

LASER IN DER MATERIALBEARBEITUNG

FORSCHUNGSBERICHTE DES IFSW 

Walter Krepulat

**Aerodynamische Fenster für
industrielle Hochleistungslaser**

B. G. Teubner Stuttgart



**Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW**

W. Krepulat

**Aerodynamische Fenster für
industrielle Hochleistungslaser**

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 begründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einer Werkzeugmaschine. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozeßdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden. Die Reihe ist auch offen für Arbeiten, die außerhalb des IFSW, jedoch im Rahmen von gemeinsamen Aktivitäten entstanden sind.

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser

Von Dr.-Ing. Walter Krepulat
Universität Stuttgart



B. G. Teubner Stuttgart 1996

D 93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Konstruktions- und Fertigungstechnik der
Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Siegfried Wagner

Die Deutsche Bibliothek – CIP-Einheitsaufnahme

Krepulat, Walter:

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser /
von Walter Krepulat. – Stuttgart : Teubner, 1996

(Laser in der Materialbearbeitung)

Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss.

ISBN 3-519-06221-6

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Verlages unzulässig und strafbar. Das gilt besonders für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmung und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

© B. G. Teubner Stuttgart 1996

Printed in Germany

Druck und Bindung: Druck Partner Rübelmann GmbH, Hemsbach

Kurzfassung

Industrietaugliche Hochleistungslaser mit Strahlleistungen von mehreren zehn kW und gleichzeitig hoher Strahlqualität – wie sie sich gerade in der Entwicklung befinden – können zur Zeit nur mit Hilfe eines aerodynamischen Fensters realisiert werden. Denn die hohe Laserleistungsdichte würde ein materielles Auskoppelfenster (bzw. Auskoppelspiegel) thermisch so stark belasten, daß einerseits die Strahlqualität des ausgekoppelten Laserstrahls verschlechtert würde und andererseits eine Zerstörung der materiellen Optik nicht ausgeschlossen werden könnte. Das in der vorliegenden Arbeit vorgestellte aerodynamische Potentialwirbel-Fenster wurde unter Berücksichtigung industrieller Anforderungen entwickelt.

So war es nötig, den Kesseldruck der Versorgungsdüse auf 5 bar zu reduzieren, um den Einfluß der turbulenten Strömung auf die Laserstrahlqualität zu minimieren. Während die Kontur der Düse mit einem Charakteristiken-Verfahren berechnet werden konnte, mußte die Geometrie des Diffusors experimentell ermittelt werden. Durch Einsatz einer Kompressoranlage als Gasversorgung und eines zwischenfokussierenden Parabolteleskops im Strahlengang gelang es, Herstellungskosten und Baugröße zu begrenzen. Eine theoretische Abschätzung ergab, daß ein optischer Durchbruch durch die hohe Leistungsdichte im Zwischenfokus auszuschließen ist.

Das komplette System aerodynamisches Fenster, das in Form eines Prototyps an einem modifizierten Industrielaser ausführlich getestet wurde, funktionierte zuverlässig und erbrachte dieselbe Funktionalität wie die Auskopplung durch ein materielles Zinkselenid-Fenster. Während die Strahlqualität bei dem materiellen Fenster einer zeitlichen Veränderung unterlag, war die Strahlqualität beim aerodynamischen Fenster konstant. Der Einfluß der turbulenten Strömung auf den Laserstrahl kann – wie interferometrische Messungen bewiesen haben – vernachlässigt werden.

Es konnte gezeigt werden, daß Dank der längeren Lebensdauer eines aerodynamischen Fensters dieses nicht teurer sein muß als die materielle Auskopplung. Mit Hilfe des neu entwickelten Konzeptes eines Niederdruck-Fensters (Kesseldruck 2 bis 2,5 bar) ist es möglich, Kosten und Baugröße der Gasversorgung drastisch zu reduzieren. Im Modellversuch wurde dieses Konzept bereits praktisch bestätigt.

Zum erstenmal werden auch Ergebnisse einer zweidimensionalen numerischen Berechnung des gesamten Strömungsfeldes vorgestellt. Sie vermitteln einen guten qualitativen Eindruck der Strömung. Im Vergleich mit experimentellen Daten ergeben sich jedoch z.T. deutliche Abweichungen, die auf den dreidimensionalen Charakter der Strömung zurückzuführen sind.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	9
1 Einführung und Zielsetzung	11
1.1 Industrieller Einsatz von Hochleistungslasern	11
1.2 Grundbegriffe der Lasertechnik	12
1.3 Laserleistungsbegrenzung durch transmissive Optiken	14
1.4 Stand der Technik beim aerodynamischen Fenster	17
1.5 Industrieller Einsatz des aerodynamischen Fensters	20
1.6 Zielsetzung der Arbeit	22
2 Entwicklung eines industrietauglichen aerodynamischen Fensters	23
2.1 Anforderungen an das aerodynamische Fenster	23
2.2 Bestimmung der Kontur von Düse und Diffusor	24
2.2.1 Vorüberlegungen	24
2.2.2 Festlegung der Ausgangsdaten	26
2.2.3 Berechnung der Kontur von Krümmer und Düse	31
2.2.4 Diffusoroptimierung im Modellexperiment	40
2.3 Gasversorgung des aerodynamischen Fensters	48
2.3.1 Stickstoff oder Druckluft	48
2.3.2 Auswahl der Kompressoranlage	48
2.3.3 Zur Restfeuchte der Druckluft	51
2.4 Gasdurchbruch im aerodynamischen Fenster	53
2.4.1 Entstehungsmechanismen eines optischen Durchbruchs	53
2.4.2 Bestimmung der Durchbruchintensität	55
2.4.3 Maximal zulässige Laserleistung beim aerodynamischen Fenster	60
2.5 Konstruktion der Auskoppelvorrichtung	63
2.5.1 Prinzip der Strahlauskopplung	63
2.5.2 Konstruktive Lösung	67
2.6 Integration in die Lasersteuerung	69

3 Funktions- und Qualitätsnachweis des aerodynamischen Fensters am Laser	73
3.1 Justage der Auskoppelvorrichtung	73
3.1.1 Justage des zwischenfokussierenden Teleskops	73
3.1.2 Scraperjustage	75
3.2 Funktionsnachweis	77
3.3 Lasergasverbrauch	78
3.4 Nachweis der optischen Qualität	80
3.4.1 Strahlqualitätsmessung mit dem Modemaster-Gerät	81
3.4.2 Prometec-Messungen	85
3.4.3 Plexiglaseinbrände	95
3.5 Interferometrische Messung des Strömungseinflusses auf die optische Qualität .	98
3.6 Geräuschemission	102
4 Optimierungsmöglichkeiten des aerodynamischen Fensters	103
4.1 Analyse der Situation	103
4.2 Kostenbetrachtung	103
4.3 Einsparungsmöglichkeiten	106
4.4 Schlußfolgerungen	107
5 Niederdruck-Fenster	109
5.1 Grundsätzliches	109
5.2 Vorteile des Niederdruck-Konzepts	110
5.3 Berechnung eines Niederdruck-Fensters	115
5.4 Versuche am Diffusormodell	117
6 Numerische Simulation der Strömung	120
6.1 Einführung	120
6.2 Ergebnisse der Simulation	122
7 Zusammenfassung und Ausblick	137
8 Literatur	139

Symbolverzeichnis

Alle Einheiten im SI-(MKS)-System

A = Absorptionsgrad
 A = Querschnittsfläche der Strömung
 A_s = Querschnittsfläche des Laserstrahls
 a_1 = Innendurchmesser des Ringstrahls
 eines instabilen Resonators
 a_2 = Außendurchmesser des Ringstrahls
 eines instabilen Resonators
 a^* = kritische Schallgeschwindigkeit

B_1 = Konstante
 B_2 = Konstante
 B_3 = Konstante
 b = Diffusorbreite
 b_d = lokale Breite der Düse
 b_0 = Breite des Kessels
 b^* = Breite des Düsenhalses

C = Konstante
 C_T = Konstante
 c = Lichtgeschwindigkeit
 c_μ = turbulenter Austauschkoefizient

D = Aperturbreite
 D = Diffusionskonstante
 d = Laserstrahldurchmesser

E = elektromagnetische Feldstärke
 E_i = Ionisationsenergie
 e = Elementarladung

F_p = Druckkraft
 F_z = Zentrifugalkraft
 f = Brennweite einer Optik

G = Gladstone-Dale-Konstante
 g = Resonatorparameter

h = Plancksche Konstante
 h_a = Koeffizient für Anlagerung

I = Intensität
 I_D = Intensitätsschwelle für optischen
 Durchbruch

\dot{I} = Impulsstrom
 i = Gitterkoordinate in x-Richtung

j = Gitterkoordinate in y-Richtung

K = Strahlqualitätszahl
 k = Boltzmannkonstante
 k = Gitterkoordinate in z-Richtung
 k = turbulente kinetische Energie

L = Länge des Fokusbereiches
 L = Länge des Resonators
 La = Lavalzahl
 La_i = Lavalzahl (Freistrahland innen)
 La_a = Lavalzahl (Freistrahland außen)

M = Verstärkung (instabiler Resonator)
 Ma = Machzahl
 m = Masse
 m_e = Elektronenmasse
 m_g = Masse eines Gasteilchens
 \dot{m} = Massenstrom

n = Teilchendichte
 n = Brechungsindex

P_L = Laserleistung
 P_v = Verdichtungsleistung
 p = Druck
 p_0 = Kesseldruck
 p_∞ = Umgebungsdruck
 p_{kav} = Kavitätsdruck
 p^* = kritischer Druck
 Δp = Differenzdruck
 pv = Peak-to-valley-Wert

q = Staudruck

R = Reflexionsgrad
 R = spezifische Gaskonstante
 R = Spiegelradius
 Re = Reynoldszahl
 r = Radius des Potentialwirbels
 r = Radius des Freistrahls

r_f	= Fokusradius	κ	= Adiabatenexponent
r_i	= Innenradius des Freistrahls	Λ	= Diffusionslänge
r_a	= Außenradius des Freistrahls	λ	= Wellenlänge
r_s	= Laserstrahlradius	ν	= Frequenz
		ν_i	= Ionisationsrate
T	= Transmissionsgrad	ν_d	= Elektronen-Diffusionsverlust-Rate
T	= Temperatur	ν_a	= Anlagerungsrate
T_g	= geometrischer Auskoppelgrad	ν_{st}	= Stoßfrequenz
T_0	= Kesseltemperatur	ρ	= Gasdichte
T^*	= kritische Temperatur	ρ_0	= Dichte im Kessel
t	= Zeit	ρ^*	= kritische Dichte
t_d	= Düsentiefe	σ	= Stoßquerschnitt
		τ	= Zeitkonstante
u	= Strömungsgeschwindigkeit	φ	= relative Luftfeuchtigkeit
u_t	= tangentielle Strömungsgeschwindigkeit	ω	= Kreisfrequenz
\bar{u}	= mittlere Strömungsgeschwindigkeit		
u_0	= Strömungsgeschwindigkeit im Kessel		
\dot{V}	= Volumenstrom		
v	= Teilchengeschwindigkeit		
v_e	= Elektronengeschwindigkeit		
W_v	= massenspezifische Verdichtungsarbeit		
x	= Ortskoordinate quer zur Laserstrahlachse		
x_a	= Rücksetzung des Diffusoraußenteils quer zur Laserstrahlrichtung		
y	= Ortskoordinate quer zur Laserstrahlachse		
y_i	= Rücksetzung des Diffusorinnenteils in Laserstrahlrichtung		
z	= Ortskoordinate in Laserstrahlrichtung		
z_R	= Rayleighlänge		
z_f	= Fokusslage		
α	= Aufweitung des Diffusors		
α	= empirischer Parameter nach [48]		
α_M	= Machscher Winkel		
β	= empirischer Parameter nach [48]		
δ_1	= Grenzschichtverdrängungsdicke		
ϵ	= Elektronenenergie		
ϵ	= Dissipationsrate		
$\bar{\epsilon}$	= mittlere Elektronenenergie		
ϵ_0	= elektrische Feldkonstante		
θ	= Umlenkwinkel des Freistrahls		
θ	= Divergenzwinkel des Laserstrahls		

1 Einführung und Zielsetzung

1.1 Industrieller Einsatz von Hochleistungslasern

Das Kunstwort *Laser*¹ entstand aus der Abkürzung für den physikalischen Vorgang der stimulierten Emission. Dieser physikalische Prozeß wird heute in vielfältiger Weise genutzt, um Laserstrahlquellen verschiedener Wellenlänge und Leistung für völlig unterschiedliche Einsatzzwecke zu bauen. Die sich daraus ergebenden möglichen Einsatzfelder der Lasertechnik und ihre Bedeutung auch nur zu skizzieren, würde im Rahmen dieser Arbeit zu weit führen.

Daher soll der für die vorliegende Arbeit interessante Bereich auf die Gaslaser hoher und höchster Leistung zum Einsatz in der *Materialbearbeitung* begrenzt werden. Für die industrielle Fertigungstechnik gewinnt das thermische Strahlwerkzeug Laser seine Bedeutung durch:

- seine Flexibilität hinsichtlich möglicher Bearbeitungsverfahren (Schweißen, Schneiden, Bohren und Oberflächenbehandeln),
- seine Flexibilität hinsichtlich der bearbeitbaren Werkstoffe und Werkstückformen und
- seine hochpräzise, kraftfreie und verschleißfreie Energieeinbringung in das Werkstück (gute Qualität, wenig Nacharbeit, hohe Prozeßgeschwindigkeit).

Die relativ hohen Investitionskosten – ein Nachteil des Lasers – lohnen sich vor allem dann, wenn durch den Einsatz des Lasers die Herstellungskosten eines Bauteils insgesamt sinken und die Qualität steigt, kleine Stückzahlen bei häufig wechselnder Form gefertigt werden oder wenn die Fertigung anders gar nicht möglich wäre.

So bemühen sich die Entwickler entsprechender Strahlquellen vor allem um höhere Laserleistungen bei gleichzeitig geringerem Platzbedarf. Daneben spielen gute Strahlqualität, hohe Zuverlässigkeit, geringe Betriebskosten und ein geringes Betriebsgeräusch eine wichtige Rolle. Die Nachfrage nach immer leistungsstärkeren Laserstrahlquellen scheint ungebrochen, auf Seiten sowohl der industriellen Anwender als auch der in der Forschung Tätigen, die neue Bearbeitungsverfahren erarbeiten und etablieren wollen.

Potentielle Anwendungsgebiete für *Strahlleistungen von 10 bis 20 kW* und darüber werden heute in der Oberflächenbehandlung und im Bereich des Schweißens gesehen. Vor allem das Schweißen mit so hohen Leistungen bietet ein interessantes Marktpotential [1].

Beim Schweißen ermöglicht die höhere Leistung einen Zugewinn an Prozeßgeschwindigkeit, z.B. bei mittleren Blechdicken und bei Rohren, die Schweißung von schwierigen Werkstoffen, z.B. Gußaluminium bis 20 mm Wandstärke [2], sowie die Schweißung von dickeren Blechen bis 25 mm [3]. In der Oberflächenbehandlung führt die höhere Leistung nicht nur zu mehr Geschwindigkeit, sondern es kann auch die Spurbreite deutlich vergrößert

¹LASER = Light amplification by stimulated emission of radiation.

werden [4]. Dies bedeutet eine Zunahme der Prozeßeffizienz durch weniger Spurüberlappungen. Auch bei der Zwischenpräsentation des Forschungsvorhaben ‚Hochleistungslaser der dritten Generation‘ wurden als Beispiele für mögliche Anwendungsfelder von Lasern mit mehreren zehn kW Strahlleistung das Fügen dicker Bleche im Schiffbau, das Verschweißen von Stahlträgern und das Aufbringen von Verschleißschuttschichten angeführt [5]. Und schaut man sich an, wo die ersten Laser des amerikanischen Laser-Herstellers United Technologies Industrial Lasers (UTIL) mit Leistungen über 10 kW in der Industrie eingesetzt werden, so findet man sie vor allem in der Automobil- und in der Schwerindustrie [6].

1.2 Grundbegriffe der Lasertechnik

Um einem in Lasertechnik nicht so bewanderten Leser das Verständnis der vorliegenden Arbeit zu erleichtern, sollen im nachfolgenden einige Grundbegriffe auf einfache Weise vorab erläutert werden. Detaillierte Schilderungen der Lasertechnik findet man in entsprechenden Lehrbüchern, z.B. in [7].

Eine Grundvoraussetzung für die Entstehung von Laserstrahlung ist das Vorliegen einer *Inversion*, d.h. es müssen mehr laseraktive Teilchen in einem angeregten, energiereichen Zustand als in einem energieärmeren Zustand vorhanden sein, also umgekehrt wie im thermodynamischen Gleichgewicht. Geben die angeregten Teilchen ihre Energie ab und fallen in einen energetisch ärmeren Zustand, so senden sie dabei Laserstrahlung aus. Die Intensität und die besonderen Eigenschaften von Laserlicht (monochromatisch u. kohärent) sind eine Folge davon, daß die Emission nicht spontan sondern stimuliert erfolgt, also gleichzeitig und gerichtet mit sehr vielen Teilchen zusammen. Die Anregungsenergie kann dabei in Form von Molekülschwingungen gespeichert sein, wie beim CO₂-Laser, aber auch in Form von Rotationsenergie oder durch Anregung von Elektronen in höhere Zustände. Die Abgabe der Laserstrahlung kann gepulst oder kontinuierlich (cw) geschehen.

Das laseraktive Kohlendioxid-Molekül hat zwar dem CO₂-Laser seinen Namen gegeben, es stellt jedoch nicht den einzigen Bestandteil des Lasergases dar. Das *Lasergas* besteht neben Kohlendioxid ($\approx 5\%$) auch noch aus Helium ($\approx 80\%$) und Stickstoff ($\approx 15\%$). Diese beiden anderen Bestandteile haben ebenfalls essentielle Funktionen, wie bei vereinfachter Betrachtung des Vorgangs im Lasergas klar wird. Durch Energieeinbringung, oft in Form einer hochfrequent angeregten Gasentladung, werden die Stickstoff-Moleküle angeregt. Sie geben ihre Energie über Stöße rasch an die CO₂-Moleküle weiter und erzeugen so die nötige Inversion. Durch Aussenden von Laserstrahlung der Wellenlänge $10,6\ \mu\text{m}$ fallen die CO₂-Moleküle wieder in einen energieärmeren Zustand, der jedoch noch nicht mit dem Grundzustand identisch ist. Durch Stöße mit Helium-Atomen geben die CO₂-Moleküle ihre restliche Energie schnell ab und gehen in den Grundzustand über. Dadurch kann die Inversion aufrechterhalten werden. Der CO₂-Laser stellt folglich einen 4-Niveau-Laser dar.

Bei kontinuierlich betriebenen CO₂-Lasern beträgt der Druck im Gasraum des Lasers, der *Kavität*, nur ca. 100 mbar. Dazu kommt, daß Sauerstoff schon in geringen Spuren den gerade beschriebenen Laserprozeß empfindlich stört. Somit muß die Kavität mit einem gasdichten transparenten Abschluß versehen sein, durch den die Laserstrahlung ausgekoppelt werden kann.

Da nur ein kleiner Teil der durch die Gasentladung eingekoppelten Energie als Laserstrahlung genutzt werden kann, verbleibt eine große Wärmemenge im Lasergas, die durch geeignete *Kühlmaßnahmen* abgeführt werden muß. In den heutigen industriellen CO₂-Hochleistungslasern wird meist konvektiv gekühlt, d.h. die Kavität besteht aus einem geschlossenen Gaskreislauf, in dem sich neben den Entladungsstrecken und der Kühlung eine Umwälzpumpe befindet, die für eine Durchströmung und somit einen ständigen Austausch sorgt. Fallen Strömungsrichtung und Laserstrahlachse zusammen, so spricht man von einem *längsgeströmten* Laser, stehen sie senkrecht aufeinander, von einem *quergeströmten* Laser.

Um Laserstrahlung auskoppeln zu können, benötigt man noch einen *Resonator*, der aus zwei an den Enden des Entladungsraums aufgebauten Spiegeln besteht. Hierbei unterscheidet man zwischen optisch stabilem und optisch instabilem Resonator, je nachdem ob der Strahl aufgrund der Spiegelgeometrien innerhalb des Resonators verbleibt oder den Resonator verläßt. Auf die beiden Resonatortypen wird im nächsten Abschnitt noch näher eingegangen.

Abhängig von den geometrischen Eigenschaften des Resonators stellt sich eine ganz bestimmte räumliche Verteilung der resonatorinternen Strahlungsintensität² ein. Diese charakteristischen Formen werden als *Moden* bezeichnet. Von praktischem Interesse sind vor allem die transversalen Moden (TEM), also die Verteilung quer zur Laserstrahlachse. Der einfachste Mode, der Grundmode TEM₀₀, besitzt eine gaußförmige Intensitätsverteilung. Er ist zugleich auch der Mode mit der maximal erreichbaren Strahlqualität, denn er läßt sich am besten fokussieren.

Für Bearbeitungsverfahren, die mit dem fokussierten Strahl arbeiten wie Schneiden und Schweißen, ist die Intensität im Fokus von entscheidender Bedeutung. Bei vorgegebener Leistung muß also ein möglichst kleiner Fokusradius r_f erreicht werden. Der Fokusradius hängt neben der Wellenlänge λ , der Brennweite f der Fokussieroptik und dem Durchmesser d des Laserstrahls auf der Optik auch von der Strahlqualität ab, die durch die *Strahlqualitätszahl* K angegeben werden kann [7]:

$$r_f = \frac{2\lambda f}{\pi d K} . \quad (1.1)$$

Die Strahlqualitätszahl K , mit der es möglich wurde, die Strahlqualität verschiedener Laser beurteilen und vergleichen zu können, ist in der DIN-Norm V 18730 [8] definiert als der Quotient Strahlparameterprodukt eines gaußförmigen Laserstrahls durch Strahlparameterprodukt des realen Laserstrahls. Unter dem Strahlparameterprodukt versteht man das Produkt aus Divergenzwinkel und Radius der Strahltaile³. Da zwischen Fokusradius und Strahlparameterprodukt eine direkte Proportionalität besteht, dient die K -Zahl als ein Maß für die Güte der Fokussierbarkeit eines Laserstrahls. Exakt definiert in der Norm ist jedoch nur die K -Zahl für Laserstrahlen aus stabilen Resonatoren. Bei Strahlen aus instabilen Resonatoren ist die Angabe von K -Zahlen wegen der nicht gaußförmigen Strahlpropagation immer mit einem gewissen Fehler behaftet. Insofern sind auch die K -Zahlen von Lasern mit stabilem bzw. instabilem Resonator nicht direkt vergleichbar.

²Intensität = Leistung pro Fläche.

³Betrachtet man das Laserlicht als elektromagnetische Welle, so ist die Strahltaile der Ort, an dem die Welle eben ist (ebene Phasenfront). Meist ist die Strahltaile auch identisch mit dem kleinsten Strahlquerschnitt.

Zu dem Begriff *Strahlradius* ist noch eine Anmerkung nötig. Aus dem Gesagten wird deutlich, daß die Intensitätsverteilung eines Laserstrahls an den Rändern nicht abrupt auf den Wert null abfällt, sondern eher asymptotisch gegen Null geht. Somit ist es nötig, den Begriff Strahlradius zu definieren. In der Norm [8] ist der Strahlradius als der Bereich definiert, innerhalb dem sich 86 % der gesamten Leistung des Strahls befinden (daher spricht man manchmal auch vom 86-%-Radius).

1.3 Laserleistungsbegrenzung durch transmissive Optiken

Bei der Entwicklung leistungsstärkerer Gaslaser tritt neben anderen Schwierigkeiten das Problem der Auskoppelung der hohen Strahlleistung in den Vordergrund. Sowohl bei stabilen Resonatoren mit einem teildurchlässigen Endspiegel (Abb. 1.1), als auch bei instabilen Resonatoren mit ringförmigem Scraperspiegel und zusätzlichem materiellen Auskoppel-fenster (Abb. 1.2) begrenzt das transmissive optische Element die maximal auskoppelbare Laserleistung, weil die Absorption geringer Bruchteile der Strahlung unvermeidlich ist.

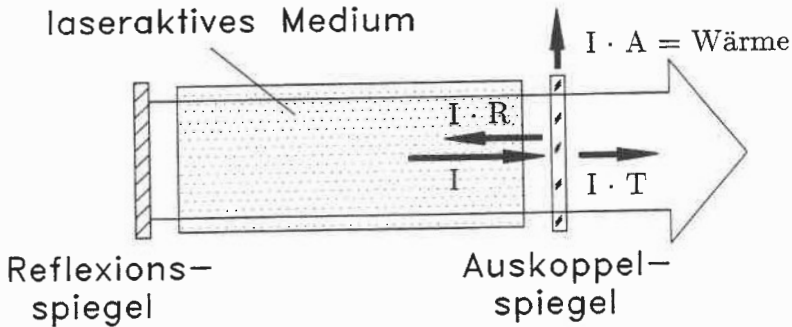


Abb. 1.1: Schematischer Aufbau eines stabilen Resonators mit totalreflektierendem Reflexionsspiegel und teildurchlässigem Auskuppelspiegel; im Auskuppelspiegel absorbierte Intensität $= I \cdot A$.

Absorbierte Strahlungsintensität Betrachtet man einen *stabilen Resonator*, so teilt sich die auf den Auskuppelspiegel auftreffende Strahlungsintensität I wie folgt auf. Ein Teil wird transmittiert und ausgekoppelt (Transmissionsgrad T , meist 40 bis 50 %), ein Teil reflektiert (Reflexionsgrad R) und ein geringer Anteil wird absorbiert (Absorptionsgrad A , ca. 0,2 % für Zinkselenid-Optiken), d.h.:

$$I = I \cdot T + I \cdot R + I \cdot A. \quad (1.2)$$

Die im Auskuppelspiegel absorbierte Intensität $I \cdot A$ wird in Wärme umgewandelt und muß über eine geeignete Kühlung abgeführt werden.

Das Konzept des *instabilen Resonators* führt zu einer gewissen Verbesserung dieser Problematik, denn während der Auskuppelspiegel des stabilen Resonators mit der gesamten resonatorinternen Strahlungsintensität beaufschlagt wird, wird das materielle Fenster des

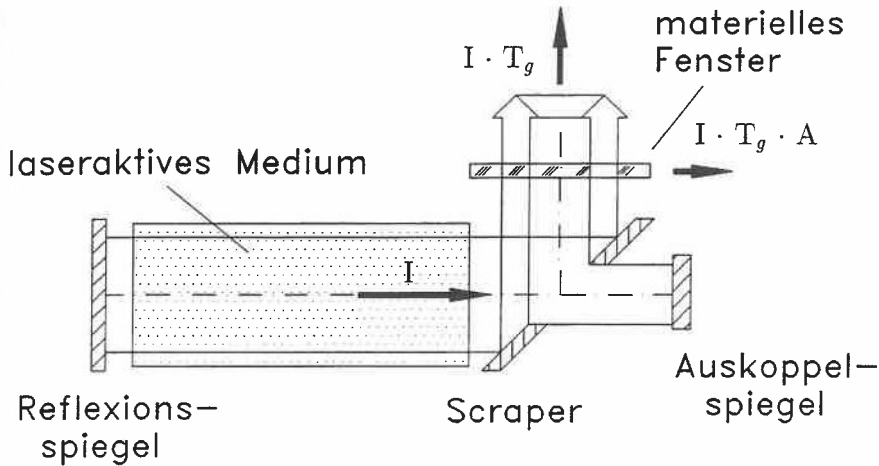


Abb. 1.2: Schematischer Aufbau eines instabilen Resonators mit Scraperspiegel und materiellem Fenster; im materiellen Fenster absorbierte Intensität $= I \cdot T_g \cdot A$.

instabilen Resonators nur mit dem ausgekoppelten Anteil thermisch belastet. Der ausgekoppelte Anteil wird mit dem geometrischen Auskoppelgrad T_g berechnet,

$$T_g = 1 - \frac{a_1^2}{a_2^2}, \quad (1.3)$$

wobei a_1 der Innendurchmesser und a_2 der Außendurchmesser des ausgekoppelten ringförmigen Strahls ist. Das Verhältnis von a_2/a_1 wird als Verstärkung (magnification) M bezeichnet. Die im materiellen Fenster absorbierte Intensität beträgt daher nur $I \cdot T_g \cdot A$.

Auswirkungen der Absorption Die Folgen der Absorption in der transmissiven Optik sind bei genügend hoher Intensität deren Zerstörung, bei weniger Intensität eine Verschlechterung der Strahlqualität des Laserstrahls. Die Absorption geschieht dabei weniger im Grundmaterial, sondern zum größten Teil in den Beschichtungen, mit denen die Optik ausgerüstet ist.

Die *Zerstörung der Optik* kann durch zwei Prozesse ausgelöst werden. Zum einen durch die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten, der ab einer bestimmten Temperatur exponentiell ansteigt. Oberhalb dieser Grenztemperatur wird mehr Wärme zugeführt, als durch die Kühlung abgeführt werden kann, und die Temperatur steigt ständig bis die Optik zerstört ist (thermal runaway effect). Zum anderen durch temperaturbedingte mechanische Spannungen sowohl im Grundmaterial als auch zwischen Material und Beschichtung (thermal distortion). Die Optiken werden meist am Rand gekühlt, aber in der Mitte mit der höchsten Intensität belastet, so daß sich starke Temperaturgradienten ausbilden. Verunreinigungen der optischen Komponente, z.B. auf der Oberfläche eingebrannte Partikeln oder Kratzer führen zu einer starken Zunahme der Absorption, die bei verschmutzten Komponenten doppelt so hoch sein kann wie bei neuen Optiken [9], [10].

Verunreinigungen oder Beschädigungen der Optik bilden daher die hauptsächlichen Verschleißursachen [11]. Da sich im industriellen Betrieb Verschmutzungen nicht völlig vermeiden lassen, ist die Lebensdauer solcher optischen Komponenten begrenzt.

Die weitere Einschränkung bei transmissiven Optiken tritt schon bei niedrigeren Intensitäten auf und betrifft die Strahlqualität, die nicht nur vom Mode im Resonator abhängt, sondern auch von den optischen Elementen längs des Strahlweges. Die durch die Absorption bewirkte Erwärmung der Optik führt sowohl zu einer thermischen Ausdehnung als auch zu einer Änderung des Brechungsindizes. Beides zusammen, wobei letzterer Effekt überwiegt [11], ändert lokal die optische Weglänge⁴ und kann dadurch das propagierende Strahlungsfeld so stark beeinflussen, man spricht vom *thermischen Linseneffekt*, daß anspruchsvolle Bearbeitungsverfahren eine meßbare Verschlechterung des Ergebnisses erfassen können [12]. Die Deformation der Phasenfront wirkt zwar auch fokussierend, ist aber selten so gleichmäßig, als daß sie durch ein zusätzliches defokussierendes Element rückgängig gemacht werden kann. Somit führt die Absorption zu einer Verschlechterung der Strahlqualität [11], die sich vor allem bei Lasern mit einer guten Strahlqualität bemerkbar machen wird.

Der thermische Linseneffekt des Auskoppelspiegels kann eine Änderung der Strahltaillage des Rohstrahls um einige Meter bewirken. Dies wirkt sich in einer Fokusverschiebung und einer Fokusvergrößerung aus, die man schon bei einer sehr geringen Laserleistung von 1,25 kW messen konnte [13]. Für sehr hohe Strahlleistungen kann die *Fokusverschiebung* leicht einen Millimeter und darüber betragen [11], [14]. Dies bedeutet beim Schweißen, vor allem bei höheren Geschwindigkeiten einen nicht mehr vernachlässigbaren Einfluß, denn die Schweißgeschwindigkeit ist von der Fokusslage abhängig [7]. Besonders bei Anwendungen mit variabler Leistung wird die leistungsabhängige thermische Linse ein Problem darstellen. Die Praxisrelevanz einer Fokusverlagerung kann man auch daraus ersehen, daß bei Bearbeitungsstationen mit fliegender Optik strahlaufweitende Teleskope oder auch adaptive Spiegel eingesetzt werden müssen, um im gesamten Bearbeitungsbereich gleichbleibende Fokussierbedingungen zu erreichen.

Zerstörschwelle Unter der Zerstörschwelle versteht man die Intensität, ab der mit einer Schädigung der Optik zu rechnen ist. Die Zerstörschwelle hängt entscheidend von der Art der Beschichtung und vom Verschmutzungsgrad der Optik ab. Zum Zeitpunkt der Entscheidung, ein industrietaugliches aerodynamisches Fenster zu entwickeln, betrug die *Zerstörschwelle für Zinkselenid-Komponenten* bei cw-Strahlung ca. 10 kW/cm^2 [15]. Dieser Wert bezieht sich auf einen unverschmutzten Neuzustand, für im Gebrauch verschmutzte Optiken sollte man den Wert um einen Faktor 2 bis 3 verringern. Man kommt so auf einen Wert von 4 kW/cm^2 und kann, abhängig vom Strahldurchmesser und der Intensitätsverteilung im Laserstrahl, die maximale Laserleistung abschätzen.

Unter Annahme eines Grundmodes TEM_{00} , bei dem die maximale Intensität den doppelten Wert der mittleren Intensität beträgt, und eines Strahldurchmessers von 30 mm kommt man so auf eine Strahlleistung von ca. 14 kW, mit der der Auskoppelspiegel ohne Beschädigungen belastet werden kann. Nimmt man einen Transmissionsgrad von 50 % an, so bedeutet dies eine maximal auskoppelbare Strahlleistung von 7 kW. Für einen größeren Strahldurchmesser von 40 mm erhält man eine maximale Strahlleistung von 12,5 kW. Diese Zahlenwerte beziehen sich nur auf eine mögliche Zerstörung und sagen noch nichts über die erreichbare Strahlqualität aus. Strebt man Strahlleistungen über 40 kW bei sehr guter Strahlqualität an, wie im Projekt ‚Hochleistungslaser der dritten Generation‘ [16],

⁴Die optische Weglänge ist definiert als Produkt aus Brechungsindex und geometrischem Weg.

so kann man dies mit der konventionellen Auskopplung durch materielle Optiken hindurch nicht realisieren⁵.

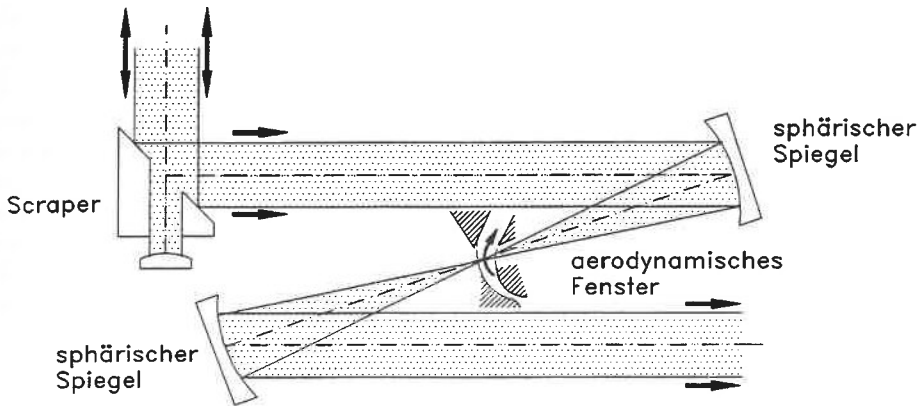


Abb. 1.3: Schematischer Aufbau eines instabilen Resonators mit Auskopplung durch ein aerodynamisches Fenster und ein zwischenfokussierendes Teleskop (nach [17]).

Alternative aerodynamisches Fenster Wegen dieser Begrenzung der auskoppelbaren Laserleistung suchte man relativ früh – beginnend im militärischen Anwendungsbereich, wo noch weitaus höhere Laserleistungen angestrebt wurden – nach Alternativen, die höhere Strahlleistungen ermöglichen. Man fand sie in Form der *aerodynamischen Fenster*, die man in verschiedensten Ausführungen realisierte. Aus den Abbildungen 1.1 und 1.2 wird klar, daß ein aerodynamisches Fenster nicht mit einem üblichen stabilen Resonator kombiniert werden kann, sondern nur mit einem instabilen Resonator. Meist wird man zusätzlich noch ein zwischenfokussierendes Teleskop benutzen, um die Öffnung zu minimieren (siehe Abb. 1.3).

Bei Einsatz eines aerodynamischen Fensters werden nur nicht-transmissive Spiegeloptiken verwendet, die sich wesentlich besser kühlen lassen. Absorption innerhalb der Strömung tritt bei sauberem, trockenem Gas nicht auf. Daher ermöglicht das aerodynamische Fenster Leistungsdichten, die mehrere Größenordnungen höher liegen als bei einem materiellen Fenster. Eine Grenze wird hier nur durch die Gefahr eines Luftdurchbruchs (optical breakdown) gesetzt, bei dem ein Plasma entsteht, das einen Großteil der Leistung absorbiert. Für einen Durchbruch in sauberer Luft sind ca. 1 GW/cm^2 nötig⁶. Die sich daraus ergebende maximal auskoppelbare Leistung hängt vom Laser und dessen Strahlqualität sowie von der Brennweite der Zwischenfokussierung ab.

1.4 Stand der Technik beim aerodynamischen Fenster

Für aerodynamische Fenster wurden die unterschiedlichsten Konzepte vorgestellt, eine gute Übersicht bietet [18]. *Axial geströmte* Fenster, bei denen die Strömungsrichtung

⁵Durch Fortschritte in der Beschichtungstechnologie liegt die Zerstörschwelle inzwischen deutlich höher.

⁶Siehe Kapitel 2.4.

mit der Laserstrahlachse zusammenfällt, erwiesen sich als weniger gut geeignet, vor allem wegen der Degradation der Laserstrahlqualität durch die stark turbulente Strömung [18]. In Abbildung 1.4 ist eine mögliche Bauform gezeigt.

Transversal geströimte Fenster wurden mehrfach ausführlich untersucht (siehe z.B. [17]). Meist wird dabei eine einzelne Überschallströmung eingesetzt, die quer zum Laserstrahl über die abzudichtende Öffnung strömt. Man kann die Lavaldüse, die zum Erzeugen solcher Überschallströmungen nötig ist, so auslegen, daß der Druck am Düsenende gleich dem Umgebungsdruck⁷ ist, mit der Folge, daß am kavitätsseitigen Düsenende ein Expansionsfächer entsteht, durch den Druck in der Strömung an den Kavitätsdruck angeglichen wird. Ist der Druck dagegen an den Kavitätsdruck angepaßt, so entsteht am umgebungsseitigen Düsenende eine Stoßfront. Auch Mischformen wie in der Abbildung 1.4 sind möglich.

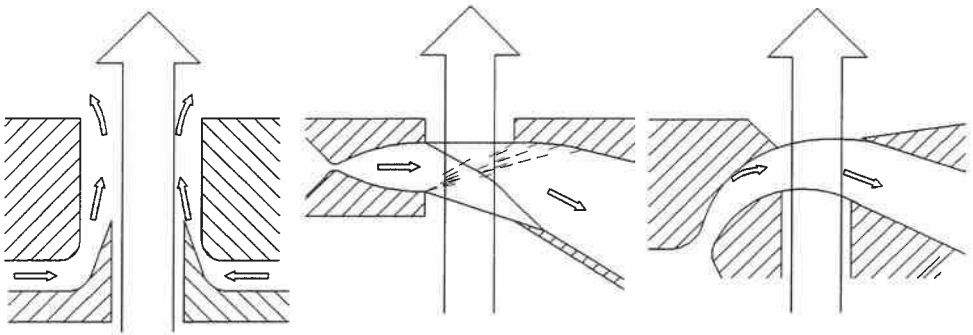


Abb. 1.4: Mögliche Ausführungsformen aerodynamischer Fenster schematisch dargestellt: axial geströimtes Fenster (links); transversal geströimtes Fenster, stoß- und expansionsangepaßt (Mitte); Fenster nach dem Potentialwirbel-Prinzip (rechts) ohne Verdichtungsstöße oder Verdünnungsfächer (nach [18]).

Die günstigsten Eigenschaften besitzt jedoch, so zeigte sich, das aerodynamische Fenster nach dem *Potentialwirbel-Prinzip*. Bei diesem Konzept stellt der Freistrahle einen Ausschnitt aus dem Strömungsfeld eines ebenen Potentialwirbels dar. Das Besondere an dieser Strömung ist die Geschwindigkeitsverteilung, die umgekehrt proportional zum Abstand vom Wirbelzentrum ist. Entsprechend steigt der statische Druck von innen nach außen an. Damit ist es möglich, den Druck in der Strömung sowohl an den kavitätsseitigen Druck als auch an den umgebungsseitigen Druck anzupassen und so Stoßwellen und Verdünnungsfächer zu vermeiden (Abb. 1.4). Die Folge ist eine geringere Beeinflussung der Laserstrahlqualität. Zudem benötigt diese Art von aerodynamischem Fenster einen kleineren Massenstrom als die anderen transversal geströimten Fenster.

Während in den ersten Untersuchungen des aerodynamischen Fensters nach dem Potentialwirbel-Prinzip durch Guile [19], Masuda [20] und Wildermuth [21] mehr die Berechnung der Düse und die anschließende experimentelle Erprobung im Modell im Vordergrund standen, dokumentierte Wildermuth [17] die technische Machbarkeit an einem Experimentallaser mit geschlossenem Gaskreislauf. Eingehende theoretische Untersuchungen liegen

⁷Am Düsenende einer symmetrischen Lavaldüse stellt sich stets ein konstanter Druck ein.

nicht vor, so wird z.B. der Einfluß der Diffusorgeometrie bestenfalls qualitativ erklärt und auch dem Gasaustausch zwischen Freistrah und Kavität wurde nur in sofern Aufmerksamkeit gewidmet, daß die Abdichtung der Kavität sichergestellt war. Eine Weiterentwicklung des aerodynamischen Fensters unter Berücksichtigung industrieller Bedürfnisse wurde bisher noch nicht unternommen.

Ebenso sollte die *optische Qualität* weiter verbessert werden. Wildermuth [17] stellte eine optische Deformation des Laserstrahls von einem Zehntel der Wellenlänge λ durch die Strömung seines aerodynamischen Fensters fest. Ab einer Phasendeformation von $\lambda/4$ bis $\lambda/10$ muß jedoch mit einer Beeinflussung des Bearbeitungsergebnisses gerechnet werden [12]. Angesichts des vermehrten Einsatzes von Strahlführungssystemen mit einer entsprechenden Anzahl von Spiegeln im Strahlengang, die sich ebenfalls auf die Strahlqualität auswirken, scheint es nötig, den Einfluß durch das aerodynamische Fenster weiter zu minimieren.

Grundlegend neue Entwicklungen im Bereich der aerodynamischen Fenster wurden in letzter Zeit nicht verzeichnet. Einzige Ausnahme ist das Kombinationsfenster aus dem FhG-Institut für Lasertechnik in Aachen, das ein expansionsangepaßtes transversal geströmtes Fenster mit einer Vorkammer kombiniert, die über eine Vakuumpumpe auf einen variablen Unterdruck eingestellt werden kann. Die Vorteile sind eine einfache Variation des Kavitätsdrucks sowie eine gute optische Qualität [22]. Nachteilig ist der höhere apparative Aufwand durch den Einsatz einer Vakuumpumpe⁸.

Die Untersuchungen und Entwicklungsarbeiten am aerodynamischen Fenster haben sich auch in zahlreichen Patenten in In- und Ausland niedergeschlagen. Eine kurze Übersicht über deutsche und amerikanische Patente für den Teilbereich der Potentialwirbel-Fenster gibt Tabelle 1.1. Die Ansprüche auf erteilte Patente gelten in Deutschland 20 Jahre ab dem Anmeldungstag. Für US-Patente läuft die Schutzfrist 17 Jahre, allerdings ab dem Datum der Patenterteilung.

Bei den *deutschen Patenten* sind es vor allem zwei Patentschriften, die bei der Entwicklung eines aerodynamischen Fensters berücksichtigt werden müssen. Das erste Patent [23] schützt ein aerodynamisches Fenster mit einem beweglichen materiellen Fenster, das als Vakuumschieber und zur Auskopplung geringer Laserleistung dient. Durch ein solches Fenster im Schieber ist es auch möglich, mit dem Pilotlaser ohne laufende Strömung justieren zu können⁹. Der Hauptanspruch des zweiten Patentes [24] beinhaltet ein variables Diffusoraufenteil, mit dem der Kavitätsdruck verändert werden kann. Beide Patente gelten allgemein für transversale Freistrahlen und nicht nur für Freistrahlen nach dem Potentialwirbel-Prinzip.

Unter den *amerikanischen Patenten* sind zwei besonders wichtig. Im ersten, bereits abgelaufenen Patent [25] wird die Düse eines exakt gerechneten Potentialwirbel-Fensters geschützt. Das zweite Patent [26] beansprucht Schutz für das Auslegungsverfahren einer solchen Düse. Dieses Patent wird auf jeden Fall durch ein aerodynamisches Potentialwirbel-Fenster berührt, gilt aber nur noch bis Anfang 1996 und ist somit – unter Berücksichtigung üblicher Produktvorlaufzeiten – ebenfalls nicht relevant. Das dritte in Tabelle 1.1

⁸Um das Kombinationsfenster mit Fenstern anderer Bauart besser vergleichen zu können, wäre es sinnvoll zusätzlich zum Massenstrom der Düse auch den gesamten Leistungsbedarf zu betrachten.

⁹Der im Prototypen eingesetzte Vakuumschieber kann optional auch mit einem Fenster ausgerüstet werden, und nur in diesem Fall würde der Anspruch dieses Patentes verletzt.

Deutsche Patente			
Patentnr.	DE 36 39 671	DE 37 01 718	
Angemeldet am	20.11.86	22.1.87	
Erteilt am	8.9.88	22.6.89	
Titel	Auskoppeleinrichtung für aus einer Laserkavität austretende Laserstrahlen	Aerodynamische Fenstereinrichtung	
Erfinder	H.Hügel, E.Wildermuth	H.Hügel, E.Wildermuth	
Inhaber	DFVLR	DFVLR	
Bemerkung	Fenster im Schieber; US-Patent 4,821,283 erteilt am 11.4.89	variables Diffusorausenteil	

US-Patente			
Patentnr.	3,973,218	4,138,777	4,559,628
Erteilt am	3.8.76	13.2.79	17.12.85
Titel	Single nozzle free vortex aerodynamic window	Single nozzle free vortex aerodynamic window	Shear layer control in free vortex aerodynamic window
Erfinder	C.E.Kepler, R.N.Guile	C.E.Kepler	B.V.Johnson, R.N.Guile
Inhaber	UTC	UTC	UTC
Bemerkung	Anspruch auf die Düse	Anspruch auf das Auslegungsverfahren	Reduktion der Turbulenz

Tabelle 1.1: Übersicht über deutsche und amerikanische Patente zum Potentialwirbel-Fenster.

vermerkte Patent [27] ist neueren Datums und stellt Möglichkeiten der Grenzschichtbeeinflussung vor, durch die die Turbulenz in der Mischungsschicht verringert werden kann. Wie man später sehen wird, kann dies auch auf andere, einfache Weise erreicht werden.

1.5 Industrieller Einsatz des aerodynamischen Fensters

Betrachtet man den *Markt für CO₂-Hochleistungslaser*, so stellt man fest, daß die Lasersysteme für Schneidanwendungen mit Leistungen von bis zu 3 kW noch immer den größten Anteil am Umsatz ausmachen [28]. In den letzten Jahren stieg jedoch die Anzahl der Anbieter von Lasern mit bis zu 10 kW Strahlleistung und es beginnt sich auch hier ein Markt zu etablieren. So verzeichnet die Trumpf Lasertechnik GmbH für Laser mit 5 bis 6 kW Strahlleistung ein überdurchschnittliches Wachstum [5].

Im Bereich zwischen 10 und 20 kW Strahlleistung gibt es nur ganz wenige Hersteller von Strahlquellen, und obwohl das Interesse der Industrie an einem kommerziellen Einsatz solcher Laser wächst, stehen nur ca. ein Drittel der verkauften Strahlquellen in der Fertigung, der größere Teil wird im Forschungslabor genutzt [29]. In der Leistungsklasse über 20 kW gibt es zur Zeit nur einen einzigen Hersteller, dessen Knowhow aus der Militärforschung stammt, die sich schon sehr frühzeitig mit so hohen Laserleistungen beschäftigte. Zwar wurden bisher nur sehr wenige solcher Laser verkauft, doch werden Laser mit Leistungen

von mehreren 10 kW in den nächsten Jahren durchaus Umsatzchancen bieten, vorausgesetzt die Anwendungen mit so hohen Leistungen finden ihren Weg in die industrielle Fertigung, denn der hohe Verkaufspreis dieser Systeme gleicht die geringen Stückzahlen aus. So wird erwartet, daß in Zukunft auch Laser mit 40 kW Strahlleistung nachgefragt werden [28].

Für Laser mit einer Strahlleistung unter 10 kW wird der *Einsatz eines aerodynamischen Fensters* auf wenig Interesse stoßen, weil es einerseits teurer¹⁰ und komplexer als ein Auskoppelspiegel ist, und andererseits die Beschichtungstechnologie der transmissiven Optiken Fortschritte macht. Für sehr hohe Strahlleistungen empfiehlt sich jedoch der Einsatz eines aerodynamischen Fensters. Dies kann nötig werden, um eine Zerstörung der materiellen Optik zu vermeiden oder auch ‚nur‘, um eine gute Strahlqualität zu garantieren. So gibt es Laseranwender, die die Grenze bei 14 kW ansetzen, ab der nur das aerodynamische Fenster eine praktikable und ökonomische Lösung darstellt [30], während manche Laserhersteller 20-kW-Laser mit materiellem Auskoppelspiegel anbieten [31].

Ein anderer Aspekt, der für das aerodynamische Fenster spricht, ist die begrenzte Lebensdauer der Zinkselenid-Komponenten, vor allem für höhere Strahlleistungen. Im Einzelfall kann es z.B. sein, daß durch den Einsatz eines aerodynamischen Fensters eine zweite Strahlquelle eingespart würde, die bisher als Reservesystem für einen Ausfall der Optik vorgehalten wird (Anwendungsfall aus einer japanischen Firma [32]).

Zur Zeit setzt nur die Firma UTIL konsequent auf aerodynamische Fenster und bietet seine Laser mit Strahlleistungen von 6 bis 45 kW gar nicht mehr mit materiellen Auskoppeloptiken an [6]. Nachdem diese Laser auch in der industriellen Fertigung eingesetzt werden, hat das aerodynamische Fenster nach dem Potentialwirbel-Prinzip seine Praxis-tauglichkeit bereits bewiesen. Ein anderer Laserhersteller, Rofin-Sinar Laser GmbH, bot dagegen aerodynamische Fenster nur kurze Zeit an und wandte sich dann wieder der konventionellen Auskopplung zu [29].

Betrachtet man das einzige kommerziell verfügbare aerodynamische Fenster von UTIL, so ist offensichtlich, daß bei dessen Entwicklung die Anforderungen an ein modernes Industrieprodukt nur unzureichend erfüllt wurden und das Potential zu Verbesserungen nicht genutzt wurde. Die Strömung wird zwar schon mit Druckluft betrieben, benötigt jedoch eine recht große Kompressoranlage (Volumenstrom 7 m³/min) und kommt der Anforderung nach Kompaktheit auch sonst in keinster Weise nach. So ist die Zwischenfokussierung in einem eigenen Schrank untergebracht! Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß es sich bei den UTIL-Lasern nicht um moderne hochfrequenzangeregte Laser, sondern um herkömmliche gleichstromangeregte Laser handelt.

Denkt man an einen *industriellen Einsatz* von aerodynamischen Fenstern, so sind Wirtschaftlichkeit, Gewährleistung der Prozeßeffizienz, Zuverlässigkeit, Baugröße und Betriebsgeräusch wichtige, zu berücksichtigende Punkte. Daher sollten diese Aspekte bei der Weiterentwicklung des aerodynamischen Fensters besondere Beachtung finden. Solange einzig das aerodynamische Fenster die Realisierung neuer Industrielaser höchster Leistung und guter Strahlqualität ermöglicht, ist es umso dringlicher, das aerodynamische Fenster in Richtung Industrietauglichkeit weiterzuentwickeln. Je besser dies gelingt, desto größer wird seine Akzeptanz sein.

¹⁰Siehe Kap. 4.

1.6 Zielsetzung der Arbeit

Zielsetzung dieser Arbeit – in einem Satz zusammengefaßt – ist es, die nötigen Voraussetzungen zu schaffen, damit sich das aerodynamische Fenster als wirtschaftliche Komponente und modernes Industrieprodukt etablieren kann.

Für sehr hohe Strahlleistungen bei sehr guter Strahlqualität ist das aerodynamische Fenster nach dem Potentialwirbel-Prinzip zur Zeit die einzige Lösung, die sich auch schon in der industriellen Praxis bewährt hat. Daher soll eine Weiterentwicklung dieses Fenstertyps unter *Berücksichtigung industrieller Anforderungen* durchgeführt werden. Es ist geplant, einen zu bauenden Prototypen innerhalb des Forschungsvorhabens des Landes Nordrhein-Westfalen ‚Hochleistungslaser der dritten Generation‘ einzusetzen [33].

Dazu ist es nicht nur nötig, die Konturen von Düse und Diffusor des aerodynamischen Fensters zu berechnen bzw. experimentell zu bestimmen. Es müssen daneben noch eine ganze Reihe weiterer relevanter technischer Probleme untersucht und gelöst werden, die bei der Realisierung eines solch komplexen Systems anstehen und zu erwarten sind. Dazu wird es auch nötig sein, empirisch vorzugehen und mitunter die Lösung einer technischen Fragestellung recht detailliert aufzuzeigen, da oft gerade die Details über Gelingen oder Mißlingen entscheiden können.

Der zu bauende Prototyp muß anschließend an einem modifizierten Industrielaser mit instabilem Resonator seine Tauglichkeit nachweisen. Dazu sind neben einem allgemeinen Funktionstest ausführliche Untersuchungen der Strahlqualität vorgesehen, auch im Vergleich zu einem materiellen Fenster.

Ausgehend von den dabei gesammelten Erfahrungen sollen abschließend Möglichkeiten einer weitergehenden Optimierung des Prototyps gesucht und diese diskutiert werden, um eine Akzeptanz in der industriellen Praxis zu verbessern.

Um auch im Designprozeß Fortschritte zu erzielen – die Diffusorgeometrie muß immer noch in mühsamer experimenteller Arbeit optimiert werden – soll das komplette Strömungsfeld numerisch simuliert werden. Davon wird ein besseres Verständnis der Strömungsvorgänge und eine Hilfe für die Auslegung erhofft.

2 Entwicklung eines industrietauglichen aerodynamischen Fensters

2.1 Anforderungen an das aerodynamische Fenster

Denkt man an einen Einsatz in einem modernen industriellen CO₂-Laser, so reicht es nicht aus, sich nur um die abdichtende Strömung zu kümmern. Vielmehr stellt das *aerodynamische Fenster ein Gesamtsystem* dar, das aus folgenden Teilen besteht: Düse und Diffusor (Strömungsmodul), Gasversorgung, Vakuumschieber, zwischenfokussierendes Teleskop, Anschluß an den Resonator in Form eines Gehäuses, Druckmeßeinrichtung und Steuerung mit Anbindung an die Lasersteuerung. In diesem Sinne soll der Begriff ‚aerodynamisches Fenster‘ nachfolgend verwendet werden.

Bei der Entwicklung sind bestimmte Anforderungen zu berücksichtigen, die das aerodynamische Fenster erfüllen muß, um ein *industrietaugliches Produkt* darzustellen. Dabei sollte man dem Trend bei der Entwicklung von CO₂-Lasern Rechnung tragen, der hin zu mehr Leistung, zu weniger Baugröße und zu günstigeren Herstellkosten geht [34]. Zusammengefaßt bestehen folgende Aufgaben und Anforderungen:

- Da das aerodynamische Fenster ein materielles Fenster ersetzen soll, muß es eine zuverlässige Abschirmung der Kavität gewährleisten. Druck und Gaszusammensetzung der Kavität dürfen nicht beeinflußt werden.
- Die Strahlqualität des durch das aerodynamische Fenster ausgekoppelten Laserstrahls darf nicht schlechter, sondern sollte besser sein als bei einem materiellen Fenster.
- Die Gesamtlösung aerodynamisches Fenster soll wirtschaftlich vertretbar sein, auch im Vergleich mit dem materiellen Fenster.
- Die Justage der Zwischenfokussierung soll einfach, sicher und unempfindlich sein.
- Weitere Randbedingungen sind geringe Baugröße, geringes Betriebsgeräusch und Einbindung in die Lasersteuerung.

Neben diesen Entwicklungsaufgaben drängen sich wichtige *wissenschaftliche Fragestellungen* auf, so z.B. nach dem Gasaustausch zwischen Freistrah und Kavität, dem Einfluß der Diffusorgeometrie auf die Strömung und auf den Kavitätsdruck sowie nach den Strömungseinflüssen auf die optische Qualität. Die Beantwortung solcher Fragestellungen treibt die Entwicklung und Verbesserung von industriellen Produkten und Verfahren voran.

Zur Illustration für die Vernetzung der beiden Bereiche mag folgendes Beispiel genügen. Wenn man es aus Kostengründen vorzieht, die Strömung des Fensters mit Druckluft statt mit komprimiertem Stickstoff zu betreiben, so kommt dem Gasaustausch zwischen Freistrah und Kavität mehr Bedeutung zu. Denn während aus der Strömung in die Kavität eindringender Stickstoff in geringer Menge nur wenig störend wirkt, da er Bestandteil des Lasergases ist, darf Luftsaauerstoff unter keinen Umständen in den Gaskreislauf gelangen.

2.2 Bestimmung der Kontur von Düse und Diffusor

2.2.1 Vorüberlegungen

Wie schon in Kapitel 1.4 angesprochen wurde, hat sich das Potentialwirbel-Prinzip den anderen Konzepten aerodynamischer Fenster als überlegen erwiesen. Daher wurde es als Prinzip für das zu entwickelnde aerodynamische Fenster ausgewählt. Das ‚Herzstück‘ des aerodynamischen Fensters bildet die abdichtende Strömung, die in einem als Strömungsmodul bezeichneten Bauteil geführt wird. Die Kontur des Strömungskanals kann dabei in fünf Bereiche eingeteilt werden: Kessel, Lavaldüse, Krümmer, Apertur und Diffusor, siehe auch die Abbildung 2.1.

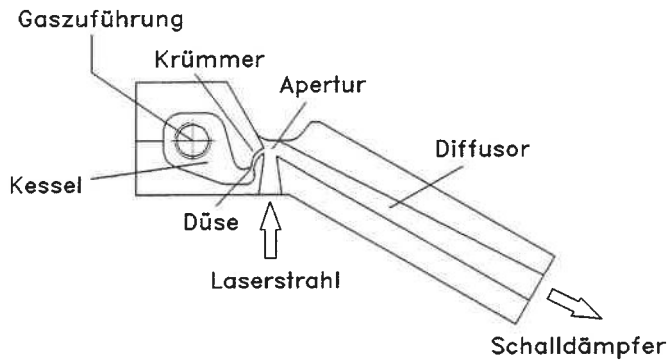


Abb. 2.1: Maßstäbliche Skizze des Strömungsmoduls des aerodynamischen Fensters.

Im ersten Abschnitt, dem *Kessel*, soll ein möglichst homogener Strömungszustand mit minimaler Geschwindigkeit – theoretisch null – vorliegen. Hier wird auch der eingestellte Kesseldruck p_0 gemessen, der der Rechnung zugrunde liegt. Die Verbindung zwischen Kessel und Lavaldüse sollte ohne große Umlenkungen und mit einer kontinuierlichen Querschnittsverengung realisiert werden. Allerdings kann der zur Verfügung stehende Bauraum diesen Forderungen unter Umständen Beschränkungen auferlegen.

