

Modellierung und Optimierung von Ein- und Zweiphasen- Strahlverdichtern im stationären Betrieb

Von der Fakultät Energietechnik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Kabiona Izuba Cizungu

aus Walungu / Bukavu / Kongo

Hauptberichter:	Prof. Dr.-Ing. M. Groll
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. E. Göde
Tag der mündlichen Prüfung:	22. August 2003

Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart

2003

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Promotionsstudiums am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE) der Universität Stuttgart.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. hab. M. Groll, Leiter der Abteilung Energiewandlung und Wärmetechnik, für die Betreuung und das stete Interesse am Fortgang meiner Arbeit.

Herrn Professor Dr.-Ing. E. Göde, Leiter des Instituts für Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen danke ich für die freundliche Übernahme des Mitberichtes.

Weiterhin danke ich Herrn Professor Prof. Dr.- Ing. E. Laurien, Leiter des Lehrfaches für Thermofluidodynamik, für die Anregungen in der Schlussphase dieser Arbeit.

Bei allen Kollegen, Studenten und Gastwissenschaftlern der Abteilung Energiewandlung und Wärmetechnik, bedanke ich mich für Ihre Hilfestellung.

Diese Arbeit wurde zum großen Teil vom Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD) finanziert. Dafür möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich herzlich dafür, dass Sie mir neben unersetzlicher Unterstützung auch noch mir das Studium ermöglichen.

Besonderer Dank gebührt meiner Familie für die verlässliche und fortwährende Unterstützung, die große Geduld und den steten Rückhalt.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	V
Kurzfassung / Abstract	1
1. Einleitung	2
2 Bisherige Untersuchungen an Strahlverdichtern	5
2.1 Allgemeines	5
2.2 Experimentelle Untersuchungen	5
2.2.1 Untersuchungen über Arbeitsmittel	5
2.2.2 Einfluss thermodynamischer Parameter	5
2.2.3 Einfluss geometrischer Parameter	7
2.3 Theoretische Untersuchungen	11
2.3.1 Eindimensionale Verfahren	11
2.3.2 Mehrdimensionale Verfahren	14
2.3.2.1 Direkte Numerische Simulation	15
2.3.2.2 Grobstruktursimulation	16
2.3.2.3 Statistische Turbulenzmodelle	16
2.3.2.4 Stochastische Modelle	18
2.4 Bewertung des Schriftums	22
3 Einphasen-Einkomponenten-Strahlverdichter	25
3.1 Beschreibung des Dampfstrahlverdichters	25
3.1.1 Aufbau und Funktionsprinzip eines Strahlverdichters	25
3.1.2 Thermodynamische Analyse einer Strahlkälteanlage	29
3.2 Modellierung eines Einphasen-Einkomponenten-Strahlverdichters	29
3.2.1 Auslegungsmodell	30
3.2.1.1 Strömungsvorgänge in der Saugkammer	31
3.2.1.2 Strömungsvorgänge in der Treibdüse	34
3.2.1.3 Strömungsvorgänge in der Mischkammer	37
3.2.1.4 Strömungsvorgänge im Diffusor	41
3.2.1.5 Eingabewerte	42
3.2.2 Lösungsverfahren zur Strahlverdichterauslegung	43
3.2.3 Modellbildung für das Betriebsverhalten eines Strahlverdichters	44
3.2.3.1 Bestimmung des Saugmassenstromes	44
3.2.3.2 Bestimmung des Treibmassenstromes	44
3.2.3.3 Bestimmung des Druckes am Treibdüsenaustritt	45
3.2.3.4 Thermodynamischer Zustand und Geschwindigkeit am Mischraumende	45
3.2.3.5 Thermodynamischer Zustand und Geschwindigkeit am Diffusorende	45
3.2.3.6 Eingabewerte	46
3.2.4 Lösungsverfahren zur Bestimmung des Betriebsverhaltens	46
3.2.5 Zusammenfassung der Modellierung eines Strahlverdichters	47
3.2.6 Optimierungsverfahren	48
3.2.6.1 Optimierungskriterien	49
3.2.6.2 Düsenoptimierung	50

3.2.6.3 Optimierung der Betriebsbedingungen	51
3.3 Numerische Ergebnisse	51
3.3.1 Validierung des Modells	51
3.3.2 Strahlverdichtergeometrie	54
3.3.3 Betriebsverhalten	61
3.3.4 Zusammenfassung	71
4 Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichter	73
4.1 Modellierung	73
4.1.1 Modellanahmen	73
4.1.2 Modellierung eines Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichters	73
4.2 Numerische Ergebnisse	75
4.2.1 Auslegung	75
4.2.2 Betriebsverhalten	83
5 Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichter	87
5.1 Modellierung eines Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichters	87
5.2 Numerische Ergebnisse	87
5.2.1 Auslegung	87
5.2.2 Betriebsverhalten	94
6 Zusammenfassung und Ausblick	109
Anhang	113
A.1 Zusammenstellung der Untersuchungen über den Einfluss thermo- dynamischer Parameter auf das Massenstromverhältnis	113
A.2 Zusammenstellung der Untersuchungen über die relative Mischrohrlänge	114
A.3. Programmabläufe	115
A.3.1 Programmablauf zur Strahlverdichterauslegung	115
A.3.2 Programmablauf zur Bestimmung des Betriebsverhaltens	117
A.4 Berücksichtigung der Wandreibung	119
A.5 Mischung bei konstantem Druck und bei konstantem Mischrohrquerschnitt.	119
Literaturverzeichnis	120

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
A	m ²	Querschnitt
c	m/s	Schallgeschwindigkeit
D	mm	Düsendurchmesser
f	-	Reibungsfaktor
F	N	Kraft
h	kJ/kg	spezifische Enthalpie
Δh	kJ/kg	spezifische Enthalpiedifferenz
L	mm	Länge
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
Ma	-	Mach-Zahl
N_{pp}	kW	elektrische Pumpenleistung
P	bar	Druck
\dot{Q}	kW	Leistung
s	kJ/kg/K	spezifische Entropie
T	°C	Temperatur
w	m/s	Geschwindigkeit
Z	-	Zusammensetzung von NH ₃ -H ₂ O

Griechische Buchstaben

α	grad	halber Erweiterungswinkel der Treibdüse
α_0	grad	halber Einschnürungswinkel der Treibdüse
β	grad	halber Einschnürungswinkel des Einlaufes
γ	-	Gütegrad
δ	-	Phasenschlupf
ϵ	-	volumetrischer Dampfgehalt
ζ	-	Impulsverlustbeiwert
η	-	Wirkungsgrad
ϑ	grad	halber Diffusoröffnungswinkel
κ	-	Adiabatexponent
$\mu = \dot{m}_s / \dot{m}_p$	-	Massenstromverhältnis
$\delta\mu$	-	infinitesimales Massenstromverhältnis
$\xi = P_B / P_C$	-	Antriebsdruckverhältnis
ρ	kg/m ³	Dichte
$\Delta\rho$	kg/m ³	Dichtedifferenz
σ	-	Wandstärkenparameter
$\phi = A_m / A_t$	-	Hauptflächenverhältnis
$\Omega = A_m / A_{p3}$	-	Flächenverhältnis
$\psi = P_c / P_e$	-	Verdichtungsverhältnis
φ	-	massenbezogener Dampfgehalt

Indizes

Index

b	Zustand am Dampferzeuger
c	Zustand im Kondensator
Ca	Carnot
dive	divergenter Treibdüsenteil
e	Zustand im Verdampfer
ex	Exergie, exergetisch
exp	Expansion in der Treibdüse
exs	Expansion in der Saugdüse
kom	Kompression im Diffusor
konv	konvergenter Treibdüsenteil
m	Zustand im Mischraum
n	Treibdüse
p	Treibdampf
PP	Pumpe
s	Saugdampf
SV	Strahlverdichter
t	Zustand im Treibdüsenhals
y	Querschnittsebene im Strahlverdichter (Bild 3.9)
1, 2,...,9, x	Querschnittsebenen im Strahlverdichter bzw. Zustände in der Dampfstrahlkälteanlage (Bilder 3.1 bzw. 3.3)
2ph	Zweiphasenströmung

Abkürzungen

Exp	Experiment
MkD	Mischung bei konstantem Druck
MkQ	Mischung bei konstantem Querschnitt
Theo	Theorie

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Modellierung und Simulation eines Ein- und Zweiphasen-Dampfstrahlverdichters im stationären Betrieb mit besonderem Hinblick auf dessen Einsatz in einer Strahlkälteanlage. Das entwickelte eindimensionale Berechnungsmodell stützt sich auf die Erhaltungssätze der Mechanik und berücksichtigt die üblichen Düsenwirkungsgrade. Über die derzeit in der Literatur vorhandenen Berechnungsverfahren hinaus werden die Mischrohrwandreibungs- und Impulsverluste und Stoßwellen, die Vorbeschleunigung des Saugstromes sowie die Einlaufströmung zum zylindrischen Mischrohr mit berücksichtigt. Die bislang nicht berücksichtigten und wichtigsten geometrischen Parameter ϕ , L_x und L_m werden zum ersten Mal in die Modellierung und Optimierung einbezogen.

Kernstück der Untersuchung ist das Auslegungsverfahren zur Bestimmung und Optimierung der Strahlverdichtergeometrie bei vorgegebenen äußeren Betriebsbedingungen und Massenstromverhältnis sowie die Modellierung und Optimierung des Betriebsverhaltens des Strahlverdichters und der gesamten Anlage bei festgelegten äußeren Betriebsbedingungen und Strahlverdichtergeometrie.

Zur Validierung des Rechenmodells wurden die numerischen Ergebnisse mit experimentellen Daten aus der Literatur für die Arbeitsfluide R11 und Luft verglichen

Abstract

This work is concerned with the modelling and simulation of a single- and two-phase ejector in steady state operation with particular reference to its employment in a jet cooling system. The developed one-dimensional model is based on the conservation principles of mechanics and takes into account the usual duct effectiveness. The presented model goes beyond the present state of the knowledge given in the available calculation methods of ejectors: wall friction and momentum losses, shock waves as well as the acceleration of the induced flow in the conical part of the mixing chamber are taken into consideration in the modelling. That is, the so far unconsidered and most important geometrical parameters ϕ , L_x and L_m are included for the first time in the modelling and optimization procedure.

The main parts of the investigation are the design procedure for the determination and optimization of the ejector geometry for given operating conditions and entrainment ratio as well as the modelling and optimization of the operational behaviour for given source temperatures and ejector geometry.

For the validation of the model, a comparison was made of numerical results with available experimental data from the literature for the refrigerants R11 and air.

1. Einleitung

Angesichts der Erschöpfbarkeit der fossilen Energieträger und der in absehbarer Zeit zu erwartenden Ölpreissteigerungen und infolge der durch den steigenden Energieverbrauch bedingten Umweltbelastung ist eine Erschließung und Nutzung nicht erschöpflicher Energiequellen sowie sparsamere Energieverwendung erforderlich. Eine vernünftige Verwertung von Wärmequellen niedriger Temperatur kann eine geeignete Lösung für eine rationellere Energienutzung sein. Solche Energiequellen sind sowohl in der Natur, z.B. in Form von geothermischer Energie, Warmwasserquellen oder Sonnenenergie als auch bei verschiedenen industriellen Prozessen und bei jedem Verbrennungsprozeß in Form von Warmwasser oder Abwärme des Kühlwassers und der Auspuffgase von Verbrennungsmotoren und bei Wärmekraftanlagen in Form von Kondensationswärme vorhanden. Man bedenke, daß über 60% der verbrauchten Primärenergie als industrielle Abwärme im Niedertemperaturbereich (Temperaturen kleiner als 150°C) vorliegt. Aus wirtschaftlichen und ökologischen Gründen ist also die Nutzung von Niedertemperaturwärme zur Kälteerzeugung und/oder Wärmebereitstellung von großer Bedeutung.

Bei der Ausnützung von Niedertemperaturwärmequellen zur Kälteerzeugung kommen hauptsächlich drei Verfahren in Frage:

- Die erste Möglichkeit besteht darin, die Abwärme einer nach dem Clausius-Rankine-Prozeß arbeitenden Wärmekraftmaschine zuzuführen, deren erzeugte mechanische Energie zum Antrieb des Verdichters einer Kompressionskältemaschine dient. In thermodynamischer Hinsicht ist diese Einrichtung nur dann sinnvoll, wenn der zur Verfügung stehende Abwärmestrom in der Wärmekraftanlage nicht zur Steigerung der mechanischen bzw. der elektrischen Leistung verwendet werden kann.
- Der Wärmestrom kann auch dazu dienen, eine Absorptionskältemaschine anzutreiben. Die Temperatur des Heizwärmestromes muß in einstufigen Absorptionskältemaschinen einen Mindestwert erreichen, welcher von der Verdampfungstemperatur, der Kondensationstemperatur bzw. der Absorptionstemperatur, dem Zweistoffgemisch sowie der Anlagengüte abhängig ist. Dadurch wird die Verwendung von Niedertemperaturwärmequellen eingeschränkt.
- Bei der dritten Möglichkeit wird eine Strahlkälteanlage benutzt, deren Hauptkomponente ein Strahlverdichter ist, auch Ejektor, Injektor oder Strahlpumpe genannt. Im Strahlverdichter wird die kinetische Energie eines sich mit hoher Geschwindigkeit bewegenden Mediums, sog. Treibfluid oder Primärfluid, teilweise an ein auf niedrigerem Druck liegendes Medium, sog. Saugfluid oder Sekundärfluid, während ihrer Vermischung übertragen. Dadurch wird das Saugfluid gefördert und verdichtet. Auf das Prinzip eines Strahlverdichters wird im dritten Kapitel näher eingegangen.

Absorptionskältemaschinen ermöglichen zwar die Nutzung von Wärmequellen niedriger Temperaturen. Sie sind jedoch konstruktiv aufwendig, wartungsintensiv und vergleichsweise teuer. Sie benötigen außerdem in der Regel Abwärme bei Temperaturen über 100°C. Strahlkälteanlagen stellen hier eine attraktive Alternative dar. Sie zeichnen sich vor allem durch einen einfachen Aufbau, das Fehlen beweglicher Teile, hohe Betriebssicherheit, lange Lebensdauer und geringe Wartungskosten aus. Darüber hinaus erlauben sie die Nutzung von Antriebsquellen mit Temperaturen von unter 100°C, ein Bereich, in dem z.B. auch Flachkollektoren arbeiten. Sie benötigen kein Zweistoffarbeitsmittel. Große technische Bedeutung haben Strahlverdichter in der Luftfahrttechnik (Triebwerke, Schubsteigerungs-

ejektor), in der Verfahrenstechnik (Vakuumpumpen) und in der Petrochemie (Unterwasserpumpstationen) erlangt, wo Einfachheit und Flexibilität mehr als maximaler Nutzeffekt gefragt sind. In der Kälte- und Klimatechnik dagegen ist ihre Verbreitung wegen des niedrigen Wirkungsgrades stark beeinträchtigt. Dies ist den erheblichen hydrodynamischen Verlusten vor allem im Mischraum des Strahlverdichters zuzuschreiben.

Trotz des einfachen Aufbaus eines Strahlverdichters sind die Strömungsverhältnisse aufgrund des turbulenten Mischvorgangs, der Verdichtungsstöße und der möglichen Kondensations- und Ablösungserscheinungen sehr aufwendig zu erfassen und vorauszuberechnen. Hinzu kommt, dass zielgerichtete und detaillierte experimentelle Untersuchungen der Strömungsvorgänge fehlen. Angesichts dieser Situation basieren die Auslegungsverfahren auf so einschränkenden Annahmen, dass sie die komplizierten thermofluidodynamischen Vorgänge im Strahlverdichter nicht präzise beschreiben können. So können sie die aus experimentellen Untersuchungen bislang erzielten Zusammenhänge zwischen dem Verhältnis von Saug- zu Treibmassenstrom (Massenstromverhältnis) und geometrischen Parametern, vor allem dem Verhältnis von Mischraum- und Treibdüsensquerschnitt ϕ , von Treibdüsensabstand zum Mischraum L_x und der Mischkammerlänge L_m nicht wiedergeben. Solche grundlegende Berechnungen fehlen auffallend in der Literatur. Darüber hinaus sind Auslegungsverfahren für Zweiphasenströmung in Strahlverdichtern aus der Literatur kaum zu finden.

Diesbezüglich beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit der Auslegung von Ein- und Zweiphasen-Dampfstrahlverdichtern im stationären Betrieb im Hinblick auf deren Einsatz in einer Strahlkälteanlage. Aufgrund der oben erwähnten Problemstellung kann die Aufgabenstellung und Vorgehensweise dieser Arbeit wie folgt zusammengefasst werden:

Durchführung einer umfassenden Literaturstudie über Strahlverdichtersysteme.

Von besonderem Interesse sind dabei solche Untersuchungen, die sich mit der Auslegung oder der Anwendung des Strahlverdichters im Hinblick auf die Kälteerzeugung befassen. Die Literaturanalyse soll den Stand des Wissens zum Strahlverdichter dokumentieren und relevante Daten für die vorliegende Arbeit liefern (Kapitel 2).

Parameterauswahl für den Strahlverdichter.

Angesichts der in der Literaturstudie festgestellten widersprüchlichen Aussagen verschiedener Autoren über den Einfluss verschiedener Parameter soll eine allgemeine und konsistente Darstellung des Massenstromverhältnisses erarbeitet werden. Auf die in der Literatur verfügbaren experimentellen Daten aufbauend und mit Hilfe der durchgeführten thermodynamischen Analyse der Gesamtanlage sollen dabei von der Vielzahl geometrischer und thermodynamischer Parameter diejenigen bestimmt und untersucht werden, die den größten Einfluss auf den Strahlverdichter haben (Kapitel 3).

Thermodynamische Anlagenanalyse.

Sie soll zur Bestimmung des Massenstromverhältnisses und des energetischen Wirkungsgrades eine Strahlkälteanlage hinsichtlich der fundamentalen Parameter dienen und eine Basis für die weiteren Untersuchungen bereitstellen (Kapitel 3).

Entwicklung von Auslegungsverfahren für den Strahlverdichter.

Hauptziel dabei ist die Auslegung und die Untersuchung des Betriebsverhaltens eines Ein- und Zweiphasen-Dampfstrahlverdichters im Hinblick auf dessen Einsatz in einer energieautarken

Strahlkälteanlage. Entwickelt werden zunächst Auslegungsmethoden für einen mit Ammoniak bzw. umweltfreundlichen Arbeitsfluiden betriebenen einphasigen und zweiphasigen Dampfstrahlverdichter. Zur Auslegung eines Zweikomponenten-Dampfstrahlverdichters werden diese Methoden übernommen und dienen als Vergleichsbasis. Die Auslegungsrechnungen bauen auf den Erhaltungssätzen der Mechanik für eindimensionale stationäre Strömungen auf und berücksichtigen Stoßwellen und Düsenverluste, Wandreibung, Impulsverlust und Vorbeschleunigung des Saugstromes (Kapitel 3). Das Berechnungsverfahren wird auf Zweiphasen-NH₃-Strahlverdichter (Kapitel 4) bzw. auf Zweiphasen-NH₃-H₂O-Strahlverdichter (Kapitel 5) erweitert und geht damit über den derzeitigen Forschungsstand hinaus.

Optimierung.

Es wird ein für einen einphasigen sowie zweiphasigen Dampfstrahlverdichter geltendes Optimierungsverfahren anhand geometrischer Parameterstudien erarbeitet. Damit wird die Bestimmung der optimalen Strahlverdichtergeometrie und des maximalen Massenstromverhältnisses durch thermodynamische und geometrische Parametervariation ermöglicht. Bei gegebener Strahlverdichtergeometrie soll außerdem eine Optimierung des Betriebsverhaltens anhand thermodynamischer Parametervariation durchgeführt werden. Im Hinblick auf eine mögliche Regelung der zugehörigen Strahlkälteanlage wird die optimale Treibdüsenstellung untersucht (Kapitel 3, Kapitel 4 und Kapitel 5).

Mit einer **Zusammenfassung** der durchgeführten Untersuchungen und einem anschließenden Ausblick schließt die Arbeit ab (Kapitel 6). Ergänzende Erläuterungen befinden sich im **Anhang**.

2 Bisherige Untersuchungen an Strahlverdichtern

2.1 Allgemeines

Strahlverdichter haben eine große technische Bedeutung in vielfältigen technischen Anwendungen erlangt, unter anderem in der Luftfahrttechnik (zur Schubsteigerung und Lärminderung), in der Verfahrenstechnik und in Raffinerien (Vakuumerzeugung, Unterwasserpumpstationen), sowie in der pneumatischen Förderung, wo Einfachheit und Flexibilität mehr als maximaler Nutzeffekt gefragt sind. Beispielsweise werden sie auch als Windkanalantrieb, Bunsenbrenner, Einspritzdüsen mit Luftansaugung und Rauchabsauger benutzt [1-3]. Wegen ihrer ausgeprägten Fähigkeit, Wärmequellen niedriger Temperaturen zur Kälteerzeugung ausnutzen zu können (Dampfstrahlkälteanlagen sind z.B. bei Kollektortemperaturen bis 50°C noch betriebsfähig) und ihrer niedrigeren Anschaffungs- und Betriebskosten gewinnen Strahlkälteanlagen immer mehr an Bedeutung in der Kältetechnik. Im Folgenden wird der Forschungsstand an Strahlkälteanlagen dokumentiert.

2.2 Experimentelle Untersuchungen

2.2.1 Untersuchungen über Arbeitsmittel

In der Literatur wurden sowohl Untersuchungen über den Einfluss einzelner Arbeitsmedien auf die Leistung von Strahlverdichter-Anlagen als auch Vergleichstudien für verschiedene Arbeitsmittel durchgeführt. Die ausgewerteten Unterlagen berichten über Untersuchungen an Strahlkälteanlagen, die vor allem mit den Freonen R11, R12, R21, R113, R114 oder mit Ammoniak, Propan, n-Butan, Wasser oder Luft durchgeführt worden sind. Bei den experimentellen Arbeiten [4-13] liegt der Betriebstemperaturbereich zwischen 60 bis 110°C für den Dampferzeuger, 25 bis 40°C für den Kondensator und -5 bis 15°C für den Verdampfer. Die erzielten energetischen Wirkungsgrade schwanken zwischen 0,15 und 0,7. Dieser große Unterschied liegt nicht nur an den verschiedenen verwandten Kältemitteln, sondern vor allem an unterschiedlichen Strahlverdichtergeometrien, Betriebstemperaturen, nassen, gesättigten oder überhitzten Treib- und Saugmitteln.

2.2.2 Einfluss thermodynamischer Parameter

Zu den ersten Untersuchungen thermodynamischer Parameter gehören die von *Cavallini* [6] mit R12 durchgeführten Versuche. Bild 2.1 zeigt den Einfluss des Treibdrucks P_b und des Verdampferdrucks P_c auf den energetischen Wirkungsgrad η (definiert als das Verhältnis von Aufwand d.h. gewonnener Kälteleistung zu Nutzen d.h. aufgewendeter Wärmeleistung und Pumpenleistung, (siehe auch Bild 3.3 und Gleichung 2 in Kapitel 3)) einer R12-Strahlkältemaschine für eine Kondensatortemperatur $T_c = 25^\circ\text{C}$ und ein Strahlverdichtersauptflächenverhältnis $\phi = A_m/A_t = 3,65$ (s. Bild 2.2). Er nimmt mit dem Treibdruck zu. Für jeden Verdampferdruck (Saugdruck) ergibt sich allerdings ein optimaler Treibdruck, für den ein maximaler energetischer Wirkungsgrad vorliegt.

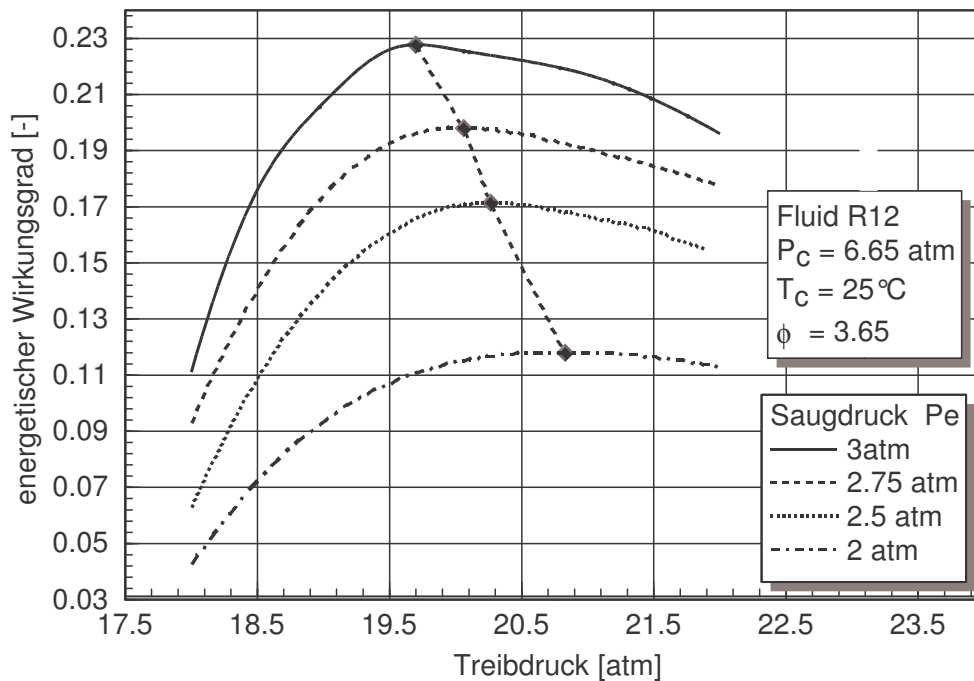


Bild 2.1: Abhängigkeit des energetischen Wirkungsgrades vom Treibdruck P_b . Kurvenparameter ist der Verdampfendruck P_e [5].

Die gestrichelte Linie verbindet jeweils die maximalen Wirkungsgradwerte. Links der Maxima jeder Kurve liegt der *Unterschallbetrieb* und rechts der *Überschallbetrieb* des Strahlverdichters. Das Maximum selbst liegt im *Schallbetrieb (Übergangsbetrieb)* [14-17]. Dies ist eine Besonderheit von Strahlkälteanlagen.

Bild 2.1 zeigt ausserdem, dass der energetische Wirkungsgrad mit dem Verdampfendruck zunimmt. Ähnliche Ergebnisse geben *Delnunzio* [7], *Champoussin* [18] und *Sun* [19] an.

Eine weitere Charakteristik eines Strahlverdichtersystems ist das Auftreten eines optimalen Kondensatordrucks. Dies wurde experimentell u.a. von *Huang* [20] und von *Zakharov* [21] gezeigt. Unterhalb des sogenannten *kritischen Kondensatordrucks* bleibt das Massenstromverhältnis, definiert als das Verhältnis von Saugmassenstrom zu Treibmassenstrom, und der energetische Wirkungsgrad konstant bei festen Treib- und Saugdrücken. Oberhalb fällt die Leistung sehr stark ab. Dies stimmt mit den Ergebnissen in [7,18] überein. Weiterhin zeigen experimentelle Untersuchungen [8,21-26], dass der energetische Wirkungsgrad mit wachsender Kondensatortemperatur abnimmt.

Über die qualitativen Einflüsse der Betriebstemperaturen auf die Leistung einer Strahlkälteanlage gibt es also Einigkeit unter den verschiedenen Verfassern. Dagegen sind die Aussagen über den Einfluss der Überhitzung des Treibfluids widersprüchlich. Zur Steigerung des Wirkungsgrades schlugen *Paliwoda* [6] und *Kehnemouyi* [25] eine Überhitzung in der Größenordnung von 20K vor. Dagegen behauptete *Holmes* [26], dass eine Überhitzung des Treibfluids bis ca 11°F eine leichte Abnahme des energetischen Wirkungsgrades zur Folge hat. Nach *Johanessen* [27] und *Burkhard* [28] ergibt sich eine bessere Leistung, wenn das Arbeitsmittel im Sättigungszustand ist, während *Bosnjakovic* [29] sogar befeuchteten Dampf empfahl. Die Versuche von *Champoussin* [30] bestätigen weder die Ergebnisse von *Johanessen* noch die von *Paliwoda*, sondern zeigen ein Maximum des Wirkungsgrades bei einer Überhitzung von ca 5K. Desweiteren zeigte er, dass eine Überhitzung des Saugfluids nur eine

geringe Zunahme der Leistung zur Folge hat, während *Holmes* [26] über eine deutliche Steigerung berichtet. Je nach Arbeitsfluid benutzte *Dorantès* [11] eine Überhitzung der Treibströmung zwischen 3K bis 25K und eine Überhitzung der Saugströmung von 3K. Wie die Tabelle im Anhang 1 zeigt, werden die thermodynamischen Charakteristiken einer Strahlkälteanlage bei manchen Untersuchungen sowohl durch Druckdifferenzen als auch Druckverhältnisse (z.B. bei *Work* [31], *Mitra* [32], *Hedges* [33]) oder sowohl durch dimensionslose als auch dimensionsbehaftete Parameter (z.B. bei *Galanis* [34], *Duthil* [35], *Hedges* [33]) dargestellt. Das macht die physikalische Interpretation der Ergebnisse sehr kompliziert.

2.2.3 Einfluss geometrischer Parameter

Strahlverdichter werden für unterschiedliche Aufgaben gebaut und können dementsprechend einfache oder komplizierte Formen haben. Die verschiedenen Formen von Strahlverdichtern können der zusammenfassenden Veröffentlichung von *Schmitt* [1] entnommen werden. Wegen des einfachen Aufbaus und der niedrigen Anschaffungskosten empfiehlt sich zur Anwendung in der Kälte- und Klimatechnik ein Strahlverdichter wie in Bild 2.2 dargestellt. Gemäß ihrer Geometrie gibt es zwei Arten von Strahlverdichtern:

- Strahlverdichter mit sich konisch verengendem Mischraum. Laut *Paulon* [36] ermöglicht diese Geometrie eine Verkürzung der Mischrohlänge sowie eine Verminderung der Reibung und daher eine Verbesserung des Strahlverdichter-Wirkungsgrades.
- Strahlverdichter konstanten Mischrohrquerschnitts: Hier wird die Düsenmündung unmittelbar am zylindrischen Mischrohr angeschlossen. Sie werden normalerweise verwendet, wenn die Aufgabe darin besteht, große Massenströme mäßig zu verdichten. Im letzteren Fall sind Gase oder Dämpfe als Treibströme bevorzugt

Dem Bild 2.2 können die folgenden geometrischen Parameter entnommen werden:

- der Einschnürungswinkel α_0 des konvergenten Treibdüsenteils, der engste Durchmesser D_t , der Erweiterungswinkel α des divergenten Teils und der Austrittsdurchmesser D_{p3} sowie das Entspannungsverhältnis $(D_1/D_{p3})^2$ der Treibdüse,
- der Austrittsdurchmesser $D_{s3} \approx (s_{s3} \cdot (D_{p3} + 2 s_{s3}))^{1/2}$ und der Einlaufwinkel β der Saugdüse,
- der Abstand L_x von der Treibdüsenspitze zum zylindrischen Mischraum,
- die Mischrohlänge L_m und der Mischrohrdurchmesser D_m ,
- der Öffnungswinkel θ , die Länge L_d und der Austrittsdurchmesser D_d des Diffusors,
- das Hauptflächenverhältnis (Geometrieverhältnis) $\phi = (D_m/D_t)^2$,
- das Flächenverhältnis $= (D_d/D_m)^2$.
- die axialen Längen L_{konv} , L_t , L_{dive} , L_x , L_m und L_d .

Laut *Keenan* [37], *Van Der Linge* [38] und *Robert* [39] hat das Entspannungsverhältnis keinen messbaren Einfluss auf den Wirkungsgrad des Strahlverdichters. Nach *Taylor* [40] spielt dagegen dieser Parameter eine wichtige Rolle. Eine mögliche Erklärung ist: In der Luftfahrttechnik werden wegen des gesuchten hohen Schubs sehr große Verdichtungsverhältnisse $\psi = P_d/P_e$ (mit $P_d = P_c$) benötigt und daher spielen große Entspannungsverhältnisse $(D_1/D_{p3})^2$ eine wichtige Rolle. In der Kälte- und Klimatechnik dagegen wird nach mäßigen Verdichtungsverhältnissen und hohen Massenstromverhältnissen gefragt, dort hat dieser Parameter kaum Einfluss gegenüber $(D_m/D_t)^2$.

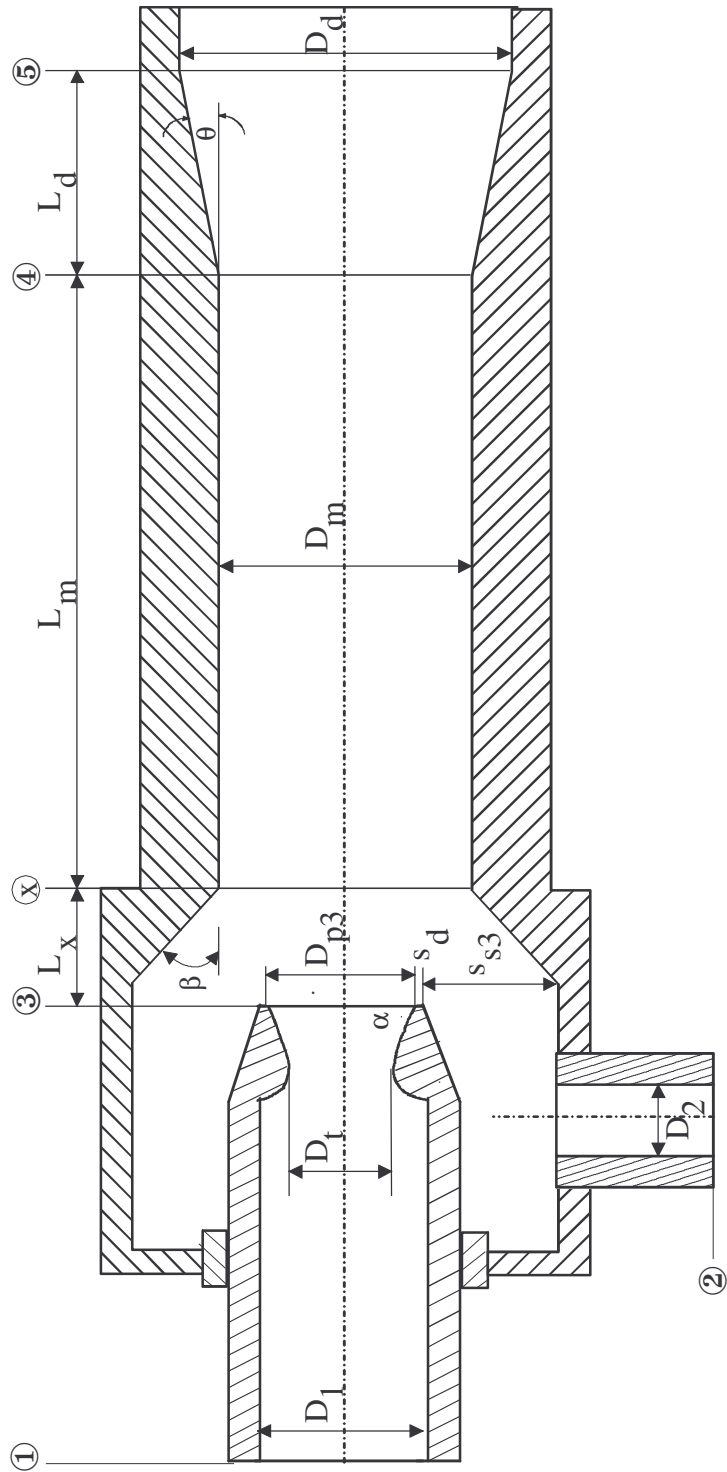


Bild 2.2.a : Geometrische Parameter eines Strahlverdichters

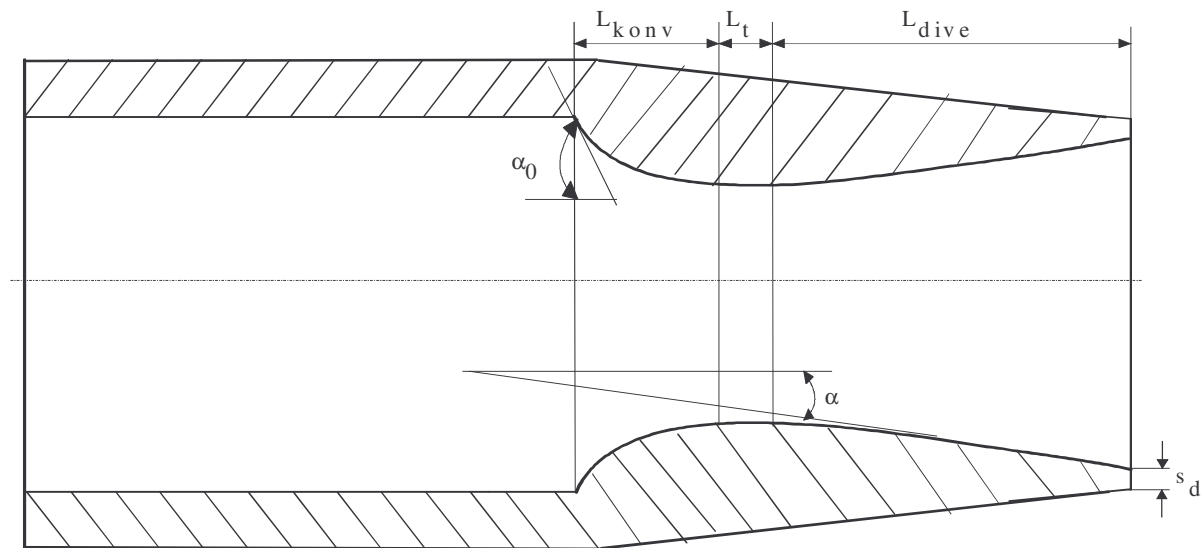


Bild 2.2.b: Geometrische Parameter eines Strahlverdichters (Fortsetzung)

Zur Verringerung der Reibungsverluste und zur Begünstigung der Betriebsbedingungen empfahlen *Johanessen* [27], *De Haan* [41] und *Paliwoda* [6] unabhängig voneinander eine Verkürzung der Länge des Treibdüsentails $L_{\text{dive}} < 5 \cdot D_t$. Was den Öffnungswinkel α anbelangt, zeigten z.B. die Messergebnisse von *Zhadan* [4] und *Johanessen* [27], dass er ca. 10° betragen soll, da schon bei $\alpha > 12^\circ$ eine Wandblösung der Strömung auftreten kann.

Über die Auswirkung des Krümmungsradius gibt es keine Information in der zur Verfügung stehenden Literatur. Aus den experimentellen Untersuchungen über den Einfluss von β ergaben sich unterschiedliche Ergebnisse. Während in [6,17,45,46] ein Einschnürungswinkel β zwischen 6° und 15° vorgeschlagen wurde, berichteten andere Autoren [13,28,30,42] über einen großen Winkel $\beta = 45^\circ$ und $\beta = 90^\circ$. All diesen Arbeiten ist jedoch gemeinsam, dass die Auswirkung des Einlaufwinkels β auf die Strahlverdichterleistung nicht von ausschlaggebender Bedeutung ist.

Die geometrischen Parameter des Mischkanals werden üblicherweise in dimensionsloser Form durch die Verhältnisse $\phi = (D_m / D_t)^2$ und L_m / D_m dargestellt. Die von *Matsuo* [43], *Lu* [13,30] und *Nahdi* [14] durchgeführten experimentellen Untersuchungen über den Einfluss des Hauptflächenverhältnisses ϕ auf das Betriebsverhalten eines Strahlverdichters sind von besonderer Bedeutung.

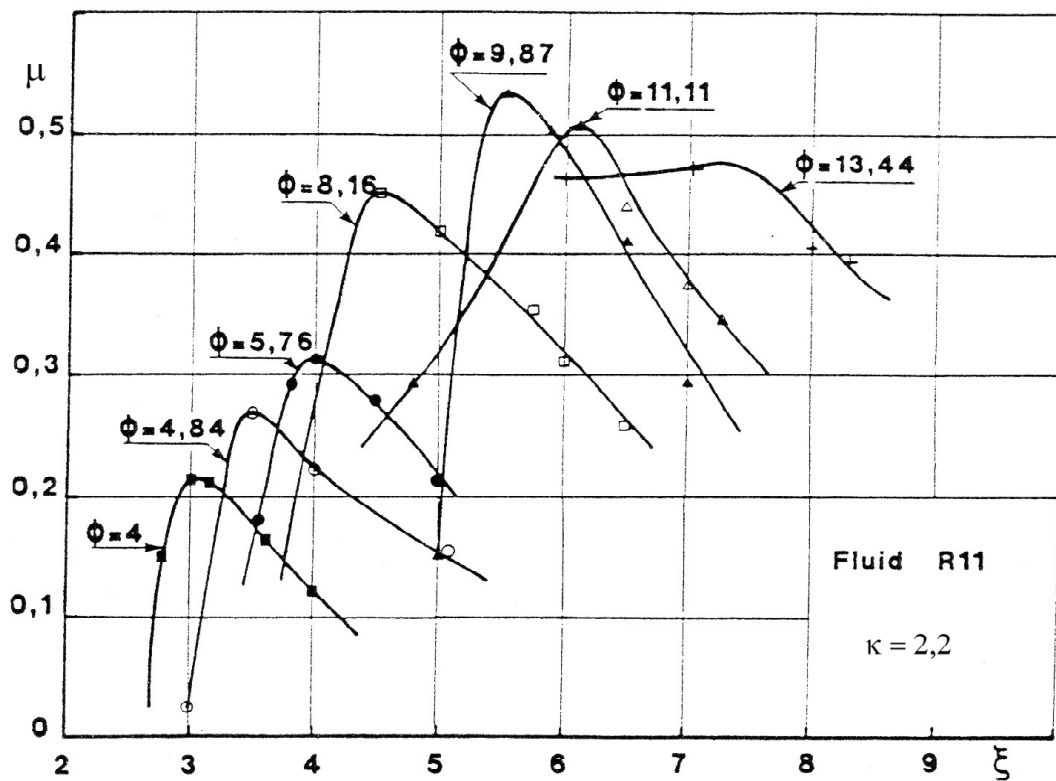


Bild 2.3: Massenstromverhältnis μ als Funktion des Antriebsdruckverhältnisses ξ für festes ψ und verschiedene ϕ [14].

In Übereinstimmung mit [15-17] und trotz Einsatz von Strahlverdichtern unterschiedlicher Form wurden in [43] die verschiedenen Betriebszustände (v.a. Unterschall-, Schall- und Überschallbetrieb) klargelegt und die Existenz eines absoluten Optimums von ϕ (in dem Fall $\phi_{\text{opt}} = 15,7$), das ein absolutes Maximum des Strahlverdichterwirkungsgrades η_{sv} ergibt, hervorgehoben. In [27,40] wurde an einer 6 kW-R11-Dampfstrahlkälteanlage gezeigt, dass die Gesamtleistung mit dem geometrischen Parameter ϕ steigt. Weiterhin wurde in [14] ebenfalls an einem R11-Strahlverdichter gezeigt, dass es für jedes ϕ ein ausgeprägtes Maximum des Massenstromverhältnisses bzw. des Wirkungsgrades bei konstantem Verdichtungsverhältnis $\psi = P_c / P_e$ gibt. Hier liegt das absolute Optimum bei $\phi_{\text{opt}} = 9,87$ (Bild 2.3).

Weitere experimentelle Arbeiten über die Auswirkung des Hauptflächenverhältnisses ϕ auf das Massenstromverhältnis μ und damit auf die Leistung eines Strahlverdichters bzw. einer Strahlkältemaschine sind in [9,28,39,40,44] gegeben. Dabei ergibt sich eine Zunahme der Leistung mit dem Hauptflächenverhältnis ϕ .

Über die optimale Düsenstellung, welche die Einstellung eines minimalen Saugdruckes bzw. das maximale Massenstromverhältnis ermöglicht, wurde in mehreren experimentellen Forschungsarbeiten berichtet [27,28,30,32,45-54].

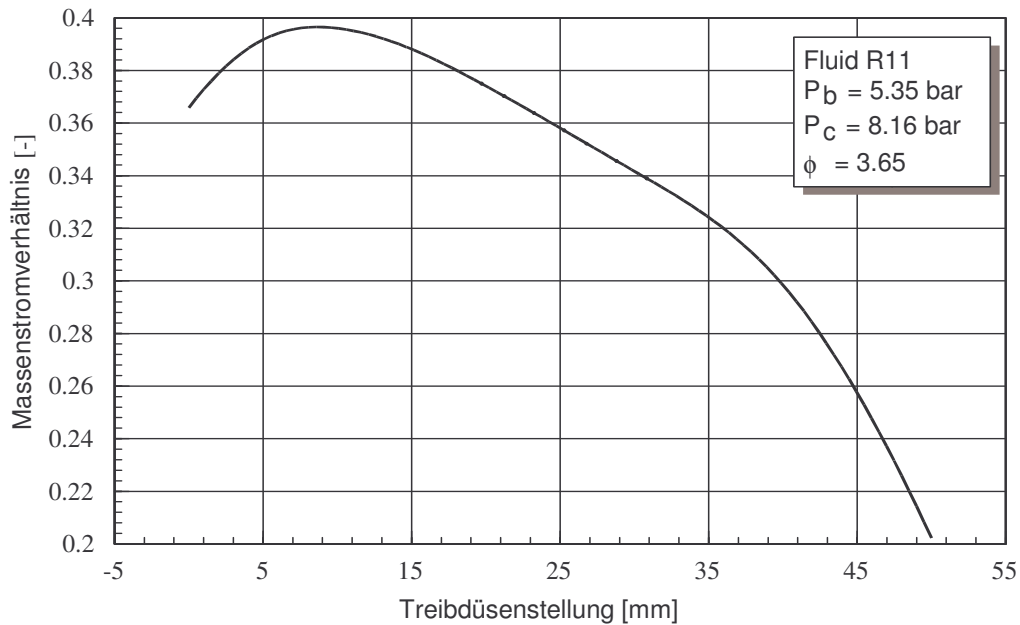


Bild 2.4: Einfluss der Treibdüsenstellung L_x auf das Massenstromverhältnis μ [30].

Die zur vollständigen Vermischung notwendige Mischrohrlänge L_m wurde ebenfalls von mehreren Autoren untersucht, jedoch in Abhängigkeit von verschiedenen Größen und bei unterschiedlichen Versuchsbedingungen. Es zeigt sich im Durchschnitt eine optimale relative Mischrohrlänge $L_m/D_m \approx 10$ (s. in Anhang 2). Basierend auf einer eindimensionalen gasdynamischen Rechnung leitete *Abramowitsch* [55] eine Näherungsgleichung zur Berechnung der optimalen Mischkammerlänge einer Strahlpumpe konstanten Mischrohrquerschnitts für Strömungen gleicher Temperaturen her. Daraus geht hervor, dass je größer das Massenstromverhältnis μ , desto kleiner die erforderliche Mischrohrlänge. Je nach Verfasser kann die Mischrohrlänge im Allgemeinen um 1 bis 1,5 Mischrohrdurchmesser kürzer als die berechnete optimale Mischrohrlänge gewählt werden, ohne dass messbare Auswirkungen auf die Strahlverdichtergrößen auftreten. Aufgrund der eigenen Untersuchungen scheint diese Aussage sehr fragwürdig zu sein.

Was den Diffusor betrifft, ist nach den Untersuchungen von *Chhabria* [56] und von *Taylor* [40] die optimale Wirkungsweise eines Unterschalldiffusors stark von der Geometrie des Mischkanals, insbesondere von L_m/D_m , abhängig. Zur Vermeidung einer Strömungsablösung schlugen *Johanessen* [27] und *Champoussin* [30] einen Öffnungswinkel von $\theta = 6$ bis 8° bzw. $\theta = 7$ bis 8° vor. Weitere Erfahrungswerte in der Literatur, z.B. [57,66], für diesen Öffnungswinkel liegen zwischen 5° und 10° . Was das Flächenverhältnis ψ angeht, zeigten *Johanessen* [27], *Taylor* [40] und *Champoussin* [30], im Gegensatz zu *Lu* [58], dass es nur einen geringen Einfluß auf die Leistung des Strahlverdichters ausübt. Nach *Ramsen* [44] liegt das Optimum des Flächenverhältnisses ψ bei etwa 3,3.

2.3 Theoretische Untersuchungen

Die Entwicklung der theoretischen Untersuchungen an Strahlverdichtern erstreckt sich von empirischen Ansätzen aus experimentellen Arbeiten über eindimensionale Methoden bis hin zu

den heute möglichen mehrdimensionalen Rechenverfahren. Da die Allgemeingültigkeit sowie die Wirtschaftlichkeit der empirischen Methoden nicht gegeben sind, werden sie in dieser Arbeit nicht erläutert.

2.3.1 Eindimensionale Verfahren

Eindimensionale Methoden (auch globale Methoden genannt) verwenden die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie sowie eine Zustandsgleichung des Arbeitsfluides für ein Kontrollvolumen. Es werden nicht die präzisen Profile von Geschwindigkeit, Druck und Temperatur oder Schubspannung, sondern hauptsächlich der über das Kontrollvolumen am Ein- und Austritt bilanzierte Verlauf des Mischungsvorganges bestimmt. Statt lokaler Einzelheiten über die Strömungsvorgänge ist man eher an globalen Größen (Kälteleistung, Wirkungsgrad, Massenstromverhältnis) interessiert, so dass nur die Eingangs- und Ausgangsgrößen betrachtet werden. Es wird dabei vorausgesetzt, dass die Geschwindigkeit, der statische Druck und die Temperatur in jedem Querschnitt gleichförmig sind. Wenn auch immer mit einigem Rechenaufwand verbunden, sind diese Modelle jedoch einfacher zu handhaben als mehrdimensionale Verfahren und sie werden daher am meisten benutzt. Je nach getroffener Annahme über den Ablauf des Vermischungsvorganges, ergeben sich zwei unterschiedliche Methoden bei den globalen Modellen: Modelle für **Mischung bei konstantem Druck** einerseits und für **Mischung bei konstantem Rohrquerschnitt** andererseits (siehe auch Anhang A.5).

