



Diplomarbeit

Effizientes Abblasen von Karosserief lächen zur Rest-
Entfernung von Beschichtungsflüssigkeiten

vorgelegt von

Nenad Kovjenić

Unter Betreuung von

Ao. Univ. –Prof. Helfried Steiner

Technische Universität Graz
Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung

Karl Schablas

MAGNA Steyr Fahrzeugtechnik

Graz, 2012

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Menschen danken, die mich während meines Studiums unterstützt und begleitet haben.

An erster Stelle danke ich meiner Familie und ganz besonders meinen Eltern, die mich immer wundervoll unterstützt und mir die Ausbildung erst ermöglicht haben.

Besonderer Dank gilt den Betreuern dieser Diplomarbeit, allen voran Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helfried Steiner, der mit seinen richtungsweisenden Erklärungen und wertvollen Korrekturen in unzähligen Stunden beratend zur Seite stand. Ganz besonders danke ich Herrn Karl Schablas von MAGNA Steyr Fahrzeugtechnik, der mich mit seinem exzellenten Fachwissen und seinen wichtigen Ratschlägen durch die Diplomarbeit begleitet hat. Weiters danke ich noch Herrn Bernhard Huber von MAGNA Steyr Fahrzeugtechnik, der mit seinen ausgezeichneten Fachkenntnissen substantielle Beiträge zum Erfolg dieser Diplomarbeit beigetragen hat. Als Wegbereiter dieser Arbeit ist hier Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Brenn zu nennen, der die Diplomarbeit in die Wege geleitet, und somit erst ermöglicht hat.

Den Mitarbeitern des Instituts für Strömungslehre und Wärmeübertragung sowie jenen der Fa. Magna Steyr Fahrzeugtechnik danke ich für die gute Zusammenarbeit und kollegiale Unterstützung während sowie abseits der Arbeit.

Schließlich danke ich allen meinen Freunden, die mich während der Studienzeit begleitet haben und ohne die die letzten Jahre nicht so bereichernd gewesen wären.

Vielen Dank!

Kurzfassung

Die vorliegende Diplomarbeit ist am Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung der technischen Universität Graz in Kooperation mit der Firma MAGNA Steyr Fahrzeugtechnik entstanden.

Der Lackierprozess einer Automobilkarosse wird nach heutigem Stand der Technik in mehrere Schritte unterteilt. Ein wichtiger Schritt in der Vorbehandlung ist dabei die kathodische Tauchlackierung, ein elektrochemisches Beschichtungsverfahren, bei dem die Karosse vollständig in ein Tauchbad eingetaucht wird. Nach der Entnahme der Karosse aus dem Tauchbad verbleiben auf der Oberfläche Flüssigkeitsreste in Form von Tropfen. Beim anschließenden Trocknen verursacht der Feststoffanteil in den Tropfen Fehlerstellen, welche später als lokale Unebenheiten auf der Oberfläche erkennbar sind. Für eine möglichst glatte Lackierung müssen diese Unebenheiten bearbeitet (abgeschliffen) werden. Dies führt zu erhöhten Kosten und Ressourcenverbrauch und kann überdies zu einer Minderung des Korrosionsschutzes beitragen.

Zur Vermeidung derartiger Fehlerstellen müssen die Flüssigkeitsrückstände vor der Trocknung möglichst entfernt werden. In der aktuellen Anlage wird dies in zwei parallelen Blasportalen realisiert, wo mittels Druckluftdüsen eine Freistrahldströmung erzeugt wird, die das Abblasen der Tropfen zum Zweck hat. Die Optimierung dieses Abblasprozesses ist der Gegenstand der vorliegenden Diplomarbeit, insbesondere sollen geeignete Blasdüsen gefunden und deren optimale Betriebsbedingungen bestimmt werden.

Im ersten Teil der Arbeit wurde die Freistrahldströmung ohne Strömungshindernis untersucht. Dies erfolgte zunächst mittels analytischer Lösungen, welche das Fernfeld für den runden und ebenen Strahl relativ genau beschreiben. Um auch Aufschluss über das Nahfeld der Düse, den Bereich in relativer Nähe zur Düsenaustrittsöffnung, zu erhalten, wurden CFD-Simulationen durchgeführt. Auf diese Weise konnte für einen gegebenen Zustand am Düsenaustritt (z.B. Druck, Temperatur, Mach-Zahl), der komplette Strahlbereich stromab der Düse rechnerisch untersucht sowie die Abnahme der Geschwindigkeit bei zunehmender Entfernung zur Düse beschrieben werden. Basierend auf der so ermittelten Geschwindigkeit kann anschließend eine Aussage über die Stärke des erzielbaren Abblasimpulses getroffen werden.

Für die Evaluierung der analytischen und numerischen Ergebnisse wurden Experimente durchgeführt. Dazu wurde ein Prüfstand konstruiert, auf dem ausgesuchte Düsenmodelle getestet wurden. Basierend auf den hierbei gemessenen zentralen Strahlgeschwindigkeiten konnte die für die betrachtete Anwendung am besten geeignete Düse gefunden werden. Mit dieser Düse wurden in weiterer Folge Abblasversuche mit realen Prozessflüssigkeiten und Karosserieteilen (Heckklappen) durchgeführt, um aus den hierbei erzielten Ergebnissen ein geeignetes Konzept hinsichtlich Anzahl, geometrischer Anordnung und zeitlichem Einsatz der Düsen zu entwickeln. Das Konzept wurde letztlich in den Blasportalen getestet und an die realen Betriebsbedingungen angepasst.

Im Rahmen der Untersuchungen konnten weitreichende Optimierungen im Abblasprozess erzielt werden. Sowohl aus wirtschaftlicher (Luftverbrauch), als auch technischer (Anzahl der Fehlerstellen) Sicht, konnten signifikante Verbesserungen erzielt werden. Weiters konnten prinzipielle Schwächen in der Detailgeometrie der Heckklappenunterkante aufgezeigt werden, welche ein vollständiges Abfließen der überschüssigen Flüssigkeit verhinderten sowie ein nachträgliches Abblasen im Blasportal erschwerten. Die hierbei gewonnenen Erkenntnisse können als Basis für noch bessere Abblasergebnisse bei zukünftigen Karossenmodellen dienen.

Abstract

This diploma thesis was developed at the Department of Fluid Mechanics and Heat Transfer at Graz University of Technology, in cooperation with MAGNA Steyr Automotive Company.

According to the current state of the art, the painting of a car body is divided in several steps. The pretreatment involves cathodic dip painting, an electrochemical coating process in which the body is completely immersed in a dip bath. After the body is removed from the immersion bath, there will be remaining liquid residues on the surface. During the subsequent drying of the coating, the solid content of the droplets remains as local depositions, which are later visible as local irregularities on the surface. These imperfections must be mechanically removed (grinding) prior to the painting. This additional procedure can lead to higher costs and consumption of resources, and it can deteriorate the protection against corrosion.

In order to avoid such imperfections the liquid droplets have to be removed as completely as possible before drying. This goal is currently tackled via two parallel blowing-portals: for the purpose of blowing off the droplets, jet flows are generated emanating from compressed-air nozzles. The aim of this diploma thesis is to improve the blow-off-process by determining most appropriate nozzle types and developing a most efficient concept for the operating conditions.

In the first part of the diploma thesis, the jet flow is investigated in great detail by means of analytical solutions that describe the far-field for the round and the plane jet accurately. The near-field of the nozzle, which comprises the area relatively close to the nozzle outlet, cannot be described by analytical solutions. In order to gain insight into the nozzle near-field as well CFD simulations were conducted, which provided a very comprehensive description of the flow-field downstream of the nozzle for a given state at the nozzle exit (e.g. pressure, temperature, Mach-number). Based on the obtained analytical and numerical results valuable information on the achievable axial momentum needed for the blow-off was provided.

In order to evaluate the analytical and numerical results and to find a highly appropriate nozzle type laboratory experiments were carried out. Selected nozzle models were tested on a test bench specially designed for this purpose. Blow-off-experiments were performed using full-size body parts (tailgates) wetted with real process fluids in order to develop a suitable nozzle and blow-off concept based on the extent of droplet removal achieved.

The concept developed in the laboratory was subsequently tested in the blow-off-portal and adjusted to real operating conditions.

In various tests in the blow-off-portals, the concept could be significantly further improved in both economic (air consumption) and technical sense (number of imperfections). Furthermore, fundamental weaknesses in the detailed geometry of the tailgates' lower edges could be detected hindering the liquid run-off as well as a subsequent blow-off in the portals. These findings may lead to further improvements in the blow-off-process, thus contributing to an optimum painting process in the future.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, 10. September 2012

Krzemir Novak

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	1
Kurzfassung	2
Abstract	3
Verzeichnis der Formelzeichen	7
1. Einleitung.....	10
2. Theoretische Grundlagen	13
2.1 Strömungsmechanik.....	13
2.1.1 Kontinuitätsgleichung	13
2.1.2 Impulsgleichung	14
2.1.3 Energiegleichung	16
2.1.4 Grenzschichtströmungen	17
2.1.5 Freistrahlen	20
2.1.6 Turbulenz	26
2.1.7 Gasdynamische Betrachtungen	28
2.2 Oberflächenphysik	34
2.2.1 Grenzflächenenergie	34
2.2.2 Kontaktwinkel	34
3. Numerische Strömungssimulation	36
3.1 Rechenmodelle.....	36
3.2 Gitter	37
3.2.1 Runder Freistrah.....	37
3.2.2 Freistrah aus Flachstrahldüse.....	38
3.3 Randbedingungen	40
4. Experimentelle Untersuchungen.....	42
4.1 Prüfstandskonstruktion.....	43
4.2 Messgeräte.....	45
5. Ergebnisse	49
5.1 Freistrahströmung ohne Hindernis	49
5.1.1 Runder Freistrah.....	49

5.1.2 Freistrahler aus Flachstrahldüse.....	55
5.2 Düsenbewertung.....	58
5.3 Laborversuche mit Heckklappe als Strömungshindernis	63
5.3.1 Umströmung der Heckklappenunterkante	63
5.3.2 Kontaktwinkel	67
5.3.3 Blaskonzept	69
5.4 Versuche im Blasportal.....	72
5.4.1 Position der Karosserie im Blasportal.....	72
5.4.2 Abblasversuche im Blasportal	73
6. Zusammenfassung.....	84
Literaturverzeichnis.....	85

Verzeichnis der Formelzeichen

Lateinische Buchstaben

A	Querschnittsfläche (m^2)
a_1, a_2	Längenabmessung (m)
B	Spaltbreite der Austrittsöffnung beim ebenen Freistrahls (m)
b	charakteristische Breite des ebenen Freistrahls (m)
b_1, b_2	Abmessungen für die Geometrie des flachen Rechengitters (m)
c	Schallgeschwindigkeit (m/s)
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck ($J/kg K$)
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen ($J/kg K$)
D	Düsendurchmesser beim runden Freistrahls (m)
e	spezifische innere Energie (J/kg)
E	Konstante in der Ähnlichkeitslösung ($m/s^{0,5}$)
e	spezifische innere Energie (J/kg)
e_{tot}	totale spezifische Energie (J/kg)
F	allgemeine Kraft (N)
F_c	Corioliskraft (N)
f_j	spezifische Massenkraft in j-Richtung ($m^2/kg s$)
G	Konstante in der Ähnlichkeitslösung ($s^{0,5}/m$)
H	Enthalpie (J)
h	spezifische Enthalpie (J/kg)
I	Impuls ($kg m/s$)
i	spezifischer Impuls (N/m^2)
k	turbulente kinetische Energie (m^2/s^2)
K_{CR}	Konstante zur Berechnung der Ähnlichkeitslösung (-)
K_u	Konstante in der Ähnlichkeitslösung (-)
L	charakteristische Länge (m)
l	Länge des Rechengebiets des flachen Freistrahls (m)
M	Mach-Zahl (-)
m	Masse (kg)
\dot{m}	Massenstrom (kg/s)
p	Druck (Pa)
q	spezifische Wärmemenge (J/kg)
R	spezifische Gaskonstante ($J/kg K$)
R_Ω	Ohm'scher Widerstand (Ω)
R_{ij}	Reynolds'scher Spannungstensor (m^2/s^2)
Re	Reynolds-Zahl (-)
s	spezifische Entropie ($J/kg K$)
t	Zeit (s)
t_1	Zeit (s)
T	Temperatur (K)
u	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung (m/s)
\mathbf{u}	Geschwindigkeitsvektor (m/s)
\bar{u}	zeitlicher Mittelwert der Geschwindigkeit (m/s)

u'	momentane Geschwindigkeitsschwankung der turbulenten Strömungsgeschwindigkeit (m/s)
V	Volumen (m^3)
v	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung (m/s)
\dot{V}	Volumenstrom (m^3/s)
w	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung (m/s)
x	Koordinate (m)
x_0	Lage des virtuellen Ursprungs (m)
y	Koordinate (m)
$\dot{y}_{0,5}$	Steigung der $y_{0,5}$ -Linie (-)
z	Koordinate (m)

Griechische Buchstaben

α	Anströmwinkel ($^\circ$)
β	Konstante in der Ähnlichkeitslösung (-)
δ	Grenzschichtdicke (m)
δ_{ij}	Kronecker delta (-)
ϵ	turbulente Dissipation (m^2/s^3)
η	Ähnlichkeitsvariable (-)
Γ	Oberflächenspannung (J/m^2)
γ	Kontaktwinkel ($^\circ$)
κ	Isentropenexponent (-)
Λ_{pot}	spezifische potentielle Energie (J/kg)
λ	Wärmeleitfähigkeit ($W/m K$)
μ	dynamische Viskosität (Ns/m^2)
ν_T	Wirbelviskosität (Ns/m^2)
ν	kinematische Viskosität (m^2/s)
N	Geschwindigkeitsfunktion (-)
$\dot{\Omega}$	innere Wärmequelle ($J/m^3 s$)
ω	Winkelgeschwindigkeit (s^{-1})
Φ_μ	viskose Reibungsleistung ($J/m^3 s$)
ψ	Stromfunktion (m^2/s)
Ψ	Durchflussfunktion (-)
ρ	Dichte (kg/m^3)
σ	Normalspannung (N/m^2)
τ	Schubspannung (N/m^2)
ξ	transformierte Ähnlichkeitsvariable (-)

Indizes

∞	Anströmzustand
0	Kesselzustand

c	Strahlzentrum
e	Düsenaustrittszustand
k	kritischer Zustand
u	Umgebungszustand

1. Einleitung

Zur Sicherstellung des Korrosionsschutzes von Karossen kommt bei MAGNA STEYR Fahrzeugtechnik die Kathodische Tauchlackierung (KTL) zum Einsatz. Die KTL ist ein elektrochemisches Verfahren zum Aufbringen von Beschichtungen. Das Werkstück befindet sich hierbei in einem Becken gefüllt mit Elektrotauchlack (Abb. 1.1) und wird als Kathode in einem Gleichstromkreis geschaltet.



Abb. 1.1 Karosse beim Eintauchen in den Tauchlack (Foto: MAGNA Steyr Fahrzeugtechnik)

Der Stromfluss bewirkt eine Abscheidung des Bindemittels auf der zu behandelnden Oberfläche, wo sich dieses dann in weiterer Folge mit den Farbpigmenten zu einer gleichmäßigen, flächendeckenden Schicht verbindet. Mit zunehmender Schichtdicke nimmt die Abscheiderate ab, und der Prozess kommt zum Erliegen. Verlässt die Fahrzeugkarosse nun das Tauchbecken ist es mit einer chemisch gebundenen Schicht aus Bindemittel und Lack überzogen. Auf der Karosse befinden sich jedoch auch noch Reste des Tauchlackes, welche chemisch nicht gebunden sind und durch Adhäsionskräfte haften.

In nachfolgenden Spülbecken wird versucht, dieses chemisch nicht gebundene, so genannte Restpigment, zu entfernen. Das letzte Spülbecken (Abb. 1.2 Zone 4 B40), hat letztlich nur noch einen sehr geringen Feststoffanteil.

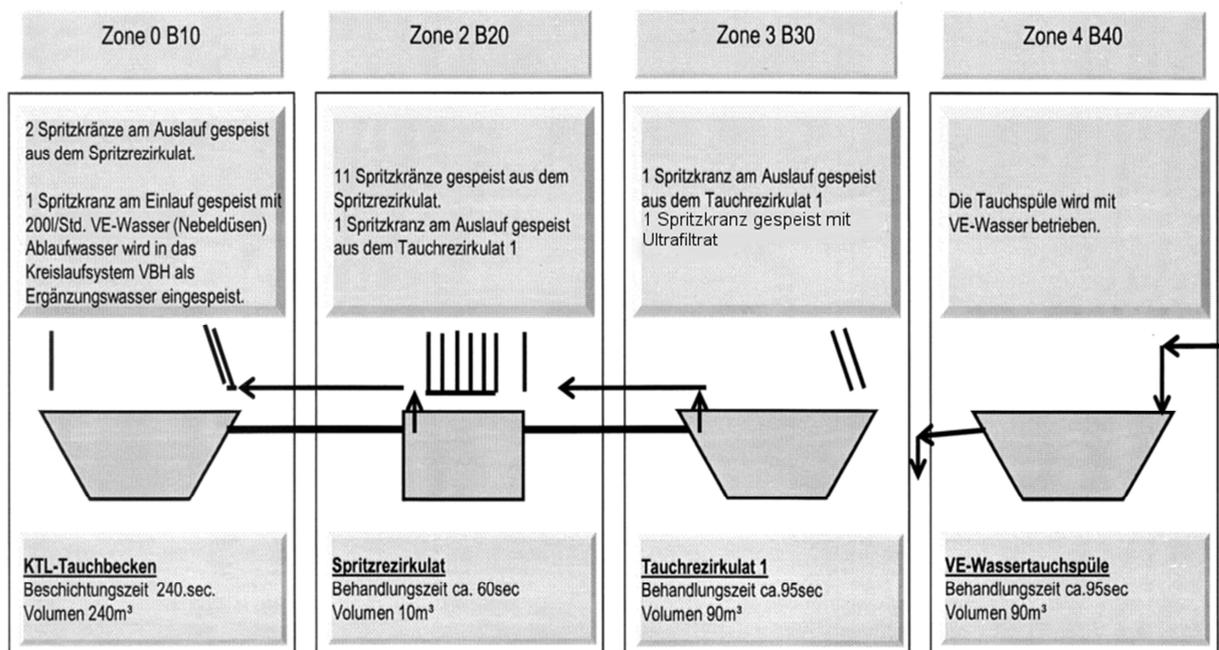


Abb. 1.2 Schematische Darstellung der KTL-Anlage

Haften Flüssigkeitstropfen nach dem letzten Tauchbad an der Karosse, so haben diese einen bestimmten, wenn auch geringen, Festkörperanteil. Nach der Verdunstung des Wassers verbleibt dieser auf der Oberfläche und bildet optisch auffällige Fehlerstellen, welche sich meistens als lokale Erhebungen auf der Oberfläche darstellen. Ohne weitere Nachbehandlung würden diese Erhebungen

durch später aufgetragene Deckschichten (Füller, Basislack, Klarlack) noch weiter anwachsen, und erstens, zu optisch nicht hinnehmbaren Oberflächen führen, zweitens, wenn an kritischen Stellen befindlich, sogar die Funktion des Bauteiles beeinträchtigen. Daher müssen solche lokale Ablagerungen nachbearbeitet werden. Dies geschieht mechanisch durch Schleifen, wobei je nach Größe und Ausbildung der Fehlerstelle, teilweise sogar die gesamte KTL-Schicht abgetragen werden muss. Neben den Schleifarbeiten und den damit verbundenen Kosten ist auch die Schwächung des Korrosionsschutzes als gravierendes Problem zu nennen. Nach dem Schleifen wird zwar wieder eine Grundierung aufgetragen, diese kann dann aber niemals mehr eine so homogene und geschlossene Beschichtung ergeben. Ein Qualitätsverlust ist die Folge.

Zur Verhinderung des oben beschriebenen Szenarios der Entstehung von Fehlerstellen, werden die Karossen nach der letzten Tauchspüle (Zone 4 B40) in zwei parallel angeordnete Blasportale geleitet (Abb. 1.3). Hier sollen möglichst alle noch haftenden Tropfen mittels seitlich angeordneten Druckluftdüsen abgeblasen werden.

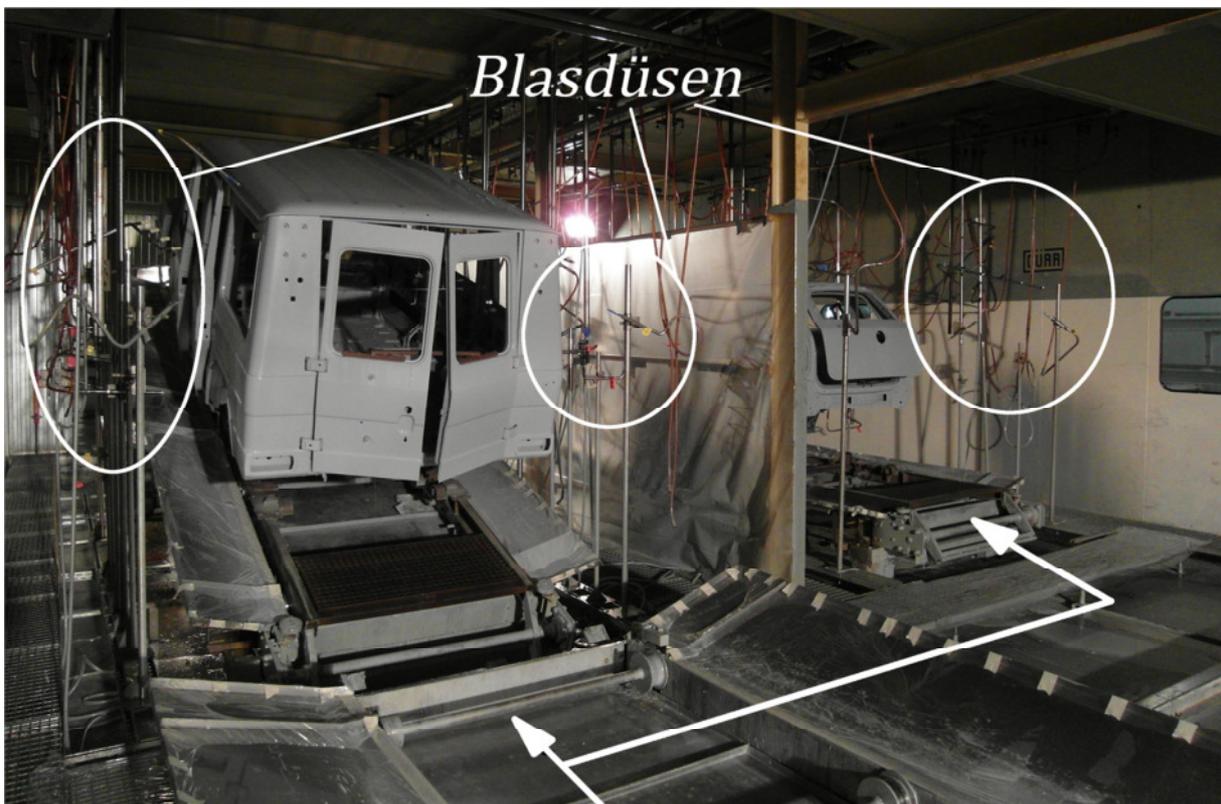


Abb. 1.3 Blasportale nach der Tauchspüle

Aufgaben und Ziele der Arbeit:

Die vorliegende Arbeit soll basierend auf strömungsmechanischen Grundlagenberechnungen, numerischen Strömungssimulationen und experimentellen Untersuchungen ein Düsenkonzept für die Blasportale entwickeln, welches eine effiziente, möglichst vollständige Entfernung der Flüssigkeitsreste von der Karossoberfläche gewährleistet. Das Hauptaugenmerk soll dabei zunächst auf dem primären Abblasvorgang liegen, wo die konkret betrachtete Heckklappe unmittelbar nach dem Verlassen des Tauchbads von den, vor allem sich an der Unterkante in großer Zahl ansammelnden Flüssigkeitstropfen, entledigt werden soll. Die Wirtschaftlichkeit des

Abblasprozesses, welche sich ausdrückt im Druckluftverbrauch, soll ebenso berücksichtigt werden. Zum Erreichen der genannten Zielsetzung wurden folgende Aufgabenstellungen bearbeitet.

- Erarbeitung der relevanten Parameter für den Einsatz geeigneter Blasdüsen abzielend auf einen hohen Impulseintrag am Düsenaustritt und eine gute Impulserhaltung stromab entlang der Strahlachse.
- Analytische/numerische sowie experimentelle Untersuchung des Verlaufs des axialen Strahlimpulses und der Strahlaufweitung unter Verwendung verschiedener Düsentypen. Eingangsdruck und Durchflussmengen werden dabei variiert, um daraus einen wirtschaftlich optimalen Betriebsbereich einzugrenzen. Durch Variation der Düsenorientierung relativ zur bestrahlten Oberfläche sollen praktisch realisierbare Düsenanordnungen und –ausrichtungen im Blasportal gefunden werden, welche ein effizientes und möglichst vollständiges primäres Abblasen von aktuellen und zukünftigen Karossen gewährleisten.
- Optimierung des Blaskonzepts im Blasportal hinsichtlich Einschaltzeitpunkt und Einschaltdauer der verwendeten Düsen.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Strömungsmechanik

Die Strömungsmechanik beschreibt grundsätzlich die Bewegung von Fluiden und die damit zusammenhängenden Kräfte. Unter Fluiden versteht man allgemein Stoffe, flüssige oder gasförmige, welche unter Einwirkung von Kräften zu fließen beginnen und dabei unbegrenzt deformierbar sind. Strömungsvorgänge umfassen grundsätzlich den Transport von Masse, Impuls und Energie, welche durch entsprechende Erhaltungsgleichungen beschrieben werden.

Stellt man an einem beliebigen infinitesimalen Volumenelement die Bilanzen für Masse, Impuls und Energie auf, so erhält man die Kontinuitätsgleichung, die Impulsgleichung und die Energiegleichung in differentieller Form.

2.1.1 Kontinuitätsgleichung

In Strömungen wird Masse weder vernichtet noch erzeugt [1]. Damit gilt allgemein

$$\text{Zeitliche Änderung der Masse im Volumenelement} = \Sigma \text{ der eintretenden Massen} - \Sigma \text{ der austretenden Massen}$$

Angewandt auf ein differentielles Kontrollvolumen (siehe Abb. 2.1), bedeutet dies bei einer zwei-dimensionalen Betrachtung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy = d\dot{m}_1 + d\dot{m}_2 - d\dot{m}'_1 - d\dot{m}'_2.$$

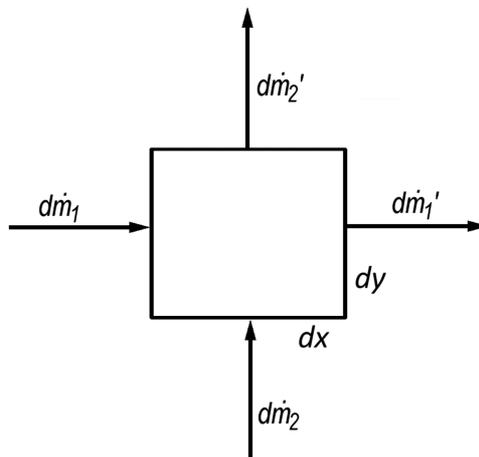


Abb. 2.1 Differentielles Flächenelement

Das Einsetzen der Massenströme über die Grenzflächen führt auf

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy = \rho u dy + \rho v dx - \left[\left(\rho u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) dy + \left(\rho v + \frac{\partial v}{\partial y} dy \right) dx \right], \quad (2.1)$$

bzw. nach Division durch $dx dy$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0.$$

Bei drei-dimensionaler Betrachtung lautet dieser Ausdruck analog

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0. \quad (2.2)$$

Wendet man Gleichung (2.2) auf ein makroskopisches Kontrollvolumen mit ein-dimensionaler Strömung (siehe Abb. 2.2) an, so ergibt sich im stationären Fall ($\partial/\partial t = 0$) :

$$\rho_1 A_1 u_1 = \rho_2 A_2 u_2 = \dot{m} = \text{const.} \quad (2.3)$$

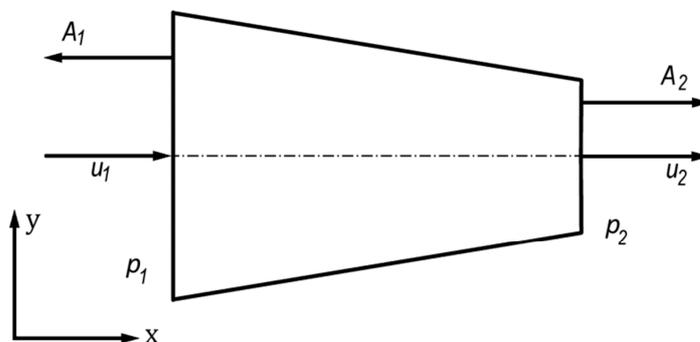


Abb. 2.2 makroskopisches Kontrollvolumen mit ein-dimensionaler Durchströmung

Hierbei scheint die genaue Form des Geschwindigkeitsprofils in den jeweiligen Querschnitten nicht explizit auf, sondern es wurden jeweils massenstromäquivalente Geschwindigkeiten u_1 bzw. u_2 verwendet.

Wenn keine Dichteänderung vorliegt gilt:

$$A_1 u_1 = A_2 u_2 = \dot{V} = \text{const.} \quad (2.4)$$

Gleichung (2.4) findet in zahlreichen ingenieurtechnischen Fragestellungen Anwendung, z.B. bei Strömungen in Rohrsystemen.

2.1.2 Impulsgleichung

Der Impuls ist das Produkt aus Masse und Geschwindigkeit und ist ein Vektor. Gemäß Newton's zweitem Gesetz ist die zeitliche Änderung des Impulses einer bewegten Masse gleich der Summe der an der Masse angreifenden Kräfte, d.h.

$$I = m \mathbf{u}, \quad (2.5)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{d}{dt}(m \mathbf{u}) = \sum_i \mathbf{F}_i. \quad (2.6)$$

Angewandt auf ein ortsfestes durchströmtes Kontrollvolumen bedeutet dies:

*Zeitliche lokale Änderung des Impulses im Volumselement =
 Σ der eintretenden Impulsströme – Σ der austretenden Impulsströme +
 Σ der auf die Oberfläche wirkenden Kräfte + Σ der auf das Volumen wirkenden Massenkräfte.*

Die an der Oberfläche wirkenden Kräfte gehen im allgemeinen flächenbezogen, d.h. als Spannungen (Normal- und Tangentialspannungen), in die Formulierung ein.

Für ein drei-dimensionales Kontrollvolumen $dV = dx dy dz$ lautet die mathematische Formulierung der Impulsgleichung in x-Richtung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} dx dy dz = & \quad (2.7) \\ & \left[\rho u u - \left(\rho u u + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} dx \right) \right] dy dz + \\ & \left[\rho u v - \left(\rho u v + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial y} dy \right) \right] dx dz + \\ & \left[\rho u w - \left(\rho u w + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} dz \right) \right] dx dy + \\ & \left[-\tau_{xx} + \left(\tau_{xx} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dx \right) \right] dy dz + \\ & \left[-\tau_{yx} + \left(\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy \right) \right] dx dz + \\ & \left[-\tau_{zx} + \left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz \right) \right] dx dy + \end{aligned}$$

$$F_x dx dy dz$$

Die Division durch $dV = dx dy dz$ führt auf

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} = F_x + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}. \quad (2.8)$$

Nach Abspaltung des Druckes von den Normalspannungen und in Tensorschreibweise geschrieben lautet die Impulsgleichung in Richtung x_i

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + F_i. \quad (2.9)$$

Mit Einführung des Stokes'schen Reibungsgesetzes für Newton'sche Fluide

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.10)$$

erhält man aus Gleichung (2.9) und Gleichung (2.2) die Navier-Stokes-Gleichungen. Für inkompressible Fluide mit konstanter Dichte ρ wird die Kontinuitätsgleichung (2.2) zu

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

und die Navier-Stokes-Gleichung in x -Richtung zu

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right). \quad (2.11)$$

Die entsprechende allgemeine Formulierung für die Richtung x_i lautet in Tensorschreibweise

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (2.12)$$

Wendet man den Impulserhaltungssatz auf eine reibungsfreie stationäre inkompressible Strömung durch das in Abb. 2.2 gezeigte konvergente makroskopische Kontrollvolumen an, so erhält man bei ein-dimensionaler Betrachtung (Stromfadentheorie)

$$\rho_1 A_1 u_1^2 + p_1 A_1 - \rho_2 A_2 u_2^2 - p_2 A_2 + \sum_i F_{ix} = 0.$$

Betrachtet man das bilanzierte Kontrollvolumen als Düse, bezeichnet der Term $\sum_i F_{ix}$ die Summe aller Kräfte, welche von der Düsenwand auf das Fluid in x -Richtung ausgeübt werden. Gemäß Newton's erstem Axiom, actio=reactio, ergibt sich für die gesamte auf die Düse wirkende Kraft

$$F_{Düse} = p_1 A_1 - p_2 A_2 - p_u (A_1 - A_2) + \rho_1 A_1 u_1^2 - \rho_2 A_2 u_2^2.$$

Darin bezeichnet p_u den Umgebungsdruck.

2.1.3 Energiegleichung

Die totale Energie setzt sich aus der spezifischen inneren und der spezifischen kinetischen Energie zusammen

$$e_{tot} = e + \frac{\|\mathbf{u}\|^2}{2}. \quad (2.13)$$

Das Erhaltungsprinzip für die totale Energie angewandt auf ein beliebig abgegrenztes ortsfestes Kontrollvolumen lautet

$$\text{Zeitliche lokale Änderung der totalen Energie im Kontrollvolumen} =$$

Σ der konvektiv zugeführten totalen Energie – Σ der konvektiv abgeführten totalen Energie +
 Σ über die Oberfläche des Kontrollvolumens zu- bzw. abgeführten Wärmeleistungen+
 Σ im Kontrollvolumen durch Reibung (Dissipation) zugeführte Wärmeleistung+
 Σ der Leistungen der auf das Kontrollvolumen wirkenden Massenkräfte
 Σ innere Wärmequellen (z.B. chemische Reaktionen)

Angewandt auf ein differentielles Kontrollvolumen $dV = dx dy dz$ lautet die entsprechende allgemeine mathematische Formulierung in Tensorschreibweise

$$\frac{\partial \rho e_{tot}}{\partial t} = - \frac{\partial \rho u_j e_{tot}}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij} u_i}{\partial x_j} + \rho f_j u_j + \dot{\Omega}. \quad (2.14)$$

Nach Abspaltung der Erhaltung des kinetischen Energieanteils mittels der kontrahierten Impulsgleichung

$$\rho \frac{\partial \frac{u_i u_i}{2}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \frac{u_i u_i}{2} \rho}{\partial x_j} = -u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho u_i f_i \quad (2.15)$$

kann (2.14) als Transportgleichung für die spezifische Enthalpie geschrieben werden

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial h}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} + \Phi_\mu. \quad (2.16)$$

Darin bezeichnen die beiden letzten Terme die Fourier'sche Wärmeleitung bzw. die viskose Reibungswärme

$$\Phi_\mu = \mu \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \right].$$

Überdies wurde chemisch inerte Strömung angenommen.

Im Rahmen der reibungs- und wärmeleitungsfreien Stromfadentheorie kann (2.16) als Erhaltungsgleichung für die totale Enthalpie (thermische Bernoulli-Gleichung) geschrieben werden. Demgemäß gilt für die totale spezifische Enthalpie

$$h_{tot} = \frac{p}{\rho} + \frac{\|u\|^2}{2} + \Lambda_{pot} + e = const.$$

entlang jedem Stromfaden. Die spezifische potentielle Energie Λ_{pot} ist zumeist die Hubarbeit im Schwerfeld der Erde $\Lambda_{pot} = g z$.