Die Konturen für *Lavaldüse* und *Krümmer* werden beide mit Charakteristikenverfahren berechnet und anschließend mit einer Grenzschichtabschätzung korrigiert. Dabei sorgt die konvergent-divergente Lavaldüse für das Entstehen einer Überschallströmung, die dann im sich anschließenden Krümmer durch weitere Beschleunigung die Geschwindigkeitsverteilung eines Potentialwirbels erhält.

An dieser Stelle sei kurz auf den *Potentialwirbel* und seine charakteristische Geschwindigkeitsverteilung eingegangen. Potentialströmungen sind quellen- und wirbelfrei, isentropisch und können daher reibungsfrei betrachtet werden. Der Potentialwirbel (free vortex) wird durch das Strömungsfeld eines in einem Punkt konzentrierten Wirbels gebildet. Außerhalb des Wirbelpunktes herrscht Potentialströmung, im Punkt selber ist das Strömungsfeld singulär. Die Geschwindigkeitsverteilung gehorcht der Gleichung

$$u_t \cdot r = \text{const.}, \quad (2.1)$$

d.h. die tangentielle Geschwindigkeit u_t nimmt nach innen hin zu [35]. Da eine unbegrenzte Geschwindigkeit physikalisch nicht sinnvoll ist, erkennt man sofort aus der Gl. (2.1) den singulären Charakter des Zentrums des inkompressiblen Potentialwirbels.

Bei Überschallströmungen dient als Maß für die Geschwindigkeit oft die dimensionslose Lavalzahl La , die definiert ist als Quotient aus Strömungsgeschwindigkeit u geteilt durch die kritische Schallgeschwindigkeit a^*

$$La = \frac{u}{a^*} \quad \text{mit} \quad a^* = \sqrt{\kappa R T^*} \quad \text{und} \quad \frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1}. \quad (2.2)$$

Die Gleichung (2.1) gilt auch für den kompressiblen Potentialwirbel [35] und lautet unter Verwendung der Lavalzahl:

$$La \cdot r = \text{const.} = C. \quad (2.3)$$

Allerdings muß im Zentrum nicht nur ein Punkt, sondern ein Kreis ausgespart werden, weil es eine Obergrenze für die maximal mögliche Geschwindigkeit gibt. Wird ein unter dem Druck p_0 stehendes Gas auf den Druck p entspannt und dadurch beschleunigt, so berechnet sich die erreichbare Geschwindigkeit nach der Formel von St. Venant und Wenzel [36]:

$$La = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(\kappa-1)/\kappa}} \quad \text{und} \quad La_{max} = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}. \quad (2.4)$$

Da negative Drücke nicht möglich sind, ergibt sich die maximal mögliche Geschwindigkeit La_{max} für $p = 0$.

Die Temperatur- und Druckverteilung im Potentialwirbel – sie werden später noch gebraucht – gehorchen folgenden Beziehungen [17]:

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)} \left(\frac{C_T}{r}\right)^2 \quad (2.5)$$

und

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (2.6)$$

Ist ein beliebiges Wertepaar (T, r) bekannt, so kann die Konstante C_T ermittelt werden:

$$C_T = r \cdot \sqrt{\left(\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}\right) \left(1 - \frac{T}{T_0}\right)}. \quad (2.7)$$

Die *Apertur*, die Öffnung der Kavität, aus der der Laserstrahl ausgekoppelt wird, wird durch den aus dem Krümmer austretenden, gekrümmten Freistrah abgedichtet. Für die folgende Auslegungsrechnung ist die Abmessung der Apertur eine wichtige Variable, denn sie hat Einfluß auf die Größe und den Massenstrom des Freistrahls. Da letzterer aus Kostengründen minimiert werden soll, sollte die Aperturöffnung möglichst klein ausfallen. Andererseits darf die Apertur als Blende nicht den Strahlverlauf beeinflussen. Somit geben der Laserstrahldurchmesser, die Strahlqualität und die vorgesehene Zwischenfokussierung die Mindestgröße vor.

Der *Diffusor*, dessen Geometrie einen entscheidenden Einfluß auf den erreichbaren Kavitätsdruck hat, nimmt den Freistrah wieder auf und führt ihn ins Freie ab. Aufgrund

der turbulenten Durchmischung der Freistrahlränder mit der Umgebung ist eine einfache theoretische Behandlung der Strömung im Bereich des Diffusoreintritts nicht mehr möglich¹. Die Optimierung der Diffusorgeometrie geschieht daher experimentell an einem Versuchsmodell. Zur Geräuschkämpfung ist der Anschluß eines Schalldämpfers an den Diffusor zu empfehlen.

Die im Anschluß beschriebene Auslegung und Bestimmung der gesamten Strömungskontur kann in die folgenden Schritte unterteilt werden:

- Festlegung der Ausgangsdaten,
- Berechnung der Krümmerkontur,
- Berechnung der Lavaldüsen-Kontur,
- Zusammensetzen der beiden Konturen,
- Grenzschichtkorrektur der Kontur,
- Anschluß an die Kesselkontur,
- Experimentelle Ermittlung der Diffusorgeometrie.

2.2.2 Festlegung der Ausgangsdaten

Vor Beginn der Konturberechnung muß zuerst der Ausschnitt des Potentialwirbels, den man für das aerodynamische Fenster verwenden möchte, festgelegt werden. Dazu reichen die folgenden sechs Größen aus, denen in diesem Abschnitt Werte zugewiesen werden sollen.

- | | |
|--------------------------------|-------------------------|
| • Adiabatenexponent κ , | • Aperturbreite D , |
| • Umgebungsdruck p_∞ , | • Umlenkwinkel θ |
| • Kavitätsdruck p_{kav} , | • Kesseldruck p_0 . |

Wenn das Fenster mit Stickstoff oder Luft betrieben wird, was hier der Fall sein soll, so beträgt der Wert des *Adiabatenexponenten* 1,4.

Beim *Umgebungsdruck* könnte man auf den Normwert 1013 mbar zurückgreifen, der allerdings nur für Meereshöhe gilt. Wildermuth [17] und Berger [37] benutzten 1000 mbar. Da der durchschnittliche Luftdruck für die Universität Stuttgart-Vaihingen jedoch ca. 960 mbar beträgt, wurde den Berechnungen dieser Wert zugrunde gelegt. Bisher fehlen allerdings Untersuchungen darüber, ob sich dieser Unterschied in der Praxis auswirkt, ob also ein Fenster beim Auslegen an den mittleren Luftdruck des späteren Standortes angepaßt werden muß.

Der *Kavitätsdruck* ist durch den Laser, an dem das aerodynamische Fenster Verwendung finden soll, vorgegeben. Der Laser mit instabilem Resonator, der für die praktischen Versuche zur Verfügung stand, soll bei 90 mbar Kavitätsdruck betrieben werden. Mit Kavitätsdruck ist dabei der lokale Druck im Lasergaskreislauf gemeint, der an der Stelle des aerodynamischen Fensters herrscht.

¹Zur numerischen Simulation des Strömungsfeldes siehe Kap. 6.

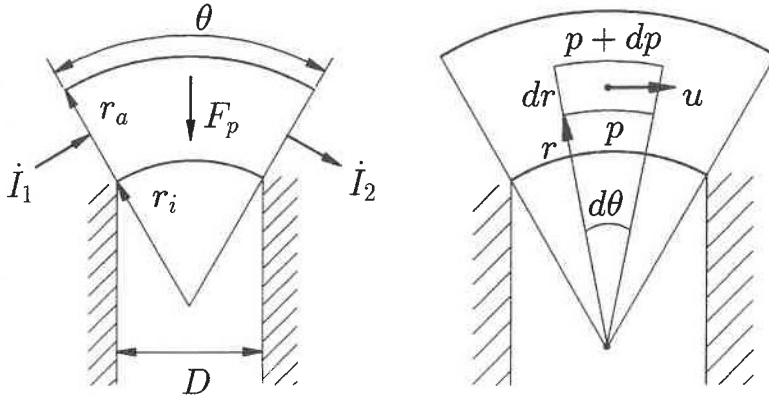


Abb. 2.2: Skizze zum Kräftegleichgewicht in dem Potentialwirbel-Ausschnitt.

Um die nächsten drei Größen, Umlenkwinkel, Aperturbreite und Kesseldruck, bestimmen zu können, ist es sinnvoll ihren Einfluß auf den zu minimierenden *Massenstrom* zu kennen. Der Massenstrom \dot{m} kann mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung und einer lokalen Betrachtung des Kräftegleichgewichts an einem Volumenelement bestimmt werden (siehe Abb. 2.2 und [19],[17]). Die in Richtung der Kavität wirkende Druckkraft F_p ist gleich der nach außen gerichteten Zentrifugalkraft F_z , die eine Folge der Kreisbewegung mit der Geschwindigkeit u ist:

$$\begin{aligned} F_p &= F_z \\ (p + dp - p) \cdot r d\theta &= \frac{\rho u^2}{r} \cdot dr r d\theta \\ dp &= \frac{\rho u^2}{r} \cdot dr \end{aligned} \quad (2.8)$$

Eingesetzt in die Kontinuitätsgleichung ergibt sich:

$$\dot{m} = \int_{r_i}^{r_a} \rho u t_d dr = t_d \cdot \int_{p_{kav}}^{p_\infty} \frac{r}{u} dp \quad (2.9)$$

Hierbei bedeuten r_i der innere, kavitätsseitige Radius des Freistrahls, r_a der äußere, umgebungsseitige Radius und t_d die Düsentiefe². Mit den Gleichungen (2.3) und (2.2) kann die Gleichung (2.9) folgendermaßen umgeformt werden:

$$\dot{m} = \frac{t_d C}{a^*} \int \frac{1}{L a^2} dp \quad (2.10)$$

Geht man von dp nach $d(p/p_0)$ über und verwendet Gl. (2.4), wobei für κ schon der Wert 1,4 eingesetzt wird, so erhält man für den Massenstrom:

$$\dot{m} = \frac{t_d C p_0}{6 a^*} \int \frac{1}{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{2/7}} d(p/p_0) \quad (2.11)$$

²Dies ist die Ausdehnung senkrecht zur Strömungsebene.

Durch geeignete Substitution kann das Integral berechnet werden. Die Konstante C kann nach Gl. (2.3) aus La_i und r_i bestimmt werden:

$$C = La_i \cdot r_i = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{p_{kav}}{p_0}\right)^{(\kappa-1)/\kappa}} \cdot r_i. \quad (2.12)$$

Setzt man voraus, daß der Freistrahл symmetrisch über die Apertur strömt wie in Abbildung 2.2, so kann man eine einfache geometrische Beziehung zwischen D , θ und r_i aufstellen:

$$r_i = \frac{D/2}{\sin(\theta/2)}. \quad (2.13)$$

Somit erhält man nun die komplette Beziehung für den Massenstrom.

$$\dot{m} = -\sqrt{\frac{7}{4}} \frac{D t_d p_0}{\sin(\theta/2) \sqrt{R T_0}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_{kav}}{p_0}\right)^{2/7}} \cdot \left[\frac{1}{5} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{5/7} + \frac{1}{3} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{3/7} + \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/7} + \ln \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/7}}{1 + \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/7}}} \right] \begin{matrix} (p_\infty/p_0) \\ (p_{kav}/p_0) \end{matrix}. \quad (2.14)$$

Um die Abhängigkeit des Massenstroms von Kesseldruck, Aperturbreite und Umlenkwinkel zu veranschaulichen, ist der Massenstrom in den Abbildungen 2.3 und 2.4 graphisch dargestellt. Abbildung 2.3 zeigt, daß der Massenstrom mit abnehmendem Kesseldruck wächst bis er für sehr kleine Überdrücke exponentiell ansteigt. Für den realistischen Fall einer quadratischen Apertur (rechte Seite der Abbildung) ist die Abhängigkeit etwas schwächer.

Dieses Verhalten wird leicht verständlich, wenn man das Kräftegleichgewicht global betrachtet (Abb. 2.2, li. Seite). Die gesamte Druckkraft, die auf den Freistrahл wirkt, steht im Gleichgewicht mit der Impulsänderung $\Delta \dot{I}$, die die Strömung bei der Umlenkung erfährt. Nimmt man eine mittlere Geschwindigkeit \bar{u} als über die Apertur konstant an, so ergibt sich die folgende Beziehung [19]:

$$F_p = \Delta \dot{I} \\ (p_\infty - p_{kav}) A_{Apertur} = 2 \dot{m} \bar{u} \sin(\theta/2). \quad (2.15)$$

Bleibt die Druckdifferenz konstant, so bleibt auch die Änderung des Impulsstromes konstant und eine Steigerung der Geschwindigkeit durch Erhöhen des Kesseldrucks (Gl. (2.4)) ermöglicht eine Abnahme des Massenstroms.

Die Aperturbreite D geht linear in die Gleichung des Massenstroms (2.14) ein und hat in der Abbildung 2.3 als Parameter einen viel stärkeren Einfluß als der Druck. Die Massenstromzunahme erklärt sich hier aus der Zunahme der Freistrahлbreite, denn r_i nimmt mit wachsendem D zu (Gl. (2.13)) und r_a wiederum nimmt mit r_i zu (Gl. (2.3)). Der Einfluß des Umlenkwinkels (Abb. 2.4) erklärt sich aus Gl. (2.15). Wird der Umlenkwinkel θ kleiner, so muß der Massenstrom anwachsen, damit die Gleichung weiter erfüllt ist.

Um den Massenstrom zu minimieren, müßte man also den Kesseldruck und den Umlenkwinkel so groß wie möglich und die Apertur so klein wie möglich wählen. Es gibt jedoch bei der Wahl dieser Größen noch andere Aspekte, die im folgenden erläutert werden sollen.

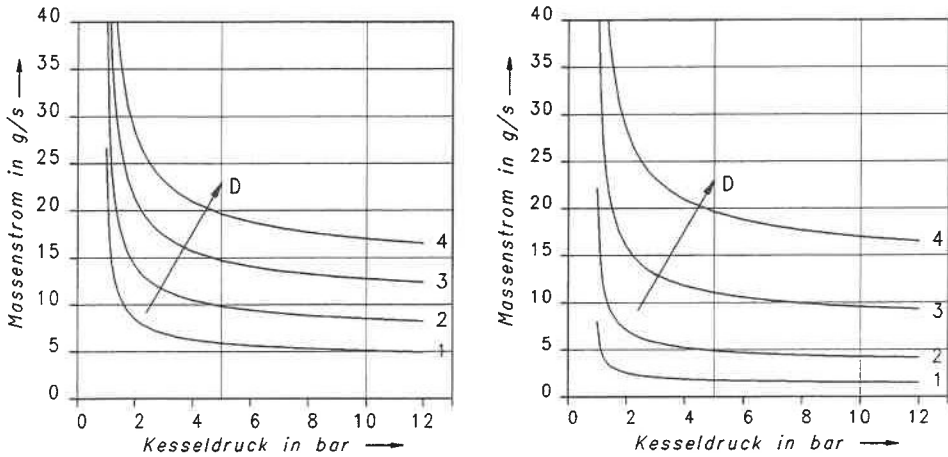


Abb. 2.3: Massenstrom eines Potentialwirbel-Fensters als Funktion des Kesseldrucks mit der Aperturbreite D als Parameter; linke Seite: Aperturabmessung $D \times 10$ mm; rechte Seite: Aperturabmessung $D \times D$ (1: $D = 3$ mm; 2: $D = 5$ mm; 3: $D = 7,5$ mm; 4: $D = 10$ mm).

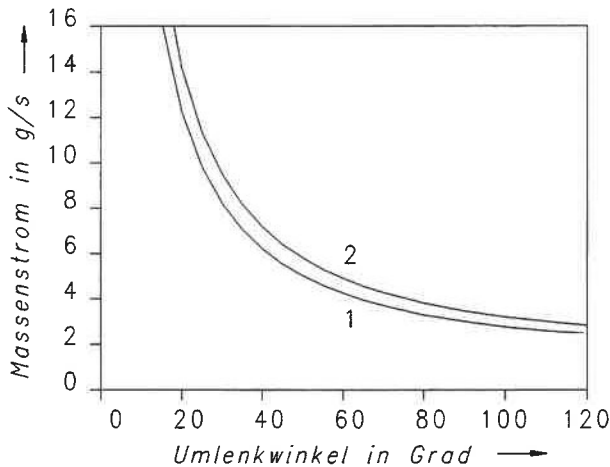


Abb. 2.4: Massenstrom eines Potentialwirbel-Fensters als Funktion des Umlenkwinkels mit dem Kesseldruck p_0 als Parameter; Aperturabmessung $= 5 \times 5$ mm²; 1: $p_0 = 10$ bar; 2: $p_0 = 5$ bar.

Die *Aperturabmessungen* müssen so groß festgelegt werden, daß nicht nur eine Beschädigung durch den fokussierten Laserstrahl, sondern auch jegliche Beugung an der rechteckigen Apertur vermieden wird. Dazu ist es nötig, den Fokusradius r_f des zwischenfokussierten Laserstrahls abzuschätzen. Die Wellenlänge λ beträgt für CO₂-Strahlung $10,6 \mu\text{m}$, der Durchmesser d des Laserstrahls auf der Optik wird mit 30 bis 40 mm angenommen, die Strahlqualitätszahl K mit 0,1 bis 0,3, für die Brennweite f der Optik ist 200 mm geplant. Werden die Zahlenwerte in Gl. (1.1) eingesetzt, so erhält man einen Fokusbereich

messer zwischen 0,2 und 0,9 mm, also ≤ 1 mm. Da der Strahldurchmesser üblicherweise als der Bereich definiert ist, innerhalb dessen sich 86 % der Laserleistung befinden, und Beugung sicher ausgeschlossen sein soll, ist es ratsam einen Sicherheitsfaktor von 2 bis 3 zu berücksichtigen. Sieht man noch einen Spielraum von ± 1 mm für Justagezwecke und wegen eventueller Fertigungstoleranzen vor, so stellt eine Aperturgröße von 5×5 mm² einen sinnvollen Wert dar.

Bei der ersten Düsenberechnung ergab sich für eine Aperturbreite von 5 mm eine Düsenhalsbreite³ von nur 0,34 mm. Dies erschien wegen den wachsenden Einflüssen von Fertigungstoleranzen und von den Grenzschichten zu gering, und so wurde die *Aperturbreite* auf 7 mm erhöht (wofür man eine Düsenhalsbreite von 1,1 mm erhält). Für die Düsentiefe wurde der Wert 5 mm beibehalten.

Wird der *Umlenkwinkel* zu groß gewählt, so besteht die Gefahr einer Grenzschichtablösung in der Versorgungsdüse. Wird ein zu kleiner Wert für den Winkel verwendet, so ergibt sich ein unakzeptabel hoher Massenstrom. Deshalb wurde oft der Wert 60° genommen, der sich bei den verschiedenen Untersuchungen an aerodynamischen Fenstern bewährt hat ([19],[20],[17]). Es gibt bezüglich des Winkels jedoch auch noch einen weiteren Aspekt, der bisher nicht berücksichtigt wurde, für die industrielle Praxis aber wichtig ist. Da man beim industriellen Laser anders als im Modellversuch oder am Experimentallaser versuchen muß, den Platzbedarf zu minimieren, gelten für das Modul mit dem Strömungskanal Einschränkungen hinsichtlich des Platzes. So mußten bei der späteren Konstruktion des Prototyps der Vakuumschieber und der Diffusor, aufgrund der gewählten Zwischenfokussierung, so dicht nebeneinander angeordnet werden, daß eine weitere Vergrößerung des Umlenkwinkels über 60° hinaus nicht möglich gewesen wäre.

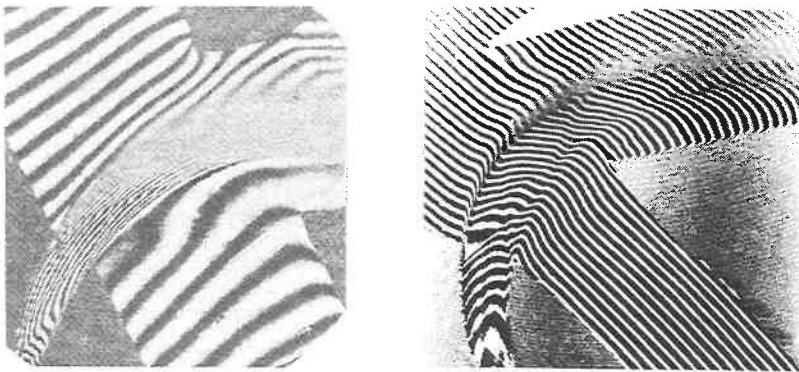


Abb. 2.5: Interferogramme der Freistrahregion eines aerodynamischen Potentialwirbel-Fensters. Linke Seite: früheres 10-bar-Fenster (Wildermuth [17]); rechte Seite: neueres 5-bar-Fenster (Lippke [38]).

Bei bisherigen Untersuchungen wurde für den *Kesseldruck* 10 bar verwendet. Trotz der – allerdings nur geringen – Zunahme des Massenstroms⁴, sprechen jedoch verschiedene Gründe für eine Verringerung des Kesseldrucks: Die Anforderungen an den Kompressor

³Der Düsenhals ist die engste Stelle einer Lavaldüse.

⁴Reduziert man den Druck von 10 bar auf 5 bar, so beträgt die Massenzunahme lediglich 16 %.

der Gasversorgung des aerodynamischen Fensters sind nicht so hoch, und auch die Abdichtung der aus einzelnen Teilen zusammengebauten Düse wird einfacher. Der wichtigste Grund ist jedoch eine Verbesserung der optischen Qualität. Die Turbulenz an den Freistrahlrändern, eine Ursache für die Deformation der Phasenfront des Laserstrahls, nimmt ab. Experimentelle Untersuchungen von Lippke [38] bestätigen, daß die Strömung bei 5 bar weniger stark verwirbelt ist als bei 10 bar, siehe Abbildung 2.5. Und letztlich wird die Geräuschentwicklung des aerodynamischen Fensters ebenfalls abnehmen. Somit überwiegen die Gründe für einen kleineren Kesseldruck und es wurde ein Druck von 5 bar gewählt.

Die Ausgangswerte für die Auslegung des Prototyps liegen nun fest und sind in der folgenden Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Allein mit diesen Werten und der sich daraus ergebenden Geschwindigkeitsverteilung, die am Krümmerausgang vorliegen muß, kann mit entsprechenden numerischen Verfahren die Kontur von Krümmer und Düse berechnet werden. Mit den vorgestellten Gleichungen kann man sich aus den Werten in Tabelle 2.1 die Lavalzahl und den Radius für Innen- und Außenseite des Freistrahls bestimmen, sie sind ebenfalls in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die *Geschwindigkeitsverteilung* im Freistrahlg ergibt sich daraus nach Gleichung (2.3).

Ausgangsdaten			
Adiabatexponent	$\kappa = 1,4$	Umlenkwinkel	$\theta = 60^\circ$
Aperturbreite	$D = 7 \text{ mm}$	Umgebungsdruck	$p_\infty = 960 \text{ mbar}$
Kesseldruck	$p_0 = 5 \text{ bar}$	Kavitätsdruck	$p_{kav} = 90 \text{ mbar}$
Geschwindigkeitsverteilung $La \cdot r = const.$			
Lavalzahl außen	$La_a = 1,5019$	Lavalzahl innen	$La_i = 2,0239$
Radius außen	$r_a = 9,4329 \text{ mm}$	Radius innen	$r_i = 7,0 \text{ mm}$
Kesseltemperatur $T_0 = 293 \text{ K}$			

Tabelle 2.1: Ausgangswerte für die Krümmer- und Düsenauslegung des Prototyps.

Auch die *Kesseltemperatur* T_0 kann man als Auslegungsparameter betrachten (siehe [17]). Damit wäre es möglich, durch Temperaturerhöhung Massenstrom einzusparen, allerdings nur mit unakzeptabel hohem Aufwand wie zusätzlicher Gasheizung oder Ausbau der Druckluftkühlung bei einem Standardkompressor. Bei Einsatz eines Kompressors als Gasversorgung spielt die mögliche Massenstrom einsparung zudem nur eine untergeordnete Rolle. Daher wird hier die Kesseltemperatur gleich der Umgebungstemperatur gesetzt und nicht als Variable betrachtet.

2.2.3 Berechnung der Kontur von Krümmer und Düse

Charakteristikenverfahren Als numerisches Verfahren zur Berechnung der vorliegenden, stationären und ebenen Potentialströmung mit Überschallgeschwindigkeit⁵ bietet sich das Charakteristikenverfahren an. Das System partieller Differentialgleichungen, mit dem

⁵Für Unterschallströmungen ist das Verfahren weniger gut geeignet, weil der Typ der die Strömung beschreibenden Differentialgleichungen von hyperbolisch nach elliptisch wechselt.

das Strömungsfeld beschrieben werden kann, läßt sich mit Hilfe der *Charakteristiken* in ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen umwandeln. Die Lösung der Gleichungen sucht man dabei entlang der Charakteristiken, d.h. entlang von Kurven, für die eine Ableitung in Richtung der Kurventangente (innere Ableitung) existiert.

Bei der ebenen Überschallströmung haben die Charakteristiken eine sehr anschauliche physikalische Bedeutung. Es sind die Machschen Linien, entlang denen sich Störungen in der Strömung ausbreiten. Die Machschen Linien schneiden die Stromlinien unter dem Machschen Winkel α_M und werden je nachdem ob sie nach oben oder nach unten laufen als Plus-Charakteristik CH^+ oder als Minus-Charakteristik CH^- bezeichnet (Abb. 2.6). Die Kurvenscharen der CH^+ - und CH^- -Charakteristiken bilden ein diskretes und ‚natürliches‘ Rechnernetz, das sich vorteilhaft zur Strömungsberechnung einsetzen läßt. Der Vorteil des Charakteristikenverfahrens liegt in der großen Genauigkeit und Anschaulichkeit, sein Nachteil darin, daß das Netz der Charakteristiken erst während der Rechnung entsteht und auch seine Form ändern kann.

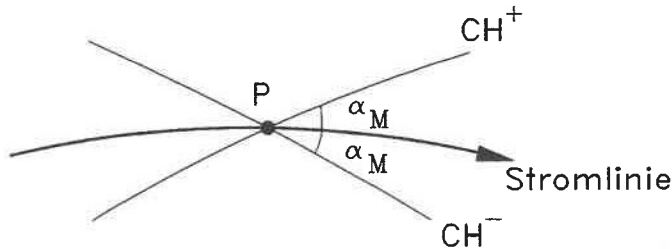


Abb. 2.6: Die Stromlinien und die Charakteristiken schneiden sich unter dem Machschen Winkel α_M .

Das Strömungsfeld wird schrittweise Punkt für Punkt berechnet, indem von zwei benachbarten Punkten 1 und 2 ausgegangen wird, für die der Strömungszustand bekannt ist. Innerhalb der Strömung ergibt sich der neue Punkt 3 und sein zugehöriger Strömungszustand als Schnittpunkt der von 1 und 2 ausgehenden Charakteristiken (Abb. 2.7 a), am Rand als Schnittpunkt der Charakteristik mit der Wandkontur oder einem Freistrahtrand (Abb. 2.7 b,c). Da die Algorithmen für die verschiedenen Fälle⁶ unterschiedlich sind, ist der Benutzer gefordert, bei der Berechnung neuer Punkte das jeweils benötigte Unterprogramm aufzurufen. Diese interaktive Bedienung von Charakteristikenprogrammen kann in manchen Fällen eine gewisse Einschränkung darstellen.

Da die Strömung nur in diskreten Punkten berechnet wird, die verständlicherweise keinen beliebig kleinen Abstand zueinander haben können, kann man die Charakteristiken auch als elementare Verdichtungs- oder Verdünnungswellen betrachten [35], je nachdem wie sich der Strömungszustand bei Überschreiten der Charakteristik ändert. In unserem Zusammenhang ist es noch wichtig zu wissen, wie diese Wellen an den Rändern reflektiert werden. Während feste Wände die Art der Welle nicht ändern, bewirkt ein Freistrahtrand eine Umkehrung von Verdichtungswelle nach Verdünnungswelle und umgekehrt.

Eine mit dem Charakteristikenverfahren berechnete Kontur gilt exakt nur für eine reibungsfreie Potentialströmung. Da sich realistische Strömungen nur selten als reine Po-

⁶Auf andere mögliche Fälle wie z.B. Stoßfronten wird hier nicht eingegangen, da sie in unserer Auslegungsrechnung nicht auftreten.

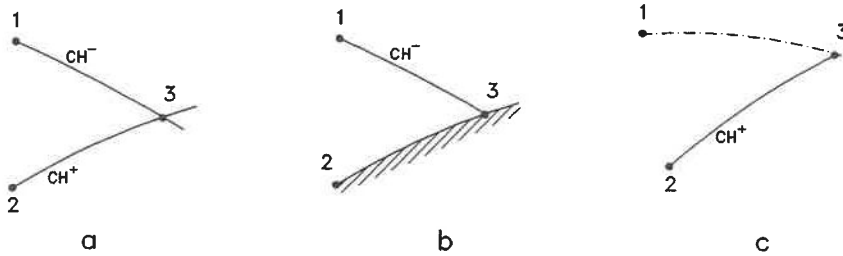


Abb. 2.7: Berechnung von Punkt 3 aus zwei bekannten Punkten 1 und 2: a) Schnittpunkt Charakteristik – Charakteristik, b) Schnittpunkt Charakteristik – Wandkontur, c) Schnittpunkt Freistrahtrand – Charakteristik.

tentialströmungen beschreiben lassen, muß man bei ihrer Berechnung meist den Einfluß der Reibung berücksichtigen. Die hier vorliegende Kanalströmung verhält sich bis auf die wandnahen Bereiche wie eine Potentialströmung, so daß sie bei der Auslegung auch entsprechend behandelt werden darf. In der wandnahen Schicht, sie wird als *Grenzschicht* bezeichnet, darf die Reibung dagegen nicht mehr vernachlässigt werden. In dieser Schicht wird das Gas, das innerhalb der Kernströmung mit Überschallgeschwindigkeit strömt, zur Wand hin immer mehr ‚abgebremst‘, bis es an der Wand selbst haftet und die Geschwindigkeit null hat. Der Einfluß der Grenzschicht macht sich u.a. in einer verdrängenden Wirkung bemerkbar, d.h. bei festgelegter Wandgeometrie steht der Potentialströmung nicht mehr der volle Auslegungsquerschnitt zur Verfügung. Diesem unerwünschten Effekt kann man dadurch Rechnung tragen, indem man die Potentialkontur um die Grenzschicht-Verdrängungsdicke erweitert (Grenzschicht-Korrekturrechnung).

Bisherige Vorgehensweise Bei den bisherigen Arbeiten [19],[20],[17] wurde stets ein iteratives *Nachrechnen-Verfahren* verwendet, um die Krümmerkontur zu bestimmen. Als Anfangszustand wurde die Geschwindigkeitsverteilung vorgegeben, die im Freistrahle und auch am Krümmeraustritt vorliegen soll. Davon ausgehend berechnete man das Strömungsfeld rückwärts, entgegen der Strömungsrichtung. Um die komplette Strömung berechnen zu können, ist es nötig, Randbedingungen zu definieren. Dies geschah bisher durch Vorgabe einer sinnvollen Wandkontur, meist in Form von Kreisbögen. Als Ergebnis der Rechnung erhielt man die Geschwindigkeitsverteilung am Krümmereintritt. Die Wandgeometrie mußte dann solange geändert werden, bis sich am Krümmereintritt die gewünschte parallele Überschallströmung ergeben hatte. Für diese Strömung wurde anschließend eine geeignete Lavaldüse gesucht, deren Kontur der Krümmerkontur vorangestellt wurde.

Guile [19] beschreibt mehrere unterschiedliche Krümmergeometrien, für die er die Strömung berechnete. Für die Experimente wählte er dann die Kontur mit der geringsten Grenzschicht-Verdrängungsdicke. Guile wies auch darauf hin, daß eine verzögerte Strömung zu vermeiden ist, weil der damit verbundene Druckanstieg zu Grenzschichtablösungen führen kann. Masuda [20] verwendete ein Charakteristikenverfahren ähnlich wie Guile, und auch Wildermuth [21] ging so vor.

Neues Vorgehen In unserem Fall soll die Berechnung der Kontur zwar ebenfalls mit dem Charakteristikenverfahren durchgeführt werden, jedoch nicht iterativ durch Nachrechnen einer vorgegebenen Kontur, sondern im *Auslegungsverfahren*. Dies bedeutet, daß

die Vorgabe der Geschwindigkeitsverteilung und spezieller Randbedingungen ausreicht, um neben der Strömung die Kontur in einem einzigen Rechengang berechnen zu können. Dieses Vorgehen wurde bereits durch Berger [37] erprobt und experimentell bestätigt.

Da die Wandkonturen nicht vorgegeben werden sollen, müssen spezielle Randbedingungen festgelegt werden, aus denen sich der Wandverlauf berechnen läßt. Die äußere Wand des Krümmers wird dazu als freier Strahlrand betrachtet und entsprechend behandelt. Dieses Vorgehen ermöglicht zum einen eine einfache Berechnung und zum anderen ist gewährleistet, daß auf der Krümmeraußenwand keine Verzögerung stattfindet, denn auf einem Freistrahtrand bleiben Druck und Geschwindigkeit konstant.

Die innere Wand soll so gewählt werden, daß auftreffende Wellen 'ausgelöscht' werden. Eine Verdichtungsstelle wird also nicht mehr als Verdichtungsstelle reflektiert, sondern verschwindet, so daß sie auf die nachfolgende Strömung keine Wirkung mehr hat. Man kann sich dies so vorstellen, daß die Wand, aufgrund des lokalen Winkels zwischen Wand und Strömung, eine gleichstarke Verdünnungsstelle auslöst, die die ankommende Verdichtungsstelle neutralisiert.

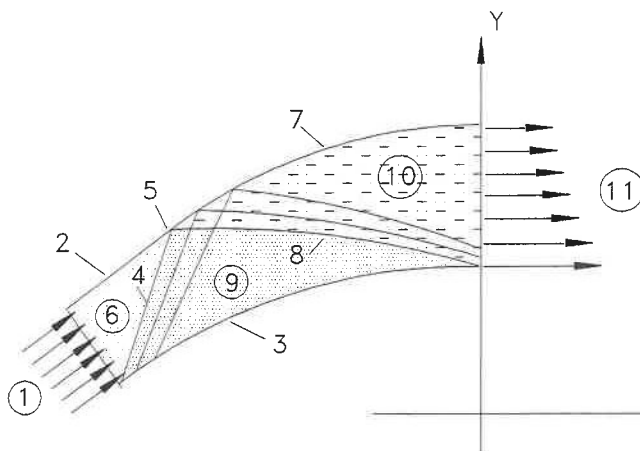


Abb. 2.8: Schematisch dargestellte Strömungsverhältnisse im Krümmer.

Die Rechnung ist auch hier abgeschlossen, wenn eine parallele Überschallströmung konstanter Geschwindigkeit vorliegt. Zum besseren Verständnis sollen die der Rechnung zugrundeliegenden Strömungsverhältnisse noch etwas erläutert werden. Dazu wird die Strömung in Strömungsrichtung betrachtet (siehe Abb. 2.8).

Eine am Krümmereingang angeschlossene Lavaldüse liefert eine parallele Überschallströmung (1) konstanter Geschwindigkeit. Auf der Krümmeraußenseite schließt sich ein Geradenstück (2) an, das die Strömung unbeeinflusst läßt. Auf der Innenseite befindet sich eine stetig gekrümmte Wand (3), die eine Verdünnung der Strömung bewirkt. Von dieser Wand (3) gehen kontinuierlich verdünnende Charakteristiken aus, die nach oben laufen. Die erste dieser Charakteristiken (4) trifft bei Punkt (5) auf die obere Wand und wird dort reflektiert. Da die Wand (7) als Freistrahtrand gerechnet wird, wird die verdünnende Charakteristik (4) als verdichtende Charakteristik (8) reflektiert.

Im gesamten von (2) und (4) umschlossenen Bereich (6) liegt derselbe Strömungszustand wie in (1) vor. In dem Gebiet (9), gebildet von den Charakteristiken (4) und (8) und

der Wand (3), erfährt das Gas eine stetige Verdünnung, die gleichbedeutend mit einer Beschleunigung ist. Je weiter innen die Stromlinie liegt, desto mehr verdünnende Charakteristiken werden gekreuzt und desto größer fällt die Beschleunigung aus. Im Strömungsbereich (10) zwischen Charakteristik (8) und äußerer Wand (7) erfährt das Gas längs einer Stromlinie abwechselnd verdünnende Charakteristiken von unten und verdichtende Charakteristiken von oben (die reflektierten Linien von unten). So bleibt in diesem Gebiet (10) der Strömungszustand entlang einer Stromlinie konstant. Auf diese Weise stellt sich am Krümmerausgang die Geschwindigkeitsverteilung eines Potentialwirbels (11) ein. Diese drei verschiedenen Bereiche sind auch in Abbildung 2.9 gut wiederzuerkennen.

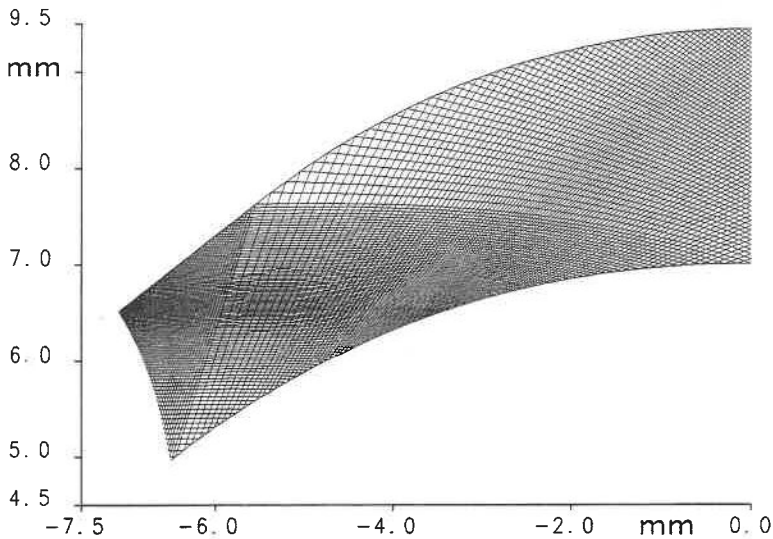


Abb. 2.9: Charakteristiken-Netz des fertig gerechneten Krümmers.

Die Rechnung wurde mit dem interaktiv zu bedienenden Charakteristikenprogramm CHARIN [39] durchgeführt⁷. Gerechnet wurde mit 50 Punkten, die äquidistant zwischen r_i und r_a verteilt waren. Als Ergebnis steht nun die Potentialkontur des Krümmers zur Verfügung. Weiterhin erhält man die Geschwindigkeit und die Breite der Strömung im Krümmereintritt, beides Größen, die man zur Auslegung der Lavaldüse benötigt. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 2.9 das Charakteristikenetz des berechneten Krümmers dargestellt.

Berechnung der Lavaldüse Als nächster Schritt muß eine Düse berechnet werden, die die am Krümmereingang benötigte, parallele Überschallströmung liefert. Dies kann nur eine Lavaldüse leisten, eine spezielle konvergent-divergente Düse. Übliche konvergente Düsen, die ihre engste Stelle am Austritt haben, können nur einen Teil des Kesseldrucks in Strömungsgeschwindigkeit umsetzen; es kann maximal Schallgeschwindigkeit erreicht

⁷Die Bedienung von CHARIN sowie aller anderen Programme, die für die weitere Berechnung verwendet wurden, wird in [40] ausführlich beschrieben.

werden. Der restliche Überdruck zur Umgebung wird in einer Nachexpansion des Freistrahls abgebaut. Auch in einer Lavaldüse tritt an der engsten Stelle Schallgeschwindigkeit auf. Doch kann im sich anschließenden divergenten Teil das Gas weiter entspannt und beschleunigt werden. Bei richtiger Auslegung liegt dann am Düsenende ein paralleler Überschallfreistrahls vor, in dem derselbe Druck wie in der Umgebung herrscht.

Da in der Lavaldüse das Gas im divergenten Teil mit Überschallgeschwindigkeit strömt, kann hier zur Auslegung ebenfalls ein Charakteristikenprogramm verwendet werden. Es wurde dazu auf ein Programm von Grümmner [41] zurückgegriffen, das zum Entwurf von Überschall-Windkanaldüsen entwickelt wurde. Das Programm liefert auch für sehr kleine Düsen exakte Konturen bei kürzestmöglicher Baulänge. Verwendet wurde für die Düsenrechnung jedoch nicht das Originalprogramm, sondern eine von Lindner [42] leicht modifizierte Version.

Eingabedaten:		Ausgabedaten:	
Düsenaustrittsbreite in mm	1,5972	Düsenhalsbreite in mm	1,1568
Machzahl am Austritt	1,7355	Länge divergenter Teil in mm	2,0
Kesseldruck in bar	5,0	Massenstrom in g/s	6,8
		Temperatur am Düsenende in K	180

Tabelle 2.2: Wichtige Eingabe- und Ausgabedaten der Lavaldüsenberechnung.

Damit später die Konturen von Düse und Krümmer problemlos zusammengefügt werden können, muß die Düsenaustrittsbreite gleich der Krümmereintrittsbreite sein. Daher sind die Düsenaustrittsbreite und die Austrittsgeschwindigkeit wichtige Vorgaben für die Auslegungsrechnung. Weitere Eingaben sind neben Kesseldruck und -temperatur verschiedene Konstanten und Steuerparameter. Näheres zum Programm und seiner Bedienung findet sich in [41]. Die wichtigsten Eingaben und Ergebnisse sind in der Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Zusammensetzen der Potentialkonturen Mit einem Hilfsprogramm wurden nun die Daten der Potentialkonturen von Krümmer und Düse eingelesen und aneinandergesetzt. Dabei mußten mehrere Dinge beachtet werden. Da die beiden Konturen in unterschiedlichen Koordinatensystemen vorlagen, wurden die Krümmerdaten in das Koordinatensystem der Düse transformiert. Dabei mußte auch die Punktreihenfolge der Krümmerkontur umgedreht werden, denn der Krümmer wurde entgegen der Strömungsrichtung berechnet. Als Ergebnis lieferte das Programm zum einen die komplette Potentialkontur von Krümmer und Düse (siehe Abbildung 2.10) und zum anderen den Eingabefile für die Grenzschichtrechnung.

Weil das Programm CHARIN nur Potentialströmungen berechnet, stellt die Krümmerkontur eine reine Potentialkontur dar (d.h. Krümmereintrittsbreite = Potentialströmung ohne Grenzschicht). Das Düsenauslegungsprogramm besitzt dagegen eine integrierte Grenzschichtkorrektur. Folglich wird die Lavaldüse so ausgelegt, daß die grenzschichtkorrigierte Kontur die Vorgabe der Austrittsbreite erfüllt (d.h. Düsenaustrittsbreite = Potentialströmung mit Grenzschicht). Um dieses Problem nicht iterativ lösen zu müssen, kann man die ebenfalls berechnete Potentialkontur der Lavaldüse verwenden und sie so weit vergrößern, bis sie nahtlos an die Krümmerkontur paßt. Da Potentialströmungen frei skalierbar sind, ist dieses Vorgehen zulässig.

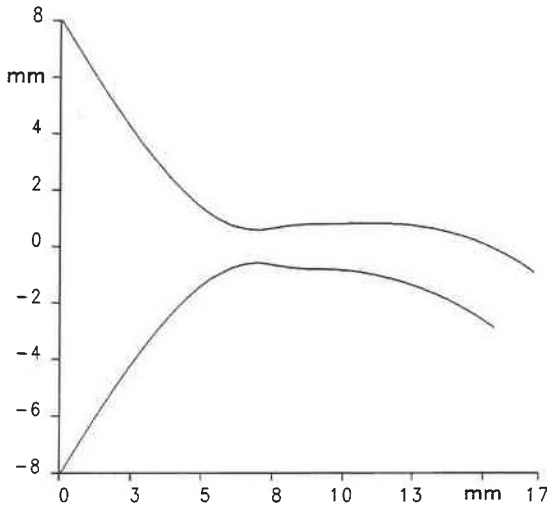


Abb. 2.10: Potentialkontur von Krümmer und Lavaldüse.

Grenzschichtkorrektur Eine exakte Grenzschichtrechnung ist meistens sehr aufwendig oder gar nicht möglich. Die Ergebnisse von Grenzschichtrechnungen, die mit unterschiedlichen Ansätzen arbeiten, können beträchtlich differieren. Eine Verifizierung im Versuch ist oft noch aufwendiger und zudem nicht Aufgabe der vorliegenden Arbeit. Folglich beschränkt sich die Grenzschichtrechnung auf eine einfache Berechnung der Grenzschichtdicke mit Hilfe eines bewährten Programms (nach Rotta [43]). Trotz der verbleibenden Unsicherheit des Ergebnisses sollte man nicht darauf verzichten, den Grenzschichteinfluß auf diese Weise zu berücksichtigen, zumal sich dieser Weg bei früheren Düsenauslegungen bewährt hat [37]. Die Grenzschichtrechnung ergab am Krümmerende die in Tabelle 2.3 aufgeführten Verdrängungsdicken. Ein weiteres Programm las die Daten der Potentialkontur sowie die Grenzschichtverdrängungsdicke längs der Kontur ein und korrigierte die Kontur entsprechend.

	außen	innen
Grenzschichtverdrängungsdicke in mm	0,024	0,026
incl. Seitenwandeinfluß in mm	0,036	0,039

Tabelle 2.3: Grenzschichtverdrängungsdicke am Krümmerende.

Auch an den *Seitenwänden*⁸ entstehen natürlich Grenzschichten. Wollte man sie direkt berücksichtigen, so müßte man die Düsentiefe in Strömungsrichtung geringfügig vergrößern, wodurch eine einfache Fertigung und ein universell einsetzbares Versuchsmodell nicht mehr möglich wäre. Daher wurde der verdrängenden Wirkung der Seitenwand-Grenzschichten anders Rechnung getragen. Die Fläche, um die die Strömung durch die Seitenwand-Grenzschicht verdrängt wird, wurde umgerechnet auf die Düsentiefe und dort durch einen zusätzlichen additiven Term bei der Verdrängungsdicke berücksichtigt.

⁸Die Begrenzungsflächen, die parallel zur Strömungsebene den Strömungskanal begrenzen.

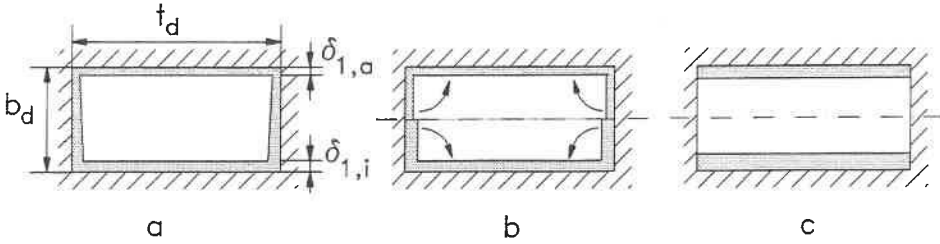


Abb. 2.11: Skizze zur Berücksichtigung der Seitenwand-Grenzschicht bei der Grenzschichtkorrektur (Grenzschichtdicke vergrößert dargestellt).

Betrachtet man einen beliebigen Querschnitt senkrecht zur Strömung, so kann die verdrängende Wirkung der Grenzschicht durch die in Abbildung 2.11 markierten Flächen an den Wänden dargestellt werden. Für Konturwände beträgt die Fläche Düsentiefe mal Verdrängungsdicke $= t_d \cdot \delta_{1,i}$ bzw. $t_d \cdot \delta_{1,a}$, für die Seitenwände entsprechend Düsenbreite mal Verdrängungsdicke $= b_d \cdot \delta_{1,sw}$. Die 'Verdrängungsflächen' der Seitenwände⁹ werden nun halbiert und den Flächen an den Konturwänden zugeschlagen (Abb. 2.11 b). Da die Grenzschichtverdrängungsdicke der Seitenwände nicht bekannt ist, wird für die obere Hälfte $\delta_{1,sw} = \delta_{1,a}$ und für die untere Hälfte $\delta_{1,sw} = \delta_{1,i}$ angenommen. Dividiert durch die Düsentiefe ergibt sich je ein Korrekturterm, der zu den Verdrängungsdicken der Konturwände dazugaddiert wird, während die Seitenwände jetzt als 'grenzschichtfrei' betrachtet werden (Abb. 2.11 c):

$$\begin{aligned}\delta_{1,i,korr.} &= \delta_{1,i} + \delta_{1,i} \cdot 2 \frac{b_d}{2} \frac{1}{t_d} = \delta_{1,i} \left(1 + \frac{b_d}{t_d} \right) \quad \text{bzw.} \\ \delta_{1,a,korr.} &= \delta_{1,a} \left(1 + \frac{b_d}{t_d} \right)\end{aligned}$$

Für eine spätere *Integration in das Bauteil* 'Strömungsmodul' wurden die Koordinaten nochmals transformiert. Zum einen wurde die Kontur so gedreht, daß die Strömung mit einem Winkel von 30° zur Laserstrahlachse ausströmt. Dadurch wird sichergestellt, daß der Freistrahle die Apertur symmetrisch durchströmt. Zum andern sollte das Bauteil später auf einer NC-Fräsmaschine gefertigt werden. Bei Frästeilen bezieht man die Koordinaten üblicherweise auf eine Bauteilecke oder einen anderen markanten Punkt. Somit war es nötig, die Konturdaten in Bauteilkoordinaten umzurechnen. Dabei wurden die Daten bereits in einer, für eine Fräsmaschine lesbaren Form ausgegeben.

Kesselgeometrie Der Anschluß der Lavaldüsenkontur an den Kesselbereich ist mit den Hilfsmitteln der Geometrie leicht zu bewältigen. Der Trichter der Lavaldüse kann bei Bedarf auch gekürzt werden. Zuvor müssen aber noch Form und Größe des Kesselbereiches gewählt werden¹⁰.

Bei der Düsenauslegung bezieht man sich auf einen Kesselzustand, der durch den Kesseldruck p_0 , die Kesseltemperatur T_0 und die Geschwindigkeit null charakterisiert ist. Aus

⁹Exakt betrachtet gilt für diese Fläche nicht $b_d \cdot \delta_{1,sw}$, sondern $(b_d - \delta_{1,a} - \delta_{1,i}) \cdot \delta_{1,sw}$. Allerdings beträgt δ_1 nur etwa 1% von b_d und somit kann der entstehende Fehler vernachlässigt werden.

¹⁰Auf die Anforderungen an die Geometrie wurde bereits im Abschnitt 2.2.1 Vorüberlegungen eingegangen.

diesem Ruhezustand heraus wird das Gas entspannt und beschleunigt und erreicht im Düsenhals Schallgeschwindigkeit. In unserem Fall stellt der Kessel jedoch einen strömungsberuhigten Bereich mit einer niedrigen Strömungsgeschwindigkeit u_0 dar, der Gaszuführung und Kontur miteinander verbindet. Staut man hier das Gas auf, so erhält man nicht den Kesseldruck p_0 , sondern einen um den Staudruck q erhöhten Wert:

$$p_{0,real} = p_{0,theor.} + q = p_{0,theor.} + \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2. \quad (2.16)$$

Um den Einfluß dieses Fehlers vernachlässigen zu können, sollte der Staudruck möglichst klein sein, zumindest nicht größer als 1 % des Kesseldrucks.

Die Schallgeschwindigkeit a^* im Düsenhals läßt sich mit Formel (2.2) berechnen. Mit einer Kesseltemperatur von 293 K und den Stoffwerten für Luft ($\kappa = 1,4$; $R = 287 \text{ J/kgK}$) ergibt sich: $a^* = 313 \text{ m/s}$. Die Geschwindigkeit im Kessel u_0 wird für eine erste Abschätzung auf 10 m/s festgelegt. Mit Hilfe der eindimensionalen kompressiblen Kontinuitätsgleichung

$$\dot{m} = \rho \cdot u \cdot A \quad (2.17)$$

kann man sich einen Faktor berechnen, um den die Kesselbreite größer sein sollte als der Hals der Lavaldüse (Index '*' = Zustand im Düsenhals):

$$\begin{aligned} b_0 \rho_0 u_0 &= b^* \rho^* a^* \\ \frac{b_0}{b^*} &= \frac{\rho^* a^*}{\rho_0 u_0} \\ &= \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{1/(\kappa-1)} \frac{a^*}{u_0}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Nach Einsetzen der Zahlenwerte ergibt sich $b_0/b^* = 20$. Die meisten, mit dem nachfolgend vorgestellten Modell untersuchten Düsen besaßen eine Halsbreite von 1 bis 2 mm, so daß für das Modell eine Kesselbreite von 35 mm festgelegt wurde. Die Länge des Kessels war am Modell ca. 110 mm, damit die Strömung nach der Umlenkung (die Gaszuführung erfolgt von der Seite aus) ausreichend Platz hatte, wieder homogen zu werden. Eine Umlenkung vor der Düse fand nicht statt (siehe auch das Foto in Abb. 2.13 im folgenden Abschnitt).

Da bei der Konstruktion des *Prototyps* eine kompakte Bauweise gefordert war, wurde der Kesselbereich dort anders gestaltet. Zum einen ist eine Umlenkung kurz vor der Düse nötig (um ca. 80°), zum anderen beträgt die maximale Breite und Länge des Kessels ca. 39 mm und 57 mm. Die Form ist aus der Abbildung 2.1 ersichtlich.

Die im Prototyp eingesetzte Düse besitzt eine Halsbreite von 1,16 mm. Daraus kann man sich mit den vorgestellten Gleichungen den Staudruck und damit den Fehler berechnen:

$$q = \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 = \frac{1}{2} \frac{p_0}{RT_0} \left(\frac{\rho^* b^*}{\rho_0 b_0} a^* \right)^2. \quad (2.19)$$

Sowohl für das Modell als auch für den Prototypen ergibt sich ein theoretischer Fehler, der kleiner als 1 Promille und somit vernachlässigbar ist. Gerade beim Prototypen sollte der Kesselbereich jedoch trotzdem nicht weiter verkleinert werden, weil einerseits durch die Umlenkung mit Strömungsablösung und damit verknüpft mit einer Verengung

des tatsächlichen Strömungsquerschnittes zu rechnen ist. Andererseits sollte die Gaszuführung einen möglichst großen Querschnitt aufweisen, um hohe Reibungsverluste im Schlauch der Zuleitung zu vermeiden. Dies bedingt ebenfalls eine Mindestgröße des Kessels.

2.2.4 Diffusoroptimierung im Modellexperiment

Bisherige Erfahrungen Nach Überquerung der Apertur tritt der Freistrah in den Diffusor ein, in dem das Gas abgebremst wird, so daß es wieder auf Umgebungsdruck kommt. Da sich Freistrahlen grundsätzlich mit ihrer Umgebung vermischen, nimmt ihre Breite in Strömungsrichtung stetig zu. Somit muß der Diffusor breiter sein als der idealisierte Freistrah ohne turbulente Mischungsschichten. Bei gekrümmten Freistrahlen sorgt die Zentrifugalkraft zusätzlich für unterschiedlich dicke Mischungsschichten. Die äußere Mischungsschicht wird stärker ausgebildet, die innere Schicht fällt kleiner aus.

Während es relativ einfach ist, die Düse des aerodynamischen Fensters mit Hilfe von Charakteristikenverfahren auszulegen, gelang die *Berechnung der Diffusorgeometrie* bisher nicht. Die eingesetzten Charakteristikenprogramme sind nur auf Potentialströmungen anwendbar, während für den Freistrah und auch die Strömung im Diffusor die turbulenten Mischungsvorgänge eine große Rolle spielen. Zusätzlich können im Diffusor Verdichtungsstöße oder auch Ablösungs- und Rückströmungsgebiete auftreten.

Solche komplexen Strömungen, die man mit den kompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben kann, lassen sich nur mit entsprechend leistungsfähigen, zuverlässig arbeitenden Programmen berechnen. Erst in neuerer Zeit sind derartige Programme und die nötige Rechenleistung verfügbar. Und selbst mit diesen Programmen ist die Berechnung der Strömung des aerodynamischen Fensters kein triviales Problem (mehr dazu in Kap. 6). Aber auch bei rechnerischer Auslegung des Diffusors benötigt man experimentelle Daten aus Modellversuchen, um die Rechenergebnisse verifizieren zu können.

So behalf man sich bisher mit *Annahmen* bei der *Gestaltung des Diffusors* und optimierte diesen dann im *Modellexperiment* weiter, bis der Auslegungsdruck in der simulierten Laskerkavität erreicht war. Studiert man die entsprechenden Arbeiten – Guile [19], Masuda [20] und Wildermuth [17] – so kann man ein erstes Bild gewinnen (zur Diffusorgeometrie siehe auch Abb. 2.12). Zusätzlich wurde die Arbeit von Lippke [38] herangezogen, die sich zum einen vor allem mit dem Diffusor beschäftigt, und in der zum anderen eine kleinere Aperturbreite (20 mm statt 40 mm) und ein niedrigerer Kesseldruck (5 bar statt 10 bar) verwendet wurde. Man kann folgendes festhalten:

- Der Diffusor muß breit genug sein, um den durch die Mischungsschichten aufgeweiteten Freistrah aufnehmen zu können. Als Anhaltswert wird der vierfache Wert der Düsenaustrittsbreite empfohlen. Lippke findet einen geringfügig kleineren optimalen Wert (3,7-fache).
- Das kavitätsseitige Diffusorteil¹¹ muß, bezogen auf den theoretischen inneren Freistrahland, ein Stück in Richtung Kavität parallelverschoben werden (y_i in Abb. 2.12), um der inneren Mischungsschicht Platz zu lassen. Hier empfiehlt Masuda als Wert die halbe Düsenaustrittsbreite, während Guile und Wildermuth mit einem

¹¹Im folgenden als Innenteil bezeichnet.

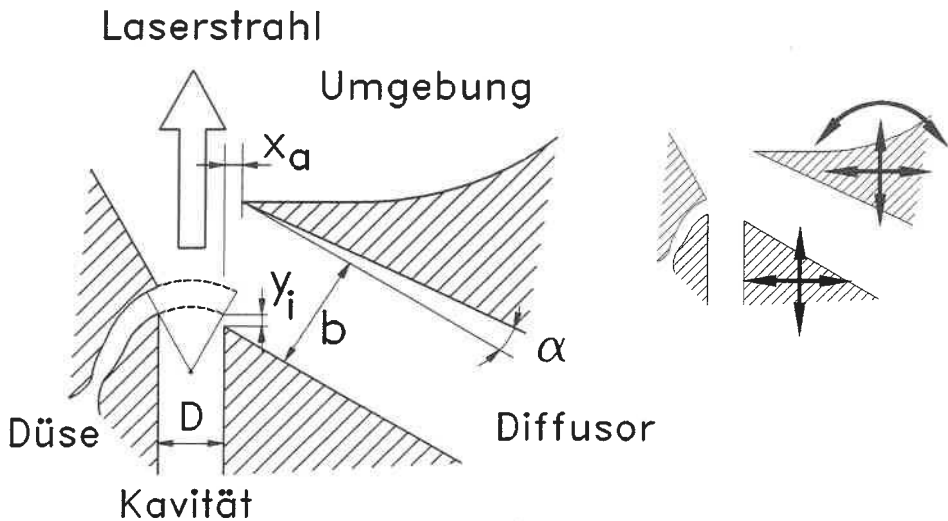


Abb. 2.12: Definition und Bezeichnung der Diffusorparameter: b = Diffusorbreite, α = Aufweitung des Diffusors, y_i = Rücksetzung des Diffusorinnenteils in Richtung Kavität, x_a = Rücksetzung des Diffusorausenteils quer zur Laserstrahlrichtung, D = Aperturbreite (rechts: Diffusorfreiheitsgrade am Versuchsmodell).

deutlich kleineren Wert (1/6 der Düsenaustrittsbreite) erfolgreich sind. Lippke liegt mit 36 % der Düsenaustrittsbreite im gleichen Bereich.