Wie bereits erwähnt hat eine **Vermischung bei konstantem Druck** für das Mischrohr zur Folge, dass der Durchmesser zum Diffusor hin konisch abnimmt. Mit Hilfe der oben erwähnten drei Erhaltungssätze und durch Annahme einer Vermischung bei konstantem Druck entwickelte *Flügel* [59] 1939 das erste anerkannte globale Auslegungsverfahren für den Strahlverdichter. Er bezeichnet dies selbst als unzutreffend, da bei der Vermischung des Primärstrahls mit seiner Umgebung in der Realität Druckanstieg erfolgt. Weiterhin legt er keine Bestätigung des Modells durch Messergebnisse vor. Die Mischungslänge wurde über die Schleppkraft des Treibstrahls mit einem einfachen Ansatz für die turbulente Schubspannung zwischen Treib- und Saugströmung berechnet und eine optimale Mischkammerlänge von 10 Mischkammerdurchmessern wurde für im Unterschallbereich arbeitende Strahlverdichter angegeben. In vielen späteren Berechnungen [60-65] wurde diese Methode immer wieder aufgegriffen.

Bei Vergleichen der von *Messing* [66] gelieferten Auslegungsberechnungen für Dampfstrahlverdichter bei Vermischung bei konstantem Druck mit eigenen Messwerten und Messergebnissen von *Wiegand* [62] lässt sich feststellen, dass sich der für diese Vermischung notwendige Querschnittsverlauf nicht zuverlässig vorausberechnen lässt. Eine weitere Auslegungsmethode mit Vermischung bei konstantem Druck stammt von *Keenan et al.* [37]. Die Berechnungen stützten sich auf ideale Gasdynamik bei isentropen Prozessen; trotzdem stimmten sie qualitativ recht akzeptabel mit experimentellen Daten überein. Noch heute wird in den meisten theoretischen Untersuchungen darauf zurückgegriffen.

DeFrate und Hoerl [67] entwickelten ein iteratives Rechenprogramm zur Lösung des Systems der Erhaltungsgleichungen in eindimensionaler Form für die Berechnung von Strahlapparaten. Die Rechnungen waren an die Untersuchungen von *Keenan et al.* [37] angelehnt und verwendeten die dort experimentell ermittelten Korrekturfaktoren. Die Überschallmischung wurde jedoch ausgeschlossen und die Reibung vernachlässigt.

Ebenso wie *Messing* zeigte *Bauer* [60,68], dass die theoretisch beste Auslegung eines Strahlverdichters bei Vermischung bei konstantem Druck in der Praxis bisher nicht verwirklicht werden konnte, weil der dafür notwendige konische Verlauf des Mischrohrs nicht zuverlässig vorausberechnet werden kann. An sogenannten Strömungsdiagrammen entwickelte er deswegen ein Lösungsverfahren für **Vermischung bei konstantem Rohrquerschnitt**, welches eine optimale Auslegung von Strahlverdichtern graphisch ermöglichen soll. Anschaulichkeit der Auswirkung der Wandreibung im Mischraum ist vor allem der Vorteil dieser Methode. *Bauer* behauptet, dass das Verfahren durch Messwerte bestätigt werden konnte, diese werden in der Arbeit jedoch nicht angeführt.

Um die aus seinem Berechnungsverfahren nicht berechenbar Mischkammerlänge zu ermitteln, führte er Versuche durch und bestimmte durch Wandreibungsmessungen die günstigste Mischkanallänge von 7 bis 11 Mischkammerdurchmessern für Reynoldszahlen zwischen $5,4 \cdot 10^5$ und $2,4 \cdot 10^6$ des Gemisches, den Reibungswiderstand aber nur im Unterschallbereich. Für Überschallströmung konnte er wegen der Wechselwirkung von Verdichtungsstößen mit Wänden keine Aussage über die Mischkanallänge treffen.

Zur Auslegung von Strahlverdichtern konstanten Mischquerschnitts haben *Fabri et al.* [15-17] eine Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen durchgeführt. Die Theorie berücksichtigte die Wandreibung und stimmte gut mit Druck- und Durchflussmessungen überein. Die Besonderheit dieser Arbeiten ist die Hervorhebung der verschiedenen Arten von Strömungszuständen im Strahlverdichter, je nach Druckverhältnissen bzw. Sauggeschwindigkeiten. Die drei wichtigsten sind:

- Überschallbetrieb (Régime supersonique). Dieser Betriebszustand liegt vor, wenn der Gegendruck P_5 relativ klein gegenüber dem Treibdruck P_1 ist, d.h. bei großen Antriebsdruckverhältnissen P_1/P_5 . Der Treibstrahl expandiert weiter im Mischkanal, bis er einen maximalen Querschnitt erreicht, ohne sich dabei mit dem Saugstrahl vermischen zu haben (Bild 2.5). An dieser Stelle, wo der Saugmassenstrom einen minimalen Querschnitt hat, erreicht er auch die örtliche Schallgeschwindigkeit. Stromabwärts dieser kritischen Stelle liegt auch die Saugströmung im Überschallgebiet (deswegen die Benennung "Überschallbetrieb"). In diesem Betrieb hat der Gegendruck P_5 keinen Einfluss auf die anderen thermodynamischen Parameter μ , P_1 und P_2 des Strahlverdichters.
- Schall- oder Übergangsbetrieb (Régime supersonique saturé / Régime de transition). Dieses Strömungsbild kommt zustande, wenn die Saugströmungsgeschwindigkeit w_{s3} die örtliche Schallgeschwindigkeit c_{s3} erreicht (Blockierungskriterium). Dabei verlagert sich der kritische Saugquerschnitt x vom Überschallbetrieb stromaufwärts in der Mischkammer bis er schließlich in den Querschnitt 3 übergeht. Hier gilt $P_{s3} \geq P_{p3}$. Für Strahlverdichter mit Einlaufkonus tritt der kritische Saugquerschnitt etwas stromabwärts der Düsenmündung auf. Da in diesem Betrieb der kritische Saugquerschnitt festgelegt ist, wird das Massenstromverhältnis nur noch von der Strahlverdichtergeometrie bestimmt. Laut den Arbeiten von *Fabri et al.* werden in diesem Betriebszustand maximale Massenstromverhältnisse und Verdichtungsverhältnisse bei sonst gleichen Bedingungen erreicht. Er wird daher in der Literatur auch manchmal als "optimaler Betrieb" bezeichnet.

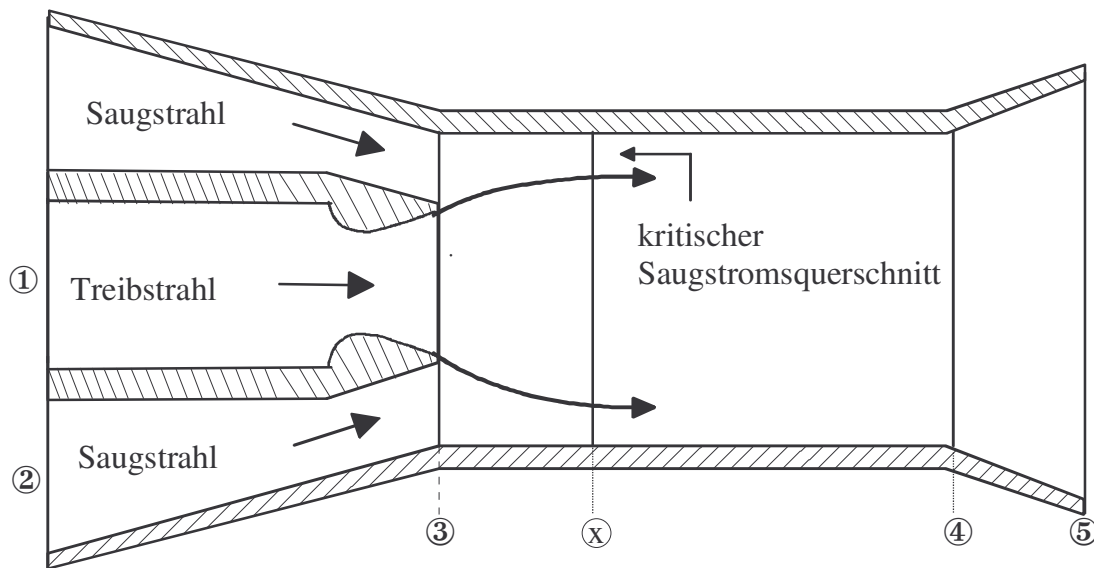


Bild 2.5: Überschallbetriebszustand im Strahlverdichter nach *Fabri et al.* [15-17]

- Unterschallbetrieb (Régime mixte). Dieser Betriebszustand tritt auf, wenn das Antriebsdruckverhältnis P_1/P_5 klein ist, d.h. wenn der Treibdruck so klein ist, dass er die Saugströmung nicht in den Überschallbereich bringen kann. Bei größeren Gegendrücken geht der Überschallstrahl schnell in Unterschallströmung über, bis kein Ansaugeffekt mehr vorliegt.

Das von *Abramowitsch* [55] ausführlich dargelegte eindimensionale Modell zur Auslegung von Strahlverdichtern mit zylindrischem Mischrohr ist für die Praxis schwierig zu handhaben, denn die Gleichungen können mit Hilfe der Anwendung von gasdynamischen Tabellen nur schrittweise gelöst werden. Die Mischkammerlänge wurde anhand der Ausbreitung von Freistrahlen abgeschätzt. Kürzlich haben *Flatt et al.* [69] das auf dem sogenannten "Angepassten-Entropie-Blockierungskriterium" basierende Strömungsmodell vorgestellt. Im Gegensatz zu *Fabri* und *Abramowitsch* stützt sich das Verfahren auf reale Gase. Nach einem Vergleich der Berechnungen mit Messresultaten behaupten die Verfasser, dass das Modell, angewandt auf den Spezialfall zylindrischer Mischkammern, den Verfahren von *Fabri* und *Abramowitsch* überlegen sei. Ein Vergleich mit diesen Verfahren wurde jedoch nicht vorgelegt. Interessante Untersuchungen wurden auch von *Matsuo* [43] durchgeführt und die verschiedenen obenerwähnten Betriebszustände klargestellt. Weitere globale Auslegungsverfahren [8,70-72] bauen auf der Methode von *Fabri* auf und erweitern sie auf den Fall, dass die Saugströmung an der Düsenmündung schon im Überschallbereich liegt.

2.3.2 Mehrdimensionale Verfahren (Computational Fluid Dynamics (CFD))

Es wird hier ausschließlich eine kurze Zusammenfassung der numerischen fluiddynamischen Methoden dargestellt und spezifische Anwendungen auf Strahlverdichter werden erläutert. Bei mehrdimensionalen Verfahren werden finite Methoden verwendet, um die Strömungsvorgänge detailliert zu berechnen. Es wird zwischen Finite-Differenzenmethoden (Finite-Elemente- bzw. Finite-Volume-Modelle) und Integralverfahren unterschieden.

Das Prinzip der Finite-Differenzenverfahren besteht darin, das Strömungsfeld mit einem Gitternetz des jeweils am besten geeigneten Koordinatensystems zu überziehen (zwei- und dreidimensionale Modelle). Insbesondere ergeben sich aus diesen Modellen die Abläufe von axialen und radialen Geschwindigkeitsprofilen sowie Temperatur- und Druckverteilungen. Einschränkend bei den Finite-Differenzenverfahren sind die verwendeten empirischen Anfangsprofile für die Geschwindigkeit und die Temperatur, die einen starken Einfluss auf die Simulationsergebnisse haben. Bei lokalen Integralmethoden werden normalerweise die Verteilungen der Strömungsvariablen mit Hilfe von geschlossenen analytischen Funktionen angenähert, um Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturprofile zu berechnen [73-75]. Insgesamt ähneln die erzielten Profile denen von *Hedges* [33]. Nachteilig wirken sich bei diesen Methoden die eingesetzten turbulenten Wandschubspannungen und die Anfangsbedingungen (Annahmen über Geschwindigkeits- und Temperaturprofil) aus, welche bisher ungenügend bekannt sind. Die Turbulenz selbst und ihre Wechselwirkung mit der Grundströmung im Strahlverdichter sind bislang durch unzulängliche Korrelationen bzw. zu restriktive Modellannahmen beschrieben. Die Rechnergebnisse aus diesen Modellen sind daher in vielen Fällen in ihrer Allgemeingültigkeit fraglich. Die Vergleiche dieser Berechnungen mit Experimenten [5,6,16,17,76-82] beschränken sich in der Regel nur auf wenige Variablen der Grundströmung, meistens auf die Geschwindigkeit in axialer Richtung und den Wanddruck und überhaupt nicht auf die Turbulenzgrößen.

Zur numerischen fluiddynamischen Berechnung turbulenter Strömungen werden heute im wesentlichen vier Methoden unterschieden:

2.3.2.1 Direkte Numerische Simulation (DNS)

Bei dieser Methode werden die instationären Navier-Stokes-Gleichungen in Raum und Zeit ohne Modellannahmen diskretisiert und gelöst. Sie ist eine exakte Methode, weil alle Details der Turbulenzskalen direkt, vollständig zeitlich und räumlich durch das Rechengitter aufgelöst werden. Alle Skalen sind abgebildet, und es gibt keinen Informationsverlust. Da die kleinste turbulente Längenskala durch die Diskretisierung aufgelöst sein muss und eine dreidimensionale Simulation notwendig ist, muss der benötigte Speicherplatzbedarf extrem hoch sein, zumal das genannte numerisch zu erfassende kleinste Längenmaß mit steigender turbulenter Reynoldszahl Re_ϵ (Verhältnis von Trägheitskraft zu Zähigkeitskraft) kleiner wird.

Um von den Anfangs- und Randbedingungen unabhängige Lösungen zu erhalten und numerische Stabilität zu gewährleisten, muss über mehrere integrale Zeitmaßstäbe der Turbulenz hinweg gerechnet werden, was mit sehr hohem Zeitaufwand verbunden ist. Bei einer dreidimensionalen Simulation ist die erforderliche Gitterpunktzahl proportional zu $Re^{9/4}$.

Aus diesen starken Einschränkungen folgt, dass sich die Direkte Numerische Simulation bislang nur auf Strömungen kleiner Reynoldszahlen (bis ca. 10000 [83]) in Systemen einfacher Geometrie [83-86] beschränkt. Bei höheren Reynoldszahlen und damit für technische Strömungen ist die Direkte Numerische Simulation zumindest mittelfristig nicht möglich. Zur Zeit dient sie der Bereitstellung von Datenbanken zur Modellentwicklung.

2.3.2.2 Grobstruktursimulation (Large-Eddy Simulation (LES))

Bei der Grobstruktursimulation werden auch die instationären Navier-Stokes-Gleichungen gelöst. Im Gegensatz zur Direkten Numerischen Simulation werden jedoch nur turbulente Zeit- und Längenmaße innerhalb einer gewählten Grenzwellenlänge aufgelöst (Grobstruktur). Die nichtaufgelösten kleinskaligen turbulenten Bewegungen (Feinstruktur) werden durch Feinstrukturmodelle abgebildet. Diese Trennung zwischen großen und kleinen Strukturen wird mit Hilfe einer Filterung realisiert, die ähnlich wie bei den statistischen Methoden zu einer Zerlegung der Strömungsgrößen führt. Die großen Strukturen werden also direkt simuliert während die kleinen (kleiner als die Volumenelemente der Gebietszerlegung) durch einen Ansatz modelliert werden müssen.

Da die kleinsten turbulenten Strukturen nicht aufgelöst werden, ergibt sich erhebliche Reduzierung des Rechen- und Speicherplatzaufwandes, so dass auch höhere und damit technisch interessante Reynoldszahlen sowie komplexe Geometrien zugänglich sind. Dies sind die Vorteile der Grobstruktursimulation gegenüber der Direkten Numerischen Simulation [87-90]. Wie bei der Direkten Numerischen Simulation erfolgt die Berechnung statistischer Mittelwerte und höherer Momente von Strömungsgrößen über Zeitmittelung der berechneten instationären Verteilungen. Die grundsätzlichen Probleme der Grobstruktursimulation, analog der Direkten Numerischen Simulation, finden sich in der Formulierung von geeigneten Randbedingungen und in der Implementierung eines stabilen numerischen Verfahrens. Es müssen realistische, instationäre Randbedingungen generiert werden.

Aus diesen Gründen wurde bisher das Verfahren hauptsächlich zur Berechnung einfacher Strömungen eingesetzt [86-89]. Mit einigen recht komplexen Berechnungen zeigt sich, dass die Methode der Grobstruktursimulation doch vielversprechend ist bei der Vorhersagfähigkeit über komplexe turbulente Strömungen und anwendungsnahe Konfigurationen [90-92]. Weitere Entwicklungen und Simulationsreihen sind notwendig, um aus der Grobstruktursimulation ein erfolgreiches Werkzeug im technischen Bereich zu etablieren.

Der Vorteil der Grobstruktursimulation gegenüber statistischen Verfahren besteht darin, dass der Turbulenzmodellierung eine geringere Bedeutung zukommt und sich die Grobstruktursimulation vielmehr auf die deterministische Beschreibung energiereicher Skalen stützt. Doch der Nachteil ist, wie oben aufgezeigt, ein deutlich erhöhter Rechenzeit- und Speicheraufwand, d.h. die Grobstruktursimulation ist heutzutage noch sehr teuer. Das Einsatzgebiet der Grobstruktursimulation liegt daher bei den Strömungen, für die auch mit verbesserten statistischen Modellen nur unzureichende Resultate erzielt werden können. Somit stellt die Grobstruktursimulation einen Mittelweg zwischen den statistischen Methoden und der Direkten Numerischen Simulation dar.

2.3.2.3 Statistische Turbulenzmodelle

Bei den Methoden der Direkten Numerischen Simulation und der Grobstruktursimulation werden die Schwankungen zeitabhängig berechnet und anschließend erfolgt die statistische Auswertung: Mittelwerte, Momente höherer Ordnung, Varianz, Schiefe oder Flachheit. Diese Auswertung liefert sehr viele Informationen über die berechnete Strömung. Der Gebrauch dieser enorm großen Datenmengen und deren zweckmäßige Analyse beansprucht aber eine sehr lange Nachbearbeitungszeit. Bei der Auslegung technischer Systeme ist man meist aber nur an Mittelwerten und eventuell Varianzen der Strömungsgrößen interessiert. Es ist daher sinnvoll, direkt Gleichungen für diese statistische Momente herzuleiten. Dies ist Gegenstand der

statistischen Turbulenzmodelle (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes-equations RANS, Reynolds-Stress-Modelling RSM). Die statistischen Turbulenzmodelle beruhen auf der Annahme, dass das Spektrum der Längenmaße durch ein einziges charakteristisches Längenmaß ausgedrückt werden kann. Im Gegensatz zur Direkten Numerischen Simulation und Grobstruktursimulation werden also alle turbulenten Strukturen modelliert. Die Strömungsgrößen in den Gleichungen werden in zeitliche Mittel- und Schwankungswerte zerlegt. Durch Anwendung dieser Trennung auf die Navier-Stokes-Gleichungen und Vornahme einer Zeitmittelung wird das zur Beschreibung der gemittelten Feldgrößen benötigte Gleichungssystem hergeleitet.

Aufgrund der Nichtlinearität der Transportgleichungen drückt sich der durch die zeitliche Mittelung hervorgerufene Informationsverlust im Auftreten des unbekanntes Reynoldsspannungstensors aus. Dieser enthält die zweiten Momente der Geschwindigkeiten. Um das gemittelte Gleichungssystem zu schließen, werden geeignete Ansätze gesucht. Jede für den Reynoldsspannungstensor aus den Ausgangsgleichungen hergeleitete Erhaltungsgleichung enthält aber wiederum unbekannte statistische Momente höherer Ordnung (Tripelkorrelation, Druck-Scherkorrelation, Dissipation). Das Problem der immer neu auftauchenden nichtgeschlossenen Gleichungen wird als Schließungsproblematik der Turbulenzmodellierung bezeichnet. Die Entwicklung muss also auf einer bestimmten Stufe abgebrochen werden und die unbekanntes Terme müssen durch einen geeigneten Modellansatz beschrieben werden. Je nach Art der Berechnung des Spannungstensors (Anzahl der zu lösenden Momentengleichungen) lassen sich die statistischen Turbulenzmodelle klassifizieren als *Wirbelviskositätsmodelle* oder *Reynoldsspannungsmodelle*.

Bei den **Wirbelviskositätsmodellen** wird der Reynoldsspannungstensor direkt unter Verwendung des Boussinesq-Ansatzes, der eine Analogie zwischen den viskosen und den turbulenten Spannungen (d.h. eine lineare Kopplung zwischen Reynoldsspannungstensor und Geschwindigkeitsgradiententensor) annimmt, modelliert. Je nach Anzahl der zu lösenden Momentengleichungen unterscheidet man:

- Die Nullgleichungsmodelle [93] bestimmen einen Wert für den Reynoldsspannungstensor direkt aus dem mittleren Geschwindigkeitsgradienten und der Strömungsgeometrie.

- Bei den Eingleichungsmodellen [94] wird eine zusätzliche Gleichung für die turbulente kinetische Energie gelöst. Die Null- und Eingleichungsmodelle sind besonders verbreitet in der Aerodynamik, da sie Grenzschichtströmungen sehr gut und rechenzeitsparend wiedergeben (im Grenzschichtbereich ist der konvektive Transport der Turbulenzstruktur vernachlässigbar und ein algebraischer Ansatz reicht zur Modellierung des Längemaßes aus). Nachteil ist vor allem die empirische, fallspezifische Vorgabe eines Längemaßes. Null- und Eingleichungsmodelle eignen sich also für den Einsatz bei Strömungen einfacher Geometrie und ohne bedeutsamen Einfluss des Transports der Turbulenzstruktur.

- Die Zweigleichungsmodelle [95] bestimmen die turbulente Viskosität dynamisch aus einer Gleichung für die turbulente kinetische Energie und einer Gleichung für ein Längenmaß oder eine gleichwertige Größe (Dissipationsrate, Zeitskala oder Wirbelstärke). Das am häufigsten kommerziell benutzte Zweigleichungsmodell ist das sogenannte *Standard k-ε Modell*. Aufgrund der Einschränkungen des Boussinesq-Ansatzes ist das Modell nur für grobe Abschätzung des Turbulenzeinflusses geeignet. Heute existieren zahlreiche Modifikationen des Standard k-ε Modells zur Berücksichtigung verschiedener physikalischer Effekte (z.B. Erfassung des Wandeinflusses) und somit zur Beseitigung gewisser Unzulänglichkeiten der konventionellen Zweigleichungsmodelle [96-101]. Diese entsprechen aber meist nicht der Forderung der allgemeingültigen, koordinatenunabhängigen Formulierung.

Die **Reynoldsspannungsmodelle** (RSM) sind Ansätze zweiter Ordnung. Die Momentenmodelle erster Ordnung stützen sich auf den Boussinesq-Ansatz, wonach der Reynoldsspannungstensor und der Geschwindigkeitsgradiententensor das gleiche Hauptachsensystem haben, wonach also eine isotrope Turbulenzstruktur der Normalspannungen vorliegt. Deswegen können sie nicht den Einfluss der Anisotropie der Turbulenzstruktur, der starken Stromlinienkrümmung, der rotierenden Strömungen, der Volumenkräfte sowie der zeitlichen und nicht lokalen Effekte (z.B. turbulenzinduzierte Sekundärwirbel in Strömungen mit Rechteckquerschnitten) erfassen. Dieser Mangel ist besonders in dreidimensionalen Strömungen bemerkbar, da solche Strömungen meistens eine große Anisotropie des Reynoldsspannungstensors aufzeigen. Um die Schwächen des Boussinesq-Ansatzes umgehen zu können, wird aus den Navier-Stokes-Gleichungen eine Transportgleichung für den unbekanntem Reynoldsspannungstensor direkt abgeleitet und gelöst [102-106]. Damit sind die RSM erfolgsversprechender für detaillierte und genaue Simulation komplexer Strömungen als die Zweigleichungsmodelle. Durch Anwendung von Methoden und Ansätzen zur Beschreibung des Dissipationstensors, der Druck-Scherkorrelation und des turbulenten Transporttermes wird das Schließungsproblem bei den Reynoldsspannungsmodellen gelöst. Die Reynoldsspannungsmodelle bilden daher die Physik besser ab. Im Gegensatz zu den Null-, Ein- und Zweigleichungsmodellen können sie anisotrope Turbulenzstrukturen erfassen. Das Miteinbeziehen nichtlinearer Terme führt auf der anderen Seite aber zu einem höheren numerischen Aufwand.

Algebraische Spannungsmodelle [107-109] stellen ein Sonderfall der Reynoldsspannungsmodelle dar. Die Gleichungen der Reynoldsspannungsmodelle reduzieren sich auf ein System nichtlinearer algebraischer Gleichungen zur Bestimmung des Reynoldsspannungstensors in Verbindung mit Zweigleichungsmodellen. Die Konvergenzgeschwindigkeit ist zwar höher als bei ihren Ausgangsmodellen, unter anderem werden jedoch die Transporteinflüsse der Anisotropie meist vernachlässigt und je nach Strömungsfall kann eine falsche Abbildung der Physik eintreffen.

2.3.2.4 Stochastische Modelle

Bei den stochastischen Modellen basiert die Beschreibung der Strömungsgrößen auf einer Wahrscheinlichkeitsfunktion. Einzelne Partikel werden mit Eigenschaften wie Geschwindigkeit und Konzentration vergeben und die instationäre Veränderung der Eigenschaften über stochastische Prozesse beschrieben [110,111]. Schwierigkeiten beim Schließungsproblem für die molekularen Diffusionsterme und die Behandlung von festen Wänden beschränken bisher die Anwendung dieser Methode auf Verbrennungsmodelle (reagierende Strömungen).

Bild 2.6 stellt eine abgeschätzte ungefähre Verteilung der Anwendungen verschiedener Turbulenzmodellklassen heute und in Zukunft dar und in Bild 2.7 ist ein Vergleich dieser Verfahren bezüglich Rechenaufwand und Modellierungsgrad aufgetragen.

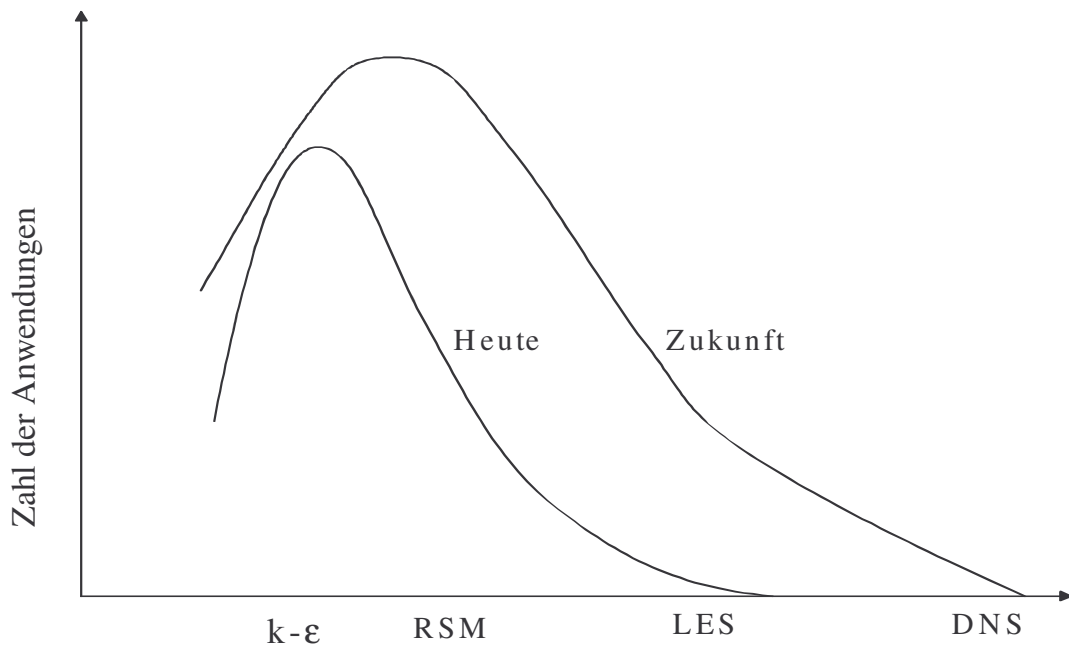


Bild 2.6: Verteilung der Anwendungen verschiedener numerischer Turbulenzmodellklassen nach [92].

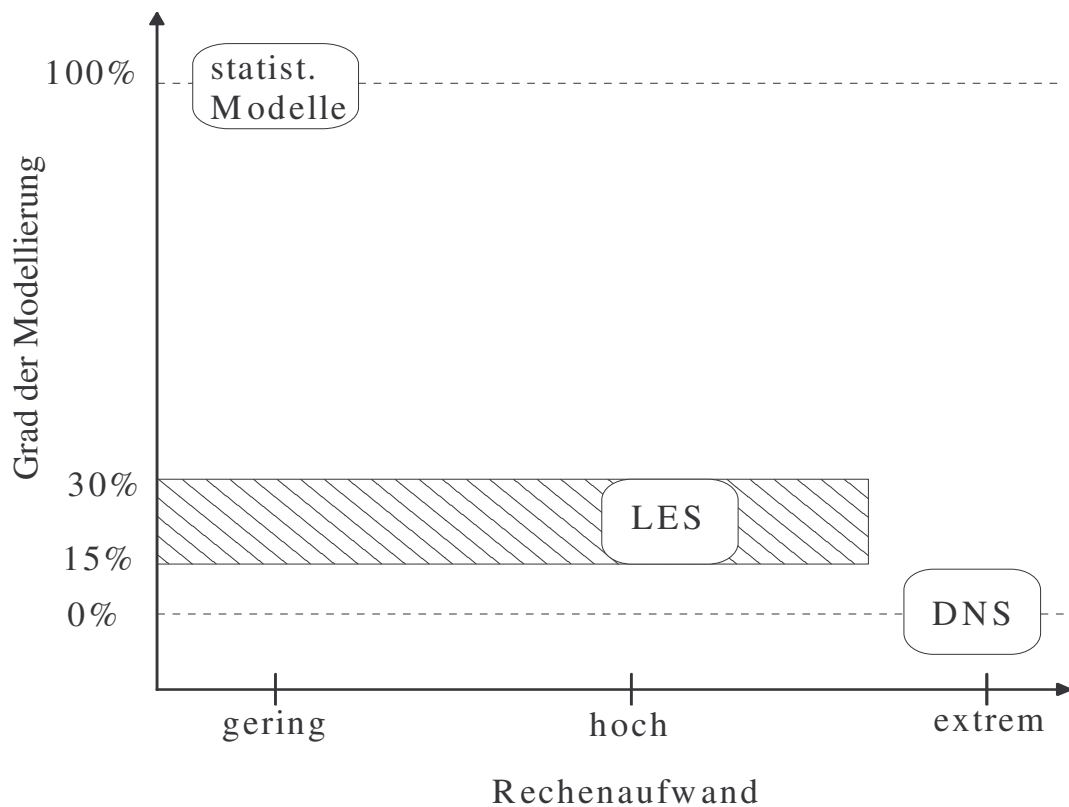


Bild 2.7: Vergleich der Simulationsverfahren bezüglich Rechenaufwand und Modellierungsgrad nach [92].

Die kurze Übersicht der verschiedenen Berechnungsmethoden zeigt, dass statistische Turbulenzmodelle auf absehbare Zeit ein im Ingenieurbereich wichtiges Werkzeug zur Beschreibung turbulenter Strömung bleiben werden. Aufgrund des größeren Potentials gegenüber Zweigleichungsmodellen zeigen sich dabei die Reynoldsspannungsmodelle als der erfolgsversprechendste Weg. Anhand von vier typischen Strömungskonfigurationen und zwar vollausgebildeter turbulenter Rohrströmung, Strömung in einem Kanal mit quadratischem Querschnitt, Strömung durch einen Kanal mit kontinuierlicher Querschnittsänderung und Freistrahler in einer Querströmung wurden verschiedene Modellansätze von Reynoldsspannungsmodellen verglichen [112]. Die besten Ergebnisse wurden mit nichtlinearen Ansätzen erzielt [112,113]. Dass alle ausgetesteten Modelle unbefriedigende Ergebnisse bei der Simulation des in Querströmung umgelenkten runden Freistrahls liefern ist ein Beispiel dafür, dass die quantitative Vorhersagfähigkeit der statistischen Turbulenzmodelle noch deutlich gesteigert werden muss, vor allem bei der Berechnung von komplexeren turbulenten Strömungen. Große Schwierigkeiten bereitet insbesondere die Modellierung der Dissipationsrate. Korrekte Ansätze sind sehr aufwendig und befinden sich noch im Entwicklungsstadium. Äußerst schwierig ist die Berücksichtigung des Einflusses der Viskosität im wandnahen Bereich. Komplexe Wandgeometrien können noch nicht zufriedenstellend erfasst werden. Dieser unbefriedigende Stand der statistischen Turbulenzmodellierung trifft natürlich auch für Zweiphasenströmungen zu. Es ist nötig, deutlich verbesserte Turbulenzmodelle zu entwickeln und zugleich mit höheren Auflösungen und geometrisch flexiblen unstrukturierten Gittern zu arbeiten, insbesondere bei komplexeren dreidimensionalen Strömungen. Sehr leistungsfähige Rechner sind dabei erforderlich.

Im folgenden sollen nun die in der Literatur vorhandenen spezifischen Anwendungen der mehrdimensionalen Berechnungsmethoden auf Strahlverdichter kurz erläutert werden.

Zur Berechnung der Profile von Temperaturen, Geschwindigkeiten und Drücken haben verschiedenen Forschergruppen numerische mehrdimensionale Methoden benutzt.

Die mit dem von *Hedges* [33] entwickelten zweidimensionalen Modell berechneten Geschwindigkeits- und Temperaturprofile für einen Strahlverdichter mit veränderlicher Mischkammer sind qualitativ in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen, ausgenommen die Druckverteilung im engsten Querschnitt des Mischraums. Die Modellierungen von *Gilbert & Hill* [114] und *Hendricks* [115] sind sehr ähnlich dem Verfahren von *Hedges*.

Das zweidimensionale Modell von *Hickmann* [74] ist vom Typ Integralmethode und wurde entwickelt zur Berechnung kompressibler Strömungen in einem Strahlverdichter mit veränderlichem Mischraum. Insgesamt ähneln die erzielten Profile denen von *Hedges* [33].

Das durch *Rahmane* [116] vorgestellte zweidimensionale Modell dient zur numerischen Vorausberechnung der Strömung in einem Strahlapparat, der in einer Wärmepumpe eingesetzt werden soll. Die durchgeführten Berechnungen basieren auf einem als ideales Gas betrachteten Fluid (Luft). Die Profile der Geschwindigkeiten und das Massenstromverhältnis werden berechnet und verglichen mit Versuchswerten von Strahl-Innenströmungen (geschlossenen Innenströmungen).

Hallo et al. [117] haben ebenfalls einen mit Luft betriebenen Strahlapparat modelliert und ihre Ergebnisse mit den Versuchsdaten aus der Literatur verglichen. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend.

Rebaine et al. [118] stellten eine Finite-Elemente-Methode für die Simulation zweidimensionaler turbulenter und kompressibler Innenströmungen vor. Die numerische Simulation wurde für Unterschall- und Überschallstrahlverdichter durchgeführt und die erzielten

Ergebnisse bezüglich des Druckkoeffizienten im Mischraum, der Machzahl und der Profile der Geschwindigkeiten sind mit anderen Berechnungen und mit Versuchsdaten aus der Literatur verglichen worden.

Menegay et al. [119] haben auch numerische Berechnungen zweiphasiger Strömung in Strahlverdichtern durchgeführt. Der Vergleich der Ergebnisse mit den Versuchswerten beschränkt sich allerdings auf die Veränderung des Drucks im Mischraum.

Reisinger et al. [120] haben eine numerische Simulation der Strömung in einem zur Kälteerzeugung ausgelegten Dampfstrahlverdichter gemacht. Mit den Euler-Gleichungen und Vernachlässigung der Turbulenzeffekte wurden die Geschwindigkeit und der Druckverlauf längs der Symmetrieachse berechnet. Dabei wurde die Einphasen-Strömung als ideales Gas angenommen. Große Abweichungen zwischen Berechnungen und Experiment zeigen sich vor allem bezüglich des Saugmassenstromes und der Druckes am Diffusoraustritt.

Die Einschränkungen bei all diesen numerischen Methoden wurden bereit erwähnt.

Ausser den oben erwähnten Arbeiten haben einige Autoren kommerzielle CFD-Programme zur Berechnung der Strömungen in Strahlverdichtern benutzt.

Neve [121] benutzte das kommerzielle numerische Programm PHOENICS, um das Verhalten eines Diffusors in gasbetriebenen einphasigen Strahlpumpen mit besonderer Rücksicht auf Rückgewinnung des statischen Drucks zu berechnen. Die Berechnung wurde validiert mit experimentellen Daten aus der Literatur.

Mit dem CFD-Code FLUENT modellierten *Riffat et al.* [122] einen in Kraftfahrzeugen zur Klimatisierung anwendbaren Strahlverdichter. Die Berechnung überschätzte die eigenen experimentellen Resultate um ca. 10%. Für die dargestellten Verläufe von Druck und Machzahl in der Treibdüse und in der Mischkammer wurde kein Vergleich mit experimentellen Daten gegeben. Die Autoren stellten fest, dass die CFD-Berechnung weder die erwartete Stoßwelle noch die ausgeprägten kompressiblen Strömungseffekte im konstanten Mischraum richtig wiedergeben. In einem anderen Artikel [123] stellten die Verfasser eine numerische Berechnung einer Methanol-Strahlkühlanlage dar. Die einzige betrachtete Variable war die relative Treibdüsenstellung innerhalb der Mischkammer. Sie fanden heraus, dass sich mit einer Treibdüsenposition von mindestens 0,21-Länge des engsten Mischkammerdurchmessers stromaufwärts von dem Mischkammereingang höhere Massenstromverhältnisse ergaben als wenn die Treibdüse in die Mischkammer verschoben wäre. Obgleich eine experimentelle Untersuchung auch am gleichen Strahlverdichter durchgeführt wurde, wurden die CFD-Ergebnisse mit den experimentellen Daten nicht verglichen. Stattdessen behaupteten die Autoren, dass ihre CFD-Berechnungen mit den ESDU-Richtlinien [124] übereinstimmen.

Für das Sichtbarmachen der Vermischung zweier koaxialer Strömungen (Überschall- und Unterschall) in einem Luftstrahlverdichter, werden in [125] Laser-Tomographietechniken und eine numerische Simulation mit dem CFD-Programm FLUENT für gegebene Strahlverdichterkonfiguration und Betriebsbedingungen verglichen. Obgleich die Strömung als ein ideales Gas angenommen und der Kondensationsvorgang, der tatsächlich im Strahlverdichter auftritt, in der numerischen Simulation vernachlässigt wird, wird eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und numerischen Resultaten erreicht. Leider ermöglichen die numerischen Strömungssichtbarmachungen keine klare Unterscheidung zwischen den Primär- und Sekundärströmen und geben infolgedessen keinen Einblick in den Vermischungsvorgang. Zum Beispiel die notwendige Länge für die vollständige Vermischung der zwei Strömungen kann nicht mit solchen Visualisierungen festgestellt werden.

Eine numerische Modellierung einer Luftströmung mit dem CFD-Programm FLUENT in einem Überschallstrahlverdichter für gegebene Düsengeometrie ist von *Desevaux et al.* [126] entwickelt und validiert worden für den Fall, dass der Saugmassenstrom Null ist. Zur Validierung wurden Laser-Tomographie-Sichtbarmachungen und Messverfahren des statischen Drucks eingesetzt. Der Einfluss des Turbulenzmodells (Standard k- ϵ und Realizable k- ϵ) und der Verlauf der Stoßwelle mit dem Totaldruck wurden analysiert. Die Berechnungsergebnisse stimmen ziemlich gut mit den experimentellen Befunden überein.

Alle zitierten mehrdimensionale Modelle gehören zu den statistischen Turbulenzmodellklassen und basieren fast alle auf das Standard k- ϵ -Modell. Literaturstellen über Direkte Simulationen oder Grobstruktursimulationen turbulenter Strömungen in Strahlverdichtern sind dem Verfasser nicht bekannt.

2.4. Bewertung des Schrifttums

Die vorliegende Literaturanalyse stellt drei Forschungsziele klar: Suche nach den besten Arbeitsfluiden, Suche nach den optimalen thermodynamischen Parametern des Strahlverdichters und Suche nach den optimalen geometrischen Parametern des Strahlverdichters.

Bei den Untersuchungen über Arbeitsmittel im Strahlverdichter bzw. in Strahlkälteanlagen weichen die Ergebnisse oft stark voneinander ab. Hinsichtlich der Kälteerzeugung wurden meistens die heutzutage verbotenen CFC-Freone eingesetzt. Es wurden bislang kaum Vergleichstudien der umweltverträglichen Kältemittel für Strahlkälteanlagen durchgeführt [127,128]. Außer den einleitenden Arbeiten von *Dorantès* [11,129,130] ist keine Untersuchung über den Einfluss von Kältemittelgemischen auf das Verhalten einer Strahlkälteanlage in der Literatur zu finden.

Was die Untersuchungen über thermodynamische Betriebsbedingungen angeht, sind die Darstellungen der Parameter je nach Quelle (s. Anhang A.1) oft unterschiedlich oder widersprüchlich. So werden beispielsweise dimensionslose und dimensionsbehaftete Parameter vermischt. Zusätzlich wurden in manchen Untersuchungen, z.B. bei *Uebelhach* [131], *Hamner* [132] und *Sun* [133] die thermodynamischen Parameter P_e und T_e nicht mitberücksichtigt. Die physikalische Interpretation der auf solchen Beziehungen basierenden Ergebnisse ist fragwürdig. Aus diesen Untersuchungen wird auf jeden Fall klar, dass die thermodynamischen Parameter eines Strahlverdichters durch das Massenstromverhältnis μ , die Druckverhältnisse P_b/P_c , P_c/P_e vollständig dargestellt werden können.

Bei den Untersuchungen über die geometrischen Parameter sind die Ergebnisse ebenfalls manchmal widersprüchlich. So berichten manche Forscher über einen kleinen Einschnürungswinkel β , unter 15° , als Optimum, während andere ein zwischen bei 45° und 90° liegendes Optimum angeben. Dieser große Unterschied kann nicht allein an den jeweils vorliegenden äußeren Betriebsbedingungen liegen. Während die Verfasser in [27,40,45,51] auf einen kurzen Treibdüsenabstand L_x ($L_x < 10$ mm) für das Erreichen eines maximalen Massenstromverhältnisses schlossen, folgte aus den Messwerten in [13,21,30,46,49] eine große optimale Treibdüsenstellung bis $L_{x,opt} = 80$ mm. Im Gegensatz zu *Lu* und *Champoussin* [13,30] fanden *Mikhail* [56] und *Paliwoda* [134] sogar, dass das Verdichtungsverhältnis mit L_x/D_m zunimmt, statt ein Maximum aufzuweisen. Die Messungen in [53] widersprachen allen anderen Untersuchungen, da es dort kein Optimum gab, sondern einen mit steigendem Treibdüsenabstand stark abnehmenden Wirkungsgrad. Die experimentellen Ergebnisse hinsichtlich des Hauptflächenverhältnisses ϕ sind ebenfalls nicht widerspruchlos. Die

Schlussfolgerung von *Paliwoda*, dass das Antriebsverhältnis P_b/P_c mit zunehmendem ϕ abnimmt, widerspricht den Messwerten von *Matsuo*, *Champoussin* und *Nahdi* (s. Bild 2.3). Eine umfassende Übersicht der vorhandenen Literatur zeigt, dass unterschiedliche Zielsetzungen und Betriebsbedingungen bei den Untersuchungen über den Einfluss der geometrischen Parameter benutzt wurden. Aus den Bildern 2.1 und 2.3 geht hervor, dass der energetische Wirkungsgrad und das Massenstromverhältnis mit steigender Treibtemperatur T_b oder steigendem Antriebsdruckverhältnis ξ im Unterschall- und -Überschallbetrieb zunimmt bzw. abnimmt. Das bedeutet, dass derselbe Parameter ϕ völlig verschiedene Auswirkungen haben kann, je nachdem, ob man seinen Einfluss in Unter- oder Überschallbetrieb untersucht. Daraus ergeben sich die meisten festgestellten Widersprüche. Dies gilt auch für die anderen geometrischen Parameter L_x und L_m/D_m sowie den thermodynamischen Parameter ξ , die in der Regel ein Optimum aufweisen. Aus einer auf die Hauptflächenverhältnisse $4 \leq \phi \leq 8$ beschränkten Untersuchung wie in [13] (s. auch Bild 3.11) könnte man z.B. schließen, dass das Massenstromverhältnis μ oder der energetische Wirkungsgrad immer mit wachsendem ϕ zunimmt, was laut Bild 2.3 aber nicht stimmt. Von der Vielzahl geometrischer Parameter können ϕ , L_x/D_m (oder L_x/D_t) und L_m/D_m als am einflussreichsten angesehen werden. Es wird kaum über mit kompressiblen Arbeitsmedien durchströmte Strahlverdichter berichtet, und wenn, dann wird fast ausschließlich mit idealem Gas gerechnet. Dies ist fragwürdig, wenn das eingesetzte Arbeitsmedium stark von der Dynamik realer Gase geprägt ist bzw. wenn bei hohen Drücken gearbeitet wird [34].

Zusammenfassend läßt sich folgendes festhalten:

- Die bisherigen Experimente erforschen meistens einzelnen Zielsetzungen und beziehen sich oft auf sehr eingeschränkte Messbereiche und haben sehr selten die Zielsetzung, ein maximales Massenstromverhältnis bzw. einen maximalen Wirkungsgrad zu erreichen. Es empfiehlt sich, insbesondere bei Untersuchungen geometrischer Parameter, systematische und ausführliche Experimente durchzuführen, um die verschiedenen erwähnten Strömungsbetriebe abzudecken und damit konsistente Ergebnisse zu erhalten und eine zuverlässige Vergleichsbasis für theoretische Arbeiten zu bilden. Es gibt bis heute noch keine experimentellen Untersuchungen an turbulenten Strömungen in Strahlverdichtern, auf Basis derer zuverlässige Turbulenzmodellierungen gewonnen werden können. Moderne Messtechniken [125,135] sollen bei solchen experimentellen Untersuchungen weiter und intensiver eingesetzt werden.
- Die theoretischen Untersuchungen basieren entweder auf eindimensionalen oder mehrdimensionalen Modelle. Die Strömung in Überschall-Strahlverdichtern ist instationär, dreidimensional und turbulent. Mit den Navier-Stokes-Gleichungen ist eine der Realität nahekommende physikalische Beschreibung solcher Strömungs- und Mischvorgänge im Prinzip möglich. Wie bereits festgestellt ist allerdings eine CFD-Berechnung der Strömungs- und Mischungsfelder nach gegenwärtigem Forschungsstand noch nicht zufriedenstellend: selbst die bisher erfolgreichsten Reynoldsspannungsmodelle gelangen an ihre Grenzen und liefern unzufriedenstellende Ergebnisse bei der Beschreibung solcher technischer eingeschlossenen Strömungen. Dies ist noch deutlicher im wandnahen Bereich. Bei der Berechnung eingeschlossener turbulenter Strömungen (Innen-Strömungen), gerade wie in Strahlverdichtern, ist die korrekte Erfassung des wandnahen Bereiches aber zwingend wichtig für eine zufriedenstellende Abbildung der Physik. Tensoriell korrekte Ansätze zur Beschreibung

der Viskosität im wandnahen Bereich müssen noch weiterentwickelt und ausgetestet werden. Dass aber eine genaue experimentelle Bestimmung der Werte der skalaren Dissipationsrate besonders schwierig ist, spricht für noch durchzuführende Arbeiten, um deutliche Verbesserungen zu erreichen [112,113]. Hochwertige Vergleichsmessungen sind kaum verfügbar in der Literatur. Die Vergleiche der bisherigen Berechnungsverfahren mit einem Experiment dienen nur für einfache Referenzfälle. Die auftretende dominierende anisotrope Turbulenz wird derzeit nur durch halbempirische Ansätze modelliert [82,125,136]. Berichte über turbulente Zweiphasenströmung im allgemeinen [137,138] und besonders in Strahlverdichtern [119] sind selten zu finden in der Literatur. Eindimensionale Modelle dienen nur der Berechnung globaler Charakteristiken des Strahlverdichters und können weder Information über die zu erwartenden Verluste im Strahlverdichter noch über die Profile der Strömungsvariablen wiedergeben. Ein Vergleich dieser Methode mit bisherigen experimentellen und theoretischen Ergebnissen, die auf diesem Ansatz beruhen, ist jedoch möglich. In der Tat, mit ihren auf Experimente gestützten Verlustzahlen und ihrer einfacheren Handhabung sind sie nicht weniger zuverlässig, zumindest wenn es um die Bestimmung der globalen Charakteristiken geht. Zusätzlich ist der Zeitaufwand bei der Durchführung der Rechnungen erheblich kleiner als bei mehrdimensionalen Verfahren. Mit Hilfe von Ähnlichkeitsregeln wird schon eine begrenzte Übertragbarkeit von Erfahrungen auf ähnliche Fälle erreicht. So lässt sich beispielsweise die Mischrohrlänge mit Hilfe eindimensionaler gasdynamischer Berechnungen näherungsweise ableiten [55, 139]. Aus diesen Gründen wird diese Methode auch in dieser Arbeit angewendet. Hauptziel dabei ist eine Modellbildung, die in der Literatur fehlenden Zusammenhänge zwischen den geometrischen Parametern sowie deren Einfluss auf die Strahlverdichterleistung bzw. hinsichtlich der Strahlverdichterregelung zu untersuchen. Das Lösungsverfahren soll außerdem auf die in der Literatur kaum behandelte Zweiphasenströmung in Strahlverdichtern erweitert werden.