2.1.4 Grenzschichtströmungen

Bei Umströmungen fester Körper mit hohen Reynolds-Zahlen

$$Re = \frac{uL}{\nu} \gg 1 \quad (2.17)$$

sind Reibungseffekte oft nur in einer sich quer zur Hauptströmungsrichtung erstreckenden dünnen Schicht, der Grenzschicht von Relevanz. Außerhalb davon kann die Strömung praktisch als

reibungsfrei betrachtet werden. Geschwindigkeitsgrenzschichten sind allgemein betrachtet Übergangsschichten, bei denen die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung viel geringer ist als quer dazu. Es gibt verschiedene generische Strömungen, wo dies zutrifft und durch vereinfachte Impulsgleichungen beschrieben werden können. Im folgenden werden einige typische Beispiele für Grenzschichtströmungen kurz erläutert. Konkret sollen hierbei die ebene Wandgrenzschicht und die so genannten freien Grenzschichten in Form von Strömungen nach Trennschichten, Nachlaufströmungen und Freistrahlen behandelt werden. Letztere, die Freistrahlsströmung, hat höchste Relevanz für die vorliegende Arbeit. Die Eigenschaften dieser Strömung sowie die analytische Lösung des Freistrahlsproblems basierend auf der Ähnlichkeitstheorie wird dabei in einem eigenen Unterkapitel diskutiert.

Grenzschicht entlang einer ebenen Wand

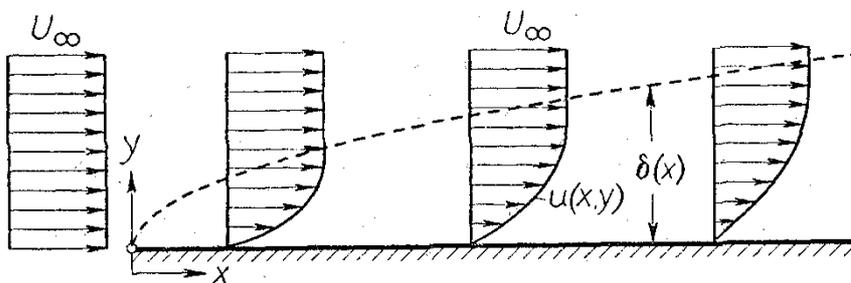


Abb. 2.3 Grenzschicht entlang einer ebenen Platte [2]

Die Plattengrenzschicht ist der klassische Fall, für welchen die Prandtl'sche Grenzschicht-Theorie hergeleitet werden kann, und, bei dem die Vorstellung einer dünnen, reibungsbehafteten, von der restlichen Strömung abgrenzbaren Schicht besonders leicht fällt. In Abb. 2.3 sind Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht entlang einer ebenen Platte dargestellt. Die Platte wird mit einer Geschwindigkeit U_∞ angeströmt. An der Wand herrscht Haftbedingung, d. h. ein direkt an der Wand befindliches Fluidteilchen wird zur Gänze abgebremst. Hält man die x -Koordinate fest und betrachtet die Geschwindigkeit entlang der y -Achse, so nähert sich die Geschwindigkeit immer mehr der Anströmgeschwindigkeit U_∞ an. Die Grenzschichtdicke $y = \delta(x)$ ist generell definiert als jener Normalabstand, wo die x -Komponente der Geschwindigkeit 99% von U_∞ erreicht.

Unter der Annahme sehr dünner Grenzschichten lauten die Prandtl'schen Grenzschichtgleichungen im stationären, inkompressiblen Fall

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}. \quad (2.18)$$

Die Impulsgleichung in y -Richtung reduziert sich in Grenzschichtnäherung auf

$$\frac{dp}{dy} = 0,$$

d.h. der Druck ist unabhängig von der Querrichtung y und wird damit vom reibungsfreien Außenbereich auf die Grenzschicht aufgeprägt $p(x) = p_\infty(x)$. Im ebenen Fall gilt gemäß der Bernoulli-Gleichung

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp_\infty}{dx} + U_\infty \frac{dU_\infty}{dx} = 0$$

und somit wegen $U_\infty = \text{const.}$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{dp_\infty}{dx} = 0.$$

Freie Grenzschichten

Unter freien Grenzschichten sind grundsätzlich dünne Übergangsschichten zu verstehen, wo die reibungsbedingte starke Änderung der Geschwindigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung nicht durch die Haftbedingung an einer festen Wand verursacht wird. Typische freie Grenzschichtströmungen sind Strömungen nach Trennflächen, Nachlaufströmungen und Freistrahlen.

Strömung nach einer Trennfläche

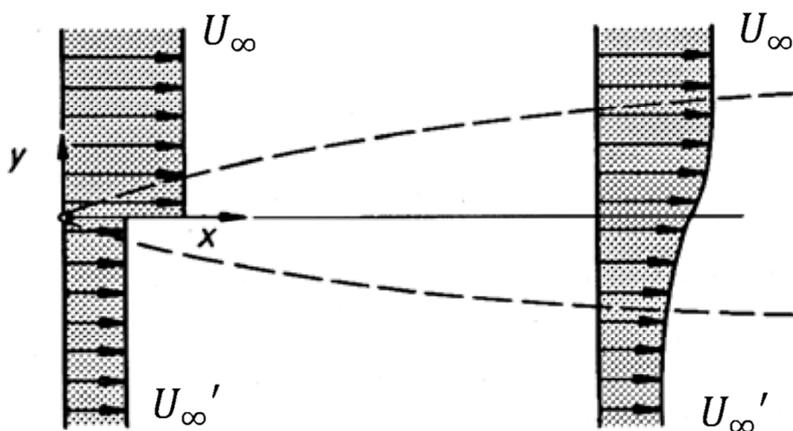


Abb. 2.4 Grenzschichtströmung nach einer Trennfläche [2]

Stellt man sich eine unendlich dünne Trennfläche (xz -Ebene Abb. 2.4) vor, die zwei parallele Strömungen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit (U_∞ und U_∞') voneinander trennt, so findet stromab der Trennfläche ein Ausgleich des anfangs stufenförmigen Geschwindigkeitsprofils statt. Bei hinreichend kleinen Viskositäten passiert dieser Ausgleich in einer dünnen Schicht, so dass sich ein Geschwindigkeitsprofil wie in Abb. 2.4 entwickelt.

Nachlaufströmungen

Diese Art Grenzschichtströmung tritt typischerweise im Nachlauf stromab eines schlanken festen Objekts auf.

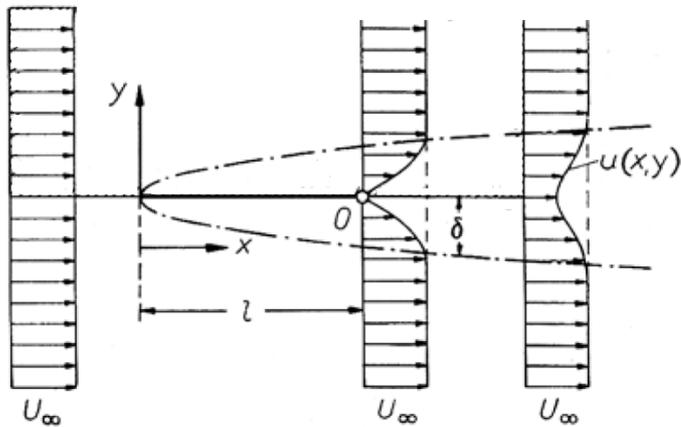


Abb. 2.5 Nachlaufströmung nach einer ebenen Platte [2]

In Abb. 2.5 ist eine Nachlaufströmung stromab einer ebenen Platte gezeigt. Die Platte wird mit U_∞ angeströmt, und es bilden sich sowohl entlang der Oberseite wie auch entlang der Unterseite Grenzschichten aus. Diese Grenzschichten stoßen am Plattenende im Punkt $x = 0$ zusammen, und es bildet sich weiter stromab eine Nachlaufströmung aus. Diese wird charakterisiert durch eine Delle im Geschwindigkeitsprofil, die mit zunehmender Lauflänge flacher und breiter wird.

2.1.5 Freistrahlen

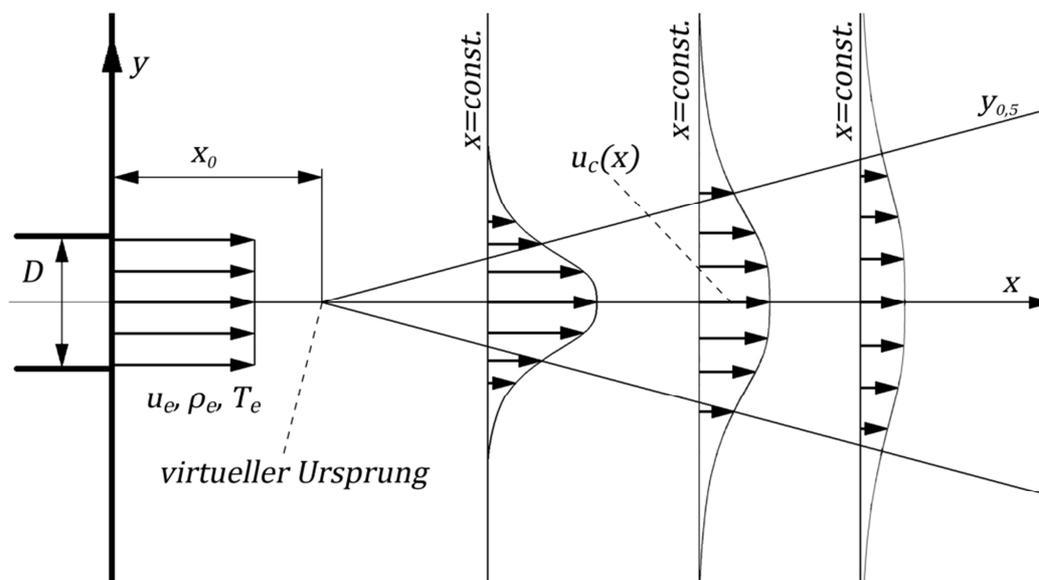


Abb. 2.6 Runde Freistrahlsströmung

Freistrahlen (englisch: „jets“) sind Strömungen, wo ein Fluid durch eine begrenzte Öffnung (Düse) in ein Umgebungsmedium einströmt und stromab seinen axialen Eintrittsimpuls sukzessive in das Umgebungsmedium transferiert. Dieser Impulstransfer normal zur Strahlachse führt auf die in Abb. 2.6 dargestellte Aufweitung des Freistrahls einhergehend mit der Abflachung des axialen Geschwindigkeitsprofils stromab vom Strahleintritt.

Im reibungsfreien Fall würde das Geschwindigkeitsprofil am Düsenaustritt (Index e) entlang der Strahlachse x unverändert bleiben. Im realen reibungsbehafteten Fall führen die viskosen Zähigkeitskräfte sowie strömungsmechanische Instabilitäten zu einem ständigen Quertransfer von axialem Strahlimpuls in die Peripherie, wodurch im Endeffekt kontinuierlich Umgebungsmedium mitgerissen wird. Durch dieses Mitreißen von Umgebungsmedium weitet sich der Strahl auf, wird breiter, und gleichzeitig nimmt die Axialgeschwindigkeit im Strahlzentrum u_c ab. Die Geschwindigkeitsprofile haben näherungsweise die Form einer Gauß'schen Glockenkurve und können in diesem Bereich als geometrisch ähnlich betrachtet werden. Als Folge dieser geometrischen Ähnlichkeit konvergieren alle Linien, wo das Verhältnis der axialen Geschwindigkeit zur lokalen Zentrumschwindigkeit an der Strahlachse konstant ist (in Abb. 2.6 sind die $y_{0,5}$ -Linien, wo $u/u_c(x) = 0,5$ gezeigt) in einem gemeinsamen Schnittpunkt auf der Strahlachse. Dieser Punkt wird als virtueller Ursprung bezeichnet. Dessen Lage kann, wie aus Abb. 2.6 hervorgeht, durch Schneiden der $y_{0,5}$ -Linie mit der Strahlachse bestimmt werden.

Geometrisch betrachtet unterscheidet man prinzipiell zwei Arten von Freistrahlen, den runden axialsymmetrischen Freistrahls (Abb. 2.6) und den ebenen Freistrahls. Beim runden Freistrahls ist die Öffnung ein Kreis mit dem Durchmesser D , beim ebenen Freistrahls ein unendlich langer Schlitz mit der Breite B .

Grenzschicht-Lösungen für den laminaren Freistrahls [2]

Da, wie für Grenzschichtströmungen typisch, der Druck von der reibungsfreien Umgebung der Grenzschicht von außen aufgeprägt wird, d.h.

$$p = p_\infty(x),$$

verschwindet beim Freistrahls der Druckgradient

$$\frac{dp}{dx} = \frac{dp_\infty}{dx} = 0$$

basierend auf der Annahme, dass im Umgebungsmedium überall der gleiche Druck $p_\infty = const.$ herrscht. Die Grenzschichtgleichung für den ebenen Freistrahls lautet somit

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}. \quad (2.19)$$

Führt man die Stromfunktion

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.20)$$

in Gleichung (2.19) ein, kommt man auf folgende Differentialgleichung

$$\psi_y \psi_{yx} - \psi_x \psi_{yy} = \nu \psi_{yyy}. \quad (2.21)$$

Gleichung (2.21) hat nur eine Unbekannte, die Stromfunktion ψ , und kann mithilfe eines sogenannten Ähnlichkeitsansatzes gelöst werden. Man geht dabei von der Überlegung aus, dass die Geschwindigkeitsprofile, welche in Abb. 2.6 an verschiedenen x -Positionen schematisch gezeigt sind, geometrisch ähnlich, d.h. durch geeignete Skalierung in einander überführbar sind. Für den ebenen Freistrahler soll die Geschwindigkeit eine Funktion von x/b sein, wobei b ein geeignetes Breitenmaß des Strahls ist, und damit für die Skalierung in y -Richtung verwendet wird. Diese Breite b soll proportional zu x^m sein. Außerdem sollen die Geschwindigkeit und damit auch die Stromfunktion proportional der Lauflänge sein, also proportional zu x^n . Ausformuliert erhält man

$$\psi = E x^n f(\eta), \quad \eta = G \frac{y}{x^m} \quad (2.22)$$

mit der Ähnlichkeitsvariablen η und den grundsätzlich frei wählbaren Konstanten E bzw. G . Setzt man den obigen Ansatz für die Stromfunktion in die Grenzschichtgleichung (2.19) ein, so darf diese, um zu einer gewöhnlichen Differentialgleichung für die Ähnlichkeitslösung $f(\eta)$ zu werden, nicht mehr explizit von x abhängen. Diese Forderung ergibt folgende Bedingung für die Hochzahlen n und m :

$$2n - 2m - 1 = n - 3m.$$

Um die Hochzahlen letztlich berechnen zu können, benötigt man eine zweite Gleichung. Diese erhält man aus der Bedingung, dass der Gesamtimpuls in jedem Querschnitt stromab der Düse konstant bleibt, d.h. ebenfalls von x unabhängig ist, also

$$I = \rho \int_{-\infty}^{+\infty} u^2 dy = \text{const}, \quad (2.23)$$

worin I der durch die Düse eingebrachte Eingangsimpulsstrom ist. Setzt man hier nun wieder die Ähnlichkeitsvariablen aus (2.22) ein, so erhält man für die Hochzahlen als weitere Bedingung

$$2n - m = 0.$$

Schließlich ergibt sich $n = \frac{1}{3}$ und $m = \frac{2}{3}$. Damit lautet der Ansatz für die Stromfunktion mit den frei gewählten Konstanten $E = \nu^{\frac{1}{2}}$ und $G = \frac{1}{3\nu^{\frac{1}{2}}}$

$$\psi = \nu^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{3}} f(\eta), \quad \eta = \frac{1}{3\nu^{\frac{1}{2}}} \frac{y}{x^{\frac{2}{3}}}, \quad (2.24)$$

und somit erhält man für die Geschwindigkeitskomponenten u und v

$$u = \frac{1}{3} \nu^{\frac{1}{2}} x^{-\frac{1}{3}} f'(\eta), \quad v = -\frac{1}{3} \nu^{\frac{1}{2}} x^{-\frac{2}{3}} (f - 2\eta f').$$

Setzt man den Ansatz (2.24) in (2.21) ein, so erhält man

$$f'^2 + ff'' + f''' = 0. \quad (2.25)$$

Man sieht, dass durch die konkrete Wahl der Konstanten E und G alle Koeffizienten in Gleichung (2.25) zu eins werden. Die Randbedingungen lauten

$$\begin{aligned} y = 0: \quad v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0 &\quad \rightarrow \quad \eta = 0 \quad f = 0 \quad f'' = 0 \\ y = \infty: \quad u = 0 &\quad \rightarrow \quad \eta = \infty \quad f' = 0. \end{aligned}$$

Die Integration der Gleichung (2.25) führt auf

$$f f' + f'' = 0. \quad (2.26)$$

Diese Gleichung wird nun, um sie leichter integrieren zu können, transformiert

$$\xi = \beta \eta, \quad f = 2\beta F(\xi),$$

wobei β eine Konstante ist. Man erhält dann durch Einsetzen der transformierten Größen in (2.26)

$$F'' + 2 F F' = 0.$$

Nach weiterer Integration erhält man mit den Randbedingungen:

$$\begin{aligned} \xi = 0: \quad F = 0, \quad \xi = \infty: \quad F' = 0 \\ F' + F^2 = 1 \end{aligned} \quad (2.27)$$

Die Integrationskonstante wurde hier 1 gesetzt. Dies ist möglich weil nach der Randbedingung bei $\xi = 0$, $F'(0) = \text{const.}$ sein muss, folglich muss auch f' konstant sein. Dadurch, dass bei der obigen Transformation die Konstante β vor F gesetzt wurde, kann nun $F'(0) = 1$ gesetzt werden, da für die endgültige Lösung, noch die freie Konstante β zu bestimmen ist. Die Integration der Gleichung (2.27) führt auf

$$F = \tanh \xi,$$

und somit weiter auf die Geschwindigkeitsverteilung für die u-Komponente der Geschwindigkeit.

$$u = \frac{2}{3} \beta^2 x^{-\frac{1}{3}} (1 - \tanh^2 \xi). \quad (2.28)$$

Die Konstante β erhält man durch das einsetzen von (2.28) in (2.23)

$$\begin{aligned} I = 2\rho \int_0^{+\infty} u^2 dy = \frac{16}{9} \rho \beta^3 v^{\frac{1}{2}}, \\ \beta = 0,8255 \left(\frac{I}{\rho v^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{3}}, \end{aligned}$$

und weiter für die u-Komponente der Geschwindigkeit

$$u = 0,4543 \left(\frac{I^2}{\rho^2 \nu x} \right)^{\frac{1}{3}} (1 - \tanh^2 \xi).$$

Die Gleichung für die Axialgeschwindigkeit u_c , also jene Geschwindigkeit bei $\xi = 0$ für den ebenen Freistrahlauf lautet somit

$$u_c = 0,4543 \left(\frac{I^2}{\rho^2 \nu x} \right)^{\frac{1}{3}},$$

bzw. mit

$$I = \rho_e u_e^2 B,$$

$$u_c = 0,4543 u_e^{\frac{4}{3}} \left(\frac{\rho_e}{\rho} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{B^2}{\nu x} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.29)$$

Für den runden Freistrahlauf lässt sich völlig analog eine Ähnlichkeitslösung berechnen. Man erhält dabei für die Geschwindigkeit im Zentrum

$$u_c = \frac{3}{32} u_e^2 \frac{\rho_e D^2}{\rho \nu x}. \quad (2.30)$$

Die Ähnlichkeitsvariable η hat bei $x = x_0$ ihren Ursprung, und somit gelten die Lösungen für die Geschwindigkeit auch erst ab dort. Bezieht man sich auf das Koordinatensystem in Abb. 2.6 so muss man die x -Variable in den obigen Gleichungen transformieren, und für x genau genommen $x' = x - x_0$ in (2.29) und (2.30) verwenden.

Lösungen für den turbulenten Freistrahlauf

Für die vorliegende Diplomarbeit ist ausschließlich der turbulente (Turbulenz: siehe Kapitel 2.1.6) Freistrahlauf von Bedeutung. Auch in diesem Fall können die Geschwindigkeitsverläufe im Fernfeld als selbst-ähnliche Profile betrachtet werden. Das für die Skalierung der Querkoordinate notwendige Strahlbreitenmaß, welches grundsätzlich die Strahlaufweitung repräsentiert, ist linear proportional zum Axialabstand von der Düse, d. h.

$$b \sim x$$

sowohl beim ebenen als auch beim runden turbulenten Freistrahlauf. Für die axiale Abnahme der Zentrumsgeschwindigkeit ergeben sich demgemäß folgende Ausdrücke [3]:

ebener Freistrahlauf:

$$\frac{u_c}{u_e} = K_{CR} \left(\frac{\rho_e}{\rho_u} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{B}{x - x_0}} \quad (2.31)$$

runder Freistrah:

$$\frac{u_c}{u_e} = K_{CR} \left(\frac{\rho_e}{\rho_u} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{D}{x - x_0} \quad (2.32)$$

Hierin bezeichnen B und D jeweils die Breite des Schlitzes bzw. den Durchmesser der Austrittsbohrung.

In Abb. 2.7 sieht man beispielhaft den Verlauf der axialen Geschwindigkeit nach (2.31) bzw. (2.32). Für beide Kurven wurden die Konstant $K_{CR} = 2,4$ für den ebenen, und $K_{CR} = 6,2$ für den runden Freistrah verwendet, welche von [3] hauptsächlich basierend auf Experimenten mit einem Dichteverhältnis $\frac{\rho_e}{\rho_u} = 1$ angegeben werden. Dieses Dichteverhältnis wurde auch für die gezeigten Verläufe gewählt. Der Abstand zum virtuellen Ursprung x_0 wurde der Einfachheit halber Null gesetzt $x_0 = 0$.

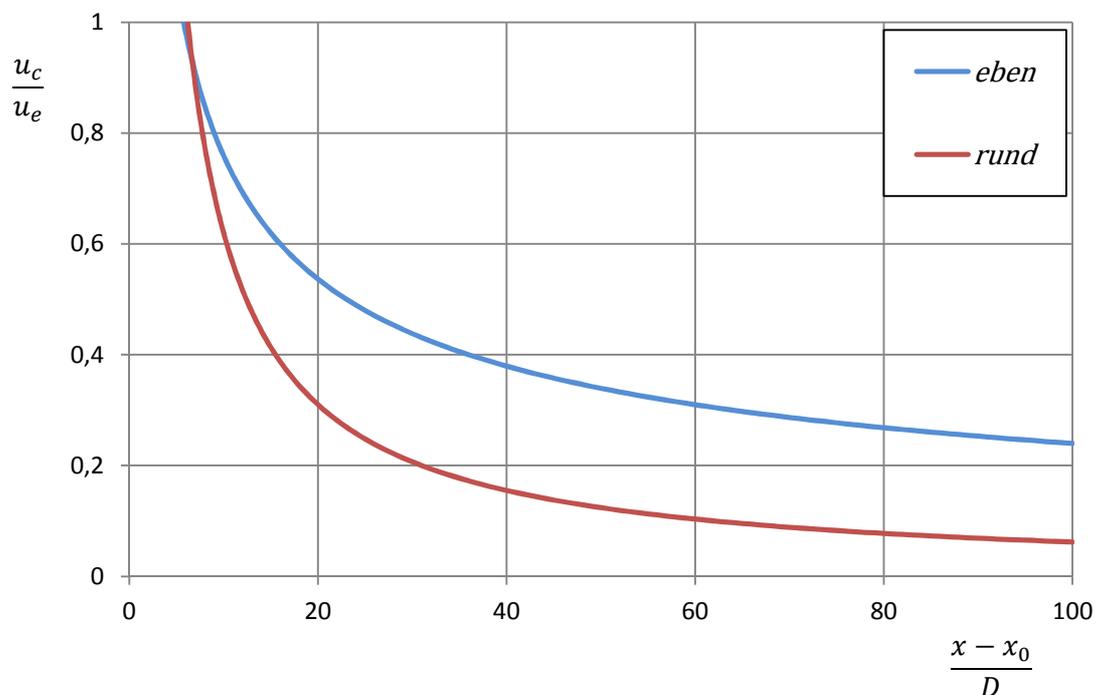


Abb. 2.7 Axialgeschwindigkeit für den ebenen und runden Freistrah

Man kann in diesen exemplarischen Verläufen deutlich den grundsätzlich geringeren Abfall der Axialgeschwindigkeit beim ebenen Freistrahls sehen. Für die vorliegende Problemstellung wäre somit ein ebener Strahl günstiger. In der Realität sind solche Strahlen jedoch praktisch nicht realisierbar, da hierzu eine extrem lange, prinzipiell unendlich lange, Schlitzdüse erforderlich wäre.

Die Profile der axialen Geschwindigkeitskomponente in Richtung quer zur Strahlachse können ebenso basierend auf der Ähnlichkeitstheorie beschrieben werden. Diese exakten Ähnlichkeitsprofile können selbst wiederum durch Gauß'sche Glockenkurven angenähert werden. Bei [3] werden dafür konkret folgende Gleichungen angegeben:

$$u(\eta) = u_c \exp(-K_u \eta^2) \quad (2.33)$$

mit
$$K_u = \frac{\ln(2)}{\dot{y}_{0,5}^2}, \quad (2.34)$$

wobei

$$\eta = \frac{y}{x - x_0} \quad (2.35)$$

die dimensionslose Querkoordinate ist und $\dot{y}_{0,5}$ die Steigung der $y_{0,5}$ -Geraden.

Mit diesen Gleichungen kann das Fernfeld, also ein Gebiet in gewisser Entfernung von der Düse, wo die Profile selbstähnlich sind, sehr gut beschrieben werden. Über das Nahfeld kann jedoch so keine Aussage gemacht werden, da das Nahfeld stark von der Düsengeometrie und den Bedingungen am Düsenaustritt abhängt.

2.1.6 Turbulenz

Freistrahlen sind absolut instabile Strömungen, welche auch bei laminarer Düsenströmung stromab in eine turbulente Strömungsform übergehen. Ein Verbleiben im laminaren Bereich ist nur bei sehr kleinen Reynolds-Zahlen ($Re \sim 50$) realisierbar. In diesem technisch wenig relevanten so genannten unterkritischen Bereich klingen alle möglichen Störungen infolge der Zähigkeitskräfte rasch ab, und die Strömung bleibt laminar. Turbulenz lässt sich durch den von Osbourne Reynolds gezeigten Farbfadenversuch sehr anschaulich darstellen. Bringt man, wie in Abb. 2.8 gezeigt, Farbe in eine Rohrströmung ein, so bildet dieser Farbeintrag bei laminarer Strömung eine gerade Linie. Bei turbulenter Strömung jedoch, wird die Farbe sehr rasch über den ganzen Rohrquerschnitt verteilt. Zusätzlich zur achsparallelen Strömung findet nämlich eine fluktuierende Querbewegung statt. Das Geschwindigkeitsprofil wird dadurch völliger, da axialer Impuls aus dem Zentrum in die wandnahen Bereiche transferiert wird.

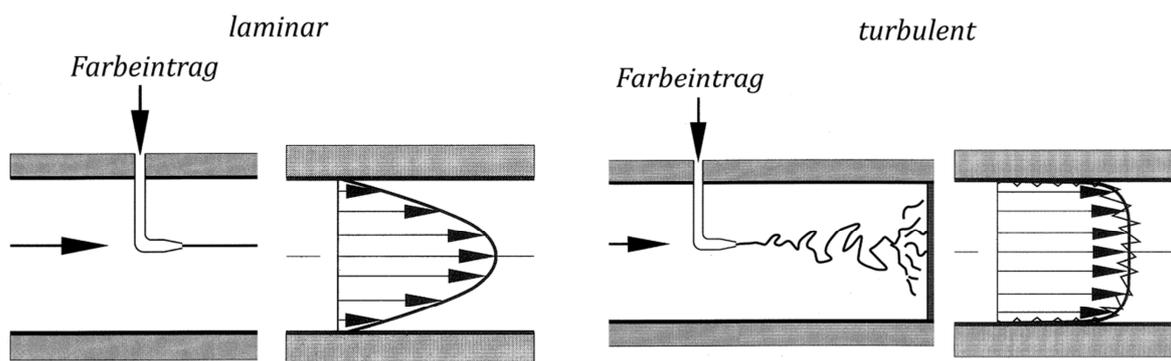


Abb. 2.8 laminare und turbulente Strömung [1]

Die Geschwindigkeitsschwankungen einer statistisch stationären, turbulenten Strömung sind in Abb. 2.9 grafisch dargestellt. Mithilfe der so genannten Reynolds-Zerlegung kann die Geschwindigkeit geschrieben werden als

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z) + u'(x, y, z, t). \quad (2.36)$$

Darin bedeuten \bar{u} den zeitlichen Mittelwert definiert als

$$\bar{u} = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} u(x, y, z, t) dt, \quad t_1 \rightarrow \infty,$$

und u' die momentane Schwankung um den Mittelwert.

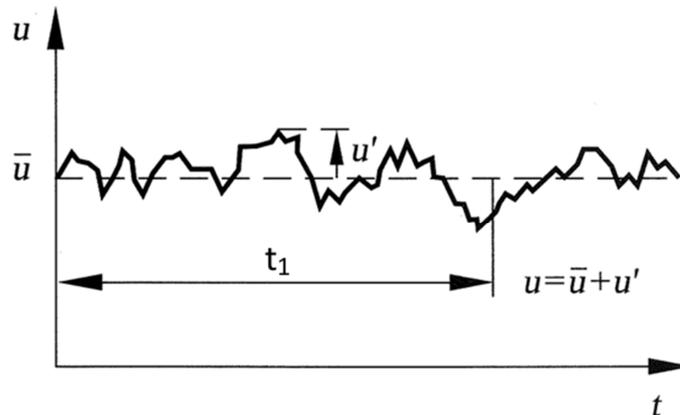


Abb. 2.9 Geschwindigkeitsschwankungen einer turbulenten Strömung [1]

Turbulenz muss natürlich auch in den Erhaltungsgleichungen berücksichtigt werden. Führt man die Zerlegung (2.36) in Gleichung (2.12) ein, so erhält man die Reynolds-Gleichungen für turbulente Strömungen.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = F_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ji}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{\rho u_i' u_j'}}{\partial x_j} \quad (2.38)$$

Den letzten Ausdruck $\overline{u_i' u_j'}$ nennt man den Reynolds'schen Spannungstensor.

$$R_{ij} = \overline{u_i' u_j'} = \begin{bmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

Die Größen $\overline{u_i' u_j'}$ sind unbekannt und müssen separat modelliert werden. Dies bezeichnet man als Schließungsproblem der Turbulenz. Ein häufig verwendeter Ansatz ist der nach Boussinesqu

$$R_{ij} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Die Wirbelviskosität ν_T ist vom Strömungszustand abhängig, und wird z. B. im k - ϵ -Modell, als Funktion der turbulenten kinetische Energie k und der viskosen Dissipation ϵ beschrieben

$$\nu_T = \nu_T(k, \epsilon).$$

Für k und ϵ werden gesonderte Transportgleichungen gelöst. Auf diese wird in Kapitel 0 näher eingegangen.

2.1.7 Gasdynamische Betrachtungen

Um den Zustand der Druckluft am Düsenaustritt berechnen zu können, sind gasdynamische Betrachtungen der Strömung durch die Düse notwendig. Die Gasdynamik betrachtet grundsätzlich die Bewegung und Thermodynamik kompressibler Strömungen, wo definitionsgemäß die Druckkräfte die Dichte des Strömungsmediums maßgeblich verändern. Die mathematischen Grundlagen der Gasdynamik bilden damit die in Kapitel 2.1 bereits formulierten Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für kompressible Strömung ($\rho \neq const.$), sowie die thermodynamischen Zustandsgleichungen.

Für die Betrachtung von interner kompressibler Strömung (durch Rohre, Kanäle) verwendet man in der Gasdynamik zumeist die vereinfachte Formulierung der Erhaltungsgleichungen gemäß der Stromfadentheorie. Für die Strömung entlang eines Stromfadens, wie in Abb. 2.10 beispielhaft anhand einer Düse gezeigt, können damit folgende Erhaltungsgleichungen formuliert werden:

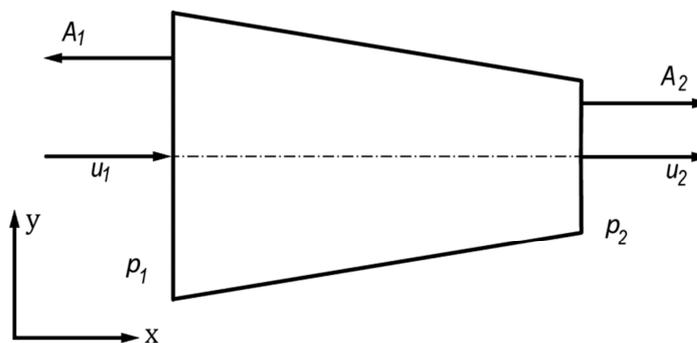


Abb. 2.10 Konvergente Düse

$$\text{Masse} \quad \rho_1 u_1 A_1 = \rho_2 u_2 A_2 = const. \quad (2.40)$$

$$\text{Impuls} \quad A_1 p_1 + \rho_1 u_1^2 A_1 = A_2 p_2 + \rho_2 u_2^2 A_2 + F_{12} \quad (2.41)$$

$$\text{Energie} \quad h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2} - q_{12} \quad (2.42)$$

Darin bezeichnet F_{12} die Summe der auf das Kontrollvolumen wirkenden Kräfte, q_{12} die Summe aller von- bzw. abgeführten Wärmen (inklusive innerer Reibungswärme). Die potentielle Energie (z.B. infolge der Gravitation) wurde hier vernachlässigt.

Isentrope Strömung idealer Gase

Eine Druckluftdüse wird grundsätzlich aus einem Druckluftkessel, der einen höheren Druck als den Umgebungsdruck p_u hat, gespeist. In der Düse expandiert die Druckluft, oder das Arbeitsgas vom Zustand im Kessel 0 (p_0, ρ_0) auf den Zustand am Austritt der Düse e (p_e, ρ_e). Dabei wird ein Teil der im Kessel vorliegenden Druckenergie in kinetische Energie umgewandelt. Die dazugehörige

Zustandsänderung soll als Isentrope, eine Zustandsänderung bei konstanter Entropie ($ds = 0$), wie im T - s Diagramm in Abb. 2.11 beispielhaft gezeigt, angenommen werden.

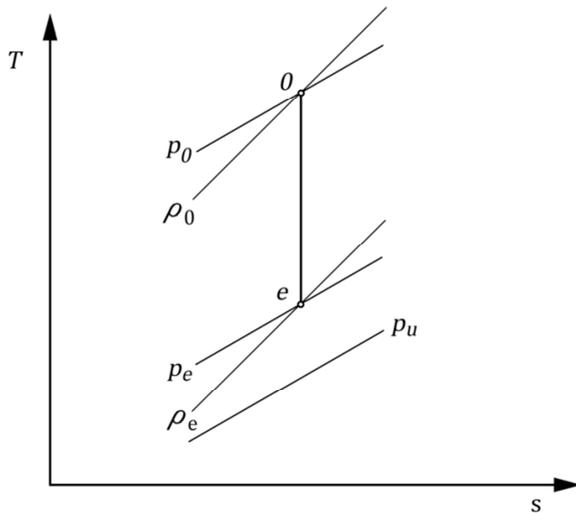


Abb. 2.11 Isentrope Zustandsänderung

Zusätzlich soll das Gas als ideal betrachtet werden. Dabei geht man von der Vorstellung aus, dass auf die einzelnen Gasteilchen keine Kräfte durch Teilchen der Umgebung wirken (z. B.: Van der Waals-Kräfte). Lediglich Stöße untereinander und gegen feste Wände tragen zum Energieaustausch bei. Luft kann für viele technische Anwendungen als ideales Gas angesehen werden. Für die Berechnung von thermischen und kalorischen Zustandsänderungen können somit die allgemeine Gasgleichung

$$p = \rho R T \quad (2.43)$$

und die kalorischen Zustandsgleichungen

$$e = \frac{1}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (2.44)$$

$$h = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} \quad (2.45)$$

verwendet werden. Die spezifischen Wärmekapazitäten $c_p = \left. \frac{dh}{dT} \right|_p$ und $c_v = \left. \frac{de}{dT} \right|_\rho$ sowie der Isentropenexponent $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ (1,4 für Luft) sind dabei allesamt konstant [4].

