3 \quad (\text{A.2.6})$$

$T_f = T_{\parallel}(x_f)$  ist die Einfriertemperatur. Die Gesamttemperatur stromab der Einfrierfläche ergibt sich zu:

$$T = \frac{T_{\parallel} + 2T_{\perp}}{3} \quad (\text{A.2.7})$$

**Abbildung A.2.1** gibt eine geometrische Erklärung für die in Gleichung A.2.6 dargelegte Ortsabhängigkeit von  $T_{\perp}$ . In blau ist die Einfrierfläche einer Düsenexpansion dargestellt. Aus dieser Fläche treten die Moleküle, wenn sie keine weiteren Kollisionen erfahren, in geraden Bahnen aus. Die Beobachter  $O_1$  und  $O_2$  *blicken* auf die Einfrierfläche. Die eingetragenen Sichtkegel (Öffnungswinkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ ) werden mit zunehmendem Abstand zur Einfrierfläche schmaler. Analog muss auch  $T_{\perp}$  der Moleküle abnehmen, wenn sie von Beobachtern (respektive Sensoren) in größerem Abstand registriert werden [74].

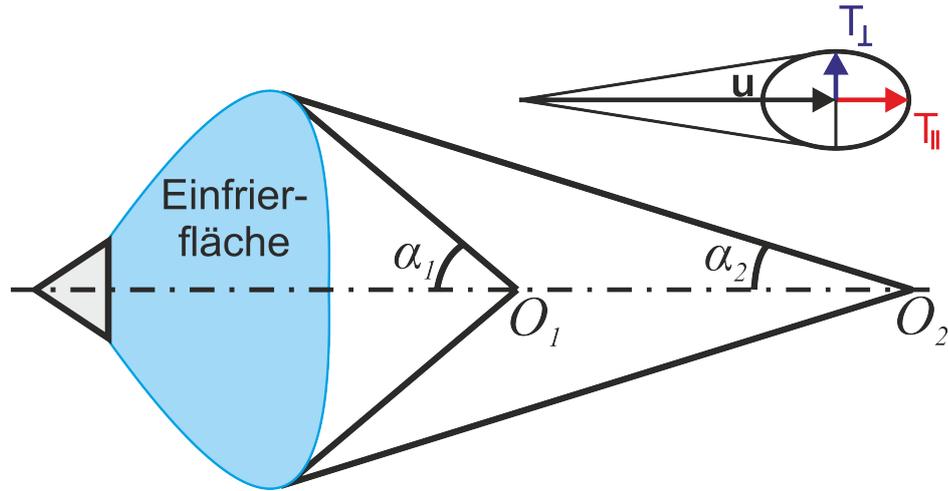


Abbildung A.2.1.: Verhalten von  $T_{\perp}$  stromab der Einfrierfläche.

### A.3. Geschwindigkeitsverteilungsfunktion

Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $f$  bezieht die Häufigkeit der thermodynamischen Geschwindigkeiten  $c$  in einem Gas. Ihre Definition lautet [91, S.30]:

$$\frac{dn}{n} = fdc \quad (\text{A.3.1})$$

Die thermodynamische Molekülbewegung  $c$  ist der makroskopischen Bewegung  $u$  überlagert. Erstere speist Expansions- und Kompressionsströmung eines Gases, ist demnach ein Maß für die innere Energie. Die molekulare Mach-Zahl  $S$  setzt beide Geschwindigkeiten ins Verhältnis [8, S. 62]:

$$S = \frac{u}{c_{\max}} = \frac{u}{\sqrt{2\mathcal{R}T}} = \sqrt{\frac{\kappa}{2}} \text{Ma} \quad (\text{A.3.2})$$

Hierbei ist  $c_{\max}$  die in absoluten Zahlen häufigste Molekülgeschwindigkeit,  $\mathcal{R}$  ist die spezifische Gaskonstante und  $\text{Ma}$  ist die Mach-Zahl. Gleichung A.3.2 setzt für  $c_{\max}$  die Lösung aus der Maxwell-Verteilung ein. Sie ist eine Weibull-Verteilung, die von zwei- und mehratomigen Molekülen im Gleichgewicht ausgebildet wird [91, S. 46f]:

$$f(c) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2k_{\text{B}}T} \right)^{\frac{3}{2}} c^2 e^{-\frac{mc^2}{2k_{\text{B}}T}} \quad (\text{A.3.3})$$