3 Einphasen-Einkomponenten-Strahlverdichter

In diesem Kapitel wird die Modellierung und Auslegung eines Einphasen-Strahlverdichters vorgestellt. Bei den hier betrachteten Untersuchungen sind sowohl Treibströmung als auch Saugströmung im Sättigungszustand beim Eintritt in den Strahlverdichter. Nach einer kurzen Beschreibung des Strahlverdichters und der zugehörigen Strahlkälteanlage wird das Auslegungsmodell entwickelt. Anschließend werden die numerischen Ergebnisse hinsichtlich der Dimensionierung und des Betriebsverhaltens vorgestellt.

3.1 Beschreibung des Dampfstrahlverdichters

3.1.1 Aufbau und Funktionsprinzip eines Strahlverdichters

Bild 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines klassischen Strahlverdichters. Er besteht aus einer Treibdüse (Länge 1-3), einer Saugdüse (Länge 2-3), einem zylindrischen Mischrohr mit Einlaufkonus (Länge 3-4) und einem Diffusor (Länge 4-5).

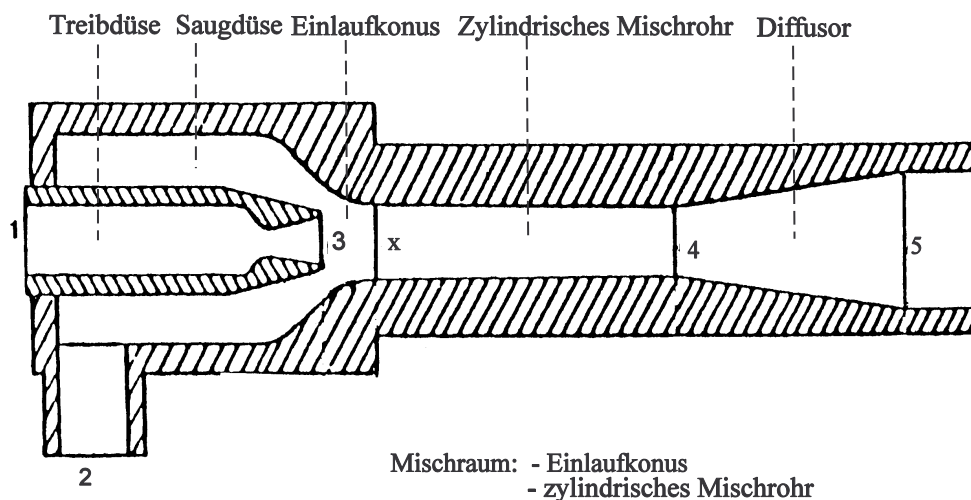


Bild 3.1: Skizze eines Strahlverdichters mit Querschnitten 1,2,3,x,4,5

Wie im vorigen Kapitel bereits erwähnt, sind Strahlverdichter für unterschiedliche Aufgaben bzw. Anwendungen gebaut und haben dementsprechend ganz verschiedene Formen. Diese vielfältigen Einsatzmöglichkeiten werden durch die Vielzahl der Treib- und Saugmedien ermöglicht. Strahlverdichter dienen zum Fördern, Verdichten oder Vermischen von Gasen, Dämpfen, Flüssigkeiten oder Feststoffen, wobei zum Antrieb ein gasförmiges oder flüssiges Arbeitsmittel verwendet wird. Das Grundprinzip des Strahlverdichters besteht darin, dass zwei Ströme verschiedener Eigenschaften einer Mischkammer zugeführt werden. Dabei wird ein expandierendes und auf niedrigerem Druck P_e liegendes Medium (sog. Saugfluid oder Sekundärfluid) mit Hilfe eines unter hohem Druck P_b expandierenden Mediums (sog. Treibfluid

oder Primärfluid) gefördert und verdichtet. Eigenschaften der Ströme sind Strömungsimpuls, Energie, Stoffeigenschaften und somit auch der Aggregatzustand. Im Mischrohr werden die Eigenschaften beider Strahlen wechselseitig aufeinander übertragen, die beiden Strahlen verlassen den Mischraum als Gemisch. Bei der Expansion wird das Treibfluid zu einem Strahl kleinen Durchmessers aber sehr hoher Geschwindigkeit beschleunigt. Am Mischrohreintritt wird daher ein Unterdruck erzeugt, infolgedessen der Sekundärstrahl ständig angesaugt wird. Aufgrund der Impulsübertragung zwischen Treib- und Saugfluid wird der Primärstrahl stark abgebremst und der Sekundärstrahl dementsprechend beschleunigt. Im anschließenden Diffusor wird schließlich die noch relativ hohe Geschwindigkeitsenergie des Gemisches zum großen Teil in Druckenergie umgewandelt und daher ein zwischen den beiden Anfangsdrücken liegender Druck P_c erreicht. Damit erfüllt das Gerät die Aufgabe eines Kompressors. In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Dampfstrahlverdichter behandelt. Die einzelnen thermodynamischen Vorgänge im Strahlverdichter sind im (h,s) -Diagramm in Bild 3.2.a gezeigt. Die Drücke bzw. die Indizes beziehen sich auf die im Bild 3.1 angegebenen Querschnitte.

- 1--3'P: isentrope Expansion des Treibdampfes in der Treibdüse
- 1--3P: wirkliche Expansion des Treibdampfes in der Treibdüse
- 2--3S': isentrope Expansion des Saugdampfes in der Saugkammer
- 2--3S: wirkliche Expansion des Saugdampfes in der Saugkammer
- 3P--xP--4 und 3S--xS--4: Mischungsvorgang in Einlaufkonus und Mischkammer
- 4--5': isentrope Verdichtung des Gemisches im Diffusor.
- 4--5: wirkliche Verdichtung des Gemisches im Diffusor

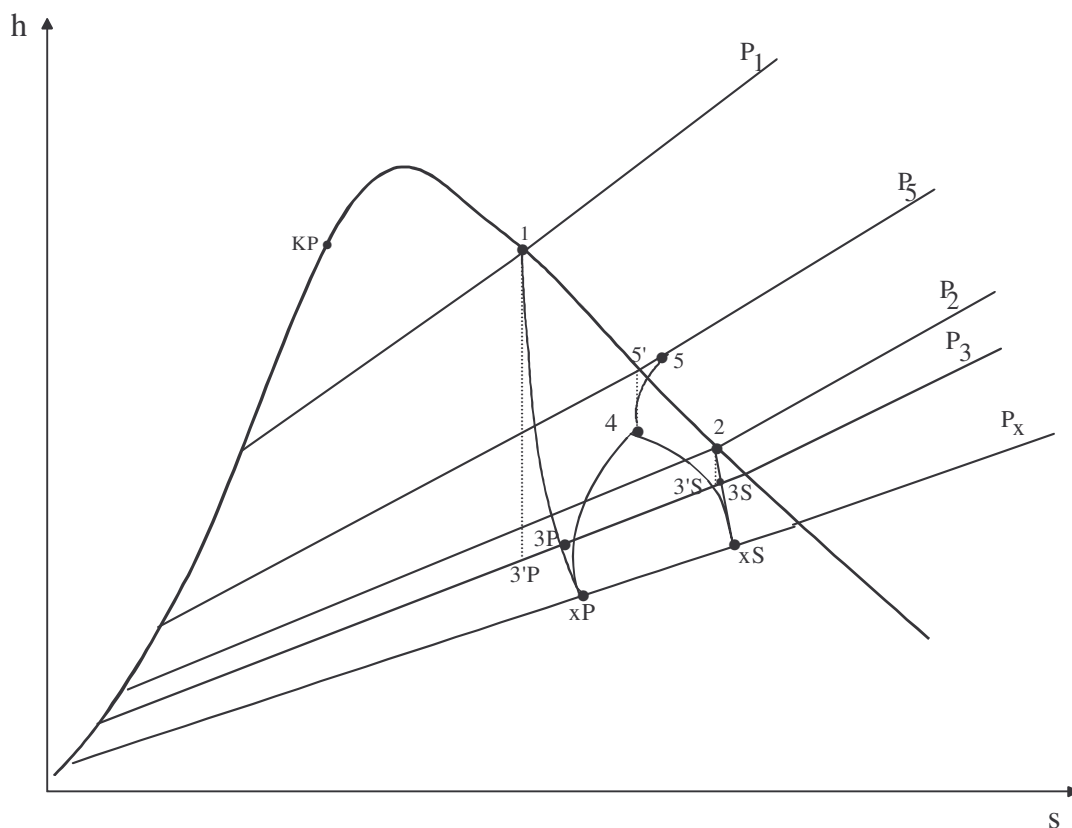


Bild 3.2.a: Thermodynamische Zustandsänderung im (h,s) -Diagramm.

Die Grafik in Bild 3.2.b zeigt die qualitativen Verläufe von Druck und Geschwindigkeit von Treib- und Saugströmung in den einzelnen Teilen des Strahlverdichters mit $L_x = 0$.

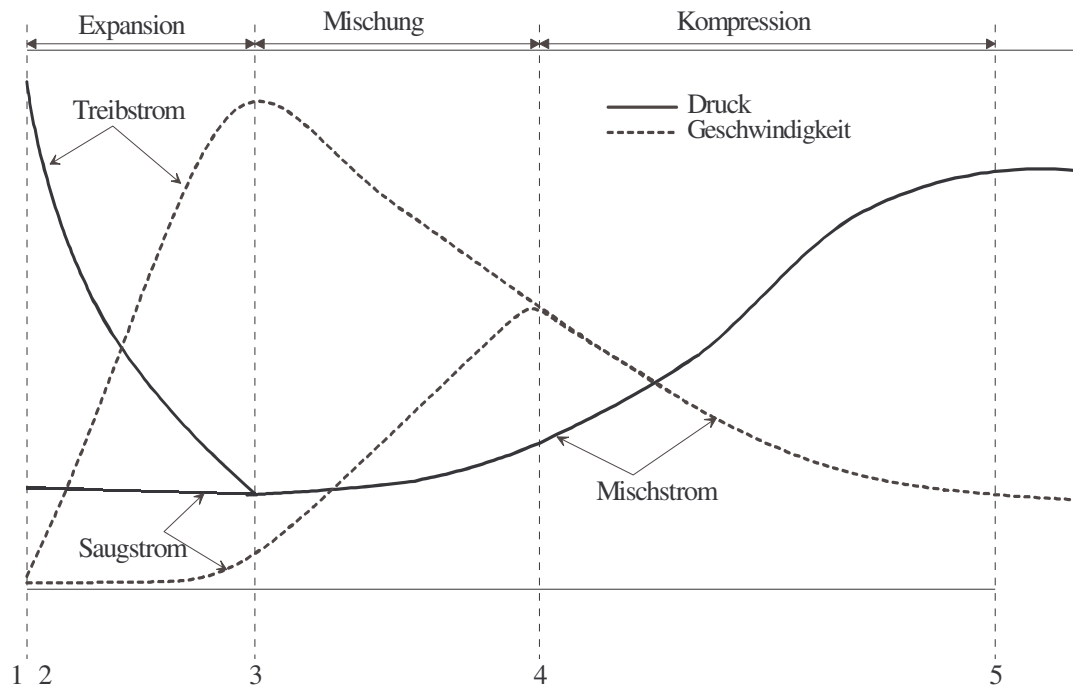


Bild 3.2.b: Qualitative Verläufe von Druck und Geschwindigkeit im Strahlverdichter [140]

Im Vergleich zu den üblichen mechanischen Verdichtern zeichnen sich Strahlverdichter v.a. durch ihre Robustheit, ihren einfachen Aufbau, fehlende bewegliche Teile, hohe Betriebssicherheit, lange Lebensdauer, geringe Anschaffungs- und Wartungskosten und große Anpassungsfähigkeit an unterschiedliche betriebliche Randbedingungen aus. Sie bewältigen sehr große Fördermengen und arbeiten leakagefrei. In Anlagen, die hohe Anforderungen an die Betriebssicherheit stellen oder die aggressive Medien verarbeiten, werden Strahlverdichter durch keine mechanische Pumpen zu ersetzen sein. Die Nachteile des Strahlverdichters sind ein niedriger Wirkungsgrad (normalerweise $0,05 \leq \eta_{sv} \leq 0,40$) und ein relativ hoher Energieverbrauch [2,141].

Bild 3.2.c zeigt eine Skizze des Mischungsvorganges im Strahlverdichter anhand des Geschwindigkeitsprofils.

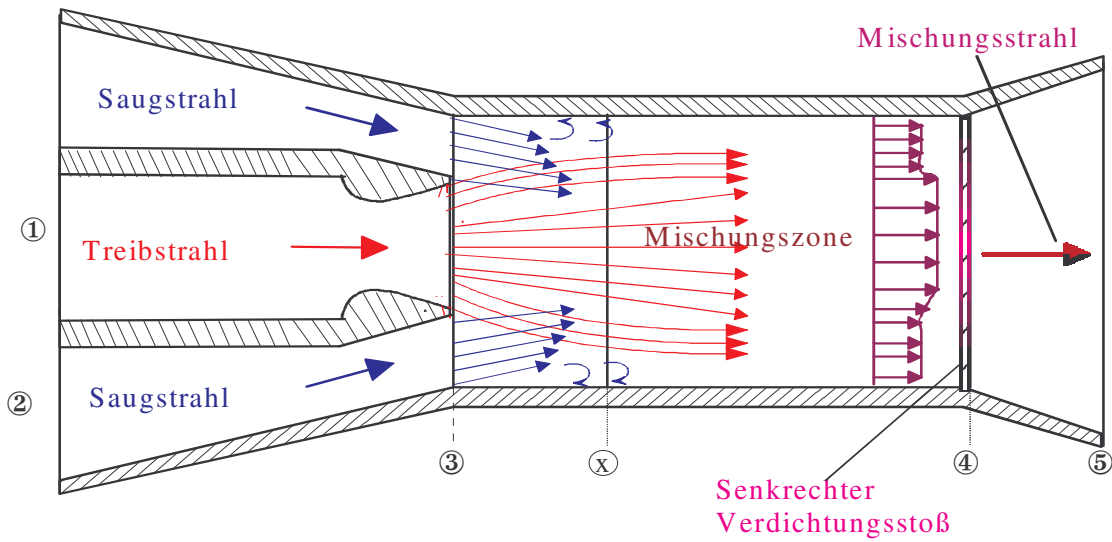


Bild 3.2.c: Mischungsvorgang im Strahlverdichter

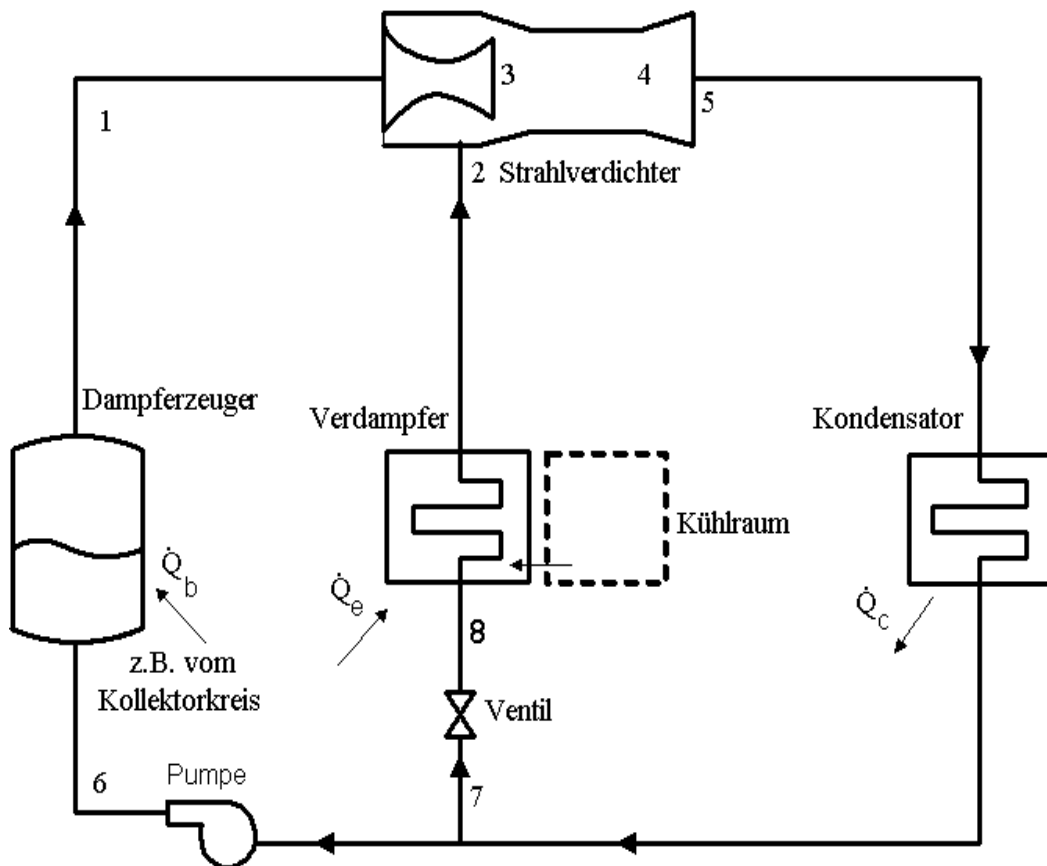


Bild 3.3: Schematischer Aufbau einer Dampfstrahlkälteanlage.

3.1.2 Thermodynamische Analyse einer Strahlkälteanlage

Der hier beschriebene Strahlverdichter soll in einer Dampfstrahlkälteanlage eingesetzt werden, deren Schaltschema in Bild 3.3 skizziert ist.

Aus der thermodynamischen Analyse einer Dampfstrahlkälteanlage [142, 143] folgt für den Wirkungsgrad eines Strahlverdichters η_{sv} , definiert als das Verhältnis der wirklichen (oder adiabatischen) Verdichtungsleistung des angesaugten Massenstromes \dot{m}_s zur wirklichen (oder adiabatischen) Expansionsleistung des treibenden Massenstromes \dot{m}_p ,

$$\eta_{sv} = \frac{\dot{m}_s(h_5 - h_2)}{\dot{m}_p(h_1 - h_5)} = \mu \frac{h_5 - h_2}{h_1 - h_5} = (1 + \mu) \frac{h_5 - h_4}{h_1 - h_{3p}}. \quad (1)$$

Aus einer Energie- bzw. Leistungsbilanz läßt sich der energetische Wirkungsgrad der Anlage durch

$$\eta = \frac{\text{Nutzen}}{\text{Aufwand}} = \frac{\dot{Q}_e}{\dot{Q}_b + N_{PP}} = \mu \frac{h_2 - h_8}{h_1 - h_8 + \left(\frac{2(P_b - P_c)}{\eta_{PP}(\rho_6 + \rho_7)} \right)} \quad (2)$$

berechnen. Die thermodynamische Analyse zeigt, dass der energetische Wirkungsgrad einer Dampfstrahlkälteanlage mit der Antriebstemperatur und mit der Verdampfertemperatur steigt. Er nimmt mit der Kondensatortemperatur ab.

Für den exergetischen Anlagenwirkungsgrad, der als Verhältnis von abgegebenem Exergiestrom und zugeführtem Exergiestrom definiert und maßgebend zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit einer Kälteanlage ist, gilt [144].

$$\eta_{ex} = \frac{\dot{Q}_e \left(\frac{T_c - T_e}{T_e} \right)}{\dot{Q}_b \left(\frac{T_b - T_c}{T_b} \right) + N_{PP}} \approx \frac{\eta}{\eta_{Ca}} \quad \text{für } N_{PP} \ll \dot{Q}_b. \quad (3)$$

3.2 Modellierung eines Einphasen-Einkomponenten-Strahlverdichters

Es wird hier ein Modell zur Auslegung eines Einphasen-Strahlverdichters im stationären Betrieb entwickelt. Das Auslegungsmodell baut auf den Erhaltungssätzen der Mechanik für eindimensionale stationäre Strömungen auf und berücksichtigt Stoßwellen. Die Berechnungsmethode wurde zunächst durch Anwendung gasdynamischer Funktionen entwickelt. Ein Vergleich mit ähnlichen Arbeiten ist somit möglich. Danach wurde das Modell überarbeitet und auf reale Gase erweitert. Im folgenden wird diese erweiterte Modellierung vorgestellt. Im Gegensatz zu den üblichen Berechnungsverfahren für Strahlverdichter wird die Geometrie des Einlaufkonuses mit einbezogen.

3.2.1 Auslegungsmodell

Aus der Beurteilung der für Strahlverdichter durchgeführten Arbeiten (s. Kapitel 2.3) kann zusammenfassend festgestellt werden:

- Trotz des einfachen Aufbaus eines Strahlverdichters gibt es bislang aufgrund der hohen Komplexität der Thermofluidodynamik der Mischvorgänge einerseits und einer Vielzahl geometrischer und thermodynamischer Parameter andererseits keine allgemeine Auslegungstheorie. Man ist auf Berechnungsmodelle angewiesen, seien es lokale Modelle oder globale Modelle.
- Lokale Modelle stellen gegenwärtig die einzige Möglichkeit dar, die turbulente mehrdimensionale Strömung im Strahlverdichter im einzelnen zu erfassen. Doch wegen der ungeeigneten Turbulenzmodelle und der komplizierten Mischrohrströmung haben sie bisher noch keine Allgemeingültigkeit gewonnen.
- Globale Modelle dienen nur der Berechnung globaler Charakteristiken des Strahlverdichters und können deswegen weder Information über die zu erwartenden Verluste im Strahlverdichter noch über die Profile der Strömungsvariablen wiedergeben. Mit Hilfe von Ähnlichkeitsregeln wird jedoch eine begrenzte Übertragbarkeit von Erfahrungen auf ähnliche Fälle erreicht.

Mit den heutzutage verfügbaren lokalen Modellen ist es im Prinzip möglich, den Strahlverdichter so genau auszulegen, dass er wirtschaftlich betrieben werden kann. Aus der Beurteilung der bisherigen Auslegungsverfahren von Strahlverdichtern geht hervor, dass lokale Modelle bis heute nicht zweckmäßig sind, solange es keine gesicherten Modelle zur Beschreibung der Turbulenz und ihrer Wechselwirkung mit der Grundströmung im Strahlverdichter gibt. Abgesehen davon, dass der Zeitaufwand bei der Durchführung der Rechnungen mit lokalen Methoden bzw. CFD-Rechnungen erheblich größer ist als bei globalen Verfahren, stellt sich die Frage der Zweckmäßigkeit dieser Methoden. Es gibt bis heute noch keine experimentellen Untersuchungen an turbulenten Strömungen in Strahlverdichtern bzw. in Rohren, auf Basis derer zuverlässige Turbulenzmodelle gewonnen werden können. Globale Modelle sind zwar nicht in der Lage, lokale Information und Verluste im Strahlverdichter darzulegen, doch mit ihren auf Experimenten gestützten Verlustzahlen und ihrer einfacheren Handhabung sind sie nicht weniger zuverlässig, zumindest wenn es um die Bestimmung der globalen Charakteristiken geht. Zusätzlich ist der Zeitaufwand bei der Durchführung der Rechnungen mit globalen Modellen erheblich kleiner als bei lokalen Verfahren.

Aus diesen Gründen ist es sinnvoller, ein verbessertes globales Auslegungsmodell für Strahlverdichter zu entwickeln. Im Gegensatz zu den in der Literatur zu findenden Arbeiten an Strahlverdichtern wird bei der vorliegenden Untersuchung weder die Annahme einer Mischung bei konstantem Druck noch bei konstantem Querschnitt gemacht. Die Geometrie des Einlaufkonuses ($L_x \neq 0$) sowie andere wichtige geometrische Parameter werden bei der Entwicklung des Modells direkt berücksichtigt.

Zur Durchführung der Berechnungen wurden folgende **Annahmen** gemacht:

- Die Strömung im Dampfstrahlverdichter ist stationär, einkomponentig, einphasig (zweiphasig in Kapitel 4), homogen, eindimensional, kompressibel und reibungsbehaftet.
- Eine mögliche Dissipation oder ein Energieaustausch mit der Umgebung durch die Rohrwand wird vernachlässigt, der Strömungsvorgang erfolgt also adiabatisch. Es findet

keine chemische Reaktion im Strahlverdichter statt.
Es soll ein Gleichungssystem aus den Erhaltungssätzen (Massenerhaltung, Energieerhaltung und Impulserhaltung) für den gesamten Strahlverdichter entwickelt und iterativ gelöst werden.

3.2.1.1 Strömungsvorgänge in der Saugkammer

Die veränderliche Geometrie und vor allem die Richtungsänderung des Saugmassenstromes beim Eintritt in den Saugraum erschwert die Bestimmung des Druckabfalls, da die Strömungsverhältnisse je nach Düsenaußenform und Einlaufrundung verschieden sind. Durch eine konische und glatte Glocke werden die Reibungsverluste vermindert. Je nach relativer Lage der Treib- und Saugdüse gibt es drei mögliche Düsenkonfigurationen: die Treibdüsen spitze kann entweder im Mischraum, im Einlaufkonus oder im Saugraum liegen. Liegt die Treibdüsen spitze im zylindrischen Mischrohr (Bild 3.5.a), so stehen die Saugströmungslinien parallel zum Treibstrahl [145]. Dann kann der Druck am Treibdüsenaustritt p_3 als mittlerer Druck auf der Mündungsebene "Treibmassenstrom-Saugmassenstrom" angenommen werden, also $P_{p3} = P_{s3}$. In diesem Fall lässt sich die Saugströmung gut mit einem eindimensionalen Modell beschreiben. Diese Ausführung lässt aber nur kleine Mengenströme des anzusaugenden Mediums zu und ist deswegen nachteilig für die Leistung des Strahlverdichters. Bei den anderen Treibdüsenstellungen (Bilder 3.5.b und 3.5.c) bildet sich ein negativer Druckgradient zur Wand auf der Treibdüsenaustrittsebene, so dass P_{p3} kein mittlerer Druck ist, d.h. $P_{s3} \neq P_{p3}$. Es liegt ein mehrdimensionales Strömungsfeld vor. Dies ist von *Matsuo* [43] experimentell bestätigt worden. Die Düsenkonfiguration soll auf jeden Fall so ausgeführt werden, dass der Saugstrahl möglichst axial der Mischkammer zuströmt.

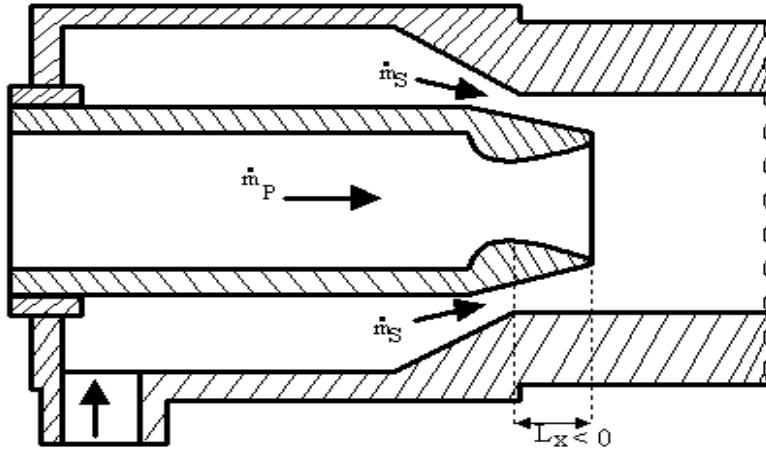


Bild 3.5.a: Treibdüssenspitze im Mischraum

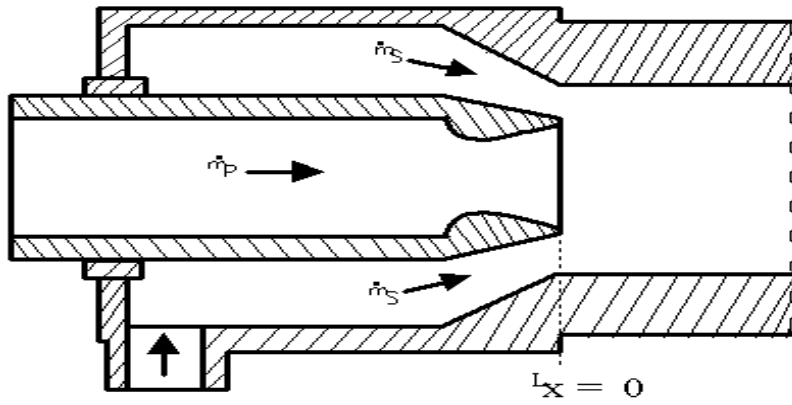


Bild 3.5.b: Treibdüssenspitze im Einlaufkonus

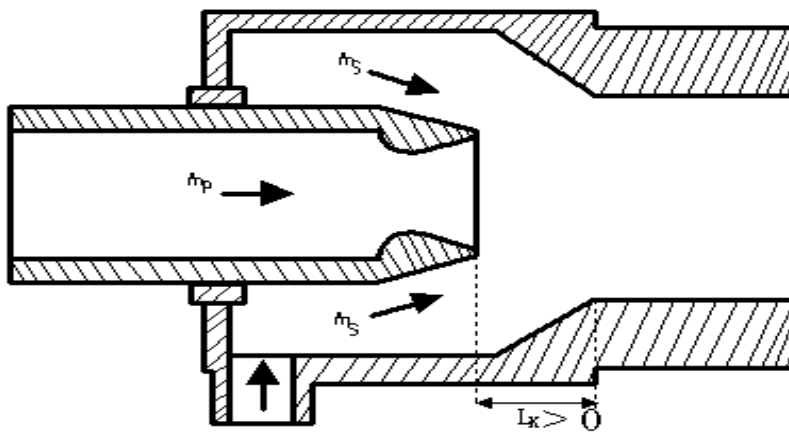


Bild 3.5.c: Treibdüssenspitze im Saugraum

Eintrittsquerschnitt

Es wird zunächst der Saugmassenstrom bestimmt. Er wird durch die vorgegebene Kälteleistung und das Enthalpiegefälle am Verdampfer festgelegt

$$\dot{m}_s = \frac{\dot{Q}_e}{h_2 - h_e}. \quad (4)$$

Durch die Kontinuitätsgleichung kann der Eintrittsquerschnitt für die Saugdüse berechnet werden

$$A_2 = \frac{\dot{m}_s}{\rho_e w_2} = \frac{\dot{m}_s v_e}{w_2}. \quad (5)$$

Die Eintrittsgeschwindigkeit w_2 soll sehr klein sein.

Austrittsquerschnitt

Wie bereits angedeutet soll die Saugströmung den kritischen Zustand bzw. die örtliche Schallgeschwindigkeit am zylindrischen Mischraumeintritt im optimalen Betrieb erreichen [13-17,43]. Daraus läßt sich der Austrittsdruck P_{s3} iterativ bestimmen. Austrittsgeschwindigkeit und Austrittsquerschnitt sind

$$w_{s3} = \sqrt{2(h_2 - h_{s3}) + w_2^2}, \quad (6)$$

$$A_{s3} = \frac{\dot{m}_s}{w_{s3} \rho_{s3}}. \quad (7)$$

Mit der Enthalpie für isentrope Zustandsänderung $h_{s3,is} = h(P_{s3}, s_e)$ ist hierin die Enthalpie des realen Prozesses durch

$$h_{s3} = h_1 - \eta_s (h_e - h_{e3,is}). \quad (8)$$

gegeben. Der Wirkungsgrad des Saugraumes η_s erfasst nicht nur die Wandreibungsverluste, sondern auch Verluste infolge der Ablösungen und Wirbelbildungen nach den Umlenkungen in der Saugkammer. Aus diesem Grunde ist er bei den üblichen Strahlverdichtern kleiner als der der Treibdüse [15,62]. Für die Berechnung der Mach-Zahl gilt

$$Ma_{s3} = \frac{w_{s3}}{c_{s3}}. \quad (9)$$

Dabei wird die Schallgeschwindigkeit $c_{s3} = c(T_{s3}, \rho_{s3})$ mit Hilfe eines Stoffdatenprogramms oder einer eigenen Subroutine (VSOUND) berechnet [146]. Die Iteration über P_{s3} wird fortgesetzt, bis die Mach-Zahl $Ma_{s3} = 1$ erreicht ist. Bei realen Gasen ist $Ma_{s3} = 1$ näherungsweise erfüllt.

3.2.1.2 Strömungsvorgänge in der Treibdüse

In der Treibdüse soll Druckenergie des Primärstrahles durch Entspannung vom Anfangsdruck P_1 auf den Druck P_3 am Treibdüsenaustritt in Geschwindigkeitsenergie umgesetzt werden. Die Form der Treibdüse wird vor allem durch das zu erreichende Treibdruckverhältnis P_3/P_1 bestimmt. Die damit verbundenen Strömungsformen sind beispielsweise in [1,147,148] gezeigt. Bei mäßigen Treibdruckverhältnissen, d.h. im Falle wo Unterschall- bis Schallgeschwindigkeiten w_{p3} erreicht werden sollen, werden konvergente Treibdüsen verwendet. Bei großen Treibdruckverhältnissen dagegen, wie in der vorliegenden Untersuchung, wo die Geschwindigkeiten an der Treibdüsen spitze immer im Überschallbereich liegen sollen, muß die Treibdüse als konvergent-divergente Düse (Lavaldüse) ausgeführt werden. Dadurch entsteht eine starke Saugwirkung im Strahlverdichter.

Nach den Messungen von *Dopkin* [149] an mit Wasser durchströmten Einfach- und Viellochtreibdüsen beeinflusst die Düsengeometrie nicht nur den zugehörigen Reibungsverlustbeiwert bemerkbar, sondern auch die Strömungsvorgänge in den folgenden Strahlverdichterteilen. Die Auswirkung der Treibdüsenform bei Gasstrahlverdichtern wurde von *Barth* [150] und *Fallen* [151] experimentell untersucht. Es zeigte sich, dass der Impulsaustausch zwischen Treib- und Saugmassenstrom schneller und mit geringen Verlusten abläuft, wenn die Stirnfläche der Treibdüse verkleinert wird. Dies hat jedoch fertigungstechnische Grenzen (siehe Bild 3.7). Ist die Treibdüsenform bekannt, so muß noch die eigentliche Treibdüsengeometrie in Zusammenhang mit den Betriebsbedingungen bestimmt werden. Berechnet werden sollen der Eintrittsquerschnitt, der engste Düsenquerschnitt, der Austrittsquerschnitt, die Länge des divergenten Treibdüsentails und der thermodynamische Zustand am Düsenaustrittsquerschnitt. Der Treibmassenstrom und sein thermodynamischer Zustand am Düseneingang sowie der Zustand des Saugmassenstroms sind vorzugeben. Die Änderung der potentiellen Energie bei geneigtem oder senkrechtem Einbau des Strahlverdichters wird vernachlässigt.

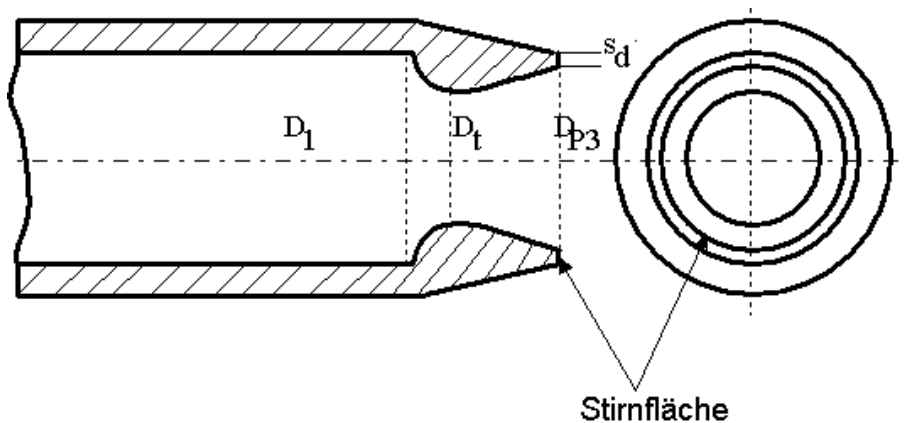


Bild 3.7: Endliche Stirnwand einer Treibdüse

Eintrittsquerschnitt

Mit der Treibtemperatur $T_b \equiv T_1$ und dem Dampfgehalt ϕ_b oder dem Treibdruck P_b wird der thermodynamische Zustand am Treibdüsen eintritt festgelegt. Bei vorgegebenem Treibmassenstrom folgt der Eintrittsquerschnitt aus der Kontinuitätsgleichung

$$A_1 = \frac{\dot{m}_p}{\rho_1 w_1} = \frac{\dot{m}_p v_1}{w_1}, \quad (10)$$

wobei die Eintrittsgeschwindigkeit w_1 ziemlich klein sein soll, z.B. Mach-Zahl $Ma_1 = 0,105$ bzw. Geschwindigkeit $w_1 = 50$ m/s nach *Johannessen* [27], damit die Reibungsverluste klein bleiben. In der vorliegenden Arbeit liegt die Eintrittsgeschwindigkeit bei 20 m/s. Der konvergente Treibdüsenteil wird zur Verringerung der Reibungsverluste sehr kurz ausgeführt, also mit einem laut Literatur (s. Tabelle 3.1, S. 43) großen Öffnungswinkel $30^\circ \leq \alpha_0 \leq 70^\circ$ versehen. Der konvergente Treibdüsenteil kann sogar nur aus einer großen Ausrundung bestehen. Der Treibmassenstrom ist gegeben durch

$$\dot{m}_p = \frac{\dot{m}_s}{\mu}. \quad (11)$$

Engster Querschnitt

Bei ausreichenden Druckbedingungen am Ein- und Austritt einer Düse erreicht die Strömung einen kritischen Zustand, der durch einen maximalen Massendurchsatz gekennzeichnet ist. Der Ort der maximalen Durchsatzdichte ist der engste Strömungsquerschnitt. Dieser Querschnitt ist ein wichtiger geometrischer Parameter, denn er bestimmt den maximalen Treibmassenstrom eines Strahlverdichters. Der thermodynamische Zustand und der zugehörige Querschnitt am Hals der Treibdüse werden iterativ folgendermaßen bestimmt: Es wird ein Druck P_t angenommen, beispielsweise aus der folgenden Formel für eine verlustbehaftete Düsenströmung von idealem Gas, die eine sehr gute Näherung für den realen Druck P_t darstellt [152],

$$P_t = P_b \left(\frac{(3\kappa + 1)\eta_{n,konv} - 3\kappa + 1 + Y}{2(\kappa + 1)\eta_{n,konv}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}, \quad (12)$$

mit

$$Y = \sqrt{((3\kappa + 1)\eta_{n,konv} - 3\kappa + 1)^2 + \sqrt{8\kappa(\kappa + 1)\eta_{n,konv}(1 - \eta_{n,konv})}}. \quad (13)$$

Angesichts der geringen Verluste im konvergenten Treibdüsenteil wird für den entsprechenden Wirkungsgrad der Wert $\eta_{n,konv} = 0,99$ benutzt. Genau wie bei der Saugdüse wird die Iteration über P_t fortgesetzt, bis die örtliche Schallgeschwindigkeit $c_t = c(T_t, \rho_t)$ bzw. die Mach-Zahl

$$Ma_t = \frac{w_t}{c_t} \quad (14)$$

Eins erreicht ist (d.h. bis der Querschnitt A_t ein Minimum erreicht). Hierfür wird die Strömungsgeschwindigkeit durch die Energiebilanz

$$w_t = \sqrt{2(h_b - h_t) + w_1^2} \quad (15)$$

und die tatsächliche Enthalpie durch

$$h_t = h_b - \eta_{n,konv} (h_b - h_{t,is}) \quad (16)$$

bestimmt. Die Enthalpie für isentrope Zustandsänderung ist hierbei $h_{t,is} = h(P_t, s_b)$. Schließlich ergibt sich der engste Querschnitt der Treibdüse aus der Massenerhaltung zu

$$A_t = \frac{\dot{m}_p v_t}{w_t} = \frac{\dot{m}_p}{\rho_t w_t} \quad (17)$$

Um Druckverluste zwischen konvergentem und divergentem Teil der Treibdüse zu vermindern, müssen die Querschnittsübergänge gut abgerundet sein. Für eine günstige Abrundung wird eine kurze zylindrische Stabilisierungsstrecke mit der Länge

$$L_t = 0,6 D_t \quad (18)$$

empfohlen [153].

Austrittsquerschnitt

Zur Auslegung der Treibdüse muß der Austrittsdruck P_{p3} bestimmt werden. Es ist experimentell nachgewiesen [132,154], dass ein Strahlverdichter am günstigsten arbeitet, wenn ein gleicher Druck in der Düsenmündung $P_{s3} = P_{p3} = P_3$ herrscht. Diese Annahme steht im Vordergrund der vorliegenden Auslegung. Für den divergenten Treibdüsenteil wird zunächst von einer isentropen Düsenströmung ausgegangen, die Verluste werden über den Wirkungsgrad η_n berücksichtigt. Mit Hilfe der Enthalpie für isentrope Zustandsänderung $h_{p3,is} = h(P_{p3}, s_b)$ und des Düsenwirkungsgrades η_n kann die Enthalpie

$$h_{p3} = h_b - \eta_n (h_b - h_{p3,is}) \quad (19)$$

berechnet werden. Aus P_{p3} und h_{p3} lassen sich die anderen thermodynamischen Größen, einschließlich der Schallgeschwindigkeit $c_{p3} = c(T_{p3}, \rho_{p3})$ und somit die Austrittsgeschwindigkeit

$$w_{p3} = \sqrt{2(h_b - h_{p3}) + w_1^2} \quad (20)$$

sowie der Austrittsquerschnitt

$$A_{p3} = \frac{\dot{m}_p}{\rho_{p3} w_{p3}} = \frac{\dot{m}_p v_{p3}}{w_{p3}} \quad (21)$$

bestimmen. Endlich können auch die weiteren axialen Größen der Treibdüse

$$L_{dive} = \frac{D_n - D_t}{2 \tan(\alpha/2)}, \quad (22)$$

und

$$L_n = L_{konv} + L_t + L_{dive} \quad (23)$$

sowie der gesamte Querschnitt an der Düsenmündung

$$A_3 = (1 + \sigma)A_{p3} + A_{s3} \quad (24)$$

berechnet werden. Dabei berücksichtigt σ die endliche Wandstärke des Treibdüsenendes. Dieser Wandstärkenparameter wird so gewählt, dass die Spaltweite aus baulichen Gründen mindestens 2,5 mm beträgt. *Ehrhardt* [155] gibt den Wert $\sigma = 0,02$ an.

3.2.1.3 Strömungsvorgänge in der Mischkammer

Zunächst wird auf die geeignetste Form des Mischrohrs eingegangen. Um die schwierige Vorausberechnung eines Strahlverdichters mit einer Mischkammer veränderlichen Querschnitts zu vermeiden, werden üblicherweise in den theoretischen Untersuchungen an Strahlverdichtern Mischkammer mit konstantem Querschnitt behandelt bzw. man vernachlässigt die Vorgänge im Einlaufkonus. Es liegen aber keine experimentellen Beweise vor, dass diese Mischkammerform in bezug auf das Leistungsverhalten am günstigsten ist. In der Praxis ist es üblich, dass das Mischrohr industriell hergestellter Strahlverdichter aus einem konvergenten Anfangsteil (Einlaufkonus) besteht, an den eine zylindrische Mischkammer anschließt. Das liegt daran, dass Versuche an Strahlverdichtern mit Überschallstrahl ein deutliches Optimum im Leistungsverhalten bei verhältnismäßig längeren konvergenten Anfangsteilen (ca. 50 mm) ergaben [27]. Der Strahlverdichter erweist sich als sehr empfindlich auf Veränderungen der äußeren Betriebstemperaturen und der Geometrie, insbesondere hinsichtlich der Entfernung zwischen Düsenmündung und zylindrischem Mischrohr. Dieser Düsenabstand ist ein wichtiger geometrischer Parameter des Strahlverdichters, weil sich die Geschwindigkeit des Saugstrahles und der damit verbundene Druck sehr stark durch das Verändern der Einlaufbedingungen beeinflussen lassen. Diese Treibdüsenstellung kann außerdem zu der sonst sehr beschränkten Regelung des Strahlverdichters dienen. In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein Dampfstrahlverdichter untersucht, dessen Mischkammer aus einem Einlaufkonus und einem anschließenden zylindrischen Mischrohr besteht. Nach der Theorie von *Munday* und *Bagster* [156] dient der Einlauf nicht zur Wechselwirkung der beiden Teilströme vor dem Eintritt in die zylindrische Mischkammer, sondern hauptsächlich zum Mitreißen, zum Aufeinanderprallen und zum Mitführen der beiden Strömungen. Das bedeutet, dass der Mischvorgang nicht sofort am Düsenaustritt beginnt, sondern ab einem sogenannten effektiven Querschnitt, wo der Saugstrahl Schallgeschwindigkeit erreicht und daher ein Blockierungsphänomen erfährt, etwa wie bei der engsten Stelle einer Lavaldüse. Das Vorhandensein dieses Querschnitts wurde ebenfalls anhand experimenteller Daten von *Huang et al.* [20,157] bestätigt, was eine Bekräftigung der Behauptungen von *Fabri* und *Flatt* darstellt.

Der Mischvorgang kann näherungsweise folgendermaßen beschrieben werden: zu Beginn des Mischungsvorgangs, d.h. ab dem effektiven Querschnitt, findet der Impuls- und Wärmeaustausch der beiden Strahlen zunächst über Schubspannungskräfte statt (je nach Anfangsbedingungen und Strömungsart können dazu auch Phasenwechsel oder sogar chemische Reaktionen kommen). Mit zunehmender Lauflänge wird der Treibstrahl turbulenter und stärker abgebremst, bis er sich vollständig mit dem Saugstrahl unter Ausgleich der transversalen

Geschwindigkeitsunterschiede vermischt hat. Die erforderliche Mischrohrlänge richtet sich also nach dem Wegbedarf für diesen Ausgleichsvorgang. In der Praxis wird ein präziser Ausgleich der Geschwindigkeitsdifferenz bis zum Ende der Mischkammer normalerweise nicht erreicht, sondern der Geschwindigkeitsunterschied erstreckt sich in den Diffusor hinein, was das Erreichen des zu erwartenden maximalen Druckes am Diffusoraustritt erschwert. Die Effektivität des Diffusors wird besonders beeinträchtigt, wenn dort ein Verdichtungsstoß stattfindet. Dies ist der Fall, wenn das Gemisch dem Diffusor mit Überschallgeschwindigkeit zuströmt. Bei den Auslegungsberechnungen des Mischrohrs soll daher dafür gesorgt werden, dass das Gemisch am Mischrohrende höchstens Schallgeschwindigkeit hat. Anders gesagt: der Übergang von Überschall- oder Schallströmung in Unterschallströmung, der in der Regel auf sehr kurzer Länge einen plötzlichen Druckanstieg hervorruft (sog. Verdichtungsstoß), soll spätestens am Mischrohrende auftreten.

Mit der Abnahme des Impulsstroms in Strömungsrichtung durch den Mischkammerquerschnitt ist ein Druckanstieg verbunden. Aufgrund der im Mischraum überwiegenden Reibungsverluste kann aber der durch Impulsabnahme und Mischungsstoß bedingte Druckanstieg wieder abnehmen, je nach Länge des Mischkanals. In der Praxis wird ebenfalls der üblicherweise angenommene isobare Mischdruck nicht beobachtet, sondern im allgemeinen eine allmähliche Druckzunahme bis zum Mischrohrende [27,135,136,158,159]. Nur bei ganz besonderen Betriebsbedingungen und Mischkammergeometrien haben manche Versuche [160,161] einen ungefähr konstanten Druckverlauf bis zum Mischungsstoß gezeigt. Der physikalische Mechanismus des Mischungsvorganges in Strahlverdichtern ist so kompliziert, dass sich die Verluste in der Mischkammer bis heute, trotz mehrerer Untersuchungen, nur aufgrund von Erfahrungswerten näherungsweise durch empirische Beziehungen oder Mischraumwirkungsgrade beschreiben lassen. Selbst die Definition des Mischraumwirkungsgrades ist in ihrer physikalischen Bedeutung umstritten [162,163]. Es ist daher nicht verwunderlich, dass die in der Literatur angegebenen Erfahrungswerte für den Wirkungsgrad des Mischraums eine sehr große Spanne zwischen 0,6 und 0,9 bei ähnlichen Betriebsbedingungen zeigen. Man bedenke, dass der Wirkungsgrad einer gut auslegten konvergenten Düse oder Lavaldüse etwa $\eta_n = 0,95$ bis $0,99$ beträgt. Wie bereits erwähnt wird im vorliegenden Auslegungsverfahren anstatt eines Wirkungsgrades der Reibungsbeiwert ζ_m benutzt, der die Strömungsdruckverluste erfasst. Die Mischkammerverluste bestehen aus Wandreibungsverlusten, Stoßverlusten bei der turbulenten Vermischung, Mischungsverlusten bei der Druckrückgewinnung im Überschallbereich der Strömung, Impulsübertragungsverlusten infolge unvollständiger Vermischung am Mischkammerende. Da diese Mischkammerverluste in allgemein gültiger Form kaum erfassbar sind, wird üblicherweise nur der Wandreibungsverlust durch Wandreibungsansätze berücksichtigt. Selbst der Wandreibungsverlust läßt sich sehr schwer bestimmen, weil im Mischraum keine vollausgebildete Rohrströmung herrscht und starke Gradienten von Druck, Geschwindigkeit und Temperatur auftreten.