Die isentropen Änderungen von Druck und Dichte von Zustand 0 zu Zustand e können mathematisch mit

$$\frac{p_0}{\rho_0^\kappa} = \frac{p_e}{\rho_e^\kappa} \quad (2.46)$$

beschrieben werden. Bei Kenntnis des Kesselzustands p_0 und ρ_0 liefert die Isentropenbeziehung (2.46) eine Gleichung für die beiden Unbekannten p_e und ρ_e . Eine zweite Gleichung ist für die Berechnung des Austrittszustandes notwendig, wofür die Energiegleichung (2.42) in vereinfachter

Form herangezogen wird. Definitionsgemäß befindet sich das Gas im Kessel in Ruhe, d.h. $u_0 = 0$, außerdem wird die Zustandsänderung als adiabat angenommen, also $q_{12} = 0$. Die Energiegleichung wird somit

$$h_0 = h_e + \frac{u_e^2}{2} \quad (2.47)$$

und weiter durch das Einsetzen der Beziehung für die Enthalpie (2.45)

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_e}{\rho_e} + \frac{u_e^2}{2} \quad (2.48)$$

bzw.

$$\frac{p_0}{\rho_0} = \frac{p_e}{\rho_e} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{\rho_e}{p_e} \frac{u_e^2}{2} \right). \quad (2.49)$$

Mit Einführung der Schallgeschwindigkeit

$$c^2 = \kappa \frac{p}{\rho} \quad (2.50)$$

und der Mach-Zahl

$$M = \frac{u}{c} \quad (2.51)$$

erhält man

$$\frac{p_0}{\rho_0} = \frac{p_e}{\rho_e} \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_e^2 \right] \quad (2.52)$$

Das Einsetzen der Isentropenbeziehung (2.46) führt schließlich zu einem Ausdruck für das Druckverhältnis p_0/p_e in Abhängigkeit von der Machzahl am Düsenaustritt

$$\frac{p_0}{p_e} = \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_e^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (2.53)$$

Die Mach-Zahl am Austritt der Düse ist jetzt noch unbekannt. Sie hängt ja per Definition von der Strömungsgeschwindigkeit u_e und der lokalen Schallgeschwindigkeit c_e ab. Je stärker das Gas vom Kesselzustand 0 ausgehend expandiert, desto größer wird u_e . Diese Expansion kann theoretisch bis zu einem Zustand erfolgen, in dem der statische Druck p_e Null wird und die gesamte Druckenergie aus dem Reservoir in Geschwindigkeitsenergie umgewandelt wurde.

Um die Zusammenhänge bei der Expansion zu verstehen, betrachten wir die lokale Geschwindigkeit u und den Massenstrom \dot{m} als Funktionen vom lokalen Druckverhältnis p/p_0 in einem Kanal mit

veränderlichem Querschnitt. Formt man Gleichung (2.48) nach der Geschwindigkeit um, so führt dies auf

$$\frac{u^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p}{\rho} \right).$$

Durch Einsetzen von (2.46) lässt sich die Dichte ρ eliminieren

$$\begin{aligned} \frac{u^2}{2} &= \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho_0} \left(\frac{p_0}{p} - \frac{\rho_0}{\rho} \right) = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho_0} \left[\frac{p_0}{p} - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \right] \\ &= \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} \right] \end{aligned}$$

und wir erhalten

$$\begin{aligned} u &= \sqrt{2 \frac{p_0}{\rho_0}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \\ &= \sqrt{2 \frac{p_0}{\rho_0}} N \end{aligned} \tag{2.54}$$

mit der so genannten Geschwindigkeitsfunktion N . Mittels der Kontinuitätsgleichung (2.40) lässt sich damit der Massenstrom durch den Kanal folgendermaßen schreiben

$$\dot{m} = \rho A u = \rho A \sqrt{2 \frac{p_0}{\rho_0}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} = \text{const.}$$

Nach Elimination der Dichte ρ mittels der Isentropenbeziehung führt dies auf

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \rho_0 A \sqrt{2 \frac{p_0}{\rho_0}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \\ \dot{m} &= \rho_0 A \sqrt{2 \frac{p_0}{\rho_0}} \Psi = \text{konstant}, \end{aligned} \tag{2.55}$$

wobei Ψ die sogenannte Durchflussfunktion ist. Ψ und N sind nur vom Druckverhältnis abhängig und haben für Luft ($\kappa = 1,4$) den in Abb. 2.12 gezeigten Verlauf.

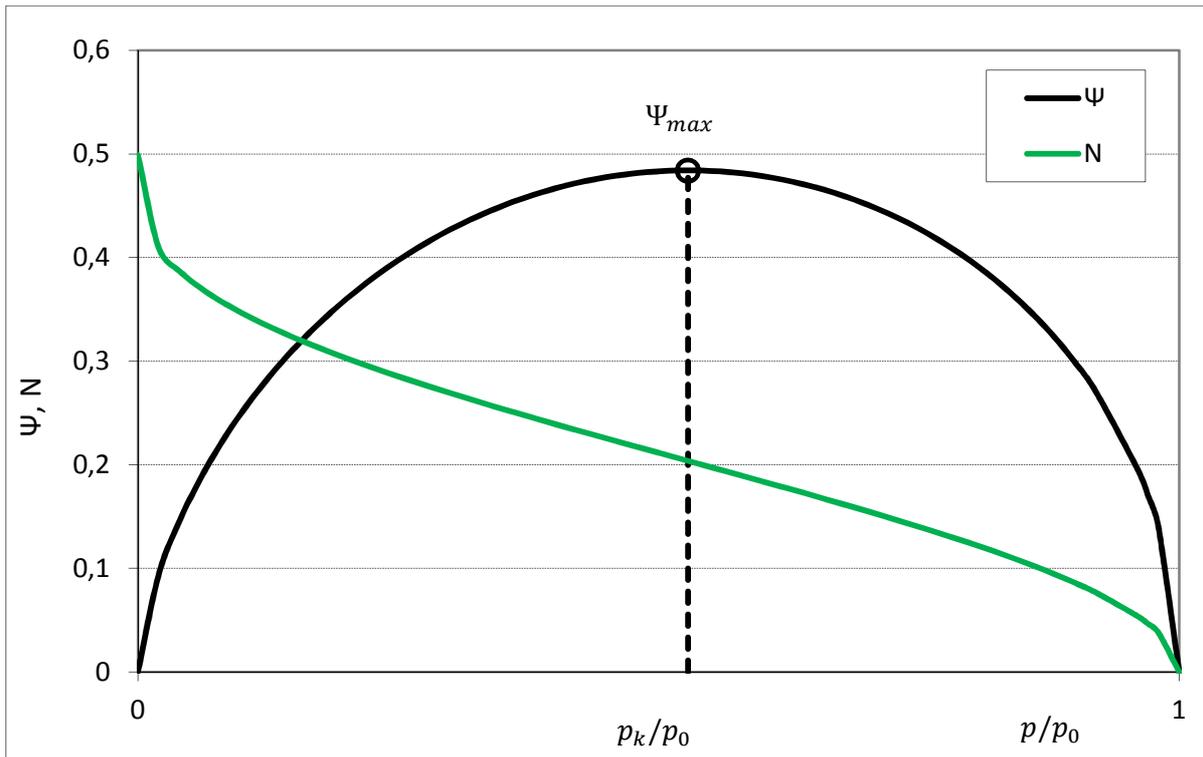


Abb. 2.12 Durchflussfunktion und Geschwindigkeitsfunktion

Das Gas hat im Kessel den Druck p_0 , von wo auch die Expansion beginnt ($p/p_0 = 1$). Wie man aus Abb. 2.12 erkennen kann, nimmt Ψ bis zum kritischen Punkt, beim kritischen Druckverhältnis p_k/p_0 , stetig zu. Um die Kontinuitätsgleichung (2.55) zu erfüllen, muss während dieser Zunahme von Ψ der Düsenquerschnitt A entsprechend abnehmen, da sonst der Massenstrom steigen würde. Andererseits ist für eine Expansion in den überkritischen Bereich ($p/p_0 < p_k/p_0$), eine entsprechende Querschnittserweiterung notwendig, da Ψ ab dem kritischen Punkt stetig abnimmt. Die Düse in Abb. 2.10 kann deshalb maximal den kritischen Punkt erreichen, da es sich um einen konvergenten Kanal mit stetiger Verjüngung handelt. Man spricht von einem blockierten Kanal. Um den Zustand im kritischen Punkt zu berechnen, sucht man das Maximum von $\Psi = f(p/p_0)$, d.h.

$$\frac{d\Psi}{d\left(\frac{p}{p_0}\right)} = \frac{d\Psi}{d\left(\frac{p_k}{p_0}\right)} = 0,$$

und man erhält

$$\Rightarrow \frac{p_k}{p_0} = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.56)$$

Auf diese Weise kann der kritisch Druck, und mit (2.46) auch die kritische Dichte

$$\frac{\rho_k}{\rho_0} = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (2.57)$$

am Düsenaustritt berechnet werden. Da für die Kenntnis eines thermodynamischen Zustandes zwei Zustandsgrößen bekannt sein müssen, ist damit der Zustand im kritischen Punkt bestimmt.

Gleichung (2.56) ist mit Gleichung (2.53) für $M_e = 1$, ident. Setzt man das kritische Druckverhältnis (2.56) in die Geschwindigkeitsfunktion N ein, erhält man

$$N_k = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa + 1}}$$

Setzt man weiter die kritische Dichte aus (2.57) und den Druck aus (2.56) in (2.54) ein, erhält man für die Geschwindigkeit im kritischen Punkt

$$u_k = \sqrt{\kappa \frac{p_k}{\rho_k}},$$

was der lokalen Schallgeschwindigkeit (2.50) entspricht.

Aus Gleichung (2.56) lässt sich der, für das Erreichen der Schallgeschwindigkeit am Düsenaustritt, erforderliche Mindestdruck $p_{0\min}$ berechnen. Um bei einem Umgebungsdruck von $101\,325\text{ Pa}$ gerade noch auf die Schallgeschwindigkeit expandieren zu können, beträgt der minimal erforderliche Kesseldruck

$$p_{0\min} = \frac{p_k}{\left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} = 191\,801\text{ Pa}. \quad (2.58)$$

Liegt $p_0 > p_{0\min}$, wird am Kanalausstritt ein kritischer Druck erreicht, welcher höher als der Umgebungsdruck ist ($p_k > p_u$). Es folgt eine Nachexpansion stromab vom Düsenaustritt.

Zusammenfassend kann man sagen, dass bei isentroper Strömung idealer Gase

- die Expansion bei rein konvergenten Düsen maximal bis zum kritischen Punkt mit den Größen u_k, p_k, ρ_k erfolgt.
- im kritischen Punkt maximal Schallgeschwindigkeit erreicht wird, $M = 1$, wenn der Kesseldruck $p_0 \geq p_{0\min}$ ist.
- für eine Expansion in den überkritischen Bereich eine Querschnittserweiterung der Düsenfläche erforderlich ist, wie dies bei einer Laval-Düse der Fall ist.

2.2 Oberflächenphysik

Wie in der Einleitung beschrieben, ist das Ziel der Diplomarbeit, Tropfen, die auf Karosserief lächen haften, abzublasen. Kapitel 2.1 beschäftigte sich mit den strömungsmechanischen Aspekten dieser Aufgabe, nun sollen auch die grenzflächenphysikalischen Grundlagen, die zur Beschreibung der Haftkräfte eines Tropfens auf fester Oberfläche erforderlich sind, diskutiert werden.

2.2.1 Grenzflächenenergie

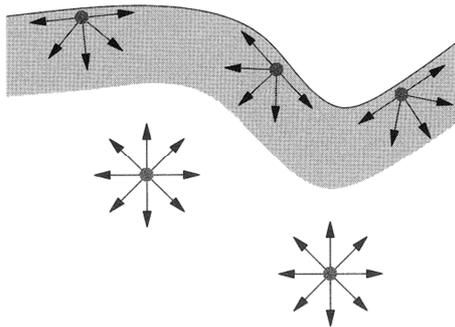


Abb. 2.13 Grenzfläche flüssig-gasförmig [5]

Wie in 0 erwähnt, sind die intermolekularen Kräfte in Gasen sehr klein und können vernachlässigt werden. In Flüssigkeiten kann diese Vereinfachung jedoch nicht gemacht werden. Die Teilchen sind hier so dicht beisammen, dass sie sich gegenseitig beeinflussen und attraktive Kräfte auf einander ausüben. In Abb. 2.13 ist die Grenzfläche zwischen einer flüssigen und einer gasförmigen Phase dargestellt (z.B.: Wasser-Luft). Im Inneren der Flüssigkeit heben sich die Kräfte auf. An der Grenzfläche fehlen jedoch auf der Gasseite diese Kräfte und die Flüssigkeitsteilchen an der Oberfläche erfahren eine, in das innere der Flüssigphase gerichtete, resultierende Kraft. Will man die Grenzfläche vergrößern, so muss Arbeit gegen diese resultierende Kraft geleistet werden. Diese Arbeit wird spezifische Grenzflächenenergie Γ , oder auch Grenzflächenspannung (flüssig-flüssig) bzw. Oberflächenspannung (flüssig-gasförmig) genannt [5]. Ein Flüssigkeitstropfen, der von Gas umgeben ist möchte demgemäß seine Oberfläche möglichst klein halten, da ja die resultierende Kraft auf die Oberflächenteilchen nach innen wirkt. Er bildet somit eine Kugelform aus.

2.2.2 Kontaktwinkel

Ein Kontaktwinkelproblem tritt auf, wenn Phasengrenzflächen von zumindest drei unterschiedlichen Phasen aneinander stoßen. Ein Wassertropfen auf festem Untergrund in Erdatmosphäre bildet ein solches typisches drei-Phasen-System: flüssig-fest-gasförmig (Abb. 2.14a). Es ist aber auch ein drei-Phasen-System mit zwei flüssigen Phasen möglich (Öltropfen auf Wasser Abb. 2.14b)

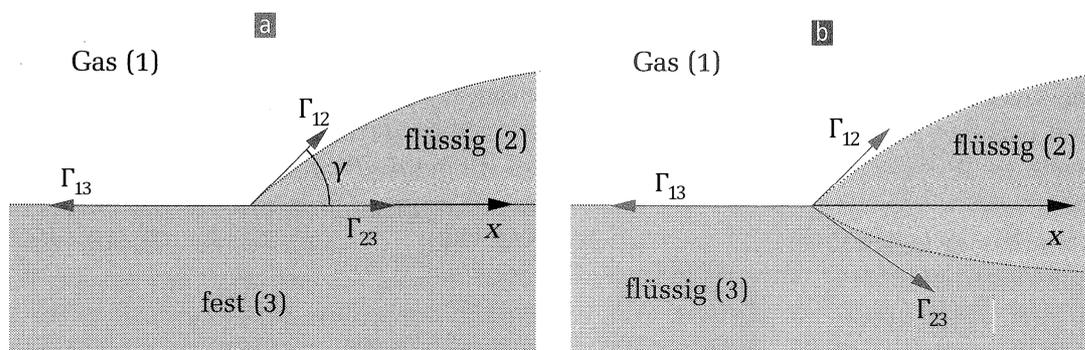


Abb. 2.14 Grenzflächenspannungen im drei-Phasen-System [5]

Wir wollen den Fall in Abb. 2.14a) genauer untersuchen, da dieser für unsere konkret vorliegende Problemstellung der relevante ist. Die drei Grenzflächenspannungen stehen im statischen Fall

entlang der gesamten Kontaktlinie im Gleichgewicht, da sich der Tropfen sonst in Bewegung setzen würde. Auf Grund der Rotationssymmetrie lässt sich das dreidimensionale System auf ein ebenes reduzieren. Das Kräftegleichgewicht in x-Richtung ergibt sich wie folgt:

$$\Gamma_{12} \cos \gamma - \Gamma_{13} + \Gamma_{23} = 0. \quad (2.59)$$

Der Kontaktwinkel ist demnach

$$\cos \gamma = \frac{\Gamma_{13} - \Gamma_{23}}{\Gamma_{12}}. \quad (2.60)$$

Wenn $|\Gamma_{13} - \Gamma_{23}| > \Gamma_{12}$ ist, ist kein statisches Gleichgewicht möglich, und der Tropfen verformt sich dementsprechend. Tritt dieser Fall ein, und gilt $\Gamma_{13} > \Gamma_{23} + \Gamma_{12}$, so breitet sich der Tropfen auf dem Untergrund aus. Die Flüssigkeit ist vollständig benetzend. Gilt hingegen $\Gamma_{23} > \Gamma_{13} + \Gamma_{12}$, so zieht sich der Tropfen zu einer Kugel zusammen, es herrschen vollständig hydrophobe Benetzungsbedingungen.

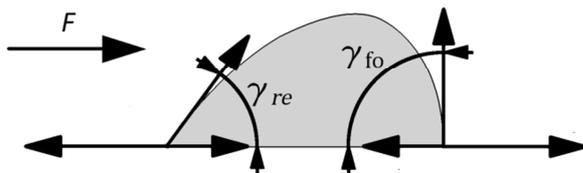


Abb. 2.15 Tropfen unter Verformung

Erfährt der Tropfen eine äußere Kraft (Luftstrom, Gravitation auf schräger Ebene) so verformt er sich in der Art, wie in Abb. 2.15 dargestellt. Die Tropfenform bleibt in diesem Fall nicht mehr symmetrisch. Auf der Seite, die dem Luftstrom ausgesetzt ist, bildet sich der sogenannte „receding“ (γ_{re}) und auf der Windschattenseite, der „forwarding“ (γ_{fo}) Kontaktwinkel. Erreichen diese Winkel gewisse Grenzwerte, ab denen das statische Gleichgewicht nicht mehr aufrecht erhalten werden kann, so setzt sich der Tropfen in Bewegung. Nach einer Beschleunigungsphase stellt sich schließlich ein dynamisches Gleichgewicht ein.

Nimmt man oben gesagtes in Betracht, so wären vollkommen hydrophobe Benetzungsbedingungen für das Abblasen von Vorteil. Einerseits sind hier die Adhäsionskräfte klein, und somit auch der Widerstand gegen Bewegung, andererseits wäre die Oberfläche, an der der Luftstrom angreifen kann, groß. Ein Beispiel aus der Natur, das schon für viele technische Anwendungen übernommen wurde, ist der sogenannte Lotuseffekt. Hier ist die Grenzflächenspannung Γ_{23} auf Grund der speziellen Oberfläche des Lotusblattes so groß, dass sich Wassertropfen zur Kugelform zusammenziehen, und sofern eine äußere Kraft auf die Tropfen wirkt, diese von der Oberfläche abperlen.

3. Numerische Strömungssimulation

Wie in Kapitel 2.1.4 ausgeführt, kann mittels der Ähnlichkeitstheorie nur das Fernfeld der Freistrahlsströmung geeignet beschrieben werden. Das Nahfeld der Düse, wo der konkret vorliegende Strömungszustand am Düsenaustritt (Geschwindigkeitsprofil, Turbulenzgrad, etc.), sowie die im kompressiblen Fall auftretenden Nachexpansionen von Bedeutung sind, bedarf hingegen einer Beschreibung durch numerische Strömungssimulation (CFD). Neben der Erfassung der düsennahen Strömung können aus der numerischen Lösung auch jene in der Ähnlichkeitslösung auftretenden Parameter bestimmt werden, welche die Ähnlichkeitslösung selbst nicht ergibt, wie z.B. die Lage des virtuellen Ursprungs x_0 .

Alle CFD-Simulationen wurden mit dem Programm Ansys Fluent 12.1 durchgeführt. Simuliert wurde dabei das Strömungsfeld des Freistrahls stromab von der Düse, also ohne die vorgelagerten Düsenkanäle. Düsenpezifisch vorgegeben wurde dabei nur die Geometrie der Austrittsfläche, durch welche der Luftstrom die Düse verlässt.

Die aus der Ähnlichkeitstheorie resultierenden Verläufe der Zentrumsgeschwindigkeit in Abb. 2.7 zeigen die im Vergleich zum runden Freistrahls typische, geringere Geschwindigkeitsabnahme für den ebenen Freistrahls. Diese analytische Lösung gilt grundsätzlich nur für eine unendlich lange ebene Schlitzdüse [2]. In der Realität ist das aufgrund der endlichen Länge der Düse natürlich nicht der Fall, und es soll untersucht werden, wie die Geschwindigkeitsabnahme bei einer realen Flachstrahldüse, welche der generischen ebenen Freistrahldüse sehr nahe kommt, tatsächlich aussieht. Zu diesem Zweck wurde daher ein Flachstrahlmodell zusätzlich zu einem Rundstrahlmodell simuliert. Das hierbei betrachtete Flachstrahlmodell war bis dato bei der Firma MAGNA Steyr im Blasportal in Verwendung. Es handelt sich um das Modell 600.130 von Lechler. Das betrachtete Rundstrahlmodell, welches bis dato noch nicht eingesetzt worden war, wurde auf Grund der Herstellerdaten als besonders erfolversprechend eingestuft und deshalb in die Simulation aufgenommen. Es ist ebenfalls von Lechler und hat die Bezeichnung 544.800.16.CC. Auf die genauen Düsengeometrien wird in der folgenden Beschreibung der Rechenmodelle noch näher eingegangen.

3.1 Rechenmodelle

In den numerischen Simulationen wird das Strömungsmedium als ideales Gas behandelt. Nach Gleichung (2.58) liegt schon bei einem Kesseldruck von $p_0 = 1,9 \text{ bar}$ ein blockierter Kanal vor, womit die Mach-Zahl am Austritt $M = 1$ ist. Im Blasportal liegt der Kesseldruck mit ca. 6 bar deutlich höher, sodass an der Düse immer von einem kritischen Zustand mit $M = 1$ auszugehen ist. Da inkompressible Strömung lediglich für sehr niedrige Mach-Zahlen ($M < 0,1$) angenommen werden kann, wurden im vorliegenden Fall stets Simulationen für kompressible Strömung durchgeführt.

Turbulenzmodellierung

In Kapitel 2.1.6 wurde das Phänomen der Turbulenz und deren Modellierung mittels der Wirbelviskosität $\nu_T = \mu_T / \rho$ besprochen. Für die vorliegenden CFD-Simulationen wurde eine spezielle Variante des $k-\epsilon$ -Modells verwendet („realizable“ $k-\epsilon$). Dieses berechnet wie das Standard $k-\epsilon$ -Modell die Wirbelviskosität als

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

und löst hierzu Transportgleichungen für die kinetische turbulente Energie k

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial \rho}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (3.1)$$

und die turbulente Dissipationsrate ϵ

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial \rho}{\partial x_j}(\rho \epsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\epsilon - \rho C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} C_{3\epsilon} G_b + S_\epsilon \quad (3.2)$$

Im verwendeten „realizable“ k - ϵ -Modell wird im Vergleich zum Standard k - ϵ -Modell C_μ und die ϵ -Transportgleichung etwas modifiziert, was insbesondere bei turbulenten Freistrahlen zu einer besseren Vorhersage der Strahlaufweitung führt.

3.2 Gitter

Anders als bei analytischen Berechnungen, produzieren numerische Simulationen keine kontinuierlichen Lösungen, sondern diskrete Lösungen an endlich vielen Punkten im Rechengebiet. Das Rechengebiet muss deshalb vorab diskretisiert, also in endlich viele Punkte aufgeteilt, werden. Das so diskretisierte Rechengebiet nennt man Rechengitter. Für die vorliegenden numerischen Strömungssimulationen sind die Rechengitter zwei- bzw. drei-dimensional. Die Erstellung erfolgte im Programm Gambit 2.4.

3.2.1 Runder Freistrah

Wie eingangs erwähnt, wird bei allen numerischen Simulationen nur das Strömungsfeld stromab vom Austrittsquerschnitt der Düse betrachtet. Eine Skizze bzw. Fotografie der betrachteten Düse für den runden Freistrah, sind in Abb. 3.1a, bzw. Abb. 3.1b dargestellt.

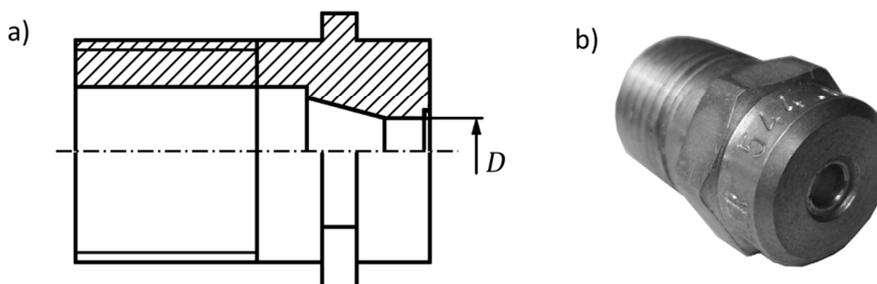


Abb. 3.1 Rundstrahldüse Lechler 544.800, $D = 3,3\text{mm}$

Für die Erstellung des Rechengitters war lediglich der Austrittsdurchmesser D der Düse von Bedeutung. Er beträgt $D = 3,3\text{ mm}$.

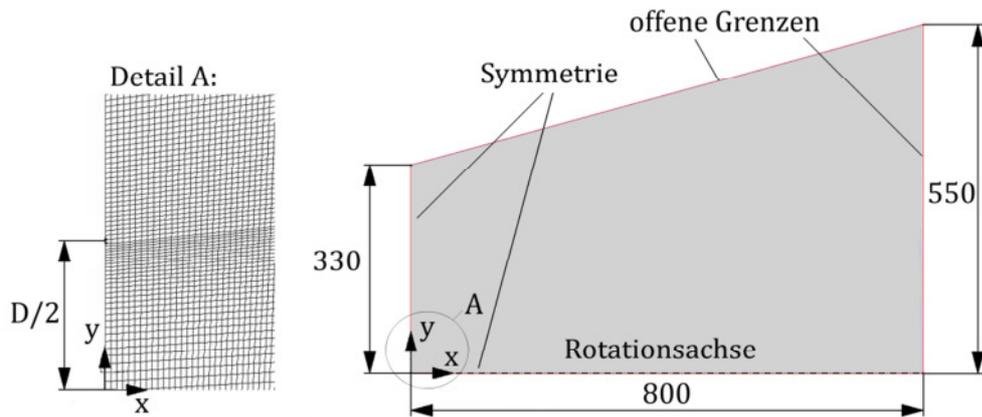


Abb. 3.2 Rechengitter für den runden Freistrah (Maße in mm)

In Abb. 3.2 sieht man das Rechengebiet. Auf Grund der Rotationsymmetrie der Düse, und somit auch des Freistrahles, reduziert sich das Gebiet auf ein 2D-Modell. Die radiale Innenberandung ist damit die Rotationsachse, wobei der Mittelpunkt der Düsenaustrittsöffnung, die ja eine Kreisfläche ist, sich im Koordinatenursprung befindet. Die Symmetrieachse der Düse, Abb. 3.1 a) ist mit der x -Achse (Rotationsachse) identisch.

In Detail A ist die Auflösung am Rand der Austrittsöffnung zu sehen. Da hier besonders hohe Gradienten zu erwarten sind (Grenzschicht), ist das Gitter am Rand des Austrittsquerschnittes auch am feinsten. Das Netz wird ausgehend vom Rand der Austrittsöffnung in positiver, sowie in negativer radialer Richtung (y -Richtung) gröber.

Das Rechengitter hat insgesamt 797 671 Zellen, wobei die Auflösung 1561 x 511 Zellen in die axiale bzw. radiale Richtung beträgt.

3.2.2 Freistrah aus Flachstrahldüse

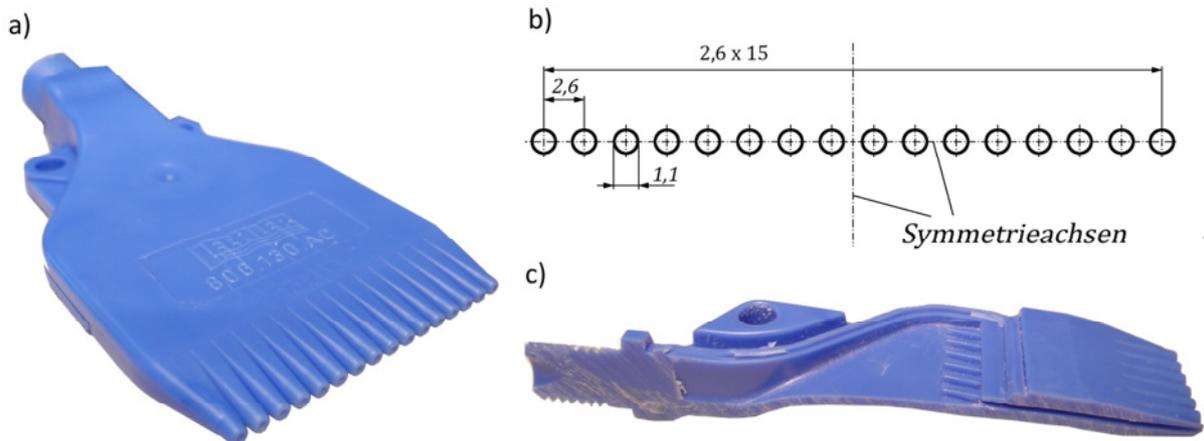


Abb. 3.3 Flachstrahldüse

Die Flachstrahldüse ist in Abb. 3.3 a) abgebildet. Der Luftstrom verlässt die Düse durch 16 linear angeordnete Bohrungen (Durchmesser $D = 1,1\text{mm}$, Abb. 3.3b). In Abb. 3.3c ist das Innere der Düse aus der Ansicht eines Schnitts durch einen der Düsenkanäle zu sehen. Wie man sehen kann, ist dies keine Flachstrahldüse im eigentlichen Sinne. Sie besteht vielmehr aus einer Anzahl von, in einer

Ebene liegenden, achsenparallelen Bohrungen, welche in der Gesamtheit einen Flachstrahl annähern sollen. Für die Simulation ist hierbei nur die Anzahl, Position und die Größe der Bohrungen relevant, da ja die Strömung in der Düse selbst, nicht simuliert wird.

Eine Rotationssymmetrie wie bei der runden Düse ist hier nicht gegeben, es können aber trotzdem zwei Symmetrieebenen identifiziert werden (Abb. 3.3b).

Das Rechengebiet (Abb. 3.4) kann geometrisch als Pyramidenstumpf einer geraden Pyramide mit rechteckiger Grundfläche angesehen werden. Eine gerade Pyramide hat zwei Symmetrieebenen. Diese wurden auch hier zur Verkleinerung des Rechengebietes ausgenutzt. Die in der schematischen Darstellung des Rechengebietes in Abb. 3.4. gezeigten xz - und xy -Ebenen sind diese beiden Symmetrieebenen. Der Freistrahel selbst tritt in der Eintrittsebene durch acht genau definierte Querschnittsflächen (Bohrungen) in das Gebiet. Eine davon sieht man im Detail in Abb. 3.5. Es handelt sich stets um halbkreisförmige Flächen, die in der yz -Ebene angeordnet sind. Auch hier wurde die Grenzschicht sehr fein aufgelöst (0,01mm). Die restlichen geometrischen Daten für das Gebiet sind Tab. 3.1 zu entnehmen.

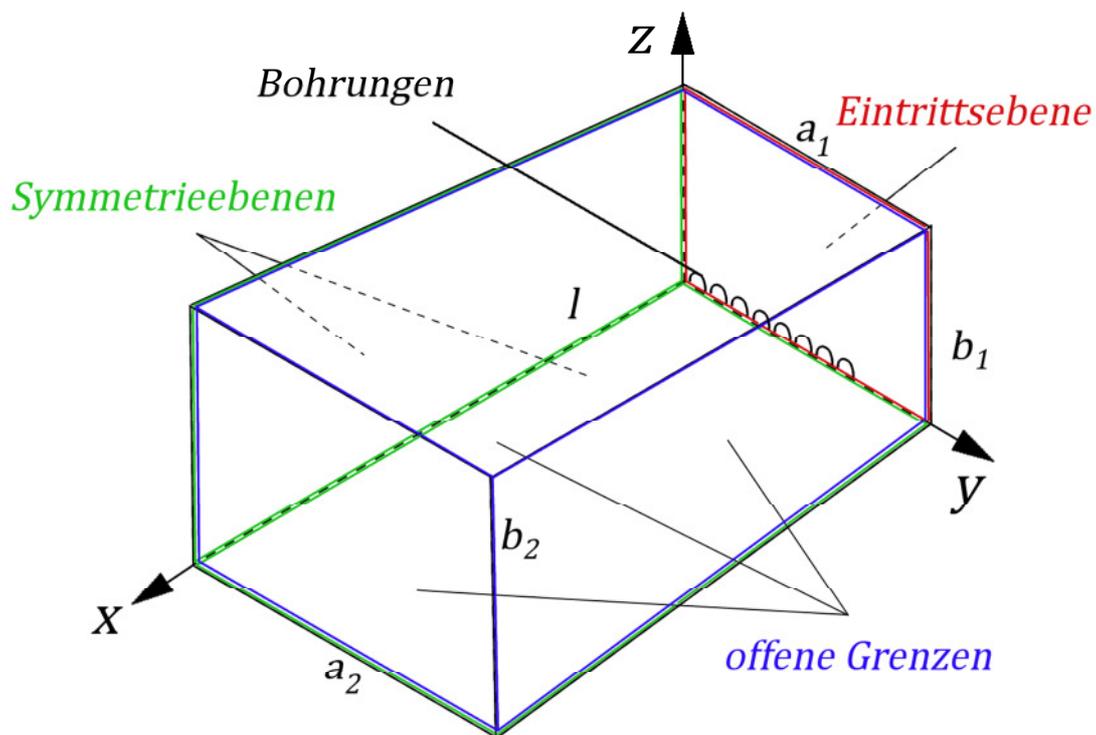


Abb. 3.4 Rechengebiet des flachen Freistrahles

a_1	b_1	a_2	b_2	l
40	20	160	140	800

Tab. 3.1 Abmessungen des Rechengebiets für die Flachstrahldüse in mm

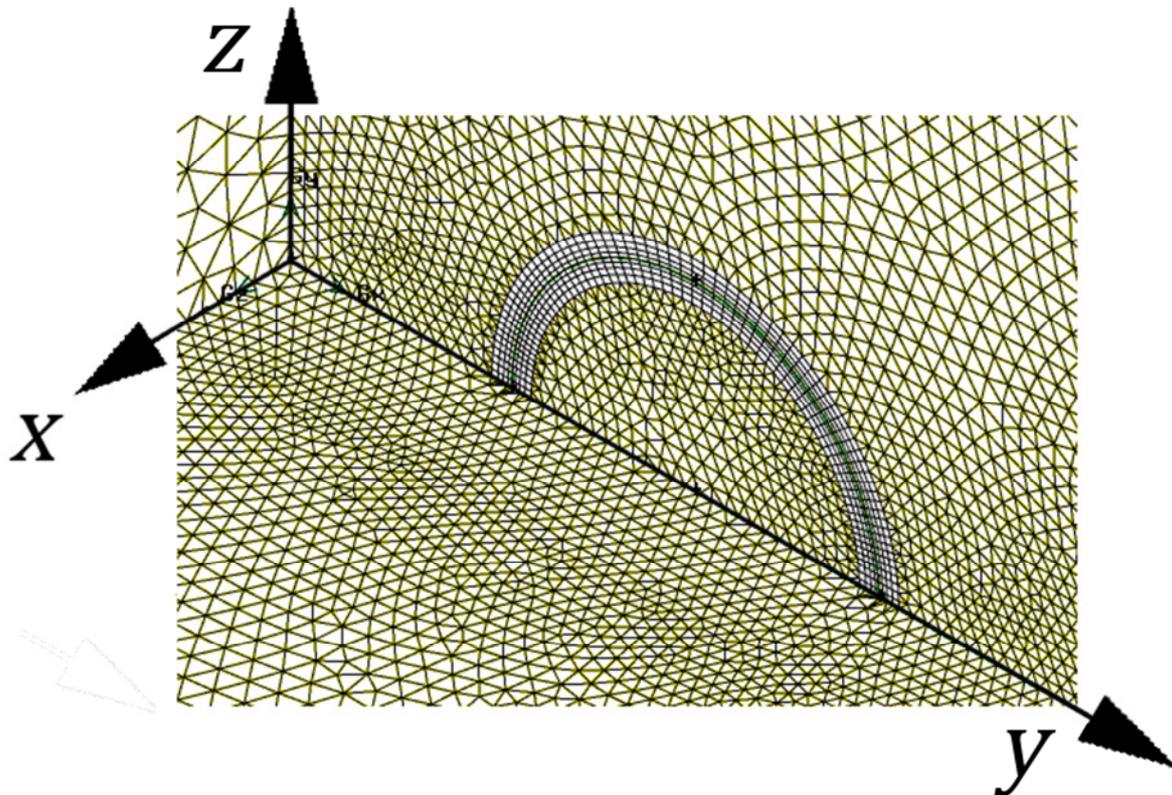


Abb. 3.5 Vergrößerte Einzeldarstellung einer Eintrittsöffnung in das Rechengebiet

Durch die Tatsache, dass das Rechengebiet drei-dimensional ist und die Umgebung der Ränder der Bohrungen sehr fein aufgelöst werden müssen, hat das unstrukturierte Netz, mit $3,8 \cdot 10^6$ Zellen, also eine große Anzahl an zu berechnenden Punkten. Dies hat naturgemäß eine lange Simulationsdauer zur Folge.