Das Maximum der Verteilung,  $c_{\max}$ , kann explizit angegeben werden:

$$c_{\max} = \sqrt{2 \frac{k_{\text{B}}T}{m}} = \sqrt{2\mathcal{R}T} \quad (\text{A.3.4})$$

Wertet man die Verteilungsfunktion an  $c_{\max}$  aus, erhält man:

$$f_{\max} = f(c_{\max}) = \frac{4}{\sqrt{\pi}e} \sqrt{\frac{m}{2k_{\text{B}}T}} = \frac{4}{\sqrt{\pi}e} \sqrt{\frac{1}{2\mathcal{R}T}} \quad (\text{A.3.5})$$

Aus den Gleichungen A.3.4 und A.3.5 ist ersichtlich, dass die häufigste Geschwindigkeit  $c_{\max}$  mit der Temperatur ansteigt, während der ihr zugeordnete Wahrscheinlichkeitswert fällt.

Neben der absolut häufigsten Geschwindigkeit sind häufig auch die gemittelten Geschwindigkeiten von Interesse. Das arithmetische Mittel  $\bar{c}$  ist gleich:

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{k_{\text{B}}T}{m}} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \mathcal{R}T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_{\max} \quad (\text{A.3.6})$$

Das quadratische Mittel  $c_{\text{rms}}$  lautet:

$$c_{\text{rms}} = \sqrt{3 \frac{k_B T}{m}} = \sqrt{3 \mathcal{R} T} = \sqrt{\frac{3}{2}} c_{\text{max}} \quad (\text{A.3.7})$$

Eine weitere wichtige Kenngröße ist die Molekülstromdichte  $\dot{n}$ . Sie beziffert die Anzahl der Moleküle, die pro Zeiteinheit in einer definierten Richtung durch eine bestimmte Fläche strömen. Flächen sind durch ihren Normalenvektor im Raum beschrieben, sodass es eine Molekülstromdichte für jede Kombination von Raum- und Richtungsvektor gibt. Sie ist demnach eine Tensorgröße. Per Definition gilt [8, S. 61ff]:

$$\dot{n} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} n c f d c_x d c_y d c_z \quad (\text{A.3.8})$$

Die Integrationskonstanten  $c_i$  kennzeichnen die Anteile der vektoriellen thermischen Geschwindigkeit  $c$  in den drei Raumrichtungen. Beschränkt man sich auf Gleichgewichtsströmungen, setzt für  $f$  also die Maxwell-Verteilung ein und vernachlässigt überlagerte makroskopische Strömungen, so kann Gleichung A.3.8 vereinfacht werden zu:

$$\dot{n} = \frac{1}{4} n \bar{c} \quad (\text{A.3.9})$$

Der Faktor  $\frac{1}{4}$  ist zunächst ein Resultat aus der Integration und der Substitution eines komplexeren Ausdrucks durch die mittlere thermische Geschwindigkeit  $\bar{c}$ . Er kann jedoch auch argumentativ hergeleitet werden. Ein Ergebnis der kinetischen Theorie ist, dass der Betrag der mittleren Geschwindigkeit eines Moleküls entlang einer beliebigen Gerade im Raum in einem stationärem Gas im Gleichgewichtszustand gleich  $\frac{1}{2} \bar{c}$  ist [8, S. 60]. Zur Berechnung von  $\dot{n}$  wurde jedoch nur die positive Raumrichtung der durchdringenden Fläche berücksichtigt, wie an den Integrationsgrenzen in Gleichung A.3.8 zu erkennen ist. Da die Anzahl der Molekülströme in positiver wie negativer Richtung für eine stationäre Strömung gleich sein müssen, muss erneut mit  $\frac{1}{2}$  multipliziert werden.

## B. Ergänzende Messungen

### B.1. Funktionalität der Ruhekammer

Die *Ruhekammer* ist ein im Verhältnis zu den Düsen großes Volumen, das ihnen vorgeschaltet ist, um den Gesamt-massenstrom gleichmäßig auf die Düsen des Clusters zu verteilen. Zudem soll die Strömungsgeschwindigkeit des Gases so stark verringert werden, dass Ruhedruck  $p_0$  und Ruhetemperatur  $T_0$  gemessen werden können. Beide Ziele werden durch eine starke Querschnittserweiterung der Gasleitung erreicht. Zum Nachweis der Funktionalität der Ruhekammer wurde sowohl eine TAU-Simulation als auch eine Messung in der Kontaminationskammer Göttingen (CCG) durchgeführt. Als Untersuchungsobjekt wurde in beiden Fällen die Ruhekammer eines bereits gefertigten 8-Düsenclusters genutzt, obwohl es in den späteren Messungen nicht mehr zum Einsatz kam. Wenn die Gasverteilung auf acht Düsen zufriedenstellend ist, so kann davon ausgegangen werden, dass sie auch bei vier Düsen funktioniert.