- Die Wand des Diffusorinnenteils kann gerade ausgeführt sein und bildet mit der Laserstrahlachse einen Winkel von 60° . Dies garantiert eine symmetrische Überquerung der Apertur, verursacht aber eine Umlenkung des ursprünglich gekrümmten Freistrahls. Diese Umlenkung kann bei Überschallströmungen mit einem Stoß verknüpft sein.
- Bezüglich Länge und Querschnittsverlauf des Diffusors unterscheiden sich die Angaben der zitierten Arbeiten. Während Guile einen zweigeteilten Diffusor verwendet, bestehend aus einem 250 mm langen Stück mit 2° Aufweitung und einem sich daran anschließenden 200 mm langen Teil mit 7° Erweiterung, zieht Wildermuth einen Diffusor mit konstantem Querschnitt vor (250 mm Länge). Masuda macht zur Länge und Aufweitung des Diffusors keine Angaben, aus den Fotos kann man jedoch eine Aufweitung von 2° entnehmen. Auch Lippke stellt fest, daß sich eine Aufweitung α des Diffusors von wenigen Grad für das Erreichen eines minimalen Kavitätsdrucks günstig auswirkt.
- Die Gestaltung der Vorderkante des Diffusorausenteils variierte ebenfalls, recht häufig findet eine Art Schneide Anwendung. Lippke untersuchte verschiedene Vorderkanten (Radius, 90° -Ecke, Schneide) mit dem Ergebnis, daß sich dies auf den Anfahrvorgang auswirkt und nicht auf den erreichbaren Kavitätsdruck. Vor allem die runde Vorderkante bereitete Probleme beim Anfahrvorgang.

Von Lippke ebenfalls untersuchte krummlinige Diffusoren eigneten sich nicht, da der erreichbare Kavitätsdruck weit über dem Auslegungsdruck lag.

Somit liegt die *grobe Form des Diffusors* fest: geradliniger Verlauf mit geringer Aufweitung, Breite ca. das Vierfache der Düsenaustrittsbreite, eine Rücksetzung des Diffusorinnenteils von 10 bis 50 % der Düsenbreite.

Beschreibung des Modellexperiments Nachdem die ungefähre Form und Größe des Diffusors feststand, mußte davon ausgehend die Geometrie durch Versuche detailliert optimiert werden. Zu diesem Zweck wurde ein Modell genutzt, das neben der Düse auch einen Diffusor beinhaltet, der in Form und Abmessung veränderbar ist. Durch die Messung der relevanten Drücke für verschiedene Diffusoreinstellungen konnte die optimale Form des Diffusors gefunden werden.

Beim Entwurf des Versuchsmodells waren folgende *Anforderungen* zu beachten:

- Düsenkonturteile auswechselbar,
- Diffusorteile auswechselbar,
- Diffusorinnenteil in zwei Achsen verschiebbar,
- Diffusoraußenteil in zwei Achsen verschiebbar und drehbar,
- Änderung der Diffusorparameter einfach und schnell möglich.

Gerade die letzte Forderung ist für eine schnelle, effiziente Optimierung der Diffusorgeometrie von Bedeutung. Bisherige Modelle waren oft mit einer Dichtmasse abgedichtet, die bei jeder Veränderung entfernt und neu aufgetragen werden mußte, oft verbunden mit Wartezeiten, bis das Dichtmittel ausgehärtet war. Das hier verwendete Versuchsmodell wurde anders gedichtet, so daß sehr viel mehr Einstellungen in derselben Zeit untersucht werden konnten.

Das *Modell* ist aus Grund- und Deckplatte – zwei 20 mm dicken, harteloxierten Aluminiumplatten – aufgebaut, zwischen denen die Düsen- und Diffusorteile gespannt werden. Durch Paßstifte werden die beiden Düsenkonturteile¹² fixiert. Die Diffusorteile sind an seitlich am Modell angebrachten Verschiebetischen befestigt, so daß sie in x- und y-Richtung definiert verschiebbar sind. Das Diffusoraußenteil ist zusätzlich drehbar gelagert, so daß die Aufweitung des Diffusors variabel ist. In Abbildung 2.13 ist das geöffnete Modell zu sehen.

Die Grund- und Deckplatte sind auf der Innenseite mit farbloser Silikondichtmasse beschichtet. Werden nach dem Zusammenbau der Teile Grund- und Deckplatte gleichmäßig verschraubt, so garantiert der Anpreßdruck eine ausreichende Abdichtung. Das Ende der Kavität wird durch einen Vollgummikeil abgedichtet.

Die Gaszufuhr geschieht über einen Schlauch der Nennweite 20 mm (Anschluß G 1/2). Als Gasversorgung kann entweder ein geeigneter Kompressor oder ein Gasflaschenbündel mit 12 Flaschen (Inhalt: 120 m³) angeschlossen werden. Über zwei Druckmeßbohrungen kann der Kessel- und der Kavitätsdruck gemessen werden. Um Strömungsvisualisierung zu ermöglichen, können in Grund- und Deckplatte Fenster eingebaut werden. Das Ende des Diffusors wird über einen Schlauch an einen Schalldämpfer angeschlossen.

Entsprechend einfach gestaltet sich der *Versuchsablauf*. Nach Einstellen einer bestimmten Diffusorkonfiguration wird die Deckplatte montiert und verschraubt, der Kesseldruck

¹²Die Fertigung war nur durch die Aufteilung in zwei Teile möglich.

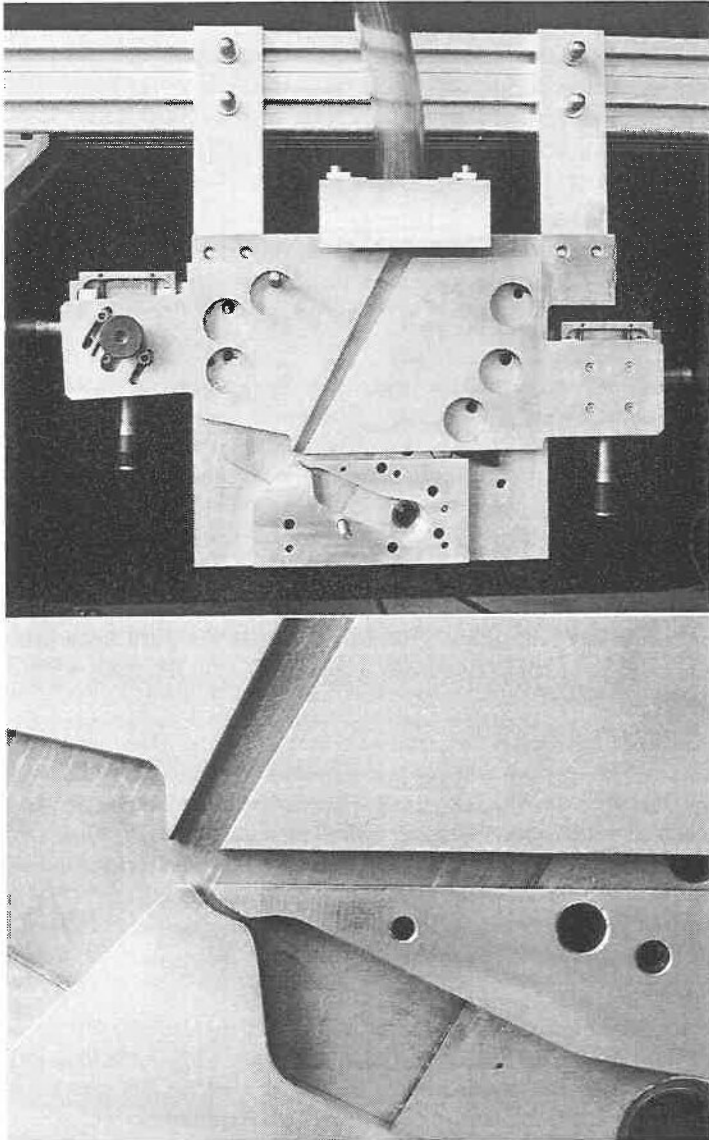


Abb. 2.13: Gesamtansicht des geöffneten Versuchsmodells (oben) und Ausschnitt der Freistrahregion (unten).

eingestellt und der Kavitätsdruck abgelesen oder aufgezeichnet. Anschließend kann das Modell wieder geöffnet werden und die Diffusorparameter verändert werden. Dabei ist es sinnvoll, stets nur einen Parameter zu variieren. Auf diese Weise hat man in relativ kurzer Zeit die optimale Diffusorgeometrie ermittelt. Bei Wiederholungen derselben Parametereinstellungen zeigte sich eine gute Reproduzierbarkeit der Ergebnisse.

Ergebnisse der Diffusoroptimierung Bevor die Meßergebnisse vorgestellt werden, soll kurz auf die *Meßfehler* eingegangen werden. Die Meßunsicherheit bei den Druckmessungen betrug ca. $\pm 1\%$. Da sich die Einstellgenauigkeit des Kesseldrucks auf den Kavitätsdruck auswirkte (siehe Abb. 2.18), verdoppelte sich der Fehler für dessen Messung. Auch die Einstellung der Diffusorparameter (mit Endmaßen und Meßschieber) war mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet, die sich je nach Kurvenverlauf auf den gemessenen Kavitätsdruck auswirkte. Zusammengefaßt besitzt daher der Kavitätsdruck einen möglichen Fehler von $\pm 2\%$ bis 5% .

Mit dem Versuchsmodell wurden neben der hier vorgestellten Prototyp-Düse auch noch andere Potentialwirbel-Düsen für unterschiedliche Kessel- und Kavitätsdrücke untersucht. Ausführlich dargestellt und diskutiert werden jedoch nur die Ergebnisse der im Prototypen eingesetzten Düse.

Aus diesen früheren Untersuchungen ergab sich die Notwendigkeit, einen *weiteren Diffusorparameter* einzuführen, der in den bisherigen Arbeiten nicht erwähnt wurde: die Verschiebung des Diffusorausenteils senkrecht zur Laserstrahlachse, mit x_a bezeichnet (siehe Abb. 2.12). Mit $x_a = 0$ mm konnte der Auslegungswert des Kavitätsdruck für verschiedene Düsen nicht erreicht werden, dies gelang erst bei größeren Werten x_a .

Es gibt auch noch einen anderen Aspekt, der für ein x_a größer null spricht. Der zwischenfokussierte Laserstrahl divergiert in diesem Bereich bereits wieder, denn wie man in einem späteren Abschnitt sehen wird, ist es sinnvoll, den Fokus in die Kavität zu legen, nahe der Innenseite des Freistrahls. Dies bedeutet, daß ein Zurücknehmen des Diffusorausenteils ($x_a > 0$) auch mehr Sicherheit gegen eventuelle Beugung des Laserstrahls an der Diffusorschneide bietet.

Daher wurde dieser Parameter beibehalten, obwohl bei der Düse des hier vorgestellten aerodynamischen Fensters nur eine sehr geringe Abhängigkeit gemessen wurde, siehe Abbildung 2.14 (Düse AF). Im Vergleich dazu zeigen die früheren Messungen an einer anderen Düse ein davon abweichendes Verhalten, Abbildung 2.14 (Düse¹³ 6). Nur für x_a -Werte oberhalb einer ‚Grenze‘ von 0,2 - 0,4 mm ist der Kavitätsdruck näherungsweise konstant, für Werte darunter steigt er stark an (um 30 bis 40 mbar). Die beiden Kurven für Düse 6 gelten für unterschiedliche Diffusoreinstellungen. Bereits dieses eine Beispiel – das unterschiedliche Verhalten der beiden Düsen – illustriert die Komplexität der Diffusorströmung.

Wie bereits im Abschnitt 2.2.2 gezeigt wurde, steht die Druckkraft im Gleichgewicht mit der Zentrifugalkraft. Die Zentrifugalkraft wiederum wird durch Geschwindigkeit und Krümmungsradius des Freistrahls bestimmt: $F_z = mu^2/r$. Bei gleicher Geschwindigkeit besteht somit ein Zusammenhang zwischen dem Krümmungsradius und dem Druckverhältnis bzw. dem erreichbaren Kavitätsdruck. Beim Anfahren der Strömung herrscht auf beiden Seiten des Freistrahls Umgebungsdruck, an den die Strömung auf der Innenseite *nicht* angepaßt ist. Die Folge ist ein Stoß, der von der inneren Ecke des Krümmeraustritts nach außen läuft und die Strömung nach außen ablenkt. Der Freistrahlsaugt jedoch Luft aus der Kavität ab und schafft sich dadurch einen Druckgradienten, der Stoß verschwindet, und der Freistrahls krümmt sich entsprechend dem Druckgradienten. Möglicherweise behindert für $x_a = 0$ mm die Ecke des Diffusorausenteils eine weitergehende Krümmung des Freistrahls. Steigert man x_a über die beobachtete Grenze, so entfällt diese ‚Behinderung‘,

¹³Die Auslegungsdaten der Düse 6 sind: $p_0 = 10$ bar, $p_{kav} = 90$ mbar, $D = 7$ mm.

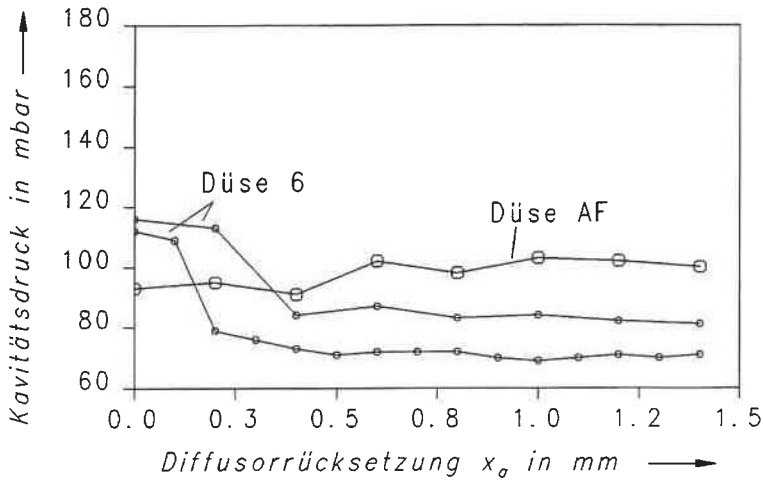


Abb. 2.14: Kavitätsdruck über der Rücksetzung x_a der äußeren Diffusorecke für Düse 6 und für die Düse des aerodynamischen Fensters (AF) (andere Parameter für Düse AF: $b = 8$ mm; $y_i = 1,5$ mm; $\alpha = 2,9^\circ$).

und es stellt sich ein kleinerer Kavitätsdruck ein, der dann von anderen Diffusorparametern bestimmt wird. Das unterschiedliche Verhalten in Abbildung 2.14 läßt sich auch nicht auf den Kesseldruck zurückführen, da es für andere 10-bar-Düsen Diffusoreinstellungen gibt, bei denen keine solche Grenze beobachtet werden kann.

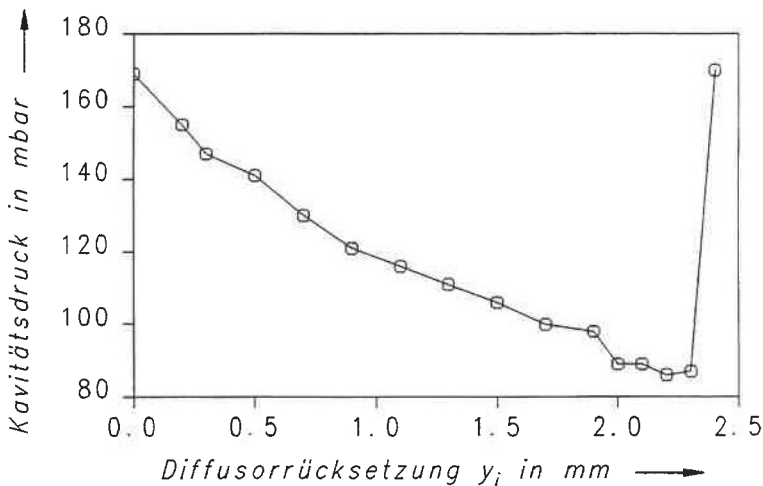


Abb. 2.15: Kavitätsdruck über der Rücksetzung y_i des inneren Diffusors (andere Parameter: $b = 8$ mm; $x_a = 1$ mm; $\alpha = 2,9^\circ$).

Der Zusammenhang von Freistrahlskrümmung und Kavitätsdruck wird auch in der Abbildung 2.15 deutlich. Vergrößert man die Rücksetzung y_i bei konstanter Diffusorbreite b ,

so bedeutet dies, daß man beide Diffusorteile in Laserstrahlrichtung parallel verschiebt. Als Folge davon stellt sich mit wachsendem y_i ein kleiner werdender Kavitätsdruck ein, denn die veränderte Geometrie des Diffusors läßt größere Krümmungen zu. Nach einem gleichmäßigen Abfall des Kavitätsdrucks und einem Minimum bei einem Wert von ca. 2,2 mm, steigt der Druck wieder stark an. Der Parameter y_i ist also gut geeignet, um den Kavitätsdruck auf den gewünschten Betrag einstellen zu können. Eine mögliche Erklärung des Wiederanstiegs für große y_i könnte z.B. eine Rückströmung aus dem Diffusor sein. Der prinzipielle Kurvenverlauf in Abbildung 2.15 ist unabhängig von den übrigen Diffusoreinstellungen und findet sich in ähnlicher Art auch bei den anderen untersuchten Düsen wieder.

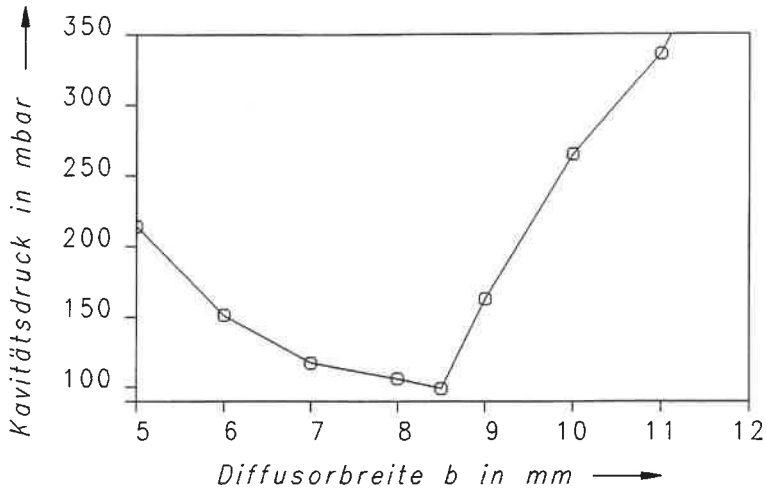


Abb. 2.16: Kavitätsdruck über der Diffusorbreite b (andere Parameter: $y_i = 1,5$ mm; $x_a = 1$ mm; $\alpha = 2,9^\circ$).

Der Einfluß der *Diffusorbreite* b läßt sich aus der Abbildung 2.16 ersehen. Im betrachteten Bereich besteht eine deutliche Abhängigkeit des Kavitätsdrucks von b mit einem Minimum bei $b = 8,5$ mm. Dies deutet darauf hin, daß der Diffusor breit genug sein muß, um den Freistrahlsamt seiner Mischungsschichten aufnehmen zu können. Ist der Diffusor zu schmal, so staut sich in ihm die Strömung auf, die Abströmung ist behindert und der Kavitätsdruck steigt. Ist er bei konstantem y_i zu breit, so bedeutet dies eine Verringerung der Krümmung, und der Kavitätsdruck steigt ebenfalls an. Bei anderen Düsen ergaben sich z.T. schwächere Abhängigkeiten von der Diffusorbreite.

Den Einfluß der *Diffusoraufweitung* α ersieht man aus Abbildung 2.17. Guile erklärt die Notwendigkeit einer Aufweitung mit dem Wachstum der Grenzschichten und empfiehlt einen Wert von 2° – wie man aus dem Diagramm sieht, eine vernünftige Wahl. Die Abhängigkeit von der Aufweitung scheint nicht besonders groß, wenn α zwischen 1° bis 4° gewählt wird. Messungen an anderen Düsen ergaben Verläufe, die dies bestätigen.

Es wurden für die Diffusorparameter die in der folgenden Tabelle 2.4 zusammengestellten Werte gewählt. Dies ist nicht – wie auch die Diagramme zeigen – die Konfiguration mit dem minimalen Kavitätsdruck, sondern eine Einstellung mit besonders stabiler Strömung

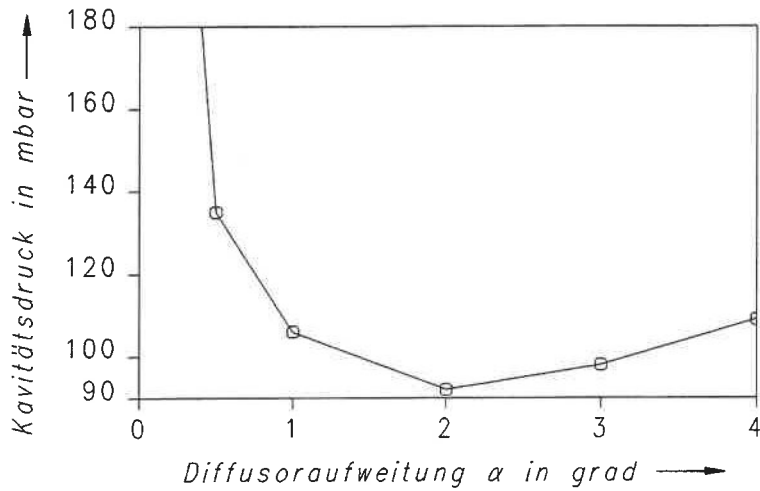


Abb. 2.17: Kavitätsdruck über der Aufweitung α des Diffusors (andere Parameter: $b = 8 \text{ mm}$; $y_i = 1,5 \text{ mm}$; $x_a = 1 \text{ mm}$).

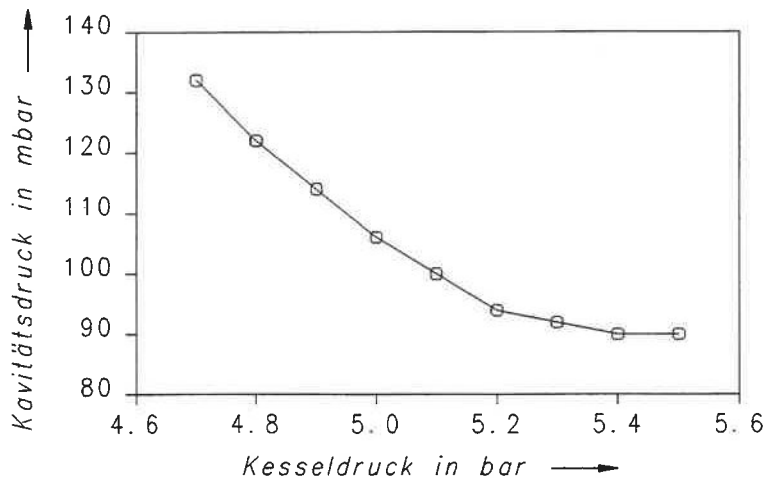


Abb. 2.18: Kavitätsdruck als Funktion des Kesseldrucks (Parameter siehe Tabelle 2.4).

und mit einer guten Regelbarkeit des Kavitätsdrucks durch Variation des Kesseldrucks. Diese Regelbarkeit dokumentiert Abbildung 2.18.

x_a	y_i	b	α
1,0 mm	1,5 mm	8,0 mm	2,9°

Tabelle 2.4: Für den Prototyp aerodynamisches Fenster ausgewählte Diffusorparameter.

2.3 Gasversorgung des aerodynamischen Fensters

2.3.1 Stickstoff oder Druckluft

Das aerodynamische Fenster kann prinzipiell mit Stickstoff oder mit Luft betrieben werden. Komprimierter Stickstoff aus einem Flaschenbündel ist jedoch wesentlich teurer als Druckluft, selbst wenn diese getrocknet und gereinigt werden muß. Bei komprimiertem Stickstoff stellt der ständige Wechsel der Vorratsbehälter einen zusätzlichen Nachteil dar. Auch Flüssigstickstoff, der über einen Verdunster in Gas umgewandelt wird, ist zwar billiger als komprimierter Stickstoff, aber immer noch teurer als Druckluft. Andererseits spielen die Anschaffungs- und Wartungskosten, die Lebensdauer und der Stromverbrauch der Kompressoranlage eine Rolle. Aber auch ohne exakte Kostenrechnung kann man davon ausgehen, daß für den industriellen Einsatz Druckluft die kostengünstigere Gasversorgung darstellt. Da bei der Entwicklung des aerodynamischen Fensters der spätere industrielle Einsatz im Vordergrund stand, wurde als Gasversorgung Druckluft der Alternative Stickstoff vorgezogen.

Das aerodynamische Fenster, mit dem der 24-kW-Laser der Firma UTIL ausgerüstet ist, wird ebenfalls mit einem Kompressor versorgt, der gefilterte Umgebungsluft ansaugt. Dies zeigt die Richtigkeit der obigen Überlegungen und die technische Machbarkeit eines mit Druckluft betriebenen aerodynamischen Fensters.

Der Einsatz von Druckluft statt Stickstoff stellt höhere Anforderungen an die Strömung, denn beim Betrieb des Fensters darf weder aus der Umgebung noch aus der Strömung Sauerstoff in die Kavität gelangen. Wie sich später im Experiment zeigte, kann dies sichergestellt werden, indem man die Strömung so einstellt, daß ein Druckgefälle Richtung Umgebung besteht.

2.3.2 Auswahl der Kompressoranlage

Spezifikation der Kompressoranlage An eine Kompressoranlage, die als Gasversorgung eines aerodynamischen Fensters eingesetzt werden soll, sind gewisse Anforderungen zu stellen. Es sind dabei folgende Punkte zu spezifizieren:

- Druckniveau
- Volumenstrom
- Behältergröße
- Druckregelung
- Reinheit der Druckluft
- Restfeuchte (Drucktaupunkt)
- Schalldämmung

Druckniveau: Während frühere Düsen mit 9 bar Überdruck betrieben wurden, ist die Prototyp-Düse für 4 bar Überdruck ausgelegt. Es ist jedoch sinnvoll, die Druckluft höher zu verdichten, um zum einen den Kesseldruck variieren zu können (max. ± 1 bar), zum anderen, um für den Druckregler, mit dem der Kesseldruck eingestellt wird, ein ausreichendes Druckgefälle zur Verfügung zu haben. Auch Trockner und Filter verursachen einen gewissen Druckabfall (Trockner typischerweise 0,5 bar). Der Kompressor sollte also Druckluft mit mindestens 7 bar Überdruck liefern.

Volumenstrom: Er beträgt für die Prototyp-Düse ca. 400 l/min. Für ein Potentialwirbel-Fenster hängt der Volumenstrom von Kesseldruck und Aperturgröße ab (siehe Abb. 2.3).

Um daher einen gewissen Spielraum für Veränderungen an der Düse bzw. des Kesseldrucks zu haben, ist es sinnvoll, einen etwas höheren Volumenstrom zu fordern. Desweiteren muß man bei Einsatz eines Adsorptionstrockners für diesen einen zusätzlichen Volumenstrombedarf von ca. 15 % berücksichtigen, mit dem der Trockner sich regeneriert. Eine Mindestliefermenge von 500 l/min wäre daher ein vernünftiger Wert. Ist der Kompressor nicht für 100 % Einschaltdauer ausgelegt, so muß die Liefermenge deutlich höher sein. Die Differenz zwischen verbrauchter und gelieferter Menge füllt einen Druckkessel, und so kann der Kompressor abschalten, während Luft aus dem Behälter entnommen wird.

Kessel: Meist werden Kompressoranlagen so ausgelegt, daß der Kompressor intermittierend arbeitet (bei Kolbenkompressoren sind 70 % Einschaltdauer üblich) und dabei einen größeren Behälter mit Druckluft auf ein Druckniveau füllt, das einige bar über dem des Verbrauchers liegt. Nach Einschalten des Verbrauchers bezieht dieser zuerst Luft aus dem Kessel. Erst bei Unterschreiten eines Grenzdruckes läuft der Kompressor an, versorgt den Verbraucher und füllt gleichzeitig den Behälter. Bei Erreichen des oberen Grenzwertes schaltet der Kompressor wieder ab.

Der Druckkessel ist auch aus anderen Gründen nötig. Da das Fenster als Gasversorgung einen kontinuierlichen Volumenstrom und einen konstanten Druck benötigt, so ist beim Kolbenkompressor der Behälter als Zwischenspeicher notwendig, denn ein Kolbenkompressor liefert die Druckluft immer stoßweise.

Grundsätzlich sollte der Behälter aus Kosten- und Platzgründen so klein wie möglich sein. Beim Schraubenkompressor kann der Kessel kleiner ausfallen, weil ein Schraubenkompressor am günstigsten mit 100 % Einschaltdauer betrieben wird. Um beim Anfahren des Kompressors den gewünschten Druck aufbauen zu können, werden jedoch auch Schraubenkompressoren mit Behältern ausgerüstet. Eine sinnvolle Kesselgröße für Kolbenkompressoren liegt bei 500 l, für Schraubenkompressoren je nach Betriebsart bei 100 l.

Druckregelung: Der Kavitätsdruck kann durch Verändern des Kesseldrucks variiert werden (siehe Abb. 2.18). Dazu ist ein entsprechendes Druckregelventil nötig, mit dem der Kesseldruck der Gasversorgung exakt eingestellt werden kann. Zusätzlich darf der Sekundärdruck des Druckreglers nicht oder nur minimal von der Schwankung des Primärdrucks abhängig sein. Ein kontinuierlich laufender Kompressor stellt an den Druckregler nicht so hohe Ansprüche wie ein Kompressor, der zwischen zwei Druckniveaus hin- und herschaltet.

Der Kavitätsdruck sollte innerhalb ± 1 mbar genau einstellbar sein und konstant bleiben. Wie praktische Versuche gezeigt haben, setzt dies eine maximale Schwankung des Kesseldrucks von 10 bis 20 mbar voraus. Daher reicht ein in der Drucklufttechnik übliches Druckreduzierventil nicht aus. Manuell zu betätigende Präzisionsdruckregler, die diese Forderungen erfüllen und auch entsprechende Volumenströme ermöglichen, sind im Fachhandel erhältlich. Eine Alternative sind sogenannte 3-Wege-Proportional-Druckregelventile mit integrierter elektronischer Druckregelung. Diese Ventile bieten die Möglichkeit, den Kesseldruck über eine Steuerung automatisch zu ändern.

Reinheit und Restfeuchte: Die Druckluft für das Fenster muß trocken und ölfrei sein, d.h. es ist eine Filterung und Trocknung der komprimierten Luft vorzusehen. Wenn Hallenluft angesaugt wird, ist darauf zu achten, daß sie nicht bereits durch absorbierende Dämpfe oder Gase (z.B. SF_6) verunreinigt ist. Die Gründe für die Drucklufttrocknung liegen in der Absorption von CO_2 -Laserstrahlung durch Wasserdampf und in der möglichen

Kondensation in der Düse aufgrund der starken Expansion (siehe Abschnitt 2.3.3). Die Restfeuchte der Druckluft wird üblicherweise in Form eines Drucktaupunktes angegeben. Ein Drucktaupunkt von -40°C garantiert eine praktisch wasserfreie Druckluft (siehe 2.3.3).

Geräusch: Wird die Druckluft nicht aus einer Versorgungsleitung einer größeren Anlage entnommen, sondern direkt neben dem Laser erzeugt, so ist der Kompressor natürlich mit einer Schallisolierung auszurüsten. Ein gekapselter Kompressor erwärmt sich jedoch eher, denn Kompressoren dieser Größe sind luftgekühlt, so daß bei Kolbenkompressoren eine Beschränkung der Einschaltdauer üblich ist. Während ein ungekapselter Kompressor deutlich über 80 dB(A) liegt, sind bei guter Schalldämmung Werte bis hinunter zu 60 dB(A) zu erreichen. Schraubenkompressoren sind prinzipiell etwas leiser als Kolbenkompressoren.

Alternativen bei der Auswahl Da das aerodynamische Fenster nach industriellen Gesichtspunkten auszulegen ist, muß dies auch für die Kompressoranlage gelten. Sie sollte möglichst kostengünstig, kompakt und leise sein. Prinzipiell gibt es mehrere Möglichkeiten, die Kompressoranlage auszulegen.

Nimmt man einen *Kolbenkompressor*, dessen Liefermenge deutlich über dem erwarteten Verbrauch liegt, und kombiniert ihn mit einem großen Behälter, so eignet sich die Anlage besonders gut für einen flexiblen Versuchsbetrieb, da Reserven hinsichtlich Druck und Volumenstrom vorhanden sind. Außerdem läuft die Anlage nur mit geringer Einschaltdauer, so daß die Geräuschbelastung nicht so hoch ist. Aufgrund der großen Abmessungen und der höheren Kosten der Anlage einerseits und der im Industriealltag nicht benötigten Flexibilität¹⁴ andererseits, kommt diese Konfiguration nicht in Frage.

Die für Industrieenanwendungen besser geeignete Alternative ist ein kleinerer Kolbenkompressor. Man wählt die Liefermenge so klein wie möglich, d.h. nur so groß wie die Summe aus erwartetem Verbrauch + Regenerationsluftmenge des Trockners + Füllmenge für den Behälter (bei 70 % Einschaltdauer). Wenn auch der Kessel nicht größer als nötig ausgelegt wird, erhält man eine kompakte und kostengünstige Anlage.

Weiterhin sind Kolbenkompressoren in ölgeschmierter und in ölfreier Ausführung erhältlich. Der Einsatz eines ölfreien Trockenlaufkompressors macht die Entölung überflüssig, ist jedoch teurer in der Anschaffung. Bei einem ölgeschmierten Kompressor sind zusätzliche Filter mit Aktivkohle nötig, um die die Öldämpfe zu entfernen. Es ist also mit erhöhten Betriebskosten durch die Filterwechsel zu rechnen.

Neben dem Kolbenkompressor ist auch der Einsatz eines *Schraubenkompressors* möglich. Schraubenkompressoren bieten gleich mehrere Vorteile: sie sind kleiner und leiser und liefern die Druckluft kontinuierlich, während der Kolbenkompressor die Luft stoßweise liefert. Schraubenkompressoren werden überall dort eingesetzt, wo der Verbraucher einen gleichmäßigen Volumenstrom abfragt bzw. der Kompressor durchläuft. Der Behälter kann sehr viel kleiner ausfallen, da er nicht mehr als Zwischenspeicher dienen muß. Für ein kommerzielles aerodynamisches Fenster, dessen Volumenstrom nicht mehr verändert wird und das ständig in Betrieb ist, empfiehlt sich daher ein Schraubenkompressor mit dem kleinstmöglichen Behälter.

¹⁴Industrielaser arbeiten üblicherweise bei nur einem festgelegten Betriebsdruck.

Ausgewählte Anlage So wurde als Kompressoranlage für den Prototypen ein Schraubenkompressor mit 250-l-Kessel¹⁵ und Adsorptionstrockner angeschafft. Die technischen Daten der Kompressoranlage können der Tabelle 2.5 entnommen werden. Der Schraubenkompressor stellte gleichzeitig das günstigste Angebot dar, so daß auch dem Kostenaspekt Rechnung getragen wurde.

Schraubenkompressor Mehrer FX 5	Adsorptionstrockner Zander KE 60
Überdruck 8 bar	Drucktaupunkt -40 ° C
Volumenstrom 780 l/min	Aktivkohleabsorber Zander AK 70
el. Leistung 5,5 kW	Microfilter Zander G3 ZH
Gewicht 135 kg	Präzisionsdruckregler Fairchild Typ 4000
Abmessungen 855 x 700 x 580 (in mm)	
Geräusch 71 dB(A)	
Druckbehälter 250 l – stehend	Gesamtkosten ^a : 18.000 DM

^aInkl. MWST, ohne Installationskosten

Tabelle 2.5: Technische Daten der Kompressoranlage.

Die gesamte Anlage (siehe Abb. 2.19) wurde auf einer Grundplatte (80 cm x 140 cm) montiert, so daß sie auf einfache Weise mobil ist. Für den industriellen Einsatz reicht auch ein kleinerer Kessel aus (für Durchlaufbetrieb empfohlene minimale Größe: 40 l). Es ist dann möglich und sinnvoll, die gesamte Anlage in einem Schaltschrank unterzubringen, wie sie auch für die Lasersteuerung und die Generatoren für die Laseranregung verwendet werden.

In Vorwegnahme der Versuchsergebnisse soll an dieser Stelle berichtet werden, daß der Schraubenkompressor für die Versuche im Durchlaufbetrieb betrieben wurde. Die nicht benötigte Liefermenge wurde abgelassen. Dadurch wurde der Kompressor geschont, denn ein kontinuierlicher Betrieb ist mit weniger Verschleiß verbunden, und das aerodynamische Fenster wurde mit einem absolut konstanten Druck versorgt.

2.3.3 Zur Restfeuchte der Druckluft

Wie bereits festgestellt wurde, ist eine Drucklufttrocknung unumgänglich, da erstens Wasserdampf CO₂-Laserstrahlung absorbiert und zweitens sich in schnellen Expansionsströmungen die Luft so stark abkühlt, daß Wasserdampf auskondensieren kann. Die Güte der Trocknung wird durch die Angabe des Drucktaupunktes spezifiziert, ein Begriff, der im folgenden näher erläutert werden soll.

Man unterscheidet zwischen *absoluter* Luftfeuchtigkeit (= Wassermenge in g pro kg Luft) und *relativer* Luftfeuchtigkeit (Verhältnis zwischen tatsächlichem und maximal möglichem Feuchtigkeitsgehalt der Luft in %). Bei einer relativen Feuchtigkeit von 100 % kondensiert der überschüssige Wasserdampf aus. Dieser sogenannte Taupunkt hängt von Temperatur und Druck ab. Unter *Drucktaupunkt* versteht man die Taupunkttemperatur, die für die *verdichtete* Luft nach Kompressor und Trockner gilt. Mit Kältetrocknern ist ein

¹⁵Der Kessel wurde so groß gewählt, weil für den Versuchsbetrieb eine gewisse Flexibilität nötig ist.

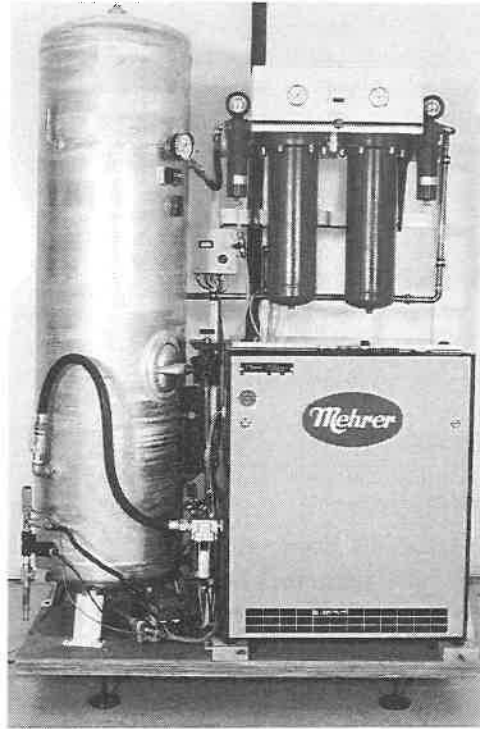


Abb. 2.19: Kompressoranlage für den Prototypen des aerodynamischen Fensters.

Drucktaupunkt von $+2^\circ\text{C}$ erreichbar, mit Adsorptionstrocknern ein Drucktaupunkt von -40°C und darunter.

An Hand von Zahlenwerten soll der Sachverhalt weiter verdeutlicht werden. Bei einem Taupunkt von 20°C und Umgebungsdruck entspricht die relative Feuchte $\varphi = 100\%$ einer absoluten Feuchtigkeit von 12 g/kg . Bei einem Drucktaupunkt von 20°C und einem Druck der verdichteten Luft von 10 bar entspricht $\varphi = 100\%$ nur noch einer absoluten Feuchtigkeit von $1,2\text{ g/kg}$ ¹⁶. Dies kann man sich leicht an der Dampfdruckkurve klarmachen. Erhöht man den Druck bei konstanter Temperatur, so kondensiert Wasserdampf aus. Wenn also in einer Luftmenge mit einer bestimmten absoluten Feuchtigkeit bei hohem Druck kein Kondensat vorhanden ist ($\varphi < 100\%$), so kondensiert bei niedrigerem Druck diese Feuchtigkeit erst bei sehr viel tieferen Temperaturen aus, als dies bei dem hohen Druck der Fall gewesen wäre. Oder anders: eine hohe relative Feuchte bei hohem Druck ist weniger kritisch für Expansionsvorgänge als bei niedrigerem Druck, weil sie einfach einer geringeren absoluten Feuchtigkeit entspricht.

Bei schnellen Expansionsströmungen, wie z.B. beim aerodynamischen Fenster, kühlt sich die Luft sehr stark ab, bei der hier verwendeten Lavaldüse auf 180 K . Liefert eine Kompressoranlage Luft mit einem Druck von 10 bar bei einer Temperatur von 290 K , und beträgt der Drucktaupunkt $+2^\circ\text{C}$, dann hat die Druckluft einen Wassergehalt von $0,5\text{ g/kg}$. Wird

¹⁶Siehe Diagramm in [44].

diese Luft bei konstanter Temperatur auf Umgebungsdruck entspannt, so sinkt die Taupunkttemperatur auf 245 K ab. Kühlt sich die Expansionsströmung bei der Entspannung gleichzeitig auf 180 K ab, so könnte Wasserdampf in der Strömung auskondensieren.

Bei sehr schnellen Abkühlvorgängen kondensiert die Feuchtigkeit jedoch nicht bei Erreichen der Taupunkttemperatur, sondern erst bei einer kritischen Unterkühltemperatur, die von der Abkühlrate und von φ abhängt. Bei der Strömung am aerodynamischen Fenster kühlt sich das Gas beim Ausströmen so schnell ab, daß keine Gefahr der Kondensation besteht, wenn man einen Drucktaupunkt von mindestens $+2^\circ\text{C}$ einhält. Näheres hierzu in der Literatur [44].

Um aber mögliche Absorption der Laserstrahlung durch Wasserdampf in der Strömung auszuschließen, sollte man besser Adsorptionstrockner einsetzen, die die Luft deutlich trockener machen. Auch die Kompressoranlage, mit der das aerodynamische Fenster des UTIL-Lasers betrieben wird, verwendet einen Adsorptionstrockner.

2.4 Gasdurchbruch im aerodynamischen Fenster

Um die Aperturöffnung klein und damit den Massenstrom des aerodynamischen Fensters gering zu halten, ist es nötig, den Laserstrahl zwischenzufokussieren und die Strömung des Fensters in die Nähe des Fokus zu legen. Bei sehr hohen Laserleistungen kann durch die Fokussierung die Intensität im Fokus einen so hohen Wert annehmen, daß dort Gasmoleküle ionisiert werden und sich ein Plasma ausbildet. Dieser Vorgang der laserinduzierten Plasmaentstehung wird *Gasdurchbruch* genannt. Das Plasma beeinflusst nicht nur die Strahlausbreitung, sondern absorbiert auch einen großen Teil der Laserstrahlung. Daher ist das Auftreten eines Gasdurchbruchs zu vermeiden.

Um ein kompaktes aerodynamisches Fenster zu realisieren, wird der Laserstrahl mit einer möglichst kleinen Brennweite zwischenfokussiert. Infolgedessen wächst jedoch auch die Laserleistungsdichte im Fokus und bei den angestrebten hohen Laserleistungen (einige 10 kW) sollte man sich vergewissern, daß kein Gasdurchbruch stattfinden kann.

Die Leistungsdichte, ab der ein Durchbruch auftritt, wird im folgenden als Intensitätsschwelle I_D bezeichnet. Sie hängt ab von Gasart, Druck und Temperatur, Wellenlänge des Laserlichtes, Intensitätsverteilung im Laserstrahl, Größe des Fokus und Pulsdauer bei gepulster Laserstrahlung [45]. Da die Literaturwerte für I_D meist für gepulste Laserstrahlung und ruhende Medien ermittelt worden sind, sind sie nicht direkt auf das aerodynamische Fenster übertragbar. In der Strömung des aerodynamischen Fensters sind Temperatur und Druck von der Umgebung verschieden. Aus einem zu ermittelnden Wert von I_D und den vorgegebenen Laserkenndaten sowie der Brennweite der fokussierenden Optik kann man die maximale Laserleistung abschätzen, die durch das aerodynamische Fenster sicher ausgekoppelt werden kann.

2.4.1 Entstehungsmechanismen eines optischen Durchbruchs

Als mögliche Ursachen für einen laserinduzierten Gasdurchbruch kommen prinzipiell zwei Prozesse in Frage: Multiphotonenionisation oder Stoßionisation durch Elektronen. Ein dritter möglicher Prozeß, die Feldionisation, die auch bei elektrostatischen Feldern auftreten kann, ist für Intensitäten unterhalb von 10^{12} W/cm^2 vernachlässigbar [46].

Die Quantenenergie eines einzelnen Photons $h\nu$ beträgt für Rubinlaser 1,78 eV, für Nd-YAG-Laser 1,17 eV und für CO₂-Laser 0,117 eV. Vergleicht man dies mit der nötigen Ionisationsenergie, z.B. für Luft $E_i = 15$ eV, so kann durch ein einzelnes Photon keine Ionisation bewirkt werden, sondern nur durch die gleichzeitige Absorption mehrerer Lichtquanten. Dieser Vorgang, als *Multiphotonenionisation* bezeichnet, ist normalerweise relativ unwahrscheinlich, da recht viele Photonen benötigt werden, z.B. bei Luft und einem Rubinlaser neun Lichtquanten. Erst bei sehr hohen Photonenflußdichten, d.h. sehr hohen Strahlungsintensitäten (ca. 10^{13} W/cm² [45]) wird die Multiphotonenionisation so wahrscheinlich, daß sie stattfinden kann. Im Experiment finden Durchbrüche aber schon bei geringeren Intensitäten statt, müssen also auf einem anderen Prozeß beruhen. Relevant ist die Multiphotonenionisation für Festkörperlaserstrahlung nur bei sehr kleinen Drücken und extrem kurzen Laserpulszeiten. Für CO₂-Laserstrahlung ist die Anzahl der nötigen Photonen weitaus höher (über 100), so daß Multiphotonenionisation bei dieser Wellenlänge keine Rolle spielt [45],[47].

Die Ursache für die Ionisation bei geringeren Intensitäten liegt in der *Stoßionisation* durch freie Elektronen, die sich ausgehend von wenigen Startelektronen lawinenartig vermehren. Ein im Gas vorhandenes Elektron kann unter bestimmten Umständen Photonenenergie absorbieren. Dies kann dann auftreten, wenn Elektron, Photon und ein Gasatom oder -molekül gleichzeitig zusammentreffen. Dieser Vorgang wird *inverse Bremsstrahlung* genannt, bezugnehmend auf die Bremsstrahlung, die ein Elektron aussenden kann, wenn es durch den Zusammenstoß mit einem Atom abgebremst wird. Auf diese Weise kann das Elektron durch Absorption von Photonenenergie beschleunigt werden, bis seine Energie zur Ionisation eines Gasteilchens ausreicht. Als Folge der Ionisation entstehen zwei langsame Elektronen, die wieder beschleunigt werden usw.. Die Elektronen vermehren sich rasch, es kommt zu einer Elektronenlawine und durch die Stoßionisation entsteht das Plasma [45],[47]. Schätzt man die Intensitätsschwelle für einen Durchbruch theoretisch ab, so ergeben die auf der Stoßionisation beruhenden Modelle recht gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten.

Bei der Berechnung der Intensitätsschwelle sind die *Verlustprozesse* zu berücksichtigen. Man kann dabei unterscheiden nach Verlusten an Elektronen, durch Diffusion aus dem Fokusbereich heraus und durch Anlagerung (Bildung negativer Ionen), und nach Verlust von Elektronenenergie durch elastische und inelastische Stöße (z.B. Vibrationsanregung von Molekülen) [47],[48].

Offen ist noch die Frage, wo die *Startelektronen* herkommen. Durch die Höhenstrahlung befinden sich in der Umgebungsluft zwar ca. 10^3 Elektronen pro cm³, da das Fokussvolumen jedoch in der Größenordnung von 10^{-4} cm³ und kleiner ist, sind durch Höhenstrahlung erzeugte Startelektronen bei gepulster Laserstrahlung unwahrscheinlich [47]. Von manchen Autoren wird deshalb der erstgenannte Ionisationsprozeß für die Bildung von Startelektronen verantwortlich gemacht [49], andere halten gasförmige Verunreinigungen mit niedrigerer Ionisationsenergie für die Initiierung der Ionisation für wahrscheinlich [50]; möglich ist auch die Verdampfung und Ionisation von Schmutzpartikeln oder Aerosolen [51]. Gerade die letzte Ursache dürfte für CO₂-Laserstrahlung relevant sein, da in einem Experiment [52] in „normaler“, verschmutzter Laborluft ein Durchbruch bei relativ niedrigerer Intensität stattfand, während in reinem, trockenem Stickstoff ein Durchbruch selbst bei einer sehr viel höheren Intensität nicht erzeugt werden konnte¹⁷.

¹⁷Dies ist ein weiterer Hinweis auf die Notwendigkeit, das aerodynamische Fenster nur mit sauberer

2.4.2 Bestimmung der Durchbruchintensität

Elektronenbilanzgleichung Während die in der Literatur beschriebenen Versuche stets gepulste Laserstrahlung verwendeten, um die benötigten hohen Intensitäten erzielen zu können, wird die folgende Herleitung für einen cw-betriebenen Laser durchgeführt. In einer Untersuchung [52] zum optischen Durchbruch mit CO₂-Laserstrahlung bei unterschiedlichen Pulsdauern (50 und 200 ns) konnte gezeigt werden, daß nur die Intensität nicht aber die Pulszeit einen Einfluß hatte. Somit wird die Intensitätsschwelle I_D für längere Pulse und für cw-Betrieb von dem Gleichgewicht zwischen Zugewinn und Verlust an Zahl und Energie der Elektronen bestimmt. Nur für sehr kurze Pulse (< 50 ns) muß die Pulszeit berücksichtigt werden.

Hieraus ersieht man auch sofort, daß es keine große Rolle spielt, ob das Gas ruht oder strömt. Trotz der sehr schnellen Überschallströmung im aerodynamischen Fenster benötigt die Durchquerung des Fokusbereiches sehr viel mehr Zeit (> 150 ns bei $r_f = 0,1$ mm) als für einen ‚statischen‘ Durchbruch nötig ist.

Ein Durchbruch für solche ‚statischen‘ Vorgänge entsteht nach Raizer [45] dann, wenn die Ionisationsrate ν_i etwas größer als die Verlustrate durch Diffusion ν_d ist. Die Intensitätsschwelle kann aus dem Gleichgewicht berechnet werden:

$$\nu_i = \nu_d . \quad (2.20)$$

Außer der Diffusion von Elektronen gibt es jedoch noch einen weiteren zu berücksichtigenden Verlustprozeß, die Anlagerung von Elektronen an elektronegative Gas wie Sauerstoff [47], beschrieben durch die Anlagerungsrate ν_a . Die Rekombination spielt bei der Plasmaentstehung eines optischen Durchbruchs keine Rolle, sie kann daher vernachlässigt werden [48]. Daraus ergibt sich:

$$\nu_i - \nu_d - \nu_a = 0 . \quad (2.21)$$

Die Ionisationsrate läßt sich berechnen aus dem Zuwachs der Elektronenenergie ϵ (E_i = Ionisationsenergie des Gases) [45]:

$$\nu_i = \frac{1}{E_i} \frac{d\epsilon}{dt} . \quad (2.22)$$

Bei der Diffusion handelt es sich hier um Diffusion von freien Elektronen, nicht um ambipolare Diffusion¹⁸, da der Prozeß der Plasmaentstehung betrachtet wird, und daher noch relativ wenige freie Elektronen existieren. Die Diffusionsrate lautet [45]:

$$\nu_d = \frac{D}{\Lambda^2} . \quad (2.23)$$

Der Diffusionskoeffizient D berechnet sich aus der mittleren Elektronengeschwindigkeit v_e und der Stoßfrequenz ν_{st} (m_e = Masse des Elektrons) [45]:

$$D = \frac{v_e^2}{3 \nu_{st}} \quad \text{mit} \quad v_e = \sqrt{\frac{E_i}{m_e}} . \quad (2.24)$$

Luft zu betreiben.

¹⁸Bei ambipolarer Diffusion können die Elektronen im Plasma nicht mehr frei diffundieren. Ihre Diffusion ist über die Coulomb-Kräfte an die Diffusion der Ionen gekoppelt, und läuft entsprechend langsamer ab.

Wie man sich daraus leicht ableiten kann, entspricht die angenommene, mittlere Elektronenenergie $\bar{\epsilon}$ der halben Ionisationsenergie¹⁹. Die Diffusionslänge Λ für einen Zylinder der Länge L mit Radius r wird durch folgende Gleichung angegeben [45]:

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2,405}{r} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2. \quad (2.25)$$

Berücksichtigt man die Diffusion in Richtung der Laserstrahlachse (also in Richtung von L) nicht, was gerechtfertigt ist, da der Fokusradius r_f sehr viel kleiner als die Länge des Fokusbereiches ist, so ergibt sich die Gleichung [48]:

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{2,405}{r_f} \right)^2. \quad (2.26)$$

Nach Chan [48] wird die Anlagerungsrate durch die Stoßfrequenz und einen Faktor h_a bestimmt, den man als Ausbeute des Prozesses verstehen kann. Für diesen Faktor, der eine Funktion der Elektronenenergie ist, wird vereinfacht ein mittlerer Wert genommen:

$$\nu_a = h_a \cdot \nu_{st}. \quad (2.27)$$

Gleichung der Elektronenenergie Um aus der Bilanzgleichung eine Intensitätsschwelle berechnen zu können, benötigt man die zeitliche Änderung der Elektronenenergie, die bestimmt wird vom Energiegewinn durch die inverse Bremsstrahlung einerseits [45]

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{e^2 E^2 \nu_{st}}{m_e (\omega^2 + \nu_{st}^2)} \quad (2.28)$$

und vom Verlust durch elastische Stöße [45]

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{2 m_e \bar{\epsilon} \nu_{st}}{m_g} \quad (2.29)$$

und inelastische Stöße andererseits [48]

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{E_i \nu_{st}}{\ln 2} \left(\alpha + \frac{\beta}{\Lambda^2} \right). \quad (2.30)$$

Hierbei bedeuten e die Ladung des Elektrons, E und ω die mittlere Feldstärke und die Kreisfrequenz der Laserstrahlung, m_g die Masse eines Gasteilchens. Die empirisch gewonnenen Parameter α und β aus [48] berücksichtigen, daß es auch Prozesse gibt, die dem Verlust durch inelastische Stöße entgegenwirken, die man aber theoretisch nicht so gut erfassen kann. So können zum einen angeregte Gasmoleküle bei genügend großer Lebensdauer von Elektronen mit geringerer Energie ionisiert werden und zum anderen kann die Energie, die das angeregte Teilchen spontan emittiert, wenn es in den Grundzustand übergeht, innerhalb des Fokusbereiches reabsorbiert werden.

¹⁹Da gilt: $\bar{\epsilon} = 1/2 m_e v_e^2 = E_i/2$. Diese Annahme ist durchaus plausibel, weil es sich bei diesen Elektronen um die freien Startelektronen handelt, die im Mittel bis auf Ionisationsenergie beschleunigt werden müssen, um einen Durchbruch bewirken zu können. Im 'quasistationären' Zustand des Plasmas nach Eintreten des Durchbruchs wird sich sicherlich eine andere mittlere Elektronenenergie einstellen.

Faßt man die drei Terme zusammen und berücksichtigt, daß $\bar{\epsilon} = E_i/2$ ist, so erhält man:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{e^2 E^2 \nu_{st}}{m_e (\omega^2 + \nu_{st}^2)} - \frac{m_e E_i \nu_{st}}{m_g} - \frac{E_i \nu_{st}}{\ln 2} \left(\alpha + \frac{\beta}{\Lambda^2} \right). \quad (2.31)$$

Die Kreisfrequenz der Laserstrahlung lautet (c = Lichtgeschwindigkeit):

$$\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}. \quad (2.32)$$

Intensitätsschwelle Löst man die Bilanzgleichung (2.21) nach ν_i auf und verwendet die Gleichungen (2.22) und (2.31) so kann man die Intensitätsschwelle berechnen, wenn man den Zusammenhang zwischen Feldstärke E und Intensität I

$$I = c \epsilon_0 E^2, \quad (2.33)$$

benutzt und nach I auflöst (ϵ_0 = elektrische Feldkonstante). Als Intensitätsschwelle I_D ergibt sich dann:

$$I_D = \frac{c \epsilon_0 m_e E_i}{e^2} (\omega^2 + \nu_{st}^2) \cdot \left[\frac{m_e}{m_g} + \frac{1}{\ln 2} \left(\alpha + \frac{\beta}{\Lambda^2} \right) + \frac{E_i}{3 m_e \Lambda^2 \nu_{st}^2} + h_a \right]. \quad (2.34)$$

Stoßfrequenz Als letzte Variable muß noch die Stoßfrequenz bestimmt werden. Ganz allgemein berechnet sich die Stoßfrequenz wie folgt aus der Teilchendichte, dem Stoßquerschnitt und der Teilchengeschwindigkeit [53]:

$$\nu_{st} = n \sigma v. \quad (2.35)$$

Die Teilchendichte n ist eine reine Funktion von Gasdruck p und -temperatur T . Der Stoßquerschnitt σ hängt – exakt betrachtet – vom jeweiligen Prozeß, z.B. ob es sich um elastische oder inelastische Stöße handelt, und von der Elektronenenergie ab. Da es sich jedoch um eine abschätzende Rechnung handelt, wird als Stoßquerschnitt für alle Prozesse der Tabellenwert für Elektron-Molekül-Stöße genommen. Dieses Vorgehen ist durchaus gerechtfertigt, weil die Stoßquerschnitte für elastische und inelastische Stöße bei Luft für die angenommene mittlere Elektronenenergie (halbe Ionisationsenergie) ähnliche Zahlenwerte annehmen [54]. Als Geschwindigkeit kann die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen (Gl. (2.24)) genommen werden, da die freien Elektronen erheblich schneller als die Gasmoleküle sind.

Die Formel der Stoßfrequenz lautet damit:

$$\nu_{st} = \frac{p}{kT} \sigma \sqrt{\frac{E_i}{m_e}}. \quad (2.36)$$

Da Druck und Temperatur die Höhe der Intensitätsschwelle über die Stoßfrequenz beeinflussen, und außerdem Druck und Temperatur längs der Laserstrahlachse nicht konstant sind, ist es von Bedeutung, wo später der Zwischenfokus angeordnet wird. Es soll daher I_D als Funktion einer Ortskoordinate längs der Strahlachse bestimmt werden. Als Koordinate bietet sich der Radius r des Potentialwirbels an. Für $r < r_i$, d.h. innerhalb der Kavität, wird ein konstanter Druck gleich dem Kavitätsdruck und eine konstante Temperatur gleich der Umgebungstemperatur (293 K) angenommen; für $r > r_a$, d.h. außerhalb des Freistrahls auf der Umgebungsseite, gilt Umgebungsdruck und -temperatur; und für den Bereich $r_i < r < r_a$ gelten die Verteilungen $p(r)$ und $T(r)$ des Potentialwirbels (siehe Gl. (2.5) und (2.6)).