3.3 Randbedingungen

Für die Simulation des runden Freistrahls, sowie des Freistrahles aus der Flachstrahldüse, wird an der jeweiligen Düsenaustritts-Querschnittsflächen eine Differenzdruckrandbedingung vorgegeben. Hier werden zwei Drücke definiert, erstens der „gauge total pressure“ p_0 , und zweitens der „supersonic/initial gauge pressure“ p_e . p_0 entspricht dem isentropen Ruhezustand (Kesseldruck) des Gases, und p_e dem Druck am Düsenaustritt bei isentroper Expansion. Der hier zugrunde liegende Expansionsvorgang ist im T-s-Diagramm in Abb. 3.6 dargestellt.

Es handelt sich sowohl bei der Rundstrahldüse (Abb. 3.1), als auch bei der Flachstrahldüse (Abb. 3.3) um konvergente Kanäle. Der Kesseldruck wurde mit

$$p_0 = 6\text{bar}$$

so gewählt, dass er den realen Bedingungen im Blasportal nahekommt, und liegt somit deutlich über $p_{0min} = 1,9\text{bar}$ (Gleichung (2.58)), der für das Erreichen des kritischen Zustandes nötig ist. Die Düsen arbeiten somit als blockierte Kanäle und der Druck p_e ist gleich dem kritischen Druck p_k und lässt sich nach Gleichung (2.56) mit $\kappa = 1,4$ berechnen als $p_k = 3,17\text{bar}$.

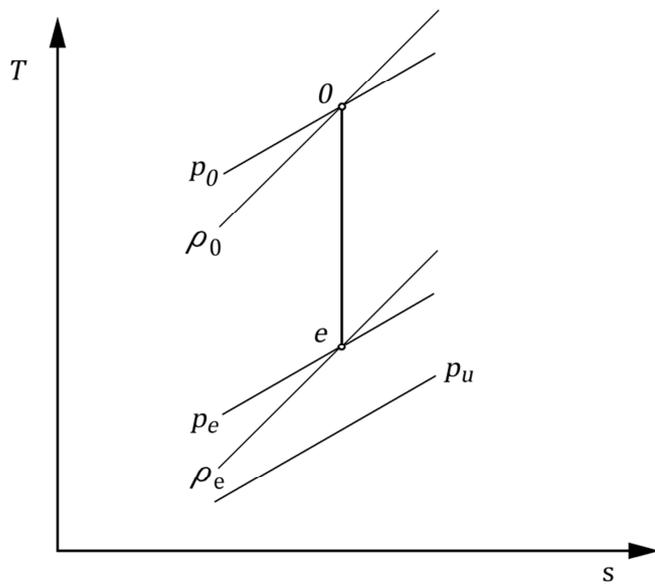


Abb. 3.6 Isentrope Expansion zur Berechnung der Randbedingungen

Mit der Festlegung der totalen Temperatur im Kessel $T_0 = 300\text{ K}$ sind die Randbedingungen für den jeweiligen Eintrittszustand des Gases in das Rechengebiet vollständig bestimmt.

Neben der Symmetrie-Randbedingung, welche grundsätzlich einer Nullgradienten-Bedingung normal zur Randfläche entspricht, sind lediglich noch die Randbedingungen für die in Abb. 3.4 und Abb. 3.2 als offene Grenzen bezeichneten Ränder zu definieren. Wie die Bezeichnung schon sagt, kann das Medium hier frei hinaus- bzw. hineinströmen. An diesen „offenen“ Grenzen wird der Geschwindigkeitszustand offen gelassen und nur der Umgebungszustand in Form von Druck $p_u = 1\text{ bar}$ und Temperatur $T_u = 300^\circ\text{C}$ vorgegeben.

4. Experimentelle Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit gliedern sich grob in drei Teile.

1. Der erste Teil umfasst die Untersuchung von Freistahlströmungen ohne Hindernis. Es sollen die Ergebnisse aus der numerischen Simulation für die Rundstrahl- und die Flachstrahldüse mittels Geschwindigkeits- und Impulsmessungen überprüft, bzw. verglichen werden. Zusätzlich zu den zwei vorhin erwähnten Düsen, sollen noch weitere Düsenmodelle, die aus Zeitgründen nicht simuliert werden konnten, untersucht werden.
Das Ziel des ersten Teils ist die Auswahl jener Düse, welche grundsätzlich den höchsten axialen Impulseintrag über dem geplanten Abstandsbereich gewährleistet.
2. Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Umströmung der Heckklappe des R60, also einer Freistahlströmung mit Hindernis. Es ist eine geeignete Positionierung der Düse, relativ zur Klappe, zu ermitteln, sodass der aus der Düse kommende Impuls möglichst gut ausgenützt wird. Konkret erfolgt dies über Geschwindigkeitsmessungen nahe der Unterkante der Heckklappe.
Im Anschluss an die Messungen mit der trockenen Heckklappe sollen Untersuchungen unter Verwendung der realen Prozessflüssigkeit durchgeführt werden. Durch eine Serie von Abblasversuchen einer vollständig mit Prozessflüssigkeit benetzten Heckklappe soll ein möglichst effizientes Blaskonzept entwickelt werden, das in das Blasportal übertragen werden kann. Überdies sollen die Prozessflüssigkeiten (B20, B30, B40) in Hinsicht auf ihren Kontaktwinkel auf, der realen Karosserie entnommenen, Blechproben untersucht werden.
3. Im dritten Teil sollen die aus den Laborversuchen gewonnenen Erkenntnisse, sowie das dabei entwickelte Blaskonzept im Blasportal realisiert und gegebenenfalls an die realen Bedingungen angepasst werden. Es sollen relevante Betriebsparameter für einen effizienten Betrieb erfasst, und die Blaswirkung dokumentiert werden.

Die zwei ersten Teile werden in den Labors des Instituts für Strömungslehre und Wärmeübertragung (ISW), bzw. des Instituts für Papier- Zell- und Fasertechnik (IPZ) der TU-Graz durchgeführt. Der dritte, und letzte Teil der experimentellen Untersuchungen, erfolgt schließlich im Blasportal der Fa. MAGNA Steyr Fahrzeugtechnik.

Im vorliegenden Kapitel soll der Versuchsstand für die Freistahluntersuchungen, sowie die eingesetzten Messgeräte und Messmethoden gezeigt werden. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen, der CFD-Simulationen, sowie der analytischen Lösungen werden in Kapitel 5 diskutiert.

4.1 Prüfstandskonstruktion

Für die Laborversuche am ISW wurde ein Prüfstand konstruiert, an dem man verschiedene Düsen montieren, und mit Luft mit definierten Vordrücken (Kesselzuständen) versorgen kann. Mit diesem Prüfstand sollte es möglich sein, sowohl Freistrahströmungen ohne Hindernisse als auch solche mit Hindernissen in Form der betrachteten Heckklappe zu vermessen.

Ein fundamentaler Bestandteil des Prüfstandes ist die Druckluftversorgung mit den zur Einstellung des Vordruckes p_0 dienenden Komponenten. Der schematische Aufbau der Mess- und Regelstrecke ist in Abb. 4.1 dargestellt.

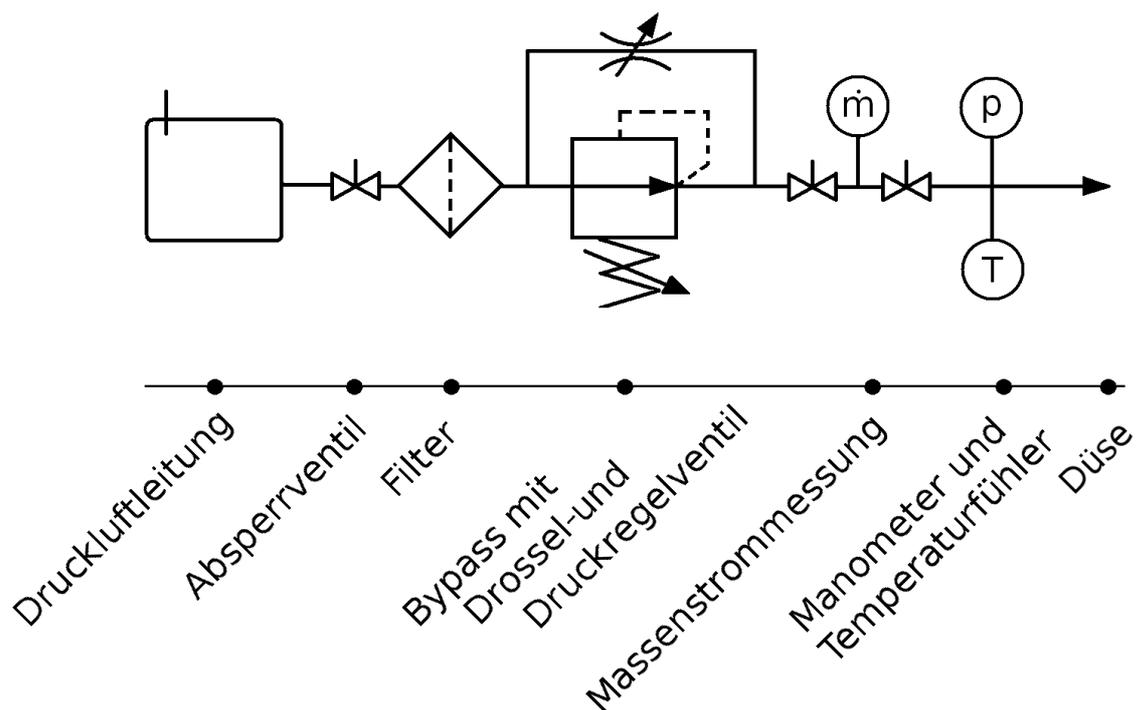


Abb. 4.1 Schematische Darstellung der Druckluftversorgung

Die Anlage wird über eine Druckluftleitung angespeist (Schaltbild für Druckluftbehälter). Über ein Absperrventil und einen Staubfilter geht der Luftstrom durch eine Parallelschaltung. Sie besteht aus einem Druckregelventil zur Grobeinstellung, und einem Drosselventil zur Feineinstellung des Vordruckes. Das Massenstrommessgerät (Messgröße \dot{m} und T_2) ist durch zwei Absperrhähne separiert. Im letzten Rohrelement vor dem Eintritt in die Düse, dem Düsenrohr, befindet sich die Messstelle für Druck (p_0) und Temperatur (T_0).

Die in Abb. 4.1 schematisch gezeigte Versorgungseinheit ist auf einen Rahmen aus Aluminium-Profilen montiert, wie in Abb. 4.2 zu sehen ist.

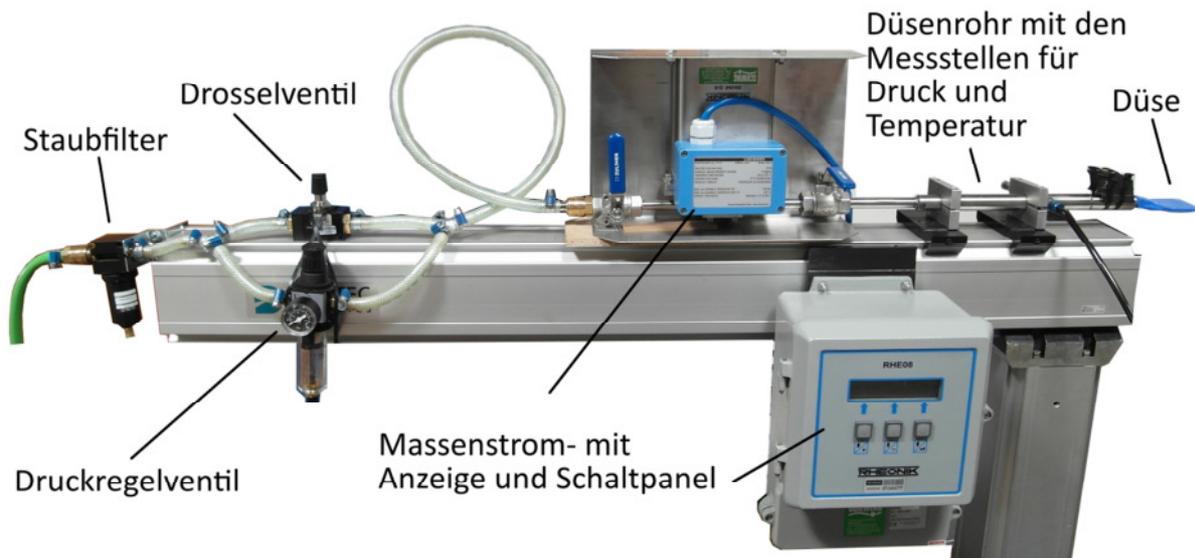


Abb. 4.2 Druckluftversorgung

In Abb. 4.3 ist ein Schnittbild durch das Düsenrohr, wo der statische Druck und die statische Temperatur gemessen werden, dargestellt. Dieses Rohrstück enthält zwei gegenüberliegende Bohrungen mit außenseitig angeschweißten zylindrischen Hülsen. Die obere Hülse dient zur Aufnahme des Temperaturfühlers, die untere als Anschluss für die Schlauchverbindung zum Druckaufnehmer. Die in diesem Rohrstück gemessenen Werte für den statischen Druck und die statische Temperatur repräsentieren den Düsenvorkammerzustand. Aufgrund der in diesem Rohrabschnitt im Vergleich zum Düsenaustritt viel geringeren Strömungsgeschwindigkeiten kann der hier gemessene Zustand als Ruhezustand (p_0, T_0) betrachtet werden.

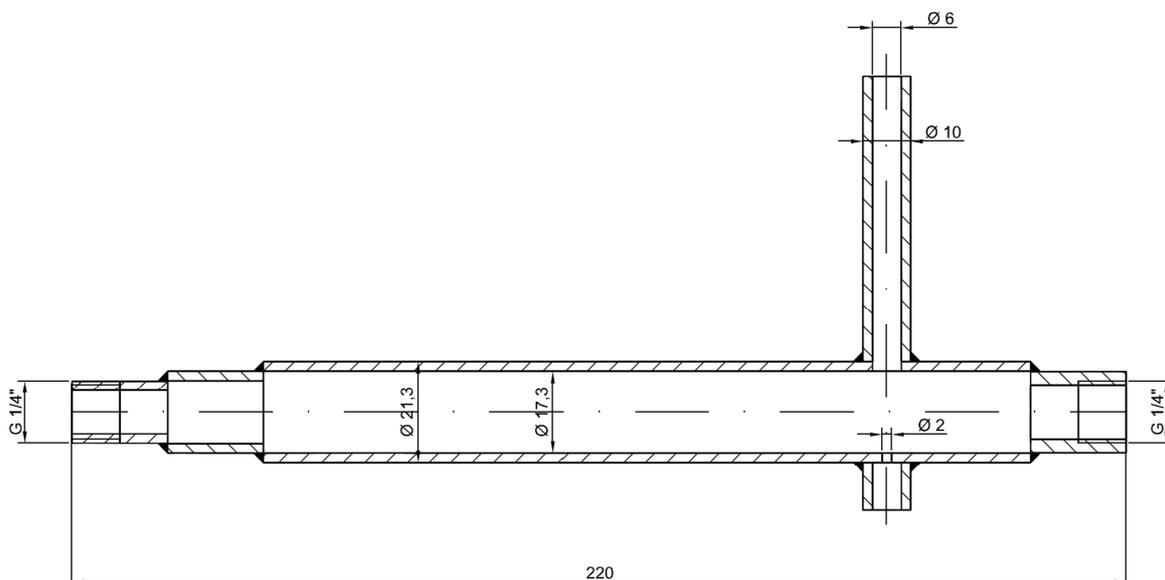


Abb. 4.3 Schnitt durch das Düsenrohr mit vertikalen Aufnahmhülsen für Temperatur- und Druckmessung

Den Prüfstand in seiner Gesamtheit sieht man in Abb. 4.4. Darin ist auch die Halterung mit einem Teil der Heckklappe des R60 ersichtlich.

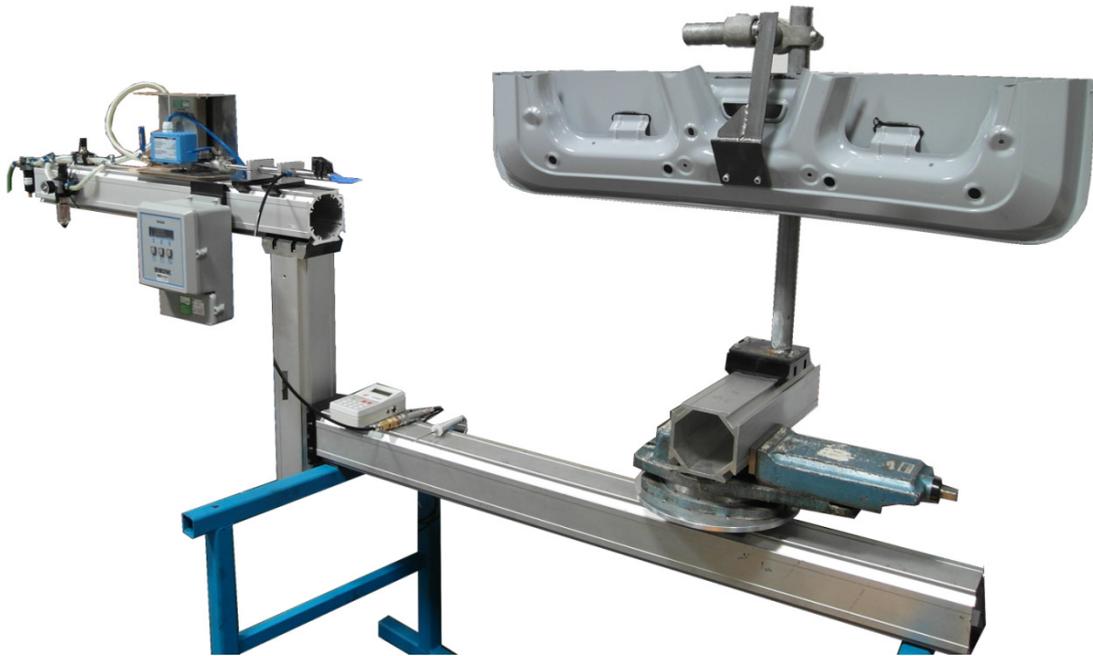


Abb. 4.4 Gesamter Prüfstand mit Heckklappe

Im düsennahen Bereich lässt sich der Gesamtimpuls des betrachteten Freistrahls mittels Kraftmessungen bestimmen. Indem man den Luftstrom senkrecht auf eine Waage blasen lässt, kann der Gesamtimpuls direkt als die von der Waage ausgegebene Gewichtskraft interpretiert werden. Die Waage bzw. deren Wiegefläche muss dabei horizontal positioniert sein. Dazu muss der Prüfstand soweit umgebaut werden, dass das Düsenrohr vertikal steht, und die Düse nach unten bläst. Aufgrund des modularen Aufbaus des Rahmens kann der in Abb. 4.5 schematisch dargestellte Versuchsaufbau realisiert werden.

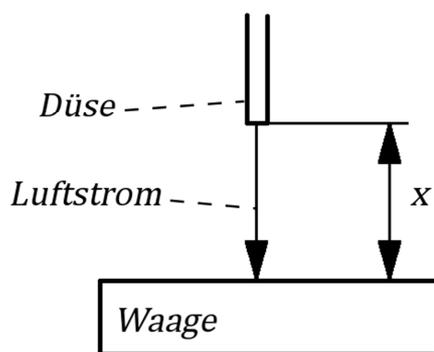


Abb. 4.5 Messanordnung bei der Impulsmessung mittels einer Waage

4.2 Messgeräte

Massenstrom

Das Massenstrommessgerät Rheonik RHM 04 ist ein Coriolis-Massendurchflussmesser. Bei diesem Messprinzip werden, wie der Name schon sagt, durch die Corioliskraft hervorgerufene Effekte zur Messung des Massenstroms ausgenutzt.

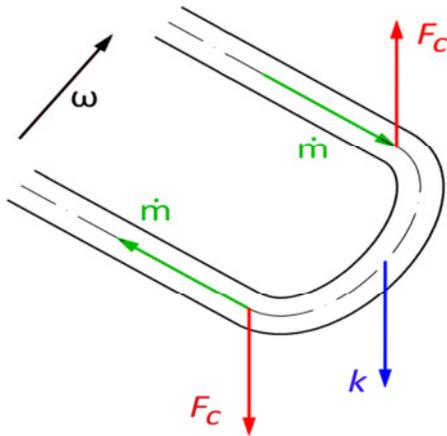


Abb. 4.6 Corioliskräfte an einem durchströmten Rohr

Das Wirkungsprinzip wird an Hand von Abb. 4.6, wo ein U-förmiges Rohrstück dargestellt ist, erklärt. Das Rohrstück wird zu Schwingungen angeregt (momentane Geschwindigkeit k), wobei die Enden fest eingespannt sind. Dies kommt momentan einer Drehbewegung mit der Winkelgeschwindigkeit ω gleich (Drehachse ist der ω -Vektor). Fließt keine Masse \dot{m} durch das Gerät, so schwingen beide Schenkel phasengleich. Fließen Masseteilchen (Masse m) mit der Geschwindigkeit v durch das Rohr, so wirkt auf die Teilchen eine Corioliskraft $F_C = 2mv \times \omega$, die in den beiden Schenkeln unterschiedlich orientiert ist, da sich auch die Teilchen in eine andere Richtung bewegen. Schwingt das Rohr zurück (Geschwindigkeit

$-k$) so drehen sich Corioliskräfte um. Die beiden Schenkel schwingen dadurch nicht mehr phasengleich. Der dabei auftretende Phasenunterschied, welcher ein direktes Maß für den Massenstrom ist, wird mittels optischer Sensoren erfasst.

Temperatur

Die Temperaturmessung erfolgt über einen Pt-100 Sensor. Dieser Temperaturfühler nutzt die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Temperatur. Durch einen Platindraht, der sich an der Messstelle befindet und die zu messende Temperatur angenommen hat, wird ein elektrischer Strom durchgeleitet. Durch das Erfassen dieses Stromes und der anliegenden Spannung, kann der Widerstand nach

$$R_{\Omega} = \frac{U}{I}$$

berechnet werden. Der Widerstand ist gleichzeitig eine Funktion der Temperatur $R_{\Omega} = R_{\Omega}(T)$. Über die entsprechende Beziehung kann die Temperatur an der Messstelle berechnet werden.

Druck

Die Druckmessung erfolgt mit einem Relativdruckaufnehmer, d. h. der Messwert wird immer relativ zu einem Bezugsdruck gemessen. Das Messprinzip beruht auf der Verformung einer dünnen Membran, die sich zwischen dem zu messenden Druck und dem Bezugsdruck befindet. Sind beide Drücke gleich groß, so verformt sich die Membran nicht. Besteht jedoch ein Druckunterschied zwischen den zwei Seiten der Membran, so verformt sich diese. Bringt man nun piezoelektrische Widerstände an der Membran an, so ändern diese ihren elektrischen Widerstand in Abhängigkeit der Verformung. Daraus kann schließlich auf die Differenz zwischen den beiden Drücken zurückgeschlossen werden.

Beim vorliegenden Druckaufnehmer ist der Bezugsdruck Umgebungsdruck p_u .

Kraft

Wie eingangs erwähnt, wird die Kraftmessung mit einer Waage durchgeführt. Es handelt sich hierbei um eine elektromechanische Laborwaage. Die gemessene Kraft entspricht dem Gesamtimpuls.

$$F = \int_A \rho u^2 dA.$$

Geschwindigkeit

Die Geschwindigkeitsmessungen in dieser Arbeit wurden mit Hilfe eines Prandtl'schen Staurohres, wie in Abb. 4.7 gezeigt, durchgeführt. Die Prandtl-Sonde basiert auf dem Prinzip der Energieerhaltung, ausgedrückt in der Bernoulli-Gleichung unter Vernachlässigung der thermischen und potentiellen Energie

$$\frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \text{const.}$$

Im in Abb. 4.7 dargestellten Gebiet herrscht überall der statische Umgebungsdruck p_u . Strömt man die Prandtl-Sonde mit der Geschwindigkeit u an, so weicht die Strömung der Sonde aus, wie die eingezeichnete Stromlinie andeutungsweise zeigt. Im Staupunkt ist die Geschwindigkeit $u_{stp} = 0$. Die Geschwindigkeitsenergie wird dort vollständig in Druckenergie umgewandelt. Die Bernoulli-Gleichung zwischen einer Stelle weit stromauf vor dem Staupunkt und dem Staupunkt selbst lautet

$$\frac{p_u}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \frac{p_{stp}}{\rho} + \frac{u_{stp}^2}{2}$$

und weiter, da $u_{stp} = 0$

$$\frac{p_{stp}}{\rho} = \frac{p_u}{\rho} + \frac{u^2}{2}. \quad (4.1)$$

Auf die Bohrungen normal zur Stromlinie wirkt nur der Umgebungsdruck p_u . Dieser Druck sowie der Druck an der Bohrung im Staupunkt p_{stp} werden über separierte Kanäle zu einem Differenzdruckaufnehmer geführt. Der gemessene Differenzdruck Δp ergibt gemäß (4.1) die Geschwindigkeit:

$$u = \sqrt{2 \left(\frac{p_{stp} - p_u}{\rho} \right)} = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}$$

Der Differenzdruckaufnehmer selbst ist ein, wie oben unter Druckmessung beschrieben, piezorestriktiver Drucksensor.

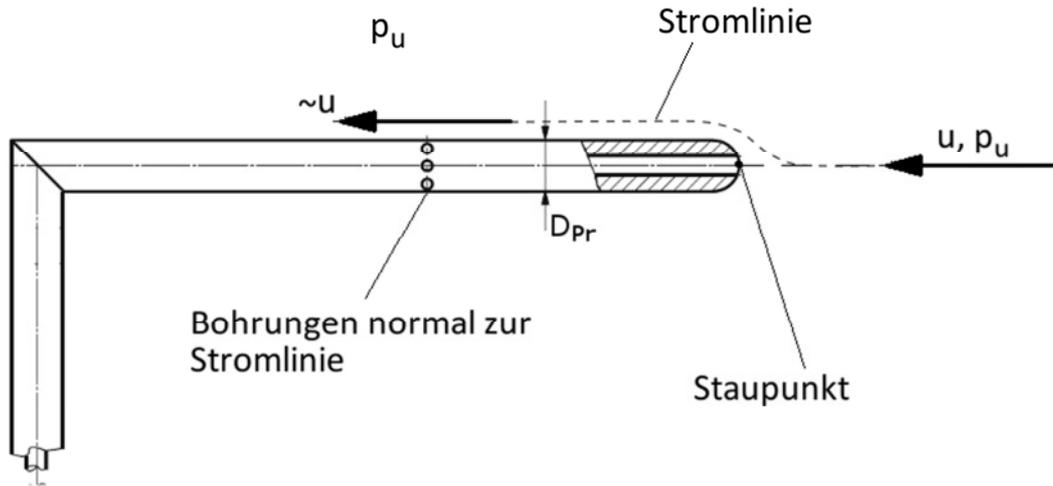


Abb. 4.7 Prandtl-Rohr [6]

Kontaktwinkel

Die Kontaktwinkelmessungen wurden mit einem optischen Messgerät ermittelt, bei dem der, auf der Probe befindliche Tropfen fotografiert und das Foto anschließend elektronisch ausgewertet wird, um die Geometrie der Grenzfläche der Flüssigkeit möglichst exakt zu bestimmen.

Spezifikationen der Messgeräte

In Tab. 4.1 sind Hersteller, Typ, Messbereich und die Genauigkeit der jeweiligen Messgeräte zusammengefasst.

Messgröße	Messprinzip	Hersteller	Typ	Messbereich	Genauigkeit
Massenstrom	Coriolis-Massendurchflussmesser	Rheonik	RHM 04	0-10 kg/min	±0,2% vom Messwert
Temperatur im Düsenrohr T_0	PT 100	RCI	P21	-250 - 400 °C	±0,3 °C
Druck im Düsenrohr p_0	Piezorestriktiver Drucksensor	RCI	PR 9214	0 -10.000 kPa	±0,5% vom Endwert
Differenzdruck des Prandtl-Rohres Δp_{Pr}	Piezorestriktiver Drucksensor	RCI	PR 9216	0 -2000 kPa	±0,5% vom Endwert
Gewicht	elektromechanische Gewichtsmessung	Sartorius	QA15 DCE-S	0-15 kg	±0,4 g
Kontaktwinkel	optisches Verfahren	Fibro	DAT 1100	-	-

Tab. 4.1 Spezifikationen der Messgeräte

5. Ergebnisse

5.1 Freistahlströmung ohne Hindernis

In diesem Kapitel werden die numerischen, analytischen und experimentellen Ergebnisse für den runden, sowie den Freistahl aus der Flachstrahldüse dargestellt. Der Freistahl tritt dabei immer in ein ruhendes Medium (Luft) ein, wo sich keine Hindernisse in Form von festen Körpern befinden. Das Augenmerk liegt dabei primär auf der zentralen Strömungsgeschwindigkeit u_c (entspricht der Zentrumschwindigkeit beim runden, und der Geschwindigkeit entlang der x -Achse (Abb. 3.4) beim flachen Freistahl), welche ausschlaggebend für den zentralen Impuls und somit die Abblaswirkung ist.

Um die Ergebnisse miteinander vergleichen zu können, wurde bei allen Untersuchungen ein Kesselzustand von $p_0 = 6\text{bar}$, $T_0 \cong 293\text{K}$ vorgegeben. Die thermodynamischen Vorgänge während der Zustandsänderung vom Kessel bis zum Düsenaustritt unterscheiden sich zwischen Simulation und Experiment. Bei den Simulationen expandiert das Gas vom Kesselzustand ausgehend, isentrop bis zum kritischen Punkt (der Vorgang ist damit reibungsfrei angenommen), und tritt dann als Freistahl in das Rechengebiet ein. Bei den Experimenten expandiert das Gas vom Kesselzustand ausgehend, reibungsbehaftet bis zum Düsenaustritt. Damit verändert sich auch der Austrittsimpuls, sowie die Geschwindigkeiten im Freistahl in Abhängigkeit von der jeweiligen Zustandsänderung, welche im Unterschied zu den tatsächlichen experimentellen Bedingungen in den Simulationen stets isentrop angenommen wurde.

5.1.1 Runder Freistahl

Nahfeld

In Abb. 5.1 sind die Ergebnisse aus der numerischen Simulation für das Düsenahfeld anhand der Konturen des Betrags der Geschwindigkeit dargestellt. Darin sieht man einen kleinen, düsenahen Ausschnitt des in Abb. 3.2 bereits gezeigten gesamten Rechengebietes. Der Düsenradius erstreckt sich vom Koordinatenursprung bis $y = D/2 = 1,65\text{mm}$. Aufgrund der Rotationssymmetrie ist nur die obere Hälfte des Freistahls dargestellt. Druck und Temperatur im Kessel betragen $p_0 = 6\text{bar}$, $T_0 = 300\text{K}$.

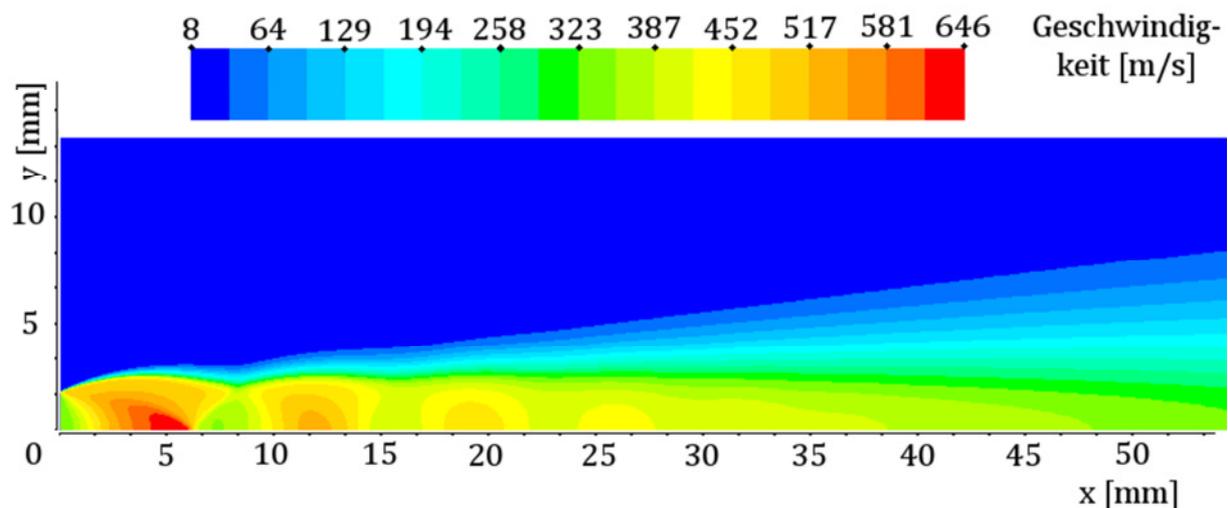


Abb. 5.1 Konturen des Betrags der Geschwindigkeit im Nahfeld der Rundstrahldüse, $p_0 = 6\text{bar}$, $T_0 = 300\text{K}$, $p_u = 1\text{bar}$

Wie man sehen kann, tritt der Freistrahel bei der Düsenaustrittsöffnung in das Gebiet ein, und es entwickelt sich eine Grenzschicht zwischen der einströmenden Luft und der ruhenden Umgebungsluft. Das Bild zeigt außerdem das typische Muster eines unterexpandierten Freistrahls, bei dem im Düsenaustritt ein höherer Druck als der Umgebungsdruck vorliegt.