Wie in vorhergehenden Abschnitten erfolgt die Berechnung des Mischvorganges im Mischrohr durch drei Bilanzgleichungen. Die Massenerhaltung für die Mischkammer lautet

$$\dot{m}_{p3} + \dot{m}_{s3} = \dot{m}_4 = A_4 w_4 \rho_4 \quad (25)$$

Für die Energieerhaltung gilt:

$$h_{p3} + \frac{w_{p3}^2}{2} + \mu \left(h_{s3} + \frac{w_{s3}^2}{2} \right) = (1 + \mu) \left(h_4 + \frac{w_4^2}{2} \right). \quad (26)$$

Mit dem Einschnürungswinkel β des Einlaufs (s. Bild 3.8) ergibt sich die Impulserhaltung zu

$$\begin{aligned} & (\dot{m}_p w_{p3} + \dot{m}_s w_{s3} - \dot{m}_4 w_4) \zeta_m + P_3 A_3 = \\ & P_4 A_4 + \int_{A_3}^{A_4} P \sin\left(\frac{\beta}{2}\right) dA + \int_0^{L_m} \tau_w \pi D \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) dL. \end{aligned} \quad (27)$$

Hierbei ist ζ_m ein Korrekturfaktor, welcher die Unvollständigkeit der Impulsumsetzung im Mischraum berücksichtigt [155,158] und τ_w ist die Wandschubspannung. Dieser ist mit dem obenerwähnten und unbefriedigend dokumentierten Mischraumwirkungsgrad [162,163] nicht zu verwechseln, der den gesamten Verlust im Mischraum erfassen soll.

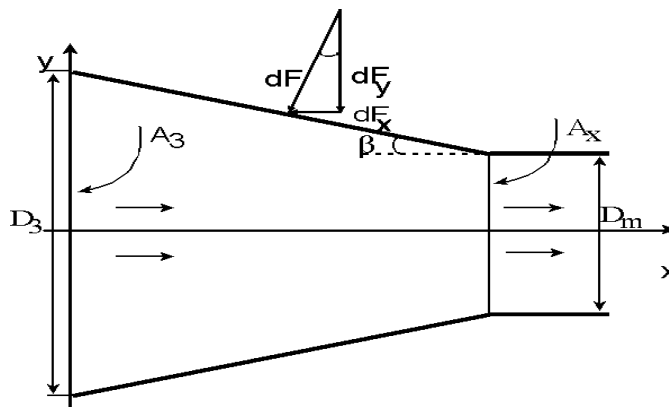


Bild 3.8: Wirkende Druckkräfte auf der Wand des Einlaufkonuses.

Der vorletzte Term (Druckintegral) stellt die von der Strömung auf die Rohrwand ausgeübte Kraft dar, während der letzte Term die Wandschubkraft enthält. Um den Druckverlust im Einlauf möglichst klein zu halten, wird der Verengungswinkel β zwischen 8° und 20° angenommen [164]. Die Länge des Einlaufes ist durch β , D_3 und D_x bestimmt. Die Vorgehensweise bei der Auswertung des Druckintegrals im Einlaufkonus ist in [159] dargestellt. Da sich der Geschwindigkeitsverlauf entlang der Mischrohrwand nicht mit einer eindimensionalen Bilanz am Kontrollvolumen ergeben lässt, wird die Wandschubspannung zur Vereinfachung durch den bekannten Reibungskoeffizienten $\tau_w = \frac{1}{2} \rho w^2 f$ ersetzt, der die konstante Geschwindigkeit w_4 nach der Mischung enthält:

$$\int_0^{L_m} \tau_w \pi D \cos\left(\frac{\beta}{2}\right) dL = A_m \int_0^{L_m} \frac{1}{2} \rho w_4^2 f_m dL = \frac{1}{2} \frac{L_m}{D_m} f_m \dot{m}_4 w_4. \quad (28)$$

Hier erweist sich die Reibung an der Mischrohrwand als Einflussgröße bei der Festlegung der Mischrohlänge [135, 139] (siehe auch Anhang A.4). Die Wandreibung wird leider in den Berechnungen von Strahlverdichtern kaum mitberücksichtigt.

Zur Bestimmung der restlichen Unbekannten P_4 , ρ_4 , w_4 und h_4 soll das Gleichungssystem iterativ gelöst werden. Durch Annahme eines Mischdruckes P_4 , beispielsweise $P_4 = P_3$ (Mischung bei konstantem Druck) oder einer Geschwindigkeit w_4 können die Geschwindigkeit w_4 oder der Druck P_4 und die Enthalpie h_4 aus der Impulserhaltung bzw. aus der Energieerhaltung berechnet werden. Aus P_4 und h_4 wird der thermodynamische Zustand am Mischraumende vollständig bestimmt. Die Iteration über P_4 oder w_4 läuft, bis die Dichte ρ_4 aus der Massenerhaltung und die Dichte $\rho'_4 = \rho(P_4, h_4)$ aus dem Stoffdatenprogramm übereinstimmen. Zur Berechnung der Mischrohlänge wird die Beziehung (s. Kapitel 2)

$$L_m = 10 D_m \quad (29)$$

benutzt. Die so ausgewählte Länge ermöglicht eine vollständige Vermischung der beiden Strahlen und gleichzeitig verursacht sie keine wesentliche zusätzliche Reibung.

Mit der örtlichen Schallgeschwindigkeit $c_m = c(T_4, \rho_4)$ ergibt sich auch die entsprechende Mach-Zahl

$$Ma_4 = \frac{w_4}{c_m} \quad (30)$$

Beim Übergang von Über- auf Unterschallgeschwindigkeit der Strömung im Mischraum tritt ein senkrechter Verdichtungsstoß auf (Bild 3.9).

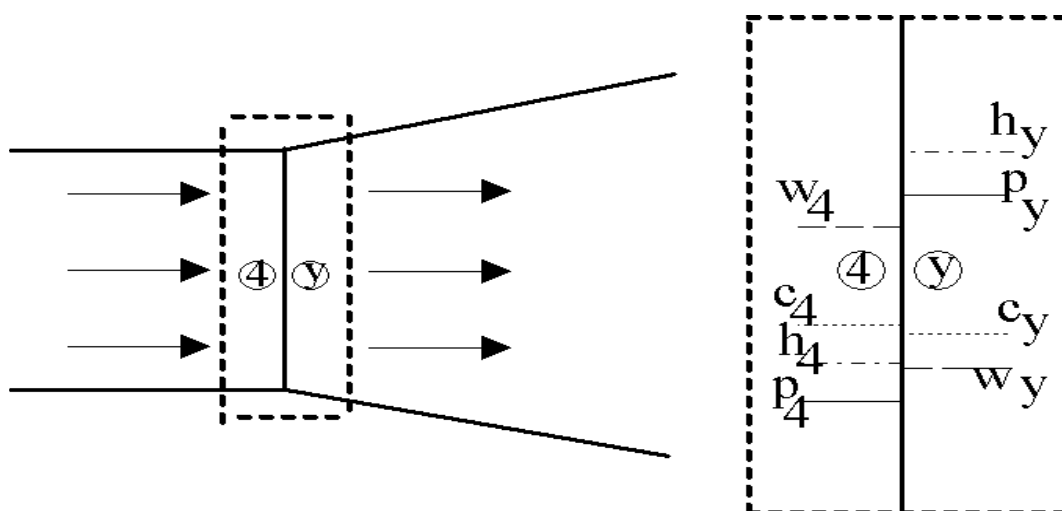


Bild 3.9: Stoßvorgang im Mischraum

Detail

Wenn eine kompressible Überschallströmung eine plötzliche Änderung des Strömungsquerschnitts durchströmt, wird der Strömungsprozess irreversibel, die Entropie nimmt zu. Es werden Stoßwellen erzeugt, die in sehr kleinen Regionen in der Strömung liegen und erhebliche Änderung der Strömungseigenschaften hervorrufen: statischer Druck, Temperatur und Dichte nehmen schlagartig zu. Da eine Stoßwelle keine Arbeit leistet und keine

Wärmezufuhr erzeugt, sind die Gesamtenthalpie und die Gesamttemperatur konstant. Aber weil der Strömungsvorgang mit Entropiezunahme verläuft, ist der Gesamtdruck hinter dem Stoß immer kleiner als der Gesamtdruck stromaufwärts. Die Mach-Zahl und die Geschwindigkeit der Strömung verringern sich durch eine Stoßwelle. Ist die Stoßwelle senkrecht oder schräg zur Strömungsrichtung, so spricht man von einem senkrechten bzw. schrägem Verdichtungsstoß. Für einen Verdichtungsstoß in einer eindimensionalen Gasströmung werden die Kontinuitätsgleichung

$$\rho_4 w_4 = \rho_Y w_Y, \quad (31)$$

die Impulsgleichung

$$p_Y - p_4 = \rho_4 w_4^2 - \rho_Y w_Y^2 \quad (32)$$

und die Energiegleichung

$$h_Y - h_4 = \frac{(w_4^2 - w_Y^2)}{2} \quad (33)$$

verwendet [165]. Durch Iteration über P_Y oder w_Y wird dieses Gleichungssystem für die Unbekannten ρ_Y , w_Y und h_Y bzw. ρ_Y , P_Y und h_Y genau wie oben gelöst, indem man auch hier als Abbruchkriterium die Dichte ρ_Y aus der Massenerhaltung mit der Dichte $\rho'_Y = \rho(P_Y, \rho_Y, Z)$ gleichsetzt. Zur Beschleunigung der Iteration kann z.B. die Beziehung für ideale Gase

$$p_Y = p_4 \frac{2\kappa}{\kappa + 1} Ma_4^2 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \quad (34)$$

als Anfangswert verwendet werden. Schließlich wird die Bedingung

$$s_Y - s_4 > 0 \quad (35)$$

geprüft.

3.2.1.4 Strömungsvorgänge im Diffusor

Im an den Mischraum angeschlossenen Diffusor wird das Gemisch verzögert und infolge der damit verbundenen Druckzunahme verdichtet. Wie die Saugströmung und die Einlaufdüsenströmung kann auch die Durchströmung im Diffusor nicht mit eindimensionalen Modellen mit guter Genauigkeit beschrieben werden [121,135,145]. Angesichts der auftretenden Verluste infolge der Wandreibung und Turbulenz wird ein Diffusorwirkungsgrad η_d eingeführt, um den wirklichen Druckanstieg berechnen zu können. In der Literatur werden Diffusorwirkungsgrade zwischen 0,7 und 0,85 angegeben [50,60,68]. Mit $P_c \equiv P_d$ lässt sich die Enthalpie im isentropen Prozeß durch $h_{5,is} = h(P_d, s_{5,is})$ bestimmen, wobei $s_{5,is} = s_4$ bzw. $s_{5,is} = s_Y$. Die tatsächliche Enthalpie ergibt sich zu

$$h_5 = h_4 + \frac{(h_{5is} - h_4)}{\eta_d} \quad \text{bzw.} \quad h_5 = h_Y + \frac{(h_{5is} - h_Y)}{\eta_d}, \quad (36)$$

und die Austrittsgeschwindigkeit lautet

$$w_5 = \sqrt{2(h_4 - h_5) + w_4^2}. \quad (37)$$

Der Druck P_d und die Enthalpie h_5 ermöglichen dann die Berechnung aller anderen thermodynamischen Eigenschaften am Diffusoraustritt. Die Schallgeschwindigkeit $c_d = c(T_5, \rho_5)$ sowie die zugehörige Mach-Zahl können nun berechnet werden. Weiterhin lassen sich der Querschnitt des Diffusors

$$A_d = \frac{\dot{m}_p + \dot{m}_s}{\rho_5 w_5} = \frac{(\dot{m}_p + \dot{m}_s) v_5}{w_5} \quad (38)$$

und die Länge

$$L_d = \frac{d_5 - d_4}{2 \tan(\vartheta/2)} \quad (39)$$

berechnen, wobei ϑ den Öffnungswinkel des Diffusors bezeichnet. Der Verlustbeiwert hängt auch vom Diffusorwinkel ab.

Die Energiebilanz für den gesamten Strahlverdichter lautet

$$\dot{m}_p \left(h_b + \frac{w_b^2}{2} \right) + \dot{m}_s \left(h_e + \frac{w_e^2}{2} \right) = (\dot{m}_p + \dot{m}_s) \left(h'_5 + \frac{w_5^2}{2} \right). \quad (40)$$

Die Enthalpie h_5 aus Gleichung (36) und jene h'_5 aus Gleichung (40) müssen gleich sein. Ansonsten wird über das Massenstromverhältnis iteriert, bis sie gleich sind.

Der Übergang vom Diffusorende zur anschließenden Dampfleitung soll ohne plötzliche Querschnittserweiterung erfolgen, sonst können weitere Verluste auftreten.

3.2.1.5 Eingabewerte

In Tabelle 3.1 sind die Werte der Eingabegrößen für die Auslegungsberechnungen angegeben.

Tabelle 3.1: Eingabewerte zur Berechnung der Abmessungen eines Strahlverdichters.

Eingaben 1-4	Eingaben 5,6	Eingaben 9-10	Eingaben 11-16	Eingaben 17-20
Arbeitsfluid	μ oder \dot{m}_p	$\alpha_0=40^\circ$ [51,166, 167]	$\eta_n=0.95$ [22,23,124] $\eta_{n,konv}=0.99$	$L_x=10\text{mm}$ [6,27,47]
$(T,P)_b$	\dot{Q}_e	$\alpha=8^\circ$ [22,25,51, 166,167]	$\eta_s=0.90$ [22,23,124]	$L_m/D_m=1$ 0 [168,169]
$(T,P)_e$		$\beta=20^\circ$ [37,40]	$\eta_m=0.85$ [22,51,142, 143] $f_m=0.025$ [68,158,64,65,168]	$w_1=20\text{m/s}$
T_c		$\theta=6^\circ$ [25,27,47]	$\eta_d=0.85$ [22,59]	$w_2=20\text{m/s}$

Die Auslegungsberechnungen werden in der Regel für Treibtemperaturen T_b im Bereich von 75°C bis 90°C , Kondensatortemperaturen T_c zwischen 25°C und 45°C , Verdampfer-temperaturen T_e im Bereich von 3°C bis 8°C und Kälteleistungen von 10 kW durchgeführt, wobei die Konfiguration $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\dot{Q}_e = 10\text{ kW}$ als Referenz dient.

3.2.2 Lösungsverfahren zur Strahlverdichterauslegung

Zur Dimensionierung eines Strahlverdichters werden die oben dargestellten Auslegungsgleichungen mit Hilfe einer iterativen Methode simultan gelöst. Wie bereits erwähnt werden dabei die Querschnittsflächen A_t , A_{p3} , A_{s3} , A_m , A_d und die entsprechenden Durchmesser D_t , D_{p3} , D_{s3} , D_m und D_d sowie die Längen L_{dive} , L_t , L_{konv} , L_m und L_d berechnet. Das Lösungsverfahren besteht darin:

- den Druck P_{s3} durch Erfüllen der Blockierungsbedingung am Eintritt des Mischrohrs iterativ zu bestimmen,
- den Druck P_t durch Erfüllen der Blockierungsbedingung im Treibdüsenhals iterativ zu bestimmen,
- den Auslegungsdruck durch die Annahme $P_{p3} = P_{s3}$ zu bestimmen,
- den Druck P_m iterativ zu bestimmen,
- das Massenstromverhältnis μ iterativ zu bestimmen.

Es geht hauptsächlich um die Berechnung von:

- Saugmassenstrom nach Gl. (4),
- Austrittsquerschnitt A_{s3} (und Durchmesser D_3) nach Gl. (7)
- Treibmassenstrom nach Gl. (11)
- Engster Treibdüsenquerschnitt A_t (und Durchmesser D_t) nach Gl. (17)
- Austrittsquerschnitt A_{p3} (und Durchmesser D_{p3}) nach Gl. (21)
- Treibdüsenlänge L_n nach Gl. (23),
- Mischrohrquerschnitt A_m (und Durchmesser D_m) nach Gl. (25),
- Mischrohlänge L_m nach Gl. (29),
- Diffusorquerschnitt A_d (und Durchmesser D_d) nach Gl. (38),
- Diffusorlänge L_d nach Gl. (39).

Die Eintrittsquerschnitte A_2 nach Gl.(5) und A_1 nach Gl. (10) sind von den Eintrittsgeschwindigkeiten w_1 bzw. w_2 abhängig. Das Flussdiagramm zur Strahlverdichterauslegung ist in Anhang 3 gegeben und das entsprechende Computerprogramm ist in [146] dokumentiert.

3.2.3 Modellbildung für das Betriebsverhalten eines Strahlverdichters

Die in der Literatur bekannten Modelle beschäftigen sich eher mit der Berechnung des Betriebsverhaltens von Strahlverdichtern als deren Dimensionierung. Das in Abschnitt 3.2.1 zur Dimensionierung vorgestellte Modell wird umgeformt, es gelten jedoch dieselben Annahmen. Es werden die Betriebstemperaturen T_b , T_e und T_c , die Betriebsdrücke P_b , P_e und P_c (oder Dampfgehalte φ_b , φ_e und φ_c) und die Kälteleistung \dot{Q}_e vorgegeben. Dazu kommt nun die Strahlverdichtergeometrie. Es werden bestimmt die thermodynamischen Zustände am Eingang der Treibdüse, der Saugkammer und des Diffusors sowie das Massenstromverhältnis bzw. die beiden Massenströme.

3.2.3.1 Bestimmung des Saugmassenstromes

Mit dem vorgegebenen Saugquerschnitt A_{s3} wird der Druck P_{s3} iterativ gesucht, bis die Kontinuitätsgleichung Gl. (4) für den Saugmassenstrom $\dot{m}_s = A_{s3} w_{s3} \rho_{s3}$ erfüllt ist. Bei einem optimal ausgelegten Strahlverdichter entspricht A_{s3} dem minimalen Saugquerschnitt, was mit dem Erreichen der örtlichen Schallgeschwindigkeit am Eintritt des zylindrischen Mischraumes (Düsenmündung) gleichbedeutend ist.

3.2.3.2 Bestimmung des Treibmassenstromes

Ausgehend vom gegebenen Treibdruck P_b werden der Druck P_t , die Geschwindigkeit w_t und die Dichte ρ_t im engsten Treibquerschnitt wie bei den Auslegungsberechnungen ermittelt. Mit dem vorgegebenen engsten Querschnitt läßt sich der Treibmassenstrom nach

$$\dot{m}_p = A_t \rho_t w_t \quad (41)$$

berechnen. Die Iteration wird beendet, wenn der Druck P_t gefunden ist, welcher den maximalen

(kritischen) Treibmassenstrom ergibt \dot{m}_p . Dies ist der Fall, wenn die Bedingung $Ma_t \approx 1$ erfüllt ist. Das Massenstromverhältnis ist somit bestimmt (s. Gl. 11).

3.2.3.3 Bestimmung des Druckes am Treibdüsenaustritt

Bei optimal ausgelegtem Strahlverdichter ist der Druck über die Mündungsebene von Treib- und Saugdüse konstant: $P_{p3} = P_{s3}$. Mit ähnlicher Vorgehensweise wie bei der Strahlverdichterauslegung kann der thermodynamische Zustand am Treibdüsenaustritt und damit die Geschwindigkeit und die zugehörige Mach-Zahl bestimmt werden. Für einen gegebenen Strahlverdichter ist jedoch diese Beziehung nicht unbedingt erfüllt. Für den gegebenen Flächenquerschnitt A_{p3} muß daher geprüft werden, ob mit dem Druck $P_{p3} = P_{s3}$ die Massenerhaltung

$$\dot{m}_p = A_{p3} \rho_{p3} w_{p3} \quad (42)$$

erfüllt ist. Ist dies nicht der Fall, so wird über den Druck P_{p3} iteriert, bis der Kontinuitätsgleichung genügt wird.

3.2.3.4 Thermodynamischer Zustand und Geschwindigkeit am Mischraumende

Durch eine Iteration über den Mischdruck P_4 lassen sich die Geschwindigkeit w_4 aus Gl. (25) und die Enthalpie h_4 aus Gl. (26) berechnen. Die Iteration wird fortgesetzt, bis die Dichte ρ_4 aus der Massenerhaltung und jene aus dem Stoffdatenprogramm $\rho_4(P_4, h_4)$ übereinstimmen. Ist die Geschwindigkeit w_4 größer als die örtliche Schallgeschwindigkeit, so wird eine Stoßwellenberechnung wie in Abschnitt 3.2.1.3 durchgeführt.

3.2.3.5 Thermodynamischer Zustand und Geschwindigkeit am Diffusorende

Aus der Enthalpie für isentrope Zustandsänderung $h_{5,is} = h(P_d, s_{5,is})$, mit $s_{5,is} = s_m$ und $P_d = P_c$, wird die Enthalpie

$$h_5 = h_m + \frac{(h_{5,is} - h_m)}{\eta_d} \quad (43)$$

berechnet, während sich die Austrittsgeschwindigkeit aus der Energieerhaltung bzw. Impulserhaltung zu

$$w_5 = \sqrt{2(h_4 - h_5) + w_4^2} \quad (44)$$

ergibt. Die weiteren thermodynamischen Größen werden bestimmt durch P_d , und h_5 . Mit der berechneten Dichte $\rho_5 = \rho(P_d, h_5)$ wird schließlich die Massenstromerhaltung

$$\dot{m}_d = A_5 \rho_5 w_5 \quad (45)$$

im Diffusor geprüft, sonst wird über den Mischdruck P_4 iteriert, bis die Massenstromerhaltung erfüllt ist.

3.2.3.6 Eingabewerte

Die Eingabewerte bei der Berechnung des Betriebsverhaltens eines Dampfstrahlverdichters sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Tabelle 3.2: Eingabewerte zur Berechnung des Betriebsverhaltens eines Strahlverdichters.

Eingaben 1-5	Eingaben 6-11	Eingaben 12-15	Eingaben 16-21	Eingaben 22-25
Arbeitsfluid	D_1	$\alpha_0=40^\circ$ [51,166, 167]	$\eta_n=0.95$ [22,23,124] $\eta_{n,konv}=0.99$	$L_x=10\text{mm}$ [11,46,61]
$(T,P)_b$	D_t, D_m	$\alpha=8^\circ$ [22,25,51,16 6,167]	$\eta_s=0.90$ [22,23,124]	$L_m/D_m=10$ [23,27,31]
$(T,P)_e$	L_m	$\beta=20^\circ$ [37,40]	$\eta_m=0.85$ [22,51,166, 167]	$w_1=20\text{m/s}$
T_c	D_d	$\theta=6^\circ$ [25,27,47]	$f_m=0.025$ [68,134,64, 65,168]	$w_2=20\text{m/s}$
\dot{Q}_e	L_t		$\eta_d=0.85$ [22,59]	

3.2.4 Lösungsverfahren zur Bestimmung des Betriebsverhaltens

Zur Berechnung des Betriebsverhaltens eines Strahlverdichters werden die dafür erstellten Gleichungen simultan gelöst. Es werden dabei hauptsächlich die folgenden Leistungscharakteristiken bestimmt: das Massenstromverhältnis, der energetische Wirkungsgrad und das Verdichtungsverhältnis. Das Lösungsverfahren besteht darin:

- den Druck P_{s3} durch Annahme eines kritischen Strömungszustandes am Mischrohr iterativ zu bestimmen,
- den Druck P_t durch Annahme eines kritischen Strömungszustandes am Treibdüsenhals iterativ zu bestimmen,
- den Auslegungsdruck P_{p3} zu bestimmen,
- den Druck P_m iterativ zu bestimmen.

Dabei wird:

- der Saugmassenstrom \dot{m}_s nach Gl. (4) berechnet,
- der Treibmassenstrom \dot{m}_p nach Gl. (10) berechnet,
- das Massenstromverhältnis μ nach Gl. (11) berechnet,
- der energetische Wirkungsgrad η nach Gl. (2) berechnet.

Das Flussdiagramm zur Bestimmung des Betriebsverhaltens eines Strahlverdichters bzw. einer Strahlkälteanlage ist in Anhang 3 gegeben.

3.2.5 Zusammenfassung der Modellierung eines Strahlverdichters.

Aus der Energiegleichung (37) oder (44) für den Diffusor ergibt sich die Mischgeschwindigkeit

$$w_4 = \sqrt{2 \eta_d \Delta h_{kom} + w_5^2}, \quad (46)$$

wobei $\Delta h_{kom} = h_{5,is} - h_4$. Das Gleichsetzen dieser Mischgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit aus der Impulsgleichung (27) für den Mischraum und Einsetzen der Treib- und Sauggeschwindigkeiten aus den Energiegleichungen (20) bzw. (7) führt nach Umformungen zu folgender Beziehung für das Massenstromverhältnis eines Strahlverdichters:

$$\mu = \frac{\sqrt{\frac{(2\Delta h_{exp} \eta_n + w_1^2) \eta_d}{2\Delta h_{kom} + w_5^2 \eta_d}} - \left(1 + \frac{f_m L_m}{2\zeta_m D_m}\right)}{1 + \frac{f_m L_m}{2\zeta_m D_m} - \sqrt{\frac{(2\Delta h_{exs} \eta_s + w_2^2) \eta_d}{2\Delta h_{kom} + w_5^2 \eta_d}}}$$

$$\frac{(P_3 - P_m) \phi + (P_3 - P_x) \left[\left(2 \frac{L_x \tan \beta}{D_t}\right)^2 + 4 \frac{L_x \sqrt{\phi} \tan \beta}{D_t} \right]}{\zeta_m \rho_t w_t \sqrt{\frac{2\Delta h_{kom} + w_5^2 \eta_d}{\eta_d}}}$$

$$+ \frac{1 + \frac{f_m L_m}{2\zeta_m D_m} - \sqrt{\frac{(2\Delta h_{exs} \eta_s + w_2^2) \eta_d}{2\Delta h_{kom} + w_5^2 \eta_d}}}{1 + \frac{f_m L_m}{2\zeta_m D_m} - \sqrt{\frac{(2\Delta h_{exs} \eta_s + w_2^2) \eta_d}{2\Delta h_{kom} + w_5^2 \eta_d}}} \quad (47)$$

Hierbei sind die Enthalpiegefälle durch $\Delta h_{exp} = h_b - h_{p3,is}$ und $\Delta h_{exs} = h_e - h_{s3,is}$ gegeben. Bei der üblichen Annahme einer Vermischung bei konstantem Druck und vernachlässigbarer Ein- und Ausgangsgeschwindigkeit in einem Strahlverdichter ohne Einlaufkonus vor der zylindrischen Mischkammer lässt sich Gleichung (47) in folgender vereinfachten Form darstellen

$$\mu = \frac{\sqrt{\frac{\Delta h_{exp}}{\Delta h_{kom}} \eta_n \eta_d} - \left(1 + \frac{f_m L_m}{2\zeta_m d_m}\right)}{\left(1 + \frac{f_m L_m}{2\zeta_m D_m}\right) - \sqrt{\frac{\Delta h_{exs}}{\Delta h_{kom}} \eta_s \eta_d}} \quad (48)$$

Die bislang in der Literatur angegebenen Gleichungen zur Bestimmung des Massenstromverhältnisses eines Strahlverdichters können durch die empirische Beziehung

$$\mu = \sqrt{\frac{\Delta h_{\text{exp}}}{\Delta h_{\text{kom}}} \gamma - 1} \quad (49)$$

zusammengefasst werden [140,171], wobei $\gamma = \eta_{\text{exp}} \cdot \eta_{\text{kom}}$ den sog. Gütegrad des Strahlverdichters darstellt. Diesbezüglich ergaben die Arbeiten von *Delnunzio* [7] und *Danilov* [172] $\gamma = 0,696$ bzw. $\gamma = 0,689$ bis $0,81$. Ausgehend von experimentellen Untersuchungen stellte *Dorantès* [11] die folgende Korrelation zur Berechnung des Massenstromverhältnisses auf:

$$\mu = 3.32 \left(\frac{1}{\psi} - \frac{1,21}{\xi \psi} \right)^{2,12} \quad (50)$$

Die Korrelation (50) dient zur Berechnung des Massenstromverhältnisses ausschließlich im Übergangszustand eines Strahlverdichters. Ein Vergleich mit eigenen Ergebnissen sowie mit Messwerten aus der Literatur [13,14] zeigt, dass die Beziehung (50) nur im beschränkten Bereich $2,5 \leq \xi \leq 4$; $\phi \leq 6$ gilt. Weitere Korrelationen sind in [173] und [174] zu finden. Lediglich *Schulz* [136] leitete auch die Beziehung (48) her, wobei er jedoch den Impulsverlust im Mischraum vernachlässigte (d.h. $\zeta_m = 1$).

Im Gegensatz zu den bisherigen Gleichungen zur Bestimmung des Betriebsverhaltens eines Strahlverdichters berücksichtigt Gleichung (47) sowohl die Wandreibung als auch die Vorbeschleunigung des Saugmassenstromes, den Impulsverlust im Mischraum, den Einfluss des Einlaufkonuses und der anderen wichtigsten geometrischen Parameter ϕ , L_x und L_m/D_m . Neu ist insbesondere die unmittelbare Berücksichtigung der Treibdüsenstellung, die später zur Regelung des Strahlverdichters dienen kann.

3.2.6 Optimierungsverfahren

Es gibt kaum Berichte über Optimierungsberechnungen von Strahlverdichtern in der Literatur. Mit dem von *Sokolov* [159] hergeleiteten Gleichungssystem für ideales Gas, stellten *Kogan et al.* [175] für einen Ejektor mit zylindrischem Mischraum eine funktionale Abhängigkeit der Form

$$f\left(\frac{P_e}{P_b}, \frac{P_c}{P_b}, \mu\sqrt{T^*}\right) = 0 \quad \text{zur Bestimmung der optimalen geometrischen Charakteristika eines}$$

Ejektors dar. Hierbei ist $T^* = T_c/T_b$. Abhängig von den vorgegebenen Parametern $\{P_c/P_p, \mu\sqrt{T^*}\}$ oder $\{P_c/P_p, P_c/P_b\}$ oder $\{P_c/P_b, \mu\sqrt{T^*}\}$ berechneten sie analytisch das minimale $(P_e/P_b)_{\text{min}}$ oder das maximale $(\mu\sqrt{T^*})_{\text{max}}$ oder das maximale $(P_c/P_b)_{\text{max}}$, welches ein optimales $(\phi)_{\text{opt}}$ gibt. Für die verwendeten Geschwindigkeitskoeffizienten der Treibdüse, des Mischraums, des Diffusors und des Einlaufkonuses zum Mischraum werden keine Werte gegeben. Die Darstellung ist ausführlich, aber wegen der Verwendung sogenannter gasdynamischer Funktionen als Abkürzungen nicht gut überschaubar.

Bei einer Erweiterung der Rechnungen in [159] auf reale Gase leiteten *Agapov et al.* [57] für den Druckanstieg im Strahlverdichter die Gleichung

$$P_c - P_e = \rho_{p3} w_{p3}^2 \left[\Omega \varphi_m - \frac{\Omega^2}{1 - \Omega} \mu^2 \frac{\rho_{p3}}{\rho_s} \left(\varphi_m - \frac{1/2}{\varphi_x^2} \right) \right] - \rho_{p3} w_{p3}^2 \Omega^2 (1 + \mu^2) \frac{\rho_{p3}}{\rho_d} \left(1 - \frac{1/2}{\varphi_d^2} \right) \quad (51)$$

her. Das optimale Flächenverhältnis Ω_{opt} ergibt sich aus $\frac{\partial}{\partial \Omega} (P_c - P_e) = 0$. Dabei ist $\Omega = A_{p3}/A_m$,

φ_m , φ_x und φ_d bezeichnen die Geschwindigkeitskoeffizienten. Neben den in [175] getroffenen Annahmen wurde der Querschnitt A_{p3} als konstant entlang L_x betrachtet. In [175] gibt es keine Angaben über die Werte der verwendeten Geschwindigkeitskoeffizienten.

Durch Annahme inkompressibler und reibungsfreier Strömung leitete *Chen* [176] aus einer Beziehung für den Druckanstieg, ähnlich wie in [57], das optimale Flächenverhältnis her

$$\Omega_{opt} = \frac{1}{\left(\frac{m_p + m_s}{m_p} \right)^2 \frac{\rho_p}{\rho_m} \left[2 - \eta_d \left(1 - \frac{A_m}{A_d} \right) \right]} \quad (52)$$

Es ist festzustellen, dass die anderen wichtigen geometrischen Parameter L_x und L_m sowie die Vorbeschleunigung der Saugströmung in den obigen Optimierungsrechnungen nicht berücksichtigt wurden. Bis auf *Kogan et al.* [177] wurde die Strömung als inkompressibel behandelt, d.h. die dabei gewonnenen Ergebnisse sind deshalb nicht auf Schall- und Überschallstrahlverdichter anwendbar. Letzere Bemerkung betrifft auch die von *Ehrhardt* [155] durchgeführten und unübersichtlichen Optimierungsberechnungen an Flüssigkeitsstrahlpumpen. Auch die einzigen in der Literatur dem Verfasser bekannten Berechnungen von *Putilov* [46, 177] zur Bestimmung der optimalen TreibdüsenEinstellung stützen sich auf Korrelationen aus [159, 178] und sind nicht mehr als empirische Beziehungen, die außerdem ausschließlich für inkompressible Strömung gelten. Ein neues Optimierungsverfahren, das über den erwähnten Stand des Wissens hinausgeht, ist erforderlich, um die so auffallenden Lücken auszufüllen. Das ist ein Ziel dieser Arbeit.

3.2.6.1 Optimierungskriterien

Wie bereits beschrieben dienen Strahlverdichter zum Fördern, Verdichten oder Vermischen von Stoffen. Das zu fördernde Saugmedium soll auf einen höheren Druck gebracht werden. Für den Strahlverdichter als Komponente in einem Kühlsystem besteht die angestrebte Optimierung also darin, entweder ein maximales Massenstromverhältnis $\mu = \dot{m}_s/\dot{m}_p$ oder ein maximales Verdichtungsverhältnis $\psi = P_c/P_e$ zu erreichen.

Das Erreichen eines maximalen Massenstromverhältnisses bedeutet, dass für eine gegebene Antriebsleistung, welche von dem Druckverhältnis $\xi = P_b/P_c$ festgelegt wird, ein maximaler Saugmassenstrom erreicht wird, während ein maximales Verdichtungsverhältnis heisst, dass für ein gegebenes Massenstromverhältnis entweder ein maximaler Kondensatordruck (eine maximale Kondensatortemperatur) bei festem Verdampferdruck oder ein minimaler Verdampferdruck (eine minimale Verdampfertemperatur) vorliegt. Je nach Vorgaben werden die Betriebsbedingungen oder die Strahlverdichtergeometrie optimiert.

Während die thermodynamischen Parameter vollständig durch das Antriebsdruckverhältnis ξ und das Verdichtungsverhältnis ψ dargestellt werden können, können aus der Vielzahl geometrischer Parameter eines Strahlverdichters das Hauptflächenverhältnis $\phi = A_m/A_t$ und die Treibdüsenstellung L_x/D_t als am wichtigsten bezeichnet werden, vorausgesetzt, dass die untergeordneten und unberücksichtigten Parameter laut experimentellen Daten aus der Literatur, wie in den Tabellen 3.1 und 3.2 angegeben, näherungsweise optimal festliegen. In diesem Fall lautet die Standarddarstellung des Massenstromverhältnisses:

$$\mu = f\left(\xi, \psi, \phi, \frac{L_x}{D_t}, \frac{L_m}{D_m}\right). \quad (53)$$

Die Optimierungskriterien lauten:

- bei festgehaltenem Verdichtungsverhältnis ψ das maximale Massenstromverhältnis μ zu finden
oder
- bei festliegendem Massenstromverhältnis μ das maximale Verdichtungsverhältnis ψ zu bestimmen.

Somit

$$\begin{aligned} \mu &= f(\xi)_{\phi, \psi} \quad \text{bzw.} \quad \mu = f(\phi)_{\xi, \psi} \\ &\quad \text{oder} \\ \psi &= f(\xi)_{\phi, \mu} \quad \text{bzw.} \quad \psi = f(\phi)_{\xi, \mu} \end{aligned} \quad (54)$$

Bei jedem der beiden Kriterien können entweder die thermodynamischen Parameter oder die geometrischen Parameter optimiert werden; in jedem Fall ergibt sich dabei offensichtlich das gleiche Ergebnis $(\xi, \phi)_{\text{opt}}$.

3.2.6.2 Düsenoptimierung

Bei bekanntem Fluidzustand und vorgegebenen Temperaturen T_b , T_c , T_e wird das Antriebsdruckverhältnis ξ bestimmt. Durch das Berechnungsprogramm läßt sich dann das optimale Hauptflächenverhältnis ϕ_{opt} (Parametervariation $\mu = f(\phi)_{\xi, \psi}$ oder Maximierung von μ in Gl. (47) in bezug auf ϕ) berechnen, welches dem maximalen Massenstromverhältnis entspricht (s. Bilder 3.23, 4.14, 5.13-5.16). Wie oben bereits erwähnt läßt sich das optimale Hauptflächenverhältnis ϕ_{opt} bestimmen für ein vorgegebenes Massenstromverhältnis μ durch Parametervariation $\psi = f(\phi)_{\xi, \mu}$ (s. Bild 3.27). Mit D_t aus Gl. (17) und ϕ_{opt} kann daher $(D_m)_{\text{opt}}$ und somit $(L_m)_{\text{opt}}$ bestimmt werden. Mit $(D_m)_{\text{opt}}$ und D_d aus Gl. (38) wird die Diffusorlänge $(L_d)_{\text{opt}}$ nach Gl. (39) bestimmt. Durch Parameterstudie (s. Gl. (47)) wird außerdem die optimale Treibdüsenstellung bestimmt (s. Bilder 3.28-30, 5.28). Bei gegebener Treibtemperatur läßt sich die optimale Geometrie bestimmen (s. Bilder 3.14, 3.20 und 5.4, 5.5).

3.2.6.3 Optimierung der Betriebsbedingungen

Mit vorgegebenem Fluidzustand und Temperaturen T_e , T_c sowie Strahlverdichtergeometrie (ϕ , L_x) wird das Antriebsdruckverhältnis ξ_{opt} durch Parametervariation $\mu = f(\xi)_{\phi, \psi}$ berechnet, für das sich das maximale Massenstromverhältnis ergibt. Aus $(P_b)_{\text{opt}} = P_c \cdot (\xi)_{\text{opt}}$ ergibt sich der optimale Treibdruck bzw. die optimale Treibtemperatur ($T_{b,\text{opt}}$) (s. Bilder 3.22, 3.24, 4.12, 4.13, 5.10-12). Der optimale Treibdruck bzw. die optimale Treibtemperatur kann auch bei gegebenem Massenstromverhältnis durch Parameterstudie $\psi = f(\xi)_{\mu, \phi}$ berechnet werden (s. Bild 5.31). Bei gegebener Geometrie lässt sich die optimale Treibtemperatur bzw. das optimale Antriebsdruckverhältnis bestimmen (s. Bilder 5.29-30).

3.3 Numerische Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden numerische Ergebnisse gezeigt. Als Arbeitsmittel wird **Ammoniak (R717)** betrachtet. Ammoniak ist ein über 100 Jahre bewährtes Arbeitsmittel, das wegen seiner günstigen thermodynamischen Eigenschaften, z. B. hohe Verdampfungsenthalpie, hohe volumetrische Kälteleistung, sowie sehr geringe Druckverluste in den Leitungen und niederer Preis, eine große Rolle sowohl in der Kältetechnik als auch in der Wärmepumpentechnik spielt. Es ist umweltverträglich, sein Treibhauspotential (GWP - Global Warming Potential) und sein Ozonzerstörungspotential (ODP - Ozone Depletion Potential) sind praktisch Null.

Es wird zunächst die **Strahlverdichtergeometrie** berechnet. Danach wird das **Betriebsverhalten** eines einphasigen Ammoniak-Dampfstrahlverdichters vorgestellt. Es wird der Einfluss der Strahlverdichtergeometrie und der Betriebstemperaturen auf die Funktionsfähigkeit des Strahlverdichters gezeigt. Die dargestellten Ergebnisse beziehen sich sämtlich auf einen für eine Kälteleistung $\dot{Q}_e = 10 \text{ kW}$ ausgelegten Strahlverdichter. Die betrachteten Betriebstemperaturen liegen im Bereich **70 bis 90°C** für die Treibtemperatur, **25 bis 45°C** für die Kondensatortemperatur und **-5 bis 15°C** für die Verdampfertemperatur. Bei festliegender Verdampfertemperatur T_e bedeutet dies in erster Näherung einen konstanten Saugmassenstrom.

3.3.1 Validierung des Modells

Zur Validierung des Rechenmodells wurden die von *Nahdi et al.* [14] (Bild 3.10) und *Lu et al.* [13] (Bilder 3.11 und 3.28) an einer **R11**-Dampfstrahlkälteanlage durchgeführten Messungen herangezogen. Dabei wurde das Betriebsverhalten bestimmt für Verdampfertemperaturen zwischen 4°C und 16°C, Treibtemperaturen zwischen 63°C und 85°C und Kondensatortemperaturen zwischen 25°C und 30°C sowie für geometrische Parameter $\phi = 4,0, 5,76$ und $7,84$. Die Messungen von *Leistner* [182] (Bild 3.31) an einem **Luft**-Überschallejektor dienen auch zur Validierung der Berechnungen.

Bild 3.10 zeigt eine Abnahme des Massenstromverhältnisses μ mit dem Verdichtungsverhältnis ψ bei gegebenem Satz von Antriebsdruckverhältnis ξ und entsprechendem Hauptflächenverhältnis ϕ und zwar $(\xi=3.0, \phi=4.0) \equiv \text{Satz1}$ bzw. $(\xi=4.5, \phi=8.16) \equiv \text{Satz2}$. Diese Abnahme liegt daran, dass zur Gewährleistung einer bestimmten Leistung bei abnehmender Verdampfertemperatur, d.h. bei zunehmendem Verdichtungsverhältnis ψ , eine höhere Treib-

leistung und somit ein größerer Treibmassenstrom erforderlich sind.

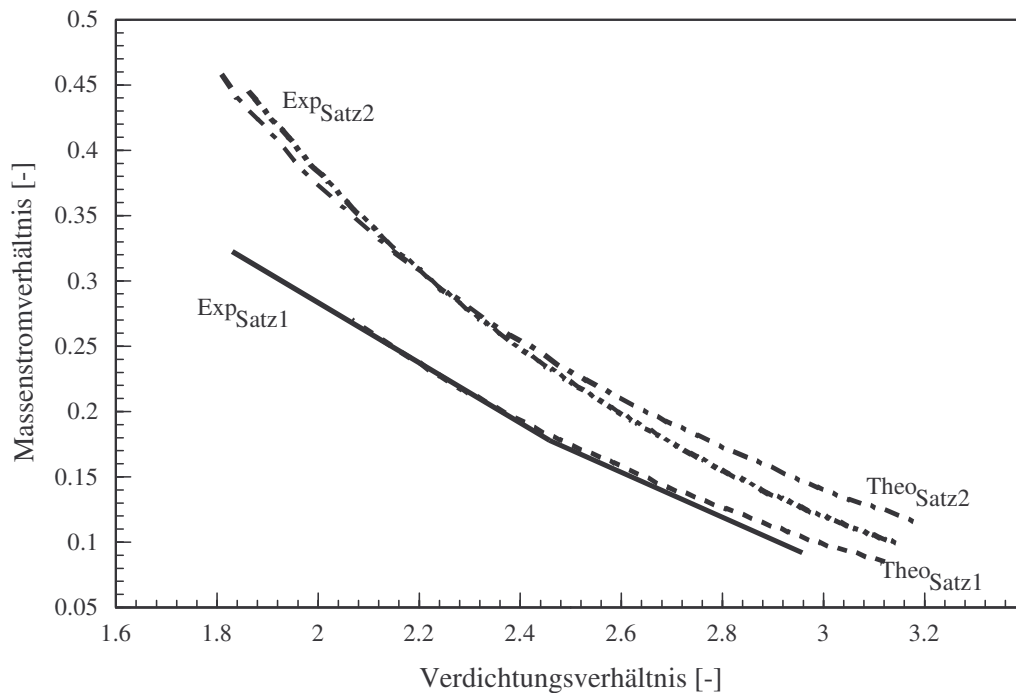


Bild 3.10: Massenstromverhältnis in Abhängigkeit vom Verdichtungsverhältnis einer R11-Dampfstrahlkälteanlage für verschiedene Antriebsdruckverhältnisse ξ und Hauptflächenverhältnisse ϕ . (Satz1: $\xi=3,0$, $\phi=4,0$; Satz2: $\xi=4,5$, $\phi=8,16$). Vergleich Theorie-Experiment [14].

Bild 3.11 zeigt, dass der energetische Wirkungsgrad und das Massenstromverhältnis bei fester Kondensatortemperatur und Verdampfertemperatur mit der Treibtemperatur zunehmen. Die beiden Größen μ und η steigen ebenfalls mit der Strahlverdichtergeometrie ϕ . Die Kurven basieren auf Strahlverdichtern mit den Hauptflächenverhältnissen $\phi = 4,0$ ($D_m=7\text{mm}$, $D_t=3,5\text{mm}$), $5,8$ ($D_m=12\text{mm}$, $D_t=5\text{mm}$) und $7,8$ ($D_m=9,8\text{ mm}$, $D_t=3,5\text{mm}$). Gemäß den Messergebnissen wurden die Berechnungen jeweils für $\phi = 4,0$ bei $T_b = 63^\circ\text{C}$, $\phi = 5,8$ bei $T_b = 76^\circ\text{C}$ und $\phi = 7,8$ bei $T_b = 84,5^\circ\text{C}$ durchgeführt. Der Kurvenverlauf lässt sich folgendermaßen erklären: Eine Temperaturerhöhung am Treibdüseneneingang hat eine Erhöhung des Treibdruckes P_b zur Folge und führt somit zur Steigerung des Treibmassenstromes [179,180] und zur Geschwindigkeitszunahme am Treibdüsenende. Mit zunehmendem Treibmassenstrom \dot{m}_p und zunehmender Austrittsgeschwindigkeit w_{p3} wird in der Regel auch der Saugmassenstrom \dot{m}_s entsprechend erhöht und beschleunigt. Um die durch diese Steigerung des Saugmassenstromes verbundene Zunahme der Kälteleistung trotz steigender Treibtemperatur zu verhindern, ist eine Abnahme des Treibmassenstromes und somit eine Zunahme des Massenstromverhältnisses und folglich des energetischen Wirkungsgrads mit der Treibtemperatur erforderlich.

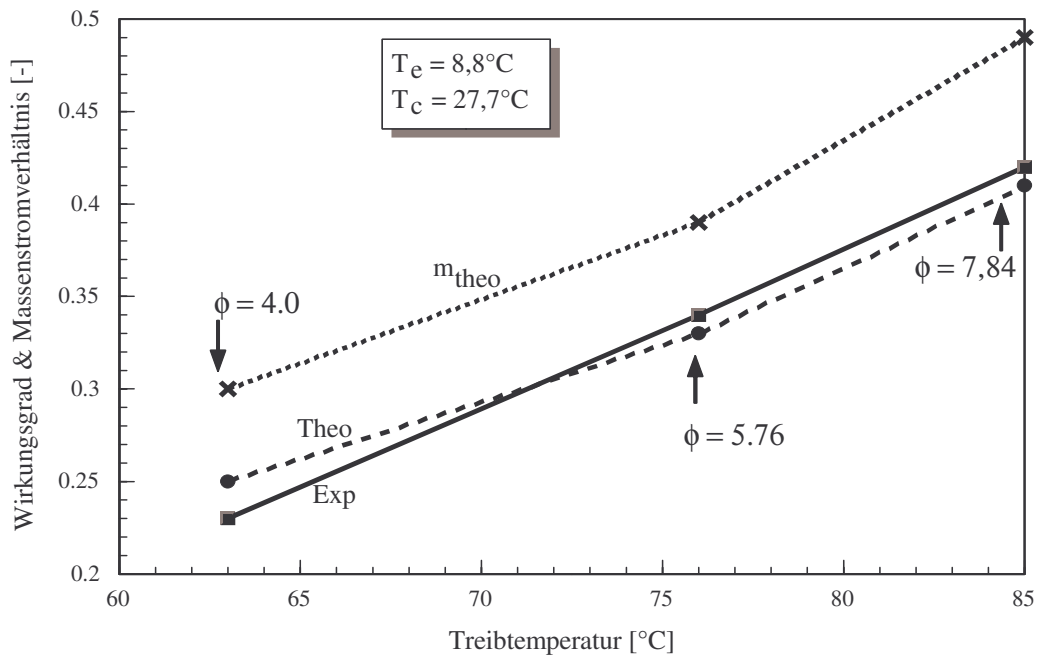


Bild 3.11: Energetischer Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Treibtemperatur bei $T_c = 27,7^\circ\text{C}$ und $T_e = 8,8^\circ\text{C}$ für das Arbeitsfluid **R11**. Vergleich Theorie-Experiment [13].

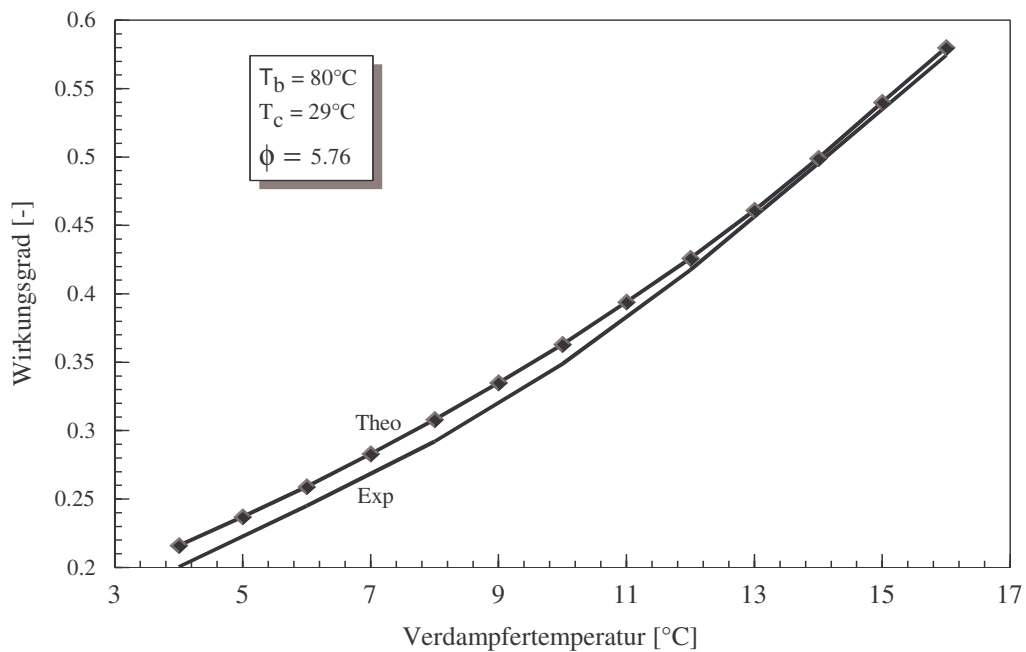


Bild 3.12: Energetischer Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur bei $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 29^\circ\text{C}$ und $\phi = 5,76$ für das Arbeitsfluid **R11**. Vergleich Theorie-Experiment [13].