**Abbildung B.1.1** zeigt die verwendete Geometrie und **Tabelle B.1.1** listet die dargestellten Abmessungen auf. Der wichtigste Unterschied zwischen der simulierten und real gefertigten Ruhekammer ist die Anordnung der Ausflüsse bezüglich der Gaszufuhr. In der numerischen Simulation wurde der erste Ausfluss direkt über der Gaszufuhr ( $d_i$ ) positioniert, während die Düsen in der echten Geometrie leicht versetzt angeordnet wurden. Die berechnete Geometrie wird als *worst case* bezüglich der Gleichheit der Düsenströmungen im Cluster angesehen. Zudem reduziert sich die benötigte Berechnungszeit deutlich, da die simulierte Ruhekammer eine Symmetrieebene besitzt, die die Größe des Rechnetzes halbiert. An den markierten Düsenpositionen befinden sich kegelförmige Ausflüsse, die die konvergenten Düsenterteile darstellen. Ihre Basen haben einen Durchmesser von 1,47 mm, über eine Höhe von 1,5 mm verjüngen sich die Kegel bis zu einem Durchmesser von 0,6 mm, was dem Durchmesser am kritischen Querschnitt der ideal skalierten Düse entspricht.

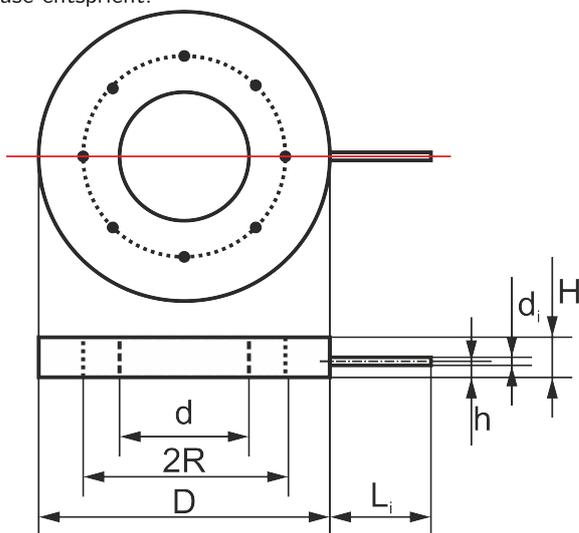


Tabelle B.1.1.: Ruhekammer: Abmessungen.

$R$	25	mm
$D$	72	mm
$d$	32	mm
$H$	10	mm
$d_i$	2	mm
$h$	6	mm
$L_i$	10	mm

Abbildung B.1.1.: Ruhekammer: Skizze.

Das Netz der Simulation ist unstrukturiert und besteht aus über 270 000 Gitterpunkten. Die Wände sind adiabatisch und viskos, die Einströmung hat eine Ruhetemperatur  $T_0 = 300$  K bei einem Massenstrom von 0,864 g/s. Zur Lösung wird eine räumliche Diskretisierung zweiter Ordnung und das implizite Euler-Verfahren zur zeitlichen Integration verwendet. Es wurde nur die halbe Ruhekammer berechnet, die Symmetrieebene (rote Linie in **Abbildung B.1.1**) wurde als reibungsfreie Wand (Euler-Wand) simuliert. In der Simulation strömt das Gas mit  $Ma \approx 0,4$  ein, also im kompressiblen Unterschall. In der Ruhekammer selbst erfolgt dann eine Unterschall-Expansion auf  $Ma < 0,05$ .

In **Tabelle B.1.2** sind Mittelwerte und Standardabweichungen der Drücke und Temperaturen an den fünf berechneten Ausflüssen, gemittelt über die Ausflussflächen, aufgelistet. Die Drücke unterscheiden sich um maximal 6,8 mbar, was 0,3 % des mittleren statischen Drucks in der Ruhekammer entspricht. Die Temperaturen unterscheiden sich um bis zu 0,3 K, oder 0,1 % der mittleren Temperatur. Die Standardabweichung der statischen Drücke variiert zwischen 0,3 % bis knapp 0,5 %, die Abweichungen der Temperatur liegen zwischen 0,06 % und 0,2 %. Diese Werte werden als akzeptabel angesehen.