Berechnung der Intensitätsschwelle $I_D(r)$ Die in der Berechnung benötigten Zahlenwerte sind in der Tabelle 2.6 aufgelistet²⁰. Die Rechnung wurde durchgeführt für CO₂-Laserstrahlung, für Luft als Gas und für die in Kap. 2.2.2 ausgelegte Potentialwirbel-Düse. Da der Fokusradius r_f das Ergebnis über die Diffusionslänge Λ ebenfalls beeinflusst, wurde er als zusätzlicher Parameter grob variiert. Das in Abbildung 2.20 dargestellte Ergebnis gibt die jeweilige für einen Durchbruch nötige Intensität an, wenn sich der Fokus an der Stelle r befinden würde.

Wellenlänge	$\lambda = 10,6 \mu\text{m}$
Fokusradius	$r_f = 0,05 / 0,1 / 0,2 / 0,3 \text{ mm}$
Ionisationsenergie für Luft	$E_i = 15 \text{ eV}$
mittlere Masse eines Gasteilchens	$m_g = 4,809 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$
Stoßquerschnitt [53]	$\sigma = 11 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$
experimentell gewonnene Daten [48]	$\alpha = 3,6 \cdot 10^{-4}$
	$\beta = 1,17 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2$
	$h_a = 1,5 \cdot 10^{-4}$
Freistrahlinnenradius	$r_i = 7,0 \text{ mm}$
Freistrahlaußenradius	$r_a = 9,43 \text{ mm}$
zugehörige Temperatur	$T_a = T(r_a) = 182 \text{ K}$
Konstante (Gl. 2.7)	$C_T = 14,167 \text{ mm}$

Tabelle 2.6: Für die Berechnung der Intensitätsschwelle I_D benötigte Zahlenwerte.

Frühere Experimente [45] zeigten einen Zusammenhang $I_D \sim p^{-1}$. Daß sich dies in der vorliegenden Rechnung nicht widerspiegelt, liegt an zwei Ursachen: Erstens ist der Fokusradius verglichen mit den Experimenten recht groß, und bereits Chan [48] stellte eine schwächere Druckabhängigkeit für größere Foki fest. Der Einfluß der Fokusgröße auf die Druckabhängigkeit wird durch die Kurven für verschiedene r_f in Abbildung 2.20 bestätigt. Zweitens nimmt bei der durchgeführten Rechnung – in Abweichung zu den Experimenten – nicht nur der Druck, sondern auch die Temperatur ab. Dadurch sinkt die Stoßfrequenz nicht so schnell wie es bei konstanter Temperatur der Fall wäre.

Daß I_D für kleinere Fokusradien größer ist, erklärt sich durch verstärkte Diffusionsverluste aus dem Fokusvolumen heraus, denn die Diffusionslänge ist dem Fokusradius direkt proportional. Die Stärke der Abhängigkeit vom Fokusradius, die stärker als die Druckabhängigkeit ist, erklärt Chan [48] mit der Wichtigkeit der inelastischen Stoßverluste neben den Diffusionsverlusten.

Der auffallende Sprung im Verlauf der Intensitätsschwelle entsteht durch den Temperaturunterschied zwischen der in der Kavität angenommenen Umgebungstemperatur und der stark abgekühlten Expansionsströmung. Interessant ist, daß sich der Temperatursprung bei Umgebungsdruck, der dort allerdings nur halb so groß ist, kaum bemerkbar macht. Dieser Temperatursprung ist natürlich nur theoretisch, da die sich ausbildende Mischungsschicht eine Unstetigkeit im Temperaturverlauf verhindert.

²⁰Ausgenommen sind die Naturkonstanten, die als bekannt vorausgesetzt werden.

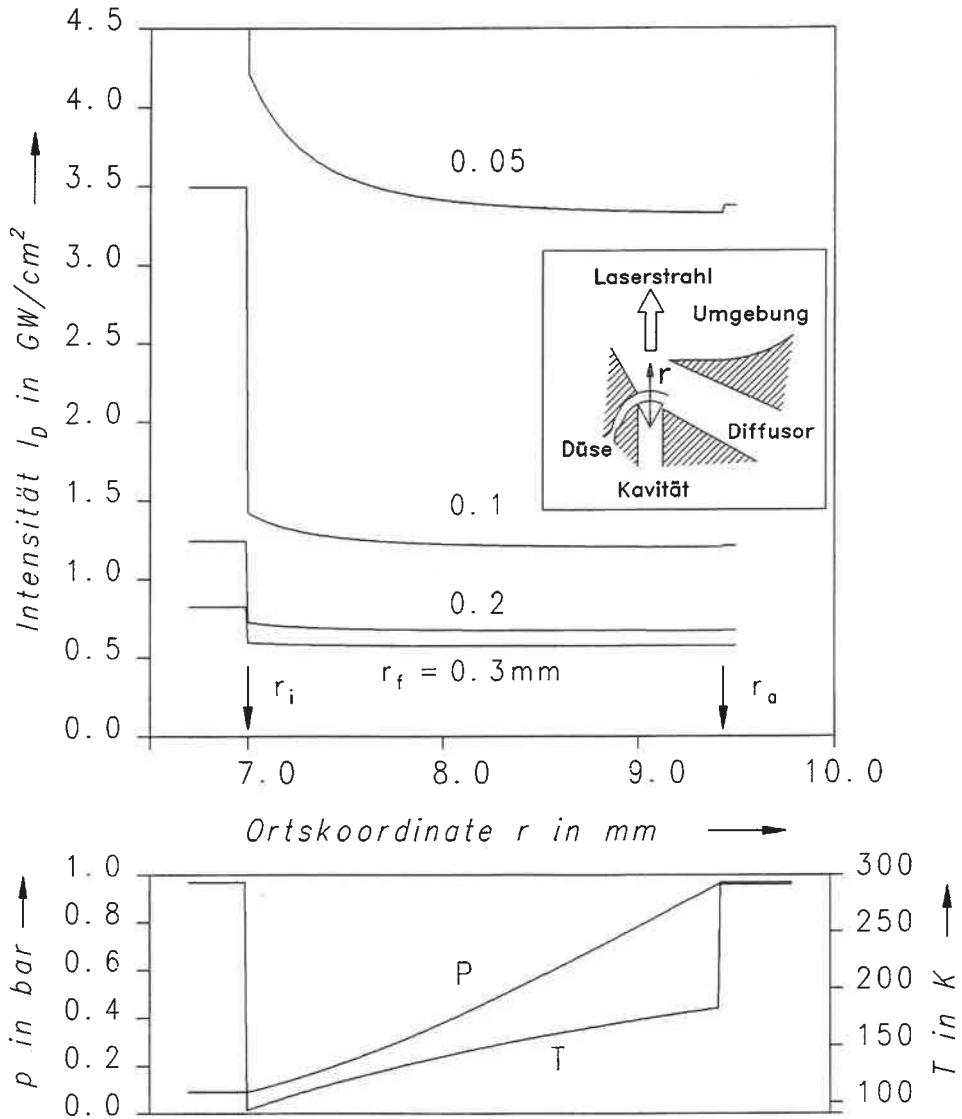


Abb. 2.20: Theoretische Intensitätsschwelle (oben) für einen laserinduzierten Durchbruch in Abhängigkeit der Lage r des Fokus und in Abhängigkeit von Druck und Temperatur im Freistrahle des aerodynamischen Fensters (unten); Parameter ist der Fokusradius r_f in mm (r_i und r_a = Freistrahlgrenze innen u. außen).

Trotz der vereinfachenden Annahmen, die der Rechnung zugrundeliegen, kann man auf jeden Fall eine Empfehlung für die *Fokuslage* aussprechen. Der Fokus sollte innerhalb der Kavität angeordnet werden, etwas unterhalb der inneren Freistrahlgrenze.

Die Kurve wurde für Luft gerechnet, obwohl innerhalb der Kavität vor allem Lasergas vorliegen wird. Da das Lasergas viel Helium enthält, dessen Ionisationsenergie deutlich

höher ist (25 eV), und auch Kohlendioxid, das für zusätzliche Verluste durch Vibrationsanregung sorgen kann, liegt die Intensitätsschwelle in diesem Bereich vermutlich noch höher.

Die Annahme von Umgebungstemperatur in der Kavität ist ebenfalls unsicher. Die Temperatur könnte durch die Aufheizung der Entladung sowohl höher liegen, als auch durch Vermischung mit dem stark abgekühlten Gas der Freistrahlsströmung niedriger sein.

Vergleich mit experimentellen Werten aus der Literatur In der Tabelle 2.7 sind die Ergebnisse der Rechnung zusammengestellt: die Intensitätsschwelle für den inneren und den äußeren Freistrahlsrand sowie innerhalb der Kavität. Für einen Vergleich mit experimentellen Werten aus der Literatur sollte man am besten die Zahlenwerte für $r = r_a$ heranziehen, da diese mit den Werten für Umgebungsdruck und -temperatur praktisch übereinstimmen. Die Werte der Intensitätsschwelle I_D liegen für den äußeren Freistrahlsrand zwischen 0,6 und 3,3 GW/cm².

Fokusradius r_f in mm	Intensitätsschwelle I_D in GW/cm ² für		
	$r = r_a$	$r = r_i$	$r < r_i$
0,05	3,32	4,21	12,49
0,1	1,21	1,42	3,49
0,2	0,67	0,73	1,24
0,3	0,57	0,60	0,83

Tabelle 2.7: Ergebnisse der Berechnung der Intensitätsschwelle I_D .

Bei der Rechnung wurde z.T. auf experimentell gewonnene Daten zurückgegriffen²¹. Die Werte der Konstanten werden mit 25 % Genauigkeit angegeben. Die Experimente wurden mit gepulster CO₂-Strahlung bei einem minimalem Druck von 0,2 bar ausgeführt. Um diese Unterschiede und die der Rechnung zugrunde liegenden Vereinfachungen zu berücksichtigen, sollte man die berechneten Werte für die Abschätzung der maximalen Laserleistung besser mit einem Sicherheitsfaktor von 0,5 multiplizieren. Es ergeben sich dann Werte zwischen 0,3 und 1,7 GW/cm².

Die Angaben in der Literatur sind uneinheitlich²². Chan [48] gibt einen Mindestwert für Luft von 0,5 GW/cm² an. An anderer Stelle finden sich niedrigere Werte, z.B. in [55] 0,1 GW/cm² für verschmutzte Luft und bis zu 3 GW/cm² für saubere Luft, aber auch höhere Werte, z.B. in [56] 2 GW/cm² für ungefilterte Luft und 10 GW/cm² für staubfreie Luft. Da die Werte aus der oben vorgestellten Rechnung innerhalb des Bereichs der experimentellen Werte liegen, soll die Gleichung (2.34) als Grundlage für die Bestimmung der maximal zulässigen Laserleistung dienen.

2.4.3 Maximal zulässige Laserleistung beim aerodynamischen Fenster

Die für die konstruktive Gestaltung des aerodynamischen Fensters interessantere Größe ist jedoch nicht die Intensitätsschwelle, sondern die maximal auskoppelbare Laserstrahl-

²¹Somit können auch nur die dort untersuchten Gase berechnet werden.

²²Was möglicherweise auch an verschiedenen Definitionen der Durchbruchintensität liegt, siehe [48].

leistung. Ausgehend von der Erfahrung, daß normalerweise eine Plasmaentstehung umso wahrscheinlicher ist, je stärker ein Laserstrahl fokussiert wird, müßte man folglich den Fokusradius und damit die Brennweite größer wählen, um eine hohe Laserleistung auskoppeln zu können. Dem wirkt entgegen, daß die Intensitätsschwelle für kleine Fokusradien stark anwächst (Abb. 2.20). Da außerdem eine kleine Brennweite wegen der geringeren Baugröße des Teleskops wünschenswert ist, soll im folgenden die maximal auskoppelbare Laserleistung $P_{L,max}$ für verschiedene Fokusradien berechnet werden. Sie ergibt sich aus der Intensitätsschwelle I_D und der Strahlquerschnittsfläche A_s :

$$P_{L,max} = I_D \cdot A_s . \quad (2.37)$$

Nicht nur direkt im Fokus, sondern auch in Fokusnähe liegen sehr hohe Intensitäten vor. Da die Intensitätsschwelle in Laserstrahlrichtung nicht konstant ist, ist es nötig, einen etwas größeren Bereich vor und nach dem Fokus zu untersuchen. Dazu gehen wir auf eine neue Ortskoordinate z mit dem Nullpunkt im Fokus über. Der Fokus wurde beim Prototypen so angeordnet, daß er 1,1 mm unterhalb des theoretischen Freistrahlinnenrandes liegt²³, also gilt: $z = r - 5,9$ mm. Die Strahlquerschnittsfläche ergibt sich aus dem Fokusradius und dem Abstand zum Fokus z [7]:

$$A_s(z) = \pi r_s^2 = \pi r_f^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] . \quad (2.38)$$

Der Fokusradius läßt sich mit Gleichung (1.1) aus den Laserkennwerten und der Brennweite der Zwischenfokussierung bestimmen, die Rayleighlänge z_R mit folgender Gleichung:

$$z_R = \frac{\pi r_f^2}{\lambda} . \quad (2.39)$$

Die Intensitätsschwelle $I_D(z)$ muß nun als Funktion vom variablen Strahlradius $r_s(z)$ neu berechnet werden. Dazu wird in der Gleichung der Diffusionslänge (2.26) der Fokusradius durch den Strahlradius ersetzt. Die Verteilungen von Druck und Temperatur wurden beibehalten. Das Ergebnis für die vier verschiedenen Fokusradien ist in Abbildung 2.21 graphisch dargestellt. Der Freistrahle des aerodynamischen Fensters befindet sich zwischen den Werten $z = 1,1$ mm und $z = 3,5$ mm.

Betrachtet man Abbildung 2.21, so zeigt sich, daß durch die größeren Foki (0,2 und 0,3 mm) tatsächlich mehr Leistung ausgekoppelt werden kann. Für die kleinen Fokusradien (0,1 und 0,05 mm) sind die Unterschiede allerdings gering, hier spielt die Erhöhung der Intensitätsschwelle für Durchbruch bereits eine Rolle. Ebenfalls gut zu erkennen ist die Strahlkaustik, die sich für die kleinen Fokusradien stärker bemerkbar macht.

Der Laser mit instabilem Resonator, an dem das aerodynamische Fenster getestet wurde, lieferte einen Laserstrahl mit einem Durchmesser auf der Optik von $d = 46$ mm und einer Strahlqualitätszahl $K \approx 0,3$. Die Brennweite f der später realisierten Zwischenfokussierung ist 200 mm. Daraus ergeben sich ein Fokusradius von 0,1 mm und eine Rayleighlänge von 2,96 mm. Somit sollte zumindest der Strahlabschnitt von -3 mm $< z < 3$ mm näher betrachtet werden.

²³Eventuelle fertigungsbedingte Abweichungen von der nominellen Brennweite werden hier nicht berücksichtigt.

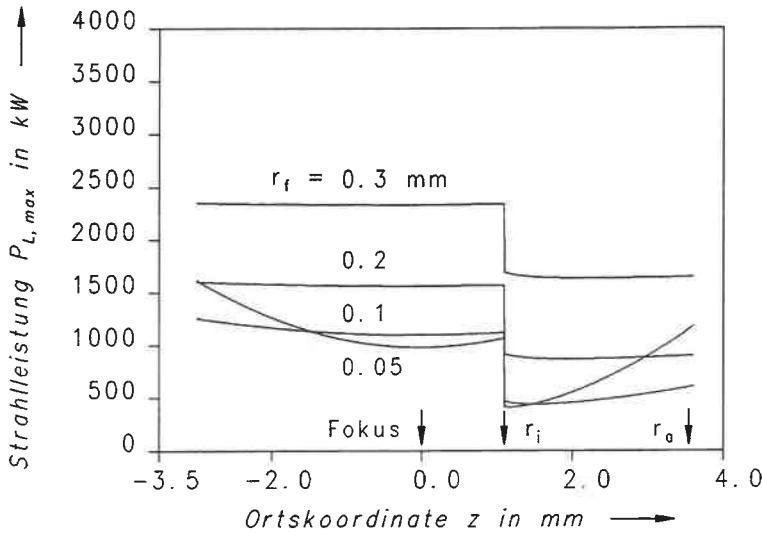


Abb. 2.21: Verlauf der maximal zulässigen Laserleistung $P_{L,max}$ als Funktion der Ortskoordinate z längs der Laserstrahlachse; Parameter ist der Fokusradius r_f in mm.

Für $r_f = 0,1$ mm liegt das Minimum bei $z = 1,5$ mm (also innerhalb des Freistrahls) und $P_{L,max} = 440$ kW, mit Berücksichtigung des Sicherheitsfaktors von 0,5 bei $P_{L,max} = 220$ kW. Allerdings muß noch der Fernfeldverteilung²⁴ des instabilen Resonators Rechnung getragen werden, die in der Mitte einen starken zentralen Peak besitzt, der ca. die doppelte Intensität des mittleren Wertes beinhaltet. Somit halbiert sich die maximal zulässige Leistung und man erhält für den vorliegenden Resonator und das betrachtete aerodynamische Fenster einen Grenzwert von 110 kW Strahlleistung, unterhalb dem ein Gasdurchbruch sicher auszuschließen ist. Damit wird deutlich, daß für die realisierte Zwischenfokussierung die Gefahr eines Durchbruchs keine Beschränkung darstellt. Für andere aerodynamische Fenster bzw. andere Laser kann man sich mit den vorgestellten Gleichungen die zulässige Obergrenze ebenfalls leicht bestimmen.

Bei Anwesenheit von Partikeln wird der Durchbruch bei CO₂-Strahlung erleichtert [56], weil dadurch die Erzeugung von Startelektronen vereinfacht wird. Befänden sich entweder in der Druckluft oder im Lasergas Verunreinigungen, so würde der Wert für die zulässige Laserleistung sinken. Beides kann jedoch praktisch ausgeschlossen werden. Mögliche Verunreinigungen der Umgebungsluft kommen nur in einem Bereich geringerer Laserleistungsdichte vor und stellen somit ebenfalls keine Gefahr dar.

²⁴Intensitätsverteilung in der Brennebene eines fokussierenden optischen Elements

2.5 Konstruktion der Auskoppelvorrichtung

2.5.1 Prinzip der Strahlauskopplung

Bevor der Entwurf und die Konstruktion des Gesamtsystems aerodynamisches Fenster begonnen werden kann, muß zuerst aus den prinzipiell möglichen Auskoppelkonzepten das am besten geeignete ausgewählt werden. Einen zentralen Punkt der Strahlauskopplung stellt die Art der Zwischenfokussierung dar. Im folgenden werden die unterschiedlichen Konzepte vorgestellt und bewertet.

Allgemeines Übliche Auskoppelköpfe eines instabilen Resonators bestehen aus dem Resonatorendspiegel, dem Scraperspiegel, das eigentlich auskoppelnde Element, einem materiellen Fenster und manchmal noch einem planen Umlenkspiegel. Auch beim aerodynamischen Fenster gibt es weiterhin Endspiegel und Scraperspiegel. Das materielle Fenster dagegen wird durch die Strömung und einen vakuumdichten Schieber ersetzt.

Offen ist noch die Frage nach der Art der Zwischenfokussierung. Wildermuth [17] erörtert in seiner Arbeit mögliche alternative Konzepte der fokussierten und unfokussierten Auskopplung sowie deren Vor- und Nachteile. Bei der Erprobung seines aerodynamischen Fensters an einem Experimentallaser wählte er eine Zwischenfokussierung mit Parabolspiegeln (90°-Umlenkung), wobei der erste Parabolspiegel zugleich als Scraper ausgeführt war.

Es gibt auch noch eine andere Arbeit, von Löffler [57], die ausführlich verschiedene Alternativen vom industriellen Standpunkt aus beurteilt, allerdings unter der Vorgabe, zusätzlich zum aerodynamischen Fenster auch durch ein materielles Fenster auskoppeln zu können. Das materielle Fenster soll für niedrige Laserleistungen zur Verfügung stehen und so helfen, Betriebskosten des aerodynamischen Fensters zu sparen. Diese Idee ist zwar grundsätzlich überlegenswert, scheint aber für einen Laser mit 20 bis 40 kW Strahlleistung wenig sinnvoll, weil ein Betrieb solcher Laser mit 2 bis 3 kW Strahlleistung unwahrscheinlich ist und ein Betrieb mit höheren Leistungen zu thermischen Linseneffekten des materiellen Fensters führt. Laser mit kleineren Leistungen werden dagegen üblicherweise mit stabilen Resonatoren ausgerüstet, so daß dort zur Zeit kein Bedarf für aerodynamische Fenster zu erkennen ist. Es sind auch technische Probleme zu berücksichtigen. Würde man das aerodynamische Fenster einem materiellen Fenster parallel schalten, so müssen justierte optische Bauelemente im Vakuum bewegt werden. Dies wäre mit einem größeren Aufwand und einer gewissen Unsicherheit bezüglich der Genauigkeit verbunden. Eine Reihenschaltung dagegen erfordert laut Löffler vier Vakuumschieber mit entsprechendem Antrieb und Ansteuerung statt einem einzigen Schieber.

Sinnvoller scheint es in diesem Zusammenhang zu sein, den Vakuumschieber selber mit einem materiellen Fenster auszurüsten, so wie es in einem Patent [23] geschützt ist. Allerdings liegt der Vorteil weniger in der Auskopplung geringer Laserleistungen, denn die Kühlung eines im Schieber bewegten Fensters dürfte sich als recht schwierig erweisen, als vielmehr in der Möglichkeit, ohne Betrieb des aerodynamischen Fensters mit dem Pilotlaser²⁵ arbeiten zu können.

²⁵Ein zum CO₂-Laserstrahl koaxialer HeNe-Laserstrahl, mit dessen Hilfe der CO₂-Laserstrahl auf der Bearbeitungsstation justiert werden kann.

Anstelle einer Fokussierung ist auch eine Reduktion des Strahldurchmessers denkbar, um so die Leistungsdichte zu begrenzen und einen Durchbruch zu verhindern. Wie im Kapitel 2.4 gezeigt werden konnte, besteht beim vorgestellten Prototypen keine Gefahr eines Durchbruchs. Und letztlich ist es auch möglich, ein strahlaufweitendes Teleskop, das einer Laserstrahlquelle nachgeschaltet ist, um die Strahldivergenz zu verringern²⁶, mit dem zwischenfokussierenden Teleskop zu kombinieren.

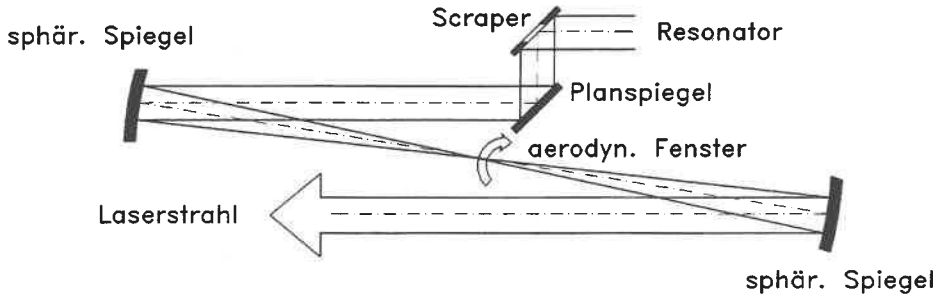


Abb. 2.22: Strahlauskopplung mit sphärischen Spiegeln (der Strahl bleibt in einer Ebene).

Auskopplung mit sphärischen Spiegeln Die erste Möglichkeit der Zwischenfokussierung ist ein dem Scraper nachgeschaltetes Teleskop mit sphärischen Spiegeln, dazu kommt noch ein Planspiegel zur Strahlumlenkung. In Abbildung 2.22 wird das Prinzip veranschaulicht. Die Vorteile liegen zum einen in den Kosten, denn Planspiegel und sphärische Spiegel sind relativ billige und standardisierte Bauteile. Zum anderen ist die Justage solcher Spiegel einfacher. Nachteilig an dieser Lösung sind jedoch die auftretenden optischen Fehler – sphärische Aberration und Astigmatismus²⁷. Um die sphärische Aberration gering zu halten, muß man die Brennweite recht groß wählen ($> 500 \text{ mm}$). Den Astigmatismus kann man vermeiden, in dem man die Spiegel so anordnet, daß ihre Einfallsebenen senkrecht aufeinanderstehen. Dies ist aber mit dem Nachteil verbunden, daß der Laserstrahl nach dem Teleskop schräg aus der Teleskopebene herausläuft und nochmals umgelenkt werden muß. Oder man nutzt den Planspiegel vor dem Teleskop und schickt den Laserstrahl schräg in das Teleskop hinein. Weiterhin sollten die Umlenkwinkel maximal 10° bis 15° sein. Somit ist kein kompakter Aufbau möglich. Es ist auch die Kombination von sphärischem und toroidischem Spiegel²⁸ denkbar, um so dem Astigmatismus abzuhelpfen. Dadurch gehen jedoch der Preisvorteil und die Einfachheit der Justage bei diesem Konzept verloren.

Auskopplung mit parabolischen Spiegeln Das Teleskop kann auch mit Parabolspiegeln realisiert werden. Diese Art von Spiegel besitzen eine Oberfläche, die einen Ausschnitt aus einem Paraboloid darstellt, und werden für einen festgelegten Umlenkwinkel

²⁶z.B. für lange Strahlwege in einem Strahlführungssystem.

²⁷Sphärische Aberration ist ein Fehler, bei dem sich – strahlenoptisch betrachtet – die achsfernen Lichtstrahlen nicht im selben Punkt schneiden wie achsnahe Strahlen. Der Fokus 'verschmiert' also über eine gewisse Distanz. Bei Astigmatismus bilden sich zwei linienförmige, um 90° verdrehte Foki aus, die vor und hinter dem eigentlichen Brennpunkt liegen.

²⁸Ein sphärischer Spiegel mit zwei unterschiedlichen Radien und daher zwei verschiedenen Brennweiten in x- und y-Richtung.

gefertigt. Es sind kleinere Brennweiten und größere Umlenkwinkel (bis zu 90°) möglich, wodurch ein sehr kompakter Aufbau des Teleskops verwirklicht werden kann, vor allem bei Strahlumlenkungswinkeln von 30° bis 45° . Dies ist möglich, weil eine Abbildung mit Parabolspiegeln keine optischen Abbildungsfehler besitzt wie im Fall der sphärischen Spiegel. Parabolische Spiegel sind jedoch teurer und zudem aufwendiger in der Justage, denn sie müssen sehr viel genauer justiert werden als sphärische Spiegel (siehe auch [9]). Der prinzipielle Aufbau eines Parabolteleskops wird in Abbildung 2.23 dargestellt. Benutzt man als ersten Teleskopspiegel einen parabolförmigen Scraper, so kann man die minimale Baugröße erreichen, allerdings nur mit einer entsprechend aufwendigen Justierung und Konstruktion.

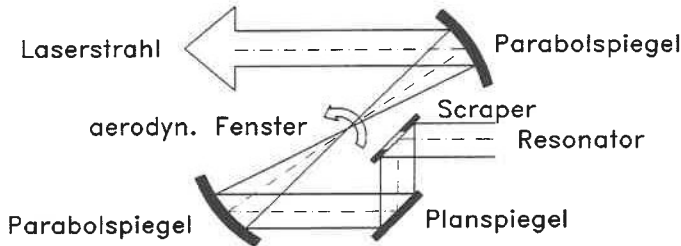


Abb. 2.23: Strahlauskopplung mit Parabolspiegeln.

Auskopplung durch ein zweites Scraperloch Eine dritte prinzipielle Möglichkeit der Zwischenfokussierung²⁹ benötigt eine zusätzliche zweite Bohrung im Scraperspiegel, siehe Abbildung 2.24. Dies erfordert eine genaue Justierung und führt zu Kühlproblemen an den thermisch hochbelasteten Kanten der Bohrungen. Zudem braucht man für den sphärischen Spiegel eine lange Brennweite, damit die Strömung im Fokus angeordnet werden kann und das zweite Loch trotzdem relativ klein sein kann. Ein weiterer Punkt ist die Anordnung des Pilotlasers, der normalerweise durch eine zweite kleine Bohrung des Scraperspiegels geführt wird, damit er kolinear zum CO_2 -Laserstrahl verläuft. Dieser Pilotlaser müßte dann durch ein axiales Loch des sphärischen Spiegels eingekoppelt werden. Optische Fehler vermeidet diese Anordnung durch den senkrechten Einfall auf den sphärischen Spiegel und durch den Einsatz eines Toroidspiegels. Alternativ können auch Planspiegel/Toroidspiegel durch die Kombination Parabolspiegel/Planspiegel ersetzt werden, um den Laserstrahl wieder in seine ursprüngliche Form zurückzuführen und umzulenken.

Auswahl der realisierten Lösung Um dem industriellen Gesichtspunkt bei der Entwicklung Rechnung zu tragen, sollen folgende drei Kriterien zur Auswahl herangezogen werden: Baugröße, Funktion und Kosten. Der gesamte Aufbau zur Strahlauskopplung soll möglichst klein sein und sich gut an den Resonator anbauen lassen. Darunter ist eine gute Gewichtsverteilung zu verstehen, um den Resonator nicht mechanisch zu verformen, eine gute Zugänglichkeit zu wichtigen Bauteilen, wie z.B. den Elektroden der Anregung, und auch einen gewissen Abstand zu den heißen Entladungsstrecken des Lasers, um eine zusätzliche Erwärmung zu vermeiden. Thermische oder mechanische Verformungen des Resonators bzw. der Gehäuse könnten zu einer Dejustierung und damit zu

²⁹Sie wird von Löffler [57] favorisiert und auch bei Wildermuth [17] in abgewandelter Form vorgestellt.

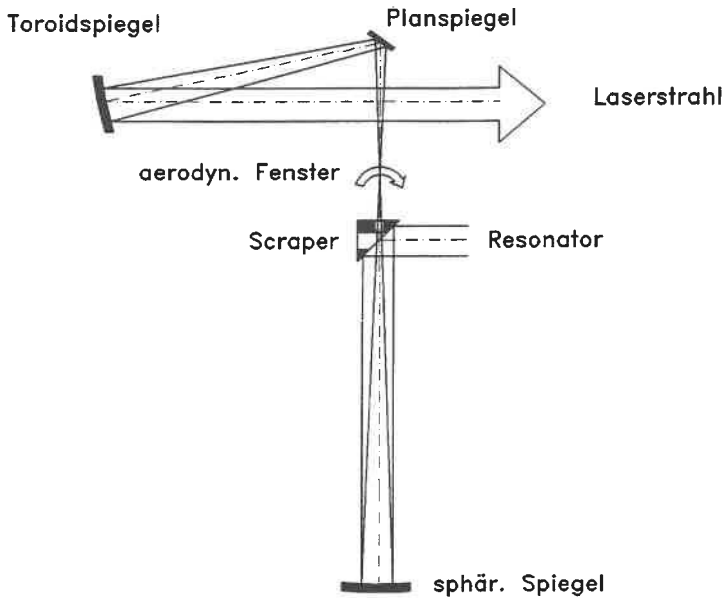


Abb. 2.24: Strahlauskopplung mit sphärischen Spiegel und Toroidspiegel sowie zusätzlichem Scraperloch.

einer Verschlechterung von Strahlqualität und Leistung führen. Unter guter Funktion ist zu verstehen, daß die Laserstrahlqualität nicht durch die optischen Fehler des zwischenfokussierenden Teleskops beeinträchtigt werden darf. Die Kosten sollen zwar einerseits gering gehalten werden, müssen andererseits aber im Zusammenhang mit den Gesamtkosten für den Hochleistungslaser gesehen werden. So sind weniger die Spiegelkosten als vielmehr die zur Justage nötige Arbeitszeit ein Kriterium. Allerdings darf man auch die Kosten für das Gehäuse sowie Zeit und Kosten der Konstruktion nicht ganz außer Acht lassen.

Faßt man die Eigenschaften der drei vorgestellten Lösungen zusammen, so ergibt sich das in Tabelle 2.8 aufgelistete Bild. Es wurde die Lösung des Parabolteleskops ausgewählt, weil dieses die kleinste Baugröße ermöglicht und gleichzeitig keine optischen Fehler verursacht. Um die Justierarbeit, der gewichtigste Nachteil des Parabolteleskops, zu minimieren, wurde das Konzept jedoch etwas abgeändert verwirklicht. Zwischen Scraper und erstem Parabolspiegel wurden zwei Planspiegel angeordnet, so daß durch einfache Justage der beiden Planspiegel der erste Parabolspiegel, der feststeht und nicht justierbar ist, richtig getroffen wird. Nur der zweite Parabolspiegel muß justiert werden.

Die Anordnung der Spiegel und der Strahlverlauf sind in der Abbildung 2.25 deutlich gemacht. Der Scraper koppelt den Strahl horizontal zur Seite aus, der erste Planspiegel lenkt nach oben um, der zweite Planspiegel wieder in die Horizontale nach vorne, in Längsrichtung des Resonators. Das Parabolteleskop (Brennweite 200 mm, Umlenkwinkel 30°) faltet den Strahl und erzeugt dabei einen Zwischenfokus für das aerodynamische Fenster, so daß am Ende der Laserstrahl in Längsrichtung des Resonators zur Verfügung steht.

Art der Auskopplung	Vor- und Nachteile
Sphärische Spiegel	<ul style="list-style-type: none"> + Spiegelkosten gering + Justageaufwand gering – optische Fehler – kein kompakter Aufbau
Parabolspiegel	<ul style="list-style-type: none"> + keine optischen Fehler + sehr kompakter Aufbau – Spiegelkosten hoch – Justageaufwand hoch
Lösung mit 2. Scraperloch	<ul style="list-style-type: none"> + keine optischen Fehler + relativ kompakter Aufbau – thermische Belastung des Scrapers hoch – Justageaufwand hoch

Tabelle 2.8: Vor- und Nachteile der verschiedenen Zwischenfokussierungen.

2.5.2 Konstruktive Lösung

Das Ziel der Konstruktion war es, die gewählte Spiegelanordnung in einer möglichst kompakten Form zu realisieren, dabei aber gleichzeitig einen stabilen Aufbau zu gewährleisten. Auch durften keine zu großen mechanischen Belastungen für den Resonatoraufbau entstehen. Die Auskoppelvorrichtung sollte an einen modifizierten 5-kW-CO₂-Laser der Firma Trumpf Lasertechnik angebaut werden können, um das aerodynamische Fenster an einem Industrielaser testen zu können. Gleichzeitig sollte die Auskoppelvorrichtung aber auch nach Abschluß der Versuche anderweitig weiterverwendet werden können. Natürlich wurden die im Bau von Hochleistungslasern üblichen Randbedingungen und Erfahrungen bei der Konstruktion berücksichtigt, wie z.B. getrennte Kühlkreisläufe für Kupfer (Spiegel) und Aluminium (Gehäuse), gas- und druckdichte Gehäuseabschlüsse und -durchführungen (Viton-O-Ringe), spielfreie Justiereinrichtungen, Vorsehen eines He-Ne-Pilotlasers, usw..

In einem unteren Gehäuse sind Scraper, Resonatorendspiegel und erster Umlenkspiegel zusammengefaßt. Das zweite, obere Gehäuse beinhaltet den zweiten Umlenkspiegel und den ersten Teleskopspiegel und wird durch den Vakuumschieber und das Strömungsmodul abgeschlossen. Außerdem ist das dritte und kleinste Gehäuse für den zweiten Teleskopspiegel daran befestigt. Das obere und untere Gehäuse können in 90°-Schritten verdreht zusammengebaut werden, so daß die Richtung des ausgekoppelten Strahls bei Bedarf geändert werden kann. Die Gehäuse sind mit ausreichend Kühlbohrungen versehen, um sie auf konstanter Temperatur zu halten.

Der Scraper wurde nicht kippbar, sondern nur in x- und y-Richtung³⁰ verschiebbar gestaltet. Ob diese horizontale und vertikale Verschiebbarkeit nötig ist, konnte zum Zeitpunkt der Konstruktion nicht ausgeschlossen werden. Zu diesem Punkt wurden später Versuche durchgeführt. Die x- und y-Verstellung wurde durch zwei Schwalbenschwanzführungen und entsprechende Stellschrauben realisiert. Tellerfederpakete sorgen für die nötige Spielfreiheit bei der Justierung. Die Kühlwasserversorgung des Scrapers verläuft durch flexible

³⁰Die z-Richtung wird hier stets durch die Laserstrahlachse vorgegeben.

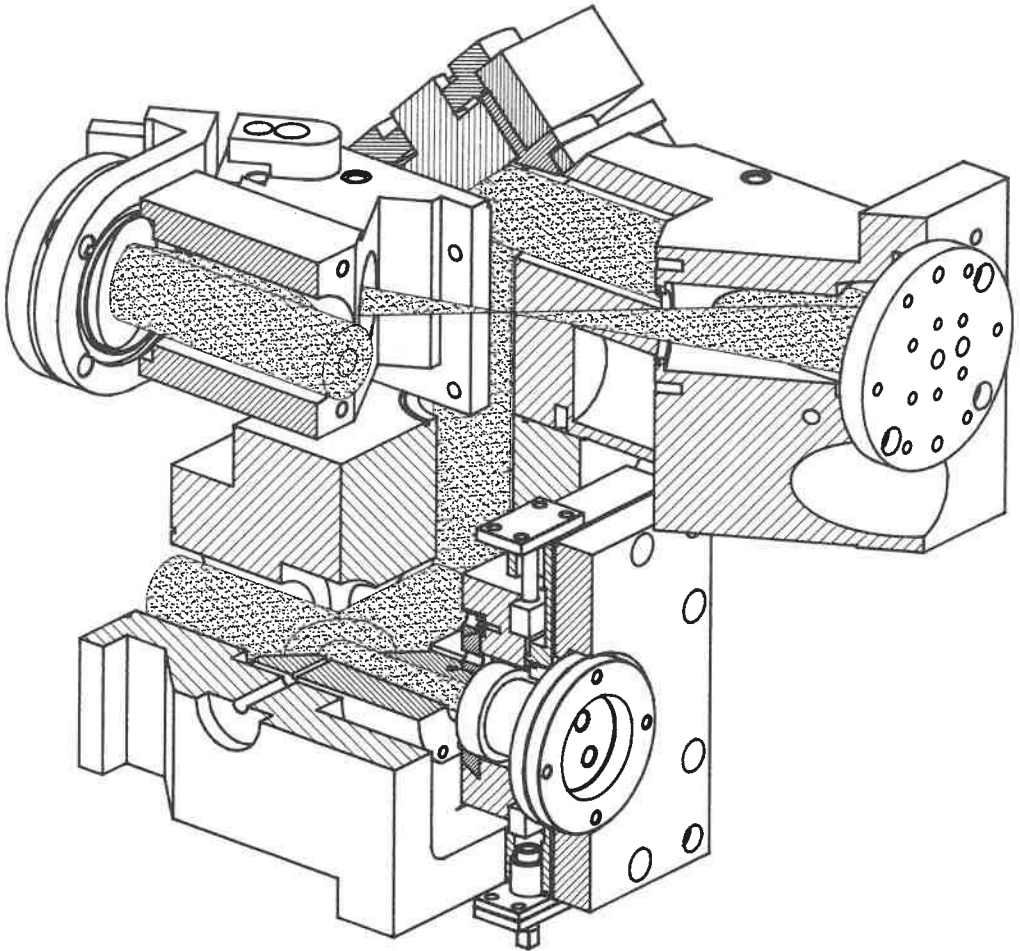


Abb. 2.25: Schnittbild der Auskuppelvorrichtung mit Laserstrahlverlauf.

Edelstahlbälge, so daß einerseits die Verschiebung des Scrapers möglich ist, andererseits aber auch ein besserer Schutz des Vakuums gegen Eindringen von Wasser gewährleistet ist, als es im Falle von Kunststoffschläuchen gegeben wäre.

Der Resonatorendspiegel ist wie üblich in zwei Achsen kippbar gelagert und durch drei Justierschrauben einzustellen, ebenso die beiden Umlenkspiegel, für die auf vorhandene Spiegelhalterungen des Industrielasers zurückgegriffen wurde. Der erste Parabolspiegel ist fest eingebaut und nicht justierbar. Seine Lage wird durch Paßstifte fixiert. Der Vorteil dieser Maßnahme ist nicht nur eine leichtere Justage, sondern auch die Möglichkeit, den Teleskopspiegel durch ein materielles Fenster auszutauschen, ohne die korrekte Justage des Teleskops zu verlieren. Damit sind direkte Vergleiche zwischen dem aerodynamischen und dem materiellen Fenster möglich.

Der verwendete Vakuumschieber ist ein druckluftbetriebener UHV-Minischieber der Firma VAT mit einer Öffnungszeit von 0,4 s und einer verzögerten Schließzeit von 1,0 s. Der UHV-Schieber³¹ wurde wegen seiner kleinen Baugröße und wegen dem großen Diffusionsvermögen des Heliums im Lasergas ausgewählt. Er ist mit Lagemeldern für die Steuerung ausgerüstet und wurde in der Ausführung ‚normally closed‘ beschafft, d.h. bei Druckluftausfall schließt eine Feder den Schieber. Damit der Druckluftanschluß des Schiebers nicht in den Strahlverlauf ragt, mußte er umgebaut werden. Über zwei Edelstahlflansche und Kupferdichtungen verbindet der Schieber das Gehäuse mit dem Strömungsmodul (siehe Abb. 2.1). Über einen Schlauch wird die Diffusorströmung durch einen Schalldämpfer abgeleitet. In Gehäuse und Strömungsmodul sind insgesamt drei Druckmeßbohrungen vorgesehen, um den Druck in der Kavität, im Bereich zwischen Schieber und Strömung und im Kessel der Düse messen zu können.

Der zweite Teleskopspiegel ist mittels Schwalbenschwanzführungen in x-, y- und z-Richtung verschiebbar und zusätzlich in 2 Achsen kippbar gelagert. An das Gehäuse kann über einen Flansch ein Strahlschutzrohr aufgesteckt werden, um so den Strahlverlauf zu sichern. Der Bereich zwischen Strömungsmodul und drittem Gehäuse ist frei zugänglich. Dies mag für einen Experimentallaser einen noch akzeptablen Zustand darstellen, kann jedoch bei einem industriellen Laser aus Sicherheitsgründen nicht akzeptiert werden. Allerdings darf der Schutz, der einen Zugriff in diesen Bereich der fokussierten Strahlung verhindern soll, nicht die Zuströmung des Freistrahls behindern.

Die komplette Auskoppelvorrichtung mit Spiegeln wiegt ca. 75 kg und hat folgende Außenabmessungen: 43 x 34 x 60 (Länge³² x Breite x Höhe in cm). Die Schnittzeichnung (Abb. 2.25) und die Aufnahme in Abbildung 2.26 vermitteln einen Eindruck von der Konstruktion.

2.6 Integration in die Lasersteuerung

Allgemeines Die Bedienung eines Lasers in der Fertigung geschieht üblicherweise im Automatikbetrieb. Der Einsatz des aerodynamischen Fensters in Industrielasern setzt daher voraus, daß das System aerodynamisches Fenster ebenfalls durch eine Steuerung betrieben wird und diese Steuerung in die Lasersteuerung integriert werden kann. Dadurch werden die Funktionen des aerodynamischen Fensters (z.B. Strömung ein, Schieber auf, usw.) Teil des normalen Betriebsablaufs des Lasers. Nicht nur die Bedienung, auch Sicherheitsaspekte machen eine Steuerung unverzichtbar, so darf z.B. die Entladung bei geschlossenem Schieber nicht eingeschaltet werden.

Ganz allgemein kann die Steuerung entweder als Software (oft in der Sprache C programmiert) oder als Hardware (speicherprogrammierbare Steuerung = SPS) realisiert werden. Die Softwarelösung ist etwas flexibler, benötigt aber einen Computer und A/D-Karten³³. Die Vorteile der SPS liegen in der Bewährtheit der Technik. Bei neu zu entwickelnden Lasern wäre es sinnvoll die Steuerung des aerodynamischen Fensters in die Lasersteuerung voll zu integrieren, wenn diese als Programm verwirklicht wird. Natürlich muß dann eine

³¹UHV = Ultrahochvakuum

³²In Resonatorlängsrichtung

³³A/D-Karten wandeln analoge Signale, z.B. eine dem Druck proportionale Spannung, in digitale Signale um, die der Computer verarbeiten kann.

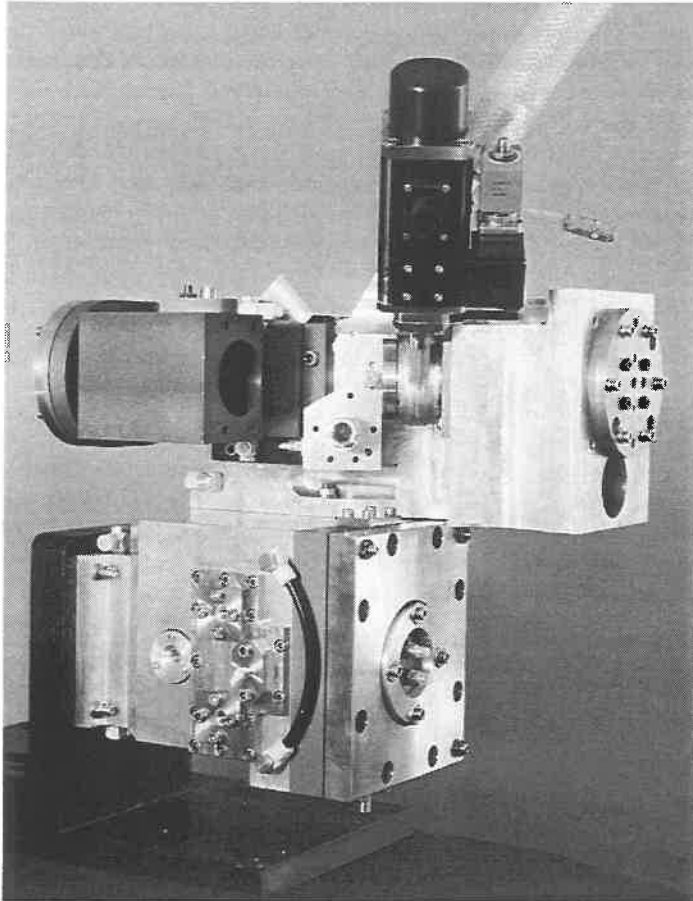


Abb. 2.26: Aufnahme der zusammenbauten Auskoppelvorrichtung; Ansicht wie in 2.25.

gewisse Anzahl A/D-Eingänge und -Ausgänge für das Fenster bereitgestellt werden. Bei bestehenden Lasern mit Softwaresteuerung kann es aus diesem Grund vorteilhaft sein, die Steuerung des aerodynamischen Fensters als SPS auszuführen, die dann wenige Befehle der Lasersteuerung entgegennimmt bzw. entsprechende Rückmeldungen liefert.

Die Steuerung des für Testzwecke zur Verfügung stehenden Lasers bediente sich einer SPS. Somit wurde auch die Steuerung des aerodynamischen Fensters als SPS ausgeführt. Es wurde ein zweites Bedienpult geschaffen, von wo aus sowohl das aerodynamische Fenster bedient als auch der Laserstrahl eingeschaltet werden konnte³⁴. Bei Versuchen mit materiellem Fenster wurde mit der standardmäßigen Handsteuerung gearbeitet.

Ablauf Um eine bessere Vorstellung des gesamten Betriebsablaufs bei Einsatz des aerodynamischen Fensters zu bekommen, soll er kurz skizziert werden. Als erstes wird der

³⁴Bei den Versuchen wurde im Handbetrieb gearbeitet.

Laser in betriebsbereiten Zustand versetzt, d.h. bei materiellem Fenster könnte die Entladung jetzt eingeschaltet werden. Auch der Kompressor des Fensters muß laufen und einen Mindestdruck bereitstellen. Nun kann über ein Magnetventil am Kompressor die Gaszufuhr geöffnet werden, und die Strömung läuft an. Die Strömung erzeugt zwischen Schieber und Freistrah ein Unterdruck, der etwas unter dem Kavitätsdruck liegen muß. Durch Verändern des Kesseldrucks kann der Unterdruck angepaßt werden. Erst wenn der Unterdruck stimmt, wird das Öffnen des Schiebers freigegeben. Durch Betätigen des Schieberventils wird der Schieber geöffnet und sein Zustand ‚offen‘ per Lagemelder der Steuerung mitgeteilt. Nun kann die Anregung und damit der Laserstrahl eingeschaltet werden. Der Ausschaltvorgang verläuft analog in umgekehrter Reihenfolge.

Ein- und Ausgänge Unabhängig von der technischen Realisierung der Steuerung sind folgende Ein- und Ausgänge von Signalen zu verarbeiten:

- Zustand des Kompressors (eingeschaltet/ausgeschaltet),
- Mindestdruck im Druckkessel des Kompressors (vorhanden/nicht vorhanden),
- Magnetventil der Gaszufuhr (auf/zu),
- Differenzdruckmessung über den geschlossenen Schieber hinweg (Meßwert innerhalb/außerhalb der Grenzwerte),
- Magnetventil des Schiebers (auf/zu),
- Lagemelder 1 des Schiebers für Zustand geschlossen (geschlossen/ nicht geschlossen),
- Lagemelder 2 des Schiebers für Zustand offen (offen/ nicht offen).

Eine mögliche Anbindung der Steuerung des Fensters an die Lasersteuerung könnte mit nur zwei Anforderungen und Rückmeldungen auskommen. Die erste Anforderung könnte sein ‚Kompressor ein‘ mit der Rückmeldung ‚Mindestdruck okay‘. Die zweite wäre dann ‚Fenster ein‘ (d.h. Strömung einschalten, Differenzdruck überprüfen, Schieber öffnen) mit der Rückmeldung ‚Fenster ist offen‘.

Druckmessung Wichtig für die Steuerung ist vor allem die Differenz zwischen dem in Schiebernähe gemessenen Kavitätsdruck und dem von der Strömung zwischen Freistrah und geschlossenem Schieber erzeugten Unterdruck. Für einen sicheren Betrieb mit aerodynamischem Fenster empfiehlt es sich, ein Druckgefälle von einigen wenigen mbar in Richtung Umgebung einzustellen. Dadurch wird ein Eindringen von Luftsauerstoff in die Kavität verhindert. Für die Steuerung muß dann ein gewisser Toleranzbereich dieses Differenzdrucks Δp angegeben werden, innerhalb dem der Schieber geöffnet werden darf. Nach dem Öffnen des Schiebers gleicht sich der Druckunterschied rasch aus und der Differenzdruck ist null. Daher ist der Differenzdruck zur Überwachung der Fensterfunktion nicht geeignet, man könnte statt dessen den Kesseldruck der Düse überwachen.

Den Differenzdruck kann man zum einen durch Messung der beiden Absolutdrücke und anschließender Subtraktion ermitteln, oder durch Messung mit einem Differenzdruckaufnehmer. Die Messung über Absolutdrücke ist ungenauer und wurde hier nur durchgeführt, weil im Rahmen der experimentellen Arbeit auch die absoluten Drücke interessant sind. Für eine industrielle Anwendung ist der Einsatz eines Differenzdruckaufnehmers sinnvoller. Der Druckaufnehmer sollte einen Druckmeßumformer eingebaut haben, damit er

direkt an die Steuerung angeschlossen werden kann und außerdem folgende Spezifikationen erfüllen:

Meßbereich 0 bis 20 mbar,	analoger Ausgang,
erforderliche Genauigkeit 0,5 mbar,	zusätzliche digitale Anzeige,
maximaler Differenzdruck 1 bar,	Grenzwertschalter,
maximaler Betriebsdruck 1 bar.	

Der große maximale Differenzdruck von 1 bar tritt dann auf, wenn die Strömung nicht läuft und die Kavität stark abgepumpt wird, um die Umwälzpumpen für den Lasergaskreislauf zu starten. Die meisten Druckaufnehmer, die einen so kleinen Differenzdruck messen können, sind nicht für große Differenzdrücke zugelassen, so daß man sie aufwendig durch Ventile schützen müßte, oder sie entlüften die Meßkammer und stellen so eine ‚Undichtigkeit‘ im Gaskreislauf dar. Ein Druckaufnehmer, der kleine Differenzdrücke genau messen kann, aber gleichzeitig auch genügend mechanische Stabilität bietet, ist der PDE 200 von der Firma Hottinger Baldwin Messtechnik (Meßbereich 0 - 100 mbar, Genauigkeit 0,5 mbar und maximaler Differenzdruck 100 bar).

Der Kesseldruck der Düse wurde mechanisch gemessen und angezeigt, da er nur als zusätzliche Information betrachtet wird. Der *Einstellung des Kesseldrucks* gebührt jedoch wieder mehr Aufmerksamkeit, da es durch Variation des Kesseldrucks möglich ist, den Kavitätsdruck anzupassen (siehe Abb. 2.18). Der Kesseldruck kann beim Prototypen mittels eines Präzisionsdruckreglers manuell eingestellt werden.

Sollte es wünschenswert oder nötig werden, den Kesseldruck der Düse über die Steuerung zu verändern, so ist dies durch den Einbau eines entsprechenden 3-Wege-Proportionaldruckregelventils mit integrierter elektronischer Druckregelung möglich, vorausgesetzt diese Ventile erfüllen die Anforderungen hinsichtlich der Genauigkeit, die das aerodynamische Fenster stellt.

Störungen Bei Störungen ist dafür zu sorgen, daß niemand zu Schaden kommt aber auch die technischen Gerät nicht beschädigt werden. Dies bedeutet, daß der Vakuumschieber nicht geschlossen werden darf, solange der Laserstrahl eingeschaltet ist. Sollte die Druckluftversorgung des Schiebers oder auch die Spannung am Schieberventil ausfallen, so sorgt eine eingebaute Schließfeder für das Schließen des Schiebers. Da im Ventil jedoch eine Drossel eingebaut ist, beträgt die Schließzeit 1 s. Dies läßt der Steuerung genügend Zeit, die Anregung auszuschalten und die Entladung abklingen zu lassen, so daß ein störungsbedingtes Schließen des Schiebers auch bei eingeschaltetem Laserstrahl keine Schäden am Schieber verursacht. Auch ein Ausfall des Kompressors oder ein Betätigen des Notaus-Schalters hätte ein Ausschalten des Laserstrahls und ein Schließen des Schiebers zur Folge. Bei der Realisierung der Steuerung muß dies alles in geeigneter Weise berücksichtigt werden. Um den Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht zu sprengen, soll jedoch nicht weiter auf Details eingegangen werden.

3 Funktions- und Qualitätsnachweis des aerodynamischen Fensters am Laser

Nach der Auslegung, Konstruktion und Fertigung steht nun die experimentelle Erprobung des Prototyps an. Neben einer zuverlässigen Funktion interessiert vor allem die Strahlqualität bei Einsatz des aerodynamischen Fensters, auch im Vergleich zum materiellen Zinkselenid-Fenster.

Für die Versuche stand ein modifizierter Industrielaser (TLF 5000 der Firma Trumpf Lasertechnik GmbH) zur Verfügung, dessen stabiler Resonator durch einen instabilen Resonatoraufbau ersetzt worden war. Der 10 m lange Resonator war 4-fach gefaltet und umfaßte 16 Entladungsstrecken. Die Strahlleistung lag nominell zwar bei 5 kW, betrug im Versuch jedoch nur ca. 3 kW, weil der Versuchslaser in einer Einstellung betrieben wurde, die einen längeren, sicheren Betrieb, nicht aber die maximale Leistung ermöglichte.

Die Klassifizierung eines Resonators – ob optisch stabil oder instabil – erfolgt nach den sogenannten g -Parametern¹. Bei einem realen Resonator ist es jedoch nötig, auch die thermischen Einflüsse zu berücksichtigen, welche die optischen Eigenschaften des Resonators verändern können, wie z.B. die thermische Linse des aufgeheizten laseraktiven Mediums oder die thermische Ausdehnung der Spiegel im Resonator. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll eine derartige Analyse nicht durchgeführt werden. Einfache Abschätzungen haben aber gezeigt, daß der Resonator des Testlasers der Gruppe der optisch instabilen Resonatoren zuzurechnen ist.

3.1 Justage der Auskoppelvorrichtung

3.1.1 Justage des zwischenfokussierenden Teleskops

Der wichtigere Teil der Justage besteht in der richtigen Justierung des bereits beschriebenen zwischenfokussierenden Teleskops. Sie wurde mit einem Helium-Neon-Laser in mehreren Schritten durchgeführt, die anschließend näher erläutert werden sollen.

1. Der Strahl des Helium-Neon-Lasers wird aufgeweitet und kollinear zur Resonatorachse durch den Resonator geführt.
2. Mit den zwei Umlenkspiegeln wird der Strahl auf den ersten, feststehenden Parabolspiegel justiert (Justage auf minimalen Astigmatismus).
3. Anschließend wird der zweite Parabolspiegel so justiert, daß wieder ein paralleler Strahl mit ebener Phasenfront entsteht.

Eine anschließende Überprüfung der Justierung mit dem CO₂-Leistungsstrahl und geeigneten optischen Meßgeräten ist zu empfehlen.

¹Resonatorparameter $g_i = 1 - L/R_i$, siehe z.B. [7].

Um die Justage bei Unterdruck durchführen zu können, wurden die beiden Resonator-endspiegel durch planparallele Glasplatten ersetzt. Dieses umständliche Vorgehen war nötig, weil die Aufhängungen der Resonatorumlenkspiegel des Lasers druckempfindlich, d.h. abhängig von der Höhe des Kavitätsdrucks waren. Da solche Probleme normalerweise nicht auftreten, wird die hier beschriebene Justage unter Betriebsdruck der Ausnahmefall bleiben.

Da der Strahl stark aufgeweitet wurde und die 6 Umlenkspiegel im Resonator merklich Strahlleistung absorbierten, wurde ein Helium-Neon-Laser mit 10 mW Strahlleistung verwendet. Die Aufweitung wurde mit einem Keplerteleskop durchgeführt, bestehend aus zwei Linsen und einer Lochblende im Fokus des Teleskops. Dadurch wurde ein Strahldurchmesser von ca. 30 mm erreicht; dies ist etwas kleiner als die Öffnung am Resonatorende. Um die Parallelität des Strahls zu gewährleisten, eine wichtige Voraussetzung für eine gute Justage, wurde der Strahldurchmesser über einige 10 m hinweg kontrolliert. Wegen der großen Rayleighlänge war dieses Verfahren ausreichend, um die genannte Forderung zu erfüllen.

Der aufgeweitete Helium-Neon-Laserstrahl wurde nun über zwei kippbar gelagerte Planspiegel geführt, so daß am Resonatoreingang sowohl Lage als auch Richtung des Laserstrahls verändert werden konnten. Die Justage wurde mit Hilfe von Fadenkreuzen durchgeführt, die jeweils an den beiden Enden des Resonators in den Glasrohren eingebaut wurden. Sobald die Bilder der beiden Fadenkreuze zueinander in Deckung gebracht sind, besteht die gewünschte Kollinearität zwischen Laserstrahl und Resonatorachse.

Im nächsten Abschnitt der Justage müssen die beiden Planspiegel der Auskoppelvorrichtung so justiert werden, daß der Laserstrahl den ersten, feststehenden Teleskopspiegel richtig trifft, d.h. auf der Mitte und parallel zur Achse. Dies kann am Zwischenfokus überprüft werden, der bei schlechter Justage astigmatisch deformiert wird.