Bild 3.12 zeigt die Variation des energetischen Wirkungsgrad mit der Verdampfertemperatur für die Betriebsbedingungen $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 29^\circ\text{C}$ und $\phi = 5,76$. Der energetische Wirkungsgrad nimmt mit der Verdampfertemperatur zu.

Die Bilder 3.10 bis 3.12 zeigen eine gute Übereinstimmung der Rechenergebnisse mit den experimentellen Daten aus [13] und [14].

3.3.2 Strahlverdichtergeometrie

In diesem Abschnitt werden die Rechenergebnisse der Auslegungsberechnungen für Strahlverdichter mit dem Arbeitsmittel **Ammoniak** vorgestellt.

Bild 3.13 zeigt die Variation des Treibmassenstromes, des Massenstromverhältnisses und des energetischen Wirkungsgrades mit der Treibtemperatur. Der Treibmassenstrom nimmt mit der Treibtemperatur ab. Eine Erklärung für dieses Verhalten ist: Eine Temperaturerhöhung am Treibdüseneneingang hat zur Folge eine Erhöhung des Treibdruckes P_b , was im Einklang mit Experimenten [179,180] ist. Daraus folgt eine Erhöhung der Geschwindigkeit w_{p3} am Treibdüsenende. Mit zunehmendem Treibmassenstrom \dot{m}_p und zunehmender Austrittsgeschwindigkeit w_{p3} wird der Saugmassenstrom \dot{m}_s entsprechend erhöht und beschleunigt. Um eine optimale Entspannung des Treibmassenstromes zu gewährleisten und eine Zunahme der Kälteleistung trotz steigender Treibtemperatur zu verhindern, ist eine Abnahme des Treibmassenstromes mit der Temperatur erforderlich.

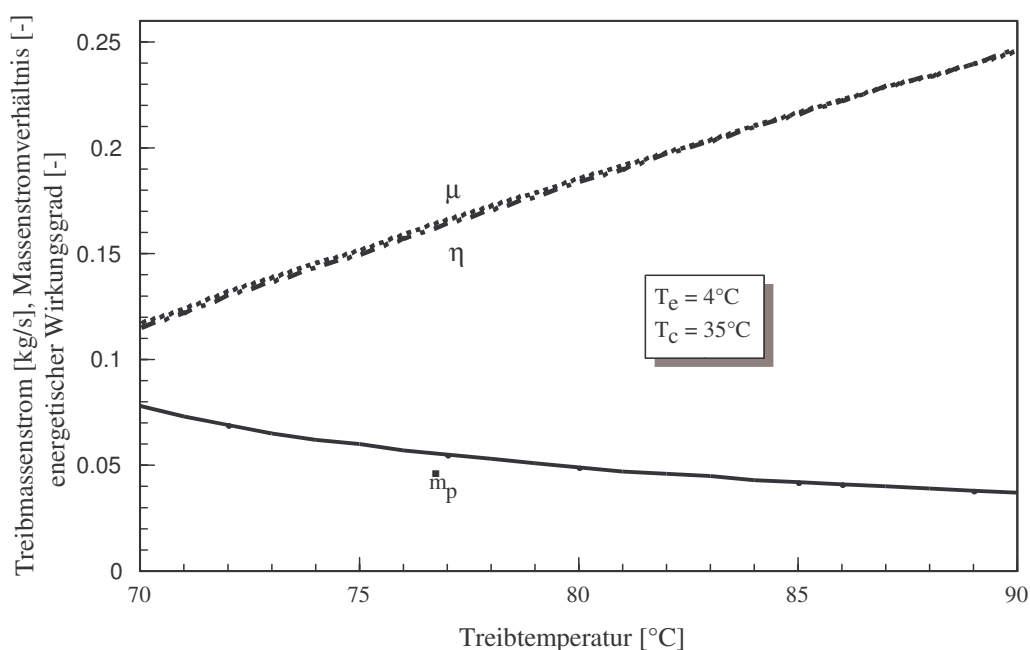


Bild 3.13: Treibmassenstrom in Abhängigkeit der Treibtemperatur bei $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$.

Die dargestellte Abnahme des Treibmassenstromes mit der Treibtemperatur bedeutet eine Zunahme des Massenstromverhältnisses μ und des energetischen Wirkungsgrades η . Das Enthalpieverhältnis $\Delta h_c / \Delta h_b$ aus Gleichung 2 (Pumpenleistung wird vernachlässigt) ändert sich

kaum im hier betrachteten Temperaturbereich und liegt nahe bei 1 für Ammoniak; daher sind Massenstromverhältnis und energetischer Wirkungsgrad in Bild 3.13 kaum zu unterscheiden. Bei manchen Kältemitteln wie z.B. R11 ist dieses Enthalpieverhältnis größer als 1, bei anderen wie z.B. R134a ist es kleiner als 1, das führt zu Abweichungen zwischen Massenstromverhältnis und energetischem Wirkungsgrad.

Bild 3.14 gibt die dem Verlauf des Massenstromes aus Bild 3.13 zugehörige Strahlverdichter-geometrie. Sie zeigt eine Abnahme des engsten Treibdüsensdurchmessers bzw. der Mischrohr- und Diffusordurchmesser mit der Treibtemperatur bei einer Kondensatortemperatur von 35 °C und einer Verdampfertemperatur von 4 °C. Zur Aufrechterhaltung einer festen Kälteleistung (10 kW in diesem Fall) bei steigender Treibtemperatur und angesichts des Treibmassenstromverlaufes in Bild 3.13 ergibt sich, gemäß der Kontinuitätsgleichung, eine Abnahme des engsten Treibdüsensdurchmessers in Abhängigkeit der Treibtemperatur. Je größer die Antriebstemperatur T_b , um so schneller die Treibströmung und desto kleiner die Treibdüse. Bild 3.15 gibt die Variation des Treibmassenstromes mit der Verdampfertemperatur bei festen Antriebs- und Kondensatortemperaturen. Für steigende Verdampfertemperatur wird die Verdichtungsleistung kleiner. Zur Aufrechterhaltung der Kälteleistung wird dementsprechend die erforderliche Antriebsleistung und somit der Treibmassenstrom kleiner. Daraus läßt sich die Abnahme der Durchmesser mit der Verdampfertemperatur in Bild 3.16 erklären.

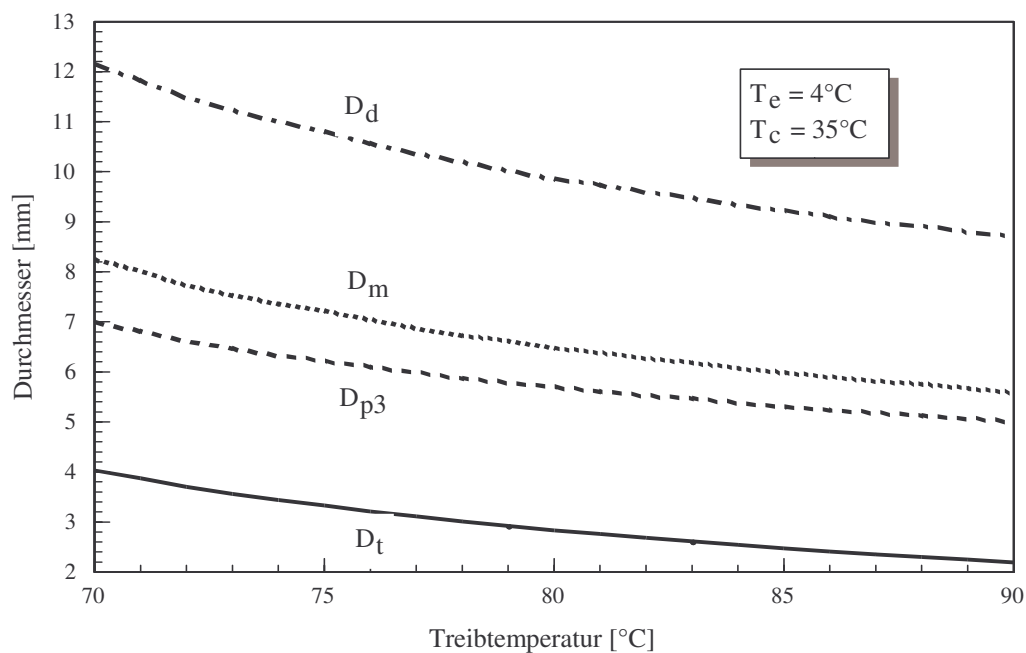


Bild 3.14: Verlauf der Düsendurchmesser in Abhängigkeit von der Treibtemperatur bei $T_c = 35$ °C und $T_e = 4$ °C.

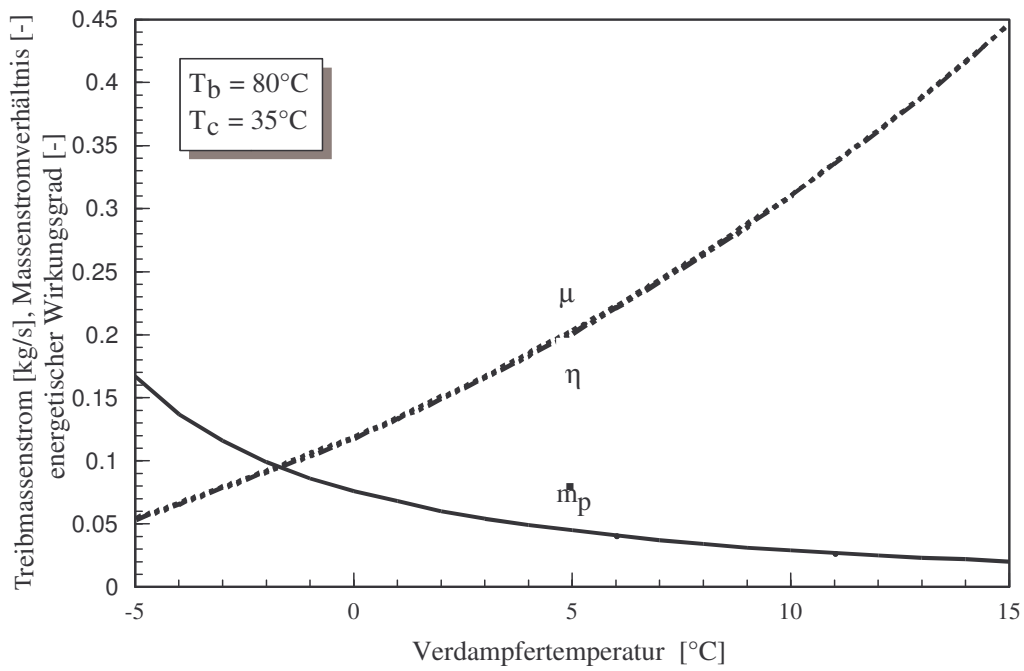


Bild 3.15: Abhängigkeit des Treibmassenstromes von der Verdampfertemperatur bei $T_b = 80^\circ\text{C}$ und $T_c = 4^\circ\text{C}$.

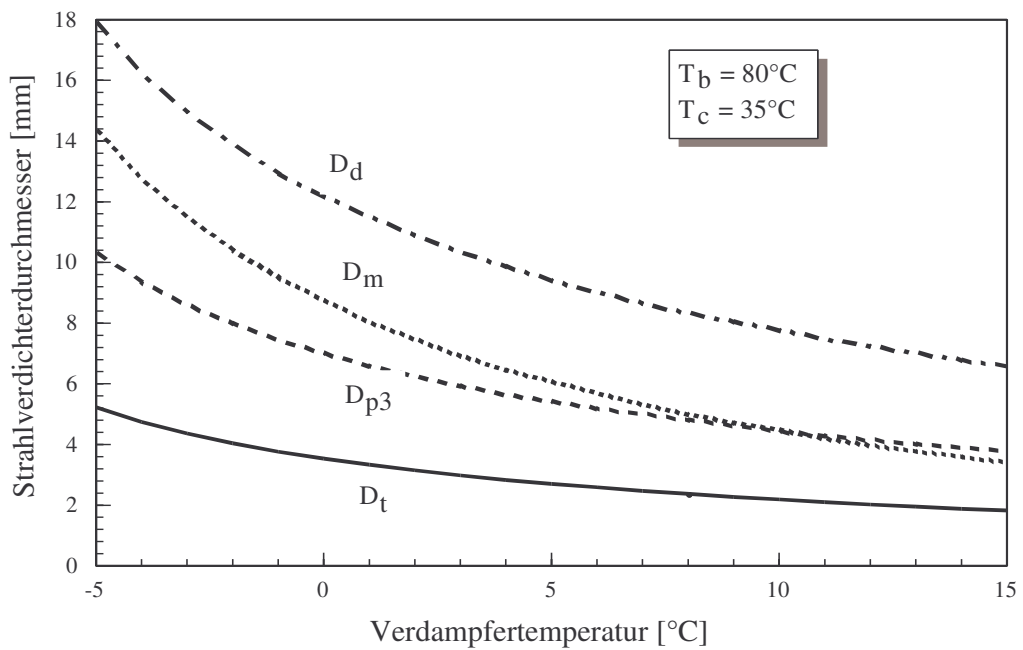


Bild 3.16: Verlauf der Düsendurchmesser in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur bei $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_b = 80^\circ\text{C}$.

Die Abhängigkeit (Abnahme) des Saugdüsendurchmessers von der Verdampfertemperatur zeigt Bild 3.17. Gemäß Gleichung 4 steigt die Kälteleistung bei zunehmender Verdampfertemperatur. Um diese Kälteleistung trotzdem konstant zu halten, wird der Saugdampfstrom und somit der Saugquerschnitt A_{s3} entsprechend verkleinert.

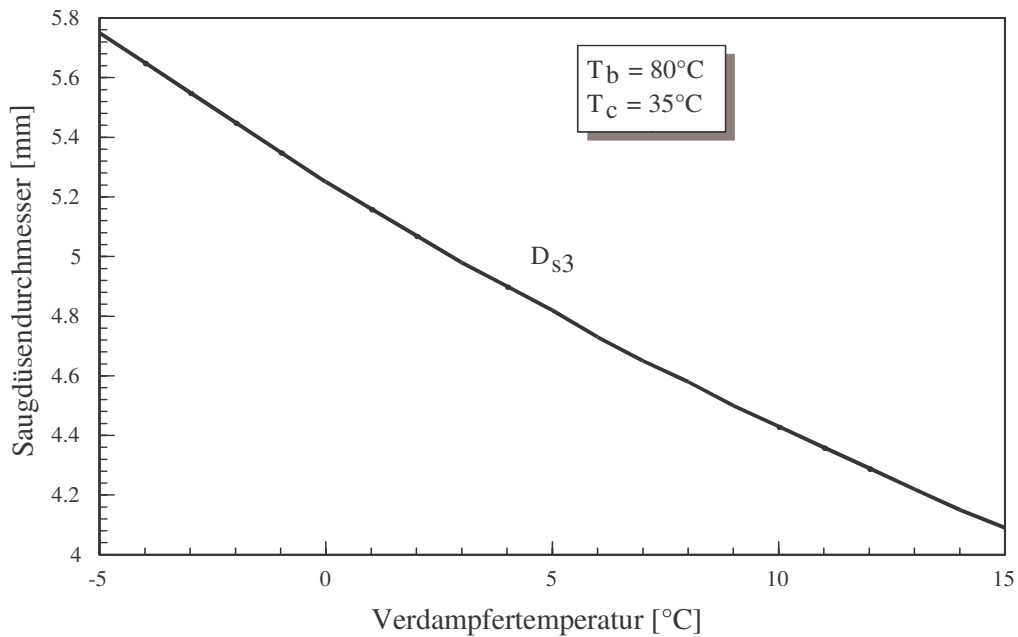


Bild 3.17: Verlauf des Saugdüsendurchmessers in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur bei $T_c = 35\text{ °C}$ und $T_b = 80\text{ °C}$.

Bild 3.18 zeigt eine Zunahme des Treibmassenstromes und die entsprechende Abnahme des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades mit der Kondensatortemperatur. Die Steigerung der Kondensatortemperatur bewirkt eine Zunahme des Kondensatordruckes (Gegendruckes). Um den von Kälteleistung und Verdampfertemperatur festgelegten Saugmassenstrom anzusaugen bzw. um die notwendige Saugleistung zu erreichen, wird eine mit der Kondensatortemperatur steigende Antriebsleistung benötigt, welche sich in einer Erhöhung des Treibmassenstromes kundtut.

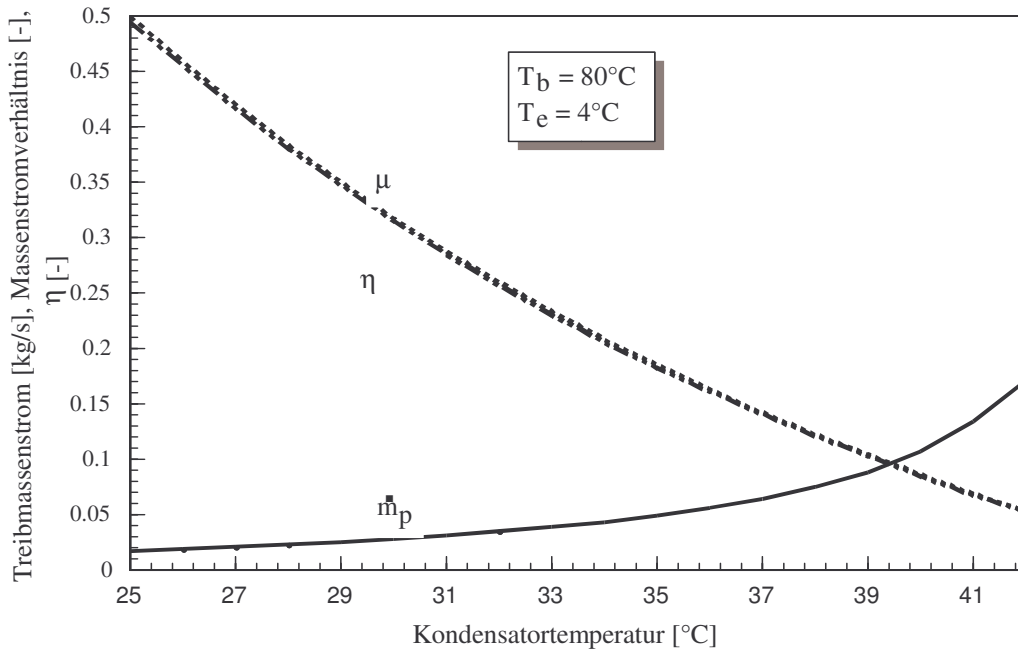


Bild 3.18: Variation des Treibmassenstromes mit der Kondensatortemperatur bei $T_b = 80^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$.

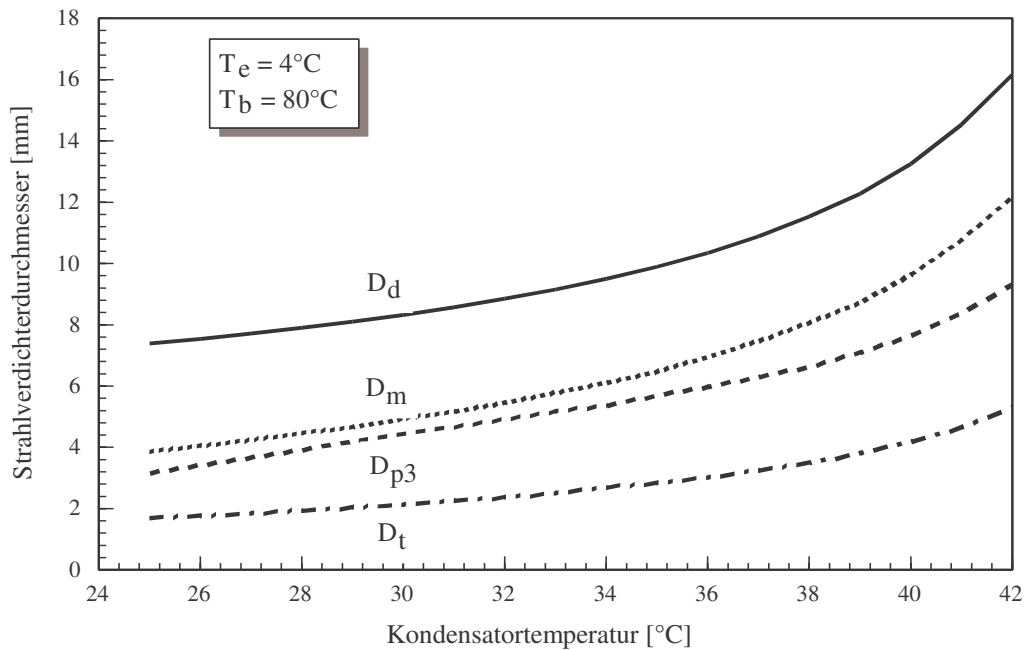


Bild 3.19: Verlauf der Düsendurchmesser in Abhängigkeit von der Kondensatortemperatur bei $T_e = 4^\circ\text{C}$ und $T_b = 80^\circ\text{C}$.

Der Einfluss der Kondensatortemperatur auf die Geometrie eines Strahlverdichters ist in Bild 3.19 gezeigt. Die Abmessungen eines Strahlverdichters nehmen bei fester Verdampfer-temperatur mit der Kondensatortemperatur zu. Um eine konstante Kälteleistung trotz steigenden

Kondensatordruckes festzuhalten, wird die Treibmassenstromzunahme beispielsweise durch eine entsprechende Vergrößerung der Strahlverdichtergeometrie D_t bewältigt. Diese hier festgestellte Zunahme der Treibdüsen- bzw. der Mischrohr- und Diffusordurchmesser ist auf den Einfluss der Kondensatortemperatur auf den Treibmassenstrom (Bild 3.18) zurückzuführen. Die in Bild 3.20 dargestellten Ergebnisse sind wichtig sowohl für die Dimensionierung als auch den Betrieb eines Strahlverdichters. Danach ist der wichtigste geometrische Parameter, das Hauptflächenverhältnis ϕ , quasi-linear proportional zur optimalen Treibtemperatur. In einer dimensionslosen Darstellung bedeutet dies, dass es eine quasi-lineare Beziehung zwischen Hauptflächenverhältnis ϕ und Antriebsdruckverhältnis ξ gibt. Diese Tatsache wurde experimentell von *Lu* [13] und *Nahdi* [14] bestätigt. Die Abhängigkeit der axialen Größen L_n , L_m und L_d eines Strahlverdichters mit der Treibtemperatur lässt sich aus den Eingabedaten (Tab. 3.1), den Düsendurchmessern und einfachen geometrischen Beziehungen berechnen.

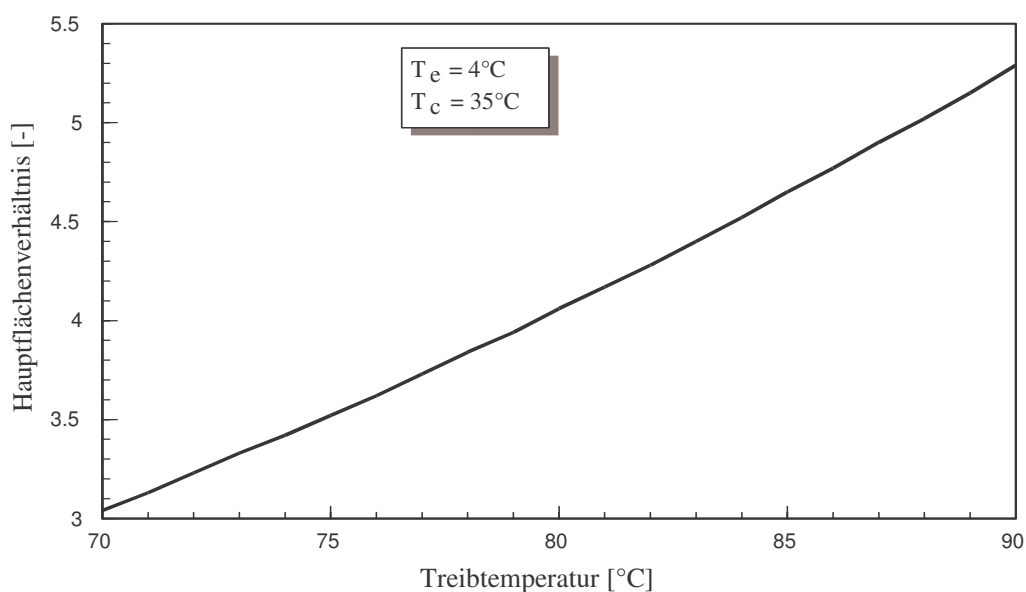


Bild 3.20: Variation des Hauptflächenverhältnisses $\phi = A_m/A_t$ mit der Treibtemperatur T_b bei $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$.

Der Verlauf des Hauptflächenverhältnisses ϕ in Abhängigkeit von der Kondensatortemperatur T_c ist in Bild 3.21 aufgetragen. Im Einklang mit den Ergebnissen aus Bild 3.18 nimmt das Hauptflächenverhältnis mit der Kondensatortemperatur ab.

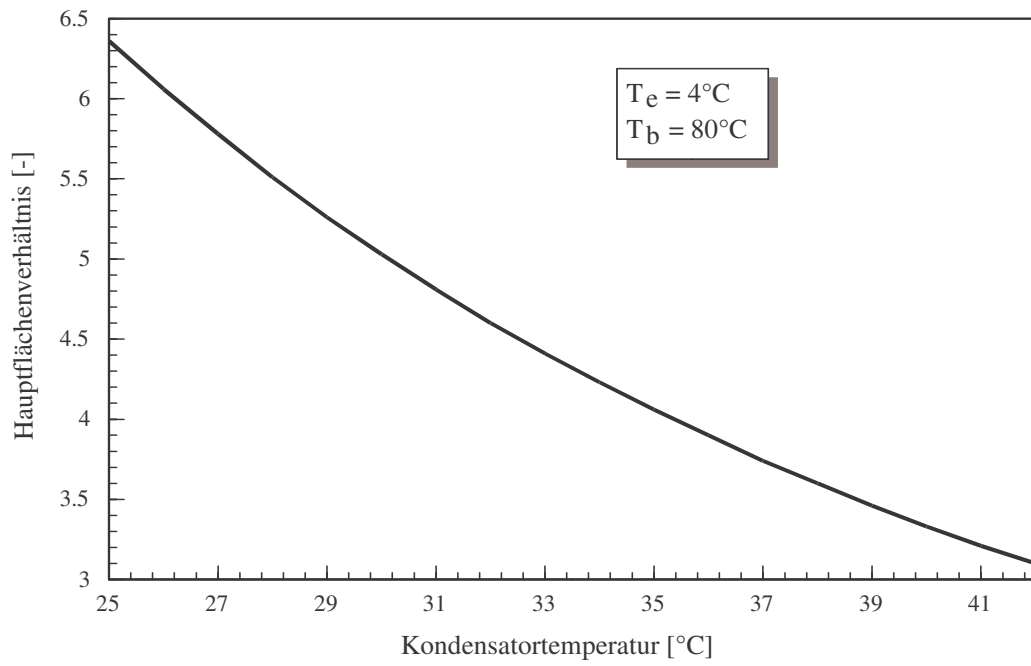


Bild 3.21: Variation des Hauptflächenverhältnisses $\phi = A_m/A_t$ mit der Kondensatortemperatur T_c bei $T_b = 80^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$.

3.3.3. Betriebsverhalten

Bild 3.22.a zeigt den Einfluss der Treibtemperatur auf den Wirkungsgrad für eine Kondensatortemperatur von 35°C, eine Verdampfertemperatur von 4°C und verschiedene Strahlverdichtergeometrien $\phi = 4,0$ ($D_t = 3,0$ mm, $D_m = 6,4$ mm), $\phi = 4,5$ ($D_t = 3,5$ mm, $D_m = 7,4$ mm) und $\phi = 4,7$ ($D_t = 3,5$ mm, $D_m = 7,6$ mm).

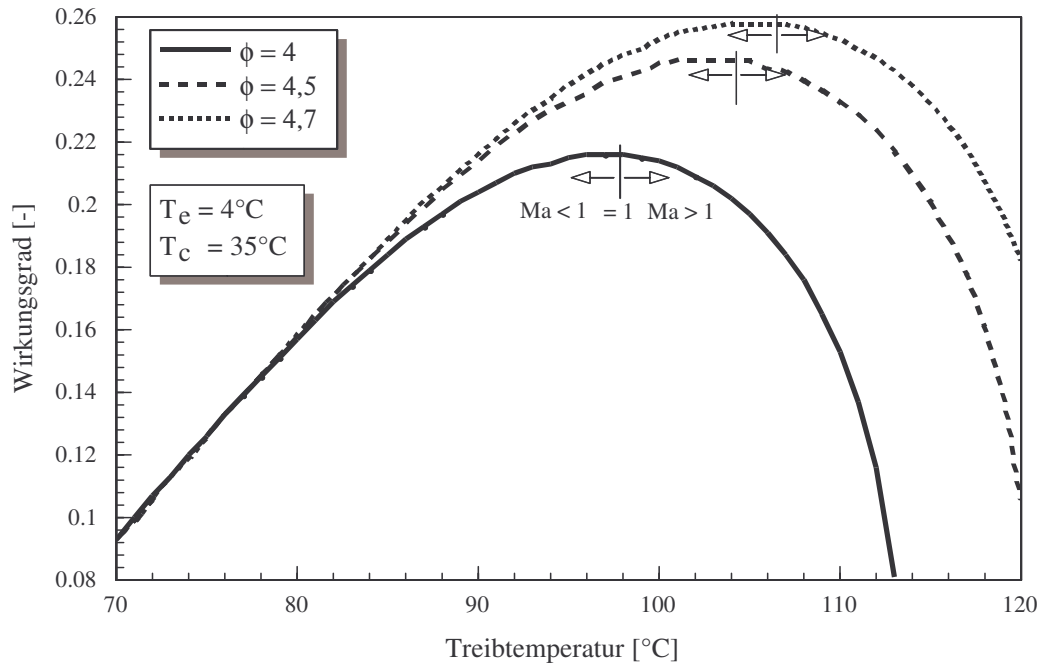


Bild 3.22.a: Variation des Wirkungsgrades mit der Treibtemperatur für $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$ (Verdichtungsverhältnis $\psi = 2,5$). Kurvenparameter ist das Hauptflächenverhältnis ϕ .

Im Gegensatz zu den Kompressions- und Absorptionskälteanlagen, bei denen der Wirkungsgrad mit zunehmender Heizkesseltemperatur steigt, weisen Strahlkälteanlagen fester Geometrie eine optimale Treibtemperatur auf, bei der das Massenstromverhältnis und der Wirkungsgrad ein Maximum erreichen. Diese Besonderheit von Strahlkälteanlagen liegt an der Überschallströmung in der Treibdüse. Bei niedrigen Treibtemperaturen bzw. kleinen Antriebsdruckverhältnissen, festliegender Kondensatortemperatur und Strahlverdichtergeometrie ist die kinetische Energie des expandierenden Treibmassenstromes klein am Treibdüsenaustritt. Der Treibdampf strömt in einem Strahl konstanten Querschnitts in das Mischrohr so ein, dass die für die Auslegung berechnete Querschnittsfläche nicht völlig ausgenutzt wird. Die Geschwindigkeit des angesaugten Fluides ist entsprechend klein, was zu einer kleinen Saugmenge und somit einem kleinen Massenstromverhältnis bzw. Wirkungsgrad führt. Wird die Treibtemperatur gesteigert, so erhöht sich die Strömungsgeschwindigkeit am Treibdüsenaustritt, infolgedessen wird der angesaugte Dampfmassenstrom beschleunigt und nimmt zu. Dies führt zu einer Steigerung des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades. Wie Bild 3.22.a zeigt, erhöht sich der Wirkungsgrad jedoch nur bis eine optimale Treibtemperatur $T_{b,opt}$ erreicht ist, bei der der energetische Wirkungsgrad maximal wird. Die Treibdüse arbeitet dann an ihrem

Auslegungspunkt. Grund hierfür ist, dass die Saugströmung in der Düsenmündung bzw. im Mischraumeintritt Schallgeschwindigkeit erreicht. In diesem Betrieb erreicht der Saugmassenstrom ein Maximum, ebenso das Massenstromverhältnis und der Wirkungsgrad. In Anlehnung an die Lavaldüse spricht man hier von einer sonischen Verblockung (auch aerodynamischen Sperre genannt) der Saugströmung, d.h. es fließt der maximale Saugmassenstrom in den Mischraum hinein.

Bei einer Steigerung der Treibtemperatur über $T_{b,opt}$ führt die Nachentspannung der Treibströmung nach Verlassen der Treibdüse dazu, dass der Saugmassenstrom wieder abnimmt, was wiederum zu einer Reduktion des Massenstromverhältnisses führt. Diese Nachentspannung des Treibstrahles, die bis in die Mischkammer hineinreicht, wurde experimentell nachgewiesen [181,182]. Die Strahlverbreiterung der Treibströmung vergrößert sich stromabwärts und drängt dabei die Saugströmung zur Mischraumwand, indem der optimale aerodynamische Saugquerschnitt, der bei Blockierung der Saugströmung erreicht wurde, entsprechend verkleinert wird. Der Saugmassenstrom und folglich das Massenstromverhältnis und der energetische Wirkungsgrad sinken. Wegen der Treibtemperaturerhöhung steigt zugleich der Treibmassenstrom. Diese beiden Effekte tragen zu einer Herabsetzung des Massenstromverhältnisses bei. Bei weiter zunehmender Treibtemperatur wird die Nachentspannung des Treibstromes so stark, dass sein Strömungsquerschnitt die Mischrohrwand berührt. Dann wird kein Saugdampf mehr angesaugt und das Massenstromverhältnis und somit der energetische Wirkungsgrad gehen gegen Null.

In dimensionsloser Darstellung entspricht Bild 3.22.a der Variation des Wirkungsgrades mit dem Antriebsdruckverhältnis $\xi = P_b/P_c$, wie in Bild 3.22.b dargestellt.

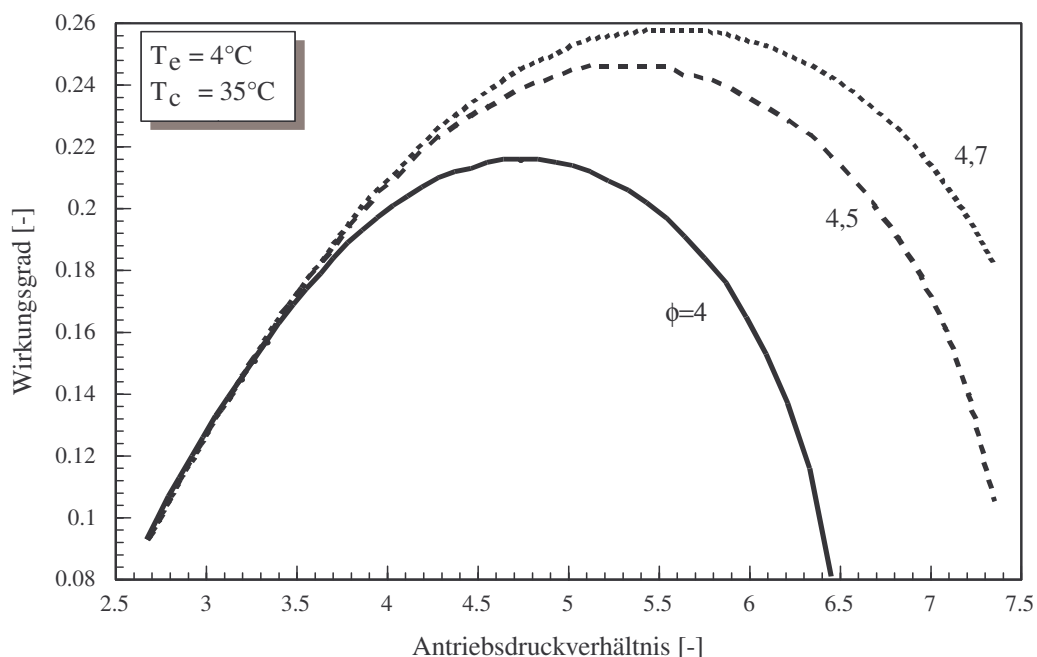


Bild 3.22.b: Variation des Wirkungsgrades mit dem Antriebsdruckverhältnis ξ für $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$ (Verdichtungsverhältnis $\psi = 2,5$). Kurvenparameter ist das Hauptflächenverhältnis ϕ .

Alle Wirkungsgradkurven in den Bildern 3.22 zeigen den gleichen Verlauf. Links von der optimalen Treibtemperatur steigt der Wirkungsgrad mit der Temperatur an, rechts nimmt er ab. Dementsprechend sind die drei Strömungszustände definiert, welche u.a. in den Arbeiten von *Fabri* [15] beschrieben sind: Unterschall-, Übergangs- und Überschallbetrieb (s. Bild 2.1). Die Bilder 3.22 zeigen außerdem den Einfluss des Hauptflächenverhältnisses ϕ auf den Wirkungsgrad: Bei vorgegebenen Verdampfer- und Kondensatortemperaturen, d.h. bei festem Verdichtungsverhältnis, nimmt der maximal erreichbare Wirkungsgrad mit dem Hauptflächenverhältnis zu. In der Tat, eine Zunahme des Hauptflächenverhältnisses, etwa durch eine Vergrößerung des Mischrohrdurchmessers D_m bei festem Treibdüsenhalsdurchmesser D_t , ist offenbar mit einer Zunahme der Treibtemperatur T_b verbunden. Die Erhöhung von T_b bewirkt gleichzeitig eine Zunahme des Treibmassenstroms \dot{m}_p und der Austrittsgeschwindigkeit w_{p3} . Das hat einen stärkeren Ansaugeffekt und somit eine Steigerung des Saugmassenstromes \dot{m}_s zur Folge. Je größer der zum Durchgang der Saugströmung im Mischraum zur Verfügung stehende Querschnitt, um so größer der Saugmassenstrom. Dabei nimmt der Saugmassenstrom viel mehr zu als der Treibmassenstrom, was sich in einer Zunahme des Massenstromverhältnisses und damit des Wirkungsgrads widerspiegelt. Den Bildern 3.22 kann entnommen werden, dass die Zunahme von Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad bei festem Verdichtungsverhältnis offensichtlich nicht im Überschallbetrieb, sondern lediglich im Unterschallbetrieb stattfindet.

Wie aus Bild 3.23 hervorgeht, gibt es für das Hauptflächenverhältnis ϕ bei vorgegebenen Verdampfer- und Kondensatortemperaturen einen optimalen Wert ϕ_{opt} , für welchen das Massenstromverhältnis und der entsprechende Wirkungsgrad maximal sind.

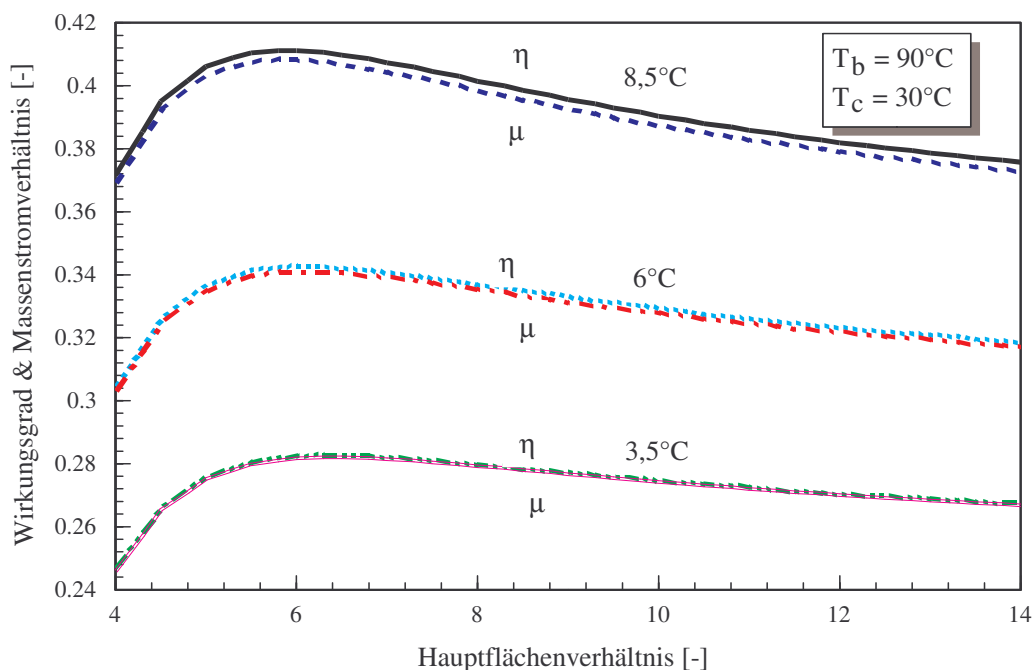


Bild 3.23: Variation des Wirkungsgrades mit dem Hauptflächenverhältnis ϕ bei $T_b = 90^\circ\text{C}$ und $T_c = 30^\circ\text{C}$ ($\xi = 4.4$) für verschiedene $T_e = 3,5^\circ\text{C}$, 6°C und $8,5^\circ\text{C}$.

Das Vorhandensein eines optimalen Hauptflächenverhältnisses ϕ_{opt} bei festem Verdichtungsverhältnis ψ wurde experimentell von *Matsuo* [43] und *Nahdi* [14] (Bilder 2.3 und 2.4) klargezeigt. Für die Verdampfertemperaturen $T_e = 3,5^\circ\text{C}$, 6°C und $8,5^\circ\text{C}$ liegt das optimale Hauptflächenverhältnis bei $\phi_{\text{opt}} = 6,4$, $6,2$ und $6,0$. Da Ammoniak ein Hochdruck-Arbeitsmittel ist, sind große Hauptflächenverhältnisse ϕ nicht angebracht (Bilder 3.22). Unseres Wissens sind diese Ergebnisse die erste theoretische Bestätigung der Messungen in [14,43].

Bild 3.24.a zeigt die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Treibtemperatur für verschiedene Verdampfertemperaturen bei gegebener Kondensatortemperatur und gegebenem Hauptflächenverhältnis. Mit steigender Verdampfertemperatur bzw. fallendem Verdichtungsverhältnis nehmen das Massenstromverhältnis und der Wirkungsgrad zu. Es zeigt sich, dass die optimale Treibtemperatur $T_{b,\text{opt}}$ mit steigender Verdampfertemperatur leicht ansteigt. Für die gegebenen Verdampfertemperaturen zwischen 0 und 12°C liegt die optimale Treibtemperatur in einem eng begrenzten Bereich zwischen 101 und 103°C .

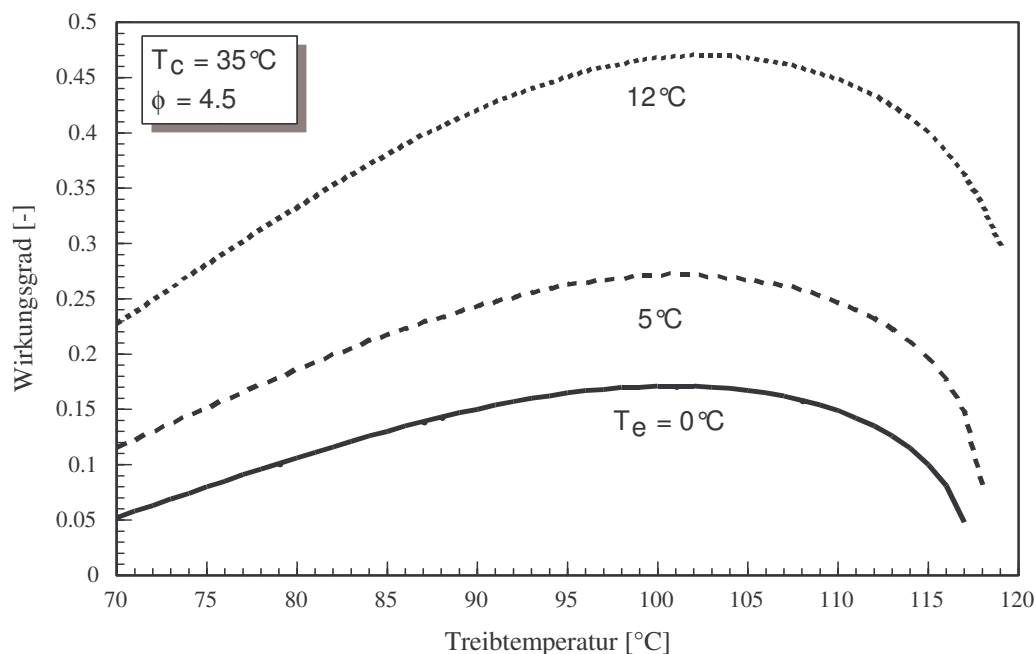


Bild 3.24.a: Variation des Wirkungsgrades mit der Treibtemperatur für verschiedene Verdampfertemperaturen, $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $\phi = 4,5$.

Die Abhängigkeit des Wirkungsgrades mit der Treibtemperatur für drei Kondensatortemperaturen zeigt Bild 3.24.b. Das Hauptflächenverhältnis ist $\phi = 4,5$ und die Verdampfertemperatur ist $T_e = 5^\circ\text{C}$. Im Gegensatz zu Bild 3.24.a zeigt sich hier eine starke Verschiebung der optimalen Treibtemperatur mit der Kondensatortemperatur: Für die zwischen 29 und 38°C liegenden Kondensatortemperaturen variiert die optimale Treibtemperatur zwischen 94 und 111°C .

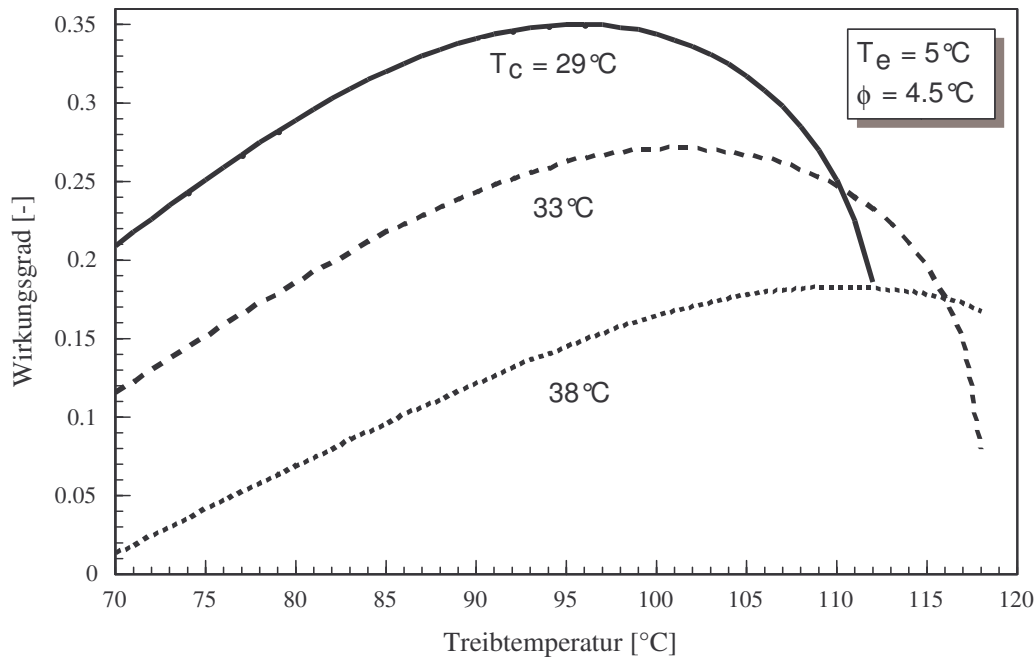


Bild Bild 3.24.b: Variation des Wirkungsgrades mit der Treibtemperatur für verschiedene Kondensatortemperaturen, $T_e = 5^\circ\text{C}$ und $\phi = 4,5$.

Die Variation des Wirkungsgrades mit der Verdampfertemperatur für eine Kondensatortemperatur von $T_c = 35^\circ\text{C}$ und ein Hauptflächenverhältnis von $\phi = 5,8$ zeigt Bild 3.25. Parameter dabei ist die Treibtemperatur T_b ($T_b = 70, 80$ und 90°C). Mit steigender Verdampfertemperatur nimmt der Druck des Saugstromes beim Eintritt in den Strahlverdichter zu und somit sinkt das Verdichtungsverhältnis. Im Einklang mit Bild 3.15 nimmt dann das Massenstromverhältnis und folglich der Gesamtwirkungsgrad zu. Für eine gegebene Verdampfertemperatur nimmt der Wirkungsgrad erwartungsmäßig mit der Treibtemperatur zu. Dagegen nimmt bei steigender Kondensatortemperatur der Gegendruck am Austritt des Strahlverdichters und damit auch das Verdichtungsverhältnis zu (Bild 3.26). Gemäß Bild 3.15 nehmen das Massenstromverhältnis und der energetische Wirkungsgrad ab. Bei den gegebenen Bedingungen ($T_e = 4^\circ\text{C}$ und $\phi = 5,8$) und einer Treibtemperatur von 70°C reicht die Antriebsleistung nicht aus, um das Gemisch aus Treib- und Saugströmung bis zu einer Kondensatortemperatur über 37°C zu verdichten. Bei einer Treibtemperatur von 80°C kann höchstens eine Kondensatortemperatur von 41°C erreicht werden.