Tabelle B.1.2.: TAU: Ruhebedingungen in den Ausflussebenen der Ruhekammer.

Ausfluss	$\frac{p}{\text{bar}}$	$\frac{T}{\text{K}}$
1	$2,213 \pm 0,011$	$299,2 \pm 0,6$
2	$2,218 \pm 0,007$	$299,4 \pm 0,2$
3	$2,219 \pm 0,008$	$299,5 \pm 0,3$
4	$2,218 \pm 0,007$	$299,3 \pm 0,2$
5	$2,215 \pm 0,007$	$299,2 \pm 0,4$

Die gefertigte Ruhekammer wurde auch experimentell untersucht. Dazu wurde das Cluster mit Stickstoff betrieben. Der Gesamtmassenstrom  $\dot{m}$  betrug 0,864 g/s und die Ruhetemperatur  $T_0$  300 K, sodass jede Düse im Standardbetriebszustand gefahren wird. Der Aufbau wurde in die CCG (Kontaminationskammer Göttingen) [74, S. 31] auf zwei senkrecht zueinander liegenden Schrittmotoren montiert. Die eingebaute Ruhekammer ist in **Abbildung B.1.2** zu sehen. Eine mit einem Kulite-Sensor instrumentierte Pitot-Sonde stand senkrecht auf der Düsenaustrittsebene. Der gesamte Aufbau wurde so verfahren, dass die Austrittsströmung der Düsen 8.1, 8.4, 8.5 und 8.8 vermessen werden konnte (siehe *Abbildung B.1.3*). Der Pitot-Druck wurde als Kriterium gewählt, da auch in der Düsenaustrittsebene dieser Wert für die Einzeldüse bestimmt wurde. Somit sind die zu erwartenden Drücke bekannt. Die Gaszufuhr befindet sich zwischen den Düsen 8.1 und 8.3; die Gaszufuhr und die Düse 8.1 schließen einen Winkel von 15° ein. Pro Düse wurden Drücke an 17 Positionen entlang einer Koordinatenachse aufgenommen.

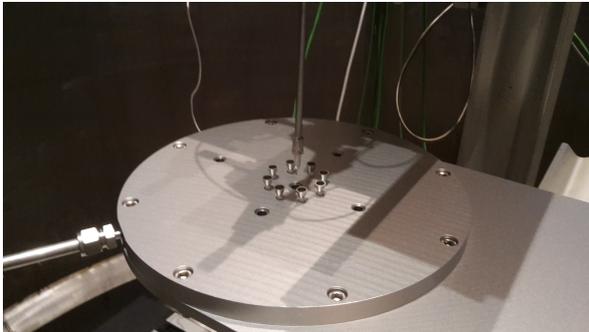


Abbildung B.1.2.: 8er-Cluster in der CCG.

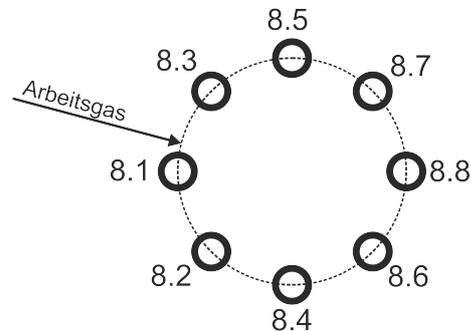


Abbildung B.1.3.: Nomenklatur 8er-Cluster.

Die gemessenen Pitot-Drücke jeder Düse ergeben eine radiale Verteilung. Gleichung 4.2.1 kann genutzt werden, um einen mittleren Pitot-Druck am Düsenaustritt zu bestimmen. Die entsprechenden Ergebnisse zeigt **Tabelle B.1.3**. Die Mittelung erfolgte in einem Radius von 2 mm um die Düsenachse, also nicht über dem Düsenrand hinaus. In der dritten Spalte wurde der gemessene mittlere Druck einer Düse  $\bar{p}_{\text{Pit}}$  auf den mittleren Druck der vier betrachteten Düsen  $\bar{p}_{\text{Pit,gesamt}}$  bezogen.

Tabelle B.1.3.: CCG: Pitot-Drücke des 8-Düsenclusters.