Die Geschwindigkeit nimmt von ca. 327 m/s am Austritt auf maximal 646 m/s bei $x \cong 5 \text{ mm}$ zu. Der Grund dieses Anstiegs sind Nachexpansionen. Wie in Kap. 0 besprochen, arbeitet die Düse aufgrund des hohen Kesseldruckes ($p_0 = 6 \text{ bar}$) als blockierter Kanal. Das hindurchströmende Gas expandiert daher nur bis zum kritischen Punkt, sodass der Druck am Düsenaustritt p_e immer noch viel höher ist als der Umgebungsdruck p_u ($p_e = 3,17 \text{ bar} > p_u = 1 \text{ bar}$). Für eine Expansion in den Überschallbereich ist grundsätzlich eine Querschnittserweiterung der Düsenfläche nach dem kritischen Punkt notwendig. Tritt der Strahl nach dem Düsenaustritt in die Umgebung, kann dieser Übergang ebenso als unendlich große Erweiterung angesehen werden. Aufgrund dessen kann das Gas weiter expandieren und kommt stellenweise in den Überschallbereich $M > 1$. In Abb. 5.2 sieht man die entsprechenden Konturen der Mach-Zahl für das in Abb. 5.1 gezeigte düsennahe Gebiet.

Das Gas expandiert bis ca. $x = 6 \text{ mm}$, wo es eine maximale Mach-Zahl von $M = 3,3$ erreicht. Unmittelbar danach ist auf der Strahlachse eine abrupte Abnahme der Mach-Zahl auf Unterschall zu sehen. Der Grund hierfür liegt am an dieser Stelle auftretenden Verdichtungsstoß. Den Einfluss der Nachexpansionen auf die Dichte sieht man in Abb. 5.3, wo deren Verlauf entlang der Strahlachse aufgetragen ist.

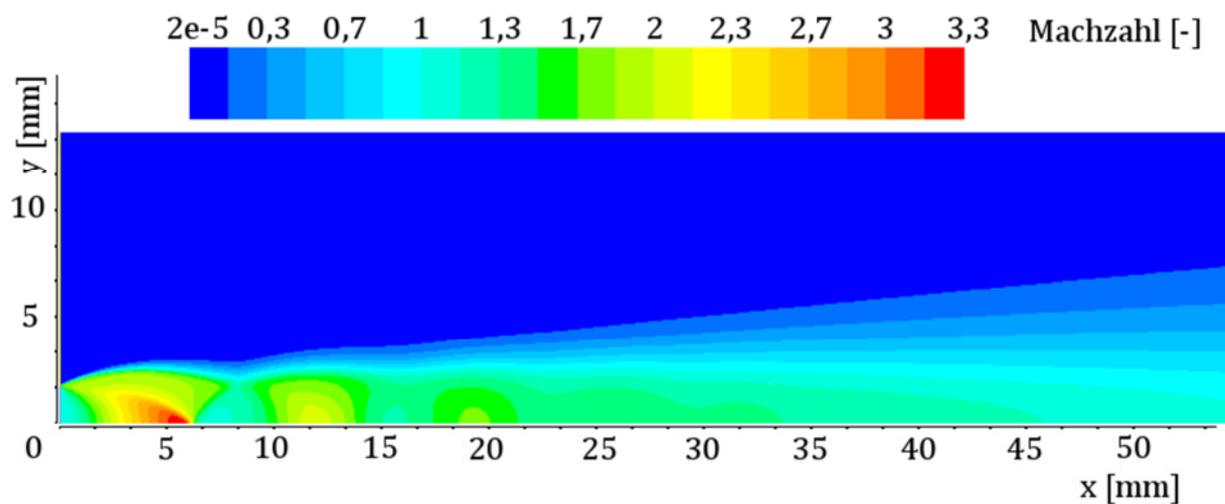


Abb. 5.2 Konturen der Mach-Zahl im Nahfeld der Rundstrahldüse

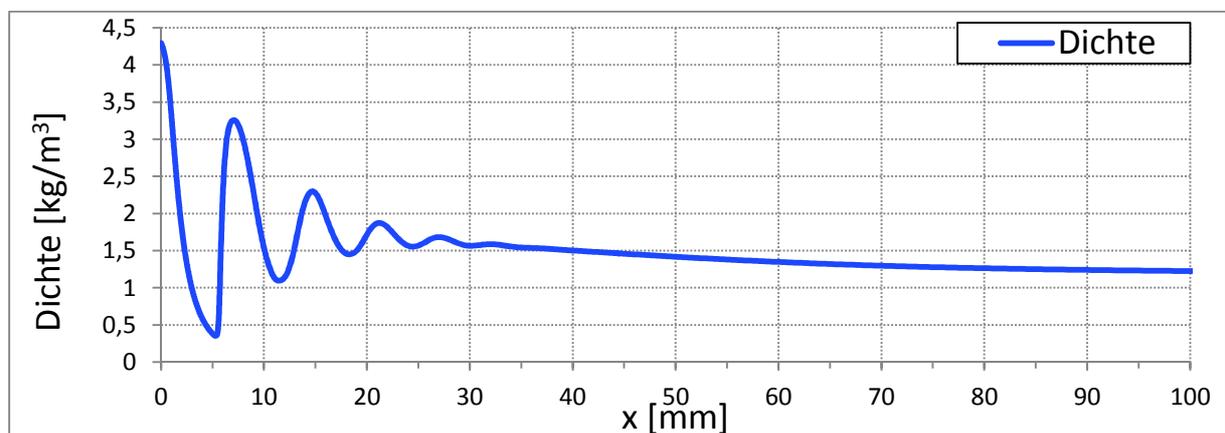


Abb. 5.3 Verlauf der Dichte entlang der Strahlachse

Beim bereits angesprochenen Verdichtungsstoß bei $x \cong 6\text{mm}$ erreicht die Dichte einen lokalen Maximalwert von $3,25\text{ kg/m}^3$. Darauf folgen weitere Expansions- und Verdichtungszone, bis letztlich ab $x \cong 35\text{mm}$ die Nachexpansionen abgeklungen sind¹. Die Dichte nimmt dann kontinuierlich ab und nähert sich dabei der Umgebungsdichte an. Dies erfolgt relativ schnell, schon bei $x = 100\text{mm}$ hat die Dichte annähernd den Wert der Umgebungsdichte, $\rho_u = 1,2\text{ kg/m}^3$, erreicht.

Fernfeld

Das Fernfeld ist für die vorliegende Arbeit insofern von großer Bedeutung, da sich die Flüssigkeitstropfen teilweise in großer Entfernung von der Düse befinden ($> 1000\text{mm}$). Wir wollen nun die Axialgeschwindigkeit, also die Geschwindigkeit entlang der x -Achse, speziell in diesem Bereich betrachten. Dazu werden die Geschwindigkeitsdaten aus der Simulation ausgewertet und den entsprechenden Messergebnissen bzw. den Geschwindigkeitsverläufen aus der analytischen Lösung gegenübergestellt. Ein großer Vorteil der analytischen Lösung besteht darin, dass sie die Axialgeschwindigkeiten in einem beliebigen Abstand von der Düse durch einfache algebraische Gleichungen angeben kann. Die Gleichung für die Axialgeschwindigkeit für den runden turbulenten Freistrah, welche schon in 2.1.5 durch Gleichung (2.32) angegeben wurde, sei hier nochmals angeschrieben als

$$\frac{u_c}{u_e} = K_{CR} \left(\frac{\rho_e}{\rho_u} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{D}{x - x_0}.$$

Dabei sind die Konstante K_{CR} , die Dichte am Austritt ρ_e , sowie die Lage des virtuellen Ursprungs x_0 zu bestimmen. Um die Lage des virtuellen Ursprungs herauszufinden, betrachten wir in Abb. 5.4 erneut die schematische Darstellung der Strahlaufweitung eines zylindrischen Freistrahls.

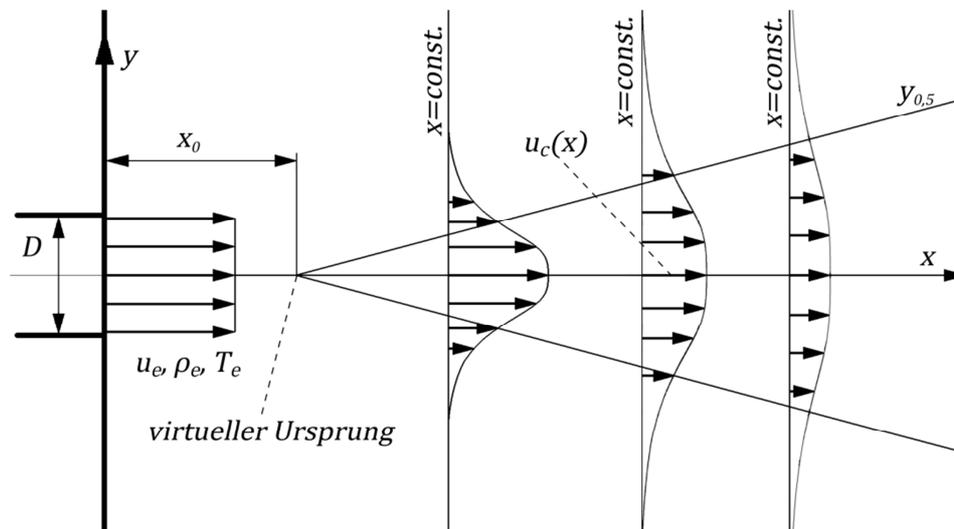


Abb. 5.4 Zylindrische Freistrahströmung

Wie bereits in der Diskussion der Ähnlichkeitslösung für die Freistrahströmung in Kap. 2.1.5 dargelegt, schneidet die $y_{0,5}$ -Linie die x -Achse genau im virtuellen Ursprung. Folglich kann für die

¹ Die genauen Vorgänge bei der Nachexpansion sollen hier nicht im Detail diskutiert werden, der interessierte Leser sei auf einschlägige Fachliteratur verwiesen, z.B. auf [8].

Ermittlung der Lage des virtuellen Ursprungs der Verlauf der $y_{0,5}$ -Linie in Abhängigkeit von der Lauflänge (x) verwendet werden. Um diesen Verlauf zu erhalten, betrachten wir eine Reihe von Geschwindigkeitsprofilen an verschiedenen Stellen x , wie oben in Abb. 5.4 schematisch dargestellt, und verbinden die Punkte, wo $u = u_c(x)/2$ gilt, durch eine Linie. In Abb. 5.5 sind solche Profile beispielhaft für zwei verschiedene x -Positionen gezeigt. Es sind darin sowohl Daten aus der Simulation sowie aus den Messungen angeführt. Die im Diagramm gezeigten Symbole (Rechtecke bzw. Kreise) sind aus den Geschwindigkeitsmessungen mit der Prandtl-Sonde hervorgegangen. Man sieht, dass bei einem axialen Abstand von $x = 400\text{mm}$ die Geschwindigkeit im Zentrum $u_c = 40\text{ m/s}$ beträgt und in y -Richtung in Form einer Glockenkurve abnimmt. Ebenfalls eingezeichnet sind die Profile, welche aus den CFD-Simulationen gewonnen wurden. Man sieht, dass diese im Vergleich zu den Messungen leicht abweichen. Die Simulation sagt offensichtlich eine stärkere Aufmischung des Strahls vorher. Demgemäß nimmt die Geschwindigkeit im Zentrum schneller ab, während die Strahlbreite zunimmt.

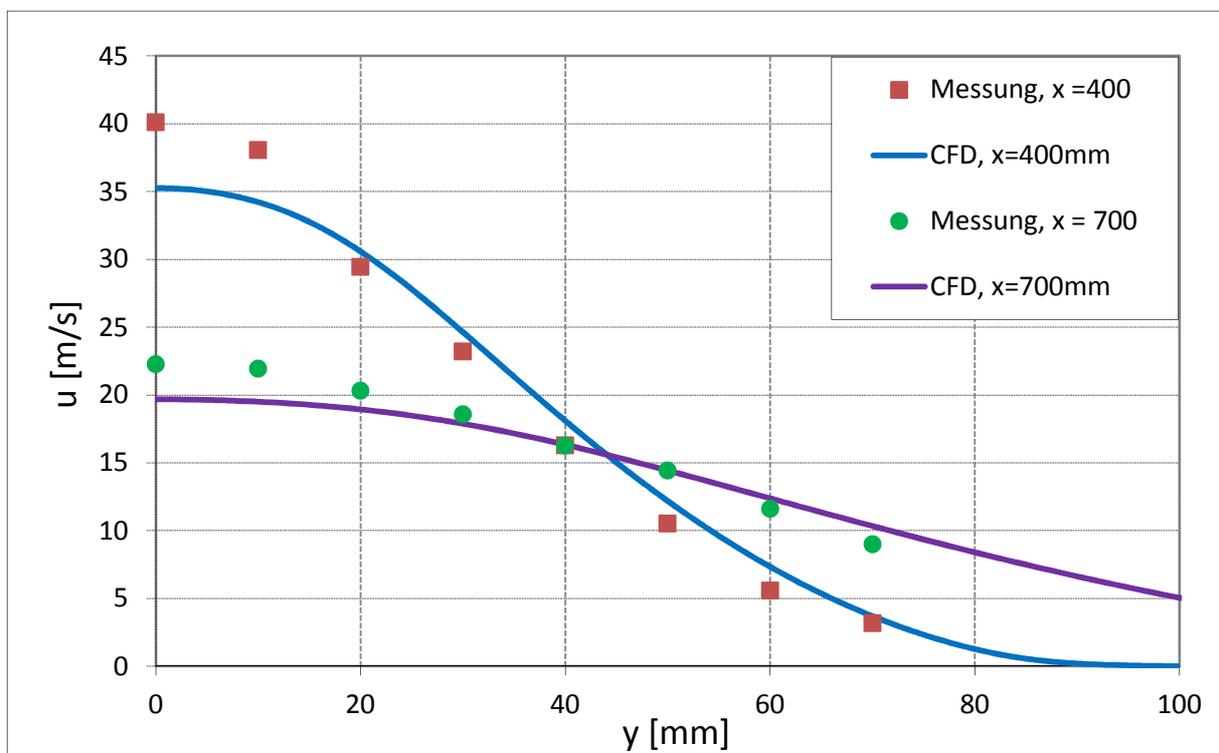


Abb. 5.5 Geschwindigkeitsprofile normal zur Hauptströmungsrichtung

Zieht man die experimentell gemessenen Geschwindigkeiten aus Abb. 5.5 zur Bestimmung der $y_{0,5}$ -Linie heran, ergeben sich für die gezeigten Positionen $x = 400\text{mm}$ und $x = 700\text{mm}$ die zugehörigen Ordinatenwerte $y_{0,5}(400) = 35\text{mm}$ und $y_{0,5}(700) = 64\text{mm}$.

In Abb. 5.6 sieht man die Verläufe zweier $y_{0,5}$ -Linien, die wie oben beschrieben, mit den Messwerten, und zum Vergleich, mit den Simulationsergebnissen ermittelt wurden. Die $y_{0,5}$ -Linien sind offensichtlich Geraden und bestätigen damit die analytische Beschreibung mittels der Ähnlichkeitslösung. Man erkennt außerdem erneut, dass sich der Strahl in der CFD-Simulation schneller aufweitet als dies in den Messungen der Fall ist. Demgemäß ist die Steigung der aus den CFD-Ergebnissen gewonnenen $y_{0,5}$ -Geraden geringfügig steiler ($\left.\frac{dy}{dx}\right|_{CFD} = 0,11$; $\left.\frac{dy}{dx}\right|_{Exp} = 0,095$). Deshalb nimmt auch die Geschwindigkeit im Zentrum schneller ab. Der Versatz der $y_{0,5}$ -Geraden in x -Richtung ist auf einen unterschiedlichen virtuellen Ursprung x_0 zurückzuführen.

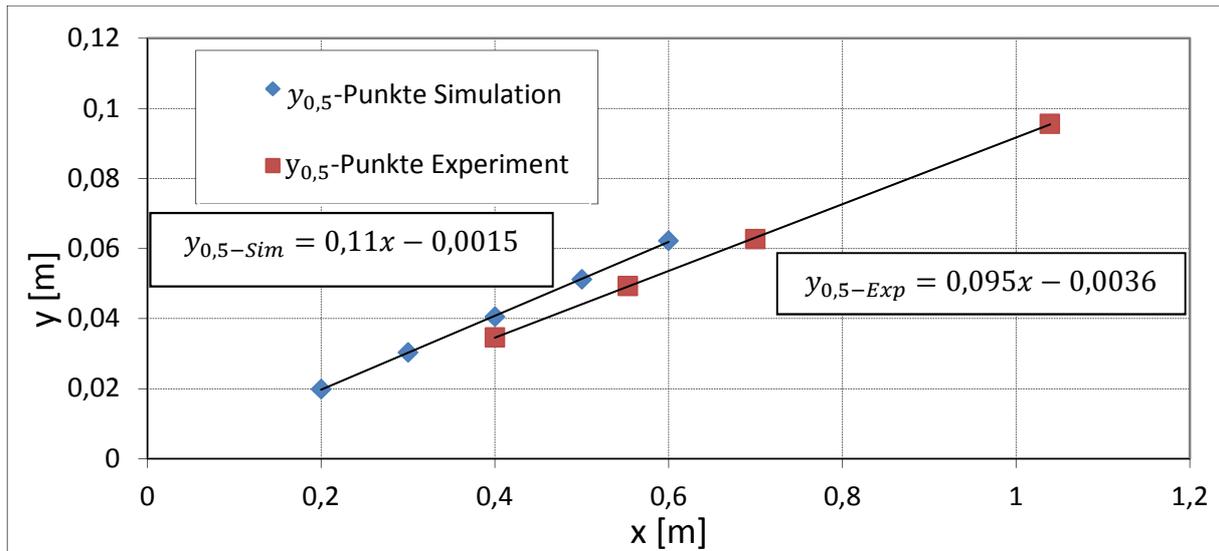


Abb. 5.6 $y_{0,5}$ -Linien des runden Freistrahls aus Experiment und Simulation

Die Gleichung für die $y_{0,5}$ -Gerade, welche die experimentellen Messwerte in Abb. 5.6 am besten nähert, lautet

$$y_{0,5-Exp} = k x + d = 0,095 x - 0,0036.$$

Deren Schnittpunkt mit der x -Achse ergibt die Lage des virtuellen Ursprungs gemäß

$$0 = k x_0 + d \Rightarrow x_0 = -\frac{d}{k} = 0,038 \text{ m} \cong 12 D.$$

Ein analoges Vorgehen mit den Daten aus der Simulation liefert den Wert $x_0 \cong 4D$.

In Abb. 5.7 sieht man vier verschiedene Geschwindigkeitsverläufe von u_c/u_e entlang der Strahlachse. Die Geschwindigkeitsverläufe, welche aus den CFD-Simulationen gewonnen wurden, und jene, die aus den Geschwindigkeitsmessungen mit der Prandtl-Sonde hervorgingen, sind als Quadrate dargestellt. Beide Datensätze u_{c-Sim} bzw. u_{c-Exp} , wurden dabei jeweils mit der, aus der CFD-Simulation erhaltenen Austrittsgeschwindigkeit $u_{e-Sim} = 327 \text{ m/s}$ normiert. Die Verwendung der Werte für u_e und ρ_e aus der CFD-Lösung als Bezugsgrößen beruht auf der Problematik, dass die Dichte und Geschwindigkeit am Düsenaustritt im bestehenden experimentellen Aufbau weder direkt noch indirekt gemessen werden konnten. Der den CFD-Resultaten entnommene Wert für die Dichte am Düsenaustritt beträgt $\rho_e = \rho_{e-Sim} = 4,3 \text{ kg/m}^3$. Dieser Wert wird in der Auswertung der Gleichung (2.32) zur Berechnung der Geschwindigkeitsabnahme gemäß der Ähnlichkeitslösung verwendet. Für die in (2.32) ebenso auftretende Konstante K_{CR} wird bei [3], für $\rho_u/\rho_e = 0,34$, ein Wert von 8 angegeben. Im vorliegenden Fall liegt das Dichteverhältnis mit $\rho_u/\rho_{e-Sim} = 0,27$ etwas niedriger. Die Konstante wurde in den in Abb. 5.7 gezeigten Ähnlichkeitslösungen jeweils so angepasst, dass die Geschwindigkeitsverläufe aus Experiment bzw. Simulation gut durch die in Gleichung (2.32) dargelegte Ähnlichkeitslösung angenähert werden. Der virtuelle Ursprung wurde konsistent mit den in Abb. 5.6 gezeigten $y_{0,5}$ -Linien jeweils mit $x_{0-Sim} = 4D$ bzw. $x_{0-Exp} = 12D$ festgelegt. Alle in (2.32) eingehenden Konstanten sind in Tab. 5.1 zusammengefasst.

Bezeichnung	Einheit	Ähnlichkeitslösung – Anpassung Messdaten	Ähnlichkeitslösung – Anpassung Simulationsdaten
x_0	(m)	$12D$	$4D$
K_{CR}	(–)	7,4	6,6
u_e	(m/s)	327	327
ρ_e	(kg/m ³)	4,3	4,3
D	(m)	0,0033	0,0033

Tab. 5.1 Konstanten für die Ähnlichkeitslösung bei Anpassung an Messdaten bzw. Simulationsdaten

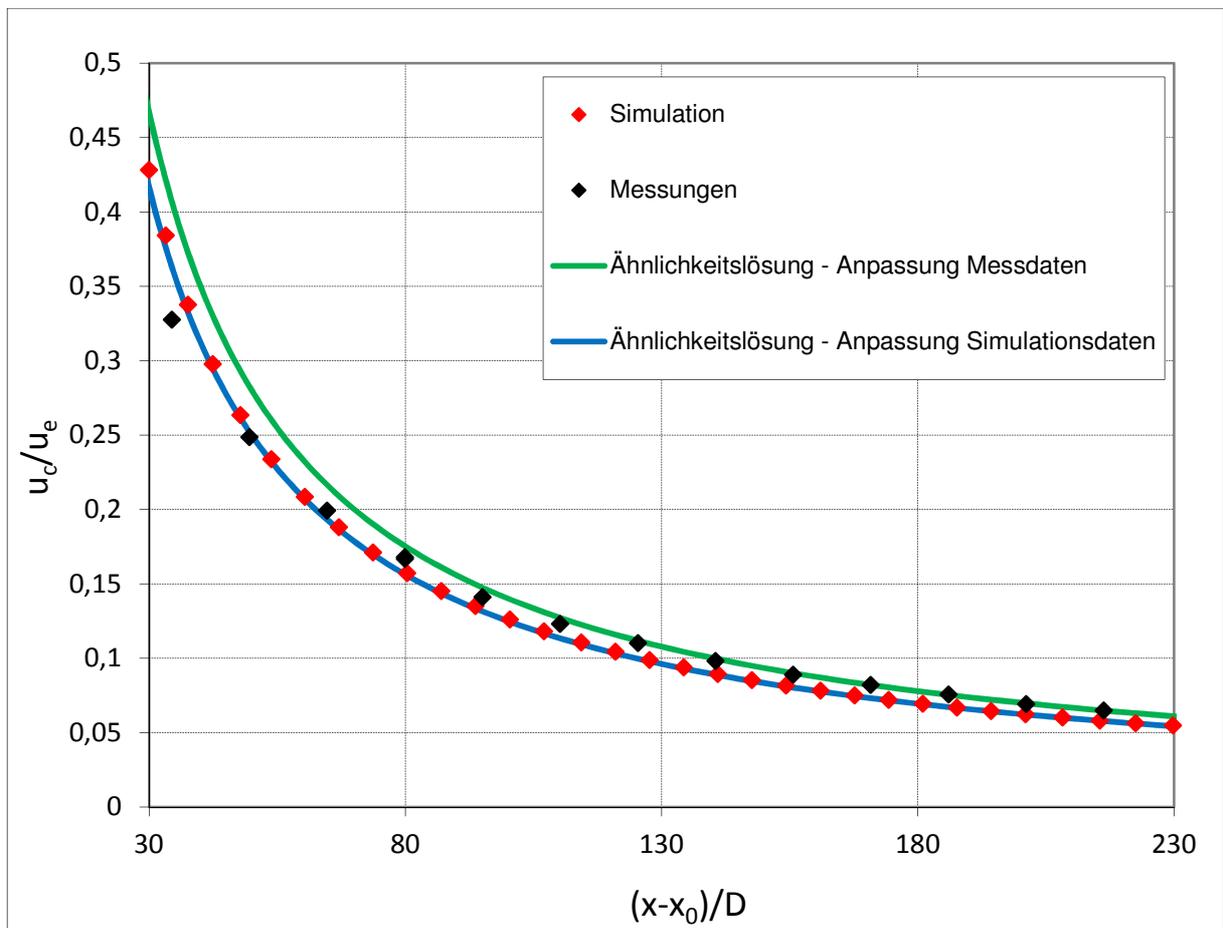


Abb. 5.7 Verlauf der Axialgeschwindigkeit im Fernfeld des runden Freistrahls $p_0 = 6bar$

Die Punkte der Axialgeschwindigkeit u_c/u_e , welche aus der Simulation gewonnen wurden, liegen aufgrund der stärkeren Aufweitung des Strahles unter jenen der Messwerte. In beiden Datensätzen lassen sich offensichtlich Ähnlichkeitslösungen anpassen, welche die Verläufe im Fernfeld sehr gut beschreiben. Bei den Ergebnissen aus der Simulation stimmt die Ähnlichkeitslösung schon ab $(x - x_0)/D = 30$ sehr gut mit den Daten überein. Der Verlauf aus den experimentellen Messungen lässt sich ab ca. $(x - x_0)D = 80$, was einer Lauflänge von $x = 30cm$ entspricht, mittels der Ähnlichkeitslösung gut beschreiben. Für den bei der vorliegenden Problemstellung relevanten Bereich ($x \geq 50cm$) kann der axiale Geschwindigkeitsverlauf somit sehr genau durch die Ähnlichkeitslösung beschrieben werden.

5.1.2 Freistrah aus Flachstrahldüse

Nahfeld

In Abb.5.8 sieht man eine isometrische Ansicht des Nahfelds der Düse. Es sind hier Konturen des Betrags der Geschwindigkeit auf der horizontalen Symmetrieebene, der xy -Ebene, sowie auf den Düsenaustrittsflächen farblich dargestellt. Druck und Temperatur im Kessel betragen hierbei $p_0 = 6\text{bar}$, $T_0 = 300\text{K}$. Das Gas tritt durch die Bohrungen in das Gebiet und erfährt, genauso wie beim Rundstrahl, Nachexpansionen. Prinzipiell läuft der Vorgang der Nachexpansion nach dem gleichen Muster wie bei der Rundstrahldüse ab. Auch hier beschleunigt das Gas zunächst stark, wobei die absolute Geschwindigkeit von ca. 300 m/s auf bis zu 639 m/s ansteigt.

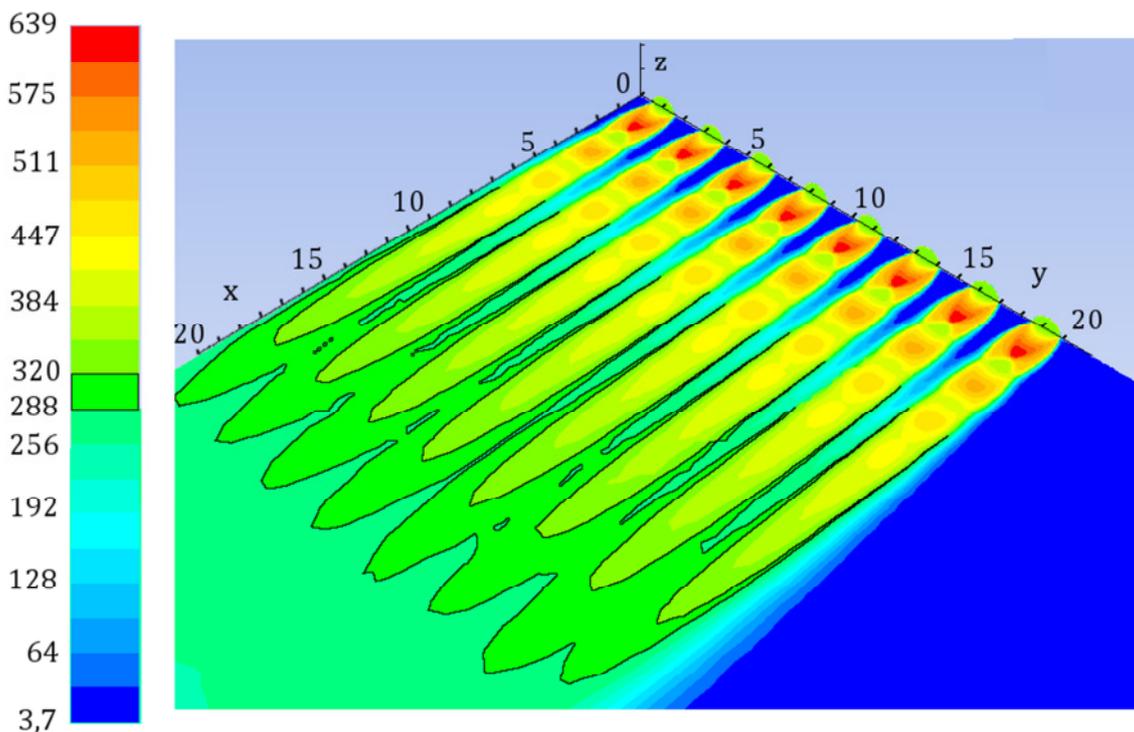


Abb.5.8 Konturen der absoluten Geschwindigkeit im Nahfeld der Flachstrahldüse, $p_0 = 6\text{bar}$, $T_0 = 300\text{K}$ (Maße in mm)

Den Einfluss der Grenzschicht, welche sich in die positive y -Richtung erstreckt, sieht man in Abb.5.8 am äußersten Strahl. Dieser hat bei $x \cong 20\text{mm}$ eine sichtbar kleinere Geschwindigkeit als die sieben benachbarten Strahlen. Um dies besser visualisieren zu können, wurden für die Geschwindigkeitsbeträge $u = 320\text{m/s}$ und $u = 288\text{m/s}$ eigene schwarze Konturlinien eingefügt.

Die Mach-Zahl nimmt, wie in Abb. 5.9 zu sehen ist, von $M = 1$ an den Düsenaustrittsöffnungen auf maximal auf $M = 3,2$ zu. Vergleicht man den x -Abstand von der Austrittsfläche bis zu dem Punkt wo die Nachexpansionen abgeklungen sind, mit demselben x -Abstand bei der Rundstrahldüse, so bemerkt man, dass dieser hier kürzer ist. Dies liegt an den kleineren Austrittsdurchmessern der Flachstrahldüse ($D = 1,1\text{mm}$). Das Nahfeld der Rundstrahldüse ist ungefähr um den Faktor $D_{\text{Rundstrahl}}/D_{\text{Flachstrahl}} \cong 3$ länger.

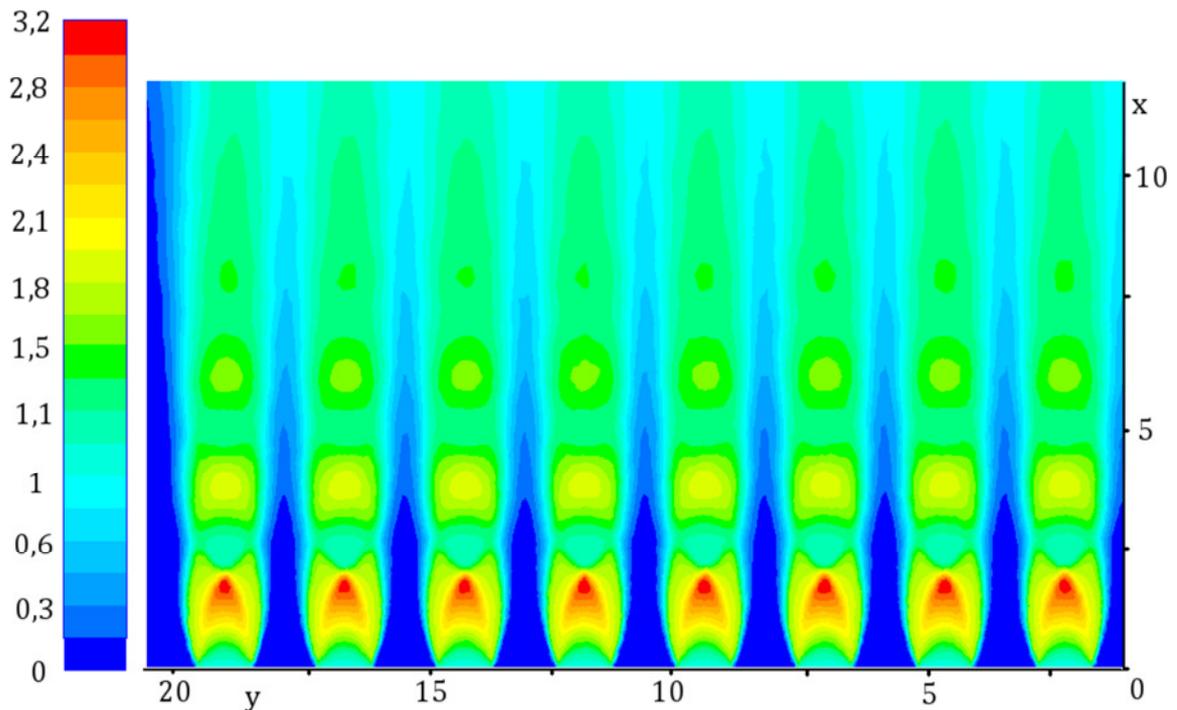


Abb. 5.9 Konturen der Mach-Zahl im Nahfeld der Flachstrahldüse (Maße in mm)

Fernfeld

Der zentrale Geschwindigkeitsverlauf u_c/u_e basierend auf der Ähnlichkeitslösung in Gleichung (2.31) des ebenen turbulenten Freistrahls sei hier noch einmal angeschrieben:

$$\frac{u_c}{u_e} = K_{CR} \left(\frac{\rho_e}{\rho_u} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{D}{x - x_0}}.$$

Man sieht, dass im Unterschied zum runden turbulenten Freistrahls (Gleichung (2.32)) die Abnahme, bedingt durch den Wurzelausdruck, geringer ausfällt ($\frac{1}{x} < \frac{1}{\sqrt{x}}$). In Abb. 5.10 sind die zentralen Geschwindigkeitsverläufe u_c/u_e aus der CFD-Simulation und jene aus den Messungen als Quadrate dargestellt. Die Messwerte liegen durchwegs unter jenen der Simulation. Dieser Unterschied resultiert daraus, dass die Flachstrahldüse, in der Realität einen relativ hohen reibungsbehafteten Druckverlust hat, also stärker von der isentropen Zustandsänderung abweicht, welche der CFD-Simulation zu Grunde liegt. Dadurch ist bei gegebenem Druckverhältnis p_0/p_u an der realen Düse ein geringerer Austrittsimpuls zu vorhanden.