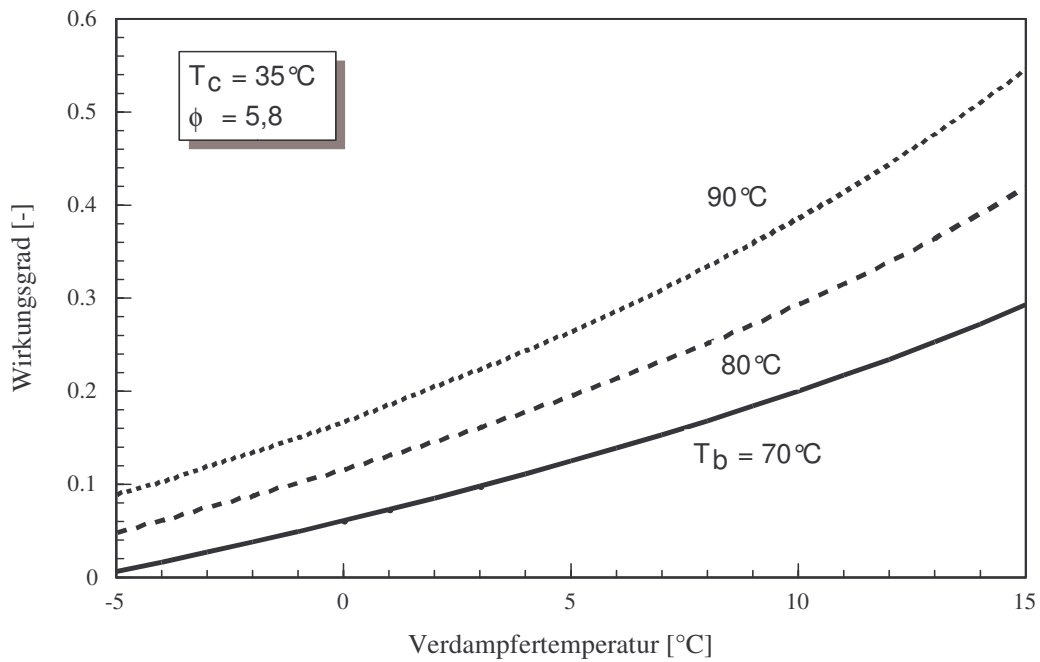


Bild 3.25: Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Verdampfertemperatur bei einer Kondensatortemperatur von $T_c = 35^\circ\text{C}$ und einem Hauptflächenverhältnis von $\phi = 5,8$.

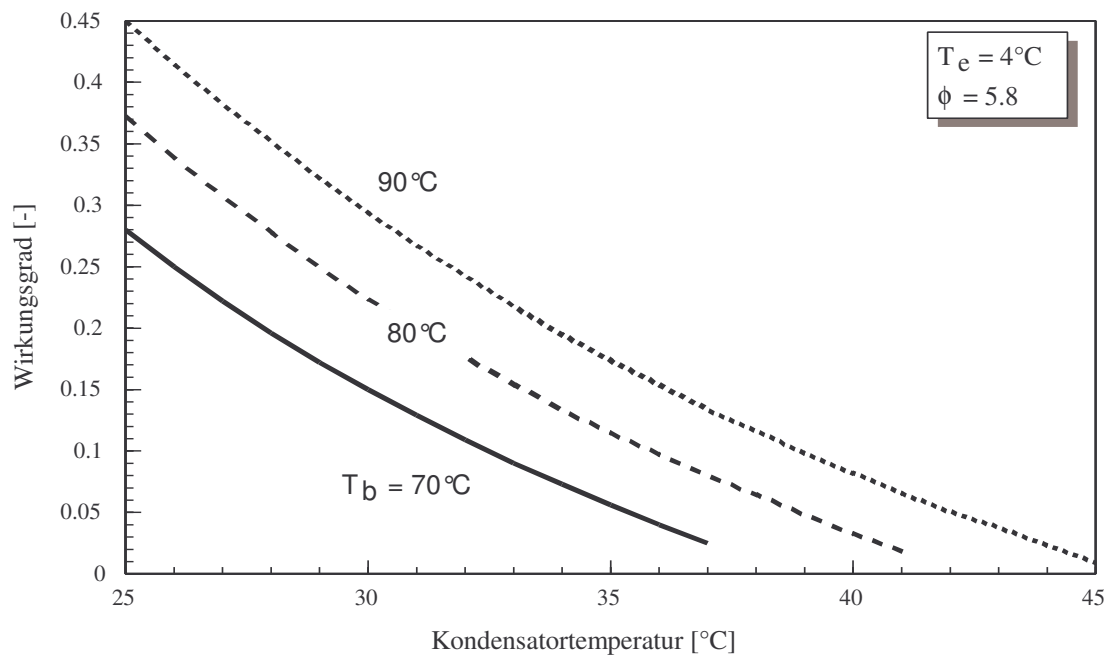


Bild 3.26: Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Kondensatortemperatur bei einer Verdampfertemperatur von 4°C und einem Hauptflächenverhältnis von $5,8$.

Bild 3.27 gibt den Einfluss des Hauptflächenverhältnisses auf das Verdichtungsverhältnis ψ

einer NH₃-Strahlkälteanlage bei vorgegebenen Treib- und Kondensatortemperaturen $T_b = 90^\circ\text{C}$ bzw. $T_c = 29^\circ\text{C}$ (Antriebsdruckverhältnis $\xi = 4,5$) und Massenstromverhältnissen $\mu = 0,15$ und $0,25$ an. Für jedes Massenstromverhältnis ergibt sich ein optimales Hauptflächenverhältnis ϕ_{opt} , welches ein maximales Verdichtungsverhältnis ergibt. Die optimalen Hauptflächenverhältnisse sind nur wenig verschieden, weil hier das Antriebsdruckverhältnis festgelegt ist.

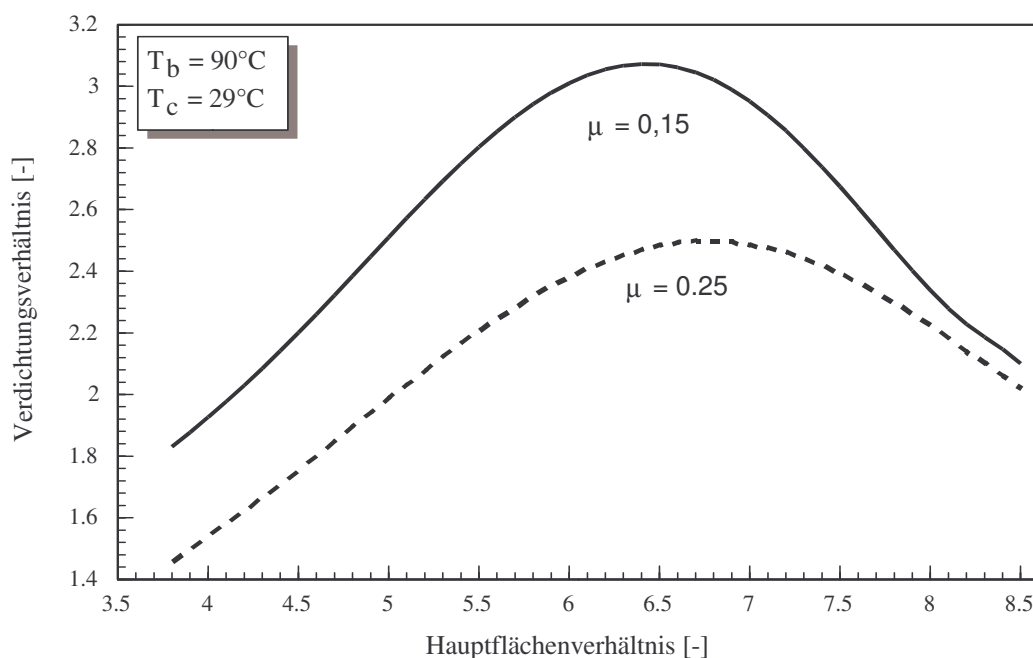


Bild 3.27: Abhängigkeit des Verdichtungsverhältnisses ψ vom Hauptflächenverhältnis ϕ für $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 29^\circ\text{C}$.

Wie in Kapitel 2 bereits gezeigt, wurde in mehreren experimentellen Arbeiten festgestellt, dass die **Verschiebung der Treibdüse** axial in den Mischraum hinein oder aus ihm heraus einen beachtlichen Einfluss auf die Wirksamkeit des Strahlverdichters haben kann. Nachfolgend werden die Ergebnisse einer theoretischen Untersuchung vorgestellt.

In Bild 3.28 ist der Einfluss der Treibdüsenverstellung auf das Massenstromverhältnis eines **R11**-Strahlverdichters für ein Hauptflächenverhältnis von $\phi = 8,16$ und ein Antriebsdruckverhältnis von $\xi = 4,8$ zu sehen. Es zeigt sich, dass die axiale Verschiebung der Treibdüsen spitze in den Mischraum hinein oder aus ihm heraus (s. auch Bild 3.5) einen beträchtlichen Einfluss auf die Leistung des Strahlverdichters hat. Das liegt daran, dass die Geschwindigkeit der Saugströmung und damit der im Strahlverdichter herrschende Druck durch Veränderung der Einlaufbedingungen beeinflusst werden. Es zeigt sich wieder eine gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten aus [30] und den Rechenergebnissen. Für diese Betriebsbedingungen ergeben die Messungen eine Steigerung von ca 17% zwischen minimalen und maximalen Massenstromverhältnissen bei einer Verschiebung der Treibdüse zwischen - 5 mm (Treibdüsen spitze im zylindrischen Mischrohr) und 33 mm (Treibdüsen spitze ausserhalb des zylindrischen Mischrohrs). Für diese Bedingungen ergibt sich ein rechnerischer Wert von

22%. Zwischen 5 mm und 26 mm (Maximum des Massenstromverhältnisses) ist der Einfluss der Treibdüsensstellung gering.

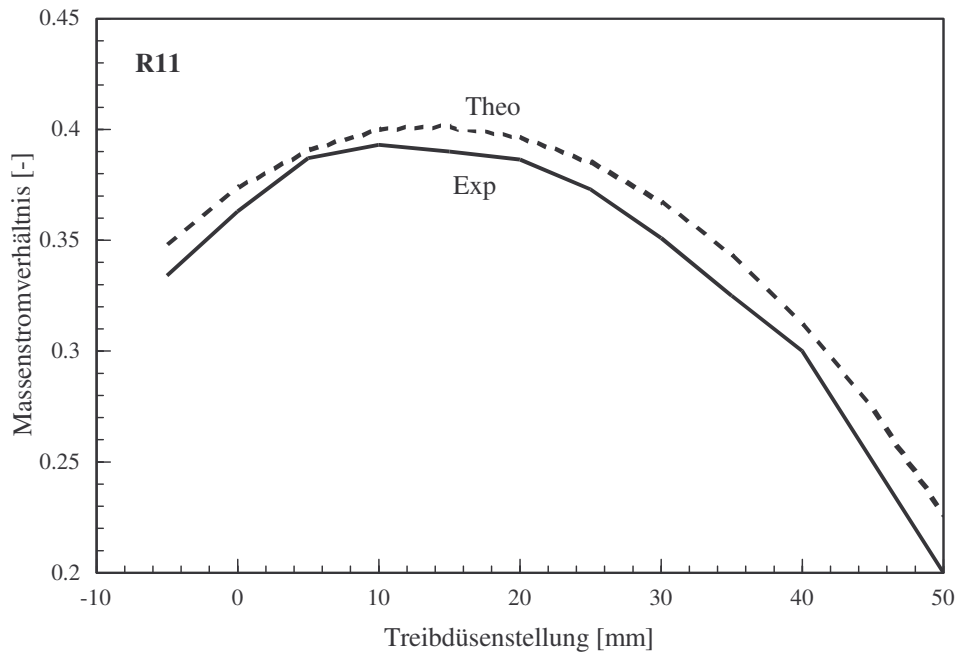


Bild. 3.28: Massenstromverhältnis in Abhängigkeit von der axialen Treibdüsensstellung bei einem Hauptflächenverhältnis von $\phi = 8,2$ und einem Antriebsdruckverhältnis von $\xi = 4,8$ für das Kältemittel **R11**. Die Messwerte stammen aus [30].

In Bild 3.29 ist das Massenstromverhältnis über den Treibdüsensabstand zum Mischraum für die Betriebstemperaturen $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 6^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$ und das Hauptflächenverhältnis $\phi = 7,6$ aufgetragen. Für den Treibdüsensabstand zwischen 10 und 15 mm erreicht das Massenstromverhältnis ein Maximum $\mu_{\max} = 0,39$. Eine Verschiebung der Treibdüse ausserhalb dieses optimalen Bereiches hat eine deutliche Abnahme des Massenstromverhältnisses zur Folge. Der Verlauf des Verdichtungsverhältnisses in Abhängigkeit von der axiale Treibdüsensstellung (Bild 3.30) ist ähnlich wie in Bild 3.29: für die vorgegebenen Betriebsbedingungen ergibt sich eine optimale Treibdüsensstellung $(L_x)_{\text{opt}} = 7,5$ mm, welche einem maximalen Verdichtungsverhältnis $\psi_{\max} = 2,35$ entspricht.

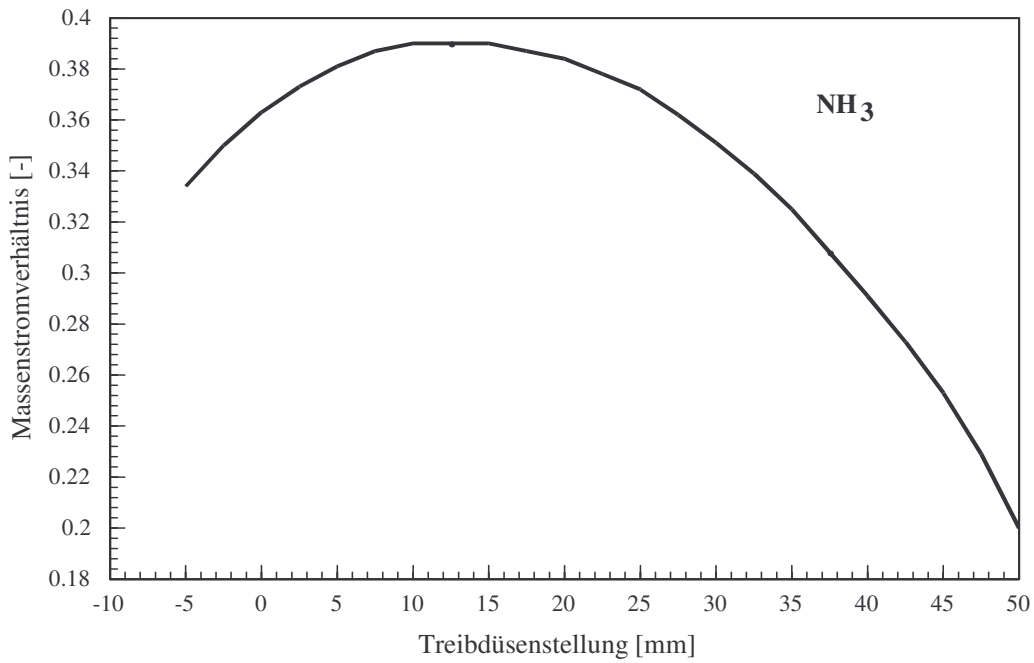


Bild 3.29: Massenstromverhältnis in Abhängigkeit von der axiale Treibdüsenstellung bei $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 6^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$ und $\phi = 7,6$ für das Kältemittel **Ammoniak**.

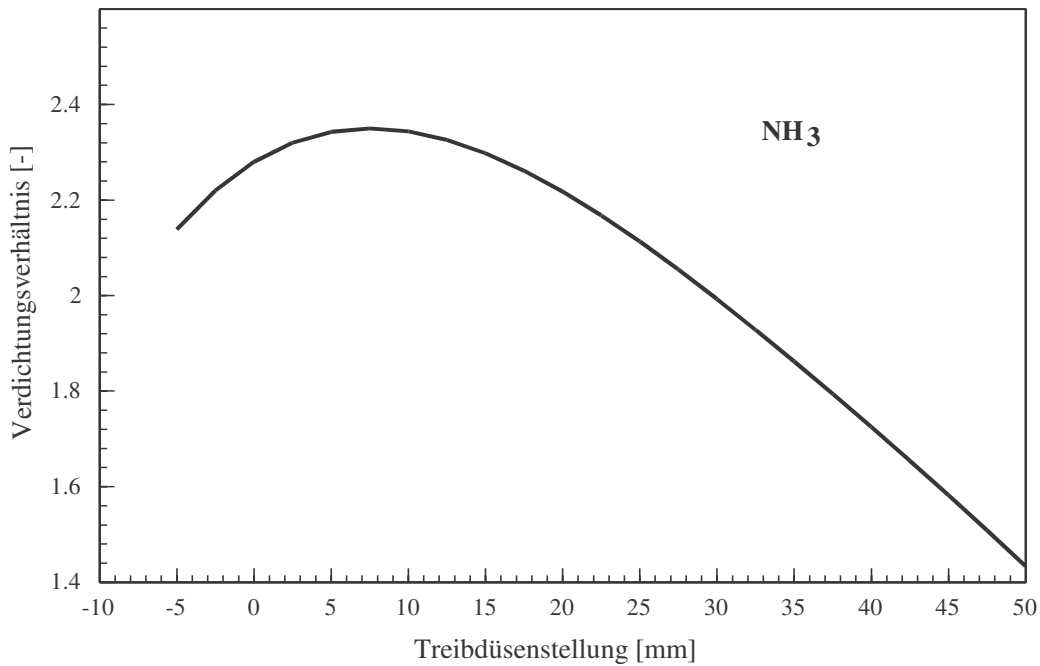


Bild 3.30: Massenstromverhältnis in Abhängigkeit von der axiale Treibdüsenstellung L_x bei $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 6^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$ und $\phi = 7,6$ für das Kältemittel **Ammoniak**.

Für das vorgegebene Antriebsdruckverhältnis von $\xi = 7$ und Massenstromverhältnis von $\mu = 0,2$ gibt Bild 3.13 die Abhängigkeit des Druckverhältnisses P_e/P_c von dem relativen Mischrohrlänge L_m/D_m im Übergangsbereich an. Nach einem anfänglichen steilen Abfall geht das Druckverhältnis P_e/P_c in die Waagerechte über, d.h. es erreicht ein Minimum, also ein maximales Verdichtungsverhältnis ψ bzw. eine optimale Mischrohrlänge. Hier können sich die Wandreibungsverluste nicht mehr auswirken. Allerdings geht mit weiter zunehmender Mischrohrlänge der waagerechte Verlauf in eine leicht ansteigende Kurve über, weil mit steigendem Wandreibungsverlust die Verblockung der Strömung wieder aufgehoben wird. Es zeigt sich auch eine gute Übereinstimmung der Messwerte mit den Berechnungen.

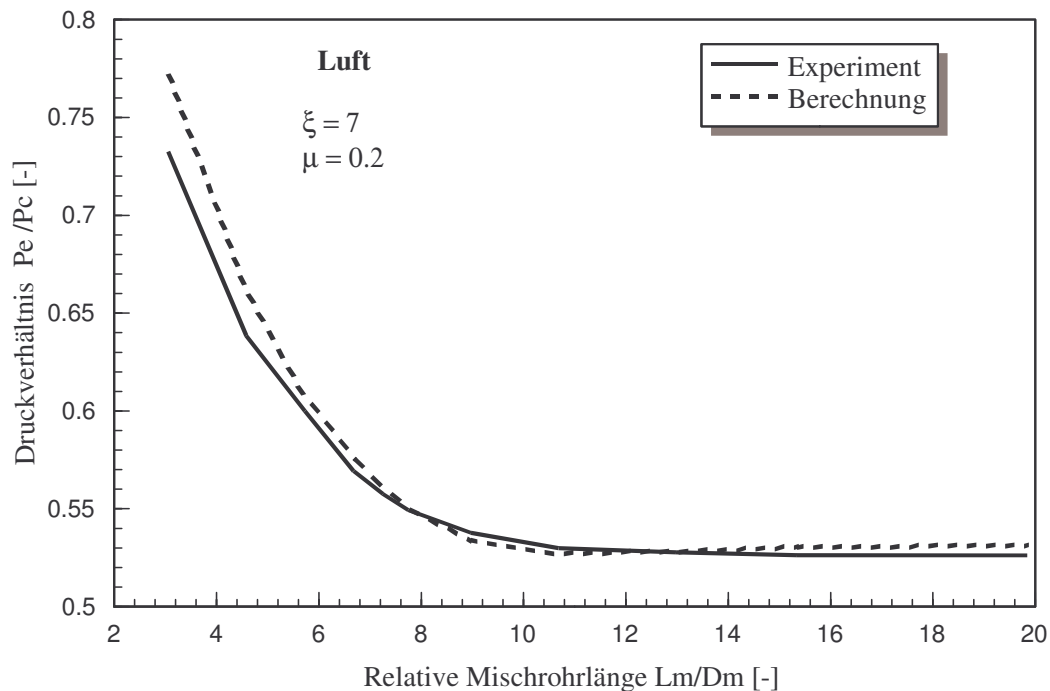


Bild. 3.31: Einfluss der relativen Mischrohrlänge L_m/D_m auf den Verlauf des Druckverhältnisses P_e/P_c bei einem Massenstromverhältnis von $\mu = 0,2$ und einem Antriebsdruckverhältnis von $\xi = 7$ für **Luft** als Kältemittel. Die Messwerte stammen aus [182].

Zusammenfassend zeigt Bild 3.32 eine dreidimensionale Darstellung des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von Hauptflächenverhältnis ϕ und Antriebsdruckverhältnis ξ für das Verdichtungsverhältnis $\psi = 2,2$. Da lediglich dimensionslose Parameter in der Abbildung verwendet sind, gilt sie für alle hier betrachteten Arbeitsfluide.

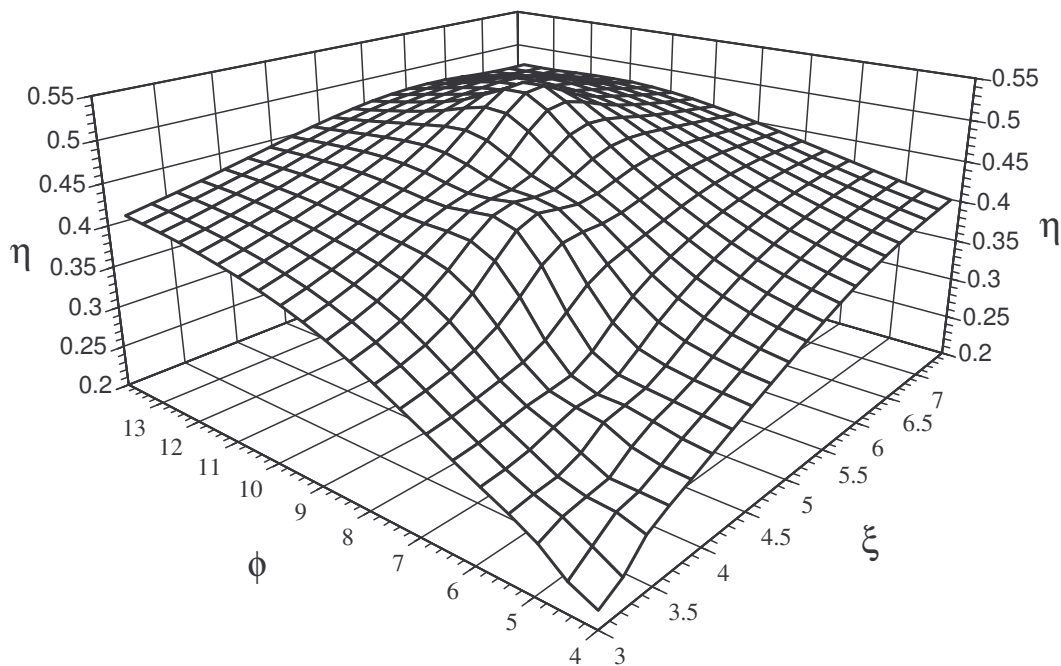


Bild 3.32: Abhängigkeit des Wirkungsgrades von Hauptflächenverhältnis ϕ und Antriebsdruckverhältnis ξ für das Verdichtungsverhältnis $\psi = 2,2$.

3.3.4. Zusammenfassung

Aus den vorgestellten Berechnungsergebnissen folgt:

- Der Treibmassenstrom nimmt mit zunehmenden Treib- oder Verdampfertemperaturen ab und mit zunehmender Kondensatortemperatur zu.
- Die Abmessungen eines Strahlverdichters nehmen generell mit steigenden Treib- oder Verdampfertemperaturen ab.
- Die Abmessungen eines Strahlverdichters nehmen dagegen mit steigenden Kondensatortemperaturen zu.
- Es gibt bei gegebener Geometrie, gegebenen Verdampfer- und Kondensatortemperaturen eine optimale Treibtemperatur bzw. ein optimales Antriebsdruckverhältnis ξ , mit der bzw. mit dem ein maximales Massenstromverhältnis und ein maximaler energetischer Wirkungsgrad erreicht wird. Im Gegensatz zum Überschallbetrieb nehmen Massenstromverhältnis und energetischer Wirkungsgrad im Unterschallbetrieb mit der Treibtemperatur zu.
- Es gibt bei gegebenem Massenstromverhältnis, gegebenen Treib- und Kondensatortemperaturen ein optimales Hauptflächenverhältnis ϕ , mit dem ein maximales Verdichtungsverhältnis erreicht wird.
- Es gibt bei gegebener Geometrie, gegebenen Treib- und Kondensatortemperaturen eine optimale TreibdüsenEinstellung L_x , mit der ein maximales Massenstromverhältnis erreicht wird,
- Es gibt bei gegebenen Verdampfer- und Kondensatortemperaturen eine quasi-lineare Abhängigkeit des Hauptflächenverhältnisses ϕ von der optimalen Treibtemperatur bzw. dem

optimalen Antriebsdruckverhältnis.

- Das Massenstromverhältnis steigt bei gegebener Geometrie, gegebenen Verdampfer- und Kondensatortemperaturen mit zunehmendem Hauptflächenverhältnis.
- Bei vorgegebenen Treib- und Kondensatortemperaturen bzw. festem Antriebsverhältnis gibt es ein optimales Hauptflächenverhältnis, mit dem ein maximales Massenstromverhältnis und ein maximaler energetischer Wirkungsgrad erreicht wird.
- Bei vorgegebener Geometrie, gegebenen Treib- und Kondensatortemperaturen nimmt das Massenstromverhältnis und somit der energetische Wirkungsgrad mit der Verdampfertemperatur zu. Bei höheren Treibtemperaturen ergeben sich größere Massenstromverhältnisse.
- Das Massenstromverhältnis und somit der energetische Wirkungsgrad nimmt bei gegebener Geometrie, gegebenen Treib- und Verdampfertemperaturen mit der Kondensatortemperatur ab. Bei höheren Treibtemperaturen ergeben sich größere Massenstromverhältnisse.

Bei der eindimensionalen Berechnung von Strahlverdichtern ergibt sich immer eine Überschall- und eine Unterschall-Lösung für den Mischungszustand. Wegen der Einschränkungen durch den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik sind die beiden Mischungszustände nicht immer physikalisch möglich. Es lässt sich zeigen, dass die Überschall-Lösung im Gegensatz zur Unterschall-Lösung nicht immer mit dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik vereinbart werden kann [165] und dass die Überschall-Lösung exergetisch günstiger ist als die Unterschall-Lösung [135]. Auch wenn die Existenz der Überschall-Lösung bei den Rechnungen wegen zu starker Vereinfachung fast immer ignoriert wird, gibt es deutliche experimentelle Befunde [15, 60,68,135,139], dass sie in der Tat auftritt. Eine Überschall-Lösung kann nur existieren, wenn Wandreibung vorliegt. Dies ist in der Praxis immer der Fall.

4 Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichter

Die in der Literatur vorhandenen Auslegungsuntersuchungen an Strahlverdichtern beziehen sich fast ausschließlich auf Einphasen-Strömungen. Selbst bei veröffentlichten Zweiphasen-Modellen [161,167,183-186] wird meistens der Treibstrahl sowie der Saugstrahl ausschließlich als Einphasenströmung betrachtet. Erst im Mischraum wird die Strömung als zweiphasig behandelt. Dagegen gibt es eine Reihe von experimentellen Untersuchungen, die darauf hinweisen, dass ein mit hoher Geschwindigkeit expandierender Dampfstrahl, wie z.B. in einer Lavaldüse, spätestens am Düsenaustritt als Nassdampf vorliegt [125,186-188].

Nachfolgend werden Ergebnisse über die optimale Auslegung und das Betriebsverhalten zweiphasig durchströmter Dampfstrahlverdichter vorgestellt. Dabei wird das Arbeitsmedium schon beim Eintritt in den Strahlverdichter als Zweiphasen-Einkomponentenströmung behandelt, sowohl auf der Treibseite als auch auf der Saugseite.

4.1 Modellierung

Die Vorgehensweise ist dieselbe wie bei den Berechnungen im vorigen Kapitel. Bei der Erweiterung des Einphasen-Modells auf Zweiphasenströmung müssen jedoch einige Änderungen vorgenommen werden.

4.1.1 Modellannahmen

Das vorliegende globale Strahlverdichtermodell greift auf das sogenannte *homogene Modell* für Zweiphasenströmung zurück [189-191]. Bei diesem Modell werden die aus den Eigenschaften der beiden Phasen gebildeten mittleren Werte als konstant über den gesamten Strömungsquerschnitt angenommen (homogene Phasenverteilung). Insbesondere besitzen Gasphase und Flüssigkeitsphase die gleiche Geschwindigkeit und sind im thermischen Gleichgewicht. Es gelten also die Vereinfachungen $w_g = w_l$ und $T_g = T_l$.

4.1.2 Modellierung eines Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichters

Für die Expansion der Strömung in der Treib- und Saugdüse, die Vermischung und Verdichtung im Mischraum sowie die Verdichtung im Diffusor wird das Modell aus Kapitel 3 übernommen und erweitert. Es werden vor allem Änderungen zur Bestimmung der thermodynamischen Zustände vorgenommen. Die thermodynamischen Zustandsgrößen im Zweiphasengebiet lassen sich durch die üblichen Beziehungen, abhängig vom Dampfgehalt φ , bestimmen:

$$h_{2ph} = \varphi h_g + (1 - \varphi) h_l, \quad (53)$$

$$s_{2ph} = \varphi s_g + (1 - \varphi) s_l, \quad (54)$$

Zwischen dem volumetrischen Dampfanteil ϵ und dem massenbezogenen Dampfgehalt φ

$$\rho_{2ph} = \epsilon \rho_g + (1 - \epsilon) \rho_l$$

bzw.

$$\frac{1}{\rho_{2ph}} = \frac{\varphi}{\rho_g} + \frac{1 - \varphi}{\rho_l} \quad (55)$$

besteht die Beziehung

$$\epsilon = \frac{\varphi \rho_l}{\varphi \rho_l + \delta (1 - \varphi) \rho_g} \quad (56)$$

Bei homogener Zweiphasenströmung gilt für den Phasenschlupf $\delta = 1$. Diese thermodynamischen Beziehungen müssen explizit in die Gleichungen aus Abschnitt 3.2 für einphasige Strömung mit einbezogen werden. Bei Verwendung der Subroutine **Fluids** aus dem Programm **Trnsys** [192] braucht man die obigen Gleichungen nicht explizit zu programmieren, denn dort kann der Dampfgehalt als Eingabegröße angegeben werden, und mit einer weiteren Größe, z.B. der Temperatur, können die restlichen thermodynamischen Eigenschaften aufgerufen werden. Diese Subroutine enthält leider nur wenige umweltverträgliche Kältemittel. Das Programm **Refprop** [193] enthält dagegen zahlreiche umweltfreundliche Kältemittel, aber dort gibt es den Dampfgehalt als Eingabegröße nur in 2 (SPIN, HPIN) der 13 vorhandenen Subroutinen. Die Bestimmung der thermophysikalischen Eigenschaften eines zweiphasigen Arbeitsmittels mit Hilfe dieses Programms erfordert also eine Unmenge von Iterationen. Neben den thermodynamischen Eigenschaften müssen auch die Berechnungen sowohl des Reibungsfaktors als auch der Schallgeschwindigkeit bei einer Zweiphasenströmung revidiert werden.

Ausgehend von dem bei Einphasenströmung im vorigen Kapitel benutzten Reibungsfaktor wird dieser im Zweiphasengebiet mit Hilfe des sogenannten Zweiphasenmultiplikators abgeschätzt [190,191,194]. Danach ist der Reibungsfaktor einer Zweiphasenströmung proportional zu dem einer entsprechenden Einphasenströmung, wobei der Proportionalitätsfaktor größer Eins ist. Bei Zweiphasenströmungen gibt es abhängig von der Strömungsform drei Modelle: homogenes, Schlupf- und Zweifluid-Modell. Dementsprechend ergeben sich bei der Ableitung der Schallgeschwindigkeit $c^2 = \partial p / \partial \rho$ drei verschiedene Werte. In jedem Fall ist die Schallgeschwindigkeit viel kleiner als die entsprechenden Phasen-Schallgeschwindigkeiten:

$$c_{2ph} < c_g < c_l$$

Die Schallgeschwindigkeit der homogenen Zweiphasenströmung wurde nach der Beziehung von *Nguyen et al.* [195]

$$c_{2ph} = \frac{1}{(1 - \epsilon) \sqrt{\frac{(1 - \epsilon)}{c_l^2} + \frac{\rho_l \epsilon}{\rho_g c_g^2}} + \epsilon \sqrt{\frac{\epsilon}{c_g^2} + \frac{\rho_g (1 - \epsilon)}{\rho_l c_l^2}}} \quad (57)$$

berechnet, die sehr gut mit Messwerten nach [196, 197] übereinstimmt. Dabei wurden die Phasen-Schallgeschwindigkeiten c_g und c_l nach dem Berechnungsverfahren in [198] oder aus **Refprop** bestimmt. Für die reinen und einphasigen Kältemittel Ammoniak, R22, R134a, R152a und R123 sind auch Gleichungen von *Baehr und Tillner-Roth* [199] programmiert worden. Eine weitere Beziehung für die Einphasen-Schallgeschwindigkeit befindet sich in [189].

Die Berechnung eines Zweiphasen-Strahlverdichters wird analog zur Berechnung eines Einphasen-Strahlverdichters durchgeführt. Der Rechnungsablauf wird daher hier nicht wiederholt. Es werden lediglich die Rechenergebnisse vorgestellt.

4.2 Numerische Ergebnisse

Nachfolgend werden die numerischen Ergebnisse für die Dimensionierung und das Betriebsverhalten eines mit **Ammoniak (R717)** als Arbeitsmittel angetriebenen Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichters dargelegt. Statt eines Reibungsfaktors von $f_m = 0,025$ beim Einphasen-Strahlverdichter wird hier $f_m = 0,04$, benutzt und die Schallgeschwindigkeit wird nach Gleichung (57) berechnet. Außerdem werden nun Dampfgehalte $\varphi_b < 1,0$ und $\varphi_e < 1,0$ in der Subroutine **Fluids** angegeben. Mit einer Zusammensetzung von $Z = 0,99$ gibt die Routine **AWMIX** [200] praktisch die gleichen Ergebnisse wie die Subroutine **Fluids**. Ansonsten wird das Rechenverfahren für Einkomponenten-Strahlverdichter übernommen.

4.2.1 Auslegung

Bild 4.1 zeigt die Abnahme des Wirkungsgrades mit steigendem Treibdampfgehalt, während Bild 4.2 die Zunahme mit steigendem Saugdampfgehalt angibt. Für gegebene Betriebstemperaturen hat dagegen weder der Treibdampfgehalt noch der Saugdampfgehalt Einfluss auf das Massenstromverhältnis. Grund hierfür ist, dass diese Dampfgehalte keine Auswirkung auf die Druckverhältnisse haben und diese ausschließlich das Massenstromverhältnis bestimmen.

Im Zweiphasengebiet beeinflussen zwar die Dampfgehalte die Enthalpie, Entropie und die Dichte, aber nicht den Druck. Die Abmessungen eines Strahlverdichters sowie der Wirkungsgrad einer Strahlkältemaschine hängen also sowohl von der Temperatur als auch vom Dampfgehalt ab, dagegen ist das Massenstromverhältnis ausschließlich von der Betriebstemperatur abhängig. Bei den gegebenen Betriebstemperaturen liegt ein Verdichtungsverhältnis $\psi = 2,72$ vor und es ergibt sich ein Massenstromverhältnis $\mu = 0,19$.

Für die weiteren Berechnungen wurden die Treib- und Saugdampfgehalte in den Kombinationen $\varphi_b = 80\%$ und $\varphi_e = 70\%$, $\varphi_b = 80\%$ und $\varphi_e = 95\%$ sowie $\varphi_b = 65\%$ und $\varphi_e = 95\%$ gewählt.

Bilder 4.3 bis 4.5 zeigen den Einfluss dieser Dampfgehalte auf die Treib- und Saugmassenströme, das Massenstromverhältnis und den Wirkungsgrad bei einer Kondensatortemperatur von 35°C , einer Verdampfertemperatur von 4°C und einem Treibtemperaturbereich von 70 bis 90°C . Damit lassen sich die Kurvenverläufe zur Dimensionierung und zum Betriebsverhalten (Bilder 4.6 bis 4.11) im folgenden erklären.

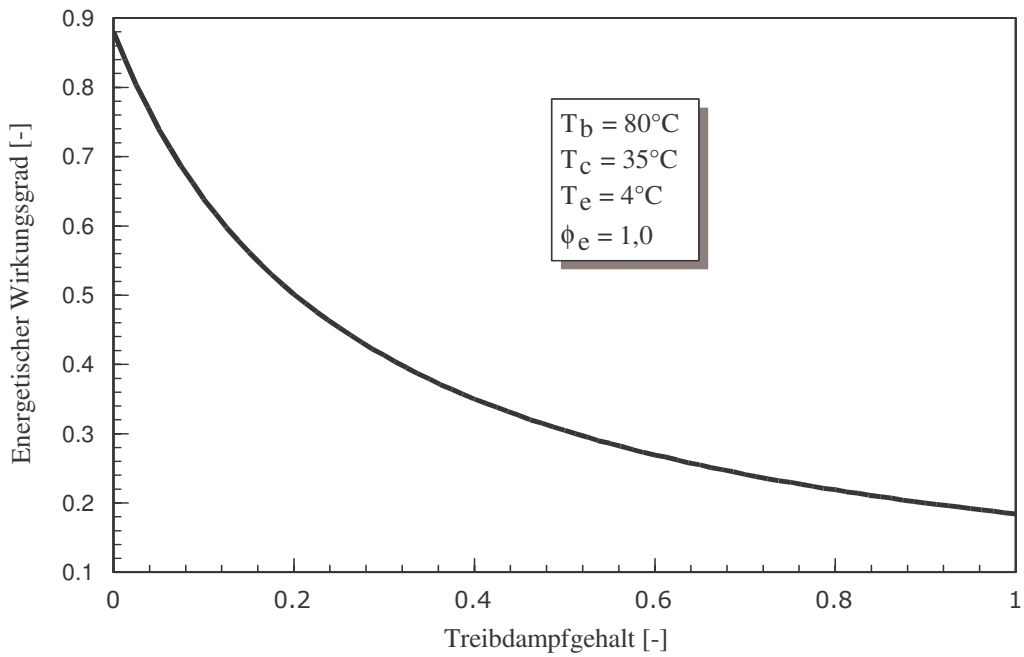


Bild 4.1: Wirkungsgrad in Abhängigkeit vom Treibdampfgehalt ϕ_b bei $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$.

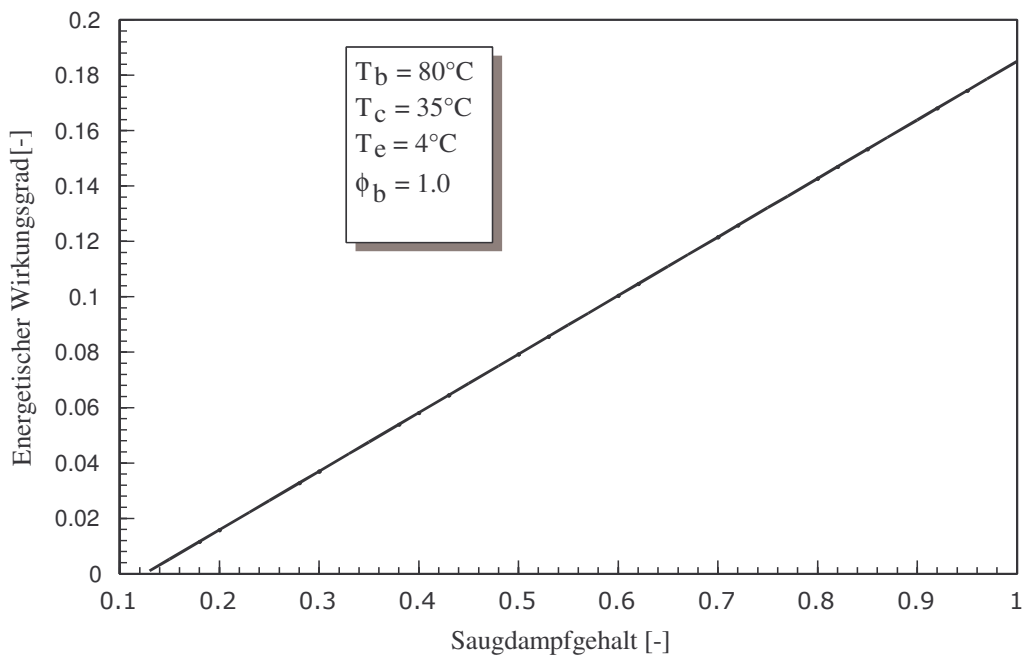


Bild 4.2: Wirkungsgrad in Abhängigkeit vom Saugdampfgehalt ϕ_e bei $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$.

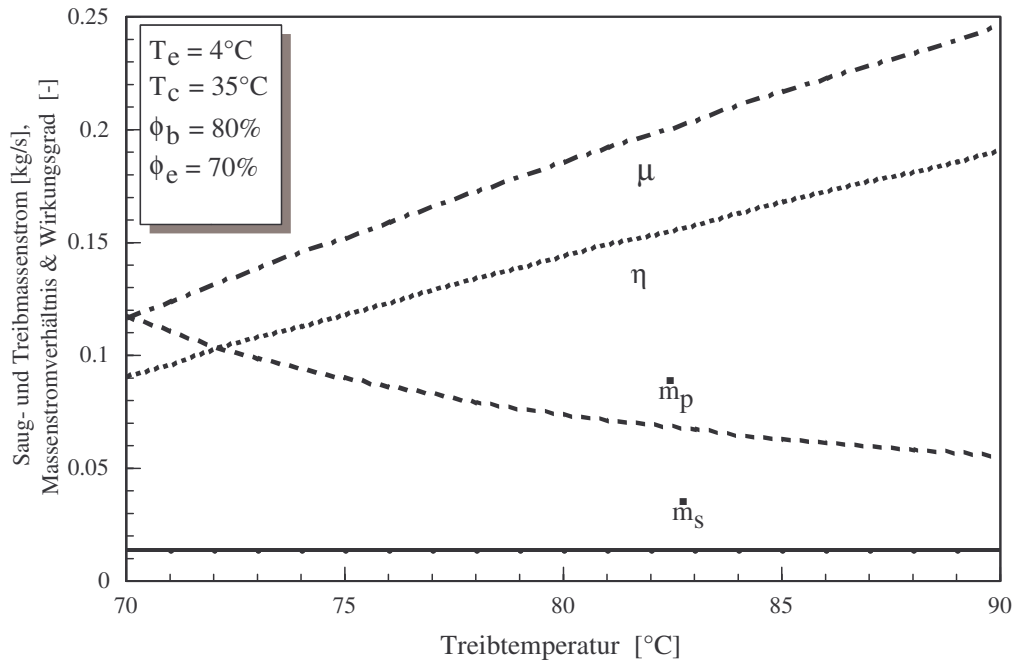


Bild 4.3: Variation der Massenströme, des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades mit der Treibtemperatur bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\phi_b = 80\%$ und $\phi_e = 70\%$.

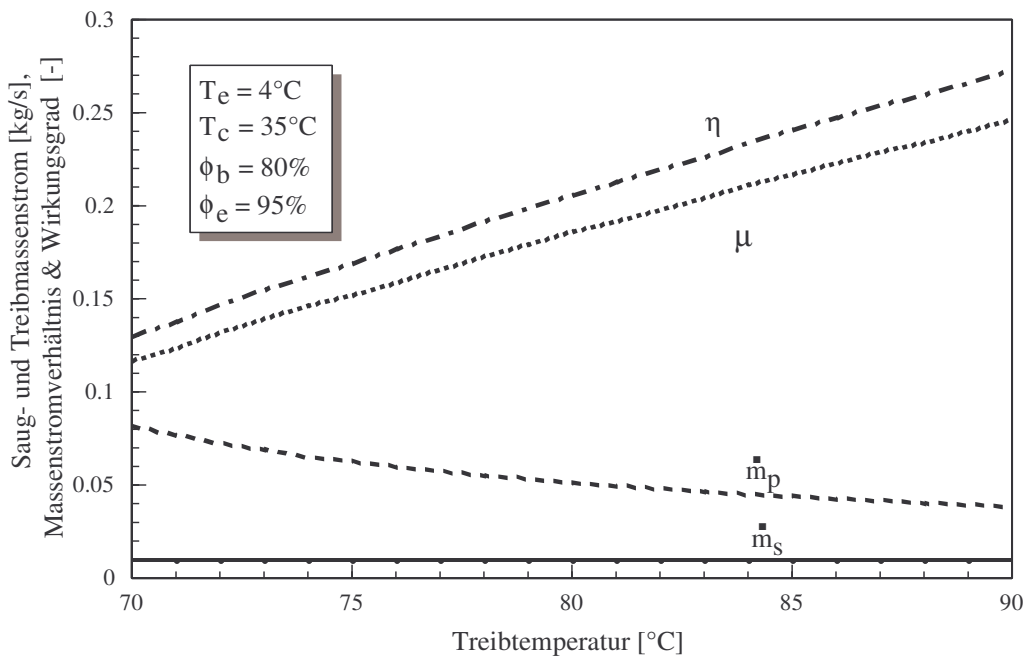


Bild 4.4: Variation der Massenströme, des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades mit der Treibtemperatur für $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\phi_b = 80\%$ und $\phi_e = 95\%$.

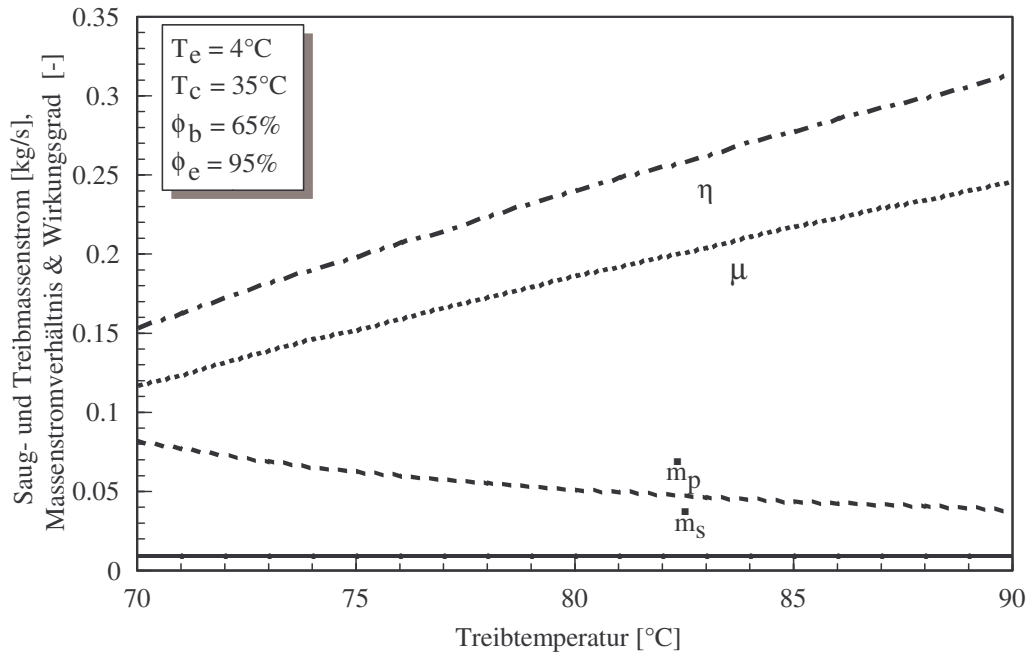


Bild 4.5: Variation der Massenströme, des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, für $\varphi_b = 65\%$ und $\varphi_e = 95\%$.

Wie bei Einphasen-Strahlverdichtern zeigt auch Bild 4.6 eine Abnahme der Treibdüsendurchmesser D_t und D_{p3} mit der Treibtemperatur bei einem festen Verdichtungsverhältnis ($T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$). Die Durchmesser sind am größten für die Kombination $\varphi_b = 80\%$, $\varphi_e = 70\%$, während die Kombinationen $\varphi_b = 80\%$, $\varphi_e = 95\%$ und $\varphi_b = 65\%$, $\varphi_e = 95\%$ die kleinsten und praktisch gleichen Abmessungen ergeben. Dies gilt auch für die weiteren Abbildungen 4.7 bis 4.10. Dort werden die Strahlverdichterdurchmesser nur für die Kombinationen $\varphi_b = 80\%$, $\varphi_e = 70\%$ und $\varphi_b = 80\%$, $\varphi_e = 95\%$ gezeigt.