Düse	$1000 \frac{\bar{p}_{\text{Pit}}}{p_0}$	$\frac{\bar{p}_{\text{Pit}}}{\bar{p}_{\text{Pit,gesamt}}}$
8.1	$6,181 \pm 0,017$	0,89
8.4	$6,445 \pm 0,045$	0,93
8.5	$7,755 \pm 0,065$	1,12
8.8	$7,323 \pm 0,047$	1,06

Die gemessenen Druckwerte liegen in einem Bereich von  $\pm 12\%$  um einen gemeinsamen Mittelwert. Eine direkte Korrelation der Düsenposition relativ zum Gaseingang bezogen auf die gemessenen Pitotdrücke konnte jedoch auch bei Erweiterung der Messung auf die anderen vier Düsen nicht festgestellt werden. Zwar sollte für alle Düsen derselbe Bereich um die Düsensymmetrielinie, also im isentropen Kern, vermessen werden, kleinste Abweichungen in der Verfahrenmotorik oder Unterschiede in der Kontur der divergenten Düsenanteile hatten jedoch zur Folge, dass die Sonde manchmal auch über den Kompressionswellen Messdaten aufnahm, was die höheren Pitot-Drücke bei Düse 8.5 und 8.8 zur Folge hätte.

Der Ruhekammerdruck von  $(1821,5 \pm 1,5)$  mbar liegt nur um 3 % über dem gemessenen Wert im Einzeldüsenaufbau. Berücksichtigt man ferner die starke Ähnlichkeit zwischen den einzelnen kritischen Querschnitten der acht Düsen (vgl. auch Kapitel B.2), so ist ersichtlich, dass die gefertigte Ruhekammer ihre Aufgabe erfüllt, das heißt die Düsen des Clusters in gleichem Maße mit Stickstoff versorgen kann.

## B.2. Experimentelle Bestimmung des kritischen Düsenradius

Der kritische Düsenradius wurde optisch mit einem Mikroskop, und gasdynamisch durch Messung des Massenstroms, bestimmt.

Die Mikroskopvermessung erfolgte mit einem Keyence Digital Microscope. Das Mikroskop enthält einen CCD-Chip mit einer Auflösung von  $1,4 \text{ px}/\mu\text{m}$  bei  $1600 \text{ mal } 1200 \text{ px}^2$ . Für jede Düse wurde der Fokus auf die Ebene des kritischen Querschnitts eingestellt. Die Bilddaten wurden dann digital ausgewertet. Durch Anwendung einer Bildranderkennung wurde die Innenkontur des kritischen Querschnitts identifiziert und an eine Kreisfunktion gefittet. Der so bestimmte Radius kann über die Auflösung des CCD-Chips in den kritischen Radius  $R^*$  umgerechnet werden. **Tabelle B.2.1** zeigt die so ermittelten Radien. Die Spalte *Res.* zeigt die mittleren Residuen der Kreisinterpolation bezüglich des Radius. Im Mittel ergibt sich ein kritischer Radius von  $(323 \pm 2) \mu\text{m}$ .

Tabelle B.2.1.: Messung der kritischen Radien der 13 Düsen mittels optischem Mikroskop.

Düse	$\frac{R^*}{\text{mm}}$	$\frac{\text{Res.}}{\text{mm}}$	Düse	$\frac{R^*}{\text{mm}}$	$\frac{\text{Res.}}{\text{mm}}$	Düse	$\frac{R^*}{\text{mm}}$	$\frac{\text{Res.}}{\text{mm}}$
1.1	0,321	$4,3 \times 10^{-5}$	4.1	0,325	$1,1 \times 10^{-4}$	8.1	0,326	$1,3 \times 10^{-4}$
			4.2	0,325	$1,3 \times 10^{-4}$	8.2	0,324	$2,8 \times 10^{-5}$
			4.3	0,321	$2,7 \times 10^{-5}$	8.3	0,319	$6,3 \times 10^{-5}$
			4.4	0,325	$1,2 \times 10^{-4}$	8.4	0,321	$1,3 \times 10^{-4}$
						8.5	0,322	$1,0 \times 10^{-4}$
						8.6	0,326	$1,2 \times 10^{-4}$
						8.7	0,323	$1,2 \times 10^{-4}$
						8.8	0,326	$1,2 \times 10^{-4}$