Da der Fokus innerhalb des Strömungsmoduls liegt und nicht eingesehen werden kann, mußten Schieber und Strömungsmodul entfernt werden. Die Gehäuseöffnung wurde ebenfalls mit einer Glasplatte abgedichtet, um bei Unterdruck justieren zu können. Durch Verschieben einer CCD-Kamera in Strahllängsrichtung, auf deren Chip der Fokus abgebildet wurde, konnte man einen vorhandenen Astigmatismus sehr einfach feststellen und durch Justage der beiden Umlenkspiegel beseitigen. Anschließend wurden Schieber und Strömungsmodul wieder angebaut und so ausgerichtet, daß der fokussierte Strahl in der Mitte der Apertur des Strömungsmoduls lag².

Zur Justage des zweiten Parabolspiegels wurde bereits das aerodynamische Fenster benutzt, um den Unterdruck im Resonator aufrechtzuerhalten. Die planparallele Glasplatte von vorher bewirkte, da sie im fokussierten Strahlengang stand, einen Versatz der Fokusslage, der sich bei der Justierung des zweiten Spiegels störend bemerkbar machen würde. Beabsichtigt man den Einbau eines Vakuumschiebers mit Fenster, so sollte man diesen Fokusversatz aufgrund des Brechungseinflusses berücksichtigen.

Die Justage des zweiten Parabolspiegels hat zum Ziel, daß sich nach dem Teleskop wieder ein paralleler Strahl ohne optische Fehler ergibt. Dazu wurde der Spiegel zuerst

²Muß der Schieber nicht abgebaut werden, so kann man sich bei der Justierung auch zusätzlich an der richtigen Lage orientieren, die der Justierlaserstrahl bezüglich der Schieberöffnung einnehmen muß, damit der Zwischenfokus später mittig in der Apertur des Strömungsmoduls liegt.

durch Kontrolle der Parallelität des austretenden Strahls vorjustiert, indem der Abstand der Teleskopspiegel zueinander angepaßt wurde. Entspricht der Abstand der beiden Teleskopspiegel der doppelten Brennweite der Paraboloiden, so ist das Teleskop 'neutral' eingestellt und verändert den zwischenfokussierten Laserstrahl nicht. Zieht man die Spiegel auseinander, so wird der Laserstrahl leicht konvergent, wenn er vorher parallel war, bzw. weniger divergent, wenn er vorher divergent war³.

Anschließend wurde der Strahl mit einer Linse erneut fokussiert und auf Astigmatismus untersucht. Durch Justieren des zweiten Parabolspiegels wurde auch dieser Fehler minimiert⁴.

Prinzipiell gilt, daß das Teleskop für einen Strahl mit ebener Phasenfront ausgelegt ist und nur für diesen Fall keine optischen Fehler hat (bei richtiger Justage). Ein realer Laserstrahl ist jedoch immer divergent. Allerdings ist beim Versuchslaser die Rayleighlänge so groß, daß die Bedingung der ebenen Phase trotzdem zutrifft. Sollte diese Bedingung nicht erfüllt sein, so sind optische Fehler (Astigmatismus) zu erwarten. Möchte man die Einstellmöglichkeit des Spiegelabstandes der beiden Teleskopspiegel nutzen, um die Laserstrahldivergenz zu verringern, so handelt man sich geringfügige optische Fehler ein, die bis zu einem gewissen Maß toleriert werden könnten. Dabei sollte beachtet werden, daß im realen Fall stets mit Fertigungstoleranzen von Spiegel und Gehäuse zu rechnen ist. Weichen die Winkel vom Gehäuse und vom Teleskop nur geringfügig voneinander ab, so muß bei Änderung des Spiegelabstandes auch in der zweiten, horizontalen Achse nachgeführt werden.

Man kann zusammenfassend festhalten, daß sich das Justagekonzept und auch die konstruktive Ausgestaltung in der Praxis bewährt haben. Lediglich an der Verstelleinrichtung des zweiten Parabolspiegels in Strahlwärtsrichtung sind die Rückstellkräfte der Tellerfederpakete etwas zu gering. Soll der Spiegelabstand zur Strahlbeeinflussung (Verringerung der Divergenz) variiert werden, so sollte die Verstellmöglichkeit des zweiten Spiegels in Strahlwärtsrichtung gegenüber der vorliegenden Konstruktion eventuell etwas vergrößert werden.

3.1.2 Scraperjustage

Die Auskoppelvorrichtung war so ausgelegt worden, daß der Scraper in den zwei Achsen senkrecht zur Strahlachse verschoben werden konnte. Bei der zuvor geschilderten Teleskopjustage war es möglich, den Scraper gleich mit zu zentrieren. Das zweite Fadenkreuz, das kurz vor dem Scraper eingebaut war, ermöglichte die Überprüfung der Lage des Scrapers. Da der Reflexionsspiegel ausgebaut war, erhielt man eine Abbildung der Scraperbohrung. Der Scraper wurde so justiert, daß die Bohrung genau zentrisch zum Bild des Fadenkreuzes war. Damit waren Scraper und Resonatorachse coaxial zueinander und diese Einstellung diente auch als Nullpunkt der im folgenden beschriebenen Messungen.

³Mit dem Modemaster-Meßgerät (Beschreibung des Gerätes siehe Kap. 3.4.1) konnte dies praktisch nachgeprüft werden. Durch Vergrößern des Spiegelabstandes konnte eine Strahltaile direkt im Modemaster-Gerät erzeugt werden, während in der neutralen Einstellung die Strahltaile im Resonator lag.

⁴Die Ebenheit der Phasenfront kann man auch mit einer planparallelen Platte überprüfen. Hier interferieren die Reflexe von Vorder- und Rückseite und man kann aus dem Streifenbild Rückschlüsse auf die Ebenheit der Wellenfront ziehen.

Um die Justierbarkeit des Scrapers zu ermöglichen, war ein nicht unbeträchtlicher konstruktiver Aufwand nötig gewesen. Könnte auf die Justage des Scrapers verzichtet werden, so wäre es möglich, die Konstruktion zu vereinfachen. Es entfielen teure Bauteile wie die Edelstahlbälge der Kühlwasserzufuhr, und das Gehäuse würde durch den Wegfall der Schwalbenschwanzführungen kürzer werden. Um diesen Punkt näher zu untersuchen, wurde der Scraper in beiden Achsen schrittweise dejustiert und die ausgekoppelte Leistung mit einem kalorischen Handleistungsmeßgerät gemessen. An jedem Meßpunkt wurden dabei mehrere Messungen durchgeführt. In dem nachfolgenden Diagramm 3.1 sind die Ergebnisse dargestellt.

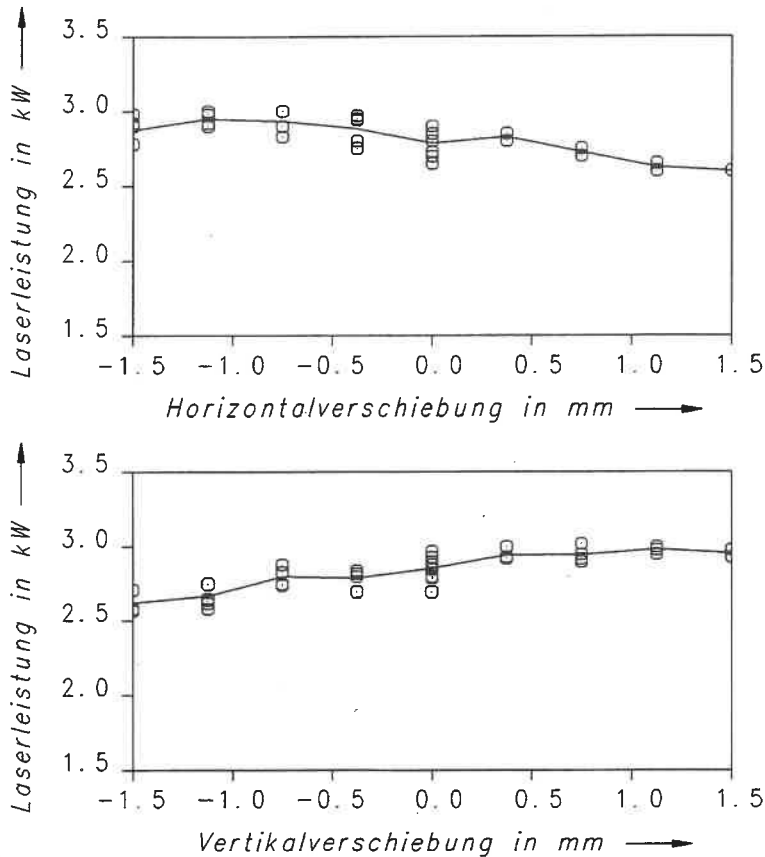


Abb. 3.1: Einfluß einer Scraperdejustage auf die ausgekoppelte Laserleistung.

Betrachtet man den Verlauf der Laserleistung in den beiden Diagrammen, so fällt auf, daß das Maximum nicht im Nullpunkt, sondern für beide Richtungen ca. 1 mm außerhalb liegt. Der Grund hierfür dürfte darin liegen, daß der Schwerpunkt des Laserstrahls im Resonator nicht örtlich konstant war. Vielmehr zeigte sich, daß der Strahlschwerpunkt mit der Betriebsdauer und damit mit der Betriebstemperatur des Lasers wanderte. Dieser Effekt trat bei diesem Laser besonders in Erscheinung, weil die resonatorinterne Strahlungsintensität im Außenbereich der Entladungsrohre relativ groß war. Deshalb konnten sich kleinste Änderungen des Strahlschwerpunktes in der Ausgangsleistung niederschlagen.

Bei einer Konstruktion ohne Scraper-Justagemöglichkeit kann man von einer maximalen Fertigungstoleranz von 0,1 mm ausgehen. Also sollte es inklusive der Toleranzen des Scraperspiegels möglich sein, das Scraperloch mit einer Toleranz von maximal $\pm 0,2$ mm zentrisch zur Resonatorachse einzubauen. Aus den Diagrammen kann man entnehmen, daß dadurch die Laserleistung um nur 1 bis 2 % abweichen würde. Berücksichtigt man den Meßfehler, der in der gleichen Größenordnung lag wie die Variation selbst, so kann abschließend festgehalten werden, daß eine Scraperjustage beim vorliegenden Laser nicht nötig erscheint. Bei den zu erwartenden Fertigungstoleranzen bleibt die ausgekoppelte Laserleistung ausreichend konstant. Somit kann bei künftigen aerodynamischen Fenstern auf die Justageeinrichtung des Scrapers verzichtet werden.

3.2 Funktionsnachweis

Abdichtung der Kavität Die Strömung muß die Kavität gut abdichten, damit zum einen der Kavitätsdruck erhalten bleibt und zum anderen keine Luft (Sauerstoff, Wasserdampf usw.) aus der Umgebung oder dem Freistrahle in das Lasergas gelangen kann. Eindringender Sauerstoff macht sich in einer veränderten Leuchterscheinung der Entladung und vor allem in Form von Leistungseinbußen bemerkbar.

Zuerst wurde das *Entladungsleuchten* beobachtet. Bei einer eingekoppelten Leistung von 50 % des Nennwertes und Auskopplung durch das materielle Fenster wurde die Entladung der Strecke, die dem Scraper am nächsten liegt, beobachtet. Dies wurde sowohl bei geschlossenem Schieber als auch bei laufender Strömung und offenem Schieber durchgeführt, ohne daß ein Unterschied festgestellt werden konnte. Der Differenzdruck vor Öffnen des Schiebers war dabei auf 5 mbar eingestellt. Für geringere Leistungen konnte der Versuch nicht wiederholt werden, weil der Generator der untersuchten Strecke für niedrige Leistungen nicht die volle HF-Leistung lieferte. Dadurch war die Entladung nicht mehr voll ausgebildet und eine Untersuchung nicht möglich.

Bevor die Ergebnisse der Leistungsmessung vorgestellt werden, soll kurz auf die unterschiedlichen *Strahlwege* von materiellem und aerodynamischem Fenster und die *Absorption* der dort vorhandenen optischen Elemente eingegangen werden.

Betrachtet man den Strahlverlauf, so ist bei der Auskopplung durch das Zinkselenid-Fenster zum einen die Reflexion und zum anderen die Absorption zu berücksichtigen. Die Reflexion eines antireflex-beschichteten Fensters beträgt 0,5 %, die Absorption 0,2 % (für verschmutzte Fenster 0,3 bis 0,4 %). Diese Verluste entfallen beim aerodynamischen Fenster. Dafür ist dort mit der Absorption der unbeschichteten Kupferspiegel des zwischenfokussierenden Teleskops zu rechnen. Deren Absorption beträgt pro Spiegel 0,7 % bei senkrechtem Einfall; bei schrägem Einfall kommt es zusätzlich auf die Polarisationsrichtung an. In der Strömung des aerodynamischen Fensters wird keine Laserleistung absorbiert, da die Druckluft wasserfrei und gefiltert ist. Die Zuströmung der Umgebungsluft führt zwar Staubpartikel mit sich, die im fokussierten Laserstrahl sofort verglühen, die Laserleistung wird dadurch jedoch nicht beeinflusst. Die Verluste beim aerodynamischen Fenster sind also etwas größer, aber nur in so geringem Maße, daß die angewandten Meßverfahren nicht genau genug sind, um sie nachweisen zu können.

Um den Einfluß eventuell eindringender Luft getrennt von der unterschiedlichen Absorption der beiden Strahlwege feststellen zu können, wurde die *Laserleistung* für den geschlossenen Schieber und für den offenen Schieber, aber bei Auskopplung durchs materielle

Fenster gemessen. Die ausgekoppelte Laserleistung wurde dabei mit einem Labmaster-Meßgerät mehrmals über 10 min kontinuierlich gemessen. Die Leistung schwankte dabei leicht, es konnte jedoch kein Unterschied zwischen den Fällen offener und geschlossener Schieber festgestellt werden. Somit ist dies ein zweiter Nachweis der zuverlässigen Abdichtung durch die Strömung.

Laserleistung Gemessen wurde die Laserleistung mit einem kalorimetrischen Handleistungsmeßgerät und mit einem Labmaster-Meßgerät. Das Handmeßgerät⁵ war spezifiziert für einen Meßbereich von 0 bis 10 kW bei einer Genauigkeit von 5 % und einer Wiederholgenauigkeit von 1,5 %. Praktische Erfahrungen zeigen, daß eine höhere Genauigkeit als 5 % (entspricht 500 W) möglich ist. Zur Leistungsmessung muß der Detektor lediglich eine genau vorgeschriebene Meßzeit bestrahlt werden, anschließend kann der Betrag der Leistung von einer analogen Skala abgelesen werden. Das Labmaster-Gerät von Coherent wird mit einer Genauigkeit von 2 % angegeben (für einen Meßbereich von 5 kW entspricht dies 100 W). Das Labmaster-Gerät ist mit einem wassergekühlten Detektor ausgerüstet, so daß kontinuierliche Messungen der Leistung möglich sind, die dann an einem Bildschirm abgelesen werden kann. Es bleibt noch anzumerken, daß der Strahldurchmesser des untersuchten Lasers mit 46 mm erheblich größer als üblich war, so daß durchaus geringfügige Abschneidungen von Randfeldern des Laserstrahls möglich gewesen wären.

Gemessen wurde bei einer eingekoppelten Leistung von 100 % des Nennwertes und jeweils für eine Auskopplung durch das materielle Fenster bzw. durch das aerodynamische Fenster. Jede Messung wurde mehrmals wiederholt. Für die Auskopplung durch das Zinkselenid-Fenster wurde ein Mittelwert von 2,7 kW festgestellt. Für das aerodynamische Fenster ergaben die Messungen mit dem kalorimetrischen Handleistungsmeßgerät Werte zwischen 2,6 und 2,7 kW und mit dem Labmaster-Meßgerät 2,6 bis 2,8 kW; also auch hier ein Mittelwert von 2,7 kW. Bei den Messungen mit dem aerodynamischen Fenster wurde vor dem Öffnen des Schiebers ein Differenzdruck von ca. 5 mbar eingestellt.

Die Zeitdauer der Labmaster-Messungen betrug ca. 10 Minuten. Dabei zeigten sich bei Messungen mit einem Gerät Leistungsschwankungen im Bereich von wenigen Prozent, während der Meßwert eines anderen Labmaster-Gerätes praktisch nicht schwankte, so daß die Leistungsschwankungen mit Vorbehalt zu betrachten sind.

Da die Laserleistung über die Zeit nicht abnahm, kann die gute Abdichtung des aerodynamischen Fensters bei der vorliegenden Betriebsweise (Druckgefälle nach außen vor Öffnen des Schiebers) als nachgewiesen betrachtet werden. Im Rahmen der Meßunsicherheit sind die gemessenen Leistungen für beide Auskopplungsarten gleich.

3.3 Lasergasverbrauch

Bei einem CO₂-Hochleistungslaser wird üblicherweise kontinuierlich frisches Lasergas zugeführt und durch Absaugung über eine Vakuumpumpe der Druck konstant gehalten. Dies ist zum einen erforderlich wegen einer gewissen Degeneration des Lasergases aufgrund chemo-physikalischer Vorgänge in der Entladung, zum anderen wegen der Notwendigkeit über die Gehäuse der Pumpen abzusaugen. Dadurch wird verhindert, daß Öl aus dem Getrieberaum der Pumpe in die Kavität gelangt. Für das aerodynamische Fenster ist es

⁵Laser power probe von Optical Engineering

ein wichtiges Kriterium, inwieweit sein Betrieb den Verbrauch an Lasergas erhöht, indem der Freistrah Lasergas aus der Kavität absaugt⁶.

Da der vorliegende Laser mit instabilem Resonator eine getaktete Gaszufuhr hatte, konnte das zugeführte Lasergasvolumen einfach durch Messen der Zeitdauer bestimmt werden, während der das Ventil der Gaszufuhr offen war. Multipliziert man die gemessene Zeit mit den am Gasmischer eingestellten Volumenströmen, so erhält man die insgesamt zugeführte Gasmenge pro Zeiteinheit. Diese Zeit wurde mehrmals für einen Zeitraum von 10 min gemessen, bei 50 % eingekoppelter Leistung und Auskopplung durch das materielle Fenster. Die Messung wurde mit geschlossenem Schieber und mit offenem Schieber bei laufender Strömung durchgeführt, so daß sich der Einfluß der Strömung hätte bemerkbar machen müssen. Es ergab sich ein konstanter Volumenstrom unabhängig davon, ob der Schieber offen oder geschlossen war. Auch bei längerem Betrieb des aerodynamischen Fensters von bis zu einer Stunde Dauer, konnte weder ein Abfallen des Kavitätsdrucks noch ein Lasergasmehrverbrauch festgestellt werden.

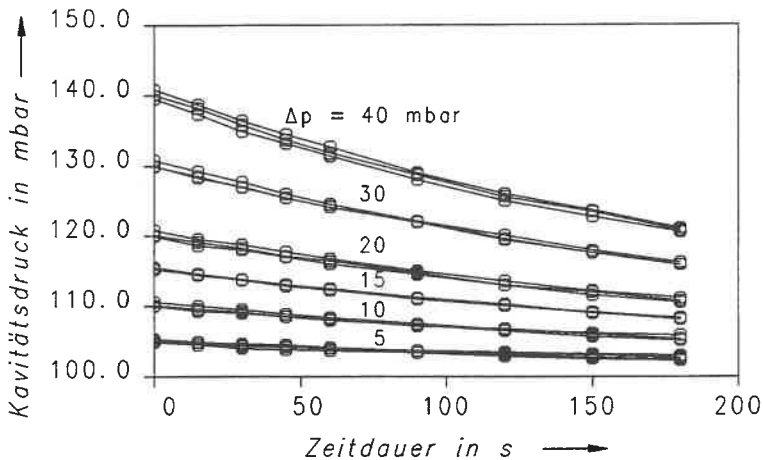


Abb. 3.2: Abfall des Kavitätsdruckes über der Zeit; Parameter ist der Differenzdruck zu Beginn der Messung (Druck der Strömung vor Schieberöffnen 100 mbar).

Um einen Anhalt zu haben, wieviel Gas durch die Strömung mitgerissen wird, wurden Messungen des Saugvermögens des aerodynamischen Fensters durchgeführt. Dazu wurde die Strömung des aerodynamischen Fensters eingeschaltet und der von der Strömung erzeugte Druck auf 100 mbar eingestellt. Die Laserkavität wurde auf einen Druck von 100 mbar + Δp evakuiert (die Rootspumpen blieben dabei abgestellt). Dann wurde der Schieber geöffnet und der Abfall des Kavitätsdrucks über der Zeit gemessen. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Wenn das Volumen der gesamten Laserkavität bekannt ist, kann aus dem Druckabfall und der Zeit der abgesaugte Volumenstrom bestimmt werden. Mittelt man den berechneten Volumenstrom über die ersten 30 s, 45 s und 60 s, so erhält man Abbildung 3.3.

⁶Zu den Kosten siehe auch Kap. 4.

In den folgenden Versuchen am Laser wurde das aerodynamische Fenster meist mit einem Differenzdruck von 4 - 5 mbar betrieben⁷. Durch das Einschalten der Hochfrequenzanregung erhöht sich beim vorliegenden Laser der Kavitätsdruck um ca. 3 hPa bei 100 % eingekoppelter Leistung. Der insgesamt wirksame Differenzdruck beträgt somit 8 mbar, wofür sich ein durch die Strömung abgesaugter Volumenstrom von 35 l/h einstellt. Dies ist ein akzeptabler Wert, wenn man ihn mit dem Lasergasverbrauch ohne aerodynamisches Fenster vergleicht. Da es bei zur Zeit entwickelten CO₂-Hochleistungslasern zu sehr viel höheren Drucksprüngen mit Einschalten der Entladung kommt, wurden auch höhere Differenzdrücke untersucht.

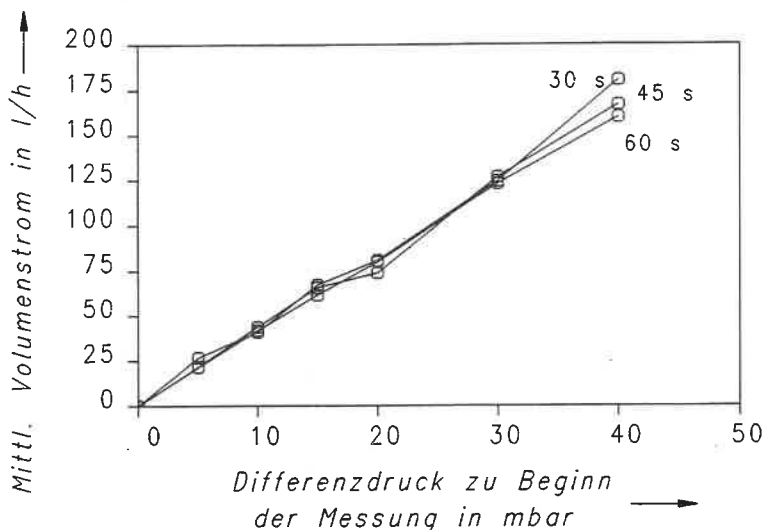


Abb. 3.3: Mittlerer Volumenstrom in Abhängigkeit vom Differenzdruck zu Beginn der Messung (Parameter ist die Zeit, über die gemittelt wurde).

3.4 Nachweis der optischen Qualität

Um die Strahlqualität des ausgekoppelten Laserstrahls beurteilen zu können, wurde der Strahl mit dem Modemaster-Meßgerät von Coherent vermessen, mit einem Prometec-Meßgerät untersucht sowie Einbrandversuche in Plexiglas durchgeführt. Hauptaugenmerk lag dabei auf dem Vergleich zwischen dem herkömmlichen materiellen Fenster aus Zinkselenid und dem aerodynamischen Fenster. Dazu war es möglich, den ersten Parabolspiegel gegen ein Zinkselenid-Fenster auszutauschen, ohne die Justierung des Teleskops zu ändern. Dies hatte jedoch einem um 750 mm verlängerten Strahlweg durch das aerodynamische Fenster zur Folge (= 2 x Spiegelbrennweite + Abstand zum Gehäuseende).

Da der Einsatz eines aerodynamischen Fensters prädestiniert ist für einen Laser mit sehr hoher Strahlleistung und einer guten Strahlqualität, hier aber nur 2,7 kW Strahlleistung mit einer Strahlqualitätszahl von $K \approx 0,2$ zur Verfügung standen, konnten sich

⁷D.h. der Kavitätsdruck lag vor Öffnen des Schiebers um 4 bis 5 mbar höher als der von der Strömung erzeugte Unterdruck zwischen Strömung und Schieber.

die Vorzüge des aerodynamischen Fensters gegenüber dem materiellen Fenster nicht so deutlich zeigen, wie es für höhere Leistungen wahrscheinlich der Fall gewesen wäre. Denn wie Borik [9] zeigen konnte, ist ein Laser schlechter Strahlqualität unempfindlicher gegen Einflüsse optischer Komponenten.

3.4.1 Strahlqualitätsmessung mit dem Modemaster-Gerät

Das Modemaster-Meßgerät untersucht einen Laserstrahl, indem eine verfahrbare Linse den Strahl fokussiert und der fokussierte Strahl mittels einer rotierenden Trommel und zweier Messerschneiden vermessen wird. Aus den gemessenen Werten Fokuslage z_f , Fokusradius r_f und Divergenz θ (ganzer Öffnungswinkel) wird unter anderem die Strahlqualitätskennzahl K und die Rayleighlänge z_R berechnet. Dabei werden die Propagationsgesetze des Gaußstrahls angewendet und so der Rohstrahl vor dem Modemaster ermittelt. Da sich der Strahl eines Lasers mit instabilem Resonator hinsichtlich der Propagation nicht wie ein Gaußstrahl verhält, sind die Ergebnisse nicht so exakt wie sie für einen Laser mit stabilem Resonator wären⁸. Zusätzlich ermittelt das Modemaster-Gerät den Astigmatismus und die Asymmetrie des Strahls.

Die ersten Messungen ergaben unbefriedigende Ergebnisse. Durch Messungen mit Blenden vor dem Modemaster-Eingang konnte gezeigt werden, daß der Durchmesser des Laserstrahls für das Gerät zu groß war. Durch Abschneidungen kam es zu verfälschten Ergebnissen, vor allem bei der Auskopplung durchs aerodynamische Fenster, weil hier der Strahlweg länger war. Dieses Problem wurde durch ein zusätzliches, verkleinerndes Teleskop zwischen Laser und Modemaster-Gerät gelöst. Der Laserstrahl paßte nun ins Modemaster-Gerät und die Ergebnisse wurden zuverlässig. Es wurde bei 50%, 75% und 100% eingekoppelter Leistung gemessen. Nachfolgend werden nur die Ergebnisse für 100% vorgestellt, denn zum einen unterscheiden sich die Ergebnisse für geringere Leistung nicht grundsätzlich davon, und zum anderen ist hier der Unterschied zwischen aerodynamischem und materiellem Fenster am deutlichsten.

Pro Meßpunkt wurden mindestens 3 bis 4 Messungen durchgeführt. Variiert wurde die Zeitdauer, die der Laserstrahl vor der Messung eingeschaltet war. Auf diese Weise sollten sich zeitlich veränderliche thermische Effekte am ehesten bemerkbar machen. Die Zeitdauer eines Meßzyklus betrug ca. 25 Sekunden. Die Kurven in den folgenden Diagrammen wurden aus den Einzelmessungen durch Anpassen einer Exponentialfunktion der Form

$$K = B_1 \cdot e^{-B_2 t} + B_3 \quad \text{mit der Zeitkonstante} \quad \tau = \frac{1}{B_2}, \quad (3.1)$$

ermittelt⁹. Dies repräsentiert nicht nur die Meßwerte am besten, sondern erscheint bei den von Erwärmungseffekten beeinflussten Vorgängen auch physikalisch am sinnvollsten. Es sind jeweils die Ergebnisse für x- und y-Richtung getrennt dargestellt, wodurch die Abweichungen von der Rotationssymmetrie deutlich werden.

⁸Die Strahlqualität von Laserstrahlen aus instabilen Resonatoren ist in der DIN-Norm [8] noch nicht definiert; dies befindet sich in Vorbereitung, siehe auch Kap. 1.2.

⁹Die Bedeutung der Zeitkonstante liegt in einer raschen Veranschaulichung des Zeitmaßstabes, mit dem ein Prozeß abläuft. So hat z.B. der thermische Einfluß nach einer Zeit von $t = 4\tau$ bereits 98 % seines Maximalwertes erreicht.

Als erstes wird die *Fokuslage* betrachtet. Aufgrund des thermischen Linseneffektes ist für das materielle Fenster eine Verkürzung des Fokusabstandes zu erwarten. Diese Fokusverschiebung konnte beim Zinkselenid-Fenster sehr gut nachgewiesen werden, siehe Abbildung 3.4. Je länger der Laserstrahl vor der eigentlichen Messung in den Shutter, einen wassergekühlten Strahlsumpf, gelaufen war und das Fenster erwärmt hatte, desto mehr verschob sich der Fokus in Richtung Linse. Bei nur 2,7 kW Strahlleistung betrug die Änderung nach 2 Minuten ca. 10 mm und schien noch nicht ganz beendet zu sein. Da die nominelle Brennweite der Meßlinse 410 mm betrug, ist dies eine relative Änderung von etwa 2,5 %. Bei Strahlleistungen von 10 bis 20 kW ist daher eine Änderung der Fokuslage von dramatischen Ausmaßen zu befürchten. Die Fokuslage bei Auskopplung durchs aerodynamische Fenster bleibt dagegen nahezu konstant. Die geringe Änderung von ca. 1 bis 2 mm könnte auf Erwärmungseffekte im Resonator zurückgeführt werden. Während das Lasergas sehr schnell heiß ist, benötigen z.B. die Glasrohre doch gewisse Zeit, um Gastemperatur zu erlangen. Die Folge ist eine leichte Abnahme der Divergenz mit der Zeit und entsprechend eine Fokusverkürzung.

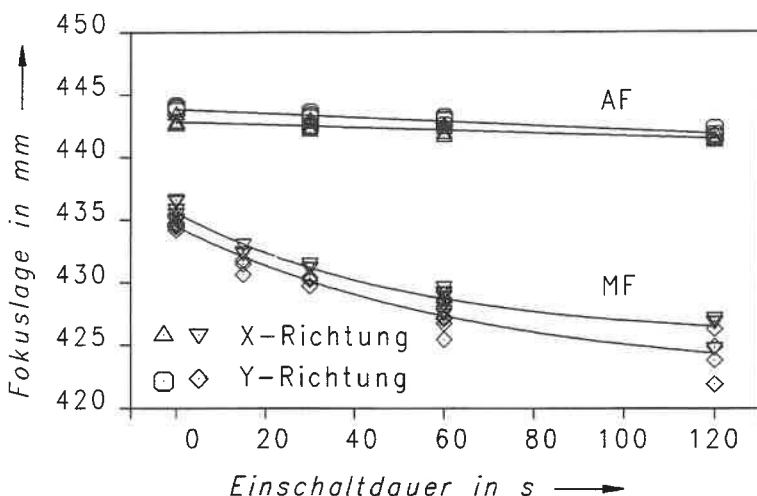


Abb. 3.4: Fokuslage als Funktion der Einschaltzeit vor der Messung für materielles (MF) und aerodynamisches Fenster (AF) ($P_L = 2,7$ kW).

Auch im nächsten Diagramm (Abb. 3.5), das das zeitliche Verhalten des *Divergenzwinkels* zeigt, wird die konvergierende Wirkung des materiellen Fensters deutlich. Für das Zinkselenid-Fenster ist die Divergenz geringer und nimmt um 13 bis 15 % ab, für das aerodynamische Fenster nur um 5 bis 8 %.

Während die Meßwerte für Fokuslage und Divergenz relativ dicht um den Mittelwert lagen, schwankten die Werte für den *Fokusburchmesser* stärker, siehe Abbildung 3.6. Der Grund liegt im Auswerteverfahren des Modemaster-Gerätes. Während für die Divergenz und die Fokuslage zwei Drittel der 256 Meßpunkte zur Auswertung herangezogen werden, wird für die Bestimmung des Fokusburchmessers nur das mittlere Drittel benutzt. Die Folge ist die beobachtete stärkere Streuung.

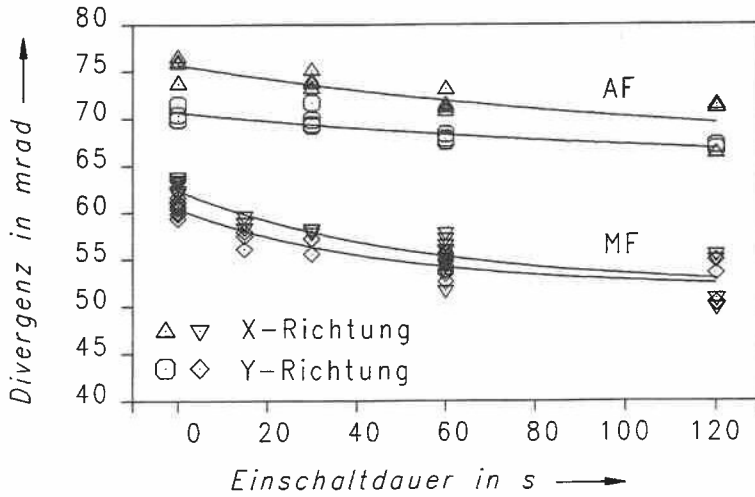


Abb. 3.5: Divergenz der Fokusaustik als Funktion der Einschaltdauer vor der Messung für materielles und aerodynamisches Fenster ($P_L = 2,7$ kW).

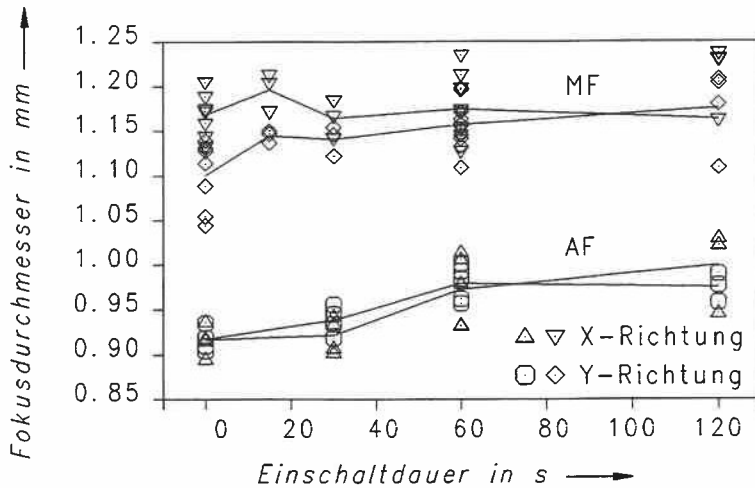


Abb. 3.6: Fokusbereich als Funktion der Einschaltdauer vor der Messung für materielles und aerodynamisches Fenster ($P_L = 2,7$ kW).

Der Grund der unterschiedlichen Durchmesser für die beiden Auskoppelarten liegt nicht an einer besseren Fokussierbarkeit im Fall des aerodynamischen Fensters, sondern an dem zusätzlich notwendig gewordenen, verkleinernden Teleskop. Der Strahldurchmesser d auf der Linse des Modemaster-Gerätes betrug für das materielle Fenster ca. 22 mm und für das aerodynamische Fenster¹⁰ ca. 30 mm. Aus der bekannten Beziehung für den Fokusra-

¹⁰Kleinere Strahldurchmesser waren von einem sehr intensiven Peak im Zentrum begleitet, so daß für das aerodynamische Fenster eine Einstellung mit größerem Durchmesser gewählt wurde.

dius $r_f \sim 1/d$ (siehe Gl. (1.1)) wird sofort ersichtlich, warum sich die Fokusbildung unterscheiden müssen.

Diese Beziehung erklärt auch, warum der Fokusbildungsdurchmesser nicht als Folge der thermischen Linse mit der Zeit ab, sondern im Gegenteil eher etwas zunimmt. Durch das verkleinernde Teleskop war der Strahlweg recht lang (mehrere Meter), und so konnte sich die geringere Divergenz in einem verringerten Durchmesser d auswirken und zu einem größeren Fokusbildungsdurchmesser führen.

Den Verlauf der *Strahlqualitätszahl* zeigt Abbildung 3.7. Für das aerodynamische Fenster beträgt die mittlere¹¹ K-Zahl 0,203, für das Zinkselenid-Fenster 0,205; die Werte sind unter Berücksichtigung der Meßunsicherheit gleich (Geräteangabe: 5 % = 0,01). Dies zeigt, daß das aerodynamische Fenster die Strahlqualität nicht negativ beeinflusst. Aufgrund der abnehmenden Divergenz steigt die K-Zahl beim materiellen Fenster mit der Einschaltzeitdauer vor der Messung deutlich an¹² und ändert sich um mehr als 10 %. Der Verlauf für das aerodynamische Fenster bleibt nahezu konstant mit einer Änderung kleiner 1 %.

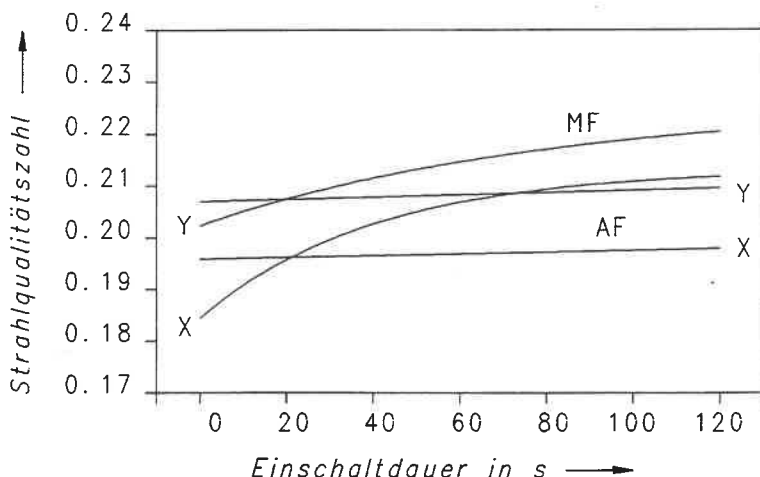


Abb. 3.7: Strahlqualitätszahl K als Funktion der Einschaltzeitdauer vor der Messung für materielles und aerodynamisches Fenster ($P_L = 2,7$ kW). Die Kurven stellen optimal angepaßten Exponentialfunktionen dar; beim aerodynamischen Fenster wurde lineare Regression angewandt.

¹¹Mittelwert über die Zeit und über die x- und y-Richtung.

¹²Aus Messungen am IFSW, siehe auch z.B. [9] und [13], ist bekannt, daß das thermisch-optische Verhalten von Zinkselenid-Komponenten eine Zeitkonstante τ von ca. 5 bis 10 s besitzt. Solche kurzen Zeitkonstanten können natürlich mit einer Meßdauer von 25 s – wie im vorliegenden Fall – nicht gemessen werden. Starke Änderungen in den ersten 25 s gehen so in der Meßzeit unter und es ergibt sich ein verfälschtes Bild. Dies wird durch die Zeitkonstante der optimal angepaßten Exponentialfunktionen in Abb. 3.7, die 40 s und 80 s für die x- und y-Richtung betragen, bestätigt. Nähert man die aus der Messung berechnete K-Zahl-Verteilung durch eine Exponentialfunktion mit $\tau = 5$ s an, so wird der gemessene K-Zahl-Verlauf mit einer Abweichung von 5 bis 13 % wiedergegeben.

Der gemessene Astigmatismus ist praktisch vernachlässigbar und lag fast immer deutlich unter 10 %. In Diagramm 3.4 wird dies bestätigt, die Fokuslagen in x- und y-Richtung liegen relativ dicht zusammen. Dieses Ergebnis zeigt nochmals die korrekte Justage des zwischenfokussierenden Parabolteleskops. Natürlich muß man auch den möglichen Einfluß des verkleinernden Teleskops auf die Messung des Astigmatismus vom Rohstrahl berücksichtigen.

Eine weitere Möglichkeit, den Laserstrahl mit dem Modemaster-Gerät zu untersuchen, besteht in der Aufzeichnung von *Strahl Lage* und *-winkel* über der Zeit¹³. Beim Zinkselenid-Fenster änderten sich Strahl Lage und -winkel mit der Zeit, der Winkel z.B. innerhalb der ersten 10 Sekunden um 0,3 mrad, beim aerodynamischen Fenster blieben sie konstant. Trotz guter Kühlung des Modemaster-Gerätes ist es auch denkbar, daß sich der Messung thermische Effekte im Meßgerät selbst überlagerten.

Somit kann man folgendes *zusammengefaßt* feststellen:

- Beim materiellen Zinkselenid-Fenster konnte ein starker zeitabhängiger thermischer Effekt nachgewiesen werden. So veränderte sich die Fokuslage bei nur 2,7 kW Strahlleistung um ca. 10 mm. Beim aerodynamischen Fenster blieb die Fokuslage dagegen nahezu konstant.
- Die K-Zahlen von materiellem Fenster und aerodynamischem Fenster sind praktisch gleich. Für das aerodynamische Fenster ist die K-Zahl konstant, für das materielle Fenster zeitabhängig.
- Es konnte somit weder eine Verschlechterung noch eine Verbesserung der Strahlqualität bei Einsatz des aerodynamischen Fensters festgestellt werden. Allerdings sind die Strahleigenschaften beim aerodynamischen Fenster zeitlich weitgehend konstant.
- Der Astigmatismus im ausgekoppelten Laserstrahl ist vernachlässigbar gering. Die Justage des zwischenfokussierenden Parabolteleskops wird dadurch bestätigt.

3.4.2 Prometec-Messungen

Eine sehr zuverlässige und in der Praxis bewährte Untersuchungsmethode für Laserstrahlen ermöglicht das Prometec-Meßgerät. Man kann damit die Intensitätsverteilung quer zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls im fokussierten und unfokussierten Laserstrahl messen. Da die Fokussierbarkeit und die Intensitätsverteilung für die Materialbearbeitung eine wichtige Rolle spielen, ist es sehr interessant zu untersuchen, ob das aerodynamische Fenster hierauf einen negativen Einfluß ausübt. Grundsätzlich ist die Vermessung von Laserstrahlen aus instabilen Resonatoren jedoch problematisch, weil übliche Definitionen wie der 86-%-Radius¹⁴ dafür nicht so gut geeignet sind, wie sich später noch zeigen wird.

Vermessen wurde zum einen der unfokussierte Strahl, ca. 1 m nach dem Austritt aus dem Resonator, und zum anderen der fokussierte Strahl. Fokussiert wurde dabei mit einem sphärischen Spiegel der Brennweite 750 mm und der Apertur 70 mm. Der Umlenkwinkel wurde so klein wie möglich gehalten, um astigmatische Fehler durch den optischen Aufbau zu vermeiden. Gemessen wurde mit einer 50- μ m-Nadel im Fall des fokussierten Strahls

¹³Die vorher erwähnte Meßzeit des Modemaster-Gerätes von 25 s spielt bei der Messung der Strahl Lage keine Rolle, da hierfür die Linse im Modemaster-Gerät nicht verfahren werden muß.

¹⁴Siehe Kap. 1.2

bzw. mit einer 500- μm -Nadel im Fall des unfokussierten Strahls. Das Prometec-Meßgerät war auf zwei Linearführungen montiert und konnte so in Strahlrichtung definiert verschoben werden. Die angegebene Ortskoordinate z ist auf die Fokalebene des fokussierenden Spiegels bezogen. Gemittelt wurde jeweils über 30 Einzelmessungen, um so den Einfluß von Schwankungen auszugleichen. Die Aussteuerung wurde stets auf den maximal möglichen Wert eingestellt. Das Meßfenster wurde möglichst klein gewählt ($4 \times 4 \text{ mm}^2$ bzw. $2 \times 2 \text{ mm}^2$). Die Laserleistung betrug zum Zeitpunkt der Messungen ca. 2,5 kW.

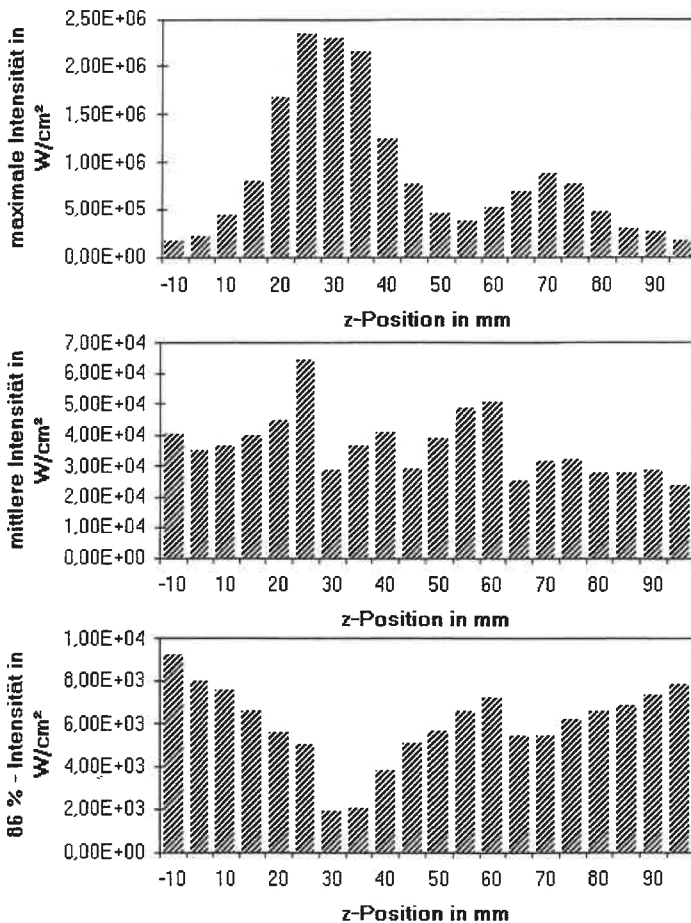


Abb. 3.8: Intensitätsverteilung über dem Abstand zum Brennpunkt des fokussierenden Spiegels für das aerodynamische Fenster: Maximale Intensität (oben), mittlere Intensität (Mitte), 86%-Intensität (unten).

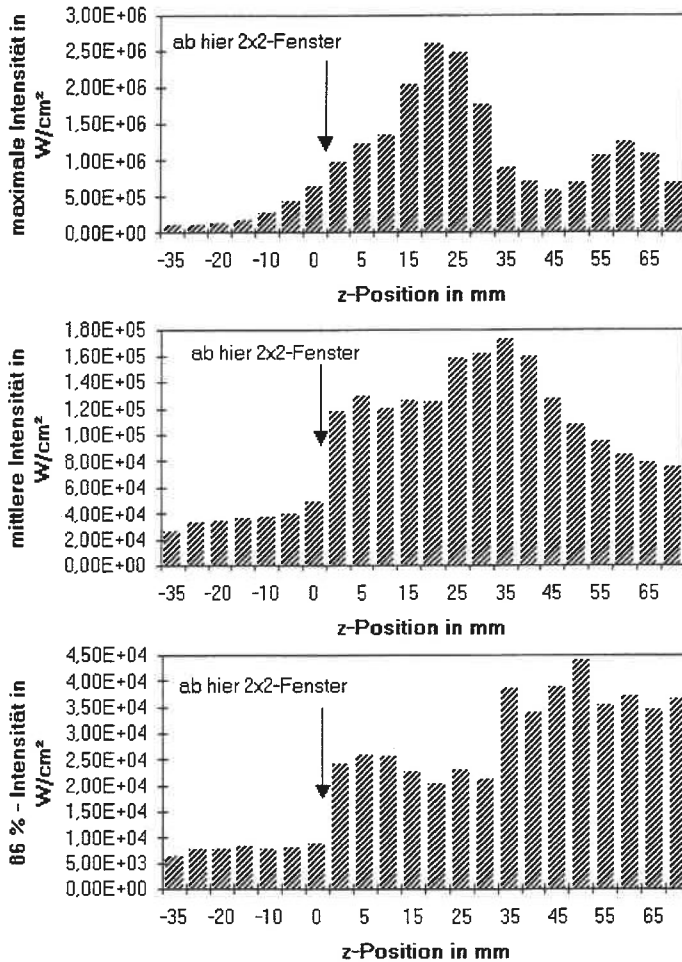


Abb. 3.9: Intensitätsverteilung über dem Abstand zum Brennpunkt des fokussierenden Spiegels für das materielle Zinkselenid-Fenster: Maximale Intensität (oben), mittlere Intensität (Mitte), 86%-Intensität (unten).

Fokussierter Strahl Wie die Auswertung (siehe Abb. 3.8 und 3.9) zeigt, ist es sinnvoller, den Verlauf der maximalen Intensität zu betrachten und nicht auf den der mittleren und der 86%-Intensität einzugehen. Einzig aus dem Verlauf der maximalen Intensität ist ein Fokusbereich abzulesen, dessen Lage auch mit den 3-D-Darstellungen der Intensitätsverteilung übereinstimmt. Den Darstellungen von mittlerer und 86%-Intensität ist nur unverständliche und widersprüchliche Information zu entnehmen. Ähnliches gilt für den Strahlradius (siehe Abb. 3.10). Erst wenn man sich auf einen deutlich kleineren Leistungsanteil beschränkt, z.B. 50 % statt 86 %, ergibt sich eine Strahlkaustik, deren Minimum mit dem Fokus zusammenfällt.

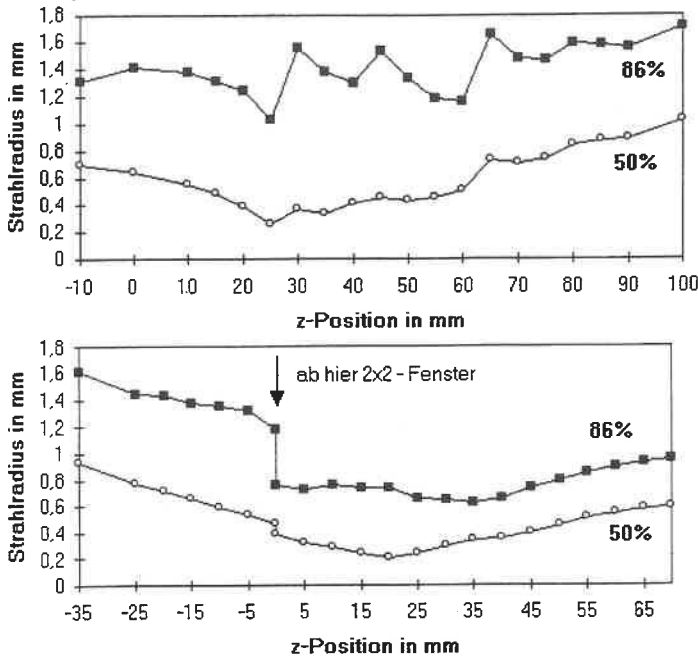


Abb. 3.10: Strahlradius über dem Abstand zum Brennpunkt des fokussierenden Spiegels für 86 % und 50 % eingeschlossene Laserleistung: aerodynamisches Fenster (oben), materielles Zinkselenid-Fenster (unten).

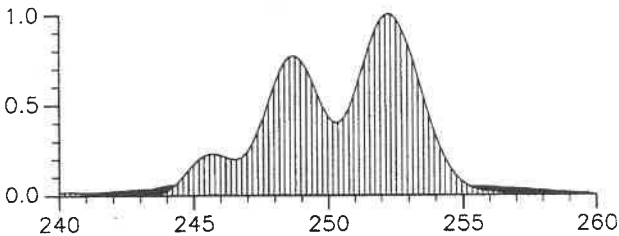


Abb. 3.11: Berechnete Intensitätsverteilung in Fokussnähe als Funktion der Entfernung vom fokussierenden Element (nach Zoske [58]).

Was als erstes auffällt, sind die zwei Intensitätsmaxima, die in beiden Fällen auftreten. Dieses zuerst überraschende Ergebnis stimmt aber durchaus mit der Theorie überein, wie Zoske [58] zeigen konnte. Der Grund dieses Propagationsverhaltens liegt an der nicht gaußförmigen Intensitätsverteilung des Laserstrahls aus dem instabilen Resonator und an der Beugung an den Aperturen der optischen Elemente. Die Abbildung 3.11 zeigt das Ergebnis einer numerischen Rechnung aus [58].

Die Verläufe der maximalen Intensität sind für das aerodynamische und das materielle Fenster annähernd gleich, ebenso die Maximalwerte und die Werte für den Fokusradius.

Die Fokuslage ist etwas unterschiedlich, dies liegt an der verschiedenen Divergenz (konvergierende Wirkung des materiellen Fensters).

Betrachtet man die 3D-Darstellungen der Intensitätsverteilungen, die in den nächsten Bildern (Abb. 3.13 bis 3.16) aufgeführt sind, so erhält man im Fokusbereich die für den instabilen Resonator bekannte Nadel mit den hohen Spitzenintensitäten. Die Intensitätsverteilungen sind im Fall des aerodynamischen Fensters sehr schön symmetrisch, für das materielle Fenster sind sie nicht ganz so symmetrisch. Letzteres liegt eventuell am Resonator des verwendeten Lasers, bei dem der Strahlschwerpunkt nicht ganz stabil war. Wenn die Laserleistung nicht gleichmäßig über den ausgekoppelten Ringquerschnitt verteilt ist, führt dies zu einer ungleichmäßigen Erwärmung des Zinkselenid-Fensters und damit einer asymmetrischen Deformation des Strahls.

Vergleicht man die Intensitätsverteilung und ihre Veränderung längs des Strahlweges z mit Messungen, die früher an dem vorliegenden Laser durchgeführt wurden [59] (bei einer etwas anderen Resonatorkonfiguration), so kann eine gute qualitative Übereinstimmung festgestellt werden.

Auch ein Vergleich mit der theoretischen Intensitätsverteilung für das Nah- und das Fernfeld eines instabilen Resonators (nach [58]), zeigt für den Fokus gute Übereinstimmung, siehe die Abbildung 3.12.

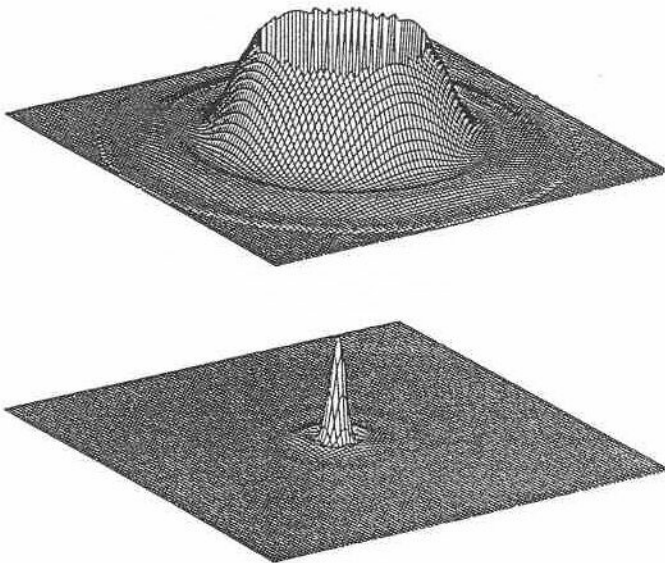


Abb. 3.12: Numerisch berechnete Intensitätsverteilung eines Laserstrahls aus einem idealen instabilen Resonator nach [58]: Nahfeld- (oben) und Fernfeldverteilung (unten).

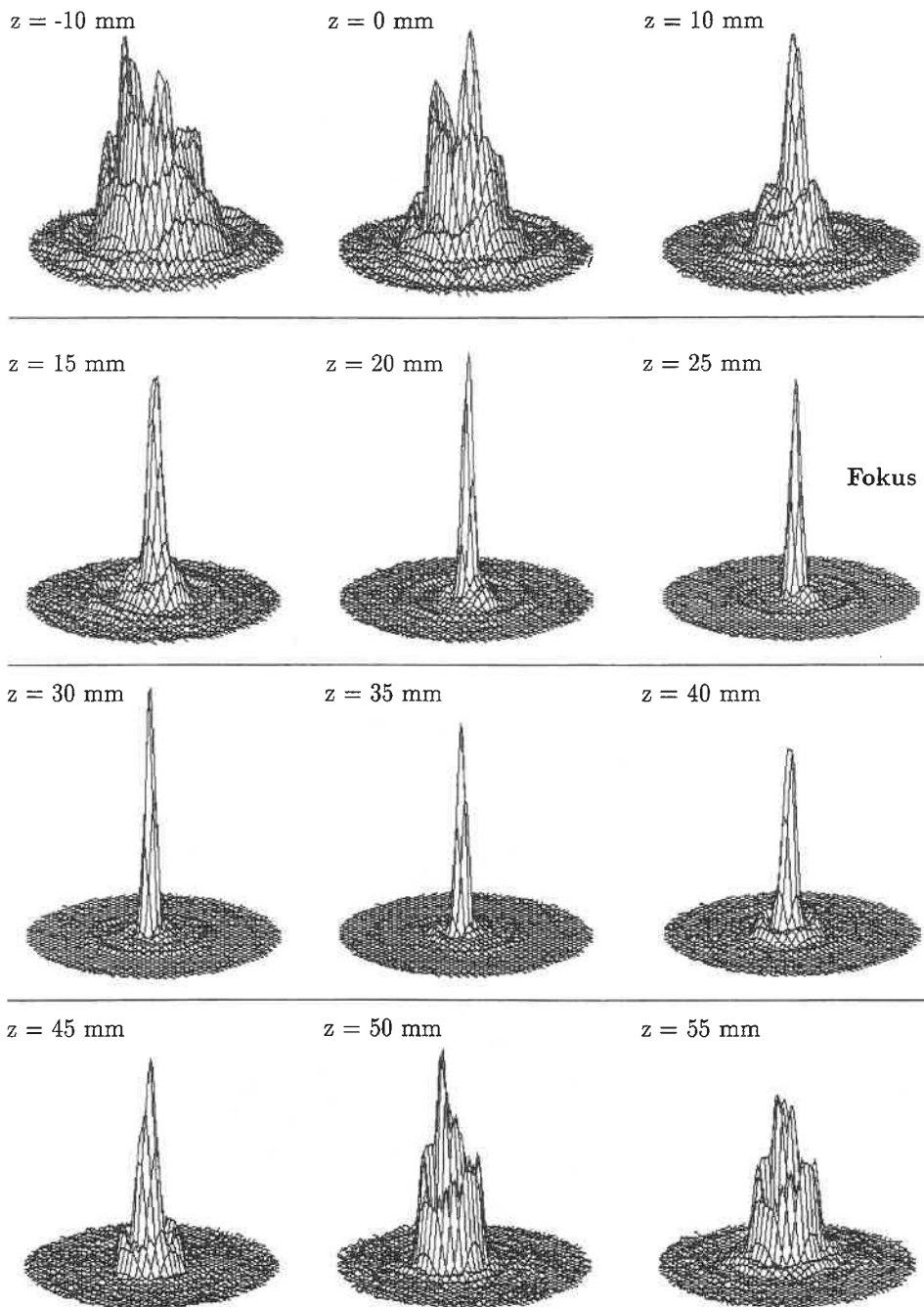


Abb. 3.13: 3-D-Darstellung der Intensitätsverteilung bei Auskopplung durch das aerodynamische Fenster (Meßfenstergröße $2 \times 2 \text{ mm}^2$).