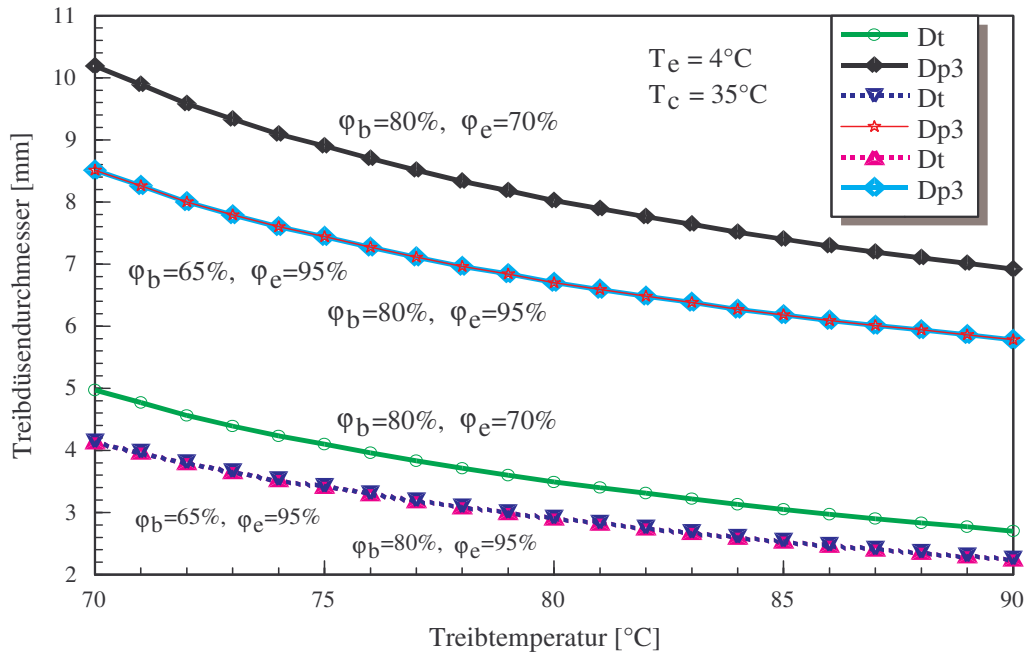


Bild 4.6: Verlauf der Düsendurchmesser D_t und D_{p3} in Abhängigkeit von der Treibtemperatur bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$ und verschiedenen ϕ_b und ϕ_e .

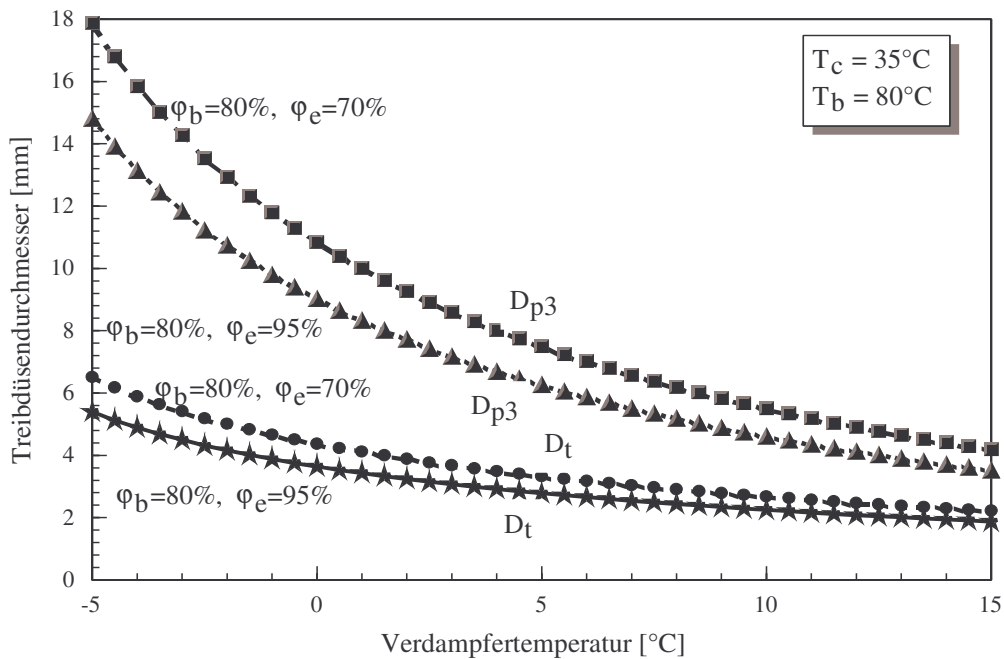


Bild 4.7: Verlauf der Durchmesser D_t und D_{p3} in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur bei $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $\phi_b = 80\%$ und verschiedenen ϕ_e .

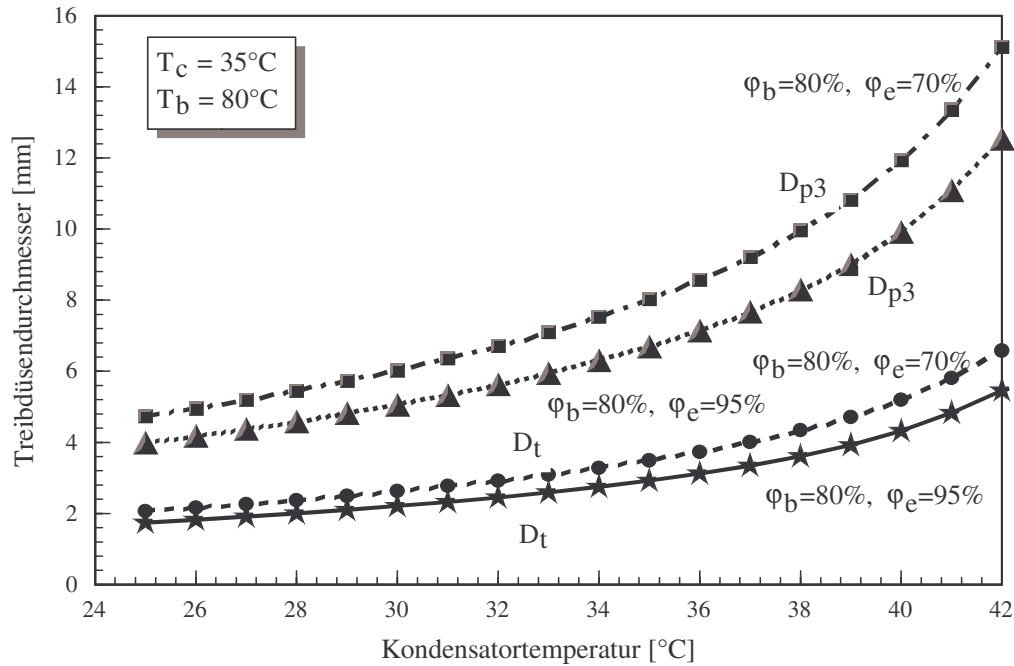


Bild 4.8: Verlauf der Treibdüsendurchmesser D_t und D_{p3} in Abhängigkeit von Kondensatortemperatur bei $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\phi_b = 80\%$ und verschiedenen ϕ_e .

Die Einflüsse der Treib- und Saugdampfgehalte auf die Misch- und Diffusordurchmesser D_m bzw. D_d in den Bildern 4.9 - 4.11 sind qualitativ ähnlich wie für die Treibdurchmesser in den Bildern 4.6 - 4.8. Ausserdem sind die Verläufe dieser Durchmesser in Abhängigkeit von der Treibtemperatur (Bild 4.9), der Verdampfertemperatur (Bild 4.10) und der Kondensatortemperatur (Bild 4.11) gleich wie bei Einphasen-Kältemitteln: Abnahme der Durchmesser D_m und D_d mit der Treibtemperatur und der Verdampfertemperatur bzw. Zunahme mit der Kondensatortemperatur.

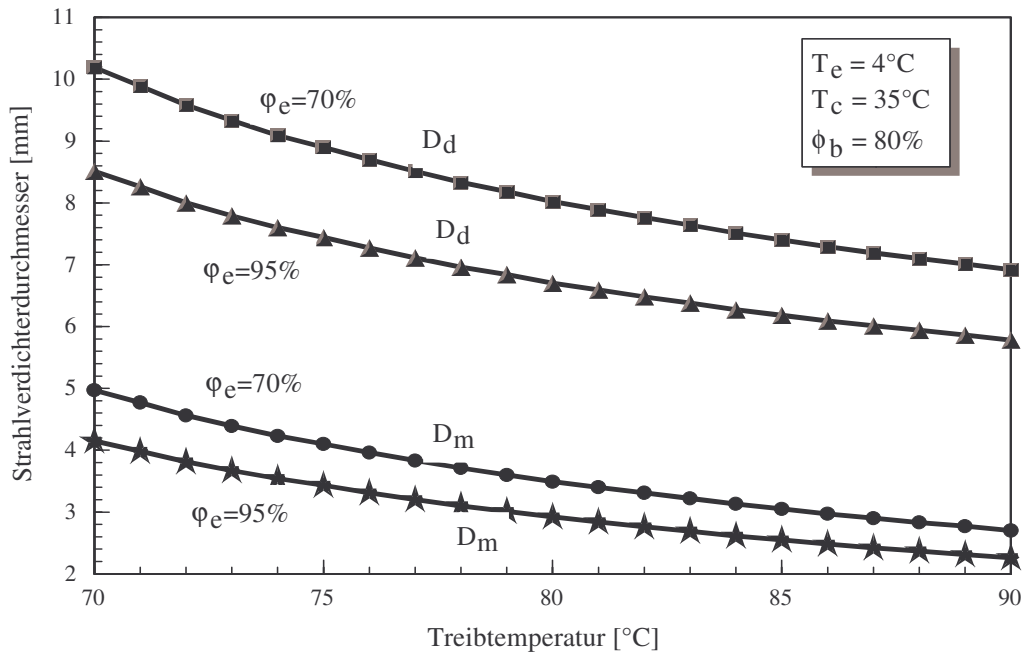


Bild 4.9: Einfluss der Treibtemperatur auf Mischrohr- und Diffusordurchmesser bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\phi_b = 80\%$ und verschiedenen ϕ_e .

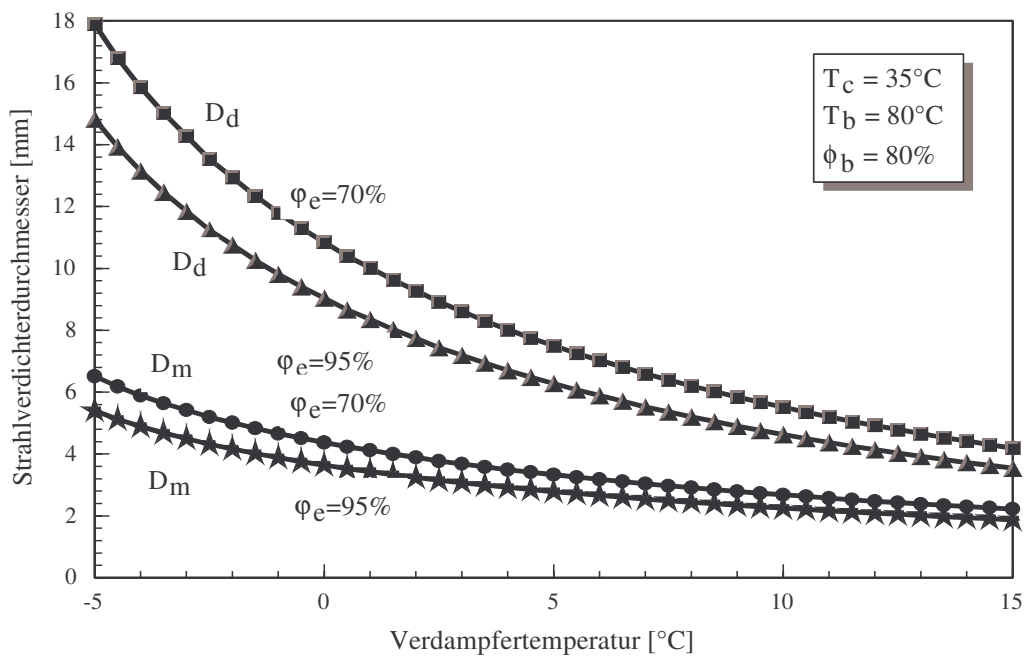


Bild 4.10: Einfluss der Verdampfertemperatur auf Mischrohr- und Diffusordurchmesser bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_b = 80^\circ\text{C}$, $\phi_b = 80\%$ und verschiedenen ϕ_e .

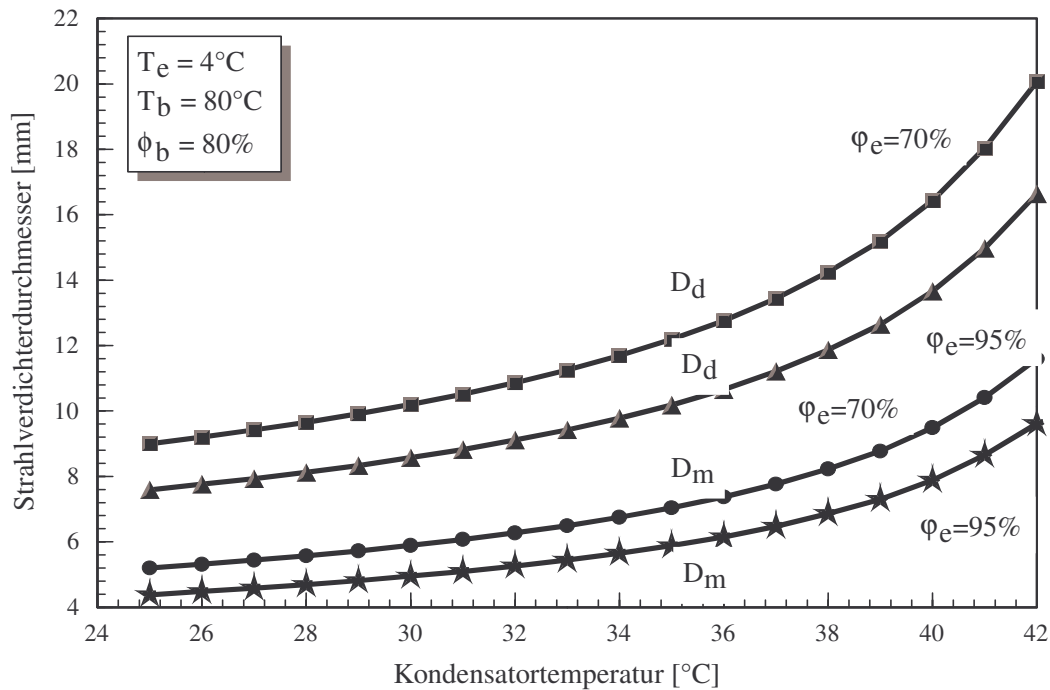


Bild 4.11: Einfluss der Kondensatortemperatur auf Mischrohr- und Diffusordurchmesser bei $T_e = 4^\circ\text{C}$, $T_b = 80^\circ\text{C}$, $\phi_b = 80\%$ und verschiedenen ϕ_e .

Zusammenfassend wird folgendes festgestellt:

- Der Wirkungsgrad nimmt mit wachsendem Saugdampfgehalt und abnehmendem Treibdampfgehalt zu.
- Für gegebene Treib- und Saugdampfgehalte ϕ_b bzw. ϕ_e verlaufen der Wirkungsgrad und das Massenstromverhältnis in Abhängigkeit von Treib-, Verdampfer- und Kondensatortemperaturen ähnlich wie beim Einphasen-Strahlverdichter.
- Für gegebene Treib- und Saugdampfgehalte ϕ_b bzw. ϕ_e nehmen die Abmessungen (Durchmesser) eines Zweiphasen-Strahlverdichters mit steigenden Treib- oder Verdampfertemperaturen ab.
- Die Abmessungen eines Zweiphasen-Strahlverdichters nehmen dagegen mit steigenden Kondensatortemperaturen zu.
- Für einen gegebenen Treibdampfgehalt nehmen die Abmessungen eines Zweiphasen-Strahlverdichters mit steigendem Saugdampfgehalt ab.

4.2.2 Betriebsverhalten

Bild 4.12 zeigt die Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses μ und des Wirkungsgrades η von der Treibtemperatur bei einer Verdampfertemperatur von 4°C , einer Kondensatortemperatur von 35°C , einem Hauptflächenverhältnis von $\phi = 4,0$ und für verschiedene Treib- und Saugdampfgehalte. Der Verlauf des Massenstromverhältnisses ist gleich wie beim Einphasen-Dampfstrahlverdichter (Bild 3.22). Der niedrigste energetische Wirkungsgrad ergibt sich für die Konfiguration $\varphi_b = 80\%$, $\varphi_e = 70\%$ und der höchste für die Kombination $\varphi_b = 65\%$, $\varphi_e = 95\%$. Bei einem Hauptflächenverhältnis von $\phi = 4,5$ (Bild 4.13) zeigt sich ein ähnlicher Verlauf, die maximalen Werte von Massenstromverhältnis μ und Wirkungsgrad η sind jedoch höher.

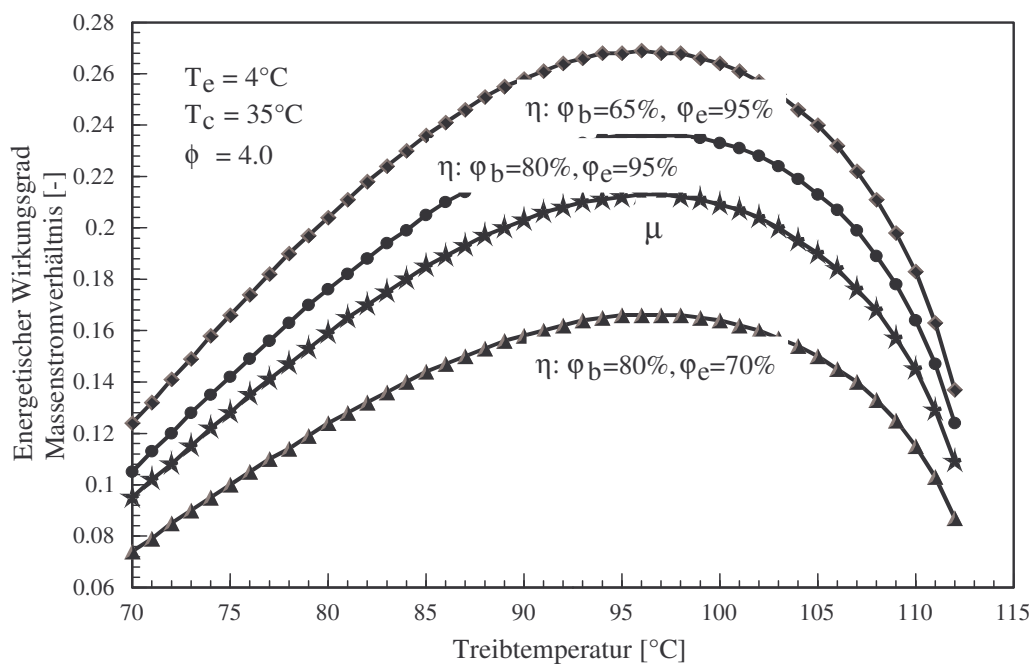


Bild 4.12: Variation des Massenstromverhältnisses μ und des Wirkungsgrades η mit der Treibtemperatur für $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$ (Verdichtungsverhältnis $\psi = 2,5$). Kurvenparameter sind φ_b und φ_e .

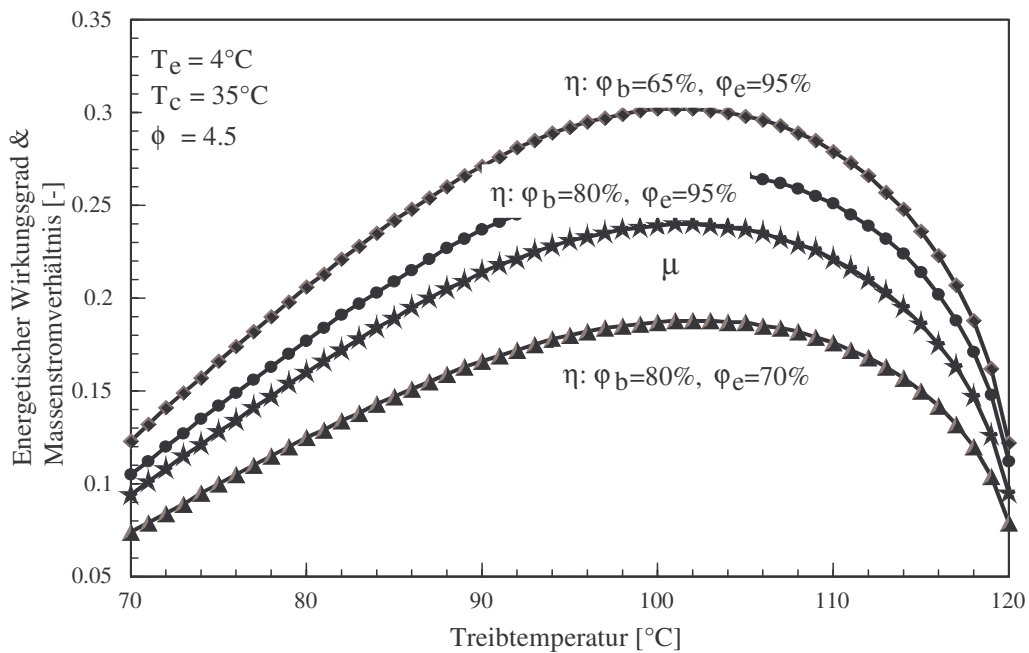


Bild 4.13: Variation des Massenstromverhältnisses μ und des Wirkungsgrades η mit der Treibtemperatur für $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$. Kurvenparameter sind der φ_b und φ_e .

Bild 4.14 zeigt das ähnliche Verhalten wie beim Einphasen-Dampfstrahlverdichter aus Bild 3.23: Für die vorgegebenen Betriebstemperaturen $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$ ($\xi = 4,4$) und $T_e = 8,5^\circ\text{C}$ ($\psi = 2$) steigen zunächst der Wirkungsgrad und das Massenstromverhältnis mit dem Hauptflächenverhältnis ϕ bis zu einem Wert ϕ_{opt} . Danach nehmen sie ab. Auch hier ist das Massenstromverhältnis genau dasselbe wie beim Einphasen-Dampfstrahlverdichter. Wieder geben die Kombinationen $\varphi_b = 80\%$, $\varphi_e = 70\%$ und $\varphi_b = 65\%$, $\varphi_e = 95\%$ den niedrigsten bzw. den höchsten energetischen Wirkungsgrad.

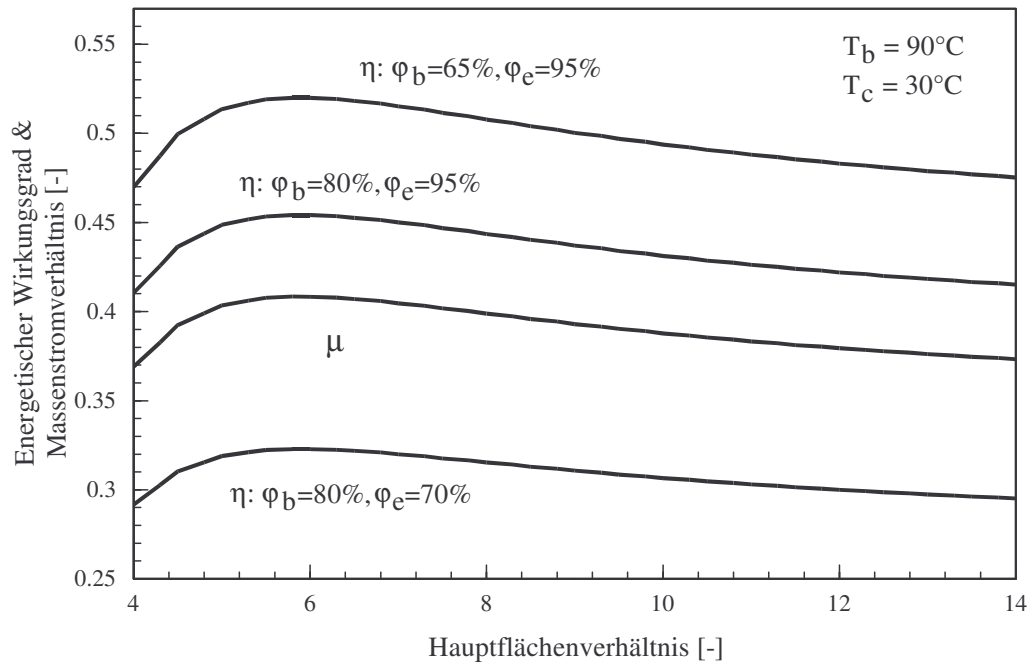


Bild 4.14: Variation des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades mit dem Hauptflächenverhältnis ϕ für $T_b = 90^\circ\text{C}$ und $T_c = 30^\circ\text{C}$. Kurvenparameter sind φ_b und φ_e .

Der Einfluss der Verdampfertemperatur auf das Massenstromverhältnis und den Wirkungsgrad für eine Kondensatortemperatur von $T_c = 35^\circ\text{C}$, ein Hauptflächenverhältnis von $\phi = 5,8$ und die Treibtemperaturen $T_b = 80$ und $T_b = 90^\circ\text{C}$ sowie drei ausgewählte Treib- und Saugdampfgehalte gibt Bild 4.15 wieder. Es zeigt sich eine Zunahme von Massenstromverhältnissen und Wirkungsgraden sowohl mit der Verdampfertemperatur als auch mit der Treibtemperatur. Für jede Treibtemperatur steigen die Leistungen (Massenstromverhältnis, Wirkungsgrad) mit den Treib- und Saugdampfgehalten in der Reihenfolge ($\varphi_b = 80\%$, $\varphi_e = 70\%$); ($\varphi_b = 80\%$, $\varphi_e = 95\%$) und ($\varphi_b = 65\%$, $\varphi_e = 95\%$), wobei die erste Kombination niedrigere Werte ergibt als wenn das Arbeitsmedium sich im Sättigungszustand (d.h. Einphasen-Strömung) beim Eintritt in den Strahlverdichter befindet.

Für die gleichen Bedingungen wie in Bild 4.15 zeigt Bild 4.16 erwartungsmäßig eine Abnahme der Leistung mit steigender Kondensatortemperatur. Auch hier sind Massenstromverhältnis und energetischer Wirkungsgrad für $T_b = 80^\circ\text{C}$ kleiner als für $T_b = 90^\circ\text{C}$. Die Reihenfolge der Treib- und Saugdampfgehalte hinsichtlich der Leistung ist unverändert.

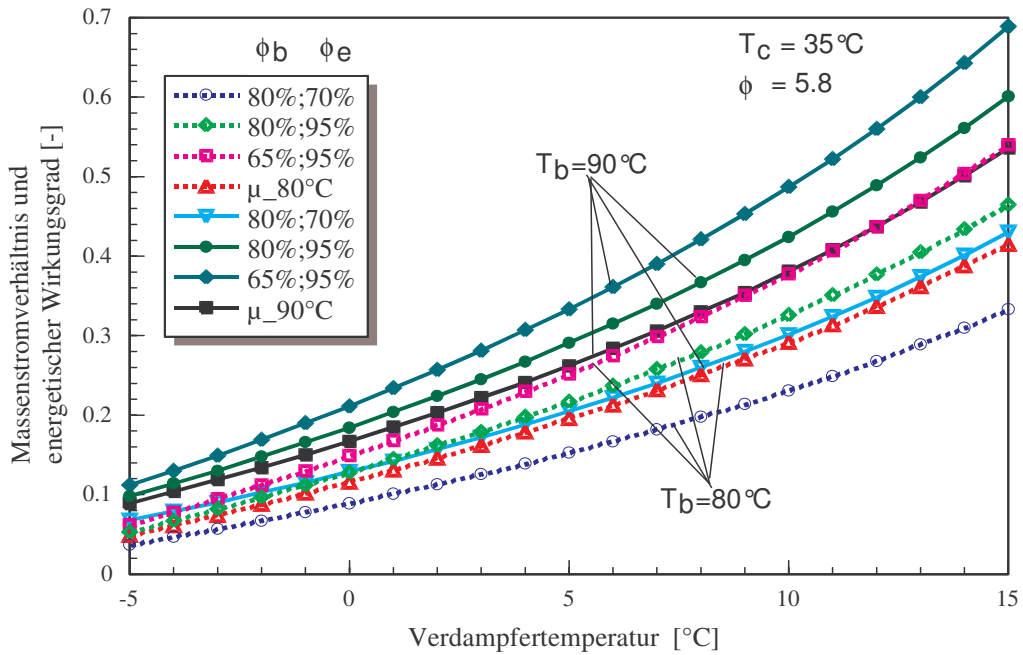


Bild 4.15: Abhängigkeit von Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad von der Verdampfertemperatur bei $T_b = 80^\circ\text{C}$ und 90°C , $T_e = 35^\circ\text{C}$ und $\phi = 5,8$. Kurvenparameter sind ϕ_b und ϕ_e .

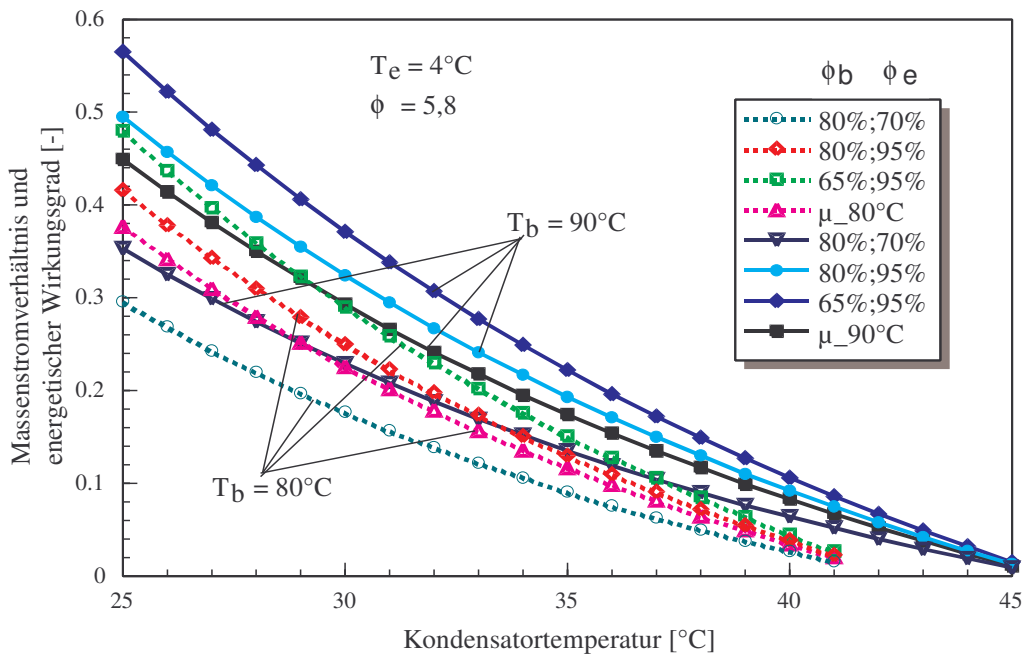


Bild 4.16: Abhängigkeit von Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad von der Kondensatortemperatur bei $T_b = 80^\circ\text{C}$ und 90°C , $T_e = 4^\circ\text{C}$ und $\phi = 5,8$. Kurvenparameter sind ϕ_b und ϕ_e .

5. Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichter

Ausser den einleitenden Arbeiten von *Dorantès* [11,129,130] gibt es keine Untersuchungen über den Einfluss von Kältemittelgemischen auf das Verhalten eines Strahlverdichters in der vorhandenen Literatur. Im folgenden wird ein mit dem binären Gemisch **Ammoniak-Wasser** angetriebener Zweiphasen-Strahlverdichter untersucht. Das Zweikomponenten-Kältemittelgemisch $\text{NH}_3\text{-H}_2\text{O}$ hat als Arbeitsfluid eine große technische Bedeutung in Absorptionskälteanlagen und Wärmepumpen. Die Betriebsdrücke sind geringer als bei Ammoniak. Wie seine Komponenten besitzt das Gemisch $\text{NH}_3\text{-H}_2\text{O}$ gute thermische Eigenschaften, z. B. eine hohe Verdampfungsenthalpie, eine hohe volumetrische Kälteleistung sowie sehr geringe Druckverluste in den Leitungen. Es ist umweltverträglich; sein Treibhauspotential (GWP) und sein Ozonzerstörungspotential (ODP) sind praktisch Null. Zur Bestimmung der thermodynamischen Eigenschaften des Gemisches wurde das Soffdatenprogramm von *Tillner-Roth* [200] verwendet, das eine Helmholtzfunktionsformulierung [201] darstellt. Das auf einer Gibbsfunktion-Formulierung [202] basierende Programm von *Ziegler* [203] steht als Alternative zur Verfügung. Das Ziegler-Programm ist jedoch im Druckbereich bis 5 MPa beschränkt (das Tillner-Roth-Programm gilt bis 40 MPa) und lässt keine Berechnung der Schallgeschwindigkeit zu.

5.1 Modellierung eines Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichters

Das Berechnungsverfahren in Kapitel 4 wird derart erweitert, dass das in den Dampfstrahlverdichter strömende Arbeitsmedium das zweiphasige Gemisch $\text{NH}_3\text{-H}_2\text{O}$ ist. Der Unterschied zum Berechnungsmodell für Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichter liegt nur in den thermodynamischen Eigenschaften, aber er ist ausschlaggebend, da es sich nun um ein Zweiphasen-Zweikomponenten-Kältemittelgemisch handelt. Dies wird im folgenden Abschnitt verdeutlicht. Die Schallgeschwindigkeit wird berechnet wie in Kapitel 4 durch die Gleichung (57). Der in Kapitel 4 benutzte Reibungsfaktor f_m für zweiphasige Einkomponenten-Strömung wird beibehalten.

5.2 Numerische Ergebnisse

5.2.1 Auslegung

Es wird zunächst die Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades von der Zusammensetzung und vom Dampfgehalt erläutert.

Bei Kältemittelgemischen steigen sowohl der Druck als auch die Enthalpie mit der Zusammensetzung (Zunahme der leichter flüchtigen Komponente). Bei vorgegebenen Dampfgehalten und Temperaturen auf der Treib- und Saugseite nehmen daher das Massenstromverhältnis und der Wirkungsgrad mit der Zusammensetzung zu (Bild 5.1). Es empfiehlt sich, in den für die vorliegenden Untersuchungen ausgewählten Temperaturbereichen, Zusammensetzungen unter 90% zu vermeiden, um die Betriebsfähigkeit und eine akzeptable Leistung zu gewährleisten. Schon bei einer Zusammensetzung von $Z = 90\%$, einer

Treibtemperatur von $T_b = 80^\circ\text{C}$, einem Treibdampfgehalt von $\phi_b = 80\%$, einer Saugtemperatur von $T_e = 4^\circ\text{C}$ und einem Saugdampfgehalt von $\phi_e = 80\%$ ergeben sich ein Treibdruck von $P_b = 17.7$ bar und ein Saugdruck von $P_e = 1.5$ bar, während der Kondensatordruck bei einer Temperatur von $T_c = 35^\circ\text{C}$ bei $P_c = 12$ bar liegt. Das Antriebsdruckverhältnis ist in diesem Beispiel offenbar unzureichend, um einen brauchbaren Saugmassenstrom bis auf 12 bar zu verdichten. **Deswegen wurde die Zusammensetzung von $Z = 95\%$ als Referenzwert genommen.**

Bei reinen Kältemitteln hat, wie bereits in Kapitel 4 gesagt, eine Änderung des Dampfgehaltes bei fester Temperatur keinen Einfluss auf den Druck, sondern lediglich auf die anderen thermodynamischen Größen Dichte, Enthalpie, Entropie und innere Energie. Bei festgehaltenem Treibdampfgehalt hat eine Zunahme des Saugdampfgehalts also keinen Einfluss auf das Massenstromverhältnis $\mu = \dot{m}_s / \dot{m}_p$, sondern infolge der Enthalpiedifferenz am Verdampfer nur auf den energetischen Wirkungsgrad. Der energetische Wirkungsgrad nimmt also mit steigendem Saugdampfgehalt zu. Mit zunehmendem Treibdampfgehalt nimmt der energetische Wirkungsgrad ab.

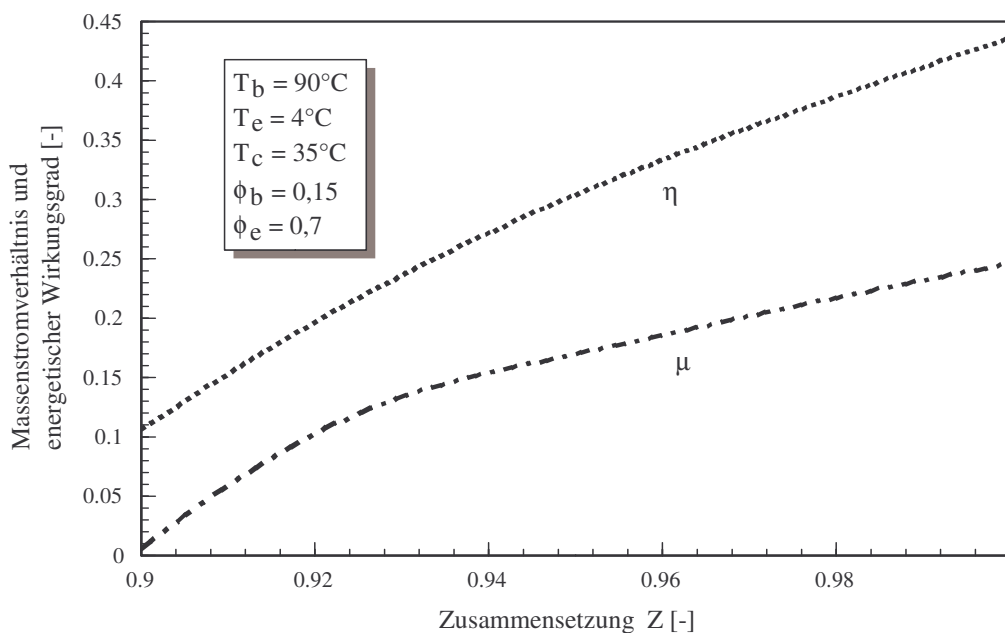


Bild 5.1: Einfluss der Zusammensetzung des Gemisches auf Massenstromverhältnis und energetischen Wirkungsgrad.

Bei Kältemittelmischungen dagegen wirkt sich eine Änderung des Dampfgehaltes bei fester Temperatur sowohl auf den Druck als auch auf die weiteren thermodynamischen Größen stark aus: Der Druck, der überwiegend von der leichter siedenden Komponente bestimmt wird, nimmt mit steigendem Dampfgehalt ab, während die Enthalpie zunimmt. Dementsprechend nehmen das Massenstromverhältnis und der Wirkungsgrad mit dem Saugdampfgehalt nicht kontinuierlich zu, wie bei einkomponentigen Kältemitteln, sondern sie weisen ein Maximum auf (bei fester Treibtemperatur und festem Treibdampfgehalt). Bild 5.2 zeigt die Abhängigkeit des

Wirkungsgrades vom Saugdampfgehalt. Auf der Saugseite sollen, je nach Treibtemperatur, Dampfgehalte über 80% vermieden werden, da sonst mit sehr geringen Verdampferdrücken gerechnet werden muss, was sich in der Konstruktion eines Gerätes nachteilig auswirken kann (z.B. Dichtungsprobleme) und im Betrieb zu geringen Massenstromverhältnissen und Wirkungsgraden führt. Weiterhin sind Saugdampfgehalte φ_e unter 45% nicht geeignet, da sonst das Enthalpieverhältnis $\Delta h_e / \Delta h_b$ sehr klein wird, woraus sich sehr kleine energetische Wirkungsgradwerte ergeben. **Der Dampfgehalt $\varphi_e = 70\%$ wird in den vorliegenden Berechnungen als Referenzwert angenommen.**

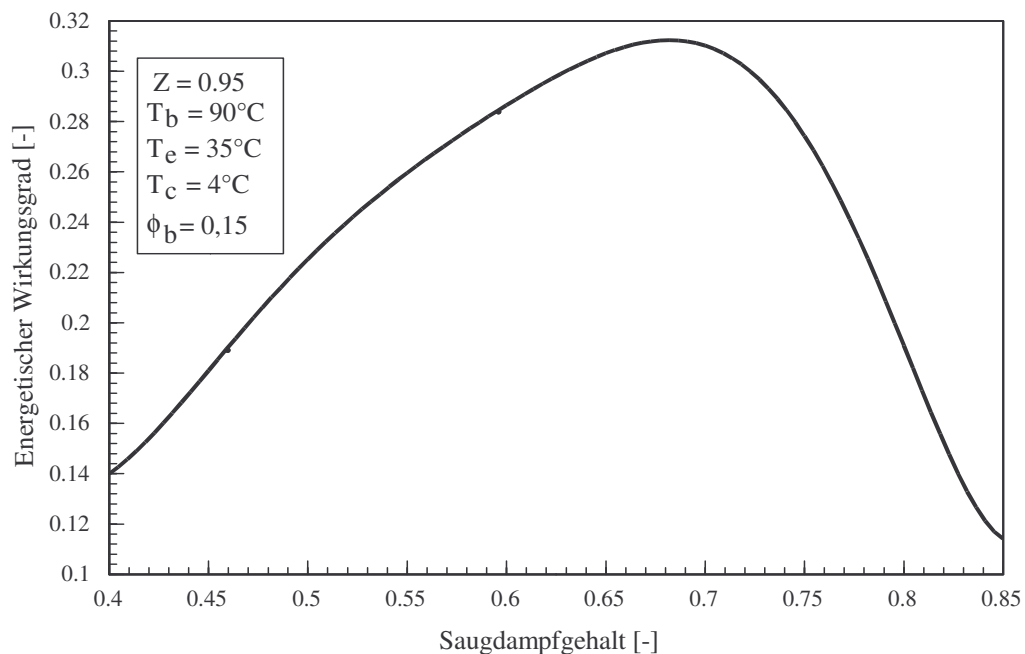


Bild 5.2: Einfluss des Saugdampfgehaltes φ_e auf den Wirkungsgrad.

Wie bei reinen Kältemitteln nimmt auch hier der energetische Wirkungsgrad mit zunehmendem Treibdampfgehalt ab (Bild 5.3). Geeignet für verschiedene Zusammensetzungen sind Treibdampfgehalte φ_b unter 50%. Das in Bild 5.3 für das Massenstromverhältnis stehende Plateau lässt sich dadurch erklären, dass sich der statische Druck bei hohen Zusammensetzungen nur leicht ändert. Für $\varphi_b = 10\%$ bis $\varphi_b = 70\%$ liegt der Druck zwischen $P_b = 47,4$ bar und $41,6$ bar, bei $\varphi_b = 85\%$ sinkt er schon auf $33,4$ bar. Dagegen ändert sich die spezifische Enthalpie sehr stark von $\varphi_b = 10\%$ bis $\varphi_b = 70\%$, und zwar von 822 kJ/kg auf 1350 kJ/kg. Bei $\varphi_b = 85\%$ nimmt sie sogar bis 1526 kJ/kg zu. Daraus ergibt sich die gezeigte starke Abnahme des energetischen Wirkungsgrad.

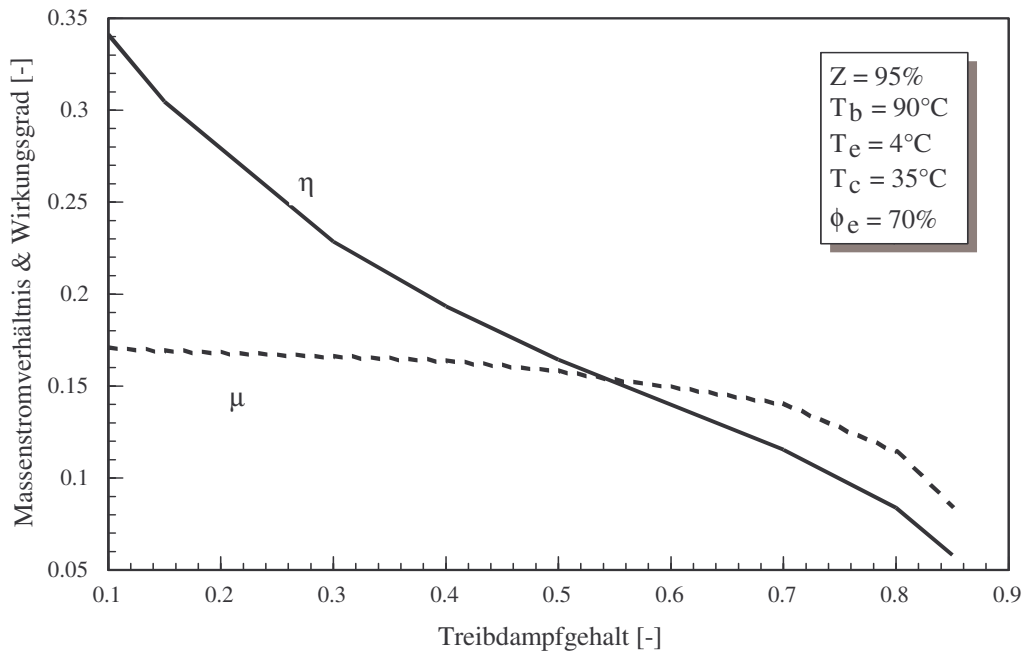


Bild 5.3: Einfluss des Treibdampfgehaltes auf den Wirkungsgrad.

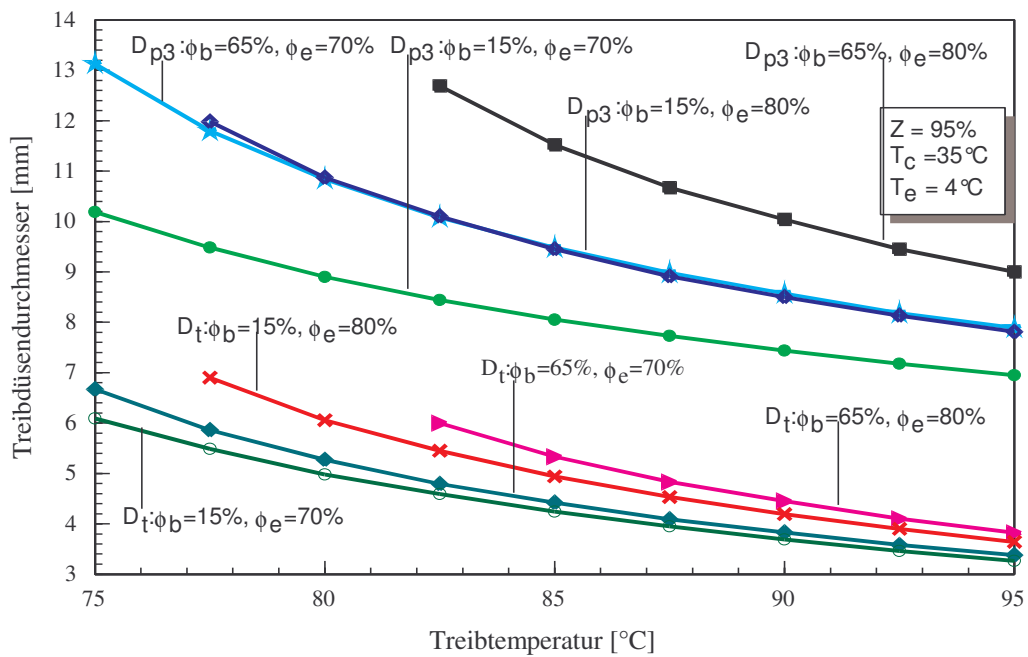


Bild 5.4: Abhängigkeit der Treibdüsendurchmesser D_t und D_{p3} von der Treibtemperatur bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$ und verschiedenen Treib- und Saugdampfgehalten.

Bild 5.4 zeigt, dass die Treibdüsendurchmesser D_t und D_{p3} mit steigender Treibtemperatur abnehmen. Grund hierfür ist die Abnahme des Treibmassenstromes mit der Treibtemperatur. Das Verhalten wurde schon in Bildern 3.13-3.15 erklärt.

Bei festem Treibdampfgehalt φ_b nehmen die Durchmesser D_t und D_{p3} mit steigendem Saugdampfgehalt φ_e zu. Eine Zunahme dieser Durchmesser mit steigendem Treibdampfgehalt φ_b bei festgehaltenem Saugdampfgehalt φ_e ist auch hier bemerkbar. Dieser Einfluss der Treib- und Saugdampfgehalte auf die Treibdüsendurchmesser gilt ebenso für die Durchmesser D_m und D_d des Mischrohrs bzw. des Diffusors, wie Bild 5.5 entnommen werden kann. Der Übersicht halber wird daher nur noch die Kombination von **Treib- und Saugdampfgehalten** $\{\varphi_b = 15\%, \varphi_e = 70\%\}$ bei der Diskussion der Abhängigkeit der Strahlverdichtergeometrie von der Verdampfer- und Kondensatortemperatur sowie Zusammensetzung und Kälteleistung (Bilder 5.6 - 5.9) betrachtet.

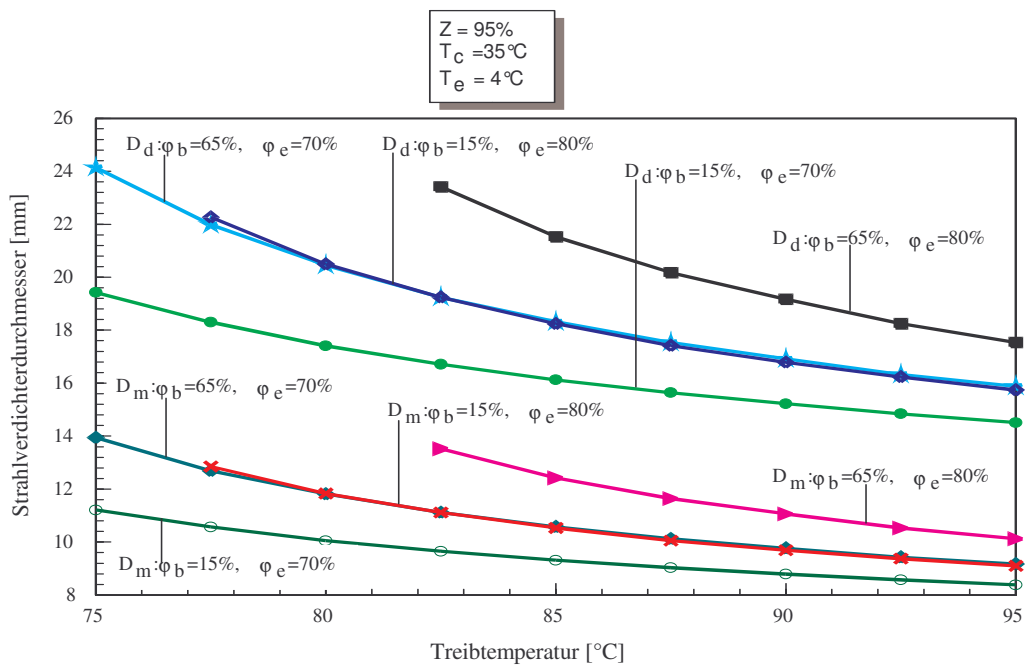


Bild 5.5: Abhängigkeit der Strahlverdichterdurchmesser D_m und D_d von der Treibtemperatur bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$ und verschiedenen φ_b , φ_e .