Um das Ergebnis abzusichern wurde der kritische Querschnitt auch mithilfe des Massendurchsatzes bestimmt. Das Verfahren beruhte auf der Kenntnis zweier physikalischer Grenzen des Massenstroms: Dem isentropen Massenstrom im Kontinuum  $\dot{m}_C$  (Gleichung 2.1.7) als Obergrenze und dem Effusionsmassenstrom in freimolekularer Strömung  $\dot{m}_{FM}$  (Gleichung 2.1.8) als Untergrenze. Der reale Massenstrom  $\dot{m}$  liegt zwischen beiden Werten. Es scheint daher sinnvoll, folgende Transformation einzuführen:

$$\sigma = \frac{\dot{m} - \dot{m}_{FM}}{\dot{m}_C - \dot{m}_{FM}} \quad (\text{B.2.1})$$

Der dimensionslose Wert  $\sigma$  steigt von 0 auf 1 wenn die Strömung vom frei-molekularen in das Kontinuumsregime wechselt. Der Übergang erfolgt durch eine nicht näher bekannte Sigmoid-Funktion. Ein sinnvolles Argument dieser Funktion ist die kritische Reynolds-Zahl  $\text{Re}^*$ .

Unter Annahme eines kreisförmigen kritischen Querschnitts gilt:

$$\text{Re}^* = \frac{\dot{m}}{\pi R^* \mu_0} \quad (\text{B.2.2})$$

Als Ansatzfunktion der Sigmoid-Funktion soll ein modifizierter Arkustangens dienen:

$$\sigma = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left( \alpha \ln \left( \frac{Re^*}{Re_{05}} \right) \right) \quad (B.2.3)$$

Die experimentelle Bestimmung des kritischen Querschnitts erfolgte in der CCG. Düse 1.1 wurde mit Stickstoff bei verschiedenen Massenströmen betrieben. Dabei wurden die Ruhebedingungen  $p_0$  und  $T_0$  im stationären Betrieb mit einer Messfrequenz von 20 Hz aufgenommen. Zur Massenstrommessung wurde ein MF1-Massenstromregler von mks genutzt. Der Ruhedruck wurde mit einem 5 bar-Baratron aufgenommen.

Die Messgrößen wurden in die Gleichungen B.2.1 und B.2.3 eingesetzt. Die verbliebenen empirischen Größen  $\alpha$ ,  $Re_{05}$  und natürlich  $R^*$  konnten dann mit der Methode der kleinsten Quadrate berechnet werden.

Für den kritischen Radius  $R^*$  ergibt sich so ein Wert von 326  $\mu\text{m}$ . Der Anstieg der Sigmoid-Funktion  $\alpha$  beträgt 0,78, die vertikale Verschiebung  $Re_{05}$  ist rund 341. **Abbildung B.2.1** zeigt einen Vergleich zwischen den ermittelten Messpunkten und der empirischen  $\sigma$ -Funktion. Für die Massenstrommessung ergibt sich eine Ungenauigkeit von im Mittel 0,48%, für die Ruhedruckmessung von 0,12% und für die Ruhetemperaturmessung von 0,005%.

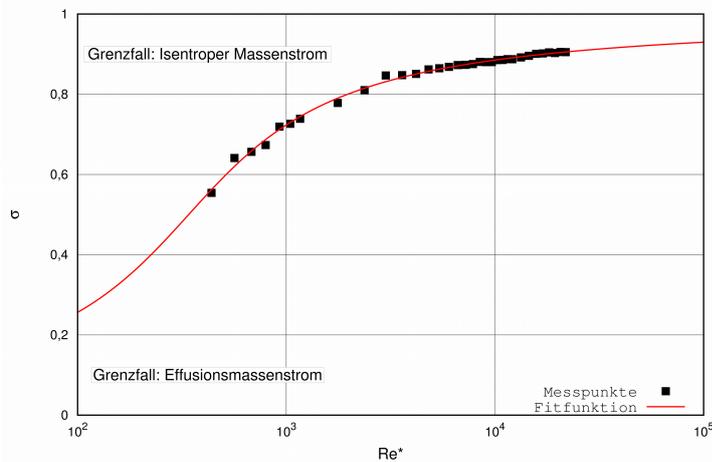


Abbildung B.2.1.: Realer Massenstrom als Funktion der kritischen Reynolds-Zahl  $Re^*$ .

Der gasdynamisch ermittelte Radius (326  $\mu\text{m}$ ) unterscheidet sich vom optisch bestimmten Radius (321  $\mu\text{m}$ ) um 1,5%. Damit erscheint es als gesichert, dass die real gefertigten Düsen einen kritischen Radius größer als 300  $\mu\text{m}$ , zwischen 320  $\mu\text{m}$  und 330  $\mu\text{m}$ , besitzen.