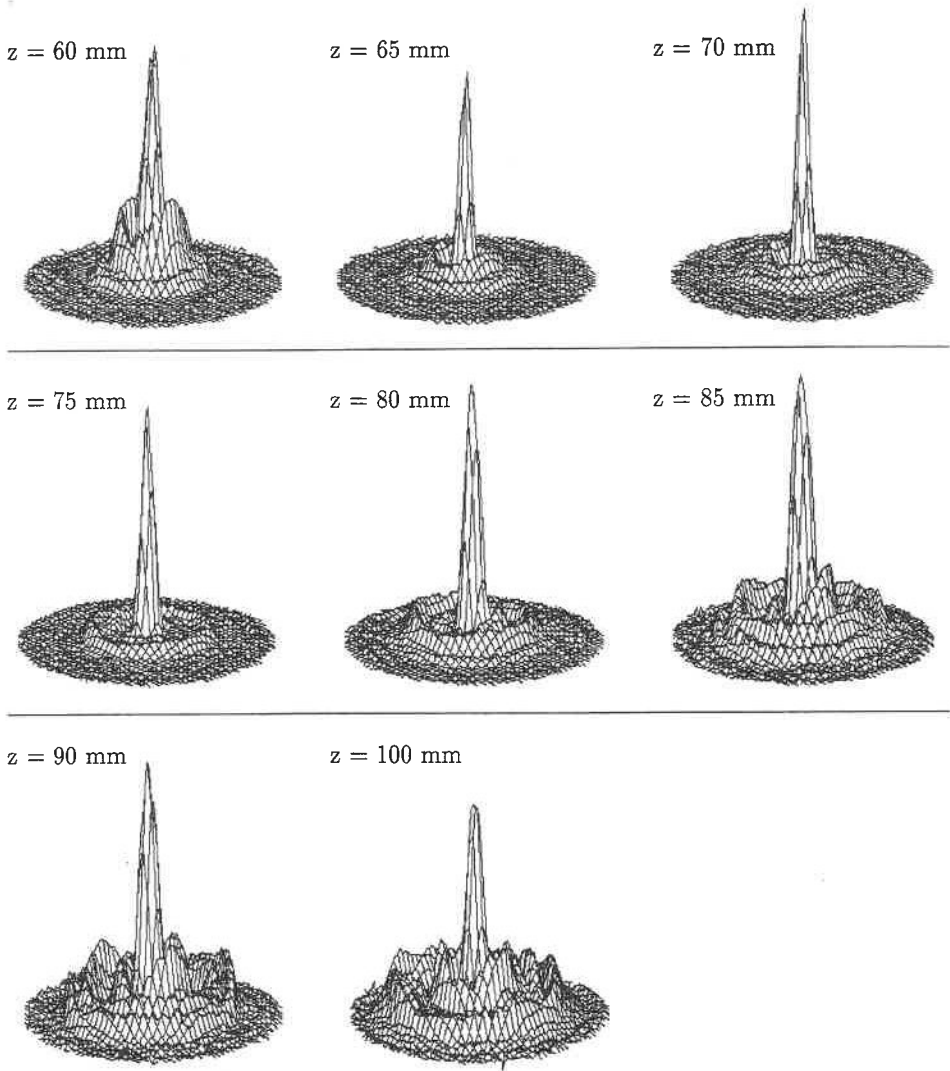


Abb. 3.14: 3-D-Darstellung der Intensitätsverteilung bei Auskopplung durch das aerodynamische Fenster – Fortsetzung (Meßfenstergröße $2 \times 2 \text{ mm}^2$).

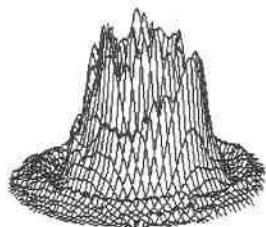
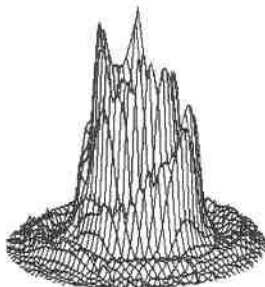
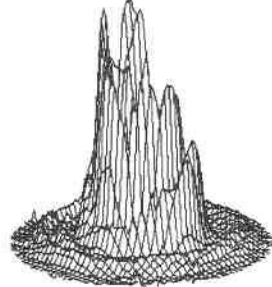
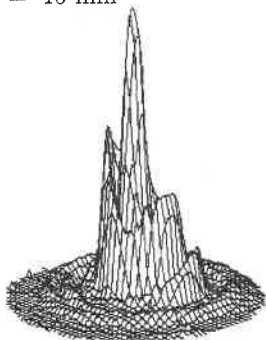
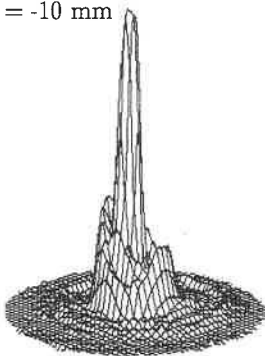
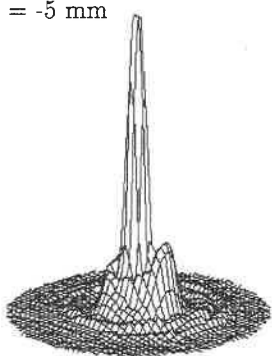
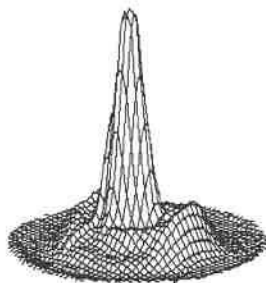
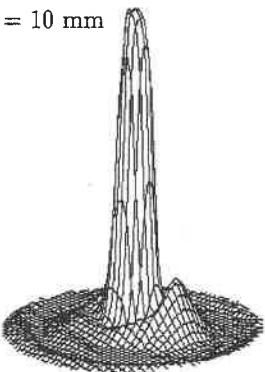
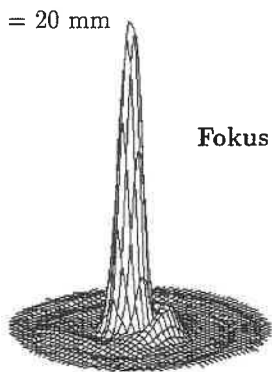
$z = -35 \text{ mm}$  $z = -25 \text{ mm}$  $z = -20 \text{ mm}$  $z = -15 \text{ mm}$  $z = -10 \text{ mm}$  $z = -5 \text{ mm}$  $z = 0 \text{ mm}$  $z = 10 \text{ mm}$  $z = 20 \text{ mm}$ **Fokus**

Abb. 3.15: 3-D-Darstellung der Intensitätsverteilung bei Auskopplung durch das materielle Fenster (Meßfenstergröße: $4 \times 4 \text{ mm}^2$ für Bild 1 bis 7; $2 \times 2 \text{ mm}^2$ für restliche Bilder).

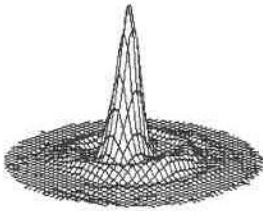
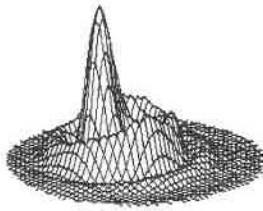
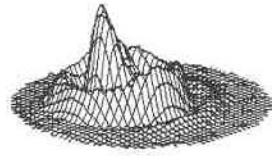
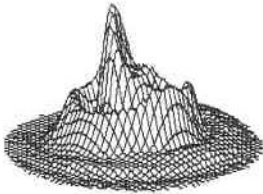
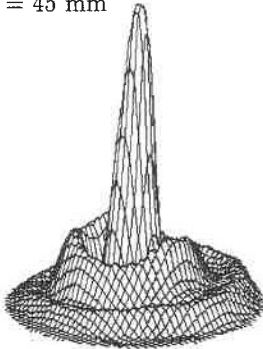
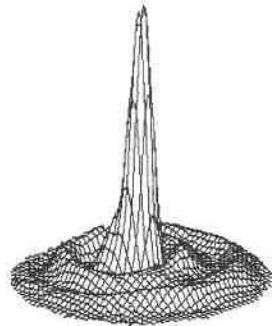
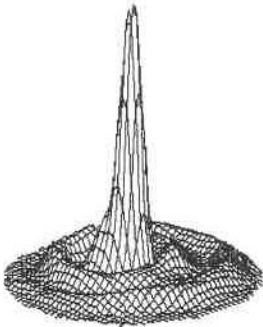
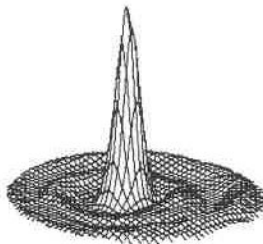
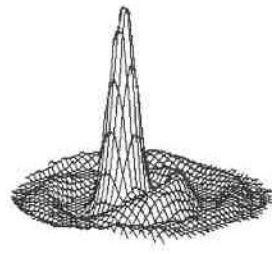
$z = 25 \text{ mm}$  $z = 30 \text{ mm}$  $z = 35 \text{ mm}$  $z = 40 \text{ mm}$  $z = 45 \text{ mm}$  $z = 50 \text{ mm}$  $z = 55 \text{ mm}$  $z = 60 \text{ mm}$  $z = 70 \text{ mm}$ 

Abb. 3.16: 3-D-Darstellung der Intensitätsverteilung bei Auskopplung durch das materielle Fenster – Fortsetzung (Meßfenstergröße: $2 \times 2 \text{ mm}^2$).

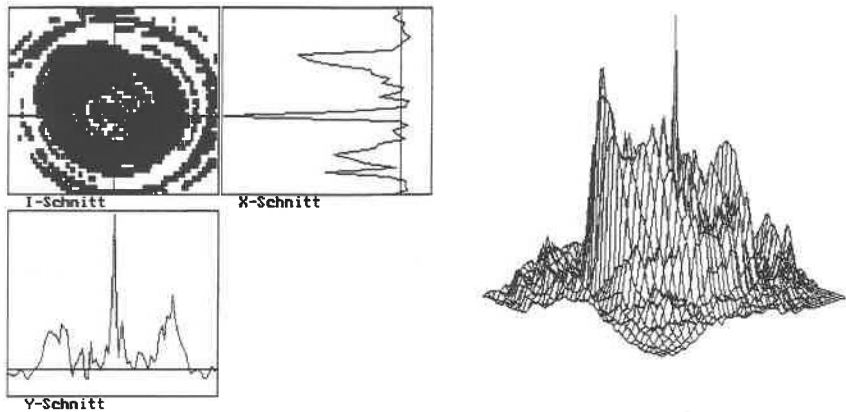


Abb. 3.17: Unfokussierter Strahl bei Auskopplung durch das aerodynamische Fenster (Strahlradius: 18,4 mm, Meßfenstergröße: 60x60 mm²).

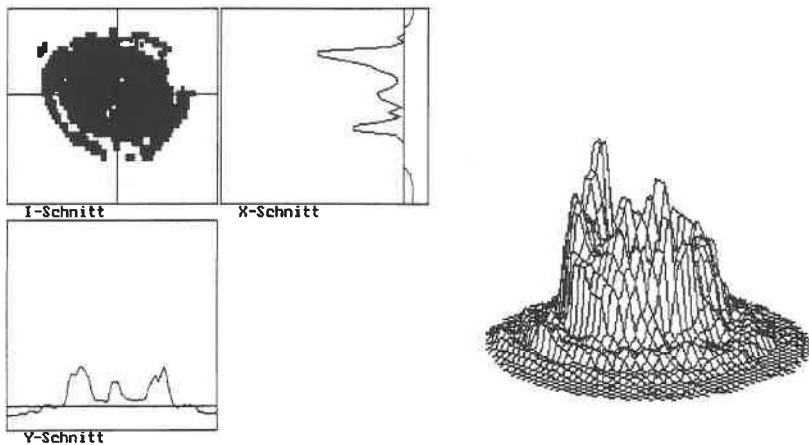


Abb. 3.18: Unfokussierter Strahl bei Auskopplung durch das Zinkselenid-Fenster (Strahlradius: 18,8 mm, Meßfenstergröße: 60x60 mm²).

Unfokussierter Strahl Die unfokussierten Strahlen für beide Auskoppelarten sind in den Abbildungen 3.17 und 3.18 zu sehen. Bei der Beurteilung der Aufnahmen muß man berücksichtigen, daß der Strahlweg durch das aerodynamische Fenster deutlich länger war. Somit ist die höhere Nadel in der Mitte beim aerodynamischen Fenster verständlich. Der Strahlradius betrug für das Zinkselenid-Fenster 18,8 mm und für das aerodynamische Fenster 18,4 mm (jeweils bei Meßfenstergröße: 60x60 mm²). Die angegebenen Werte sind

Mittelwerte aus mehreren Messungen. Ein Vergleich mit der berechneten Nahfeldverteilung (Abb. 3.12) zeigt deutlich den Einfluß von Beugungseffekten auf die Intensitätsverteilung, der jedoch nur im Nahfeld, aber praktisch nicht im Fernfeld festzustellen ist.

Zusätzlich bietet das Prometec-Meßgerät die Möglichkeit einen eventuell vorhandenen Astigmatismus aufzuspüren. So ist es auch mit dieser Meßmethode möglich, die Justage des zwischenfokussierenden Teleskops im aerodynamischen Fenster mit dem CO₂-Leistungsstrahl zu überprüfen.

3.4.3 Plexiglaseinbrände

Die Intensitätsverteilung eines Laserstrahls durch Einbrände in Plexiglas sichtbar zu machen, ist eine altbewährte, einfache und sehr anschauliche Methode. Daher wurde auch hier nicht darauf verzichtet. Es wurden dabei untersucht: der unfokussierte Strahl, der fokussierte Strahl und eine 1:1-Abbildung der Scraperebene, jeweils für das aerodynamische und für das materielle Fenster.

Unfokussierter Strahl Als erstes wurde das Zinkselenid-Fenster untersucht. Der Abstand zum Scraper betrug dabei ca. 1 m. Der für einen instabilen Resonator typischerweise ringförmige Einbrand hatte einen Außendurchmesser von 46 - 47 mm und einen Innendurchmesser von 15 - 18 mm. Die Anzahl der Ringe betrug 6 bis 8, wobei der tiefste Ring sich direkt am inneren Rand befand. Die innere Kreisfläche – sie sollte eigentlich frei von Laserleistung sein – war unregelmäßig kerbenförmig angeschmolzen, vermutlich eine Folge von Beugung und des großen Abstandes zum Scraper. Zusätzlich befand sich in der Mitte ein kleiner Peak und ein tiefer asymmetrischer Einschnitt am Rand, dessen Ursache nicht geklärt werden konnte.

Für das aerodynamische Fenster wurde der unfokussierte Strahl etwas ausführlicher untersucht. Es wurden Einbrände in mehreren Abständen zum Scraper durchgeführt. Der Außendurchmesser des ringförmigen Einbrandes wuchs kontinuierlich mit dem Scraperabstand und kann der Tabelle 3.1 entnommen werden. Daraus kann man den halben Öffnungswinkel zu 2 mrad berechnen.

Abstand zum Scraper in m	1	2	3	3,5	5
Durchmesser des Einbrandes in mm	47	49	51	52	55

Tabelle 3.1: Durchmesser des Einbrandes des unfokussierten Strahls in Abhängigkeit des Scraperabstandes; Auskopplung durch das aerodynamische Fenster.

Die innere Kreisfläche war zerklüftet wie vorher beim materiellen Fenster, allerdings fehlte der asymmetrische Einschnitt. Der tiefste Ring befand sich ebenfalls wieder innen. Bei 3 m Abstand tauchte im Zentrum des Einbrandes eine ca. 1 cm tiefe Nadel auf, die dann wieder verschwand. An ihrer Stelle erschienen dann mit größerem Abstand drei kleine Peaks, die nebeneinander in der Mitte angeordnet waren. In der größten Entfernung waren die Ringe bereits flacher geworden und auch das Plateau in der Mitte begann sich aufzulösen.

In der Abbildungen 3.19 und 3.20 sind Abdrücke der Plexiglaseinbrände für die beschriebenen Fälle zu sehen.

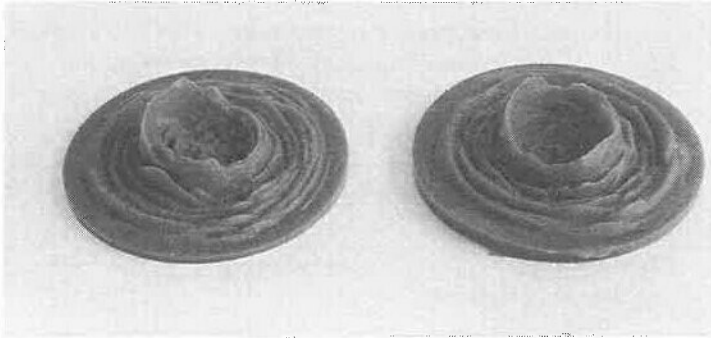


Abb. 3.19: Abdruck von Plexiglaseinbränden des unfokussierten Strahls: Vergleich zwischen Auskopplung durch das Zinkselenid-Fenster (links) und das aerodynamische Fenster (rechts); Abstand zum Scraper ca. 1 m.

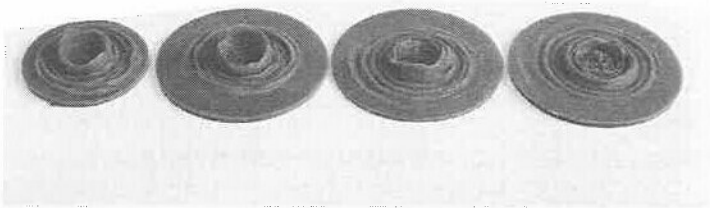


Abb. 3.20: Abdruck von Plexiglaseinbränden des unfokussierten Strahls bei Auskopplung durch das aerodynamische Fenster für unterschiedliche Scraperabstände: von links nach rechts 1 m, 2 m, 3 m, 5 m Scraperabstand.

Fokussierter Strahl Die Einbrandversuche wurden bei 100 % eingekoppelter Leistung mit einem sphärischen Spiegel der Brennweite 7,5 m durchgeführt. Die große Brennweite wurde gewählt, um außer der Nadel in der Mitte auch noch Randstrukturen erzeugen zu können. Es wurden verschiedene Einbrandzeiten verwendet. Beim Zinkselenid-Fenster wurde zusätzlich die Einschaltdauer des Lasers vor dem Einbrand variiert.

Die Einbrände bei Auskopplung durch das aerodynamische und das materielle Fenster waren sich sehr ähnlich. Die Einbrände beim aerodynamischen Fenster waren jedoch im Peak etwas schlanker und hatten weniger tiefe Ringe. Die Unterschiede waren allerdings nicht gravierend und lassen sich eventuell durch das zwischenfokussierende Teleskop erklären, das so eingestellt war, daß die Divergenz minimiert wurde. Die Abbildung 3.21 zeigt Einbrände für eine Einbrandzeit von 1,8 Sekunden.

Obwohl die Laserleistung zum Zeitpunkt der Messung nur ca. 2,5 kW betrug, machte sich die thermische Linsenwirkung des materiellen Fensters deutlich bemerkbar. Ließ man den Laserstrahl vor dem Einbrand eine bestimmte Zeit in den Shutter laufen, so veränderte sich die Einbrandtiefe mit dieser Vorwärmzeit, siehe Abbildung 3.22. Dies ist ein erneuter Nachweis der Verschiebung der Fokusslage aufgrund des thermischen Linseneffektes, ein für die Materialbearbeitung unerwünschter Effekt.

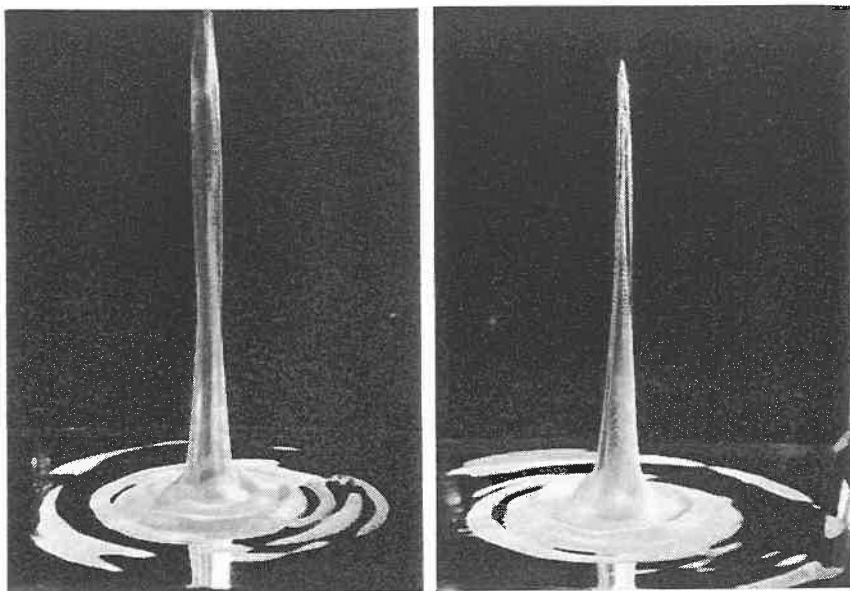


Abb. 3.21: Plexiglaseinbrände des fokussierten Laserstrahls bei Auskopplung durch ein aerodynamisches Fenster (links) und durch ein Zinkselenid-Fenster (rechts); $P_L = 2,5 \text{ kW}$, $f = 7,5 \text{ m}$, Einbrandzeit 1,8 sec. (Die weißen Strukturen, die unterhalb der Ringe nach unten herauszuragen scheinen, sind Reflexe an den polierten Plexiglasblöcken.)

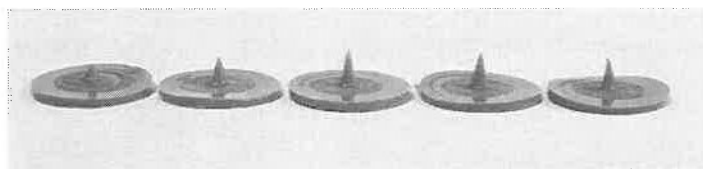


Abb. 3.22: Abdruck von Plexiglaseinbränden des fokussierten Strahls bei Auskopplung durch das Zinkselenid-Fenster in Abhängigkeit der Laser-Einschaltzeit vor dem Einbrand; von links nach rechts 0 s, 15 s, 30 s, 60 s, 120 s.

1:1-Abbildung der Scraperebene Befindet sich ein abbildender Spiegel genau im Abstand seiner doppelten Brennweite vom Scraper, so kann man nach einer Entfernung von nochmals der doppelten Brennweite eine scharfe 1:1-Abbildung der Intensitätsverteilung der Scraperebene finden, vorausgesetzt die Phasenfront ist eben. Da dies hier nicht der Fall war, mußte der Ort der schärfsten Abbildung durch Einbrände in verschiedenen Abständen erst gesucht werden. Verwendet wurde ein sphärischer Spiegel mit 1,5 m Brennweite. Der Einbrand bestand aus einer glatten Kreisfläche – sie entspricht dem Scraperloch – und 6 bis 8 umgebenden Ringen, die tiefsten Ringe innen. Das Aussehen der Einbrände war für beide Auskoppelarten identisch, was auch zu erwarten war (siehe Abb. 3.23). Die Größe des Einbrandes und die Lage der schärfsten Abbildung waren

dagegen verschieden, da auch die Divergenzen des Laserstrahls für beide Auskoppelarten unterschiedlich sind.

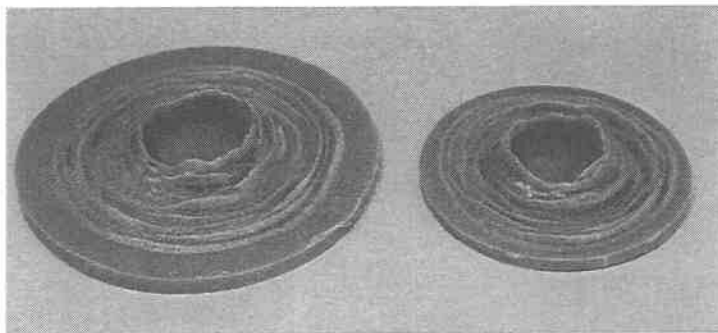


Abb. 3.23: Abdruck von Plexiglaseinbränden der Intensitätsverteilung der Scaper-ebene für die beiden Auskoppelungsarten: aerodynamisches Fenster (links), Zinkselenid-Fenster (rechts).

3.5 Interferometrische Messung des Strömungseinflusses auf die optische Qualität

Die bisherigen Messungen zeigten, daß der Einfluß der Strömung des aerodynamischen Fensters nicht zu einer Verschlechterung der Laserstrahlqualität geführt hatte. Um den Strömungseinfluß unabhängig vom eingesetzten Laser und auch quantitativ bestimmen zu können, soll die Strömung zusätzlich interferometrisch untersucht werden.

Allgemeines Ein Laserstrahl, der durch ein Gebiet kompressibler Strömung propagiert, wird prinzipiell immer durch die Strömung beeinflusst. Nach dem *Gesetz von Gladstone-Dale* [60],[61] besteht ein Zusammenhang zwischen der Gasdichte ρ und dem Brechungsindex n :

$$n - 1 = G \rho . \quad (3.2)$$

Die Gladstone-Dale-Konstante G hängt u.a. von der Gasart und der Wellenlänge ab [61]. Eine ungleichförmige räumliche Dichteverteilung in einer kompressiblen Strömung kann daher unterschiedliche optische Weglängen verursachen, die sich in einer lokalen Phasenverschiebung auswirken. Das Resultat kann dann eine deformierte Phasenfront sein, verbunden mit schlechteren optischen Eigenschaften wie z.B. eine herabgesetzte Fokussierbarkeit. In unserem Zusammenhang interessiert vor allem, ob die Strömung des aerodynamischen Fensters, die ebenfalls ein variierendes Dichtefeld darstellt, die Laserstrahlung in einem nicht mehr tolerierbaren Maß beeinflusst oder nicht. Da die Interferometrie im Gegensatz zu anderen optischen Verfahren Dichteunterschiede sichtbar macht, eignet sie sich vorzüglich für die Untersuchung des Strömungseinflusses.

Ist die Strömung wie im hier vorliegenden Fall zusätzlich auch turbulent, so kann der Einfluß auf die Phasenfront in einen stationären und einen instationären Anteil unterschieden werden. Stationäre Einflüsse können zu einer Verkippung oder einer Deformation wie Astigmatismus führen, instationäre Einflüsse wie die turbulente Dichteschwankung führen zum Auftreten eines Rauschens, d.h. die Phasenfront wird unebener.

Die *Dichteverteilung im Freistrah*l des aerodynamischen Fensters ist abhängig von den lokalen Werten für Druck, Temperatur und spezifische Gaskonstante. Alle drei Größen hängen ihrerseits von der Strömung und dem Laserprozeß in der Kavität ab. Durch die Entspannung vom Kesseldruck auf den Umgebungs- bzw. den Kavitätsdruck sinkt die Temperatur im Freistrah auf Werte weit unter Umgebungstemperatur. Längs des Strahlverlaufs wird sich das Gas aber durch turbulente Vermischung wieder erwärmen. Auf der Kavitätsseite ändert sich durch die Durchmischung mit dem Lasergas zusätzlich die Gaszusammensetzung. Dazu kommt noch der Einfluß der Hochfrequenzentladung auf Druck und Temperatur in der Kavität. Es ist somit nicht möglich, das Dichtefeld eines aerodynamischen Fensters im Laserbetrieb theoretisch exakt zu ermitteln. Somit muß man sich mit einfachen Abschätzungen zufrieden geben oder Messungen durchführen.

Frühere Ergebnisse Bisherige aerodynamische Fenster besaßen zum Teil eine zufriedenstellende optische Qualität. Ihre gemessene Phasenfrontdeformation betrug z.B. $\lambda/10$ [17] oder sogar nur $\lambda/25$ [22]. Wünschenswert ist jedoch eine weitere Verbesserung, weil in einem größeren Strahlführungssystem weitere optische Bauteile dazukommen und sich die Fehler aufsummieren.

Betrachtet man das Interferogramm in Abbildung 3.24, bei dem in Laserstrahlrichtung durch das laufende aerodynamische Fenster von Wildermuth [17] gemessen wurde, so kann man deutlich den Einfluß der turbulenten Mischungszonen bemerken, der die Interferenzstreifen in Diffusornähe gänzlich auflöst. Wie die Abbildung 2.5 in Kap. 2.2.2 zeigt, verringert sich das Ausmaß der Mischungsschichten, wenn man den Kesseldruck auf 5 bar reduziert. Es dürfte daher für den Prototypen eine Abnahme des Turbulenzeinflusses auf den propagierenden Laserstrahl zu erwarten sein.

Wildermuth [17] schätzte den Einfluß des Freistrahls in einfacher Weise theoretisch ab. Dabei vernachlässigte er zum einen die Tatsache, daß der Laserstrahl die Strömung fokussiert durchquert, zum andern das Vorhandensein der Mischungsschichten. Stattdessen nahm er eine sprunghafte Dichteänderung an den Freistrahlgrenzen an. Strömt der Freistrah symmetrisch über die Apertur, wie dies auch beim Prototypen der Fall ist, verursacht das Potentialwirbel-Fenster demnach keine Kippung der Ausbreitungsrichtung. Der Freistrah wirkt jedoch durch die Brechung an den Freistrahlgrenzen und durch den Dichteverlauf im Freistrah selbst als *Zerstreuungslinse*. Wildermuth erhielt bei seiner Abschätzung für das aerodynamische Fenster eine Brennweite von -500 m und eine zusätzliche Divergenz von ca. 0,04 mrad bei 40 mm Strahldurchmesser. Die zerstreuende Wirkung wirkt allerdings nur in der Strömungsebene und so bildet die Strömung des aerodynamischen Fensters eine Zylinderlinse, die sich bei einer Fokussierung als Astigmatismus bemerkbar machen wird.

Versuchsaufbau In dem Versuchsaufbau für eine interferometrische Messung wird üblicherweise ein kohärenter Lichtstrahl mit einem Strahlteiler in einen Meß- und einen Re-

ferenzstrahl aufgeteilt. Nachdem der Meßstrahl die Meßstrecke durchlaufen hat, werden Meß- und Referenzstrahl wieder überlagert, d.h. zur Interferenz gebracht. Besteht die Meßstrecke aus einer Strömung mit einer Dichteverteilung, so ergeben sich aufgrund unterschiedlicher optischer Weglängen Phasenunterschiede im Meßstrahl gegenüber dem Referenzstrahl, und es bildet sich ein Muster von Interferenzstreifen, das quantitativ, vor allem mittels Bildverarbeitungs-Programmen, ausgewertet werden kann.

Für die vorliegende Meßaufgabe wurde ein Interferometer nach dem Prinzip von Twyman-Green aufgebaut, in dessen Meßstrecke die Strömung untergebracht war. Dieser Aufbau bietet eine doppelte Empfindlichkeit, weil der Meßbereich zweimal durchlaufen wird. Als Strahlquelle diente ein Helium-Neon-Laser. Die quantitative Auswertung der mit einer CCD-Kamera aufgenommenen Interferogramme wurde mit dem Streifenauswerteprogramm ITO [62] durchgeführt. Der gesamte Aufbau stand auf einem Steintisch, um so Schwingungseinflüsse aus der Umgebung zu minimieren.

Es wurde nicht die gesamte Auskoppelvorrichtung in den Meßaufbau eingefügt, sondern nur das obere Gehäuse, in dem sich Parabolteleskop, Vakuumschieber und Strömungsmodul befinden. Der zweite, obere Umlenkspiegel wurde dabei durch eine optisch vergütete, planparallele Platte ersetzt, die senkrecht zur Strahlachse angeordnet war. Da der erste Paraboloid nicht justierbar ist, wurde der Laserstrahl mittels zweier externer Umlenkspiegel auf den Spiegel einjustiert, bis der Astigmatismus im Fokus minimal war. Dabei wurde darauf geachtet, daß die das Gehäuse abschließende Glasplatte senkrecht durchstrahlt wurde. Der zweite justierbare Parabolspiegel konnte dann mit Hilfe des Interferometers selbst justiert werden.

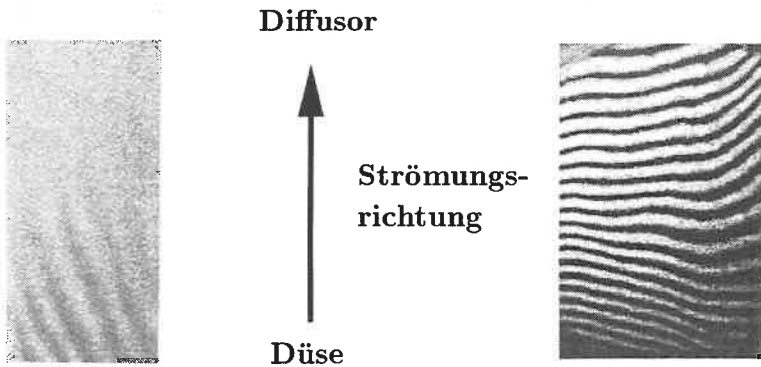


Abb. 3.24: Interferogramme längs der Laserstrahlachse durch die laufende Strömung des aerodynamischen Fensters: früheres 10-bar-Fenster nach [17] (links), Prototyp 5-bar-Fenster (rechts).

Versuchsergebnisse Um den Einfluß der Strömung unabhängig von optischen Fehlern des Aufbaus und der Justage zu erhalten, wurde jeweils ein Bild mit Strömung und ein Bild ohne Strömung aufgenommen und mit Hilfe der Bildverarbeitung voneinander abgezogen und ausgewertet. Es wurden 10 Messungen durchgeführt, von denen 8 auswertbar waren.

In Abbildung 3.24 rechte Seite ist ein typisches Interferogramm mit Strömung zu sehen. Der wichtigste Unterschied zur Aufnahme des 10-bar-Fensters (linke Seite) besteht darin,

daß die Interferenzstreifen nicht verwischt, sondern klar und von der Strömung unbeeinflusst abgebildet werden. Daraus kann auf einen drastisch *reduzierten Turbulenzeinfluß* für den 5-bar-Prototypen geschlossen werden. Die Entscheidung, den Kesseldruck zu verringern, wird durch dieses Ergebnis bestätigt. Auffällig ist auch, daß die Streifen nicht über den ganzen Bereich exakt gerade und parallel verlaufen. Dies liegt an einem optischen Restfehler in der Justage des Interferometeraufbaus. Da der Fehler aber strömungsunabhängig ist, fällt er bei der Auswertung durch den Abzug des Referenzbildes heraus und beeinträchtigt so das Ergebnis nicht.

Die linke Darstellung in Abbildung 3.25 zeigt die deformierte Phasenfront als 3-D-Darstellung, in der das von den instationären Störungen erzeugte Rauschen deutlich zu sehen ist. Es beträgt bereits 20 % der maximalen Deformation, dem sogenannten ‚Peak-to-Valley‘-Wert p_v . Nachdem der Turbulenzeinfluß jedoch sehr gering ist, kann daher die stationäre Deformation nur minimal sein. Die Form der Deformation läßt sich als schwacher Astigmatismus beschreiben, eine Deformation, die auch erwartet wurde (Auswirkung der Zylinderlinse der Strömung auf die Zwischenfokussierung). Die rechte Seite in Abbildung 3.25 stellt eine Verteilung der Höhenlinien dar, aus der der leichte Astigmatismus ebenfalls deutlich wird.

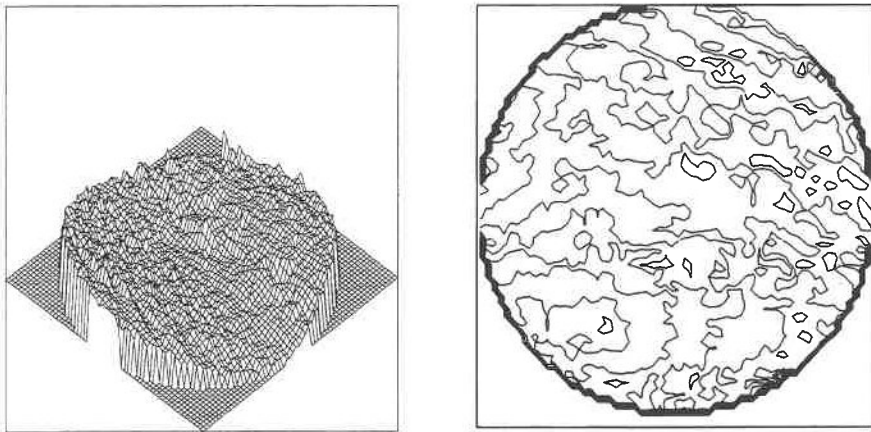


Abb. 3.25: Phasenfrontdeformation eines HeNe-Laserstrahls durch die Strömung des aerodynamischen Fensters: 3-D-Darstellung der Phasenfront (links), Höhenliniendarstellung (rechts).

Die Auswertung mit dem Programm ITO gestattet auch eine quantitative Angabe der Deformation. Das Ergebnis ist in Tabelle 3.2 aufgeführt. Aufgelistet sind der ausgegebene Peak-to-Valley-Wert p_v , der tatsächliche Wert für p_v , der meist durch Ausreißer (einzelne Pixel mit weit überhöhtem Wert) verfälscht wurde, und der RMS-Wert¹⁵, der das Rauschen charakterisiert.

Drückt man dies in Wellenlängen für CO₂-Laserstrahlung aus, so beträgt der Wert $\lambda/75$. Mit anderen Worten, der Einfluß der Strömung des aerodynamischen Fensters ist ver-

¹⁵RMS = random mean square, quadratischer Mittelwert der unregelmäßigen Schwankungen

Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
pv (ausgegeben) in μm	0,23	0,17	0,34	0,15	0,21	0,40	0,63	0,64
pv (tatsächlich) in μm	0,14	0,17	0,14	0,15	0,16	0,12	0,13	0,13
RMS in μm	0,025	0,028	0,026	0,022	0,033	0,026	0,030	0,034
Mittelwert pv in μm	$0,14 \pm 0,02$							
Mittelwert RMS in μm	$0,028 \pm 0,004$							

Tabelle 3.2: Optische Deformation eines He-Ne-Laserstrahls durch die Strömung des aerodynamischen Fensters (stationärer Anteil = pv , instationärer Anteil = RMS).

nachlässigbar klein. Die optische Qualität des Gesamtsystems aerodynamisches Fenster wird nicht durch die Strömung, sondern durch die Spiegel¹⁶ und die Justagefehler begrenzt.

3.6 Geräuschemission

Die Geräuschemission, die beim Betrieb eines aerodynamischen Fensters entsteht, spielt bei der gewünschten Akzeptanz eine wichtige Rolle. Sie sollte daher möglichst gering sein. Deshalb wurde bereits am Modell eine Messung der Betriebsgeräusche vorgenommen. Eingebaut war die Düse, die auch später am Laser zum Einsatz kam. Gemessen wurde mit einem einfachen Handmeßgerät¹⁷. Es ergaben sich sehr hohe Werte (105 dB(A) in 1 m Abstand), die für ein industrietaugliches Gerät nicht akzeptabel sind. Wertet man die Schallemission mittels einer Frequenzanalyse aus, so liegen die Spitzen bei 1 und 2 kHz.

Bereits Wildermuth [17] hatte sich mit dem Problem der Geräuschkämpfung beschäftigt und festgestellt, daß der Lärm weniger im Bereich der Apertur, sondern im Bereich der Diffusorausströmung entsteht. Er beschrieb eine erhebliche Geräuschkämpfung durch den Anschluß eines Schlauches am Diffusorende.

Dieses Vorgehen zur Geräuschkämpfung wurde hier übernommen. Zusätzlich endete der am Diffusor angeschlossene Schlauch in einem einfachen Schalldämpfer, bestehend aus einer innen mit speziellem Schallschutz-Schaumstoff ausgekleideten Holzkiste. Auf die Strömung und auf den erreichbaren Kavitätsdruck hatte der Einsatz des Schalldämpfers keinerlei negativen Einfluß. Mit dem Schalldämpfer erreichte der Prototyp des aerodynamischen Fensters am Laser einen Wert von 67 dB(A) (in 1 m Abstand). Dieser Wert ist erfreulich niedrig und liegt auch deutlich unter den Betriebsgeräuschen vom Kompressor und von den Rootsgebläsen des Lasers.

Während die Strömung sehr schnell und nahezu geräuschlos eingeschaltet werden konnte, ergab sich beim Ausschalten ein kurzzeitiges lautes Pfeifen (75 bis 78 dB(A)). Dies kann mit dem Aussehen der äußeren Diffusorkante erklärt werden, die die Form einer Schneide hat. Um dieses kurze Geräusch weiter zu verringern, könnte man z.B. die Leitung zwischen Ventil und Düse über einen großen Querschnitt zusätzlich entlüften, um so den Druck und die Restströmung schneller abzubauen.

¹⁶Die Spezifikation der Spiegel des Prototypen betrug laut Angebot der Firma Kugler $\lambda/10$.

¹⁷Noris Sound Level Meter Typ NM 3.

4 Optimierungsmöglichkeiten des aerodynamischen Fensters

4.1 Analyse der Situation

Aufbauend auf früheren Arbeiten und Entwicklungen auf dem Gebiet der aerodynamischen Fenster wurde der Prototyp eines aerodynamischen Fensters nach dem Potentialwirbel-Prinzip entwickelt. Dabei wurde besonders Wert gelegt auf Eignung für einen späteren industriellen Einsatz. Im Test an einem Industrielaser bestätigte sich die problemlose Funktion und die hervorragenden Eigenschaften des Prototyps.

Verzichtet man darauf, sich mit dem bereits Erreichten zufrieden zu geben, so drängen sich vor allem zwei Fragen auf: Wie kann man das aerodynamische Fenster weiter verbessern, und zweitens was kann man tun, um seine spätere Akzeptanz in der Industrie sicherzustellen? Man wird das aerodynamische Fenster dabei auch stets am Althergebrachten und Bewährten, dem materiellen Fenster bzw. dem Auskoppelspiegel, messen müssen, auch wenn deren Einsatz nur eingeschränkt möglich und mit Nachteilen verbunden ist. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß zur Zeit der Einsatz eines aerodynamischen Fensters den Aufbau eines instabilen Resonators voraussetzt, und sich Vorbehalte gegenüber dieser Resonatorbauart auch auf das aerodynamische Fenster auswirken.

Ein in der Wirtschaft sehr wichtiger Aspekt sind die *Kosten*. Folglich steht eine grobe Abschätzung der Kosten des aerodynamischen Fensters an, dessen Komplexizität natürlich höhere Anschaffungskosten bedingt als bei einer materiellen Auskopplung. Aber auch Lebensdauer und Instandhaltungskosten sind zu berücksichtigen. Aufbauend darauf muß man nach Einsparungsmöglichkeiten suchen und sie konsequent nutzen.

Der zweite wichtige Punkt ist die *Baugröße*. Ein materielles Fenster benötigt nur ein kleines Gehäuse, allerdings mit einer bei höheren Leistungen aufwendigen Kühlung. Verglichen damit ist selbst der recht kompakte Prototyp erheblich größer, vor allem auch wegen der Gasversorgung, die einen beachtlichen Platzbedarf hat. Zieht man den Trend zu immer kleineren und kompakteren CO₂-Hochleistungslasern in Betracht, so heißt die zweite Forderung: das aerodynamische Fenster und sein ‚Antrieb‘ müssen kleiner werden.

Vor dem Hintergrund, daß im Labor bereits Laserleistungen von über 20 kW materiell ausgekoppelt wurden, sollen die Vor- und Nachteile des aerodynamischen Fensters gegenüber dem materiellen Fenster nochmals zusammengestellt werden. Möglicherweise lassen sich dadurch Wege finden, um eventuelle Nachteile des aerodynamischen Fensters abzumindern. Da sich Aspekte wie Betriebssicherheit und Prozesseffizienz des Bearbeitungsprozesses oft einer exakten Kostenbetrachtung entziehen, werden letztlich die Erfahrungen in der industriellen Praxis entscheidend sein.

4.2 Kostenbetrachtung

Zunächst sollen die *Anschaffungskosten* des Prototyps betrachtet werden. Ein Teil der Einzelteile wurde zugekauft bzw. auswärts angefertigt, hier sind die in Rechnung gestell-

ten Nettokosten¹ zu berücksichtigen. Die anderen Teile, die in der Institutswerkstatt angefertigt wurden, schlagen mit ihren Herstellkosten (Stundensatz x Fertigungszeit) zu Buche. Zusammengerechnet ergeben sich daraus die *Herstellkosten* des Prototyps, die bei einigen 10.000 DM lagen. Bei einer Vermarktung des aerodynamischen Fensters müßte man neben diesen Kosten noch die Kosten für die Montagearbeiten sowie einen Zuschlag für Gemeinkosten (Vertrieb, Verwaltung usw.) berücksichtigen, um auf die *Selbstkosten* zu kommen, die absolut unterste Grenze für die Gestaltung eines Verkaufspreises. Üblicherweise werden die Selbstkosten noch mit einem Gewinnzuschlag versehen, oft zusätzlich noch mit einem Anteil für die aufgewendeten Entwicklungskosten, um den *Verkaufspreis* zu bestimmen, der sich jedoch letztlich natürlich auch am Markt orientieren muß.

Die Anschaffungskosten für ein materielles Fenster hängen von Material und Größe ab. Zum Einsatz kommen zur Zeit hauptsächlich Fenster und Auskoppelspiegel aus Zinkselenid, seltener solche aus Galliumarsenid. Der Preis eines teildurchlässigen Auskoppelspiegels aus Zinkselenid, beidseitig antireflex-beschichtet, beträgt für einen 5-kW-Laser inklusive der gekühlten Spiegelfassung etwas über 3000 DM, also weit weniger als der eines aerodynamischen Fensters.

Da jedoch normalerweise die Anschaffungskosten eines technischen Gerätes über einen gewissen Zeitraum abgeschrieben werden, muß der hohe Preis des aerodynamischen Fensters noch kein Nachteil sein, solange seine Lebensdauer entsprechend hoch ist und die Instandhaltungskosten gering sind. Legt man die Abschreibungsbeträge, die Instandhaltungskosten und die Betriebskosten (z.B. Stromkosten) auf die Betriebsstunden um, so kann man sich die gesamten *Betriebskosten* in DM pro Stunde berechnen.

Die Lebensdauer des betrachteten Schraubenkompressors beträgt laut Hersteller 15.000 bis 20.000 h, im Einzelfall auch bis zu 30.000 h ohne Überholung. Hierbei sollte ein kontinuierlicher Durchlaufbetrieb angestrebt werden, da häufiges Ein- und Ausschalten die Lebensdauer verkürzen kann. Bei Zwei-Schichtbetrieb entspricht dies etwa 5 Jahre. Dazu kommen die Kosten für die Wartungsarbeiten wie Öl- und Ölfilterwechsel, Wechsel des Ölabscheideelements sowie der Vor- und Nachfilter.

Der eingesetzte Vakuumschieber ist standardmäßig ausgelegt für 20.000 Zyklen (Öffnen / Schließen). Wird diese Zykluszahl während der zu Grundegelegten 5 Jahre überschritten, so würde dies lediglich einen Austausch der Dichtungen erforderlich machen. Es ist jedoch möglich, die Steuerung des aerodynamischen Fensters so zu realisieren, daß der Schieber nicht bei jedem kurzzeitigen Abschalten des Laserstrahls geschlossen wird, und so die Anzahl der Öffnungs- und Schließvorgänge klein gehalten wird.

Die Kupferspiegel der Zwischenfokussierung sind wie alle optischen Elemente in der Laserkavität einer gewissen Verschmutzung und Degradation unterworfen. Allerdings wirkt sich bei ihnen eine Absorptionserhöhung nicht so gravierend aus wie bei den resonatorinternen Umlenkspiegeln, wo eine geringfügig höhere Absorption zu spürbaren Leistungseinbußen führt [63]. Also kann auch hier durchaus von einer 5-jährigen Lebensdauer ausgegangen werden.

Zieht man alle voraussichtlichen Instandhaltungskosten und auch die Stromkosten des Kompressors (5,5 kW) in Betracht und geht von einer linearen Abschreibung der Herstellkosten über 5 Jahre aus, so liegen die Betriebskosten bei ca. 3,6 DM pro Betriebsstunde (unter Annahme eines Zwei-Schichtbetriebs). Davon entfallen 1,4 DM/h auf die

¹Bei der vorgestellten Kostenbetrachtung werden alle Kosten als reine Nettokosten behandelt.

Kompressoranlage. Diese Angaben sind als geschätzte Untergrenze zu verstehen, da hier normalerweise der Verkaufspreis eingehen müßte.

Ein Zinkselenid-Auskoppelspiegel besitzt zur Zeit eine Lebensdauer von 1000 bis 2000 h, je nach Verschmutzungsgrad der Umgebung [64]. Bei Lasern höherer Leistung kann die Lebensdauer auch darunter liegen (800 h nach [29]). Dazu kommen die Kosten für den Austausch der Spiegel durch Servicetechniker und eventuelle Produktionsausfallzeiten während des Wechsels. Wartungskosten und Betriebskosten entstehen praktisch nicht, lediglich eine regelmäßige Kontrolle auf einwandfreien Zustand empfiehlt sich. Bezogen auf den Verkaufspreis entstehen Betriebskosten, die ca. zwischen 2 und 3,5 DM/h liegen. Verschlechtert sich das Bearbeitungsergebnis gegen Ende der Lebensdauer (Abfall von Leistung oder Strahlqualität), so kann auch dies durch Verringerung der Prozeßgeschwindigkeit oder durch vermehrten Ausschuß indirekt Kosten verursachen.

Die einfache Abschätzung der entstehenden laufenden Kosten zeigt, daß das aerodynamische Fenster trotz der hohen Anschaffungskosten nicht erheblich teurer sein muß als die konventionelle materielle Auskopplung. Für genauere quantitative Aussagen sind eine Festlegung des Verkaufspreises des aerodynamischen Fensters und eine exakte Kostenrechnung nötig.

Zum Thema Kostenbetrachtung seien noch einige Anmerkungen angefügt. Die Realisierung eines instabilen Resonators mit materiellem Fenster, die zur Zeit relativ selten ist, dürfte kostenmäßig zwischen den beiden besprochenen Fällen liegen, denn das größere Gehäuse und zusätzliche Kupferspiegel bedingen voraussichtlich Mehrkosten gegenüber dem stabilen Resonator.

Für das aerodynamische Fenster sind eventuell höhere Inbetriebnahmekosten einzukalkulieren. Erstens fallen mehr mechanische und elektrische Anschlußarbeiten an (Kühlwasser und Steuerung), und zweitens muß das zwischenfokussierende Teleskop justiert werden. Möchte man den Laser bei einem Kavitätsdruck betreiben, der um mehr als ca. 40 bis 50 mbar vom Auslegungsdruck abweicht, so wird die Auslegung einer neuen besser angepaßten Düsenkontur mit anschließender experimenteller Optimierung der Diffusorgeometrie nötig. Möglicherweise fallen auch etwas höhere Kosten für Lasergas an, falls die Strömung den Lasergasverbrauch durch Absaugen erhöhen würde².

Manchmal wird der Einsatz eines strahlaufweitenden Teleskops notwendig, z.B. um die Laserstrahldivergenz für ein Strahlführungssystem zu verringern. Beim aerodynamischen Fenster ist es grundsätzlich möglich, das zwischenfokussierende Teleskop so auszulegen, daß es diese Aufgabe mitübernimmt. Bei der materiellen Auskopplung entstehen dagegen zusätzliche Kosten. Es kann also sinnvoll sein, bei der Kostenbetrachtung die Ausführung der gesamten Laserbearbeitungsmaschine zu berücksichtigen.

Zu den neuesten Entwicklungen auf dem Gebiet der materiellen Auskoppeloptiken, wie z.B. doppelte Fenster mit gasgeköhltem Zwischenraum, kann noch relativ wenig gesagt werden. Da sie sich noch in der Entwicklungsphase befinden, fehlen jegliche Erfahrungen bezüglich Praxistauglichkeit, Lebensdauer und Kosten. Gerade die Kosten dürften deutlich über denen eines konventionellen Auskoppelspiegels liegen, da die Gaskühlung nur durch einen hohen Gasverbrauch oder durch einen aufwendigen geschlossenen Kreislauf realisiert werden kann.

²Dies war beim Prototypen nicht der Fall.

4.3 Einsparungsmöglichkeiten

Aber auch ohne exakte Kalkulation kann das aerodynamische Fenster auf Einsparungsmöglichkeiten hin untersucht werden. Es wird sich zeigen, daß einige Vereinfachungen bzw. Änderungen nicht nur die Kosten, sondern auch die Baugröße verringern können.

In der Testphase am Laser (siehe Kap. 3.1.2) zeigte sich, daß eine *Justiermöglichkeit des Scrapers* nicht erforderlich ist und daher weggelassen werden kann. Dies führt zu einem kürzeren, unteren Gehäuse und zu weniger Einzelteilen. Die teuren Edelstahlbälge der Kühlwasserzufuhr des Scrapers (Sonderanfertigungen) können ebenfalls entfallen. Auch die Montagearbeit würde sich vereinfachen. Der Realisierungsaufwand beschränkt sich auf eine einfache Abänderung der Konstruktion und dürfte nicht allzu aufwendig sein (geschätzter Zeitaufwand ca. 2 Wochen). Die Einsparung bei den Herstellkosten wird sich voraussichtlich im Bereich $\leq 5\%$ bewegen.

Die *Steuerung*, die im Prototypen in Form einer SPS realisiert ist, kann auch in die Lasersteuerung integriert werden. Die Kosten für die SPS-Hardware entfallen, dafür sind aber mehr A/D-Ein- und Ausgänge in der Lasersteuerung bereitzuhalten und das Programm ist abzuändern. Hier müßte man die Kosten des Aufwandes der möglichen Einsparung gegenüberstellen.

Die größten Potentiale, um sowohl Kosten wie auch Bauvolumen einzusparen, bietet die *Gasversorgung*. In Fabrikgebäuden ist üblicherweise eine Druckluftversorgung installiert. Wenn sie ausreichend leistungsfähig ist, um den Mehrverbrauch des aerodynamischen Fensters zu decken, könnte man die Kompressoranlage durch eine Kombination von Trockner und Filter ersetzen (je nach Druckluftqualität). Es sind dadurch Einsparungen von ca. 25 % möglich, bei einem sehr geringen Aufwand. Der Platzbedarf der Gasversorgung beschränkt sich auf Trockner und Filter und die Geräuschquelle Kompressor entfällt.

Aber auch wenn man die Kompressoranlage beibehält, kann man die Anlage verbessern. Zuallererst kann das Kesselvolumen des Druckkessels verringert werden, das für einen flexiblen Versuchsbetrieb auf 250 l festgelegt wurde. Für einen Durchlaufbetrieb des Schraubenkompressors reicht eine Mindestgröße von 40 l aus. Die Ölfreiheit der Druckluft wird durch einen Aktivkohleadsorber garantiert. Ein Adsorber ist jedoch nur nötig, wenn die Drucklufttemperatur über 35 °C liegt, weil dann das Öl in zunehmendem Maße als Dampf und nicht mehr in Form von Tröpfchen vorliegt. Es wäre also zu prüfen, ob es im vorliegenden Fall möglich ist, den Aktivkohleadsorber durch einen kleineren und preisgünstigeren Aktivkohlefilter zu ersetzen. Beides erfordert nur einen geringen Aufwand und ermöglicht Einsparungen von ca. 5 %.

Eine dritte Möglichkeit besteht in der Absenkung des Kesseldrucks. Die Konsequenzen daraus werden ausführlich in Kapitel 5 diskutiert. Es sind Einsparungen von ca. 25 % möglich, jedoch muß das Konzept erst noch praktisch am Laser getestet werden. Die Baugröße der Gasversorgung würde ebenfalls stark reduziert werden.

Einsparungen beim materiellen Fenster sind nur denkbar, wenn ein billigeres Fenstermaterial zur Verfügung stünde oder durch Reduzierung des Fensterdurchmessers. Neue kostengünstigere Materialien oder Fertigungsverfahren für materielle Fenster sind nicht in Aussicht, und bei hohen Laserleistungen nutzt man oft die Vergrößerung des Durchmessers, um die maximale Leistungsdichte nicht zu überschreiten, so daß für das materielle Fenster momentan keine Einsparmöglichkeiten gesehen werden.

4.4 Schlußfolgerungen

Für sehr hohe Laserleistungen bzw. Intensitäten und für hohe Leistungen bei gleichzeitig hoher Strahlqualität bietet einzig das aerodynamische Fenster eine praxiserprobte Lösung. Wenn es gelingt, die Kosten zu senken, könnte das aerodynamische Fenster auch für mittlere Leistungen interessant werden, vor allem wenn eine hohe Strahlqualität angestrebt wird und die Lebensdauer der Zinkselenidkomponenten nicht wesentlich gesteigert werden kann.

Da die hohen Kosten oft als Argument gegen das aerodynamische Fenster angeführt werden, ist es vorteilhaft, die sich bietenden Optimierungsmöglichkeiten zu nutzen und den Prototypen weiterzuentwickeln, sowie eine exakte Kalkulation, nach Festlegung eines Verkaufspreises, durchzuführen.

Die wichtigsten Vor- u. Nachteile der beiden Auskoppelarten sind in der nachfolgenden Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Aerodynamisches Fenster
<ul style="list-style-type: none"> - Anschaffungskosten sehr hoch (im Vergleich zum mat. Fenster) - Montage und Justage aufwendiger - größere Abmessungen durch die Zwischenfokussierung - relativ große Kompressoranlage oder entsprechend leistungsfähiger Druckluftanschluß nötig + sehr hohe Lebensdauer, kein nennenswerter Verschleiß + daher vergleichbare Betriebskosten (wie mat. Fenster) + kein extra Teleskop für Strahlaufweitung nötig + keine Beeinflussung der Strahlqualität, zeitlich konstante Verhältnisse + hohe Laserleistung und hohe Strahlqualität gleichzeitig möglich ! + Möglichkeiten der Kosteneinsparung vorhanden
Materielles Fenster / Auskoppelspiegel
<ul style="list-style-type: none"> + kleiner und kostengünstiger (ohne strahlaufweitendes Teleskop) + bewährte, bekannte Technologie - begrenzte Lebensdauer verursacht laufende Kosten - hohe Folgekosten bei Zerstörung des Fensters - generelle Begrenzung der Laserleistungsdichte - Verschlechterung der Strahlqualität durch Degradation (Lebensdauer) und thermische Linse bei höheren Leistungen - thermische Linse abhängig von Leistung und Zeit - Fenstermaterial giftig

Tabelle 4.1: Vor- und Nachteile der beiden Auskoppelarten

Da das aerodynamische Fenster zur Zeit noch an das Konzept des instabilen Resonators gebunden ist, sollte dieses weiter verbessert werden, denn Laser mit instabilem Resonator

besitzen oft einen niedrigeren Wirkungsgrad als solche mit stabilem Resonator³. So hat z.B. der 15-kW-Laser UR 150 (instabiler Resonator) von Rofin-Sinar die gleiche elektrische Leistungsaufnahme wie der 20-kW-Laser SR 200 (stabiler Resonator) [31]. Die Ursache für den schlechteren Wirkungsgrad wurde bisher nicht geklärt. Andererseits zeigen sich Vorteile bei der Materialbearbeitung. So konnte in Schweißversuchen – bei gleicher Leistung und gleichem Fokusradius – mit einem Laserstrahl eines instabilen Resonators um bis zu 30 % schneller geschweißt werden [65]. Es ergaben sich auch schmalere Nähte, siehe [66], beides eine Folge der spitzen, nadelförmigen Intensitätsverteilung im Fokus des Strahls eines instabilen Resonators.

³Neue Ansätze, die die Kombination des aerodynamischen Fensters mit einem stabilen Resonator ermöglichen, sind jedoch denkbar.

5 Niederdruck-Fenster

5.1 Grundsätzliches

Durch die interferometrischen Untersuchungen (Kap. 3.5) konnten die Vorzüge eines auf 5 bar verringerten Kesseldrucks aufgezeigt werden. Betrachtet man die Diagramme in Abbildung 2.3, so wäre auch eine noch weitergehende Reduktion des Kesseldrucks denkbar, ohne daß der Massenstrom exponentiell ansteigt. Ein Weg der Optimierung – so das Ergebnis aus Kapitel 4 – wäre es, den Kesseldruck weiter zu verringern, um die Gasversorgung und damit auch das aerodynamische Fenster insgesamt kleiner und kostengünstiger gestalten zu können. Die sich aus einer solchen Maßnahme ergebenden Konsequenzen werden in diesem Kapitel eingehend diskutiert. Zur besseren Unterscheidung wird der Begriff *Niederdruck-Fenster* eingeführt, unter dem im folgenden aerodynamische Potentialwirbel-Fenster zu verstehen sind, deren Kesseldruck unter 2,5 bar liegt.