Die in Abb. 5.10 dargestellten Ähnlichkeitslösungen repräsentieren jeweils die analytischen Ergebnisse für den ebenen (Gleichung (2.31)) und für den runden Freistrahls (Gleichung (2.32)). Für den ebenen Fall wurde der Parameter K_{CR} in Anpassung an die Simulationsergebnisse im Nahbereich der Düse festgelegt, für den runden in Anpassung an die Messwerte fernab der Düse. Die zur Auswertung von (2.31) und (2.32) verwendeten Parameter sind in Tab. 5.2 zusammengefasst. Aus den in Abb. 5.10 gezeigten Verläufen wird ersichtlich, dass der düsennähere Bereich (bis etwa $(x - x_0)/D = 150$) grundsätzlich das Verhalten eines ebenen Freistrahls wiedergibt, und dieses weiter stromab schliesslich in das Verhalten eines runden Freistrahls übergeht. Diese Beobachtung wird durch die in Abb. 5.11 gezeigten Profile bestätigt. Es sind dort an zwei x -Positionen in der horizontalen Symmetrieebenen (xy -Ebene) ausgewertete Geschwindigkeitsprofile über die y -

Richtung aufgetragen. Man erkennt, dass das Profil näher zur Düse ($(x - x_0)/D \cong 85$) im Zentrum ein Plateau aufweist, d.h., dass in diesem Bereich praktisch noch die Bedingungen des ebenen Freistrahls herrschen. Stromab bei $(x - x_0)/D \cong 190$ hat das Profil hingegen bereits durchwegs einen glockenförmigen Verlauf. Die sich von den seitlichen Düsenrändern über die y -Richtung ausbreitende Grenzschicht hat hier offensichtlich bereits das Zentrum erreicht, sodass hier keinerlei ebene Freistrahbedingungen mehr vorliegen. Je weiter der Strahl fortschreitet, desto besser lässt sich daher der axiale Geschwindigkeitsverlauf durch die Gleichung (2.32), also für den rotationssymmetrischen Fall, beschreiben. Wie aus Abb. 5.10 ersichtlich liegen dementsprechend die Messpunkte ab $(x - x_0) \cong 310$ auf der Ähnlichkeitslösung für den axialsymmetrischen Fall.

Bezeichnung	Einheit	Ähnlichkeitslösung – eben (2.31) Anpassung an Simulationsdaten	Ähnlichkeitslösung – rund (2.32) Anpassung an Messdaten
x_0	(m)	$4D$	$12D$
K_{CR}	(–)	3,8	21
u_e	(m/s)	338	338
ρ_e	(kg/m ³)	4,1	4,1
D	(m)	0,0011	0,0011

Tab. 5.2 Konstanten für die Ähnlichkeitslösungen in Abb. 5.10

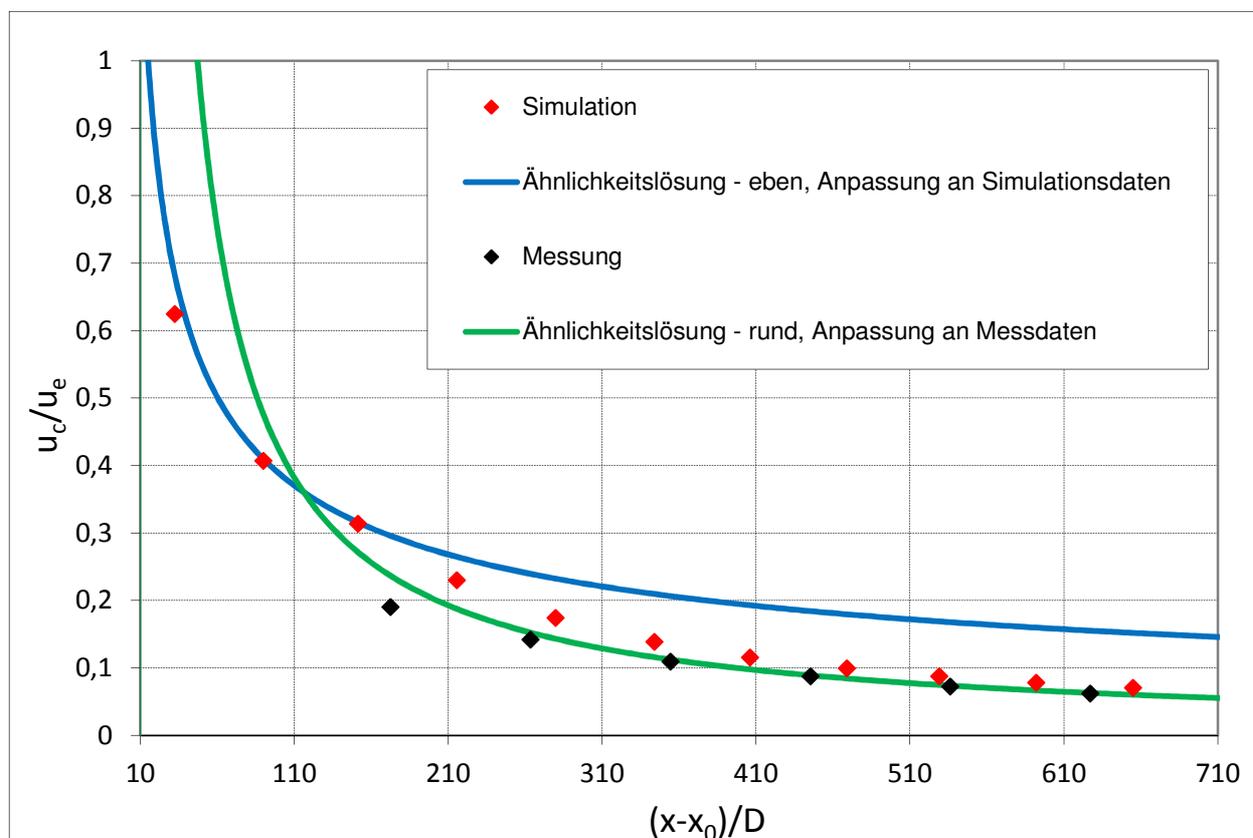


Abb. 5.10 Axiale Geschwindigkeitsverläufe im Strahlzentrum des Flachstrahls

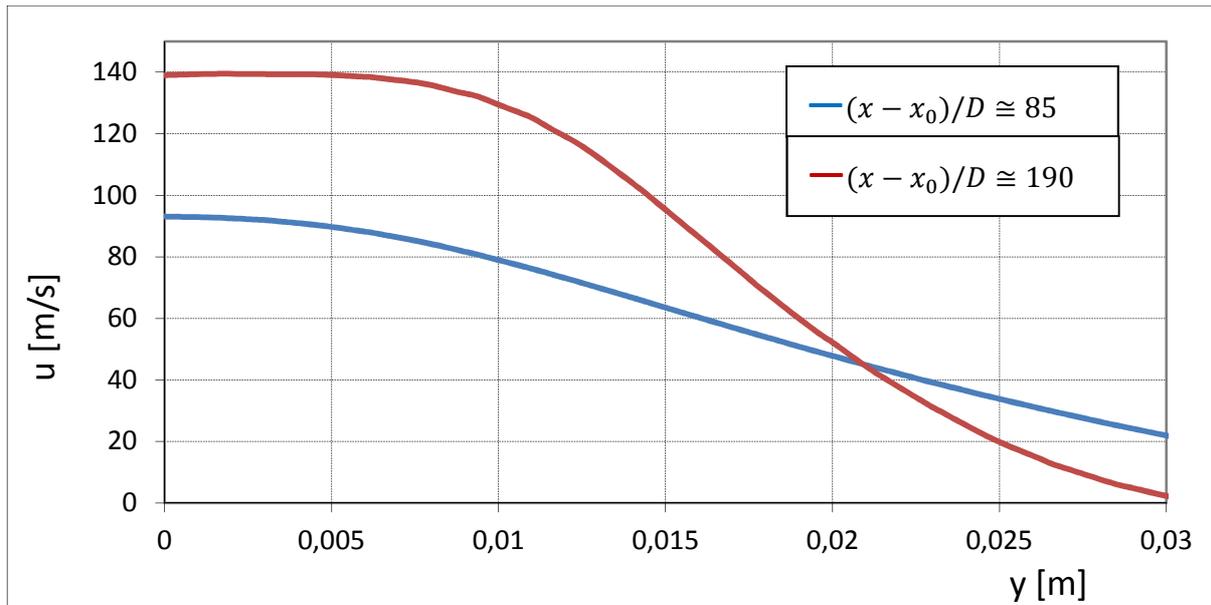


Abb. 5.11 Profile der axialen Geschwindigkeitskomponente aufgetragen über die Querkoordinate y .

5.2 Düsenevaluierung

Da im Blasportal Tropfen angeblasen und bewegt werden sollen, und dafür eine Kraftwirkung auf den Tropfen nötig ist, wurde der spezifische Impuls als eigentliches Kriterium zur Düsenauswahl gewählt.

$$i = u^2 \rho \quad (5.1)$$

Der spezifischen Impuls ($[i] = N/m^2$) entspricht der auf eine Flächeneinheit wirkenden Kraft. Strömt man einen Tropfen mit der Geschwindigkeit u an, so bietet dieser dem Luftstrahl eine gewisse Wirkfläche. Bei gegebener Wirkfläche ist also der spezifische Impuls maßgeblich für die auf den Tropfen wirkenden Kraft.

$$F = i A_{\text{wirk}}$$

Abb. 5.12 zeigt einen Vergleich der Verläufe des axialen spezifischen Impuls entlang der Strahlachse für den runden und den Freistrahls aus der Flachstrahldüse. Für jeden Freistrahls typ werden die entsprechenden Werte aus der Simulation, sowie aus den Messungen gezeigt. Zur Berechnung vom spezifischen Impuls basierend auf den gemessenen Geschwindigkeiten wurde stets die Dichte $\rho_u = 1,2 \text{ kg/m}^3$ in Gleichung (5.1) angenommen, was der Dichte bei $p_u = 1 \text{ bar}$ und $T = 293 \text{ K}$ entspricht.

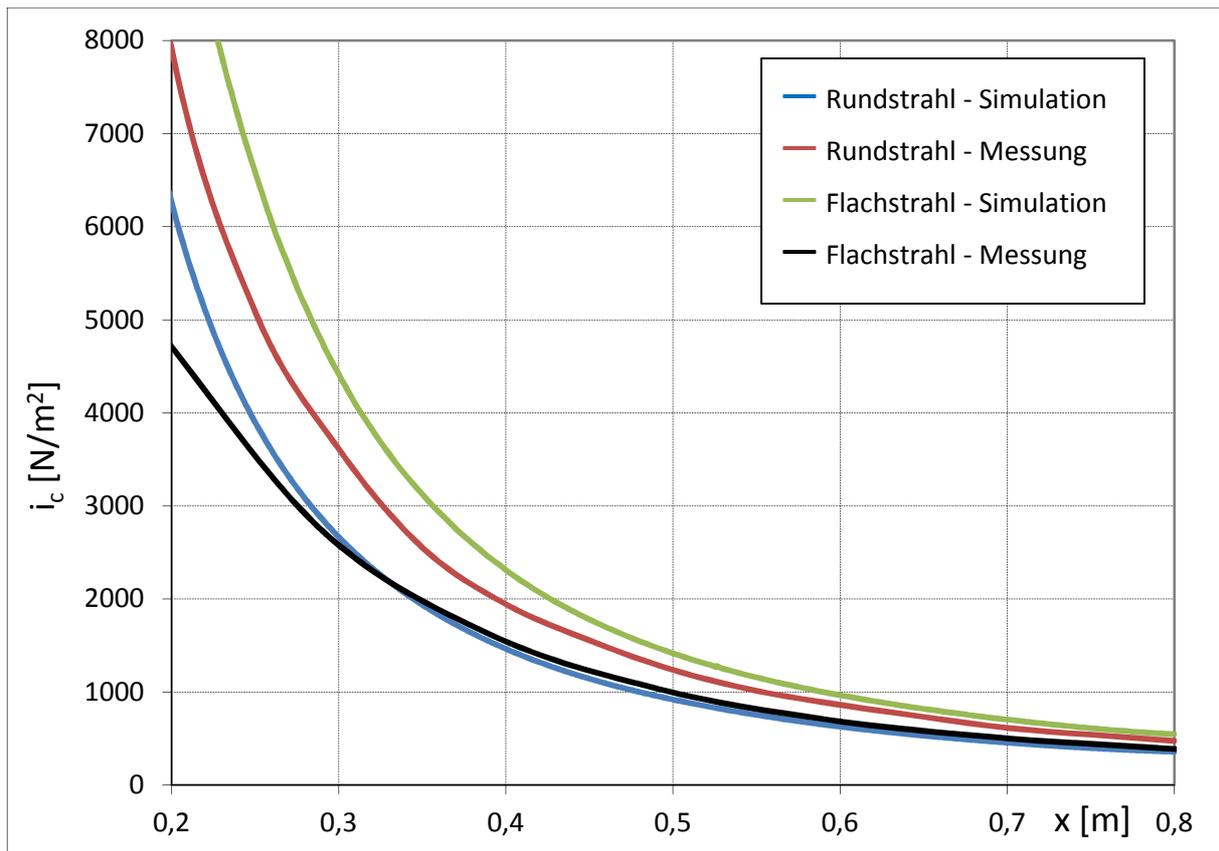


Abb. 5.12 spezifischer Impuls des Freistrahls der Rundstrahl bzw. Flachstrahldüse $p_0 = 6\text{ bar}$

Vergleicht man i_c für den Rundstrahl aus Simulation und Messung, so sieht man, konsistent mit den Geschwindigkeitsverläufen in Abb. 5.7, höhere Werte beim gemessenen Verlauf. Wie schon erwähnt, liegt dies an der von der Simulation vorhergesagten stärkeren Aufmischung. Vergleicht man die Simulationsergebnisse für den runden mit jenen für den flachen Freistrah, so schneidet der flache besser ab. Dies liegt wohl an der, besonders am Anfang, langsameren Abnahme der Geschwindigkeit. Die Messdaten können dies jedoch nicht bestätigen, da die Flachstrahldüse im inneren viel Druckverlust hat, und stark von der isentropen Expansion abweicht, der Impuls somit am Düsenaustritt wesentlich niedriger ist, als in der Simulation angenommen.

Neben den in den vorhergehenden Kapiteln detailliert experimentell und rechnerisch behandelten Düsen wurden weitere Modelle experimentell untersucht. Dabei wurde jeweils die axiale Geschwindigkeit vermessen und daraus der spezifische Impuls i_c gemäß Gleichung (5.1) berechnet. Weiters wurde auch der von den Düsen erzeugte Gesamtimpuls (Kraft) mit Hilfe einer Waage gemessen. Die unten angeführte Aufzählung der untersuchten Düsen beinhaltet auch die beiden bereits vorhin detailliert besprochenen Typen.

Düsentypen



Hersteller:	Lechler
Bezeichnung:	544.800.16.CC
Typ:	Rundstrahldüse, Unterschall
Bohrungsdurchmesser	$D = 3,3 \text{ mm}$
Material:	Edelstahl



Hersteller:	Lechler
Bezeichnung:	600.130.AC
Typ:	Flachstrahldüse, Unterschall
Bohrungsdurchmesser	$16 \times D = 1,1 \text{ mm}$
Material:	Kunststoff



Hersteller:	Lechler
Bezeichnung:	600.326.5k.AC
Typ:	Rund Mehrlochdüse, Unterschall
Bohrungsdurchmesser	$16 \times D = 0,8 \text{ mm}$
Material:	Kunststoff



Hersteller:	Silvent
Bezeichnung:	9002W
Typ:	Flachstrahldüse, Unterschall
Bohrungsdurchmesser	k. A.
Material:	Kunststoff



Hersteller:	Silvent
Bezeichnung:	209L
Typ:	Rundstrahldüse, Überschall
Bohrungsdurchmesser	k. A.
Material:	Edelstahl

Spezifischer Impuls entlang der Strahlachse

Das Diagramm in Abb. 5.13 zeigt die Verläufe des axialen spezifischen Impuls für die verschiedenen Düsen. Die Berechnung erfolgt nach Gleichung (5.1) mit $\rho_u = 1,2 \text{ kg/m}^3$. Der Druck in der Düsenvorkammer (Kesseldruck) war stets $p_0 = 6 \text{ bar}$.

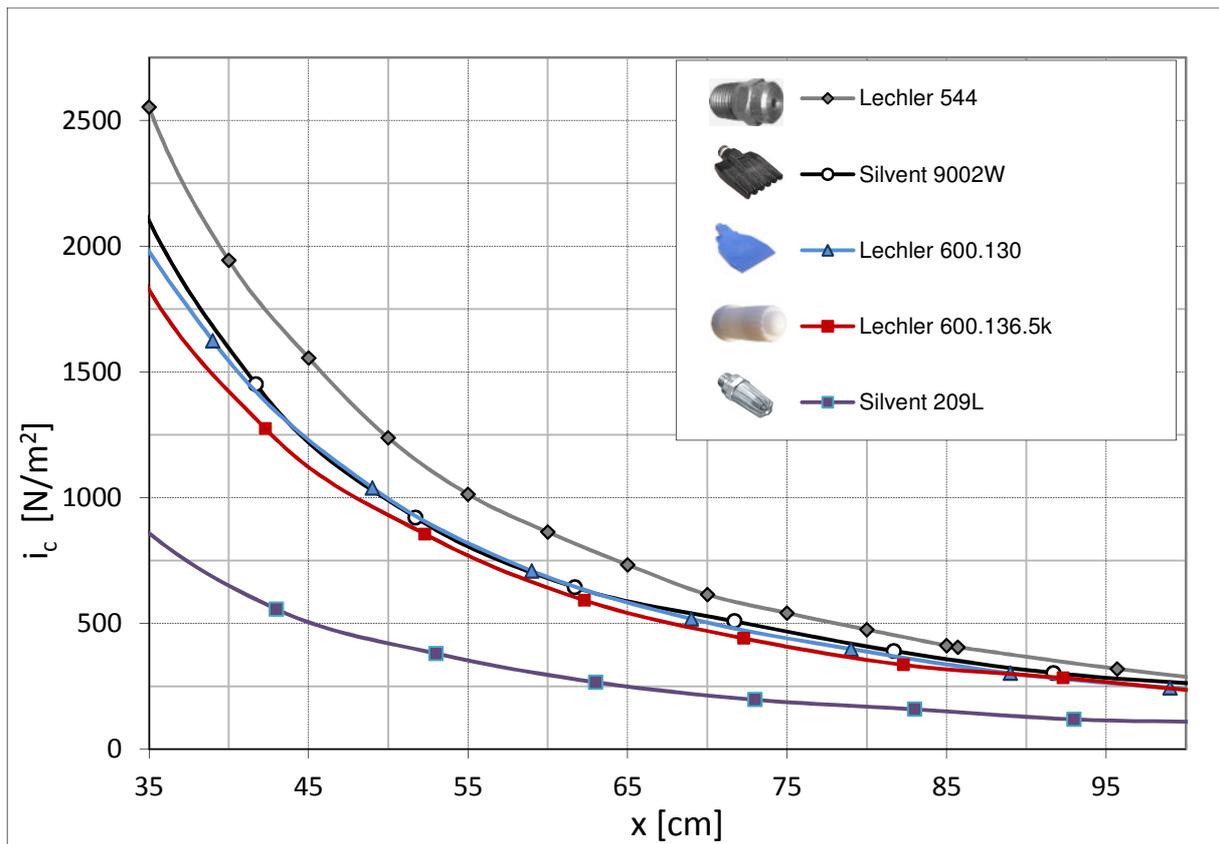


Abb. 5.13 Axialer spezifischer Impuls

Man sieht, dass die Rundstrahldüse Lechler 544 entlang der gesamten Lauflänge den größten spezifischen Impuls liefert. Die schwarze Flachstrahldüse von Silvent arbeitet bis $x \cong 40\text{cm}$ noch besser als die blaue Flachstrahldüse von Lechler, sowie die weiße Mehrloch-Düse von Lechler. Mit zunehmender Lauflänge verschmelzen die Verläufe dieser drei Düsen auf einem ungefähr gleichen Niveau. Weit abgeschlagen ist die Überschalldüse, und ist somit für weitere Untersuchungen uninteressant. Insgesamt betrachtet, geht die Rundstrahldüse hier als klarer Favorit hervor. In Tab. 5.3 sind die Messwerte für die axiale Geschwindigkeit und den axialen Impuls an zwei axialen Positionen auf der Strahlachse dargestellt. Zusätzlich ist noch der Massenstrom, also der Luftverbrauch der Düsen angeführt. Man erkennt, dass beim vorgegebenem Vorkammerdruck $p_0 = 6\text{bar}$ alle Düsen, mit Ausnahme der Überschalldüse, ungefähr den selben Luftverbrauch aufweisen.

					
$u_{40} [\text{m/s}]$	40,3	35,8	34	36,4	23,3
$i_{40} [\text{N/m}^2]$	1949 (100 %)	79%	71%	82%	33%
$u_{100} [\text{m/s}]$	15,55	14,3	13,7	14,6	9,3
$i_{100} [\text{N/m}^2]$	290 (100%)	85%	77%	88%	35%
$\dot{m} [\text{kg/h}]$	42,4	41,2	43,5	42,5	23,1

Tab. 5.3 spezifischer Impuls und axiale Geschwindigkeiten im Strahlzentrum bei $x=40\text{cm}$ und $x=100\text{cm}$, Luftverbrauch

Gesamtimpuls

In Abb. 5.14 sieht man die Ergebnisse der Kraftmessung mittels einer Waage bei einem axialen Abstand von $x = 15 \text{ cm}$. Die Rundstrahldüse hat auch hier die besten Ergebnisse erzielt. Anders als bei den Messungen für den Verlauf des axialen Impuls entlang der Strahlachse, liegt hier die weiße Mehrloch-Düse an zweiter Stelle. Der Grund liegt in der Geometrie der Düsenaustrittsfläche. Die weiße Mehrloch-Düse hat in der Strahlachse keine Bohrungen, vielmehr verlaufen die Bohrungen ringförmig um die Achse herum. Der Luftstrahl ist folglich nicht so sehr auf der Achse konzentriert und hat von Beginn weg bereits eine relativ starke Strahlaufweitung. Im Gegensatz dazu, ist die blaue Flachstrahldüse Lechler 600.130 bei den Kraftmessungen, anders als durch die gemessenen Verläufe der axialen Geschwindigkeiten zu erwarten war, weit abgeschlagen. Wie bereits erwähnt hat diese Düse offensichtlich den größten Strömungswiderstand bis zum Düsenaustritt, was den Austrittsimpuls und damit den initiierten Gesamtimpuls deutlich schmälert. Die schwarze Flachstrahldüse von Silvent liefert den dritt-stärksten Impuls. Insgesamt betrachtet liefert sie sowohl hinsichtlich des axialen Impulsverlaufs, als auch beim eingebrachten Gesamtimpuls gute Ergebnisse.

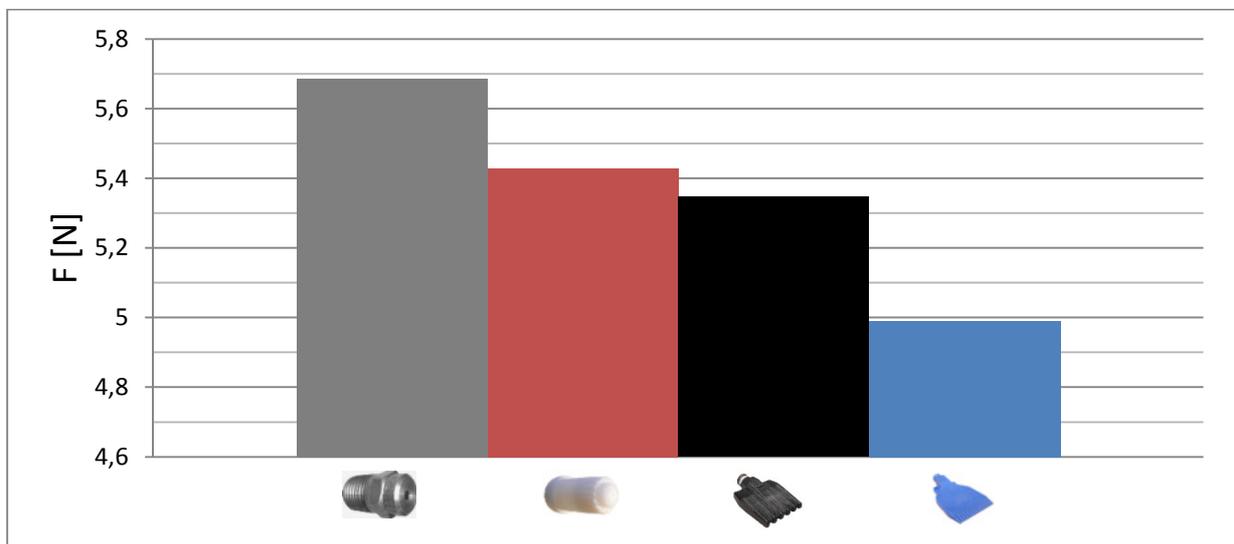


Abb. 5.14 Kraftmessungen bei $x = 15 \text{ cm}$

Die **Rundstahldüse Lechler 544.800.16.CC** geht aus allen Messungen als klarer Sieger hervor, weshalb sie auch für die weiteren Untersuchungen herangezogen wurde. Neben den deutlich höheren Impulswerten (axialer Verlauf des spezifischen Impuls, eingebrachter Gesamtimpuls) kann sie, da sie aus Edelstahl gefertigt wird, auch höhere mechanische Belastungen aushalten (höherer maximaler Kesseldruck p_0). Dies ist von Interesse, da die bis dato eingesetzte blaue Flachstrahldüse Lechler 600.130 die Beanspruchungen im Blasportal erfahrungsgemäß auf Dauer nicht aushält und zu Bruch geht.

5.3 Laborversuche mit Heckklappe als Strömungshindernis

Nach der Evaluierung der Düsen mit dem spezifischen axialen Impuls sowie dem Gesamtimpuls als Kriterium wurden mit der am besten bewerteten Düse (Lechler 544.800.CC) Untersuchungen mit der Heckklappe als Strömungshindernis durchgeführt. Der Gegenstand dieser Untersuchungen war primär die Umströmung der Unterkante der angeblasenen Heckklappe.

5.3.1 Umströmung der Heckklappenunterkante

Das vornehmliche Ziel der ausgedehnten Versuchsreihe mit dem auf die Heckklappe gerichteten Freistrahldüse war die Entwicklung eines möglichst effizienten Blaskonzepts für die beiden Blasportale. Dafür wurde zunächst insbesondere die Strömung nahe der Unterkante der Heckklappe betrachtet, um so eine geeignete Positionierung der Düse relativ zur Klappe zu finden. Als ein wesentliches Kriterium für ein optimales Abblasergebnis wurde hierbei erachtet, dass die Unterkante der Heckklappe entlang ihrer gesamten Länge, sowohl auf der Innen- wie auch auf der Außenseite mit ausreichend hohem axialem Strahlimpuls beaufschlagt wird.

In Abb. 5.15 ist ein Foto des unteren Teils der Heckklappe des R60 zu sehen. Es wird ein Koordinatensystem eingeführt, bei dem die x -Achse die Fahrtrichtung der Karosse markiert. Überdies ist ein Schnitt in der xy -Ebene durch eine gestrichelte Linie angedeutet, dessen Draufsicht in der schematischen Darstellung der Klappe in Abb. 5.16 im unteren Teilbild gezeigt wird.

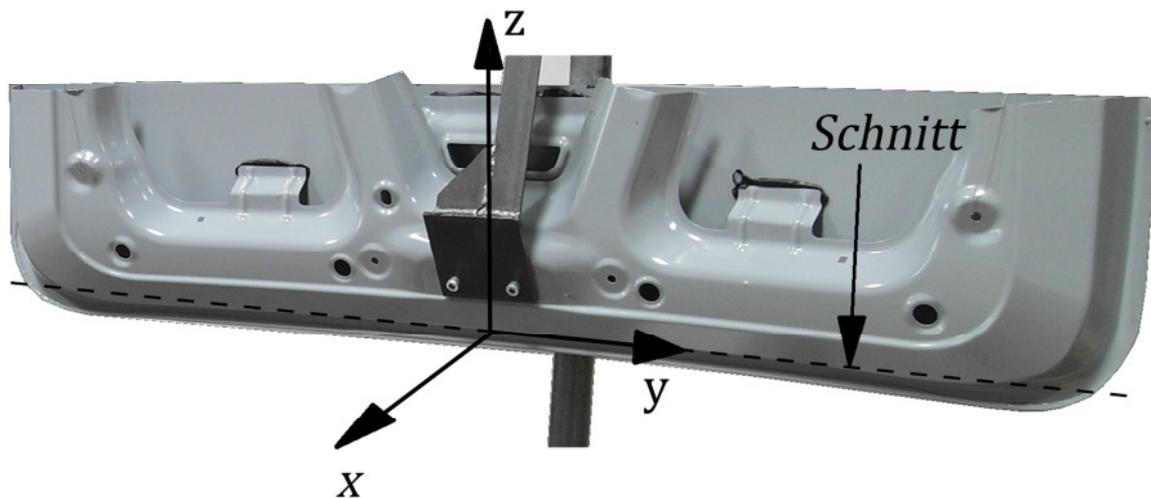


Abb. 5.15 Fotografie des unteren Teils der Heckklappe

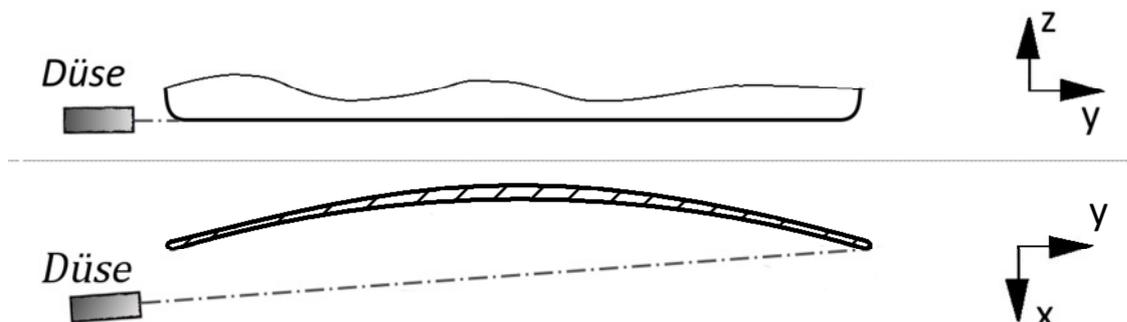


Abb. 5.16 Schematische Darstellung der Düsenposition relativ zur Klappe in zwei Ansichten; oberes Bild: Blick in Fahrtrichtung (x -Richtung), unteres Bild: Blick von oben (z -Richtung)

Prinzipiell kann die Düse beliebig zur Karosserie positioniert werden. Sie muss lediglich einen seitlichen Sicherheitsabstand vom Fahrzeug haben, um mit diesem beim Einfahren ins Portal nicht zu kollidieren. Betrachtet man Abb. 5.16, so bemerkt man, dass die Strahlachse der Düse in einer zur xy -Ebene parallelen Ebene liegt. Diese geometrische Eigenschaft wurde bei allen durchgeführten Versuchen aufgrund folgender praktischer Überlegungen vorgegeben. Würde die Düse nach oben blasen (Richtung positive z -Achse), so würde die angeblasene Flüssigkeit vornehmlich der Oberfläche entlang schräg nach oben geschoben, und verbliebe damit größtenteils auf der Heckklappe. Bläst die Düse hingegen schräg nach unten, so würde zwar in einem begrenzten Bereich der Unterkante die Flüssigkeit nach unten abgeblasen, der Freistrahle kann jedoch, aufgrund des begrenzten Strahlkegels, nicht mehr die ganze Länge der Klappe überstreichen. Somit muss die Strahlachse stets parallel zur xy -Ebene liegen. In Abb. 5.16 (Grundriss, Blick von oben) ist die Wölbung der Heckklappe angedeutet. Würde man die Düse auf die konvexe Seite (Außenseite) ausrichten, so wäre die Innenseite im Windschatten, und somit sehr schlecht mit Impuls beaufschlagt. Deshalb wird die Düse so positioniert, dass die Strahlachse immer auf die Innenseite gerichtet ist, und dabei tief genug liegt, damit die Außenseite ausreichend stark umströmt wird.

Wie in den vorangegangenen Kapiteln dargelegt, nehmen Geschwindigkeit und Impuls im Freistrahle entlang der Strahlachse rapide ab. Punkte in weiter Entfernung von der Düse werden somit mit geringerem axialem Impuls beaufschlagt. Das Augenmerk bei der Düsenpositionierung lag daher auf dem am weitesten von der Düse entfernten Bereich. Deshalb wird die Düsen- bzw. Strahlachse auf diesen am weitesten entfernten Bereich ausgerichtet, damit der Freistrahle möglichst ungehindert auf diesen kritischen Bereich der düsenfernen unteren Ecke einstrahlen kann. Würde beispielsweise der Freistrahle nicht auf die entfernte Ecke zielen, sondern auf die Mitte der Unterkante, so würde der weiter entfernte Bereich an der Ecke bereits weit weniger stark angeströmt werden.

Basierend auf den oben ausgeführten Überlegungen konnten somit folgende geometrische Eigenschaften für die Düsenpositionierung bereits vorab festgelegt werden:

- Die Strahlachse befindet sich in einer zur xy -Ebene parallelen Ebene.
- Die Strahlachse ist auf die Innenseite der Klappe gerichtet.
- Die Strahlachse trifft die Klappe bei möglichst großer Entfernung, d.h. deren düsenferne Ecke.

Da der Abstand von der Heckklappe in y -Richtung durch den seitlichen Sicherheitsabstand zwischen Düse und Karosserie vorgegeben ist, hatten die Messungen lediglich die geeignete Größe des Anströmwinkels zu klären. Die Definition des Anströmwinkels α ist in Abb. 5.17 ersichtlich. Dessen Zählung ($\alpha = 0$) beginnt bei einer Ausrichtung, wo die Düsenachse normal zu Fahrtrichtung (x -Richtung) ist, sodass sowohl die düsennahe als auch die düsenferne Ecke der Klappe auf der Düsenachse liegen.

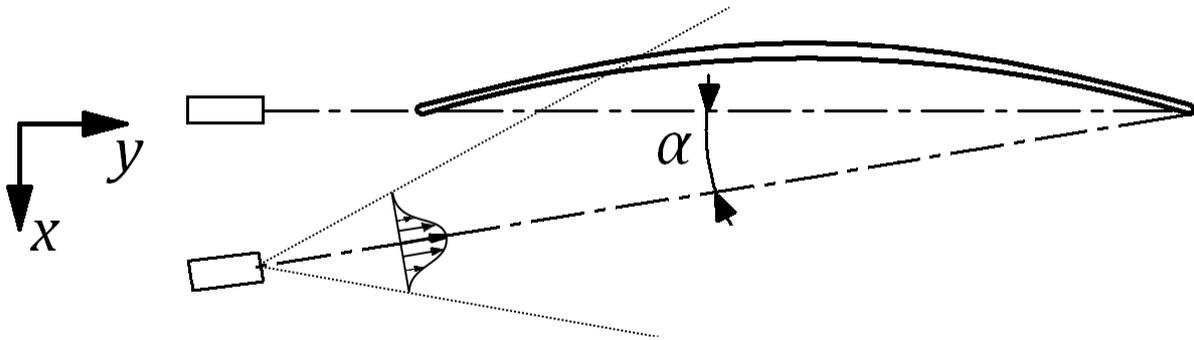


Abb. 5.17 Definition des Anströmwinkels α

Um den optimalen Anstellwinkel zu ermitteln, wurden Geschwindigkeitsmessungen entlang der Heckklappenunterkante durchgeführt. Die Klappe wurde hierbei, wie in Abb. 4.4 bereits gezeigt, auf den Prüfstand montiert, und anschließend unter Variation des Anströmwinkels α angeströmt.

Die Messungen wurden nicht entlang der gesamten Länge der Klappe durchgeführt, sondern an zwei genau definierten Messstellen P1 und P2. Die Lage der Stelle P1 ist in Abb. 5.18 zu sehen. Die Stelle befindet sich in der Umgebung der düsennahen Ecke, wo sich eine charakteristische Ausstanzung im Falz auf der Innenseite der Klappe befindet (siehe Abb. 5.18b).