Die Abweichungen bezüglich des kritischen Radius zwischen CAD-Zeichnung und Fertigung sind im Rahmen dieser Studie unkritisch, da die Ähnlichkeitsgrößen der Düsenströmung entsprechend angepasst werden können (siehe Kapitel 3.3). Die Differenz der real gefertigten kritischen Radien untereinander beträgt an allen Stellen des divergenten Düsenteils weniger als 0,2  $\mu\text{m}$ . Nicht vernachlässigbar ist der qualitative und quantitative Unterschied der Düsenkontur, da sie die Position und Ausrichtung von Kompressions- und Expansionswellen und damit die qualitative und quantitative Gestalt des Düsenaustrittsprofils, beeinflussen. Diese fertigungsbedingten Unterschiede werden anhand des Düsenaustrittsprofils in Kapitel 5 diskutiert.

### B.3. Kalibrierung der Drucksensoren

In den hier präsentierten Untersuchungen werden die Messsignale der Ionisations-Vakuummeter in der Raumfahrzeuggrundplatte und der Patterson-Sonde mit Drucksensoren verglichen, deren Messgenauigkeit bekannt ist. Aus diesem Abgleich können die Kalibrierfunktionen abgeleitet werden.

Im Hochvakuumbereich erfolgt der Abgleich mit Bayard-Alpert-Sensoren vom Typ Oerlikon. Laut Hersteller überschreitet ihre Genauigkeit 10% nicht, dies bei einer Präzision von 2%. Die Kalibrierung im Mittelvakuuum wird mit Membran-Vakuummeter (*Baratrons*) durchgeführt. Hierfür wurden sie im Kalibrierstand *HiCube TAS* separat vorkalibriert. Als Referenzsensor diente das Dualmesssystem *HPT 200 AR*, für das eine Messgenauigkeit von 5% vom

Hersteller ermittelt wurde. Der Teststand wurde auf unter  $1 \times 10^{-6}$  mbar abgepumpt, dann wurde sukzessive Stickstoff durch Öffnen eines Nadelventils eingelassen. An allen Gleichgewichtspunkten wurde die Druckanzeige des HPT 200 AR und die Spannungsanzeigen der Baratrons notiert. Die so gewonnene Punktwolke wurde im Fall des Sensors  $p_{b7}$  linear, für die Sensoren  $p_{b4}$  und  $p_{b6}$  quadratisch angenähert. Die allgemeine Form der Baratron-Kalibrierfunktionen lautet:

$$\frac{p}{\text{mbar}} = c_2 \left( \frac{U - U_0}{V} \right)^2 + c_1 \left( \frac{U - U_0}{V} \right) \quad (\text{B.3.1})$$

Hierbei ist  $U_0$  der Spannungsoffset der Sensoren, der vom Nutzer eingestellt wird und damit bekannt ist. **Tabelle B.3.1** zeigt die Werte der Koeffizienten  $c_1$  und  $c_2$  der drei kalibrierten Baratrons.

Tabelle B.3.1.: Neue Kalibrierfunktionen der mks Baratrons.

Sensor	$\frac{p_{\max}}{\text{mbar}}$	$c_1$	$c_2$
$p_{b4}$	1,33	0,126	$1,566 \times 10^{-5}$
$p_{b6}$	0,1	$9,076 \times 10^{-3}$	$1,713 \times 10^{-5}$
$p_{b7}$	10	0,932	0

Die Ionisations-Vakuummeter  $p_{b3}$ ,  $p_K$  sowie  $p_{bf1}$  bis  $p_{bf5}$  wurden in der STG-CT mit den anderen Sensoren abgeglichen. Genau wie bei den Baratrons wurde der Kammerdruck zunächst gesenkt, hier auf  $1 \times 10^{-5}$  mbar. Anschließend wurde durch langsames Einlassen von Stickstoff und gleichzeitiger Aufnahme der Druckanzeige eine Punktwolke generiert. Für Ionisations-Vakuummeter werden von Herstellerseite lineare Kalibrierfunktionen in einem halb-logarithmischen Koordinatensystem angegeben. Die entsprechenden Funktionen haben die Form:

$$\lg \left( \frac{p}{\text{mbar}} \right) = c_3 \frac{U}{V} + c_4 \quad (\text{B.3.2})$$

Hierbei ist  $\lg$  der Logarithmus zur Basis 10. Die Zahlenwerte für die Parameter  $c_3$  und  $c_4$  sind in **Tabelle B.3.2** aufgeführt.