Je nach Höhe des Kessel- und des Kavitätsdrucks¹ wird der Freistrahle des aerodynamischen Fensters entweder mit Unter- oder mit Überschallgeschwindigkeit ausströmen oder gemischt (transsonisch). Mit Gleichung (2.4) kann die Geschwindigkeit aus den Drücken berechnet werden. Für eine schnelle Abschätzung ist auch das *kritische Druckverhältnis*

$$\frac{p^*}{p_0} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\kappa/(\kappa-1)} = 0,528 \quad \text{für Luft} \quad (5.1)$$

nützlich. Setzt man für p^* den Umgebungsdruck ein, so wird das kritische Druckverhältnis und damit Schallgeschwindigkeit bei der Auströmung für einen Kesseldruck von

$$p_{0,krit.} = p_{\infty} \cdot \frac{1}{0,528} = 960 \text{ mbar} \cdot 1,894 = 1,82 \text{ bar} \quad (5.2)$$

erreicht. Ist der Kesseldruck größer und damit das Druckverhältnis kleiner als das kritische, so ist mit einer entsprechenden Lavaldüse Überschallgeschwindigkeit möglich. Bei einem transsonisch durchströmten aerodynamischen Fenster müßte der Kesseldruck daher kleiner als 1,82 bar sein.

Aerodynamische Fenster mit *Unterschallströmung* sind bereits realisiert worden, sowohl von Masuda [67] als auch von Wildermuth [17]. Das Fenster von Wildermuth² benutzte eine Düse mit gerechneter Kontur und einen Überdruck von ca. 0,3 bar, das Fenster von Masuda eine maximale Austrittsgeschwindigkeit von 70 m/s. Mit diesen Unterschallströmungen kann jedoch keine so große Druckdifferenz realisiert werden, wie sie an einem CO₂-Hochleistungslaser üblicher Bauart auftritt.

Bei Kavitätsdrücken zwischen 100 und 200 mbar muß der Freistrahle des Fensters zumindest teilweise mit *Überschallgeschwindigkeit* ausströmen. Allerdings sind bisher weder mit Überschall noch transsonisch arbeitende Niederdruck-Fenster untersucht worden. Wahrscheinlich weil bislang der Massenstrom als die einzige zu optimierende Größe angesehen wurde, und dieser bei kleiner werdendem Kesseldruck deutlich zunimmt.

¹Der Umgebungsdruck wird als konstant angenommen.

²Der Kavitätsdruck wurde dabei mit 870 mbar angenommen (TEA-Laser).

Niederdruck-Fenster mit Überschall-Freistrahlfenstern können in der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen einfachen Weise berechnet werden. Transsonische Düsen sind dagegen nicht mehr mit dem Charakteristikenverfahren zu berechnen, ein Umstand, der die Auslegung erheblich erschweren würde. Wie eine Abbildung bei Oswatitsch [68] zeigt, ist ein transsonischer Potentialwirbel prinzipiell möglich; ebenso gelten für ihn die Gleichungen (2.2) bis (2.6).

5.2 Vorteile des Niederdruck-Konzepts

Verdichtungsleistung statt Massenstrom Wählt man für das strömende Medium aus Kostengründen trockene Druckluft anstelle von Stickstoff, so besteht kein Anlaß, weiterhin den Massenstrom als alleinige und vorrangige Optimierungsgröße anzusehen. Vielmehr bietet es sich an, die erforderliche Verdichtungsleistung näher zu betrachten. Dazu soll folgendes Zahlenbeispiel gewählt werden: Umlenkwinkel $\Theta = 60^\circ$, Aperturbreite $D = 5$ mm, Umgebungsdruck $p_\infty = 960$ mbar, Kavitätsdruck $p_{kav} = 100$ mbar und Adiabatenexponent $\kappa = 1,4$.

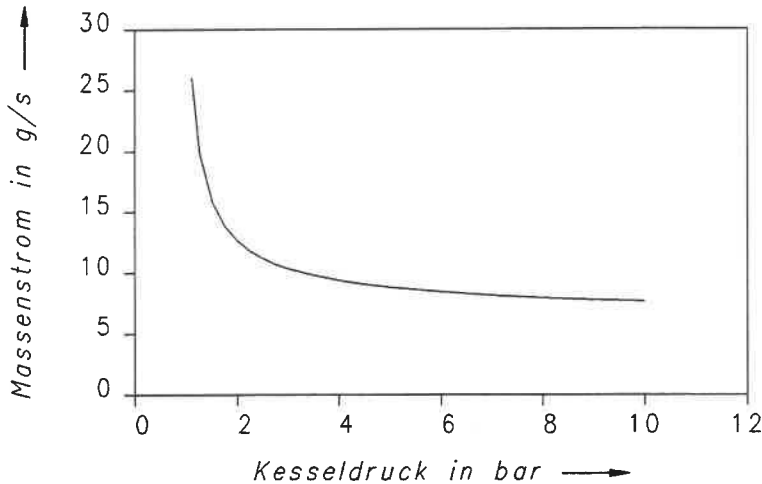


Abb. 5.1: Massenstrom als Funktion des Kesseldrucks für ein Potentialwirbel-Fenster (Zahlenbeispiel: $\Theta = 60^\circ$, $D = 5$ mm, $p_\infty = 960$ mbar, $p_{kav} = 100$ mbar, $\kappa = 1,4$.)

Mit der Gleichung (2.14) kann der Massenstrom als Funktion des Kesseldrucks berechnet werden; sein Verlauf ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Verdichtungsleistung P_v kann aus der massenspezifischen Verdichtungsarbeit W_v und dem Massenstrom hergeleitet werden. Bei adiabater Kompression und unter Annahme eines idealen Gases gilt allgemein [69]:

$$W_v = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} - 1 \right] \quad (5.3)$$

Um die spezifische Verdichtungsarbeit zu bestimmen, die für eine Verdichtung von Umgebungsluft (Index 1) auf Kesseldruck (Index 2) erforderlich ist, werden eine Umgebungs-

temperatur von 293 K und Luft als Gas angenommen ($R = 287 \text{ J/kgK}$; $\kappa = 1,4$):

$$W_v = 294,3 \left[\left(\frac{p_0}{p_\infty} \right)^{2/7} - 1 \right] \quad \text{in kJ/kg} . \quad (5.4)$$

Die Verdichtungsleistung P_v berechnet sich einfach als Produkt aus der massenspezifischen Verdichtungsarbeit und dem Massenstrom,

$$P_v = W_v \cdot \dot{m} , \quad (5.5)$$

und ist in Abbildung 5.2 graphisch dargestellt. Das Diagramm zeigt deutlich, daß sich durch eine *Absenkung des Kesseldrucks Verdichtungsleistung einsparen* läßt. Um den Massenstrom nicht zu groß werden zu lassen, sollte man den Druck jedoch nicht sehr viel kleiner als 2 bar wählen.

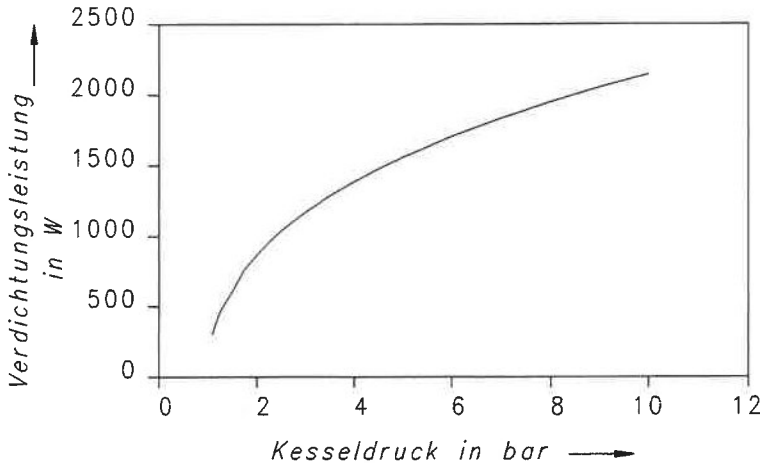


Abb. 5.2: Verdichtungsleistung als Funktion des Kesseldrucks für das Potentialwirbel-Fenster aus Abb. 5.1.

Berechnet man mit Gleichung (2.4) die Lavalzahlen für den inneren und äußeren Freistrahland La_i und La_a als Funktion von p_0 (Abb. 5.3), so erkennt man sofort, daß bei den vorgegebenen Zahlenwerten kein Niederdruck-Fenster mit reiner Unterschallströmung möglich ist, sondern nur eines mit transsonischer Strömung oder mit Überschallströmung.

Da die Grundgleichung (2.3) eines Potentialwirbels $La \cdot r = \text{const.}$ lautet, wächst der Außenradius

$$r_a = \frac{La_i r_i}{La_a} = \frac{La_i D}{La_a} = D \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{p_{kav}}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p_\infty}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}} \quad (5.6)$$

für $La < 1$ stark an, siehe Abbildung 5.4 (wegen $\theta = 60^\circ$ gilt nach Gleichung (2.13) $r_i = D$). Auch die Breite des Freistrahls $r_a - r_i = r_a - D$ nimmt entsprechend zu. Dadurch würde sowohl die Baugröße als auch die Wechselwirkungszone von Laserstrahl und Strömung größer werden. Somit scheint ein *Kesseldruck von 2 bar* für ein Niederdruck-Fenster ein sinnvoller Kompromiß.

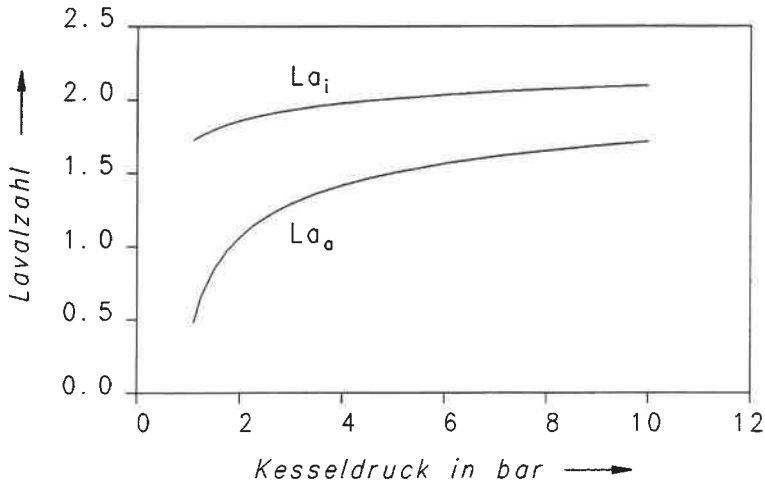


Abb. 5.3: Lavalzahl auf dem äußeren und inneren Freistrahradius als Funktion des Kesseldrucks für das Potentialwirbel-Fenster aus Abb. 5.1.

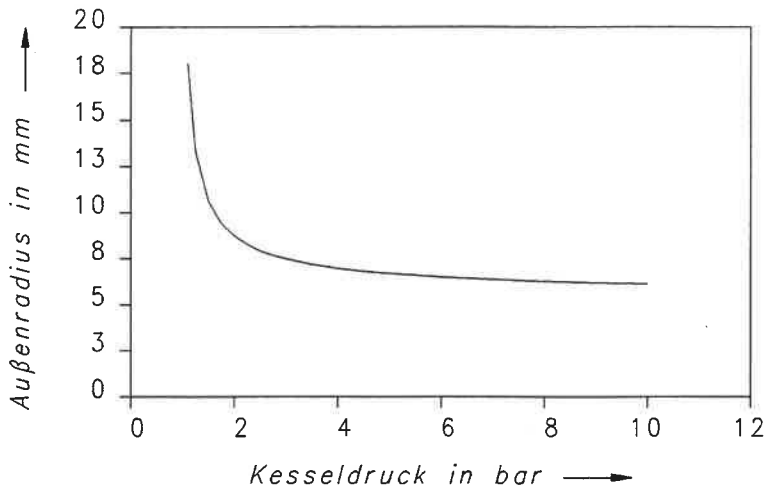


Abb. 5.4: Äußerer Radius als Funktion des Kesseldrucks für das Potentialwirbel-Fenster aus Abb. 5.1.

Verdichter Der Vorteil, der in der Verringerung der erforderlichen Verdichtungsleistung liegt, kommt natürlich nur zum Tragen, wenn die bisherige Kompressoranlage durch einen Verdichter ersetzt wird, der die angesaugte Luftmenge nicht unnötig stark verdichtet. Der eigentliche Vorteil liegt dabei weniger in der eingesparten elektrischen Antriebsleistung, sondern eher darin, daß solche Verdichter erheblich kleiner und preisgünstiger sein können als herkömmliche Kompressoranlagen.

Als Gasversorgung für ein Niederdruck-Fenster bieten sich *Drehschieberpumpen* an, die für einen Druckbereich von 1 bis maximal 2,5 bar Überdruck angeboten werden. Da

Drehschieberpumpen auch als Vakuumpumpen Verwendung finden, sind Ausführungen für Saug- und Druckbetrieb erhältlich. Drehschieberverdichter arbeiten rotierend (Prinzip des Flügelzellenverdichters) und liefern daher einen kontinuierlichen Volumenstrom; der voluminöse Druckkessel kann weggelassen. Abbildung 5.5 zeigt einen für die Gasversorgung eines Niederdruck-Fensters geeigneten Drehschieberverdichter.

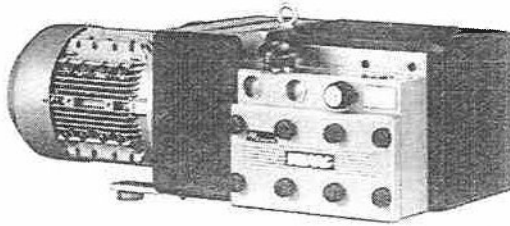


Abb. 5.5: Abbildung einer Drehschieberpumpe DRUVAC DTA der Fa. Rietschle [70].

Es ergeben sich auch Vorteile bei der Anforderung an die *Drucklufttrocknung*, möglicherweise kann auf sie ganz verzichtet werden. Wie bereits erläutert wurde, ist die Trocknung der Druckluft nötig, um einerseits Kondensation in der expandierenden Strömung auszuschließen und andererseits die Absorption von Laserstrahlung zu vermeiden.

Bei einem Niederdruck-Fenster ist die Gefahr einer Kondensation sehr viel geringer. Um dies zu zeigen, wird aus den Gleichungen 2.4 und 2.6 eine Beziehung $T = T(T_0, La)$ abgeleitet, die die Zusammenhänge deutlich macht:

$$T = T_0 \left(1 - La^2 \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right) = T_0 \left(1 - \frac{La^2}{6} \right) \quad (5.7)$$

Da die Strömungsgeschwindigkeiten bei einem Niederdruck-Fenster geringer als bei einem üblichen Potentialwirbel-Fenster sind, kühlt sich die Strömung deutlich weniger stark ab. Zusätzlich besitzt die Druckluft eines trockenlaufenden Drehschieberverdichters eine deutliche Übertemperatur zur Umgebung³, d.h. die Kesseltemperatur T_0 erhöht sich. Dies beides zusammen vermindert die Gefahr einer Kondensation und erlaubt daher eine feuchtere Luft (siehe Kapitel 2.3.3).

Weiterhin bewirkt die geringe Verdichtung auf nur 1 bis 1,5 bar Überdruck eine weniger starke Aufkonzentrierung der Luftfeuchtigkeit als bei einer Verdichtung auf 8 bar Überdruck. Dies bedeutet, daß auch ohne Trocknung die absolute Luftfeuchtigkeit im Freistrahlsbereich nur ca. das Doppelte bis Zweieinhalbfache des Umgebungswertes beträgt. Da der Laserstrahl auch durch Umgebungsluft propagiert, dürfte eine geringfügig erhöhte Absorption in dem lokal eng begrenzten Freistrahls die gesamten Absorptionsverluste durch Wasserdampf nicht wesentlich erhöhen. Ein Verzicht auf die Trocknung der Druckluft scheint daher möglich und sollte auf jeden Fall experimentell erprobt werden.

Ersetzt man die in Kapitel 2.3.2 beschriebene Schraubenkompressoranlage mit Kessel und Trockner durch eine einzelne Drehschieberpumpe ohne Kessel und ohne Trockner,

³Wenn man sie nicht nachträglich kühlt.

so reduziert sich das Bauvolumen auf ein Vierzigstel, das Gewicht auf ca. 20 % und die benötigte elektrische Antriebsleistung auf 40 %. Würde der Schraubenkompressor mit einem 40-l-Kessel ausgerüstet, bliebe immer noch eine Reduktion des Volumens um ca. Faktor 10 übrig. Die Herstellkosten der Gasversorgung würden bei Einsatz einer Drehschieberpumpe je nach Zubehör nur ca. 20 % betragen, die Betriebskosten (geschätzt) ca. 25 %. Die technischen Daten sind in Tabelle 5.1 gegenübergestellt.

Typ der Anlage	Schraubenkompressoranlage (siehe Kap. 2.3.2)	einzelne Drehschieberpumpe (Druvac DTA40, Fa. Rietschle)
Gesamtabmessungen (Breite x Tiefe x Höhe)	135 x 80 x 200 in cm	70 x 30 x 26 in cm
Gewicht	330 kg	60 kg
elektrische Leistung	5,5 kW	2,2 kW
Volumenstrom	780 l/min	530 l/min
Überdruck	8 bar	1,5 bar
Kosten (ohne MWST)	ca. 16.500 DM (inkl. Installation)	2.865 DM (ohne Zubehör)

Tabelle 5.1: Vergleich der technischen Daten der Schraubenkompressoranlage des Prototyps mit einer einzelnen Drehschieberpumpe.

Weitere Vor- und Nachteile Außer der Möglichkeit einen Drehschieberverdichter einzusetzen, bietet ein Niederdruck-Fenster noch weitere Vorteile. Die Anforderungen an die Dichtflächen des Strömungsmoduls sind nicht mehr so hoch, da auch die maximalen Druckdifferenzen niedriger sind. Die *Geräuschemission* der Strömung wird geringer sein. Die Baulänge der Düse reduziert sich ebenfalls, da die Lavalldüse kürzer ausfällt.

Ein weiterer, sehr wichtiger Punkt ist die *Laserstrahlqualität*. Wegen der kleineren Strömungsgeschwindigkeiten, vor allem auf der Außenseite, wird die Verwirbelung am Strahlrand schwächer und die angesaugte Luftmenge kleiner sein. Dadurch wird der Einfluß der Strömung auf die Strahlqualität des Laserstrahls weiter abnehmen. Auch der Austausch zwischen Freistrah und Kavität wird geringer ausfallen. Durch die verminderte Abkühlung des Gases in der Strömung sind die Dichteunterschiede zwischen Freistrah und den angrenzenden Gebieten kleiner, was ebenfalls die Strahlqualität verbessert (siehe Kap. 3.5). Die Breite des Freistrahls wird sich zwar erhöhen, aber nicht so stark, als daß hier ein negativer Einfluß auf die Strahlqualität zu erwarten ist.

Die Nachteile dieser Düsen liegen in dem höheren Berechnungsaufwand, sobald es sich um transsonische Strömungen handelt, sowie in einer gewissen Unsicherheit, da bisher praktische Erfahrungen mit Niederdruck-Fenstern fehlen.

Fazit Das Absenken des Kesseldrucks ist ein ideales Mittel, um sowohl die Größe als auch die Kosten des aerodynamischen Fensters drastisch zu reduzieren. Zusätzlich dürften sich auch andere Eigenschaften wie Geräuschemission und optische Qualität wesentlich verbessern. Zusammengefaßt ergibt die Bewertung des Niederdruck-Konzepts folgendes Bild:

- Einsparung von Verdichtungsleistung (bzw. elektrischer Leistung),
- Einsatz von kleineren und preiswerteren Verdichtern (Drehschieberpumpe),
- Verzicht auf einen Druckkessel,
- Verzicht auf eine Drucklufttrocknung,
- Verbesserung der optischen Qualität,
- Verringerung des Betriebsgeräuschs,
- Berechnungsaufwand bei transsonischen Düsen hoch,
- Noch keine praktischen Erfahrungen.

5.3 Berechnung eines Niederdruck-Fensters

Die obigen Überlegungen haben die Attraktivität des Niederdruck-Konzepts deutlich gezeigt, so daß es praktisch erprobt werden soll. Dazu wird eine entsprechende Düse berechnet und im Modellversuch getestet. Ein Kesseldruck von ca. 2 bar hatte sich als guter Kompromiß herausgestellt. Dies bedeutet, daß es sich um ein *Niederdruck-Fenster mit reiner Überschallströmung* handelt.

Ausgangsdaten – Krümmerberechnung	
Adiabatexponent $\kappa = 1,4$	Umlenkwinkel $\theta = 60^\circ$
Aperturbreite $D = 5 \text{ mm}$	Umgebungsdruck $p_\infty = 960 \text{ mbar}$
Kesseldruck $p_0 = 2,15 \text{ bar}$	Kavitätsdruck $p_{kav} = 160 \text{ mbar}$
Kesseltemperatur $T_0 = 293 \text{ K}$	
Ergebnisdaten – Krümmerberechnung	
Lavalzahl innen $La_i = 1,7731$	Radius innen $r_i = 5,0 \text{ mm}$
Lavalzahl außen $La_a = 1,1111$	Radius außen $r_a = 7,979 \text{ mm}$
Krümmeraustrittsbreite = 2,979 mm	Krümmereintrittsbreite = 2,4271 mm
Machzahl am Krümmereintritt = 1,13813	
Ergebnisdaten – Lavaldüsenberechnung	
Düsenhalsbreite = 2,380 mm	Massenstrom $\dot{m} = 5,97 \text{ g/s}$
Länge divergenter Teil = 1,3 mm	Temperatur am Düsenaustritt 233 K
Ergebnisdaten – Grenzschichtrechnung	
Grenzschichtverdrängungsdicke = 0,027 mm (außen) / 0,015 mm (innen)	
incl. Seitenwandeinfluß = 0,043 mm (außen) / 0,024 mm (innen)	

Tabelle 5.2: Ausgangswerte und Ergebnis der Berechnung der Niederdruck-Düse.

Es kann daher das bereits früher beschriebene Auslegungsverfahren angewandt werden, auf das hier nicht weiter eingegangen wird. Die Wahl der *Ausgangsdaten* soll jedoch näher erläutert werden. Die Aperturbreite D betrug bisher 7 mm bei 5 mm Tiefe, damit der Düsenhals nicht zu schmal ausfiel. Da dieser Grund hier nicht mehr gegeben ist, wurde eine quadratische Aperturöffnung von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ gewählt. So konnte trotz des niedrigen Kesseldrucks von 2,15 bar der Massenstrom klein gehalten werden. Der Kesseldruck

wurde so ausgewählt, daß die Berechnung nach dem beschriebenen Verfahren gerade noch möglich war⁴. Der Kavitätsdruck wurde auf 160 mbar festgelegt, weil das Niederdruck-Fenster an einem anderen Laser mit höherem Kavitätsdruck getestet werden sollte. Auch der höhere Kavitätsdruck wirkt sich reduzierend auf den Massenstrombedarf aus. Die Ausgangsdaten und die Ergebnisse der Berechnung sind in der Tabelle 5.2 zusammengestellt (die berechnete Düse wird im folgenden als Düse Nr. 10 bezeichnet). In Abbildung 5.6 ist die Gesamtkontur der berechneten Düse zu sehen. Es fällt auf, daß die Baulänge sehr kurz ist, und der divergente Teil der Lavaldüse kaum in Erscheinung tritt.

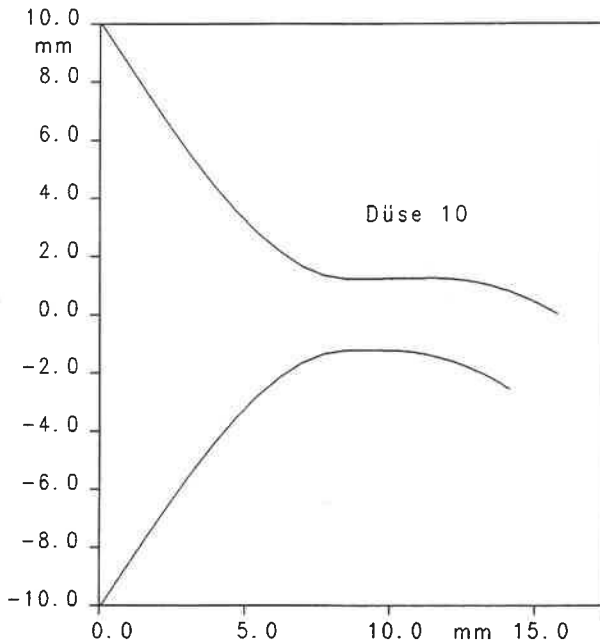


Abb. 5.6: Düsenkontur des Niederdruck-Fensters (Düse 10).

Will man ein *transsonisches Niederdruck-Fenster* auslegen, so muß sich die aufwendigere Berechnung 'lohlen'. Die Vorteile eines kleineren Drucks (z.B. 1,7 bar) lägen darin, daß ein größeres Angebot von Drehschieberverdichtern im Bereich bis 1 bar Überdruck genutzt werden könnte. Unter Umständen verringern sich auch nochmals Baugröße, Kosten und Geräusch des Verdichters, dies hängt jedoch auch vom benötigten Massenstrom ab. Weiterhin ist die Drucklufttrocknung weniger vordringlich. Insgesamt scheinen die zu erwartenden Verbesserungen den erhöhten Berechnungsaufwand jedoch nicht zu rechtfertigen. Alternativ wäre ein iteratives experimentelles Vorgehen zur Konturbestimmung denkbar, denn in [68] wird berichtet, daß sich in einem kreisförmigen Ringkanal konstanter Breite die gewünschte Potentialwirbel-Geschwindigkeitsverteilung nach einer gewissen Strecke von selbst einstellt. Ein solches Vorgehen wäre gleichfalls kosten- und zeitintensiv, ohne grundlegende Vorteile zu erbringen.

⁴Das Charakteristikenverfahren benötigt zum Rechnen Lavalzahlen, die etwas größer als eins sind.

5.4 Versuche am Diffusormodell

Von der Kontur wurden entsprechende Teile für das in Kap. 2.2.4 beschriebene Diffusormodell angefertigt, um die Düse zu untersuchen und eine geeignete Diffusoreinstellung finden zu können. Dazu wurden die verschiedenen Diffusorparameter variiert und der sich einstellende Kesseldruck gemessen.

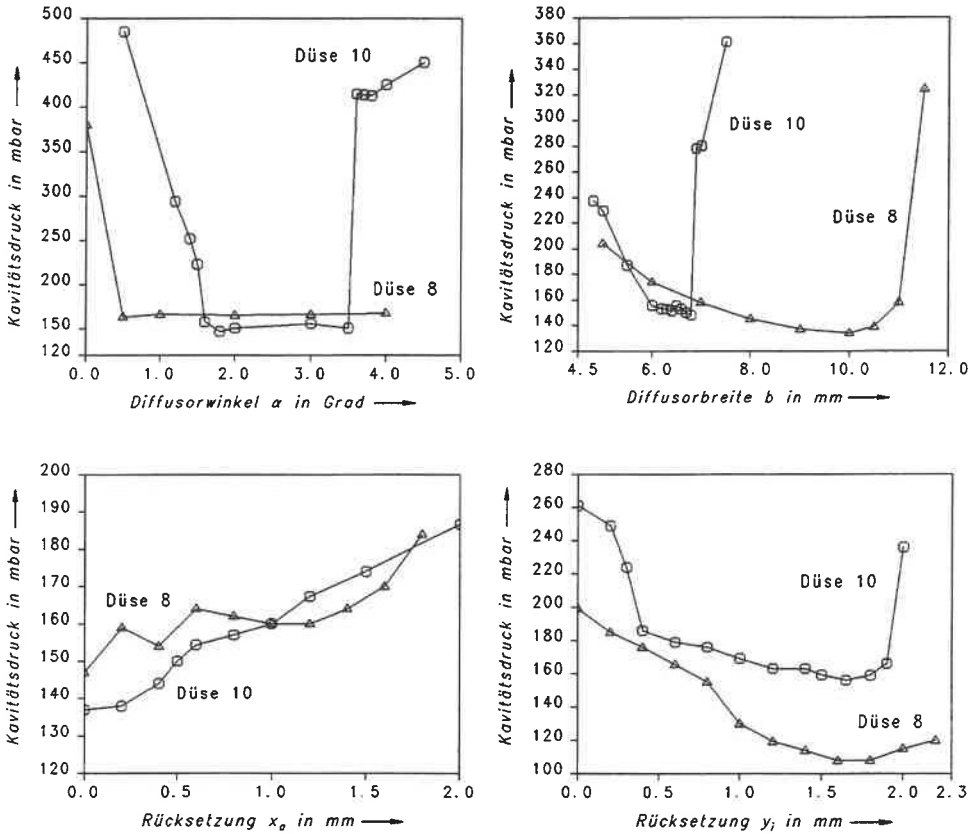
Als erstes gilt festzuhalten, daß die Niederdruck-Düse einwandfrei funktioniert hat. Bei geeigneter Diffusorkonfiguration wurde beim Auslegungs-Kesseldruck der theoretische Kavitätsdruck von 160 mbar erreicht. Durch Variation der Diffusorparameter und des Kesseldrucks ist es möglich, auch niedrigere oder höhere Kavitätsdrücke zu realisieren. Der mögliche Bereich reicht von 130 mbar bis 200 mbar, siehe Abb. 5.8.

Die Druckverläufe, die für die Variation der verschiedenen Diffusorparameter gemessen wurden, sind in der Abbildung 5.7 dargestellt. Vergleicht man die Niederdruck-Düse 10 mit einer ‚konventionellen‘ Potentialwirbel-Düse 8 ($p_0 = 5$ bar; $p_{kav} = 160$ mbar; $D = 7$ mm), so ergibt sich eine qualitative Übereinstimmung. Man kann also trotz des Kesseldruckunterschiedes von ähnlichen Strömungsvorgängen ausgehen. Für die Praxis wichtig ist der kleine Bereich der Diffusorbreite b , der bei der Niederdruck-Düse 10 eingehalten werden muß, um den Auslegungswert des Kavitätsdrucks zu erreichen. Bei der Düse 8 ist der Einfluß der Diffusorbreite deutlich weniger stark.

Ebenso wie bei der Düse des Prototyps (Abb. 2.18) konnte auch bei der Niederdruck-Düse der Kavitätsdruck durch Verändern des Kesseldrucks variiert werden; bei Kesseldrücken von 1,8 bis 2,4 bar um bis zu 40 mbar. In der Abbildung 5.8 sind die Druckkurven für drei verschiedene Diffusorkonfigurationen wiedergegeben. Auffallend ist der sprunghafte Anstieg des Kavitätsdrucks sobald der Kesseldruck unter eine Schwelle sinkt. Zusätzlich tritt dort eine Hysterese auf; es ist anzunehmen, daß ein Übergang zwischen zwei verschiedenen Strömungsformen stattfindet. Bei einem späteren praktischen Einsatz der Düse 10 ist der Betriebsbereich so zu wählen, daß er einen genügend großen Sicherheitsabstand zu diesem Übergangsbereich einhält.

Durchgeführt wurden die Versuche mit dem schon beschriebenen Schraubenkompressor, da vor Anschaffung eines Drehschieberverdichters zuerst die Niederdruck-Düse experimentell untersucht werden sollte. Es ergaben sich im Modellversuch Volumenströme von ca. 600 bis 700 l/min, was recht gut mit dem theoretischen Wert von ca. 300 l/min übereinstimmt, denn das Diffusormodell arbeitet mit der doppelten Tiefe von 10 mm.

Das Betriebsgeräusch der Düse 10 ist bei optimaler Diffusoreinstellung geradezu beeindruckend gering. Der Minimalwert lag bei 57 dB(A) und damit eine ganze Größenordnung unter dem der Düsen für 5 bar Kesseldruck (67 dB(A)). Vergleicht man das Geräusch mit dem Lärm ungedämpfter aerodynamischer Fenster der ersten Generation, so ist der Fortschritt enorm. Allerdings kommt dieser Vorteil der Geräuscharmheit bei einem Praxiseinsatz weniger stark zur Geltung, da der Verdichter ebenso wie der Laser selbst starke Geräuschquellen darstellen.



Düse	Düse 10	Düse 8
Typ	Niederdruck	konv. Potentialwirbel
Kesseldruck p_0	2,15 bar	5 bar
Kavitätsdruck p_{kav}	160 mbar	160 mbar
Aperturbreite D	5 mm	7 mm
Diffusorbreite b	6,5 mm	7,0 mm
Rücksetzung y_i	1,6 mm	0,8 mm
Rücksetzung x_a	0,5 mm	1,0 mm
Diffusoraufweitung α	2,0°	2,85°

Tabelle 5.3

Abb. 5.7: Vergleich zwischen konventioneller Potentialwirbel-Düse (Nr. 8) und Niederdruck-Düse (Nr. 10); dargestellt ist die Abhängigkeit des Kavitätsdruckes von den verschiedenen Diffusorparametern. In der Tabelle sind die eingestellten Werte aufgelistet; variiert wurde jeweils nur ein Diffusorparameter.

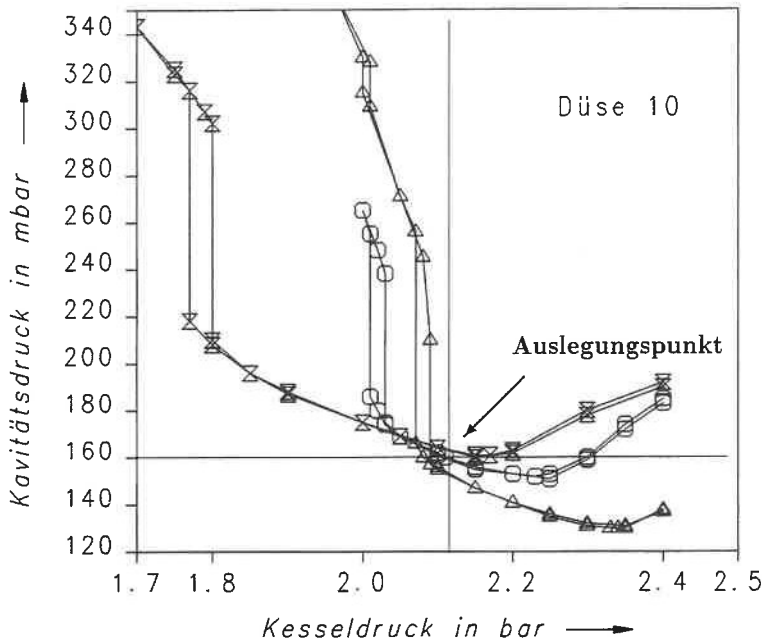


Abb. 5.8: Gemessener Kavitätsdruck aufgetragen über dem Kesseldruck für verschiedene Diffusorkonfigurationen bei der Niederdruck-Düse 10 (Auslegungswerte: $p_0 = 2,15$ bar; $p_{kav} = 160$ mbar).

6 Numerische Simulation der Strömung

6.1 Einführung

Motivation Die Berechnung des kompletten Strömungsfeldes, also nicht nur der Düsenströmung, sondern auch der Freistrahlausbreitung und der Diffusorströmung, ist eine Aufgabe sowohl von praktischer wie auch von wissenschaftlicher Relevanz.

Zur Zeit ist die experimentelle Diffusoroptimierung recht zeit- und arbeitsaufwendig und damit auch kostenintensiv. Gelänge eine Auslegungsrechnung des Diffusors, so wäre sie ein ideales *Designwerkzeug* für das komplette Strömungsmodul eines aerodynamischen Fensters. Mit einem Nachrechnungsverfahren könnte man dagegen den Einfluß der Diffusorparameter durch eine Parameterstudie bestimmen und so mit etwas mehr Aufwand die optimale Diffusorkonfiguration ebenfalls theoretisch ermitteln.

Eine Berechnung des Strömungsfeldes ermöglicht aber auch ein besseres *Verständnis der Strömungsvorgänge* und ihre Abhängigkeit von der Diffusorgeometrie. Gerade die Austauschvorgänge zwischen Freistrah und Kavität sind für die Praxis wichtig, da weder Luft in die Kavität eindringen darf, noch zu viel Lasergas aus der Kavität abgesaugt werden soll. Ein anderes Ergebnis der Berechnung, die Dichteverteilung in der Apertur, ist die Voraussetzung für eine exakte Berechnung des Strömungseinflusses auf die Laserstrahlqualität.

Berechnungsverfahren Um eine Auswahl des Berechnungsverfahrens durchführen zu können, sollen zuerst die Anforderungen genau spezifiziert werden, die das Problem ‚Strömungsfeld des aerodynamischen Fensters‘ stellt.

Aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten, die teilweise auch im Überschall liegen, darf die *Kompressibilität* des Gases nicht vernachlässigt werden. Bei den vorliegenden hohen Austrittsgeschwindigkeiten (maximale Reynoldszahl $Re > 70000$) ist der Freistrah *turbulent* und muß entsprechend behandelt werden. Gerade die Berücksichtigung und Modellierung der turbulenten Mischungsschichten ist von großer Wichtigkeit, denn einerseits bewirkt erst die turbulente Durchmischung das Entstehen des Unterdrucks und die Krümmung des Freistrahls, und andererseits beeinflußt die Krümmung wiederum die Mischungsverhältnisse. Auf der Strahlinnenseite ist die Durchmischung verringert, auf der Strahlaußenseite verstärkt [71][72].

Im Mittel verhält sich die Strömung des aerodynamischen Fensters zeitlich konstant. Da turbulente Strömungen jedoch auch immer von kleinen zeitlichen Schwankungen begleitet sind, und um den Anfahrvorgang der Strömung erfassen zu können, sollte eine *instationäre* Rechnung möglich sein. Während die Auslegungsrechnung der Düse zweidimensional erfolgte, können im Bereich der Apertur und des Freistrahls durchaus *dreidimensionale* Effekte eine Rolle spielen, z.B. Sekundärströmungen im Diffusor.

Somit wird ein Rechenverfahren oder ein Programm benötigt, das eine dreidimensionale, kompressible, reibungsbehaftete, instationäre Strömung berechnen kann, inklusive von

Überschallströmungen. Um Rechenzeit zu sparen, ist es sinnvoll, zu Beginn nur zweidimensional und stationär zu rechnen und dann zu prüfen, ob eine dreidimensionale und instationäre Rechnung notwendig ist. Wichtig ist die Überprüfung der Ergebnisse an Hand von experimentellen Daten, die am Modell gewonnen wurden.

Die meisten *analytischen* Modelle für inkompressible (z.B. [73][74]) und kompressible Freistrahlen (z.B. [75][76]) gehen von einem vollentwickelten Freistrahls aus, d.h. sie gelten nur für den Bereich der ähnlichen Geschwindigkeitsprofile, die sich in einem Düsenabstand größer ca. 5 - 6 Düsenaustrittsbreiten einstellen. Im vorliegenden Fall interessiert jedoch gerade der Bereich direkt nach der Düse, der von diesen Modellen ausgeklammert wird. Die zweite Einschränkung liegt darin, daß die meisten Modelle von einer halbunendlichen Umgebung ausgehen. Bei asymmetrischen Verhältnissen (Auftriebskräfte oder Wandeinfluß) kommt es jedoch zur einer Strahlkrümmung und sogar zum Anlegen des Strahls an die Wand (Coanda-Effekt). Genau dies ist auch hier der Fall, wenn der Freistrahls Unterdruck erzeugt, sich an die Aperturöffnung anlegt und sie abdichtet. Die in der Literatur vorgestellten Arbeiten beschränken sich aber entweder auf schwache Krümmungen [77] oder betrachten wieder nur den vollentwickelten Strahl [71].

Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß in Überschallströmungen *gasdynamische Stöße* vorkommen können und in der vorliegenden Diffusorströmung auch wahrscheinlich sind. Das Charakteristikenverfahren, das bei der Düsenauslegung gute Dienste geleistet hat, kann zwar Stöße berechnen, ist jedoch nur für Potentialströmungen und nicht für einen reibungsbehafteten Freistrahls geeignet.

Aus den Anforderungen, denen eine Berechnung der Strömung des aerodynamischen Fensters genügen muß, und den Einschränkungen, mit denen die analytischen Modelle behaftet sind, wird klar, daß die Berechnung nur mit Hilfe eines numerisch arbeitenden Programms möglich ist.

Gewähltes Programm Für die Berechnung wurde das Programmpaket TASCflow¹ gewählt. TASCflow ermöglicht die Modellierung von beliebigen dreidimensionalen, kompressiblen, instationären, turbulenten Strömungen einphasiger Fluide. Mit einem Zusatzpaket können auch trans- und supersonische Strömungen behandelt werden, inklusive von Stößen. Es bietet alle nötigen Programme, um das Strömungsfeld in ein Rechengitter zu überführen, die Randbedingungen festzulegen, die Berechnung selbst durchzuführen und anschließend die Ergebnisse zu visualisieren. Das Programm arbeitet dabei mit *nicht-orthogonalen, strukturierten Rechennetzen*, die aus Teilgittern zusammengesetzt und lokal verfeinert werden können.

Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie bilden ein System von nicht-linearen, partiellen Differentialgleichungen, mit dem die Strömung beschrieben werden kann. Bei turbulenten Strömungen schwankt der Momentanwert einer Strömungsgröße, z.B. Impuls oder Masse, ständig um einen zeitlichen Mittelwert – auch bei stationären Strömungen. Eine direkte numerische Simulation unter Verwendung der Momentanwerte ist zur Zeit für technische Anwendungen noch nicht praktikabel, weil zu rechenintensiv.

Daher ersetzt man die Momentanwerte durch die Summen aus Mittelwert und Schwan-
kungswert und führt dies in die Gleichungen ein. Daraus ergeben sich neue Unbekannte,

¹Von der Fa. Advanced Scientific Computing GmbH (ASC).

die den durch die turbulente Bewegung bewirkten Transport von Strömungsgrößen beschreiben. Zur Ermittlung dieser Größen wurden Turbulenzmodelle entwickelt, die meist auch empirische Daten verwenden. TASCflow arbeitet mit dem *k- ϵ -Modell*, einem sehr weit verbreiteten und gut getesteten 2-Gleichungs-Modell, dem einfachsten Modell, das auch für komplexe Strömungen geeignet ist. Mit k wird die kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung bezeichnet, mit ϵ die Dissipationsrate, d.h. die pro Zeit- und Masseneinheit in innere Energie (Wärme) umgewandelte kinetische Energie.

Um das Differentialgleichungssystem lösen zu können, wird es diskretisiert und in ein System linearer algebraischer Gleichungen überführt. TASCflow basiert auf der *Methode der Finiten Volumina*, d.h. die Differentialgleichungen werden über sogenannte Kontrollvolumina integriert, über deren Grenzflächen die transportierten Strömungsgrößen bilanziert werden. Der Fluß einer Strömungsgröße an einer Kontrollvolumenfläche wird mit Hilfe der Werte an den Knotenpunkten approximiert. Der Vorteil der Finiten-Volumen-Methode, die gute Erhaltung der Strömungsgrößen, wird kombiniert mit dem Vorzug der Finiten-Elemente-Methode, die von TASCflow bei der Geometriebeschreibung genutzt wird und eine größere Flexibilität bietet. Zur Lösung der algebraischen Gleichungen wird eine Multigrid-Methode angewendet.

6.2 Ergebnisse der Simulation

Gitter Die Erstellung des Rechengitters kann in mehrere Schritte unterteilt werden. Nach Bestimmung der Geometrie des zu berechnenden Strömungsgebietes wird dieses als Berandung des Gitters in den Computer übertragen. Dann werden für die verschiedenen räumlichen Dimensionen die Anzahl der Gitterpunkte und ihre Verteilung längs der Berandung festgelegt. Die Punkte in den von der Berandung umschlossenen Flächen und Volumina werden mit entsprechenden Algorithmen vom Programm interpoliert. Die Richtung der verwendeten Gitterkoordinaten i , j und k entsprechen den kartesischen Koordinaten x , y und z , müssen jedoch nicht orthogonal und geradlinig sein.

Da die Rechnung zuerst zweidimensional durchgeführt werden sollte, TASCflow mit Überschall-Zusatzpaket jedoch nur als 3-D-Version erhältlich ist, wurde die Strömungsebene als zweidimensionales Gitter erstellt und dann durch Translation in die dritte Netzdimension auf drei Knotenebenen erweitert. Die beiden äußeren Gitterebenen wurden als Symmetrieebenen definiert, so daß Strömungen in z -Richtung nicht möglich waren und daher quasi zweidimensional gerechnet wurde.

Aufgrund der *Strukturiertheit*² des Gitters war es sinnvoll, das Netz aus Teilgittern zusammenzusetzen, in denen unterschiedlich viele Knoten gewählt werden konnten. Üblicherweise wählt man das Netz in den Bereichen feiner, an denen man besonders interessiert ist bzw. in denen starke Änderungen vorkommen. Weiterhin ist es günstig, den Verlauf des Gitters an die vorherrschende Strömungsrichtung anzupassen, was hier im Freistrahlbereich durch Einfügen von kreisförmigen Hilfslinien realisiert wurde.

Ausgegangen wurde von der Geometrie des Strömungsmoduls (siehe Abb. 2.1 in Kapitel 2.2.1). Der Kesselbereich wurde durch einen Trichter ersetzt und von der Umgebung wurde nur die Zuströmung zum Freistrahle, nicht aber die Ausströmung aus dem Diffusor berücksichtigt. In Abbildung 6.1 ist die Berandung des gesamten Strömungsfeldes

²Ein strukturiertes Netz hat in einer Netzdimension jeweils eine konstante Anzahl von Knoten.

nebst einem Ausschnitt des Gitters dargestellt. Das Rechengitter bestand zu Beginn der Rechnungen aus insgesamt 17.000 Knoten und wurde aus den folgenden fünf Teilgittern zusammengesetzt:

- Trichter,
- Düse und Krümmer,
- Apertur und Kavität,
- Umgebung (Zuströmung zum Freistrah),
- Diffusor.

Randbedingungen Der nächste Schritt, nach der Erstellung des Gitters, ist die Spezifizierung der Randflächen des Rechengitters, z.B. als Wand usw.. Wie bereits erwähnt, wurden die erste und die dritte Gitterebene des in k -Richtung aus drei Ebenen bestehenden Rechnernetzes als Symmetrieebenen definiert.

Die Flächen, über die das Fluid zu- und abströmt, sind alle als Druck-Randbedingung spezifiziert, d.h. es wird der Druck für diese Fläche festgelegt, sowie Temperatur und Größe der Turbulenz. Geschwindigkeitsbetrag und -richtung auf der Randfläche werden jedoch durch das Programm berechnet. Für Ränder, über die Gas zuströmt, Trichtereingang und Umgebung (Fläche (1) und (2) in Abb. 6.1), wurde der totale Druck festgelegt, für die Diffusorendfläche (3), über die das Gas abströmt, wurde der statische Druck vorgewählt. Die restlichen Flächen der Berandung wurden als glatte, adiabate Wände behandelt.

Steuerung der Rechnung Die Steuerung der Rechnung selbst, die Eingabe von stoffspezifischen Werten (z.B. spezifische Wärmekapazität) und die Art der Ausgabe des Ergebnisses kann bei TASCflow über eine *Kontrollparameter-Datei* kontrolliert werden. Es sollen hier nur die wichtigsten Größen und die verwendeten Einstellungen angesprochen werden. Es wird weiterhin das ideale Gasgesetz angenommen und das Sutherland-Gesetz zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit und der molekularen Viskosität angewendet.

Ausgehend von einer vorgegebenen *Anfangslösung* berechnet TASCflow schrittweise die richtige Lösung. Die Länge der dafür eingestellten *Zeitschritte* hat einen Einfluß auf die Stabilität der Rechnung. Deshalb wurde bei der Wahl des Zeitschritts meist auf die Empfehlung des Programms zurückgegriffen, bei Konvergenzproblemen war es manchmal auch hilfreich, den Zeitschritt zu verkleinern (typische Größe: 10^{-4} bis 10^{-5} s). Bei der stationären Rechnung wird darauf verzichtet, jeden einzelnen Zeitschritt iterativ solange zu berechnen, bis das *Konvergenzkriterium* erfüllt ist. Stattdessen wird für jeden folgenden Zeitschritt nur eine neue Lösung berechnet, bis die Differenz zwischen den Ergebnissen zweier aufeinander folgender Zeitschritte (das mittlere Residuum) kleiner als das vorgegebene Konvergenzkriterium ist. Es wurden maximale Fehler von 10^{-3} bis 10^{-5} vorgegeben, wobei ein Kriterium von 10^{-3} bereits etwas zu grob ist, wenn man bei einem maximalen Druck von 5 bar auf 1 mbar genau rechnen möchte³.

Die Zahl der Iterationen, die zum Erreichen des Konvergenzkriteriums nötig war, lag bei mindestens 150 bis 200 Iterationen, für den kleineren Fehler auch höher. Die benötigte

³1 mbar = $5 \cdot 10^{-4}$ von 5 bar.

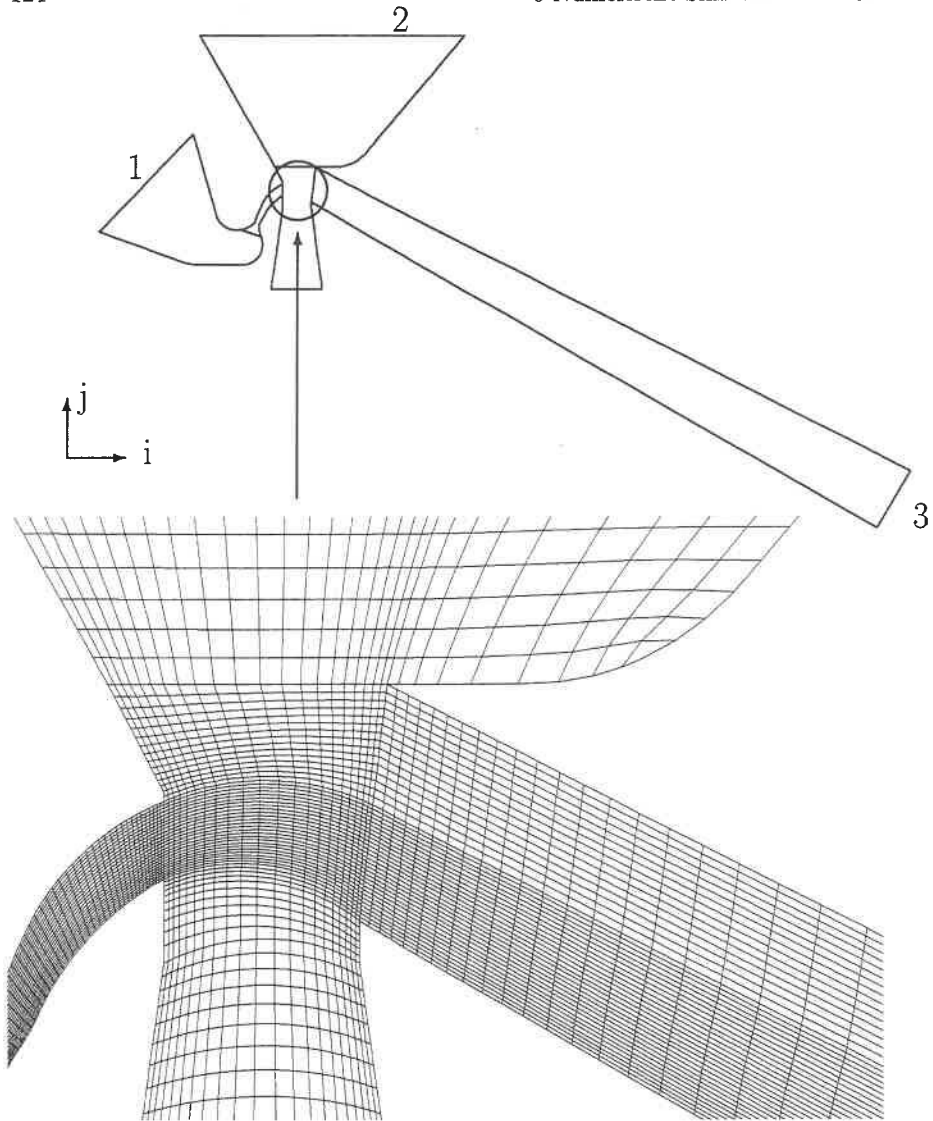


Abb. 6.1: Berandung des gesamten berechneten Strömungsfeldes (oben) und Ausschnitt des verfeinerten Gitters in der Freistrahregion (unten); Zuströmung der Düse über Fläche (1), Zuströmung aus der Umgebung über Fläche (2) und Abströmung über Diffusorendfläche (3).

Anzahl von Iterationen hängt jedoch auch von der Anfangslösung ab. Auch die Stabilität der Rechnung wird von der Wahl der Anfangslösung beeinflusst. Da die Strömung nur grob bekannt ist (sie soll ja erst berechnet werden), wurde folgendes Strömungsfeld als Anfangslösung eingesetzt, das sich trotz seiner Einfachheit als recht erfolgreich erwies: ein konstantes Druck- und Temperaturfeld mit Umgebungswerten sowie ein konstantes Geschwindigkeitsfeld mit dem Betrag von 10 m/s und der Richtung längs der i -Koordinate

des Gitters. Allerdings mußte ein Trick angewandt werden, um einen Programmabsturz zu verhindern. Für die ersten Iterationen wurde als Einstromrandbedingung bei der Düse nicht der Kesseldruck eingestellt, sondern eine konstante Geschwindigkeit von ebenfalls 10 m/s. Nach 10 bis 20 Iterationen wurde diese Randbedingung dann auf eine Druck-Randbedingung geändert, unter Verwendung des momentanen lokalen Drucks. Anschließend wurde der Druck schrittweise bis zum gewünschten Kesseldruck erhöht.

Einen ebenfalls nicht unbedeutenden Einfluß auf die Genauigkeit des Ergebnisses sowie auf die Robustheit der Rechnung (Stabilität und Konvergenzverhalten) hat die Wahl des *Diskretisierungsverfahrens*. Es stehen mehrere Verfahren zur Auswahl, wobei die genaueren weniger robust sind. Die auskonvergierten Lösungen der verschiedenen Diskretisierungsverfahren können sich im Extremfall um bis zu 20 % unterscheiden.

Ergebnisse Als nächstes sollen die Ergebnisse betrachtet werden, die sich mit dem beschriebenen Gitter des Prototypens ergaben. Die Lösungen der verschiedenen Diskretisierungsverfahren unterschieden sich sehr wenig voneinander, so lagen z.B. die Werte für den berechneten Kavitätsdruck nur um 1 bis 2 % auseinander. Es soll daher nicht weiter auf diese Verfahren eingegangen werden, die auch alle recht gut konvergierten. Die Zahl der Iterationen betrug ca. 200 für ein Konvergenzkriterium von 10^{-3} und 750 für 10^{-5} .

In den Abbildungen 6.2 bis 6.4 sind die mit TASCflow berechneten *Druckverteilungen* wiedergegeben. Abbildung 6.2 zeigt die Druckkonturen in Düse und Freistrah, die so aussehen, wie es die Auslegungsrechnung in Kapitel 2.2.3 erwarten ließ, d.h. nach der Lavaldüse schließt sich auf der Krümmerinnenseite ein Verdünnungsfächer an, der dann in einen Bereich paralleler Konturlinien übergeht. Schaut man sich die Schlierenaufnahmen von Masuda [20] und Guile [19] an, so wird die Strömung im Diffusor in weiten Bereichen von Stößen und Verdünnungsfächern geprägt. In Abbildung 6.3 sieht man, daß die Strömung die halbe Diffusorlänge benötigt, um wieder eine konstante Druckverteilung quer zur Strömung zu erlangen. Auch wenn man das Gitter weiter verfeinert (Abb. 6.4), kann kein Widerspruch zu den oben zitierten Beobachtungen festgestellt werden.

Die *Geschwindigkeitskonturen* – Abbildung 6.5 zeigt die Machzahlverteilung für $Ma > 1$ in Düse und Freistrah – entsprechen ebenso weitgehend dem potentialtheoretischen Verlauf. Lediglich an den Ecken des Düsenaustritts findet man einige Unregelmäßigkeiten, wie schon bei der Druckverteilung (Abb. 6.2), die eventuell auf Einfüsse der Grenzschicht zurückzuführen sind. Auffallend ist die Nachexpansion im Freistrah innen, erst ca. 1 mm nach Düsenende wird die maximale Geschwindigkeit erreicht. Der Strahlrand, in dem die schnelle Freistrahströmung in die langsam strömende Umgebung übergeht, ist in der Abbildung innen deutlich breiter als außen. Dies steht nur scheinbar im Widerspruch zu den Feststellungen, daß auf der Strahlaußenseite die Durchmischung stärker ist [71]. Denn zum einen ist die Übergangszone innen breiter, weil der Geschwindigkeitsgradient sehr viel größer ist als außen, und zweitens besitzt der äußere Freistrahrand – wie die Verteilungen von Dissipationsrate ϵ und turbulenter kinetischer Energie k zeigen – breitere und stärkere Mischungszonen.

Auch im Diffusoreinlauf existieren Gebiete beschleunigter und verzögerter Strömung, sowohl für den Gasstrahl als auch für die zuströmende Luft, siehe Abbildung 6.6, ein weiterer Hinweis auf Verdünnungs- und Verdichtungsvorgänge. Außerdem kann man in der Kavität in Wandnähe eine relativ schnelle Strömung (ca. $Ma = 0,7$) feststellen, die zu einem

Wirbel gehört. Abbildung 6.7 illustriert nochmals, wie weit die Überschallströmung, die hauptsächlich von dem schnellen Freistrahls stammt, in den Diffusor hineinreicht; nur in diesem Gebiet sind Stöße möglich.

Die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit kann auch als *Vektorplot* ausgegeben werden, d.h. die Pfeilrichtung gibt die Strömungsrichtung an, die Länge den Betrag der Geschwindigkeit. Der bereits vermutete Wirbel wird in Abbildung 6.8 sehr anschaulich dargestellt. Die Wirbelentstehung ist eine Folge des Impulsaustausches zwischen Freistrahls und Gas in der Kavität. Das Gas strömt von unten auf das Düsenende zu, wird vom Freistrahls umgelenkt, mitgerissen und beschleunigt. Ist der Anfahrvorgang der Strömung beendet, kann das mitgerissene Gas nicht mehr im Diffusor abströmen, sondern prallt schräg auf die Kavitätswand (in Höhe der Diffusorecke) und wird nach unten umgelenkt. Die Konsequenz ist der berechnete Wirbel mit den teilweise recht hohen Geschwindigkeiten. Daß neben dem Impulsaustausch auch ein Gasaustausch stattfindet, ist relativ wahrscheinlich, und somit ist bei Einsatz von Druckluft stets ein gewisses Druckgefälle in Richtung Umgebung einzustellen, damit keine Luft in die Kavität gelangen kann.

Eine Vektordarstellung des gesamten Strömungsfeldes zeigt Abbildung 6.9. Bis weit in den Diffusor hinein ist die Strömung quasi zweigeteilt in einen Bereich sehr schneller Strömung, die Verlängerung des Freistrahls, und ein Gebiet geringer Strömungsgeschwindigkeit. Erst gegen Ende des Diffusors gleichen sich die Geschwindigkeitsunterschiede aufgrund des turbulenten Impulsaustausches aus. Ein weiteres Indiz für das Vorhandensein eines gasdynamischen Stoßes ist das auftretende Ablösegebiet mit Rückströmung am oberen Diffusorrand. Ein Stoß bewirkt generell eine Abbremsung der Strömung mit gleichzeitigem Druckanstieg. In der Grenzschicht, in der das Gas langsamer strömt, reicht die Geschwindigkeit dann eventuell nicht mehr aus, um den Druckanstieg zu überwinden. Die Folge ist eine Ablösung der Grenzschicht von der Wand und eine Rückströmungszone.