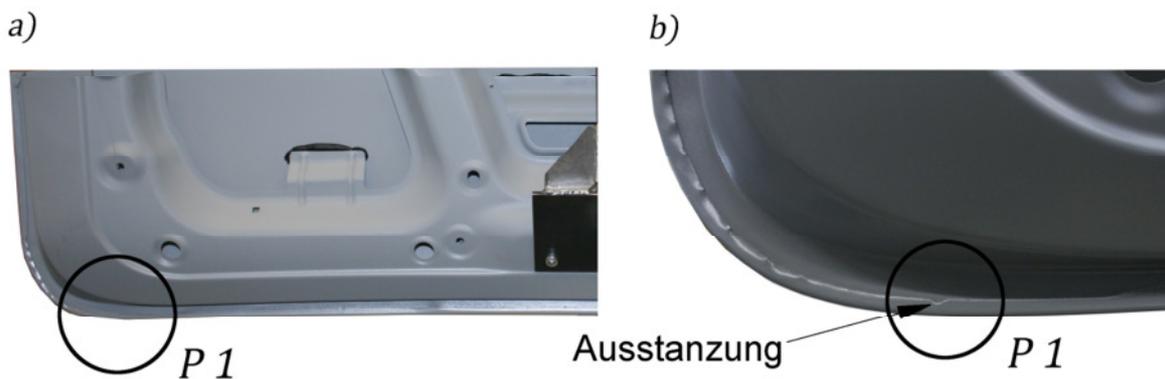


Abb. 5.18 a) Position der Messstelle P1 auf der Klappe, b) Vergrößerte Darstellung mit Ausstanzung im Falz

Die Lage der Messstelle P2 befindet sich in unmittelbarer Umgebung der düsenfernen Ecke, wo sich ebenfalls eine charakteristische Ausstanzung im Falz auf der Innenseite der Heckklappe befindet.

Bei jeder der beiden Messstellen P1 und P2 wurde die Geschwindigkeit an drei dicht beieinander liegenden Punkten gemessen. Wie aus Abb. 5.19 zu entnehmen, liegen die Messpunkte 1u bzw. 2u jeweils 5mm unter der Unterkante. Die übrigen Messpunkte liegen 5mm höher, wobei 1i und 2i auf der Innenseite der Kante liegen, 1a und 2a auf der Außenseite.

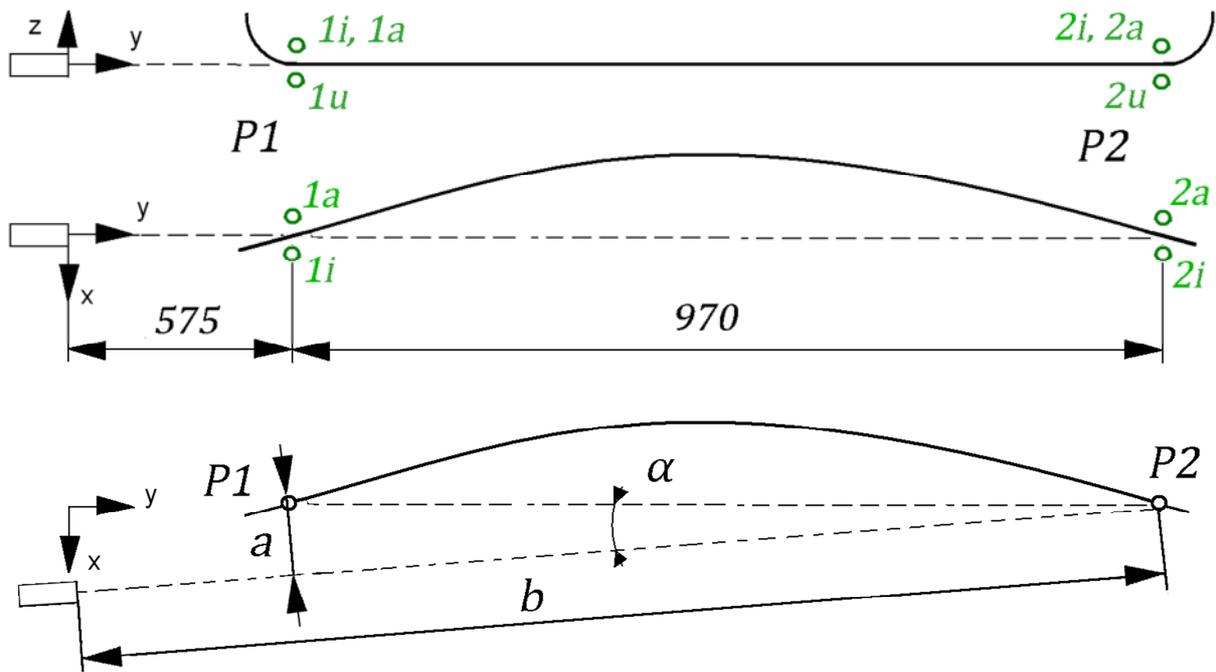


Abb. 5.19 Positionen der Messpunkte und Längs- und Querabstände zu den Messstellen in Abhängigkeit vom Anströmwinkel α (Maße in mm)

Wie aus dem untersten Teilbild in Abb. 5.19 hervorgeht, steigen der Normalabstand a zwischen der Strahlachse und der Messstelle P1, sowie der axiale Abstand b zwischen Düse und Messstelle P2, mit größer werdendem Anströmwinkel α , da der quer zur Fahrtrichtung, also in y -Richtung, vorgegebene Sicherheitsabstand von 575mm nicht unterschritten werden darf. Die Abstände a und b sind in Tab. 5.4 für verschiedene Anströmwinkel angegeben.

α [°]	0	1	2	3	4
a [mm]	0	17	35	51	68
b [mm]	1545	1545	1546	1547	1549

Tab. 5.4 Abstände a und b für verschiedene Anströmwinkel α

Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen an den sechs Messpunkten sind in Abb. 5.20 dargestellt.

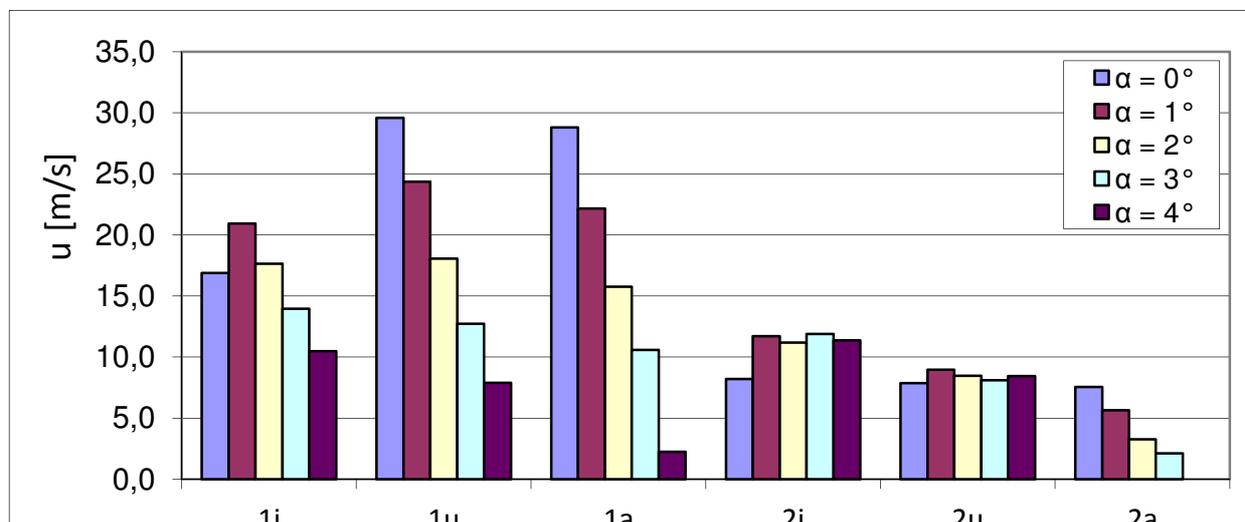


Abb. 5.20 Geschwindigkeiten an den Messpunkten nahe der Heckklappenunterkante bei unterschiedlichen Anströmwinkel

Bei einem Anströmwinkel von Null Grad trifft die Strahlachse zuerst die Vorderkante der Klappe und der gesamte stromab gelegene Innenbereich befindet sich im Windschatten. Die Geschwindigkeiten sind dort dementsprechend klein ($1i$, $2i$), während die Punkte $1u$ und $1a$ praktisch ungehindert angeströmt werden, sodass dort die höchsten Geschwindigkeiten von allen Fällen auftreten. Wird der Anströmwinkel nur geringfügig auf $\alpha = 1^\circ$ vergrößert, so kreuzen sich Strahlachse und Blechkante erst in Punkt 2, die Innenseite liegt nicht mehr im Windschatten, und es werden an den Punkten $1i$ und $2i$ signifikant höhere Geschwindigkeiten gemessen.

Erhöht man den Anstellwinkel weiter, so vergrößert sich der Abstand a zwischen Strahlachse und P1, was im Bereich von P1 zu einer Geschwindigkeitsabnahme führt, da die Geschwindigkeit mit steigendem Normalabstand zum Strahlzentrum abnimmt. Bei 4 Grad ist dieser Effekt so groß, dass der Bereich um P1 nur mehr sehr schwach angeströmt wird ($\alpha = 4^\circ$: $u_{1\alpha} = 2 \text{ m/s}$).

Eine zusammenfassende Betrachtung der Ergebnisse in Abb. 5.20 ergibt, dass die Anstellung mit $\alpha = 1^\circ$ insgesamt gesehen das beste Ergebnis liefert. Lässt man die Null-Grad Messungen außer Acht (wegen der schlechte Beaufschlagung der Innenseite) so wurden sowohl in P1 wie auch in P2 generell die höchsten Geschwindigkeitswerte mit $\alpha = 1^\circ$ ermittelt.

Basierend auf diesen Messergebnissen konnte somit die am besten geeignete Positionierung der Düse wie folgt festgelegt werden:

- Die Düse befindet sich in der xy -Ebene.
- Die Düsenachse wird in positiver x -Richtung ausgerichtet.
- Die Strahlachse trifft die Heckklappenunterkante bei möglichst großer Entfernung (P2)
- Der optimale Anströmwinkel beträgt $\alpha = 1^\circ$

5.3.2 Kontaktwinkel

In Zusammenarbeit mit dem Institut für Papier-, Zellstoff- und Fasertechnik der TU-Graz wurden Kontaktwinkelmessungen für das Spritzrezirkulat (B20), das Tauchrezirkulat (B30) und der Flüssigkeit aus der Wassertauchspüle (B40) (siehe Abb. 1.2) durchgeführt.

Dafür wurden spezielle Blechproben aus dem originalen Heckklappenwerkstoff hergestellt und in der KTL-Anlage beschichtet. Die Proben wurden noch vor dem Trocknen entnommen, und befanden sich in jenem Zustand, der im Blasportal vorliegt. Da die Karossen nach dem Austritt aus dem letzten Spülbecken (B40) feucht sind, wurden Kontaktwinkelmessungen mit feuchter Probenoberfläche ebenfalls vorgenommen.

In Abb. 5.21 sieht man eine Fotografie des Tropfens bei der Untersuchung. Die Ergebnisse der Kontaktwinkelmessungen sind in Tab. 5.5 angegeben.

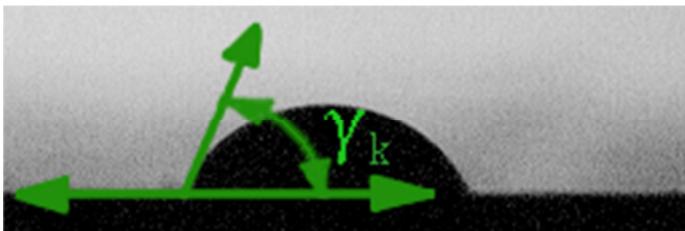


Abb. 5.21 Kontaktwinkel

Flüssigkeit	B20	B30	B40
$\gamma_{k-trocken}$	69	69	63
$\gamma_{k-feucht}$	43	52	63

Tab. 5.5 gemessene Kontaktwinkel in °

Wie die Messungen zeigen, sinkt der Kontaktwinkel tendenziell bei befeuchteter Oberfläche (ist die Oberfläche mit einem dünnen Film überzogen so ist der Kontaktwinkel eines Auftreffenden Tropfens Null, d.h. er versinkt in der Flüssigkeit). Nach den Überlegungen aus Kap. 2.2 wäre somit für die Tropfenbewegung eine befeuchtete Oberfläche infolge des kleineren Kontaktwinkels von Nachteil. Außerdem bietet der in diesem Fall flachere Tropfen wenig effektive Wirkfläche für den ankommenden Blasimpuls. Beobachtungen im Labor zeigten jedoch, dass ein einzelner, auf trockener Oberfläche befindlicher Tropfen, sehr schwer zu bewegen ist, und zwar viel schwerer als wenn die Oberfläche sehr gut benetzt ist. Dieses Verhalten konnte besonders an der Unterkante der Heckklappe beobachtet werden. Als Ursache für dieses Phänomen konnte die starke Benetzung der Unterkante identifiziert werden. Der Flüssigkeitstropfen hängt demnach an der durch einen dünnen Flüssigkeitsfilm benetzten Unterkante. Daher gibt es streng genommen keinen drei-Phasen-Kontaktpunkt fest-flüssig-gasförmig, da die Blechoberfläche in der Umgebung des Tropfens, wie in Abb. 5.22 dargestellt, durchwegs mit Flüssigkeit benetzt ist.

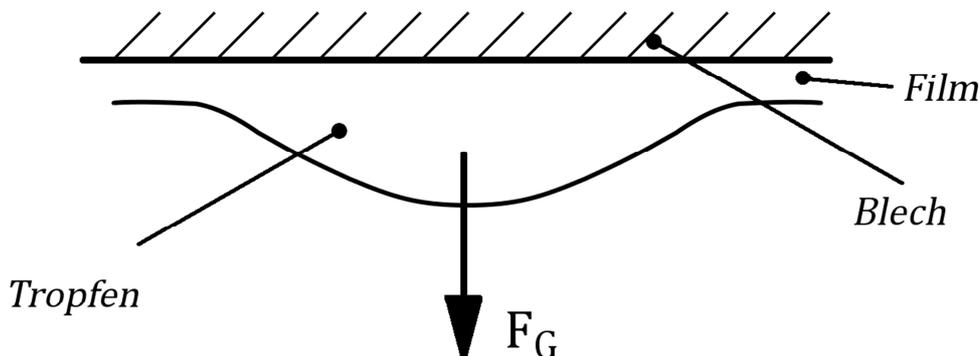


Abb. 5.22 Hängender Tropfen an der benetzten Unterkante

Erfährt ein in Abb. 5.22 schematisch dargestellter Tropfen eine Kraft parallel zur Blechoberfläche, so müssen, um eine Bewegung zu erzeugen, im wesentlichen nur die inneren intermolekularen Widerstände (viskose Reibung) überwunden werden. Der Tropfen bewegt sich somit wesentlich leichter als im drei-Phasen-System, wo die dynamischen Kontaktwinkel eine wesentliche Rolle spielen.

Sobald die Tropfen durch Anblasen wegbewegt wurden, und dadurch die Flüssigkeit größtenteils entfernt wurde, verdunstet auch der verbleibende Flüssigkeitsfilm. Wandert nun ein einzelner Tropfen, der von einer anderen Stelle abgeblasen wurde, in einen solchen aufgetrockneten Bereich, so ist ein Abblasen nur sehr schwer möglich, da hier dann ein drei-Phasen-System vorliegt. Es ist also möglichst zu vermeiden, dass Tropfen auf bereits trockene Oberflächenbereiche gelangen.

5.3.3 Blaskonzept

Mit der festgelegten Düsenpositionierung und den aus den Untersuchungen zum Einfluss des Benetzungszustands gewonnenen Erkenntnissen wurde nun versucht, die auf der Heckklappenunterkante sich ansammelnden Tropfen möglichst vollständig abzublasen. Der im Laborversuch hierbei verwendete Ausschnitt der Heckklappe entstammte stets einem Originalteil, welches bei MAGNA Steyr durch die KTL-Anlage geschickt, und nach der Wassertauchspüle entnommen worden war. So wurde gewährleistet, dass der Oberflächenzustand im Labor jenem in der Produktion möglichst nahe kommt. Zu Beginn jedes Blasversuchs wurde die Heckklappe mit reichlich Flüssigkeit vom Typ B40 besprüht. Wie aus Abb. 5.23 ersichtlich, sammeln sich durch Abfließen der Flüssigkeit zahlreiche Tropfen an der Unterkante und bleiben dort hängen.



Abb. 5.23 Befeuchtete Heckklappe mit hängenden Tropfen vor der Anblasung

Beim Einschalten der Düse werden die meisten hängenden Tropfen sofort stromab weggeschleudert. Dies lässt darauf schließen, dass die Düse genug Impuls liefert, um den Großteil der hängenden Tropfen bereits am Blasbeginn zu entfernen. Die restliche nicht von der Oberfläche abgeblasene Flüssigkeit wird von der Strahlströmung sukzessive stromab verschoben und wandert somit zur düsenfernen Rundung der Unterkante der Klappe. Dort angekommen, wird die Flüssigkeit in Form von Tropfen von der Kante abgeblasen (Abb. 5.24, Bildausschnitt rechts unten), oder die Tropfen bleiben haften und bewegen sich der Rundung entlang nach oben.

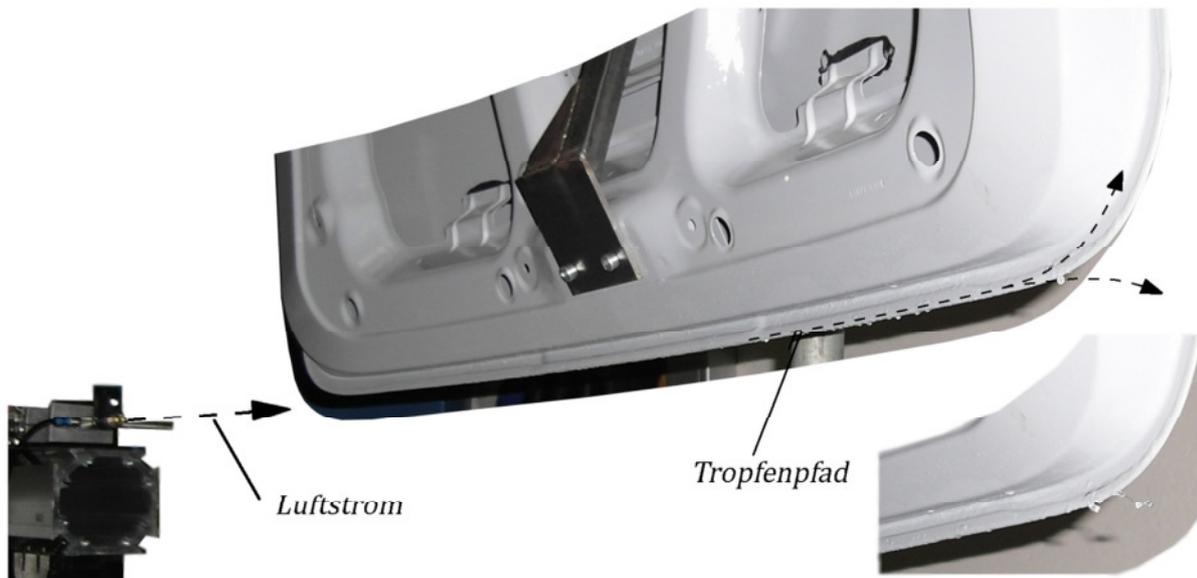


Abb. 5.24 Bewegung der Tropfen nach dem Einschalten der Düse

Die Flüssigkeit, welche die Rundung nach oben wandert, wird ab einem bestimmten Punkt von der inneren Geometrie der Heckklappe verdeckt, sodass sie sich in einem Windschatten bezüglich der Anblasung befindet. Sie kann dann nicht mehr abgeblasen werden und verbleibt auf der Klappe. Nach Ausschalten der Düse wandert diese Flüssigkeit angetrieben durch die Schwerkraft wieder nach unten und bleibt an der Unterkante haften. Um diesen Effekt zu verhindern ist eine zweite Düse notwendig, welche in Abb. 5.25 als D2 bezeichnet wird. Diese zusätzliche Düse wird so angeordnet, dass die Tropfen, welche vom Strahl der ersten Düse D1 zur Ecke der Heckklappe hin verschoben worden sind, schräg von oben angeblasen werden. Die ankommenden Tropfen sollen dadurch einen Impuls nach unten, also eine vertikale Kraftkomponente weg von der Kante, erfahren. Gleichzeitig soll der Strahl von D2 den Luftstrahl von D1 so wenig wie möglich beeinflussen. Würden die zwei Düsen in der Gleichen ebene diametral entgegengesetzt blasen, so würde ein Staupunkt entstehen, in dem sich der gegenläufige Impuls praktisch auslöscht. Die Wahrscheinlichkeit, dass an dieser Stelle Tropfen hängen bleiben, wäre groß. In der gezeigten Anordnung entsteht hingegen keine solche typische Staupunktströmung. Der Strahl von D2 lenkt in seinem Zielbereich lediglich den Strahl von D1 etwas nach unten hin ab, was dem Abheben der Tropfen von der Unterkante sogar förderlich ist.

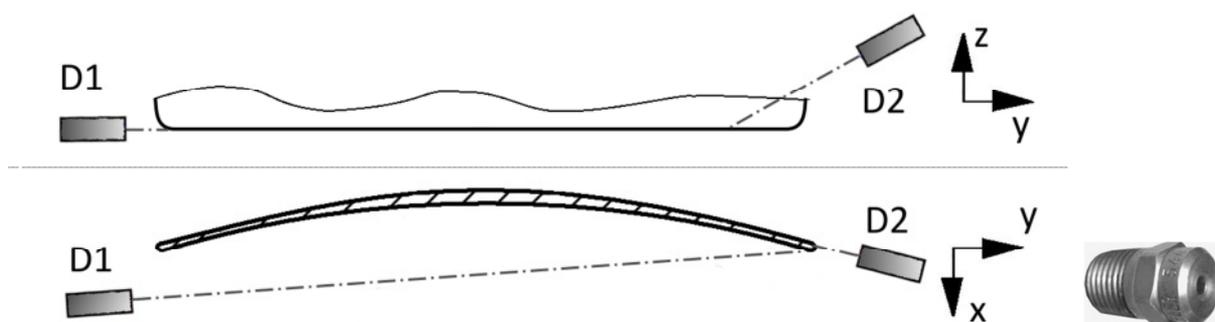


Abb. 5.25 Anordnung mit der zweiten Düse D2, verwendeter Düsentyp

Der Strahl von D2 soll damit die von D1 herangeschobene Flüssigkeit gleichsam abscheren, weshalb D2 auch zeitverzögert nach D1 zugeschaltet wird. Dadurch wird dem Strahl von D1 zunächst Zeit gegeben alle an der Unterkante hängenden Tropfen bis zum düsenfernen Ende der Klappe zu verschieben und dabei gleichzeitig bereits einen Großteil wegzuschleudern. Durch Zuschalten von D2

Düse		Taktung	
		B	E
D1		60	0
	D2	30	30

Tab. 5.6 Taktung für Blaskonzept

Mit der in Abb. 5.26 skizzierten Düsenkonfiguration und der in Tab. 5.6 gezeigten Taktung konnten bei den Laborversuchen sehr gute Ergebnisse für das primäre Abblasen, also die Beseitigung der sich nach dem Befeuchten in großer Zahl an der Unterkante ansammelnden Tropfen, erzielt werden.

5.4 Versuche im Blasportal

Das Blaskonzept, welches im Labor entwickelt wurde, musste in den Blasportalen der KTL-Anlage implementiert und getestet werden. Es gilt die Wirksamkeit unter realen Bedingungen zu untersuchen, sowie Verbesserungsmöglichkeiten und Probleme aufzuzeigen. Eine große Rolle im realen Betrieb spielt dabei die Genauigkeit der Positionierung der Karossen relativ zu den Düsen.

5.4.1 Position der Karosse im Blasportal

Wie man in Tab. 5.4 sehen kann, beträgt der Abstand zwischen der Strahlachse und der Vorderkante der Heckklappe bei einem Anströmwinkel von 1° nur $a=17\text{mm}$. Betrachtet man dies in Relation zu den Dimensionen im Blasportal (Karosse: $l \times b \times h \cong 4000 \times 1700 \times 1500\text{mm}$), erkennt man, dass die Größenordnungen des Abstands a und der Karossendimensionen um ca. den Faktor 100 verschieden sind. In Anbetracht dieser stark unterschiedlichen Größenverhältnisse war die Realisierungsmöglichkeit eines Anströmwinkels von $\alpha = 1^\circ$ vorab zu klären. Würde beispielsweise die Positionsschwankung in x-Richtung mehr als 17mm betragen, so wäre ein Anströmwinkel von 1° praktisch nicht zu gewährleisten, da aufgrund der Ungenauigkeit in der Positionierung bei zahlreichen Karossen der innere Teil der Heckklappe im Windschatten läge. In diesem Fall wäre der tatsächliche Anströmwinkel $\alpha = 0^\circ$, oder sogar negativ. Zur Untersuchung dieser Problematik wurde die Positionsabweichung mehrerer Karossen im Vergleich zur Lage einer Referenzkarosse erfasst.

Die Erfassung der Positionsabweichungen erfolgte im Blasportal mit Hilfe von zwei Laserpointern (L1, L2 in Abb. 5.27a), welche in der Seitenkonstruktion eines der beiden Blasportale fest positioniert waren. L1 und L2 wurden zuerst anhand der Lage einer im Portal positionierten Referenzkarosse so ausgerichtet, dass jeder Laser jeweils einen markanten Punkt (z.B.: ein Bohrloch) auf der Heckklappe genau anleuchtet. Die Positionsabweichung jener Karossen, die nach der Referenzkarosse in das Blasportal geleitet werden, bewirkt logischerweise auch eine veränderte Lage der markanten Punkte relativ zu den Lasern. Der Laserstrahl trifft folglich jeweils auf eine Stelle neben dem anvisierten markanten Punkt. Die Abweichung zwischen dem markanten Punkt und der Stelle, die der Laser tatsächlich trifft, kann mithilfe eines Fotos erfasst werden (Δx und Δz in Abb. 5.27b).

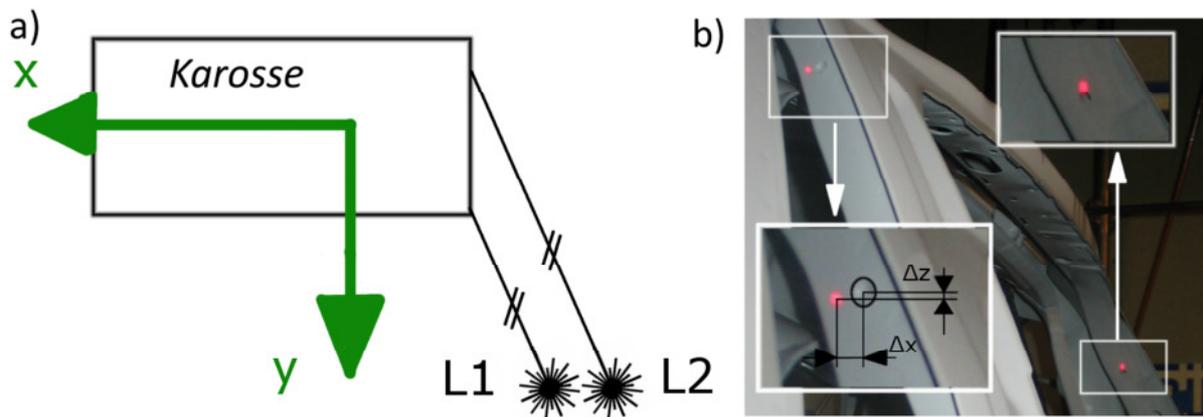


Abb. 5.27 Messanordnung zur Positionsmessung und Laserpunkte auf Karosserie

Wertet man die Abweichungen für mehrere Karossen aus, so kann man die Positionsschwankungen ($\pm\Delta x$, $\pm\Delta z$) der Karossen in x und z , sowie die Verdrehung um die x - bzw. z -Achse berechnen. Der genaue Rechenweg sei hier nicht angegeben, die Ergebnisse sind in Tab. 5.7 zusammengefasst.

Δx [mm]	Δz [mm]	Drehung um z -Achse[°]	Drehung um x -Achse [°]
± 8	± 4	± 0.3	± 0.17

Tab. 5.7 Ergebnisse der Positionsmessung

Die Position zweier Karossen kann also bis zu 16mm in x -Richtung voneinander abweichen, was annähernd dem Abstand a bei $\alpha = 1^\circ$ entspricht (siehe Abb. 5.19 unteres Bild). Man riskiert also bei Vorgabe von $\alpha = 1^\circ$ als Sollwert, dass im ungünstigsten Fall die komplette Innenseite der Unterkante im Windschatten der düsennahen Ecke liegt, was dem unerwünschten Fall mit einem Anströmwinkel $\alpha = 0^\circ$ gleich käme. Laut Tab. 5.4 beträgt der Abstand von P1 zur Strahlachse bei $\alpha = 2^\circ$ $a=35\text{mm}$. Da dieser Abstand auch für die maximale Positionsabweichung in x -Richtung ein innenseitiges Anströmen der kompletten Unterkante gewährleistet, wurde im Blasportal für den Anströmwinkel der Sollwert $\alpha = 2^\circ$ festgelegt. Die Abweichung in z -Richtung sowie die rotatorischen Abweichungen um die z - und x -Achse sind sehr gering und müssen daher nicht eigens berücksichtigt werden.

5.4.2 Abblasversuche im Blasportal

Bei den Abblasversuchen wurde die Wirksamkeit verschiedener Blaskonzepte mithilfe optischer Begutachtung der beschichteten und getrockneten Blechoberfläche erfasst. Dabei wurden zuerst jeweils mehrere Karossen mit dem getesteten Blaskonzept im Blasportal abgeblasen. Nach dem Blasportal wird die Karosse in einem Ofen getrocknet und fährt dann in die Schleifzone, wo die Fehlerstellen noch vor dem Ausbessern begutachtet wurden. Zwei typische Fehler sieht man in Abb. 5.28a) und b), wobei der Fehler in a) nur leicht ausgeprägt ist und sich hauptsächlich in einer Verfärbung der Beschichtung äußert. Bei Abb. 5.28 b) ist hingegen ein stark ausgeprägter Fehler abgebildet. Hier sind grobe Unebenheiten vorhanden, und man kann sogar kleine kraterähnliche Strukturen erkennen.

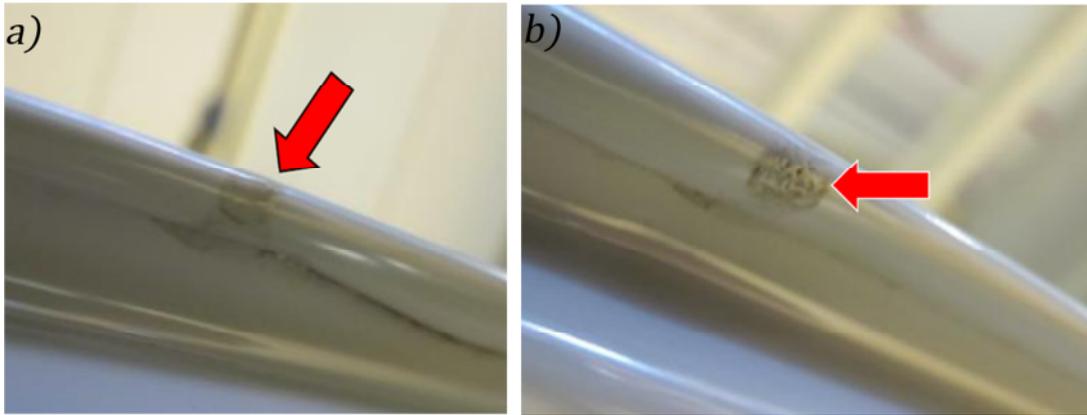


Abb. 5.28 Fehler in der Beschichtung (Foto: S. Paier)

Untersuchte Blaskonzepte

Ein Blaskonzept setzt sich stets aus einer Düsenanordnung, also der Anzahl von Düsen, welche in den Blasportalen links und rechts der Karosse installiert sind und deren Betriebsweise (=zeitliche Taktung) zusammen. Bei den, in dieser Arbeit durchgeführten Versuchen im Blasportal wurden vier Düsenanordnungen untersucht. Diese waren:

- Ursprüngliche Anordnung
Diese war vor Beginn der Diplomarbeit in den Blasportalen installiert.
- Manuelles Abblasen
Es handelt sich hierbei nicht um eine Düsenanordnung im eigentlichen Sinne, man versteht darunter vielmehr das manuelle Abblasen unter Verwendung von Handpistolen.
- Zwei-Düsen-Anordnung (ZD-Anordnung)
Dies ist die in den Laborversuchen entwickelte und getestete Anordnung nach Abb. 5.26 mit den Düsen D1 und D2.
- Drei-Düsen-Anordnung (DD-Anordnung)
Diese stellt eine Erweiterung der im Labor entwickelten ZD-Anordnung dar. Die Anblasung wird hierbei auf einer Seite durch eine zusätzliche Düse verstärkt.

Ursprüngliche Düsenanordnung

Um die ursprüngliche Anordnung, also die Düsenanordnung vor Beginn der Diplomarbeit, zu verstehen, bedarf es der Erklärung des Vorgangs unmittelbar nach dem Einfahren der Karosse ins Blasportal. Der Vorgang ist in drei Schritte unterteilt:

1. Einfahren in das Portal: Die Karosse fährt aus der Spülzone B4 kommend in das Portal und kommt dort zum Stehen
2. Kippen: Die Front der Karosse wird um 20° nach oben gekippt, um so das Abrinnen von Flüssigkeit zu erleichtern (Abb. 5.29, linke Karosse).
3. horizontale Position: Die Karosse wird vom gekippten Zustand wieder in die horizontale Lage gebracht (Abb. 5.29, rechte Karosse).

Die Verweildauer in der jeweiligen Position kann im Leitsystem eingestellt werden. In der Regel ist das Einfahren kürzer als 10s. Das Kippen dauert hingegen länger, da es funktionelle Aufgaben erfüllen

muss (Abrinnen von Flüssigkeit). Die Verweildauer in der horizontalen Position, in welcher beim neuen Konzept (ZD-, bzw. DD-Anordnung) der gesamte Abblasvorgang stattfindet, orientiert sich an der produktionsbedingten Taktzeit einer Karosserie (Maximale Verweildauer im Portal ca. 3min) und der Verweildauer in den ersten beiden Positionen. Je länger die Verweildauer in der horizontalen Position ist, desto mehr Zeit steht für den Abblasvorgang zur Verfügung, und es können dementsprechend viele Tropfen abgeblasen werden.