Tabelle B.3.2.: Kalibrierfunktionen laut Hersteller.

Sensortyp	$c_3$	$c_4$
HP IMR310	-6	0,6
Oerlikon IE414	-12	1
Micro-Ion mks355	-10,875	1

Für die Micro-Ion-Sensoren wurden neue, lineare Kalibrierfunktionen aus Daten mit und ohne Zuschalten der Stickstoffkühlung berechnet. Durch die Nutzung der Kühlung wird Wasser in der Kammer gebunden. Aufgrund der Gasartabhängigkeit aller Ionisations-Vakuummeter ist eine solche Unterscheidung wichtig. Wie stark der Einfluss des Wassers in der Luft ist, war bis dahin nicht genau bekannt. **Tabelle B.3.3** zeigt die neu berechneten Koeffizienten der fünf Micro-Ion-Sensoren, mit und ohne Luftfeuchtigkeit. Jeweils in der dritten Spalte ist das mittlere, relative Residuum angegeben, also die relative Differenz zwischen dem Drucksignal der Vergleichssensoren und der ausgewerteten neuen Kalibrierfunktion. Referenzwert ist das Signal des Vergleichssensors. Der relative Unterschied zwischen beiden Funktionen liegt durchschnittlich bei 1,9 % im relevanten Messbereich ( $1 \times 10^{-6}$  mbar bis  $1 \times 10^{-3}$  mbar); die größte Einzeldifferenz beträgt 4,7 % ( $p_{bf3}$  bei  $1 \times 10^{-3}$  mbar).

Die Ionisations-Vakuummeter  $p_{b3}$  und  $p_K$  haben den größten eigenen Messbereich, weshalb hier sowohl Bayard-Alpert- als auch Membran-Vakuummetermessdaten genutzt werden müssen. Die Ansatzfunktion sei eine Parabel im halb-logarithmischen Raum:

$$\lg \left( \frac{p}{\text{mbar}} \right) = c_7 \left( \frac{U}{V} \right)^2 + c_6 \frac{U}{V} + c_5 \quad (\text{B.3.3})$$

Der Abgleich wurde, wie bei den Micro-Ion-Sensoren, in der STG-CT durchgeführt. Die Kammer wurde mit flüssigem Stickstoff gekühlt. **Tabelle B.3.4** zeigt die finalen Koeffizienten für  $p_{b3}$  und  $p_K$ . Das durchschnittliche Residuum

Tabelle B.3.3.: Neue Kalibrierfunktionen der Micro-Ions.

Sensor	ohne LN <sub>2</sub> -Schild			mit LN <sub>2</sub> -Schild		
	c <sub>3</sub>	c <sub>4</sub>	rel. Residuum	c <sub>3</sub>	c <sub>4</sub>	rel. Residuum
$p_{bf1}$	-10,309	0,918	$3,0 \times 10^{-4}$	-10,490	0,940	$1,0 \times 10^{-3}$
$p_{bf2}$	-10,213	0,893	$3,8 \times 10^{-4}$	-10,135	0,878	$8,7 \times 10^{-5}$
$p_{bf3}$	-10,184	0,888	$1,3 \times 10^{-4}$	-10,003	0,859	$2,3 \times 10^{-4}$
$p_{bf4}$	-10,343	0,927	$4,2 \times 10^{-4}$	-10,606	0,960	$1,5 \times 10^{-3}$
$p_{bf5}$	-9,718	0,861	$4,8 \times 10^{-4}$	-9,829	0,874	$1,7 \times 10^{-3}$

beträgt für  $p_{b3}$  0,9%, für  $p_K$  1,2%. Die größten Abweichungen treten im Bereich um  $1 \times 10^{-2}$  mbar auf. Hier *treffen* sich der obere Messbereich der Bayard-Alpert-Sensoren und der untere Messbereich der Membran-Vakuummeter.

Tabelle B.3.4.: Neue Kalibrierfunktionen der HP IMR310.

Sensor	c <sub>5</sub>	c <sub>6</sub>	c <sub>7</sub>
$p_{b3}$	$-4,241 \times 10^{-3}$	0,648	-6,200
$p_K$	$-1,094 \times 10^{-2}$	0,750	-6,489