Die beiden Abbildungen 6.10 und 6.11 stellen *Streichlinien*⁴ dar. Bei stationären Strömungen entsprechen die Streichlinien den Stromlinien. Die stattfindende turbulente Mischung kann mit dieser Darstellungsform natürlich nicht wiedergegeben werden. In Abbildung 6.10 ist das Ablösungsgebiet zu erkennen, während Abbildung 6.11 den Wirbel veranschaulicht. Ein interessantes Detail ist die Krümmung der Streichlinien in der Zuströmung auf die Düsenhecke hin. Dieses Verhalten ist aus Experimenten schon lange bekannt und geht auch konform mit der Potentialtheorie [78].

⁴Nimmt man die momentanen Aufenthaltsorte aller Masseteilchen, die an einem bestimmten ortsfesten Punkt vorbeigeströmt sind, so erhält man die sogenannte Streichlinie. Die Rauchfahne eines Schornsteins ist ein Beispiel für eine Streichlinie.

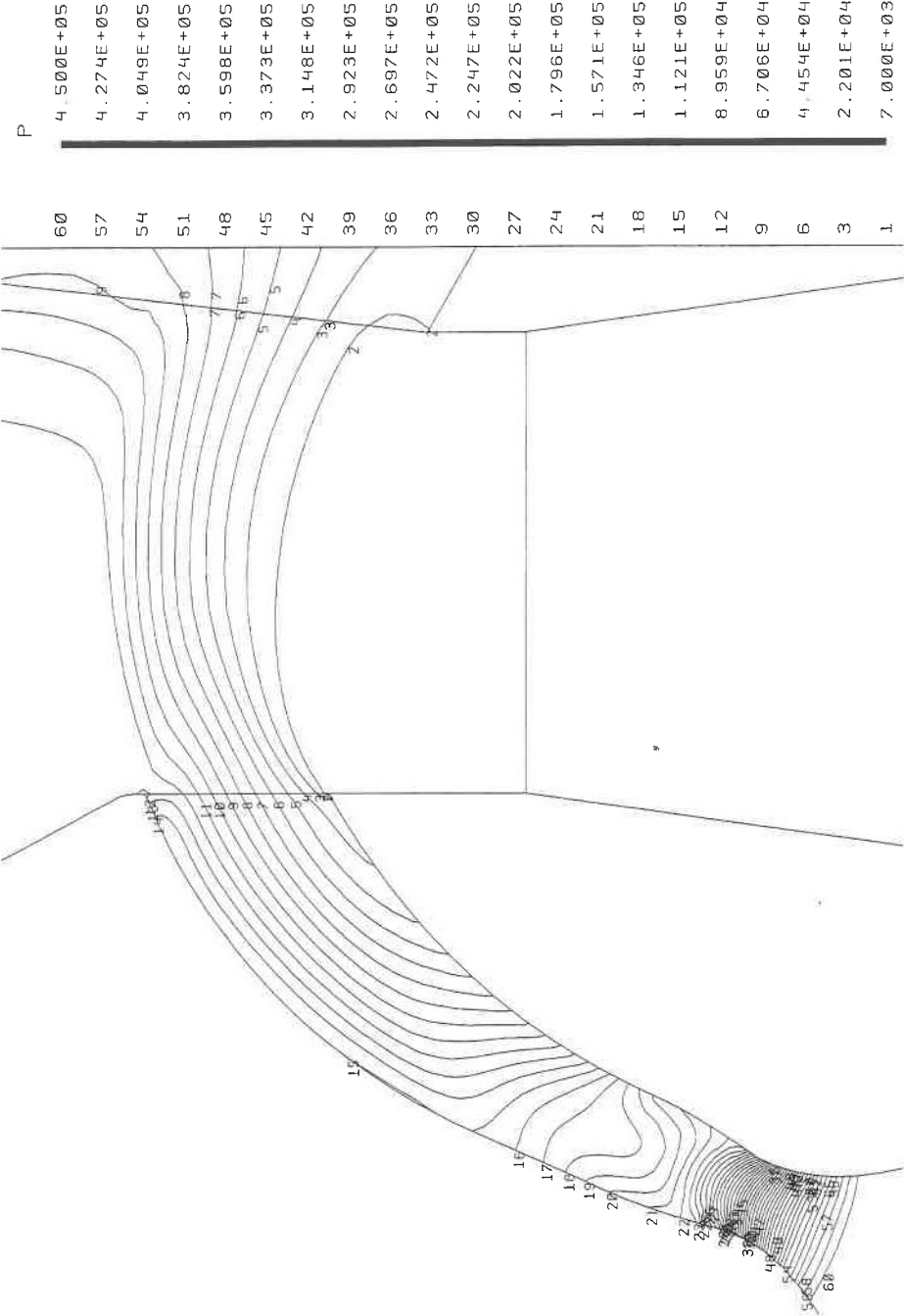


Abb. 6.2: Berechnete Druckverteilung in Düse und Freistrahregion.

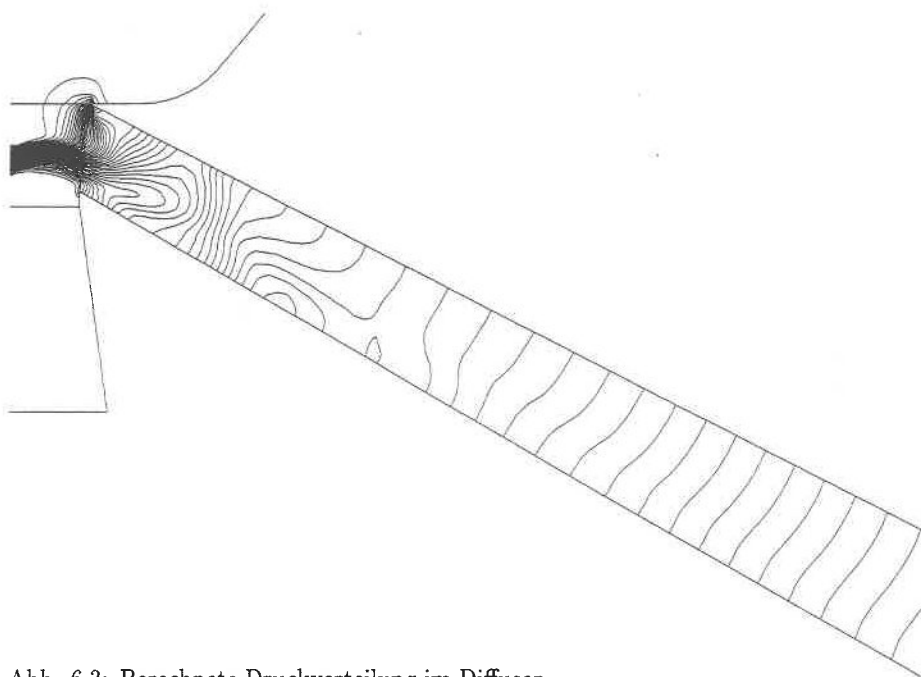


Abb. 6.3: Berechnete Druckverteilung im Diffusor.

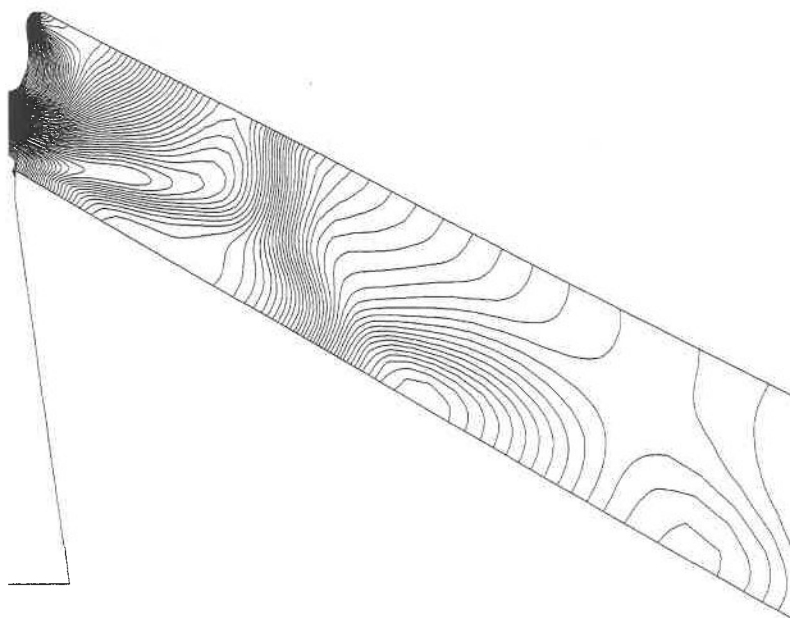


Abb. 6.4: Druckverteilung im Diffusor; berechnet mit einem verfeinerten Netz.

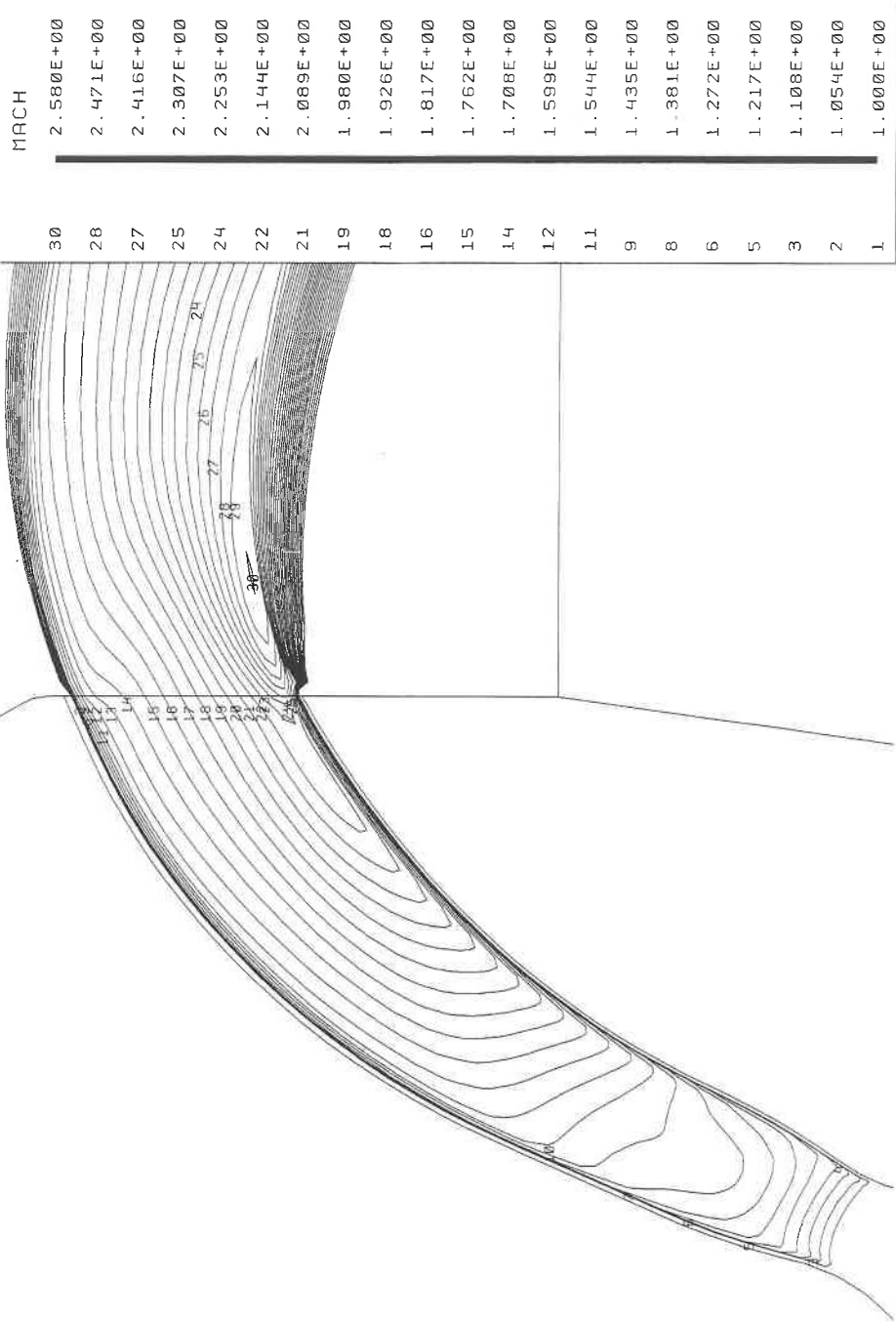


Abb. 6.5: Berechnete Machzahlverteilung in Düse und Freistrahregion ($Ma > 1$)

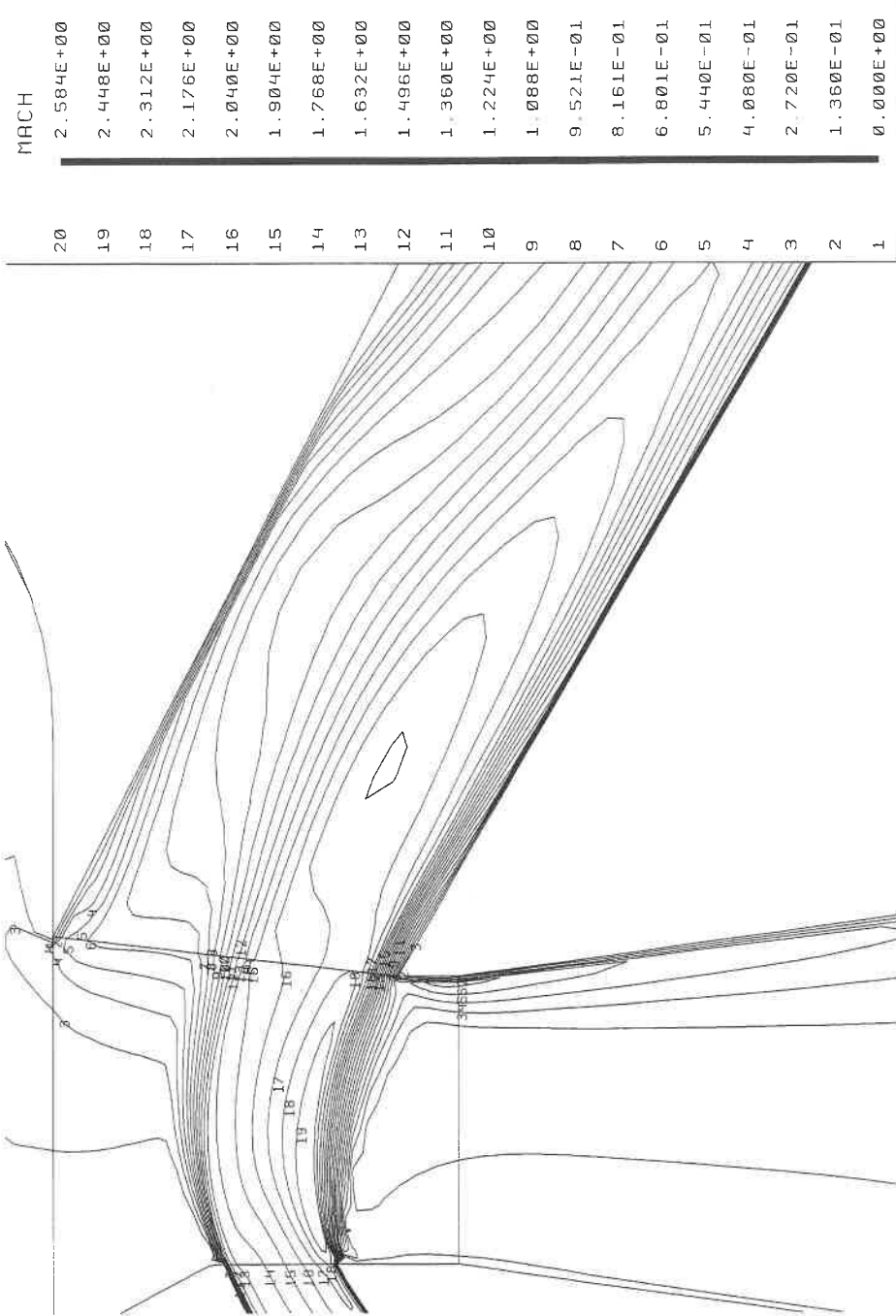


Abb. 6.6: Berechnete Machzahlverteilung in Freistrah, Kavität und Diffusoreinlauf.

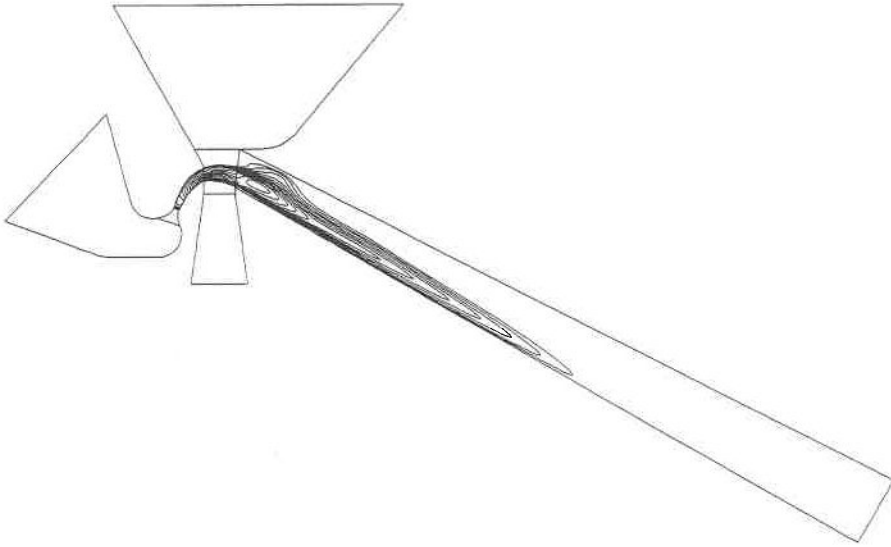


Abb. 6.7: Berechnete Machzahlverteilung im gesamten Strömungsfeld; dargestellt ist nur das Überschallgebiet ($Ma > 1$).

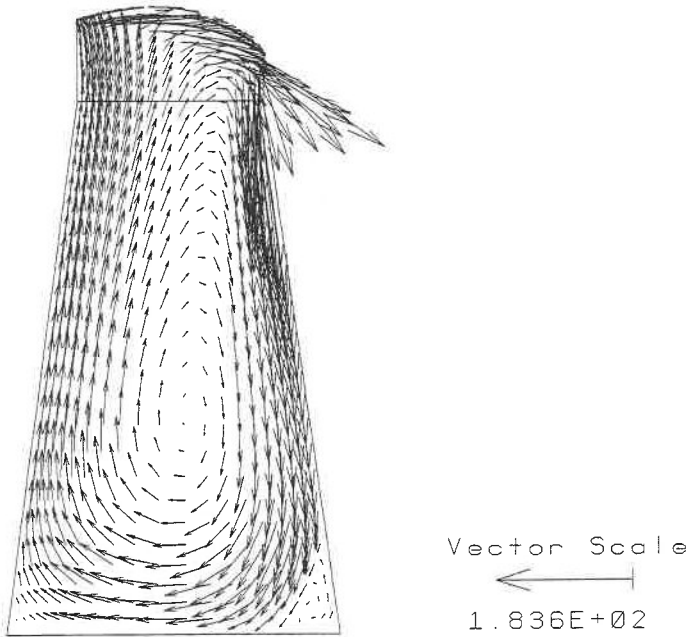


Abb. 6.8: Vektorplot des Wirbels in der Kavität (Geschwindigkeit in m/s).

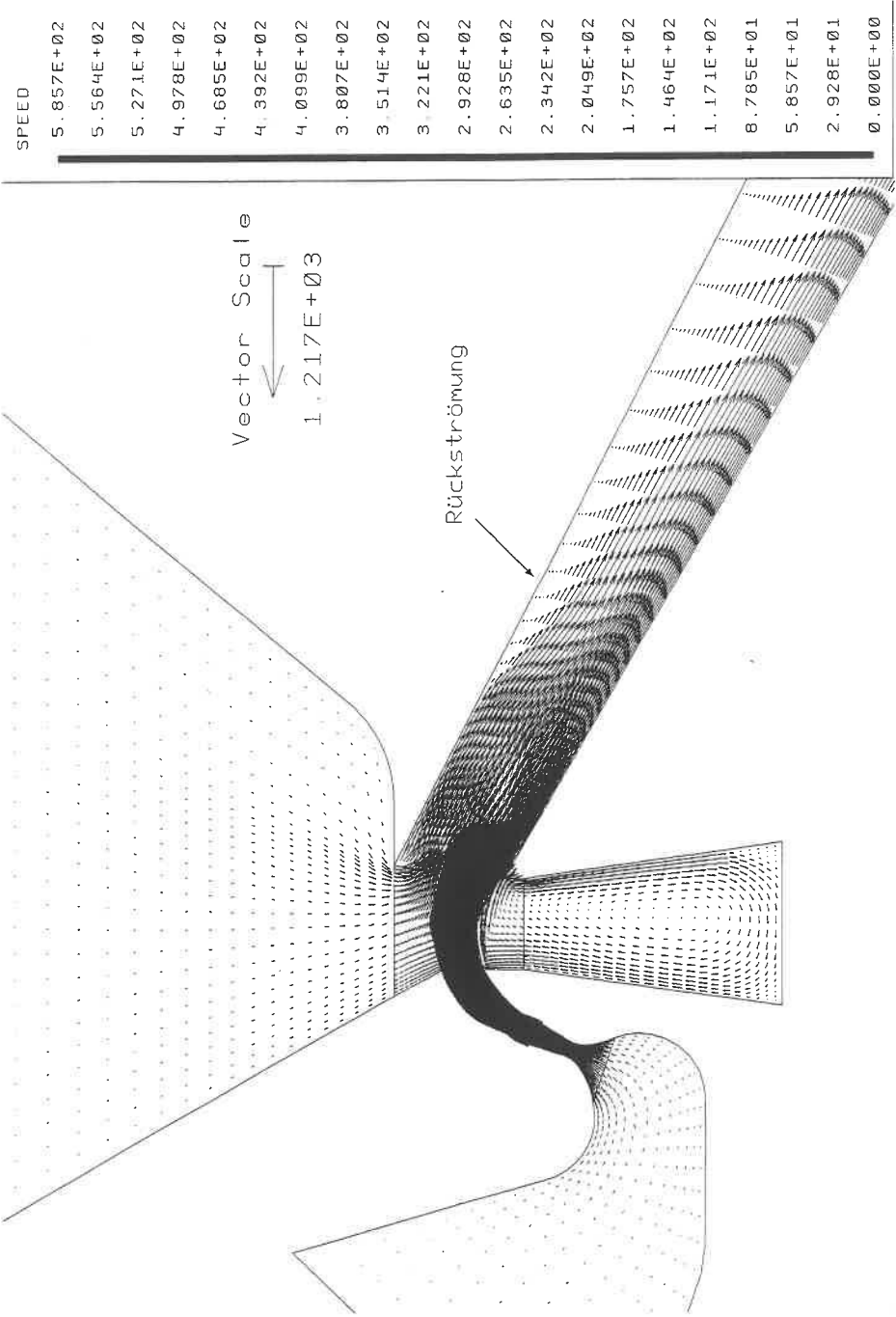


Abb. 6.9: Darstellung der Geschwindigkeitsvektoren im gesamten Strömungsfeld (Geschwindigkeit in m/s).

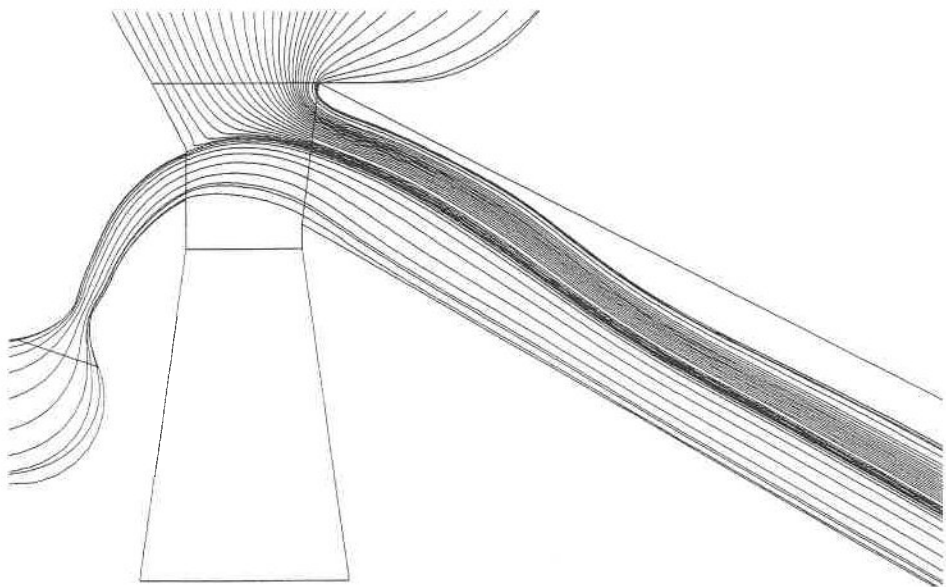


Abb. 6.10: Streichlinien aus der Düse und der Umgebung.

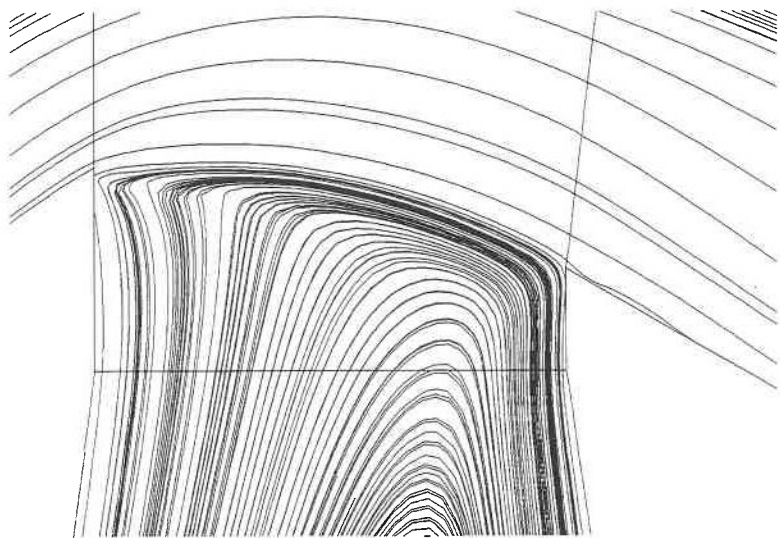


Abb. 6.11: Streichlinien in der Kavität.

Vergleich Experiment Simulation Ein sehr wichtiges Kriterium zur Bewertung der numerischen Rechenergebnisse ist der Vergleich mit experimentellen Daten. Hierzu bietet sich der Kavitätsdruck an, eine im Versuch einfach zu messende und zugleich für die Praxis wichtige Größe.

Im Diagramm 6.12 sind sowohl der mit TASCflow berechnete als auch der gemessene *Kavitätsdruck* in Abhängigkeit vom Kesseldruck dargestellt. Die Messungen wurden mit unterschiedlichen Meßgeräten jeweils am Strömungsmodul des Prototypen durchgeführt. Es ist klar ersichtlich, daß der Trend durch die Rechnung richtig wiedergegeben wird, die Abnahme des Kavitätsdrucks mit steigendem Kesseldruck und das Minimum für einen Kesseldruck von 5,5 bar. Während der berechnete Kavitätsdruck für einen kleinen Kesseldruck mit den gemessenen Werten annähernd übereinstimmt, beträgt die Abweichung für höhere Drücke 30 bis 40 %.

Ein Vergleich der berechneten *Machzahlverteilung* am Düsenaustritt mit der durch die Potentialtheorie vorgegebenen Verteilung zeigt ebenfalls tendenziell den richtigen Verlauf (Abb. 6.13) und weicht um 10 bis 20 % nach unten ab. Deutlich ist der Einfluß der Wandgrenzschichten auf das berechnete Geschwindigkeitsprofil zu erkennen.

Um die bisherige Simulationsrechnung noch zu verbessern und die Abweichungen zu verringern, wurden verschiedene Wege beschritten. Eine Verringerung des Konvergenzkriteriums auf 10^{-4} und 10^{-5} hatte nur geringfügige Änderungen im Bereich kleiner 1 % zur Folge. Da die verschiedenen Diskretisierungsverfahren ebenfalls nur einen geringen Einfluß hatten, wurde eine zusätzliche Option von TASCflow genutzt, die Anwendung eines ‚Physical Advection Correction Terms‘ (PAC). Dies bewirkt, daß Druckgradienten, die durch starke Geschwindigkeitsgradienten hervorgerufen werden, besser wiedergegeben werden. Das damit erhaltene Ergebnis für den Kavitätsdruck – ca. 30 mbar bei 5 bar Kesseldruck – wich jedoch noch stärker von den experimentellen Werten ab (70 % Abweichung).

Ursachen für die Abweichungen Es sind mehrere Gründe für die Abweichung zwischen numerischer Berechnung und experimentellen Daten denkbar. Zu allererst könnte der Fehler in der *numerischen Simulation* selbst liegen. Da das Zuschalten des PAC-Terms so gravierende Auswirkungen hatte, ist es möglich, daß eine Netzverfeinerung eine Verbesserung bewirkt. Dies ist auch angesichts der z.T. erheblichen Druckgradienten und Geschwindigkeitsgradienten im Bereich der Ausströmung sinnvoll. Erste Versuche mit einem verfeinerten Netz ergaben jedoch noch keine wesentlichen Änderungen. Außerdem wird für das Programm in seiner Standardversion nur bis Machzahl 2,5 garantiert, so daß auch dies für die zunehmende Abweichung in Diagramm 6.12 verantwortlich sein könnte⁵

Die Modellierung der Turbulenz geschieht bei TASCflow mit dem *k- ϵ* -Modell, das ursprünglich für geradlinig verlaufende Strömungen entwickelt wurde. Die *Krümmung von Stromlinien* – wie im hier vorliegenden Fall – beeinflusst jedoch den turbulenten Transport in den Mischungsschichten, ein Effekt der durch das *k- ϵ* -Modell nicht erfaßt wird [79]. Im *k- ϵ* -Modell wird die turbulente Viskosität durch eine Funktion beschrieben, in der u.a. die empirischen Konstante c_μ enthalten ist. Versuchsweise wurde der Standardwert 0,09 für c_μ durch einen Wert von 0,025 ersetzt, siehe [79]. Aber auch dieses Vorgehen ergab nicht den gewünschten Erfolg, sondern nur geringe Änderungen, d.h. die starken Abweichungen besitzen eine andere Ursache.

⁵Mit wachsendem Kesseldruck wird auch die Strömung stärker beschleunigt.

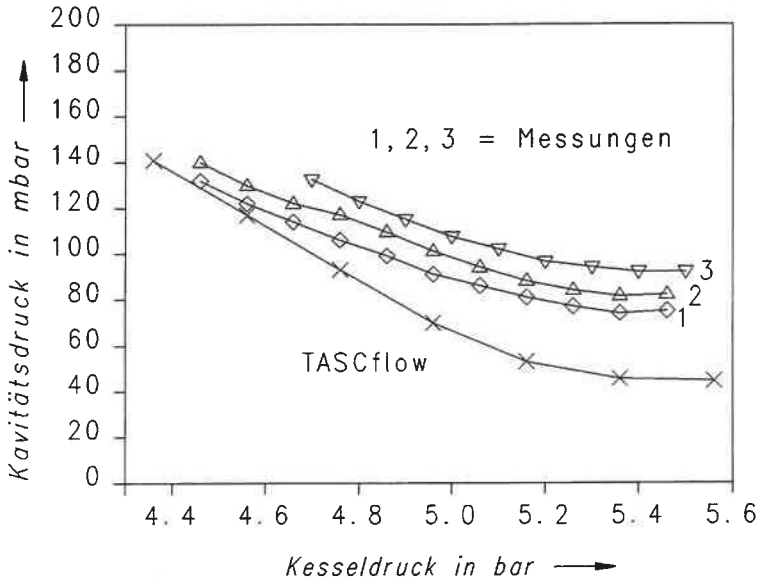


Abb. 6.12: Berechnete und gemessene Abhängigkeiten des Kavitätsdruck vom Kesseldruck.

Eine weitere Vereinfachung bei der bisherigen Rechnung war die *Annahme einer zweidimensionalen Strömung*. Üblicherweise liegt dieser Annahme ein Verhältnis Breite zu Tiefe von 1:10 bis 1:20 zu Grunde, wohingegen für den Prototyp in der Düse 1:2 und im Diffusor 1:1 (bis 2:1) gilt. Weiterhin ist bei der Freistrahlsströmung mit ihren starken Druckgradienten mit dem Auftreten von Sekundärströmungen⁶ zu rechnen; schon Guile [19] weist hierauf hin. Es wurde daher ein grobes Gitter mit 10 Knoten in z -Richtung voll dreidimensional gerechnet⁷.

Die berechnete Strömung zeigt dreidimensionale Strömungsanteile und ein deutlich unterschiedliches Strömungsbild. Der Freistrahls liegt nicht mehr an der Kavitätsöffnung an, stattdessen findet eine Rückströmung aus dem Diffusor in die Kavität statt, mit dem Resultat eines viel zu hohen Kavitätsdrucks von 275 mbar. Hieraus kann man zweierlei schließen: die Strömung muß dreidimensional modelliert werden, und das Netz der 3-D-Rechnung ist zu grob. Rechnungen mit einem verfeinerten 3-D-Netz lagen jedoch außerhalb der Rechenkapazität der zur Verfügung stehenden Workstation und sind eher eine Aufgabe für moderne Großrechner. Ein gangbarer Weg wäre eventuell die Aufteilung des Strömungsfeldes in Düse einerseits und Apertur, Kavität und Diffusor andererseits bei gleichzeitiger Verkleinerung der Umgebung. Auf diese Weise könnte eventuell auch die

⁶Der Begriff Sekundärströmung wird in [35] folgendermaßen erklärt: „Unterliegt eine Grenzschicht einem Druckgefälle quer zur Strömungsrichtung der Hauptströmung, so folgen die unmittelbar der Wand anliegenden Teilchen diesem Gefälle. In den darüberliegenden Schichten geht die Richtung der Grenzschichtströmung allmählich in die Richtung der Hauptströmung über. Die Ursache dieser Richtungsabweichung ist, daß die Grenzschichtteilchen wegen ihrer verringerten Geschwindigkeit nur kleinere Massenkraft aufbringen können als die Hauptströmung.“

⁷Die 3-D-Rechnung wurde in Zusammenarbeit mit der Firma ASC in München bei ASC durchgeführt.

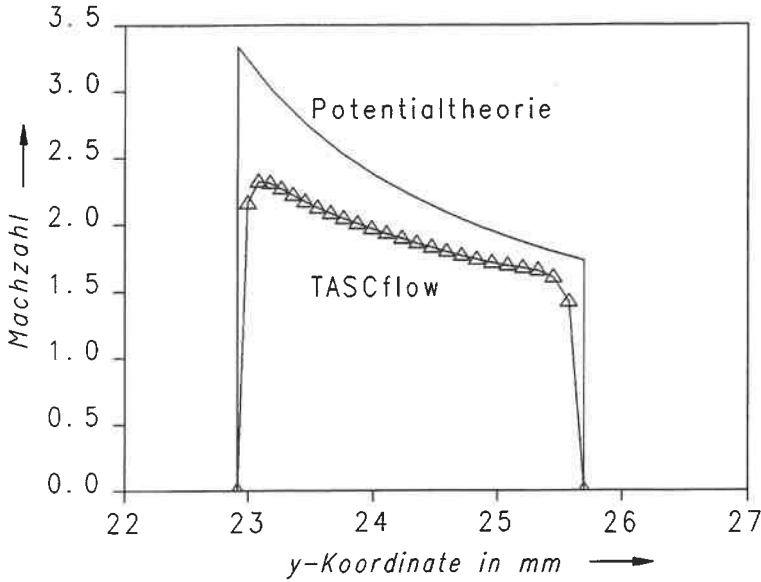


Abb. 6.13: Numerisch berechnete und potentialtheoretische Geschwindigkeitsverteilung im Düsenaustritt.

Zuströmung zur Düse, die in der Realität von der Seite aus erfolgt, bei der Modellierung miterfaßt werden.

Fazit Insgesamt zeigen die zweidimensionalen Rechnungen ein recht realistisches Bild, das Strömungsfeld wird in erster Näherung richtig modelliert. Bestehende Abweichungen zu experimentellen Daten lassen sich durch den dreidimensionalen Charakter der realen Strömung erklären. Die numerisch berechneten Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen in der Düse stimmen mit der Charakteristikenrechnung gut überein.

Der berechnete Wirbel, den der Freistrah in der Kavität erzeugt, bestätigt die Notwendigkeit, am aerodynamischen Fenster ein geringes Druckgefälle in Richtung Umgebung einzustellen. Das Ziel einer Diffusoroptimierung mittels numerischer Simulation wurde zwar nicht erreicht, es wurde jedoch eine gute Ausgangsbasis dafür geschaffen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Der geplante Einsatz aerodynamischer Fenster in Industrielasern erforderte die Einbeziehung industrieller Bedürfnisse in die Entwicklung des vorgestellten Prototyps. Dies bedeutet, das aerodynamische Fenster sollte klein, kostengünstig und leise sein, zuverlässig arbeiten, die Laserstrahlqualität nicht verschlechtern und an die Lasersteuerung angeschlossen werden können. Daher wurde der Begriff ‚aerodynamisches Fensters‘ erweitert und bezeichnet nun das komplette System, bestehend aus Strömungskontur, Kompressoranlage, Zwischenfokussierung, Vakuumschieber, Druckmeßeinrichtung und Steuerung.

Für die Strömungskontur bot sich das Potentialwirbel-Prinzip an, weil dies zugleich die beste Strahlqualität und den geringsten Massenstrombedarf verspricht. Der Versorgungsdruck der Düse wurde auf nur 5 bar festgelegt, um die Strahlqualität des auszukoppelnden Laserstrahls möglichst wenig zu beeinflussen. Die Kontur der kompletten Düse konnte mit Hilfe einer Charakteristikenrechnung, gefolgt von einer Grenzschichtkorrektur, bestimmt werden, die Diffusorkontur durch Experimente an einem Versuchsmodell.

Um die Betriebskosten gering zu halten, kam als Gasversorgung nur Druckluft in Frage. Es wurde dazu die Kompressoranlage spezifiziert und ein Schraubenkompressor mit Adsorptionstrockner eingesetzt. Die Bedienung des aerodynamischen Fensters war mittels einer speicherprogrammierbaren Steuerung in die Lasersteuerung integriert.

Eine Zwischenfokussierung des Laserstrahls ist unumgänglich, wenn man die Öffnung des aerodynamischen Fensters und damit den Massenstrom klein halten will. Die konstruierte Auskoppelvorrichtung beinhaltet daher ein Parabolteleskop, das sich durch kleine Baugröße und optische Fehlerfreiheit auszeichnet. Durch das Einfügen von zwei Planspiegeln in den Strahlengang konnte der erste Paraboloid fest eingebaut und so die Justierung relativ einfach gestaltet werden. Eine theoretische Abschätzung der Intensitätsschwelle für optischen Durchbruch stellte sicher, daß die hohe Laserleistungsdichte im Zwischenfokus keine Probleme verursachen konnte.

Die Entwicklung mündete in einen Prototypen, der einem umfangreichen Test an einem modifizierten Industrielaser unterzogen wurde. Das System aerodynamisches Fenster funktionierte problemlos und zuverlässig über längere Zeit hinweg. Weder Laserleistung noch Lasergasverbrauch unterschieden sich von den Werten, die sich bei einem Betrieb des Lasers mit Auskopplung durch ein Zinkselenid-Fenster ergaben.

Das materielle Fenster wies bereits bei 3 kW Strahlleistung eine deutliche ‚thermische Linse‘ auf, die sich in einer Fokusverschiebung, abhängig von der Bestrahlzeit des materiellen Fensters, äußerte. Das aerodynamische Fenster dagegen zeigte keinerlei Einfluß auf die Laserstrahlqualität; sie war weder verschlechtert noch zeitabhängig. Dies konnte mit verschiedenen Meßverfahren nachgewiesen werden. Bei einer interferometrischen Untersuchung des Strömungseinflusses zeigte es sich, daß dieser vernachlässigt werden kann und somit die Qualität und Justierung der optischen Bauteile die limitierenden Faktoren in Bezug auf die Strahlqualität darstellen. Obendrein war das Betriebsgeräusch erfreulich niedrig.

Als konsequente Fortsetzung der bisherigen Arbeit wurde nach Möglichkeiten der Optimierung gesucht, vornehmlich in Richtung Senkung der Kosten und der Baugröße. Eine ideale Möglichkeit gleichzeitig Investitionskosten, Betriebskosten und Baugröße zu verringern, bietet das neu entwickelte und vorgestellte Konzept eines Niederdruck-Fensters. Aufgrund des niedrigen Versorgungsdrucks von 2 bis 2,5 bar wird der Einsatz von Drehschieberverdichtern möglich, die erheblich kleiner und kostengünstiger sind als die Kompressoranlage des Prototyps. Im Modellversuch beeindruckte das Niederdruck-Fenster durch seine problemlose Funktion und sein geringes Betriebsgeräusch.

Begleitende numerische Simulationsrechnungen gaben ein erstes Bild vom gesamten Strömungsfeld des aerodynamischen Fensters, inklusive Freistrahregion und Diffusor. Der berechnete Kavitätsdruck zeigte tendenziell denselben Verlauf wie die Messung, wich aber von den Meßwerte z.T. noch deutlich ab. Um die Übereinstimmung weiter zu verbessern und um die Diffusorgeometrie theoretisch bestimmen zu können, muß die Modellierung als dreidimensionale Rechnung mit einem feineren Netz weitergeführt werden. Hierfür reicht die Rechenkapazität einer Workstation momentan allerdings nicht aus.

Der beschriebene Prototyp wird zur Zeit im Rahmen eines größeren Projektes an einem Hochleistungslaser einer neuen Generation eingesetzt und getestet. Auch an diesem Laser, der sich in einigen Details vom hier eingesetzten Testlaser unterscheidet, funktionierte der Prototyp problemlos. Es wurden bereits 25 kW Strahlleistung durch das aerodynamische Fenster ausgekoppelt. Ebenso bewährte sich das Justagekonzept der Zwischenfokussierung. Somit wurde die Voraussetzung geschaffen, CO₂-Laser mit noch höherer Leistung zu entwickeln (> 40 kW).

Laser mit Strahlleistungen von 30 bis 40 kW und mehr sind für industrielle Anwender zur Zeit nur mit aerodynamischem Fenster vorstellbar [33]. Wenn sich das Konzept bewährt, erscheint sein Einsatz auch bei solchen Leistungsbereichen denkbar, wo heute materielle Fenster eingesetzt werden (10 - 20 kW). Dies hängt aber u.a. von der künftigen Entwicklung sowohl im Bereich materieller Fenster als auch im Bereich instabiler Resonatoren ab.

8 Literatur

- [1] *Lasermaterialbearbeitung : Markt- und Technologiestudie über Laser und Lasersysteme in der industriellen Materialbearbeitung*, Bd 1, Marktanalyse und -prognose. Optech Consulting, Jan. 1994, Kap. 1, S. 11.
- [2] MAISENHÄLDER, F.; CHEN, G.; ROTH, G.: *Laserschweißen von Gußaluminium*. In: Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlen höchster Leistung. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1994.
- [3] DILTHEY, U.; HENDRICKS, M.; HUWER, A.; JAKOBSKÖTTER, L.; SCHNEEGANS, J.: *Laserstrahlschweißen von dicken Blechen – mechanisch-technologische Eigenschaften der Schweißverbindungen*. In: Strahltechnik, Vorträge u. Posterbeiträge der 3. Int. Konferenz Strahltechnik, Karlsruhe, 13./14.3.91, Deutscher Verband für Schweißtechnik. Düsseldorf: DVS-Verlag, 1991.
- [4] KÖNIG, W.; HERFURTH, H.-J.: *Einsatzpotentiale hoher Laserleistung beim Oberflächenveredeln*. In: Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlen höchster Leistung. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1994.
- [5] Pressemitteilung zur Zwischenpräsentation des Forschungsvorhaben Hochleistungslaser der dritten Generation, 26.9.1994, Aachen.
- [6] *Kraftpakete für die Industrie. Wo liegen die Anwendungsgebiete für CO₂-Hochleistungslaser?*. Laser, Entwicklung und industrielle Anwendung, August 1990, S. 146.
- [7] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser : Eine Einführung*. Stuttgart: Teubner Verl., 1992.
- [8] Vornorm DIN V 18730: *Grundbegriffe der Lasertechnik*, 1991.
- [9] BORIK, S.: *Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern*. Stuttgart: Teubner Verl., 1993. Universität Stuttgart, Dissertation, 1993.
- [10] BERGER, M.; REEDY, H.: *Optics for high power CO₂-Lasers*. In: Schuöcker, D. (Hrsg.): Industrial Applications of High Power Lasers (Proc., Linz, 1983). Bellingham (Wa): SPIE, 1984, S. 52 (SPIE Proceedings, Vol. 455).
- [11] HUTFLESS, J.: *Laserstrahlregelung und Optikdiagnostik in der Strahlführung einer CO₂-Hochleistungslaseranlage*. München: Hanser, 1992 (Fertigungstechnik - Erlangen; 33).
- [12] GIESEN, A.; BORIK, S.; SCHREINER, U.: *Einfluß der Optik auf den Bearbeitungsprozeß*. In: Teclas'87, Vorträge zum Kolloquium Laser-Anwendungen am 30. Sept. 1987. Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 1987.

- [13] GIESEN, A.; BORIK, S.; SCHREINER, U.; DAUSINGER, F.: *Vermessung fokussierender Systeme für Hochleistungs-CO₂-Laser*. In: Waidelich, W. (Hrsg.): Vorträge des 8. Int. Kongr. Laser 87 Optoelektronik in der Technik. Berlin: Springer, 1987, S. 483.
- [14] Persönliche Mitteilung CH. GLUMANN, Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart.
- [15] Persönliche Mitteilung W. PLASS, Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart.
- [16] *Laserevolution. Forschungsprojekt für Hochleistungslaser*. Laser, Entwicklung und industrielle Anwendung, November 1991, S. 334.
- [17] WILDERMUTH, E.: *Analytische und experimentelle Untersuchung transversal geströmter aerodynamischer Fenster für Hochleistungslaser*. Köln: DLR, 1990. Universität Stuttgart, Dissertation, 1990 (Forschungsbericht DLR-FB 90-33).
- [18] WILDERMUTH, E.; BERGER, P.; HÜGEL, H.: *Aerodynamische Fenster für CO₂-Hochleistungslaser*. Laser und Optoelektronik **21** (1989) Nr. 4, S. 67.
- [19] GUILLE, R.: *Analytical and experimental investigation of a free-vortex supersonic nozzle for aerodynamic windows*. University of Connecticut, Ph.D. 1974.
- [20] MASUDA, W.; YUASA, M.: *Experimental study of a free-vortex aerodynamic window*. Journal de Physique, Colloque C9, supplement au n° 11, Tome 41, 1980, S. C9-423.
- [21] WILDERMUTH, E.; HÜGEL, H.: *Aerodynamisches Fenster für Hochleistungslaser*. Verh. Dt. Physik (Bayreuth) Ges. 4 (1985) S. 945.
- [22] KEMING DU;FRANEK, J.; LOOSEN, P.; ZEFFERER, H.: *Optical quality of a combined aerodynamik window*. In: Orza, J.M. (Hrsg.): Proc. of the 8th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers, Madrid, 1990. Bellingham (WA): SPIE, 1991, S. 639 (Proc. SPIE Vol. 1379).
- [23] HÜGEL, H.; WILDERMUTH, E.: *Auskoppeleinrichtung für aus einer Laserkavität austretende Laserstrahlen*. Patentschrift DE 36 39 671, 1988.
- [24] HÜGEL, H.; WILDERMUTH, E.: *Aerodynamische Fenstereinrichtung*. Patentschrift DE 37 01 718, 1989.
- [25] KEPLER, C.E.; GUILLE, R.N.: *Single nozzle free vortex aerodynamic window*. Patentschrift US 3,973,218, 1976.
- [26] KEPLER, C.E.: *Single nozzle free vortex aerodynamic window*. Patentschrift US 4,138,777, 1979.
- [27] JOHNSEN, B.V.; GUILLE, R.N.: *Shear layer control in free vortex aerodynamic window*. Patentschrift US 4,559,628, 1985.

- [28] MAYER, A.: *Lasermaterialbearbeitung: Querschnittstechnologie mit vielfältigen Anwendungen*. Euro Laser Zeitschrift für die industrielle Laseranwendung, Heft 1, 1994, S. 38.
- [29] Persönliche Mitteilung K. HÄNSEL, Rofin-Sinar Laser GmbH, Hamburg.
- [30] SAYEGH, G.: *Trends and needs in industrial laser welding systems*. In: ECLAT '94, proceedings of the 5th European Conference on Laser Treatment of Materials, Bremen, 26th - 27th, 1994. Düsseldorf: DVS-Verlag, 1994, S. 126.
- [31] Datenblätter der Firma Rofin-Sinar Laser GmbH, Hamburg.
- [32] Persönliche Mitteilung H. HÜGEL, Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart.
- [33] Persönliche Mitteilung C. HERTZLER, Trumpf Laser-Forschungs- und Entwicklungsgesellschaft mbH, Aachen.
- [34] *Keine Zeit für Siegeshymnen*. European Laser Marketplace '92 Hannover Laser, Entwicklung und industrielle Anwendung, Dezember 1992, S. 16.
- [35] FRANKE, H.: *Lexikon der Physik*. Stuttgart: Keller & Co., 1969.
- [36] SCHLICHTING, W.; TRUCKENBRODT, E.: *Aerodynamik des Flugzeugs*, Band 1. Berlin: Springer, 1967.
- [37] BERGER, P.: *Auslegung eines aerodynamischen Fensters*. Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 1989 (Interner Bericht IFSW 89-1).
- [38] LIPPKE, F.: *Einfluß des Diffusors eines aerodynamischen Fensters auf den Kavitätsdruck*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1989 (Institut für Strahlwerkzeuge: IFSW 89-16).
- [39] BERGER, P.: *CHARIN – Ein Charakteristikenverfahren im interaktiven Betrieb für die reibungsfreie, ebene, stationäre Überschallströmung*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 1978, (Inst. für Aerodynamik u. Gasdynamik).
- [40] KREPULAT, W.: *Auslegungsverfahren für aerodynamische Fenster nach dem Potentialwirbelprinzip*. Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 1991 (Interner Bericht IFSW 91-50).
- [41] GRÜMMER, K.: *Ein Rechenprogramm für den Entwurf ebener und rotationssymmetrischer Überschallwindkanaldüsen*. Köln, DLR, 1976 (DLR-Forschungsbericht 76-59).
- [42] LINDNER, E.: *Auslegung und Untersuchung eines aerodynamischen Fensters für Hochenergielaser*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 1989 (Institut für Strahlwerkzeuge: IFSW 89-9).
- [43] ROTTA, J.: *FORTRAN-IV-Rechenprogramm für Grenzschichten bei kompressiblen ebenen und achsensymmetrischen Überschallströmungen*. Köln, DLR, 1971 (DLR-Forschungsbericht 71-51).

- [44] HOTTNER, T.: *Ermittlung der Kondensationseffekte bei Strömung feuchter Luft*. Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung **9** (1985) Heft 4, S. 251-254.
- [45] RAIZER, Y.P.: *Laser-induced discharge phenomena*. New York: Consultants Bureau, 1977.
- [46] POPRAWA, R.: *Materialabtragung und Plasmaformation im Strahlungsfeld von UV-Lasern*. Techn. Hochschule Darmstadt, Dissertation, 1984.
- [47] SMITH, D.C.: *Gas breakdown with 10.6 μm wavelength CO_2 laser radiation*. Journal of Applied Physics **41** (1970) No. 11, S. 4501.
- [48] CHAN, C.H.; MOODY, C.D.; MCKNIGHT, W.B.: *Significant loss mechanisms in gas breakdown at 10,6 μm* . Journal of Applied Physics **44** (1973) No. 3, S. 1179.
- [49] BRUMME, G.: *Laserinduzierter Gasdurchbruch*. Techn. Hochschule Darmstadt, Dissertation, 1977.
- [50] ZEL'DOVICH, YA.B.; RAIZER, YU.P.: *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*, Bd. 1. New York: Academic Press, 1966.
- [51] SCHMITT, R.: *Untersuchungen zur Phasenkonjugation mittels stimulierter Brilluoin-Streuung bei CO_2 -Lasern*. Universität Karlsruhe, Dissertation, 1992.
- [52] SMITH, D.C.: *Gas breakdown dependence on beam size and pulse duration with 10.6 μm wavelength radiation*. Applied Physics Letters **19** (1971) S. 405.
- [53] BERGMAN; SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. 4 - Aufbau der Materie, Teil 2. Berlin: de Gruyter, 1980.
- [54] HAKE, R.D.; PHELPS, A.V.: *Momentum transfer and inelastic collision cross sections for electrons in O_2 , CO and CO_2* . Physical Review **158** (1967) No. 1, S. 70.
- [55] BUDNIK, A.P.; SEMENOV, L.P.; SKIPKIN, A.M.; VOLKOVITSKY, O.A.: *Laser radiation attenuation by sparks of optical breakdown*. In: Schuöcker, D. (Hrsg.): Proc. of the 7th Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers, Wien, 1988. Bellingham (WA): SPIE, 1989, S. 551 (Proc. SPIE Vol. 1031).
- [56] RAIZER, Y.P.: *Gas discharge physics*. Berlin: Springer, 1991.
- [57] LÖFFLER, K.: *Entwurf eines aerodynamischen Fensters für CO_2 -Hochleistungslaser*. Universität Stuttgart, Studienarbeit, 1990 (Institut für Konstruktion und Fertigung in der Feinwerktechnik).
- [58] ZOSKE, U.: *Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlungssystemen*. Universität Stuttgart, Dissertation, 1992 (Stuttgart: Teubner Verlag, 1992).
- [59] SCHREINER-MOHR, U.; DAUSINGER, F.; WIEDMAIER, M.: *Trennen mit CO_2 -Hochleistungslasern – Einsatz instabiler Resonatoren*. Laser und Optoelektronik **22** (1990) Nr. 6, S. 51.

- [60] OERTEL, H. (SEN.); OERTEL, H. (JUN.): *Optische Strömungsmesstechnik*. Karlsruhe: Braun, 1989.
- [61] MERZKIRCH, W.: *Flow visualization*. Orlando: Academic Press, 1987.
- [62] TIZIANI, H. U. MITARBEITER: *Programm zur Analyse von Interferenzstreifen*. Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart.
- [63] Persönliche Mitteilung M. BEA, Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart.
- [64] Persönliche Mitteilung M. v. BORSTEL, Trumpf Lasertechnik GmbH, Ditzingen.
- [65] LOOSEN, P.; DU, K.; MAIER, C.; MÄRTEN, O.; SCHOLL, M.: *Laser beam characterization and measurement techniques*. In: Proceedings of the Workshop on Laser Beam Characterization, Madrid, 1993. Sociedad Espanola de Optica: Madrid, 1993, p. 249.
- [66] DU, K.; LOOSEN, P.: *Characterization of laser beams using statistical optics*. In: Proceedings of the Workshop on Laser Beam Characterization, Madrid, 1993. Sociedad Espanola de Optica: Madrid, 1993, p. 123.
- [67] MASUDA, W.; MAEDA, Y.; SHIRAFUJI, Y.: *Subsonic multiple-jet aerodynamic window*. Review of Scientific Instruments **56** (1985) No. 5, S. 677.
- [68] OSWATITSCH, K.: *Grundlagen der Gasdynamik*. Wien: Springer, 1976.
- [69] SIGLOCH, H.: *Technische Fluidmechanik*. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1982.
- [70] Gesamtkatalog 1994, Fa. Rietschle, Schopfheim.
- [71] SAWYER, R.: *Two-dimensional reattaching jet flows including the effect of curvature on entrainment*. Fluid Mechanics **17** (1963) S. 481.
- [72] MASUDA, W.; MAEDA, Y.: *Measurements in a two-dimensional curved jet along a circular arc*. Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. **29** (1986) No. 84, p. 67 - 76.
- [73] SCHLICHTING, H.: *Grenzschicht-Theorie*. Karlsruhe: Braun, 1982.
- [74] REICHARDT, H.: *Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz*. Berlin: VDI-Verlag, 1942 (VDI-Forschungsheft; 414).
- [75] PAI, S.I.: *Fluid dynamics of jets*. New York: Van Nostrand, 1954.
- [76] ABRAMOVICH, G.N.: *Theory of turbulent jets*. Cambridge (Mass.): M.I.T.-Press, 1963.
- [77] SCHULZ-HAUSMANN, F.K. v.: *Wechselwirkung ebener Freistrahlung mit der Umgebung*. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1985 (Fortschrittsberichte VDI, Reihe 7, Nr. 100).
- [78] KRAEMER, K.: *Die Potentialströmung in der Umgebung von Freistrahlen*. Zeitschrift für Flugwissenschaft, **19** (1971), Heft 3, S. 93.
- [79] LESCHZINER, M.A.; RODI, W.: *Calculation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulence-model variations*. Transactions of the ASME, 1981, Vol. 103, S. 352.

Nachwort

Der erfolgreiche Abschluß meines Promotionsverfahrens ist Anlaß und Grund genug, um kurz innezuhalten und mich zu erinnern. Mit Dankbarkeit blicke ich auf die schöne Zeit am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) zurück.

Zuallerst möchte ich mich bei meinem Doktorvater, Herrn Professor Helmut Hügel herzlich bedanken: für die Möglichkeit am IFSW wissenschaftlich zu arbeiten, für den Freiraum bei der Gestaltung meiner Arbeit, für die fachlichen Diskussionen und zahlreichen Anregungen sowie für die wohlwollende Sympathie, die er mir entgegengebracht hat.

Ebenso möchte ich Herrn Professor Siegfried Wagner danken für sein Interesse an meiner Arbeit und die Bereitschaft den Mitbericht zu übernehmen.

Vielen Dank an Herrn Werner Hennig, für seine generelle Unterstützung, für seine zahlreichen Tips zur Durchführung von Experimenten und für die photographische Dokumentation meiner Arbeit. Ebenso vielen Dank an Herrn Yalcin Yarimca für die vielfältigen konstruktiven und mechanischen Arbeiten am Aerofenster sowie für seine Mitwirkung bei den Versuchen.

Ein Dankeschön auch an Herrn Berger für die Unterstützung in fachlicher Hinsicht und bei der Anwendung seiner verschiedenen Programme; an Herrn Wolfgang Pfeiffer für die Hilfe am 'instabilen' Laser; an Herrn Klaus Breining für den Support in allen Fragen der Hard- und Software; an meine Zimmerkollegen Achim Holzwarth, Markus Beck und Markus Kern für die gute Zusammenarbeit und Atmosphäre; an meine studentischen Hilfskräften Michael Brandner, Armin Raiber und Mark Müller für ihre Mithilfe bei den Versuchen; sowie an alle anderen, namentlich nicht genannten Kollegen, die ich alle in guter Erinnerung behalten werde.

Zum Abschluß möchte ich mich noch bei Herrn Dr. R. Wollermann, Geschäftsführer der Firma Trumpf Lasertechnik GmbH bedanken, dessen finanzielle Unterstützung die Entwicklung des Aerofensters erst möglich gemacht hat.



B. G. Teubner Stuttgart

ISBN 3-519-06221-6