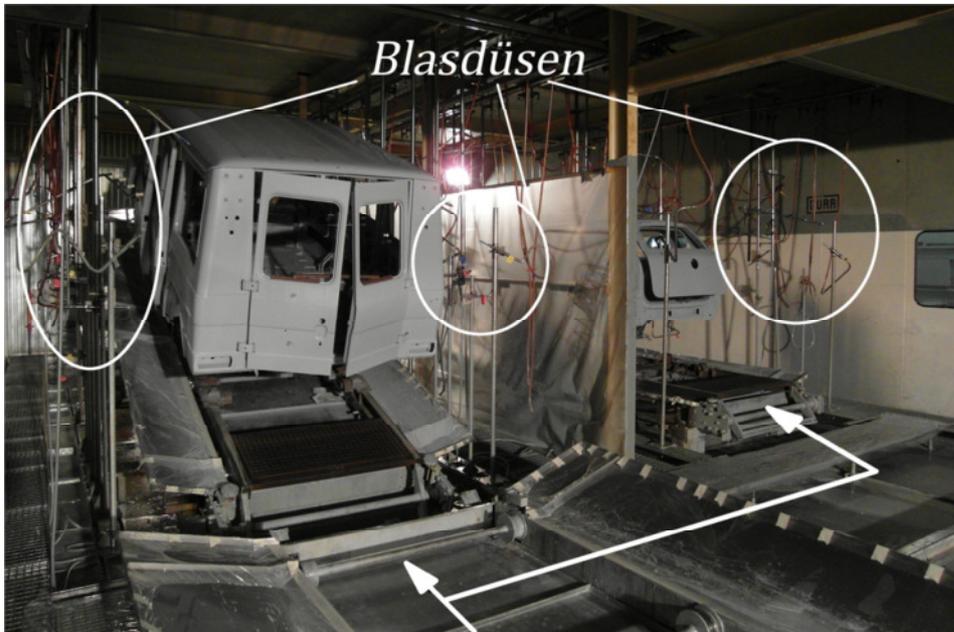


Abb. 5.29 Blasportale: links gekippte Karosserie (Mercedes), rechts waagrechte Karosserie (MINI)

Die ursprüngliche Düsenanordnung ist in den Abb. 5.30 - Abb. 5.31 für die gekippte und die horizontale Position der Karosserie schematisch dargestellt, da die Karosserie hierbei sowohl in der gekippten als auch in der waagrechten Position abgeblasen wurde. Die dabei eingesetzten Düsen waren alle Flachstrahldüsen vom Modell 600.130 von Lechler.

In Abb. 5.30 sieht man, dass in der gekippten Lage insgesamt drei Düsen im Einsatz waren. Alle drei Düsen blasen auf die Unterkante der Heckklappe. Dabei sind zwei Düsen auf die Innenseite (D3, D5) und eine (D4) auf die Heckklappenaußenseite gerichtet. Alle Düsen treffen auf die düsennahe Heckklappenhälfte (bei ca. 1/3 der Gesamtlänge der Unterkante) und blasen dabei schräg nach oben.

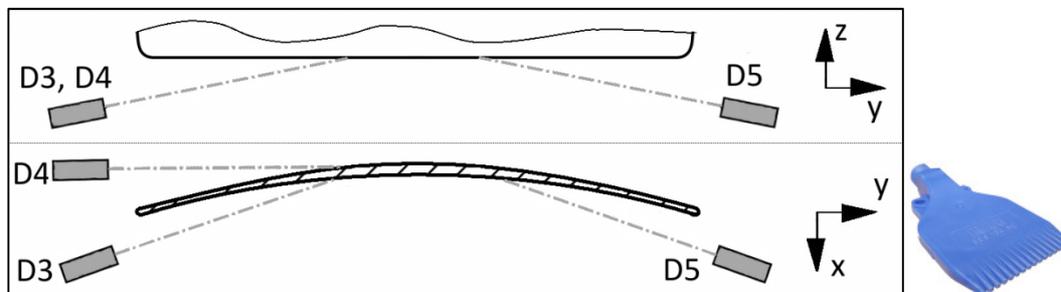


Abb. 5.30 Ursprüngliches Düsenkonzept, gekippte Position der Karosserie, verwendeter Düsentyp

Die Position der Düsen in der horizontalen Lage (Abb. 5.31) ist praktisch eine Variation der in Abb. 5.30 gezeigten Anordnung. Der einzige Unterschied liegt darin, dass hier statt drei nur zwei Düsen

verwendet wurden. Diese Düsen (D2, D1) sind relativ zur Karosse genauso wie die Düsen D3 und D5 in Abb. 5.30 positioniert.

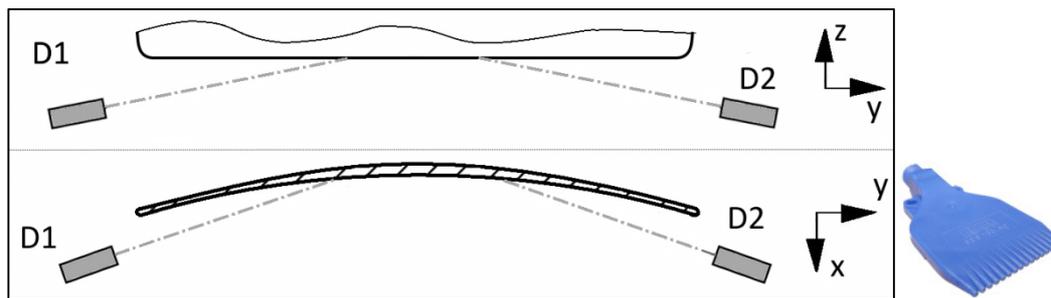


Abb. 5.31 Ursprüngliches Düsenkonzept, horizontale Position der Karosse, verwendeter Düsentyp

Insgesamt waren bei der ursprünglichen Anordnung somit fünf Düsen vom Modell Lechler 600.130 im Einsatz. Die exakte Taktung der Düsen sei hier nicht besprochen, diese wird später angegeben, es sei hier nur gesagt, dass die Düsen allesamt zugleich blasen. Wie in Kapitel 5.3 besprochen, entsteht hierbei eine Staupunktströmung, die ein vollständiges Abblasen erschwert. Überdies wird durch die Vertikalkomponente in der Düsenausrichtung Flüssigkeit nach oben geschoben. Die wesentlichen Unterschiede zum neu entwickelten Konzept lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Düsenmodell 600.130 von Lechler (Flachstrahldüse)
- Insgesamt fünf Düsen im Einsatz
- Abblasen sowohl in der gekippten als auch in der horizontalen Lage
- Zeitgleicher Einsatz der Düsen
- Anblasung erfolgt schräg von unten nach oben und zielt auf den zentrumsnahen Bereich der Unterkante

Manuelles Abblasen

Zusätzlich zu den automatischen Abblasuntersuchungen mittels seitlich am Portal fix montierter Düsen wurde eine gewisse Anzahl an Karossen manuell mittels Handpistole (HP) abgeblasen. Bei dieser Methode ist auf Grund der hohen Flexibilität und der vorhandenen Möglichkeit zur unmittelbaren optischen Kontrolle durch den Arbeiter ein besonders gutes Ergebnis zu erwarten. Das auf diese Weise erzielte Resultat sollte als Referenz für die automatischen Konzepte dienen, und stellt gleichsam das zu erreichende Optimum dar.

Zwei-Düsen-Anordnung

Die ZD-Anordnung entspricht genau der im Labor entwickelten Konfiguration, deren geometrische Verhältnisse in Abb. 5.26 bereits dargestellt sind und brauchen hier nicht neuerlich erklärt zu werden.

Drei-Düsen-Anordnung

Die Drei-Düsen-Anordnung (DD-Anordnung) wurde aufgrund der, im Vergleich zu den Laborversuchen, erhöhten Menge an abfließender Flüssigkeit auf der Heckklappe notwendig, und stellt eine Erweiterung der ZD-Anordnung aus Abb. 5.26 dar. Diese Erweiterung besteht hauptsächlich in der zusätzlichen Düse D1* (Abb. 5.32). Mit dieser soll noch mehr axialer Impuls in

Richtung Heckklappenunterkante eingebracht werden und somit noch mehr Flüssigkeit an das düsenferne Ende der Unterkante geschoben werden. Aufgrund des seitlichen Abstands (50mm) der in der xy -Ebene parallel einstrahlenden Düsen D1 und D1*, musste der Anströmwinkel von $\alpha = 2^\circ$ auf $\alpha = 6^\circ$ vergrößert werden. Bei kleinerem Anströmwinkel würde der Strahl von D1* stets auf die Heckklappenaußenkante treffen, da die Ausrichtung von D1 auf P2 beibehalten wird. Alle Düsen sind wie schon bei der ZD-Anordnung Rundstrahldüsen vom Modell Lechler 544.800.CC.

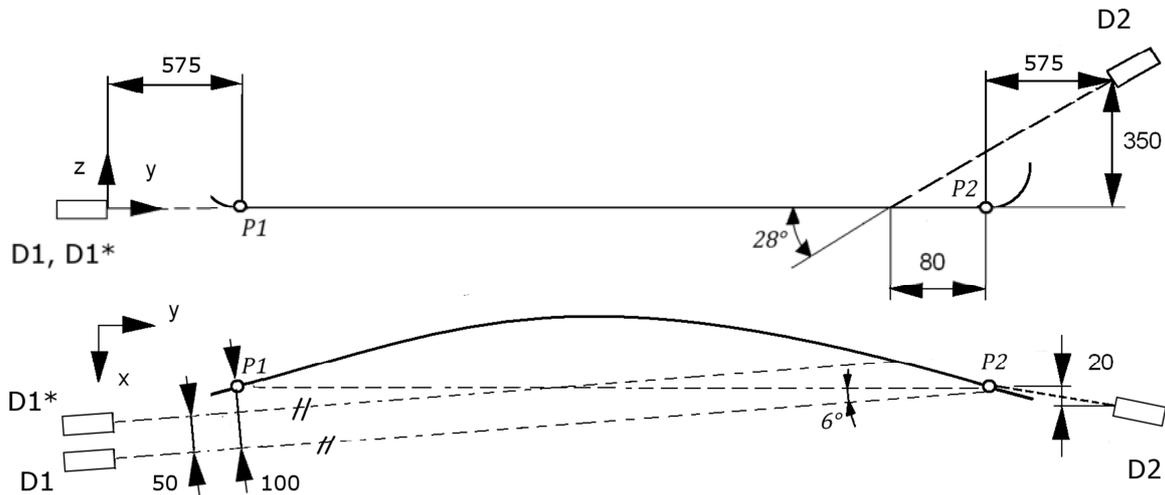


Abb. 5.32 Drei-Düsen-Anordnung mit den parallel strahlenden D1 und D1* (Düsenmodell: Lechler 544.600.CC)

Zusammenfassung der Abblasergebnisse im Portal

Die Ergebnisse aus der Untersuchung aller Blaskonzepte sind in Tab. 5.8 zusammengefasst. Darin wird die Taktung durch folgende vier Parameter beschrieben:

B [s]	Blasdauer; gibt die Zeit an, während der die Düse kontinuierlich bläst.
P [s]:	Pause; Zeit, in der die Düse ausgeschaltet ist.
E [s]	Einschaltverzögerung gezählt von Beginn des gesamten Abblasvorgangs.
Z	Anzahl der Zyklen; ein Zyklus entspricht der einmaligen Abfolge von Blasdauer und Pause.

Weiters bedeuten:

Anz.	Die Anzahl der untersuchten Heckklappen.
i. O.	Anzahl bzw. Prozentsatz der Klappen, welche fehlerfrei, also in Ordnung waren.
F/K	Fehler pro Klappe: dieses Verhältnis gibt die durchschnittliche Anzahl der Fehler pro Heckklappe an
V_L	Beim Abblasprozess verbrauchte Luftmenge in Normkubikmetern [m ³ i. N.]

Nr.	Datum	Düsenmodell	Karossenposition	Düse	Taktung				Anz.	i. O.	F/K	V _L [m ³ i.N.]
					B	P	E	Z				
1	27. 02. 2012		gekippt	D5, D3, D4	15	6	0	4	15	3 (22%)	1,5	3,1
			horizontal	D2, D1	10	6	0	6				
2	27. 02. 2012		horizontal	D1,D2	60	0	0	1	10	1 (10%)	1,7	1,3
3	29. 02. 2012		gekippt	D1	15	6	4	6	15	3 (20%)	1,2	1,9
			horizontal	D1, D2	60	0	0	1				
4	29. 02. 2012	HP	-	-	-	-	-	-	9	8 (89%)	0,11	-
5	29. 02. 2012		horizontal	D1	60	0	0	1	7	2 (29%)	1,3	1
				D2	30	30	30	1				
6	05. 03. 2012		horizontal	D1, D1*	80	0	0	1	11	5 (45%)	1,09	2,8
				D2	40	0	40	1				
7	05. 03. 2012		horizontal	D1, D1*	80	0	0	1	5	4 (80%)	0,2	1,9
				D2	2	4	40	7				
8	05. 03. 2012	HP	-	-	-	-	-	-	7	5 (71%)	0,29	-
9	05. 03. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	17	13 (76%)	0,18	2,3
				D2	2	4	60	7				
10	05. 03. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	19	6 (32%)	0,71	2,2
				D2	10	0	90	1				
11	16. 03. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	21	5 (24%)	0,81	2,1
12	23. 03. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	20	10 (50%)	0,55	2,3
				D2	3	4	59	6				
13	23. 03. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	10	1 (10%)	1,5	2,7
				D2	5	5	5	10				

Tab. 5.8 Zusammenfassung aller Versuchsreihen im Blasportal

Nr.	Datum	Düsenmodell	Karossenposition	Düse	Taktung				Anz.	i. O.	F/K	V_L [m ³ i.N.]
					B	P	E	Z				
14	03. 04. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	7	0 (0%)	3,14	2,3
				D2	3	4	60	6				
15	04. 04. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	14	1 (7%)	1,86	2,4
				D2	3	4	36	8				
16	04. 04. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	6	1 (17%)	1,5	2,5
				D2	4	4	30	9				
17	03. 04. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	15	4 (27%)	1,1	2,1
18	20. 04. 2012		horizontal	D1, D1*	100	0	0	1	18	12 (67%)	0,33	2,3
				D2	2	4	60	7				

Tab. 5.8 Zusammenfassung aller Versuchsreihen im Blasportal (fortgesetzt)

Die Ergebnisse des manuellen Abblasens sind in den Versuchen Nr. 4 und 8 angegeben. Ca. 70 bis 90% der untersuchten Karossen waren fehlerfrei. Das Fehler/Karosse Verhältnis liegt zwischen 0,11 und 0,29. Dieses Ergebnis stellt das erreichbare Optimum dar. Man sieht, dass auch bei diesem an sich best-möglichen Abblasvorgang keine 100%ige Erfolgsquote möglich ist, sondern im Schnitt lediglich vier von fünf Karossen fehlerfrei sind.

In Versuch Nr. 1 ist das Blasergebnis des ursprünglichen Konzepts untersucht worden. Man sieht hier auch die entsprechende Taktung. Demnach bliesen die Düsen D3, D5 und D4 zeitgleich 15 Sekunden lang, machten eine Pause von 6 Sekunden, und dies in 4 Zyklen. An den 15 begutachteten Karossen wurden insgesamt 23 Fehler gesichtet, wobei drei Karossen gänzlich fehlerfrei waren. Dies führt zu einem Fehler/Karosse Verhältnis von 1,5 und einem fehlerfreien Anteil von ca. 20%. Mit der angegebenen Taktung wurde dabei insgesamt eine Luftmenge von 3,1 m³ i. N. verbraucht. Im Vergleich zum manuellen Abblasen ist hier also großes Verbesserungspotential vorhanden.

Der erste Versuch mit der ZD-Anordnung ist in Nr. 2 angeführt. Wie man dort sehen kann, sind die Ergebnisse schlechter als jene des ursprünglichen Blaskonzepts. Die Taktung entsprach dabei jedoch auch nicht jener, welche in den Laborversuchen vorgeschlagen wurde. So wurden hier D1 und D2 60s lang kontinuierlich gefahren und D2 nicht wie im Labor zeitversetzt zugeschaltet.

Um die Auswirkungen des zusätzlichen Blasens im gekippten Zustand abschätzen zu können, war bei Versuch Nr. 3 von der ZD-Anordnung die Düse D1 in der gekippten Lage im Einsatz. Durch diese Maßnahme ist eine Verbesserung bemerkbar.

In Versuch Nr. 5 wurde das neue Blaskonzept auch hinsichtlich der Taktung vollständig umgesetzt, d.h. es wurde in der ZD-Anordnung eine zeitversetzte Zuschaltung von D2 realisiert. Durch das zeitverzögerte Zuschalten von D2 ist eine deutliche Verbesserung erkennbar. Die Ergebnisse liegen

deutlich über jenen aus Versuchen Nr. 1 und 2 und teilweise auch über jenen von Versuch Nr. 3. Im direkten Vergleich mit der Anordnung aus Versuch Nr. 3 wird der Luftverbrauch bei der ZD-Anordnung mit der zeitversetzten Zuschaltung von D2 um ca. den Faktor zwei geringer. Deshalb wurde das zusätzliche Abblasen im gekippten Zustand nicht weiter verfolgt. Insgesamt waren die Ergebnisse des ZD-Blaskonzepts jedoch nicht zufriedenstellend. Mit dem ZD-Konzept konnte insbesondere nicht das primäre Abblasen genügend realisiert werden, da sich in der Realität viel mehr ablaufende Flüssigkeit auf der Heckklappe befindet, als dies in den Laborversuchen der Fall war. Wie oben erwähnt, wurde deshalb das ZD-Konzept auf die Drei-Düsen-Anordnung (DD-Anordnung) erweitert.

Die ersten Ergebnisse mit der DD-Anordnung sind in Versuch Nr. 6 angegeben. Es ist eine deutliche Verbesserung erkennbar. 45% der Karossen sind fehlerfrei, das Fehler/Karossee – Verhältnis sinkt auf 1,09. Hier wird das ursprüngliche Konzept schon deutlich übertroffen. Im Vergleich zum manuellen Abblasen ist jedoch noch Verbesserungspotential vorhanden. Im Zuge der Optimierungen wurde die Blasdauer von D1 und D1* und somit die Dauer des gesamten Abblasvorganges in der horizontalen Position sukzessive von 80 auf 100s erhöht. Mit einer Blasdauer von 100s von D1 und D1*, bei gleichzeitiger Einschaltverzögerung von 30s von D2, konnte das primäre Abblasen vollständig realisiert werden. Nichtsdestotrotz fanden sich bei der Kontrolle nach dem Trocknen Fehlerstellen. Diese sind auf nachlaufende Tropfen, d.h. Tropfen, die aus Hohlräumen auf die Unterkante gelangen, wenn die Karossee das Blasportal schon verlassen hat, zurückzuführen. Es ist daher in einer umfassenden Reihe von Untersuchungen (Nr. 7-18) versucht worden, das DD-Konzept so weit zu optimieren, dass die nachlaufenden Tropfen möglichst vermieden werden. Man sieht, dass eine höherfrequente Taktung der Düse D2 (B: 2 - 3s, P: 4s) bei einer Einschaltverzögerung von E=60s zu den besten Ergebnissen führt (Nr. 7, 9, 12, 18). Versuche Nr. 9 und 7 liegen sogar im Bereich des manuellen Abblasens, welches grundsätzlich die bestmöglichen Ergebnisse produziert. Dennoch gibt es Versuche, wo trotz sehr ähnlicher Taktung, die Ergebnisse sehr schlecht sind, wie z.B. in Versuch Nr. 14. Die möglichen Ursachen dieser Abweichung vom Trend werden im folgenden noch im Detail diskutiert.

In den Untersuchungen wurde auch die Auswirkung unterschiedlicher Einschaltverzögerungen der Düse D2 untersucht. Beispielsweise haben lange Einschaltverzögerungen (Nr. 10), genauso wie kurze (Nr. 15 & 16) negative Effekte auf das Abblasergebnis. Lässt man D2 gänzlich weg, so sind die Ergebnisse ebenfalls nicht zufriedenstellend (Nr. 11 & 17).

Als mögliche Ursachen für die oben erwähnten schlechten Ergebnisse einzelner Versuchsreihen (z.B. Nr 14), bei denen eine Taktung und Einschaltverzögerung vorgegeben wurde, die ansonsten generell die besten Ergebnisse erzielt, seien hier die folgenden genannt:

1. Druckluftschwankungen während des primären Abblasens
2. Stellung der Heckklappe nicht in der Sollposition (z.B. geschlossen)
3. Unterschiede im Detailzustand der Oberfläche der Heckklappe

ad 1. Es sind zwar in jedem Druckluftsystem Schwankungen, diese sind in diesem Fall jedoch nicht signifikant. Nach Beobachtungen im Betrieb bleibt das Druckniveau in den Versorgungsleitungen zu den Düsen während des Abblasvorgangs relativ konstant. Somit sind die Auswirkungen auf den Austrittsimpuls der Düse ebenfalls klein.

ad 2. Die Position des Fahrzeuges im Blasportal wurde, wie in 5.4.1 beschrieben, zwar vermessen, wobei die Abweichungen in der Position als eher gering erkannt wurden. Es tritt bisweilen jedoch der

Fall auf, dass die Heckklappe nicht in der richtigen Position relativ zur restlichen Karosserie steht. Dies geschieht durch falsch montierte Abstandshalterungen, welche die Klappe fixieren sollen. Dieser Fall tritt jedoch bei weitem nicht so oft auf, dass die stark unterschiedlichen Ergebnisse desselben Blaskonzepts damit erklärt werden können.

ad 3. Der Oberflächenzustand im Unterkantenbereich bedarf näherer detaillierter Erklärungen. An der Unterkante der Heckklappe befindet sich ein Falz, der durch Bördeln entsteht. Dabei wird das äußere Blech (an der Außenseite der Klappe) um das innere Blech (an der Innenseite der Klappe) gebogen (Abb. 5.33 a).

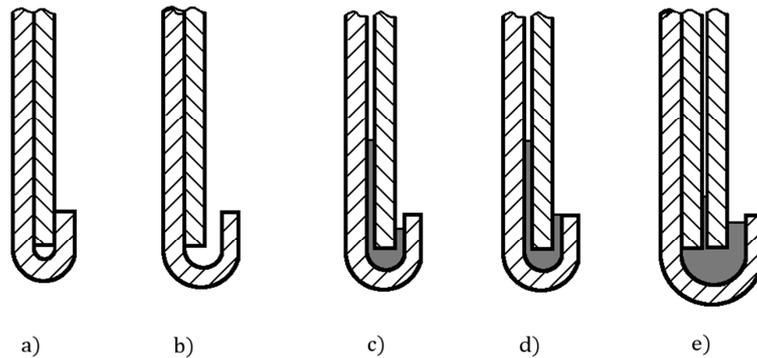


Abb. 5.33 Falz an der Unterkante der Heckklappe

Dabei kann es durch produktionsbedingte Ungenauigkeiten zur Bildung von Hohlräumen (Abb. 5.33b) kommen, in denen sich Flüssigkeit ansammeln kann. Da der Spalt sehr dünn ist ($<1\text{mm}$) kann diese Flüssigkeit mittels Druckluft nur sehr schwer ausgeblasen werden. Die Abstände zwischen der Düse und dem Falz müssten hier in der Größenordnung von wenigen cm liegen, und selbst dann (manuelles Abblasen) ist kein 100%iges Ausblasen der Flüssigkeit möglich.

Zusätzlich wird der Falz auch verklebt (Abb. 5.33c). Prinzipiell würde das den der Flüssigkeit sich bietenden Hohlraum verkleinern. Der Kleber füllt jedoch nicht immer den gesamten Spalt aus. Würde der Kleber bis zum oberen Rand des Falzes reichen (Abb. 5.33d), so würde man eine Ansammlung von Flüssigkeit in diesem Falz völlig vermeiden können, ist der Hohlraum jedoch nicht komplett mit Kleber gefüllt, verbleibt auch hier Flüssigkeit im Spalt. Durch das spätere Erhitzen im Ofen dehnt sich der Kleber aus und verdrängt diese Flüssigkeit, deren Viskosität dann aufgrund der höheren Temperatur abgenommen hat, aus dem Spalt. Die auf diese Weise ausgetriebene Flüssigkeit rinnt zur bereits trockenen Unterkante der Klappe, trocknet selbst auf und führt zu den bereits angesprochenen Fehlerstellen in der Beschichtung. Eine zusätzliche Problemzone ist bedingt durch die konstruktive Ausführung der Heckklappenunterkante des MINI Countryman (R60) vorhanden. Die Unterkante ist in der Mitte dicker ausgeführt. Das Außenblech ist hier nämlich um zwei Innenbleche gebördelt. Beim Übergang des Falzes von der dickeren Heckklappenmitte zum dünneren Heckklappenrand entsteht daher eine Verjüngung (Abb. 5.34). Im Bereich dieser Blechverjüngung tritt fast immer ein dünner keilförmiger Hohlraum (Abb. 5.35) auf, in dem sich Flüssigkeit ansammeln kann. Im Schnittbild in Abb. 5.36 ist dieser Hohlraum deutlich erkennbar. Durch die hohen Kapillarkräfte kann die Flüssigkeit in solchen Hohlräumen nur sehr schwer und nur mit sehr viel Impuls ausgeblasen werden. Ein derart hoher lokaler Strömungsimpuls übersteigt bei weitem die Möglichkeiten des entwickelten Drei-Düsen-Konzepts. Außerdem sind diese problematischen Hohlräume für einen von der Seite des Portals ausgehenden Freistrahls kaum zugänglich. Zur Lösung dieser Problematik wären zwei alternative Ansätze möglich:

- Änderung der Konstruktion: die Heckklappe sollte möglichst keine kritischen Übergänge in der Dicke der gebördelten Unterkante aufweisen. Optimal wäre das gänzliche Fehlen eines Falzes.
- Einsatz von robotergeführten Blasdüsen zur gezielten lokalen Ausblasung kritischer Stellen.

Beide oben genannten Ansätze gehen allerdings über die in der vorliegenden Arbeit gesetzten Ziele zur Entwicklung eines möglichst effizienten Blaskonzepts mit seitlich fix angebrachten Düsen hinaus.

Insgesamt betrachtet, stellt das neu entwickelte Blaskonzept basierend auf der Drei-Düsen-Anordnung und einer sehr kurzintervalligen Taktung der Düse D2 (B: 2-3s, P: 4s, E: 60s) eine deutliche Verbesserung des ursprünglichen Konzepts dar. Nimmt man alle mit diesem neuen Konzept gefahrenen Versuche (Nr. 7, 9, 12, 14 und 18) zusammen, so erhält man eine Quote von 60% an fehlerfreien Karossen. Dies stellt im Vergleich zum ursprünglichen Konzept eine Verbesserung um 40% dar. Gleichzeitig ist der Luftverbrauch von 3,1 auf 2,3 m³ i. N, d.h. um 26% gesenkt worden. Somit bringt das neue Konzept auch beträchtliche wirtschaftliche Vorteile hinsichtlich der Druckluftkosten.

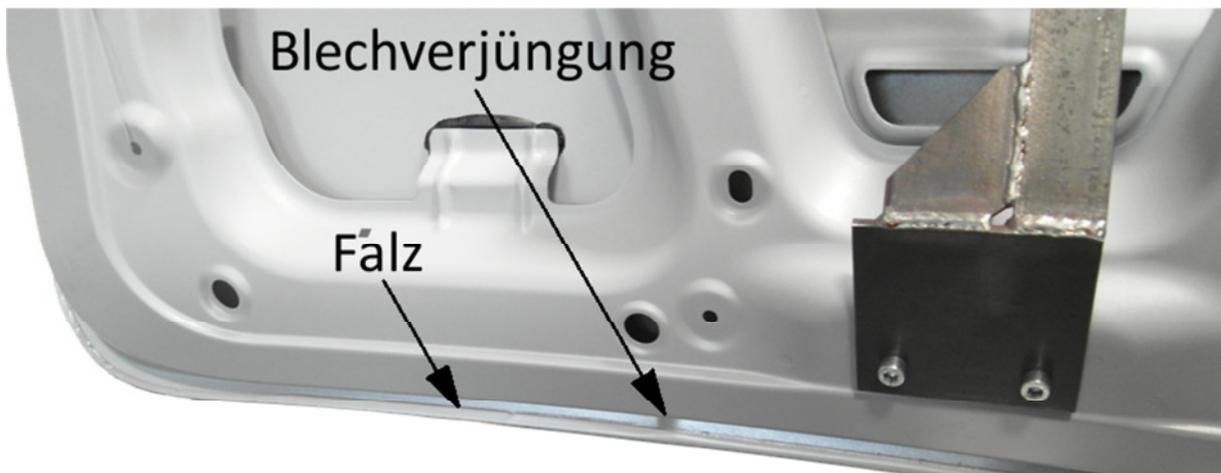


Abb. 5.34 Falz entlang der Unterkante der Heckklappe

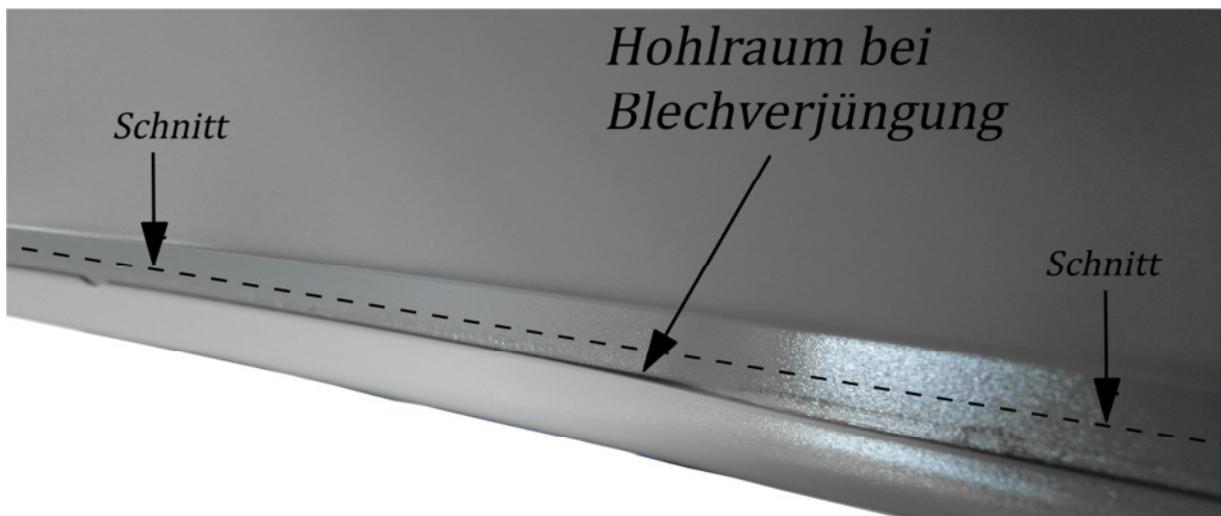


Abb. 5.35 Hohlraum bei der Blechverjüngung

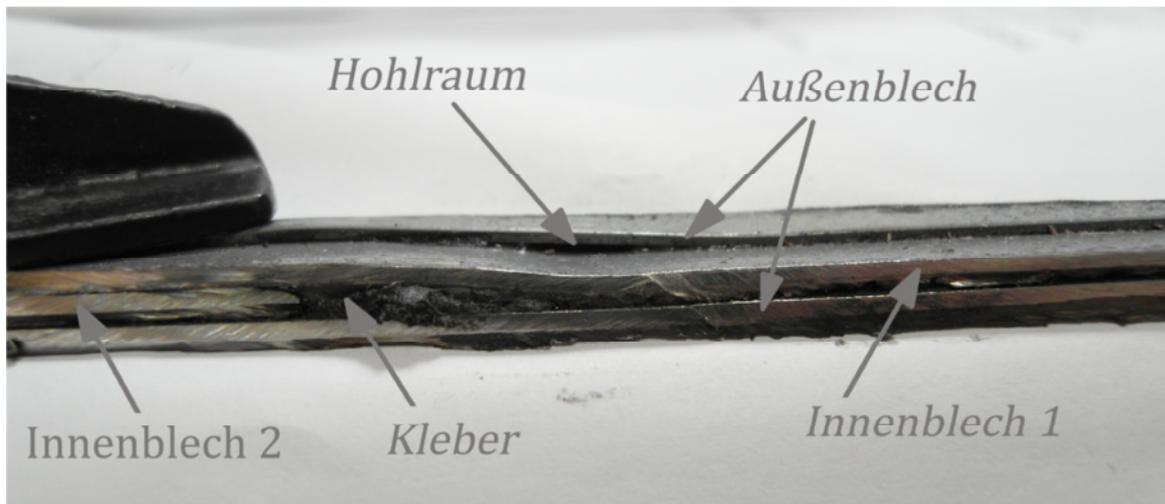


Abb. 5.36 Schnitt des Hohlraumes bei der Blechverjüngung

6. Zusammenfassung

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit konnte die für die betrachtete Anwendung am besten geeignete Düse gefunden werden. Die Auswahl erfolgte dabei basierend auf CFD-Simulationen, analytischen Berechnungen, sowie Experimenten durchgeführt auf einem eigens dafür konstruierten Prüfstand. Die letztlich gewählte Rundstrahldüse zeigte die besten Eigenschaften hinsichtlich Erhaltung des zentralen axialen spezifischen Impuls im Fernfeld des Strahls.

In Freistrahlexperimenten mit Anströmung der betrachteten Heckklappe im Strahlbereich konnte eine geeignete geometrische Ausrichtung der Düse relativ zur Klappe ermittelt werden. Der für den Anströmwinkel gefundene Sollwert ($\alpha = 2^\circ$) gewährleistet eine bestmögliche An- und Umströmung der gesamten Unterkante der Heckklappe.

Die Abblasversuche mit benetzter Heckklappe ergaben im Labor ein Konzept mit beidseitiger Anblasung, welches ein gänzlich Entfernen der sich an der Unterkante sammelnden Tropfen gewährleistete. Das im Labor entwickelte Zwei-Düsen-Konzept wurde im Blasportal installiert und getestet. Aufgrund der im realen Prozess signifikant höheren Menge an Flüssigkeit wurde das Zwei-Düsen-Konzept auf ein Drei-Düsen-Konzept erweitert. Die Parallelanordnung zweier Düsen erforderte die Erhöhung des Anströmwinkels auf $\alpha = 6^\circ$.

In zahlreichen Testreihen im Blasportal wurde die Betriebsweise der Düsen noch weiter optimiert, um ein best mögliches Blasergebnis zu erzielen. Das letztlich für die Drei-Düsen-Anordnung entwickelte Blaskonzept erbrachte folgende Verbesserungen gegenüber dem ursprünglich in den Blasportalen verwendeten Konzept:

- Gänzlich Entfernen der sich an der Unterkante sammelnden Tropfen (vollständiges primäres Abblasen)
- Erhöhung des Anteils an fehlerfreien Karossen um 40%
- Senkung des Luftverbrauchs um 26%
- Einsparung von zwei Blasdüsen, dadurch Reduktion der benötigten Druckluftanschlüsse, geringerer Aufwand für Infrastruktur und Wartung

Trotz der Realisierung eines vollständigen primären Abblasens besteht das Problem nachlaufender Tropfen gespeist aus Ansammlungen von Restflüssigkeit in kleinen Hohlräumen im Bereich der Unterkante. Diese Problematik bedarf einer konstruktiven Lösung zur Vermeidung solcher Hohlräume, da ein gezieltes und ausreichend starkes Ausblasen dieser kritischen Stellen im betrachteten Blasportalkonzept mit aus fixer seitlicher Position einstrahlenden Blasdüsen nicht realisierbar ist.

Literaturverzeichnis

- [1] L. Prandtl und H. J. Oertel, Führer durch die Strömungslehre, Braunschweig: Vieweg, 2002.
- [2] H. Schlichting, Grenzschicht-Theorie, Braunschweig: G. Braun, 1951.
- [3] C. J. Chen und W. Rodi, Vertical Turbulent Buoyant Jets A Review of Experimental Data, Pergamon Press, 1980.
- [4] H. Eichelseder, Thermodynamik. Vorlesungsmanuskript, Graz: TU Graz, 2005.
- [5] H. Kuhlmann, Strömungsmechanik, München: Pearson Studium, 2007.
- [6] W. Nitsche und A. Brunn, Strömungsmesstechnik, Springer, 2006.
- [7] H. Schade und E. Kunz, Strömungslehre, Berlin: de Gruyter, 2007.
- [8] D. Rist, Dynamik realer Gase, Springer, 1996.
- [9] Ansys Inc., Ansys Fluent 12.0 Theory Guide, Ansys, 2009.