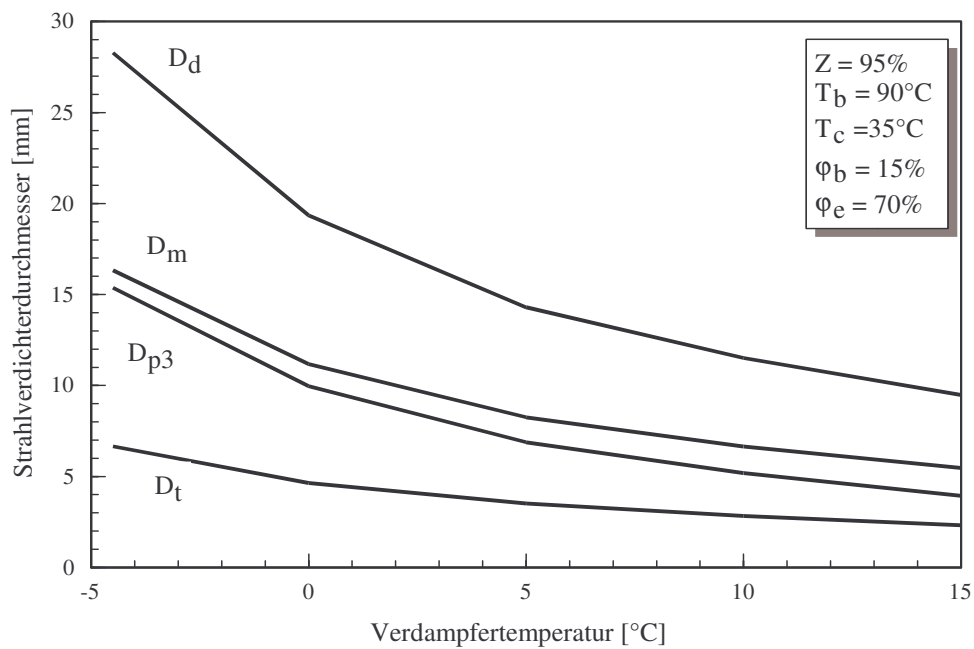


Bild 5.6: Abhängigkeit der Strahlverdichterdurchmesser D_t , D_{p3} , D_m und D_d von der Verdampfertemperatur bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\varphi_b = 15\%$ und $\varphi_e = 70\%$.

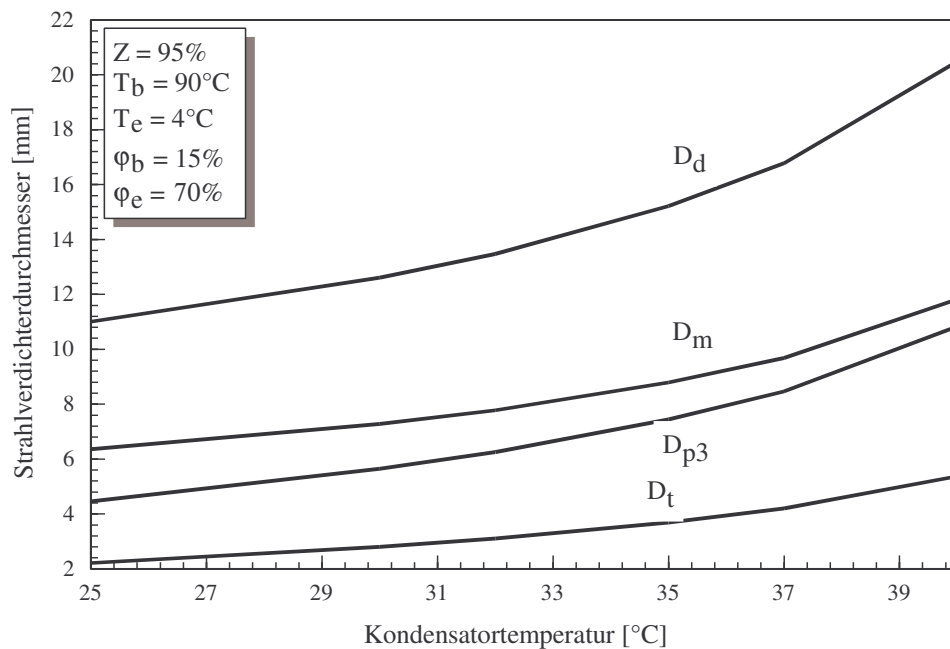


Bild 5.7: Abhängigkeit der Strahlverdichterdurchmesser D_t , D_{p3} , D_m und D_d von der Treibtemperatur bei $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\varphi_b = 15\%$ und $\varphi_e = 70\%$.

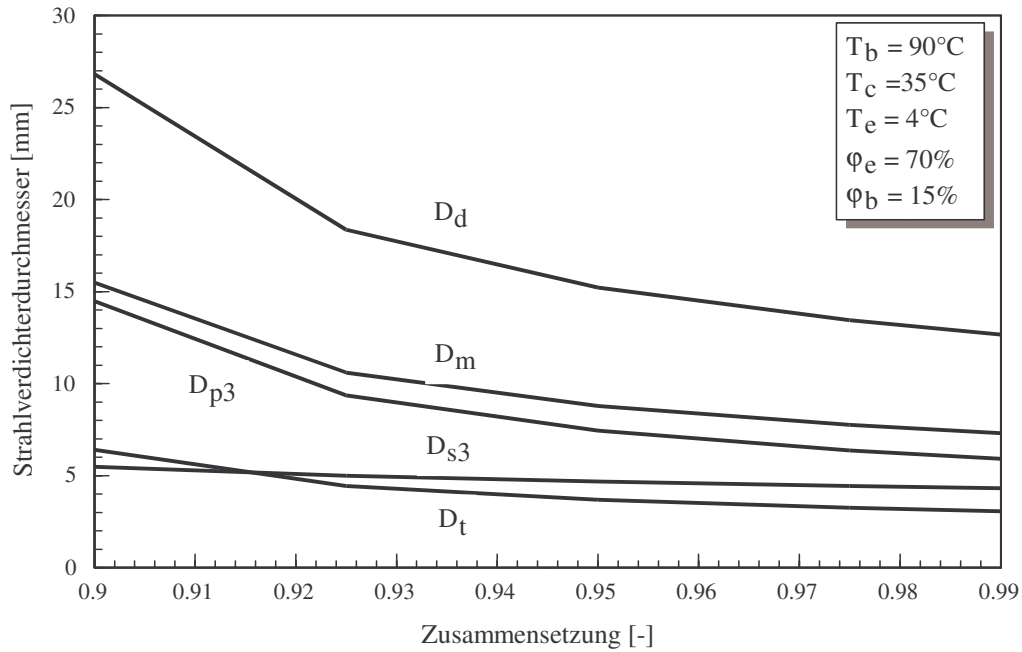


Bild 5.8: Abhängigkeit der Strahlverdichterdurchmesser D_t , D_{p3} , D_m , D_d und D_{s3} von der Zusammensetzung bei $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\varphi_b = 15\%$ und $\varphi_e = 70\%$.

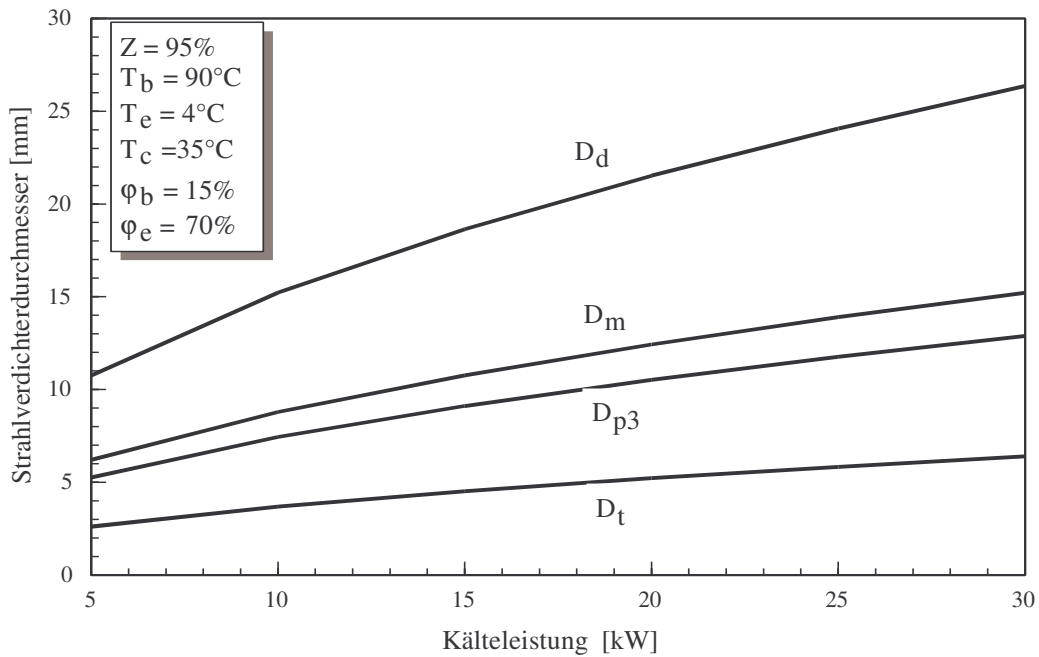


Bild 5.9: Abhängigkeit der Strahlverdichterdurchmesser D_t , D_{p3} , D_m und D_d von der Kälteleistung bei $Z = 95\%$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $\varphi_b = 15\%$ und $\varphi_e = 70\%$.

Die Einflüsse der thermodynamischen Parameter auf die Strahlverdichterdurchmesser lassen

sich wie folgt zusammenfassen:

- Für gegebene Treib- und Saugdampfgehalte φ_b bzw. φ_e verlaufen der Wirkungsgrad und das Massenstromverhältnis in Abhängigkeit von Treib-, Verdampfer- und Kondensatortemperaturen ähnlich wie beim Einphasen-Strahlverdichter bzw. Zweiphasen-Strahlverdichter.
- Für gegebene Treib- und Saugdampfgehalte φ_b bzw. φ_e nehmen die Abmessungen (Durchmesser) eines Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichters mit steigenden Treib- oder Verdampfertemperaturen ab (Bilder 5.4-5.6).
- Die Abmessungen eines Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichters nehmen dagegen mit steigenden Kondensatortemperaturen zu (Bild 5.7).
- Die Abmessungen eines Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichters nehmen mit abnehmender Zusammensetzung zu (Bild 5.8).
- Die Abmessungen eines Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichters nehmen mit abnehmendem Treibdampfgehalt ab (Bild 5.3).
- Für einen gegebenen Treibdampfgehalt nehmen die Abmessungen eines Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichters mit steigendem Saugdampfgehalt zu (Bilder 5.4, 5.5).

Während die Zusammensetzung des Gemisches Ammoniak-Wasser große Auswirkung auf Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad und somit auf die Strahlverdichtergeometrie hat, ist der Einfluss der Kälteleistung lediglich auf die Abmessungen beschränkt. Bei Strahlkälteanlagen großer Leistung ist demzufolge ein großer Strahlverdichter erforderlich. Bei kleinen Kälteleistungen um 10 kW kann der Durchmesser D_t am Treibdüsenhals bei einphasigen Kältemitteln für hohe Treib- und Verdampfertemperaturen sowie niedrige Kondensatortemperaturen sehr klein sein ($D_t \leq 2$ mm) und somit konstruktiv problematisch werden. Bei zweiphasigen Arbeitsmitteln und insbesondere bei Kältemittelmischungen dagegen ist dieser Durchmesser bei Konzentrationen um $Z = 95\%$ auch bei kleineren Kälteleistungen noch groß genug ($(D_t \geq 3$ mm).

5.2.2 Betriebsverhalten

Im folgenden werden die Rechnergebnisse zum Betriebsverhalten einer mit **Ammoniak-Wasser** angetriebenen Zweiphasen-Strahlkälteanlage vorgestellt.

Bild 5.10 stellt die Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades von der Treibtemperatur bei einer Verdampfertemperatur von 4°C , einer Kondensatortemperatur von 35°C , einer Zusammensetzung von $Z = 95\%$ und einem Hauptflächenverhältnis von $\phi = 4,5$, einem Treibdampfgehalt von $\varphi_b = 15\%$ und für verschiedene Saugdampfgehalte dar. Wie bei den Ergebnissen für Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichter in den Bildern 4.9 und 4.10 ergeben sich auch hier Maxima für Massenverhältnis und Wirkungsgrad bei einer gegebenen Kombination von Treib- und Saugdampfgehalten. Im Gegensatz zu Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichtern entspricht jeder Kombination von Dampfgehalten $\{\varphi_b, \varphi_e\}$ ein bestimmtes Massenstromverhältnis μ . Die höchsten energetischen Wirkungsgrade ergeben sich für die Kombination $\{\varphi_b = 15\%, \varphi_e = 70\%\}$ und die niedrigsten für das Paar $\{\varphi_b = 15\%$,

$\varphi_e = 80\%$). Für die Massenstromverhältnisse ist $\{\varphi_b = 15\%, \varphi_e = 60\%\}$ die beste Kombination.

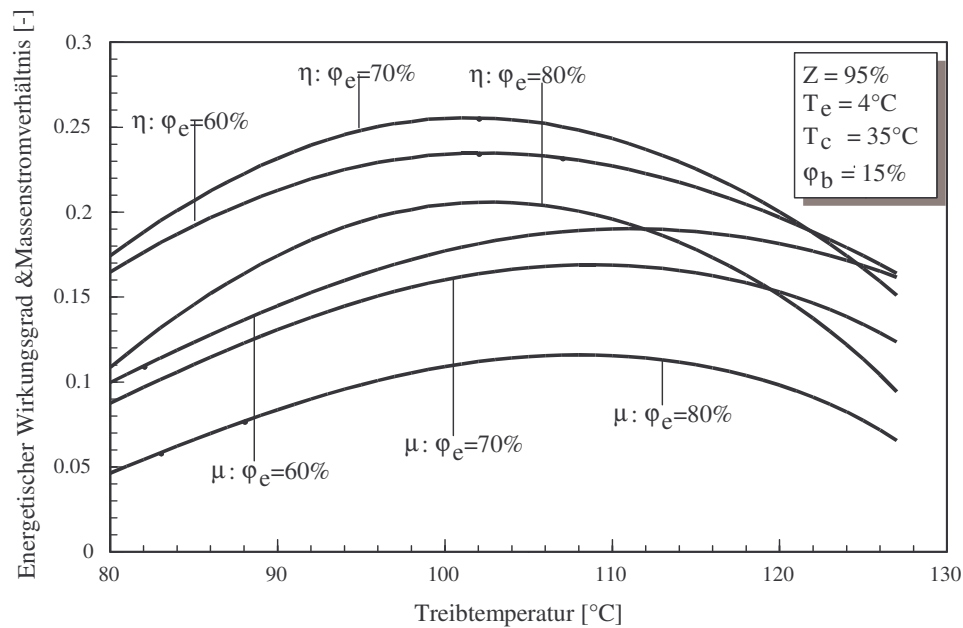


Bild 5.10: Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades von der Treibtemperatur für $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi = 4,5$, $\varphi_b = 15\%$ und verschiedene φ_e .

Wie Bild 5.11 entnommen werden kann, ist der Übergang von $\varphi_b = 15\%$ auf $\varphi_b = 65\%$ mit deutlich kleineren Massenstromverhältnissen und Wirkungsgraden verbunden. Noch deutlicher ist der Übergang von $Z = 95\%$ auf $Z = 90\%$ in Bild 5.12. Für die Kombination $\{\varphi_b = 15\%, \varphi_e = 70\%\}$ z.B. geht der Wirkungsgrad auf etwa die Hälfte zurück (vgl. Bild 5.10). Anders als für $Z = 95\%$ ergibt für $Z = 90\%$ das Paar $\{\varphi_b = 15\%, \varphi_e = 60\%\}$ die höchsten Massenstromverhältnisse und Wirkungsgrade. Die entsprechenden Werte für $Z = 90\%$ und $\{\varphi_b = 65\%, \varphi_e = 60\%\}$ sind sehr klein und werden hier nicht dargestellt.

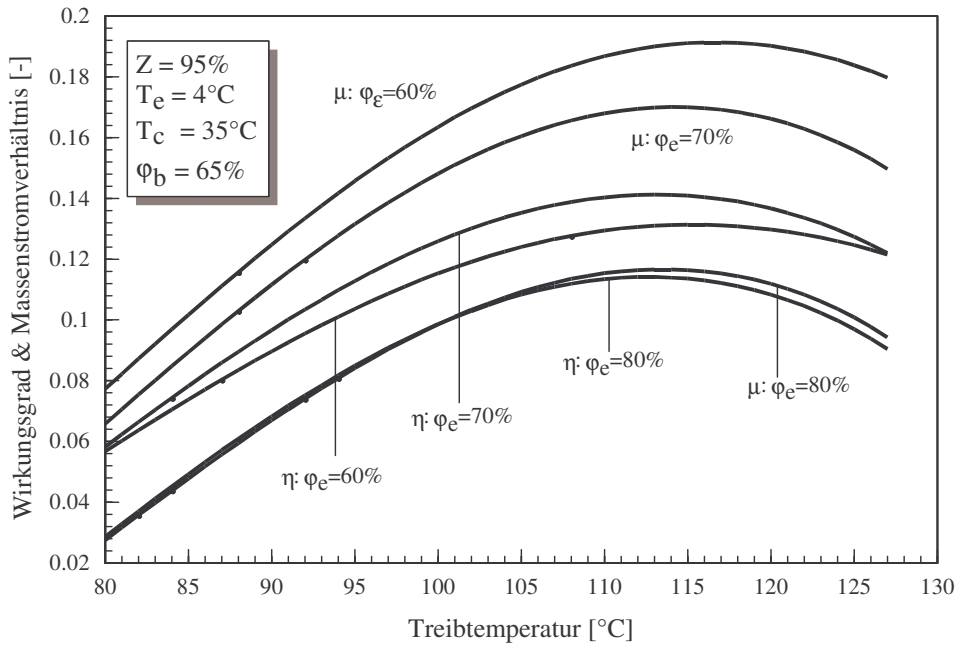


Bild 5.11: Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades von der Treibtemperatur für $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi = 4,5$, $\phi_b = 15\%$ und verschiedene ϕ_e .

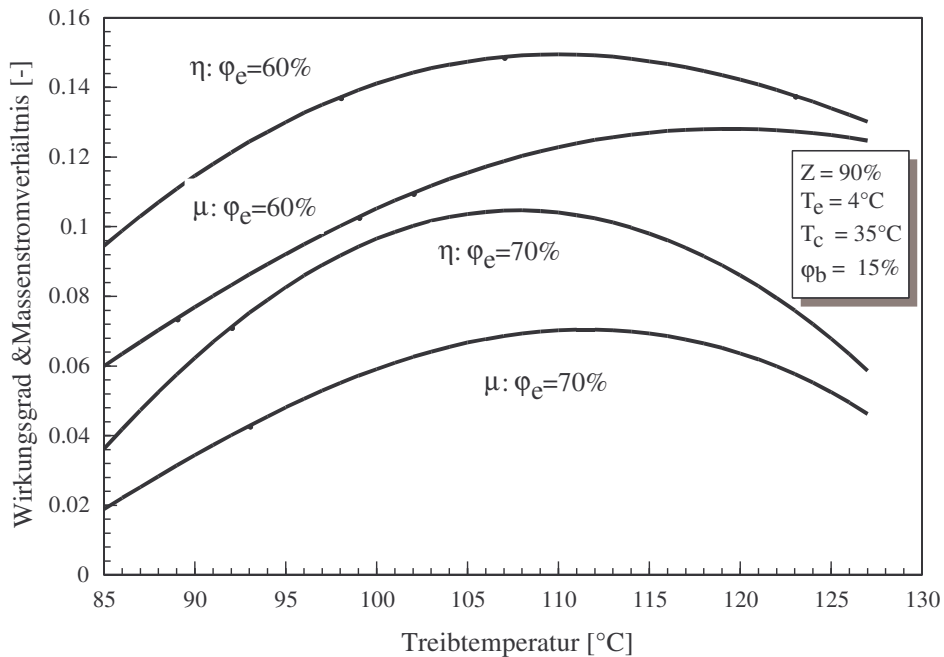


Bild 5.12: Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades von der Treibtemperatur für $T_c = 35^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 90\%$, $\phi = 4,5$, $\phi_b = 15\%$ und verschiedene ϕ_e .

Die Bilder 5.13 bis 5.17 zeigen die Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades einer $\text{NH}_3\text{-H}_2\text{O}$ -Strahlkälteanlage vom Hauptflächenverhältnis ϕ für eine

Treibtemperatur von 90°C (z. Vgl. auch $T_b = 80^{\circ}\text{C}$), eine Kondensatortemperatur von 30°C und eine Verdampfertemperatur von $8,5^{\circ}\text{C}$, 6°C bzw. 4°C . Es zeigt sich ein ähnlicher Verlauf wie beim Einphasen-Strahlverdichter (Bild 3.23) und beim Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichter (Bild 4.14): das Vorhandensein eines optimalen Hauptflächenverhältnisses ϕ_{opt} bezüglich des Massenstromverhältnisses und des zugehörigen Wirkungsgrades. Für einen festgehaltenen Treibdampfgehalt nehmen das Massenstromverhältnis und der Wirkungsgrad mit steigendem Saugdampfgehalt ab. Bei festem Saugdampfgehalt nehmen das Massenstromverhältnis und der Wirkungsgrad mit steigendem Treibdampfgehalt ab (Bilder 5.13 und 5.14). Erwartungsmäßig nimmt der Wirkungsgrad mit steigender Verdampfertemperatur zu (Bilder 5.13 und 5.15) und mit steigender Treibtemperatur zu (Bilder 5.15 und 5.16). Die Zunahme des Massenstromverhältnisses und des Wirkungsgrades mit der Zusammensetzung ist aus Bildern 5.15 und 5.17 ersichtlich.

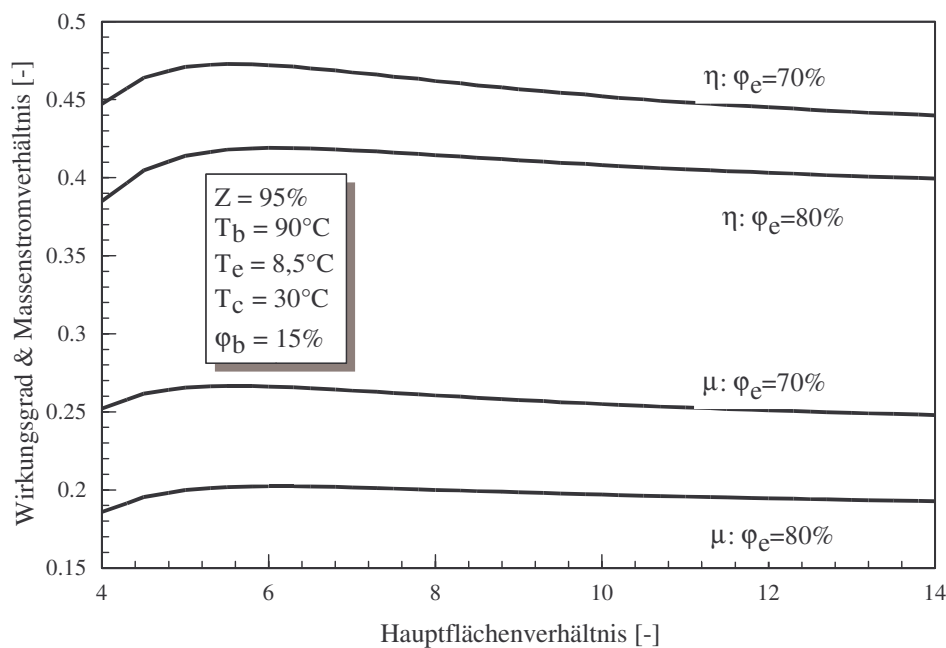


Bild 5.13: Einfluss des Hauptflächenverhältnisses ϕ auf Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad bei $T_b = 90^{\circ}\text{C}$, $T_c = 30^{\circ}\text{C}$, $T_e = 4^{\circ}\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi_b = 15\%$ und für verschiedene ϕ_e .

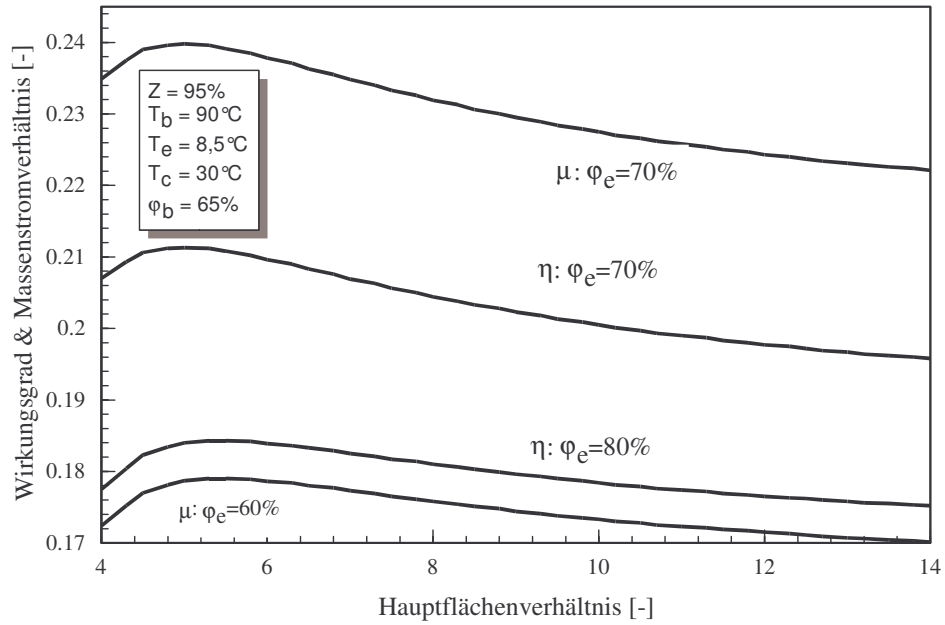


Bild 5.14: Einfluss des Hauptflächenverhältnisses ϕ auf Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad bei $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$, $T_e = 8.5^\circ\text{C}$ und $Z = 95\%$, $\phi_b = 65\%$ und für verschiedene ϕ_e .

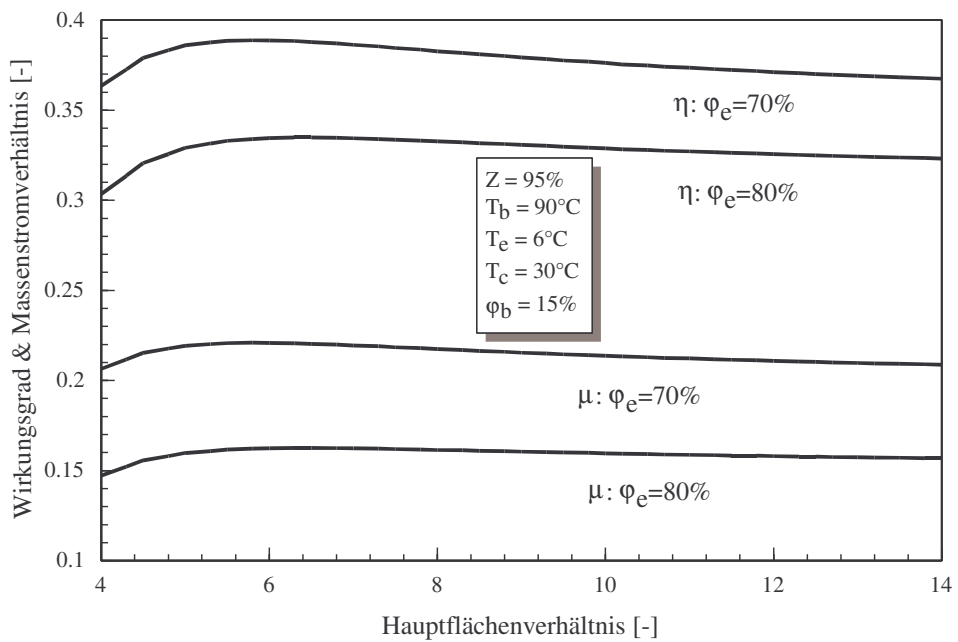


Bild 5.15: Einfluss des Hauptflächenverhältnisses ϕ auf Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad bei $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$, $T_e = 6^\circ\text{C}$ und $Z = 95\%$, $\phi_b = 65\%$ und für verschiedene ϕ_e .

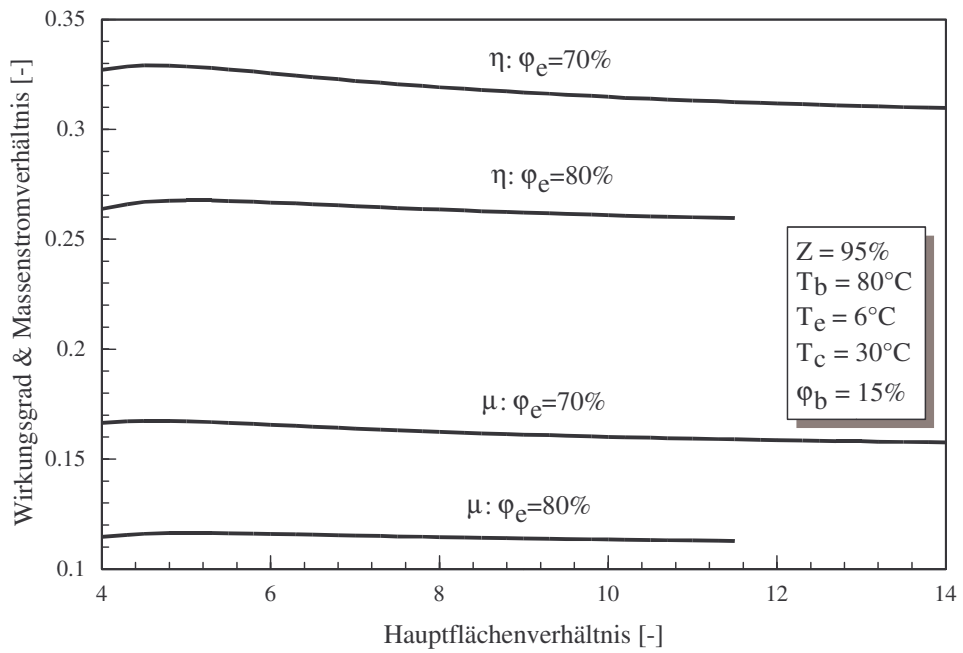


Bild 5.16: Einfluss des Hauptflächenverhältnisses ϕ auf Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad bei $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$, $T_e = 6^\circ\text{C}$ und $Z = 95\%$, $\varphi_b = 65\%$ und für verschiedene φ_e .

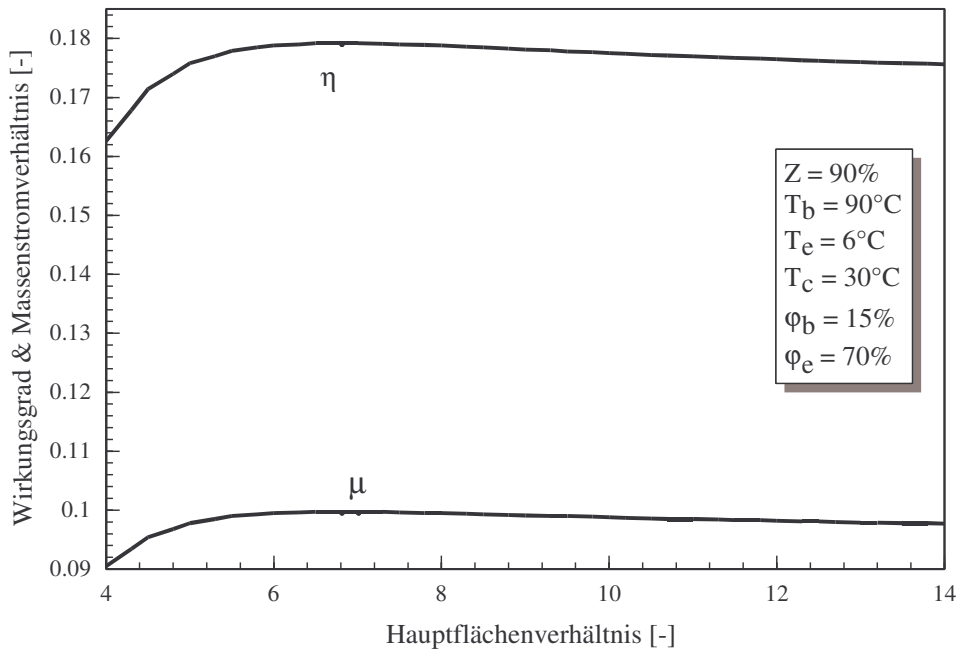


Bild 5.17: Einfluss des Hauptflächenverhältnisses ϕ auf Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad bei $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$, $T_e = 6^\circ\text{C}$ und $Z = 90\%$, $\varphi_b = 15\%$ und $\varphi_e = 70\%$

Wie bei Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichtern, sind je nach Kombination von Dampfgehalten (φ_b , φ_e) die energetischen Wirkungsgrade größer oder kleiner als die entsprechenden Massenstromverhältnisse (Bilder 5.10 bis 5.16).

Der Einfluss der Verdampfertemperatur auf Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad wird in den Bildern 5.18 bis 5.22 verdeutlicht. In Bild 5.18 sind die Abhängigkeiten für eine Zusammensetzung von 95%, eine Treibtemperatur von 90°C, eine Kondensatortemperatur von 35°C, ein Hauptflächenverhältnis von 5,8, einen Treibdampfgehalt von 15% und die Saugdampfgehalte von 60%, 65%, 70% und 80% aufgetragen. Es zeigt sich, dass mit zunehmender Verdampfertemperatur Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad zunehmen und dass diese Größen mit steigenden Saugdampfgehalten abnehmen. Dieses Verhalten ist auf die bereits erläuterten Einflüsse der Dampfgehalte auf den Druck und die Enthalpie zurückzuführen (Bilder 5.1 und 5.2). Abgesehen von den angegebenen Zahlenwerten gelten die dargestellten prinzipiellen Zusammenhänge auch für die anderen Bilder 5.19 bis 5.22.

Die Abhängigkeit von Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad von der Treibtemperatur ist aus den Bildern 5.18 und 5.19 zu entnehmen. Die Bilder 5.18, 5.20 und 5.21 verdeutlichen die Abnahme von Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad mit steigendem Treibdampfgehalt, die Bilder 5.18 und 5.22 die Abnahme dieser Größen mit abnehmender Zusammensetzung.

Auch die günstigsten Kombinationen von Treib- und Saugdampfgehalten hinsichtlich Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad sind aus Bildern 5.18 bis 5.22 zu entnehmen.

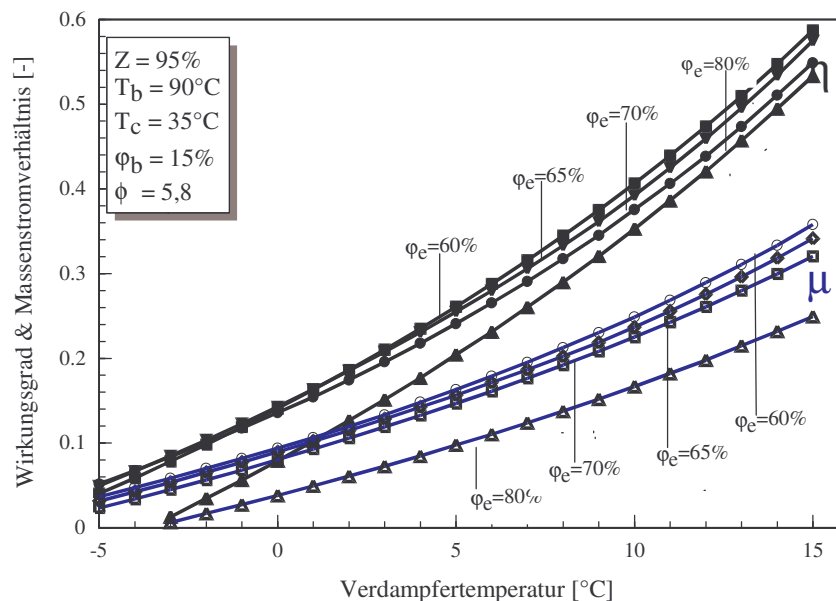


Bild 5.18: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur für $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi = 5,8$, $\varphi_b = 15\%$ und verschiedene φ_e .

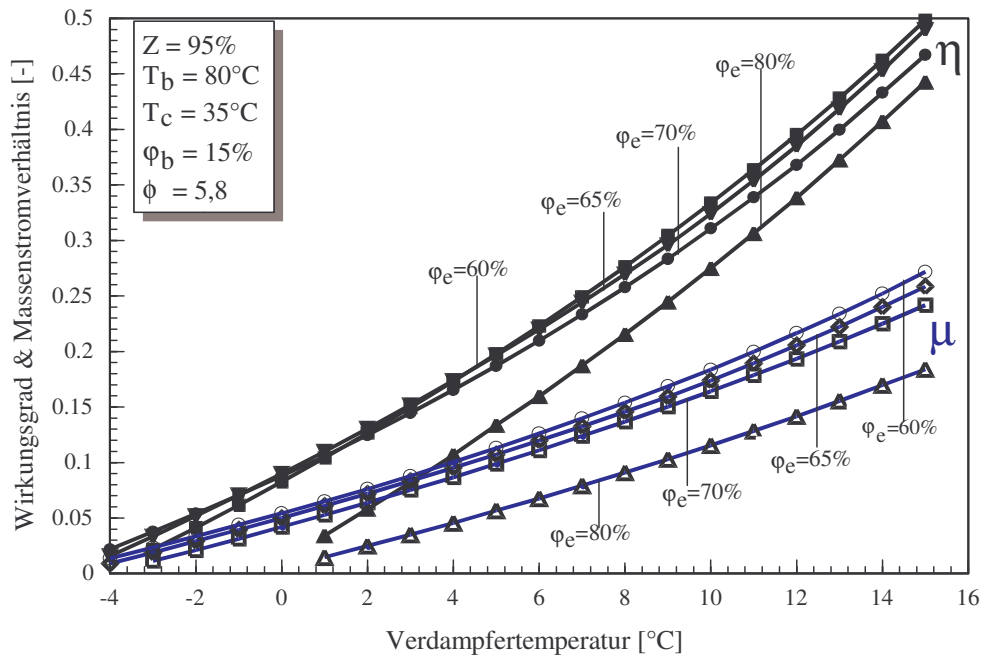


Bild 5.19: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur für $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi = 5,8$, $\phi_b = 15\%$ und verschiedene ϕ_e .

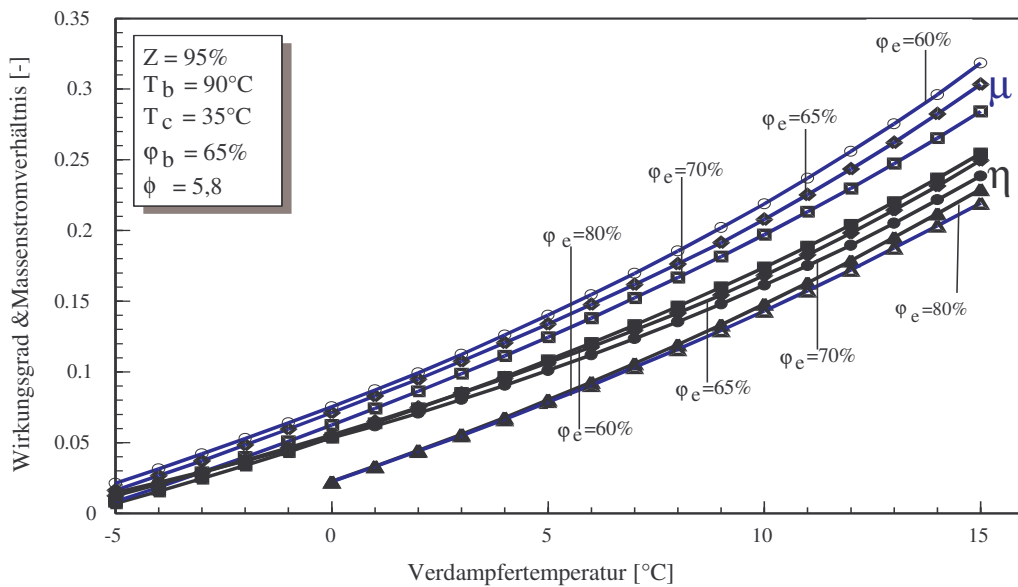


Bild 5.20: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur für $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi = 5,8$, $\phi_b = 65\%$ und verschiedene ϕ_e .

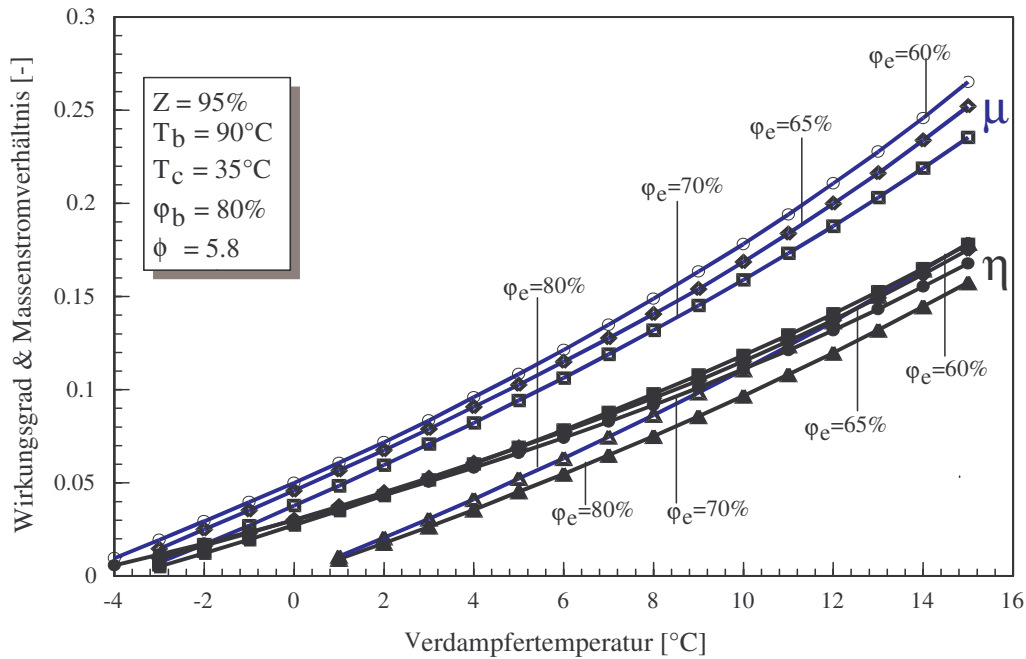


Bild 5.21: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur für $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi_b = 80\%$ und verschiedene ϕ_e .

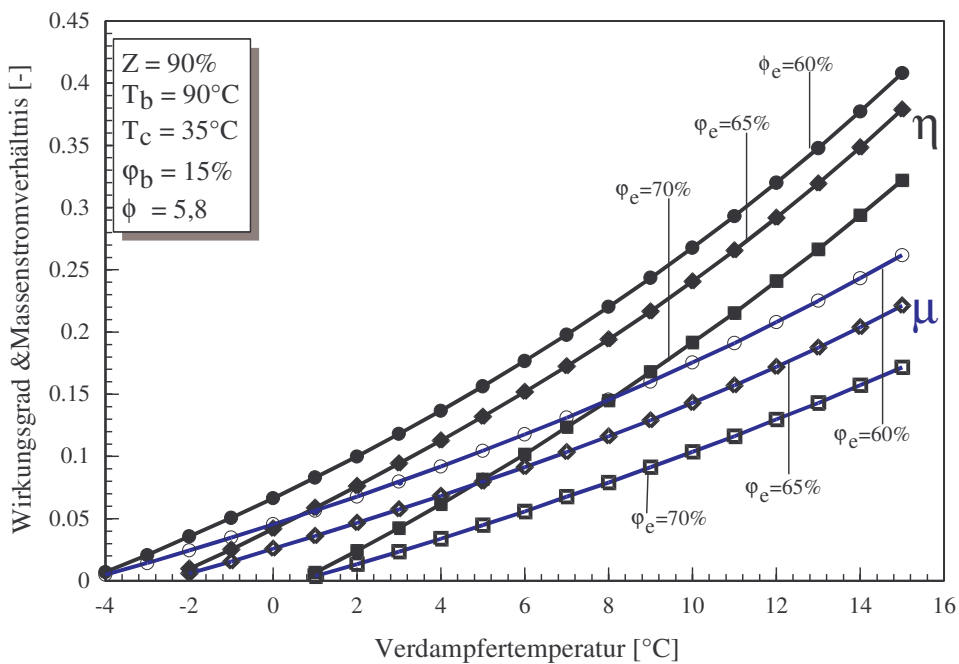


Bild 5.22: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Verdampfertemperatur bei $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi = 5,8$, $\phi_b = 15\%$, $\phi = 5,8$ und für verschiedene ϕ_e .

Die Bilder 5.23 - 5.26 zeigen die Abnahme des Massenstromverhältnisses und des

Wirkungsgrades mit steigender Kondensatortemperatur. Die Einflüsse der Treib- und Saugdampfgehalte auf diese Größen bleiben qualitativ unverändert. Dies bedeutet, dass Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad mit sinkender Treibtemperatur (Bilder 5.23 und 5.24) und Zusammensetzung abnehmen (Bilder 5.23 und 5.26).

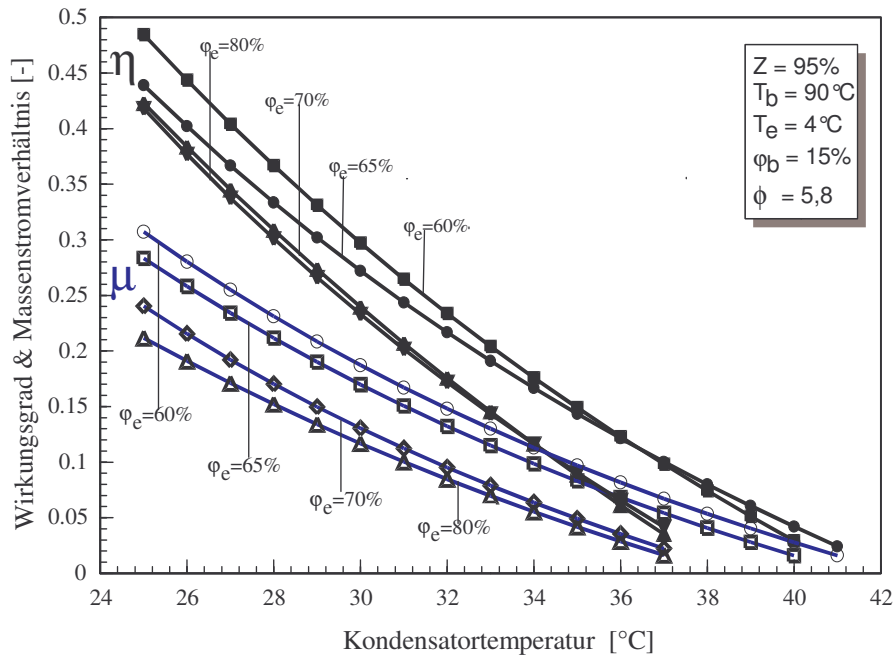


Bild 5.23: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Kondensatortemperatur für $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi = 5,8$, $\phi_b = 15\%$ und verschiedene ϕ_e .

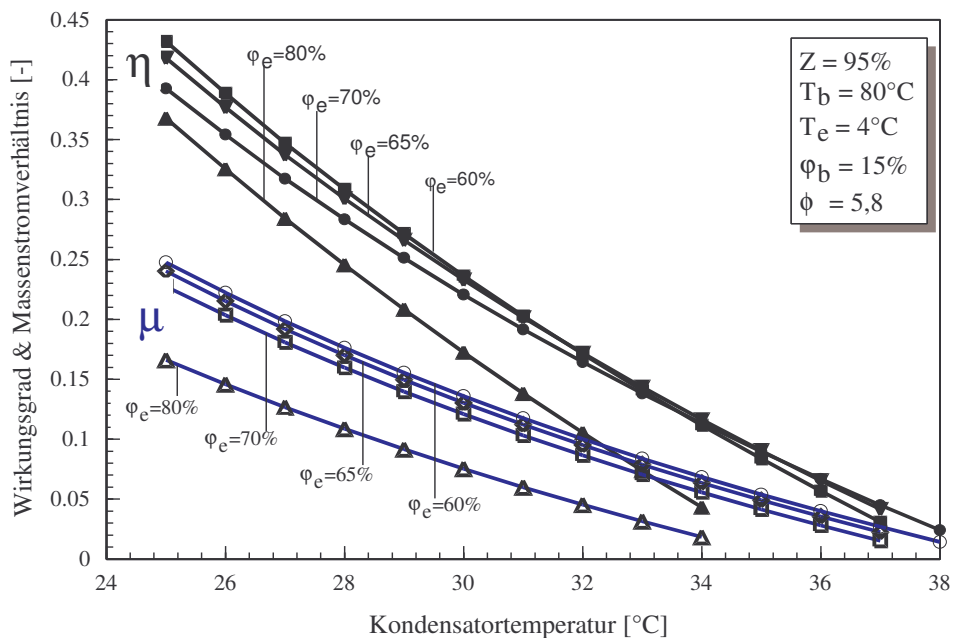


Bild 5.24: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Kondensatortemperatur bei $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi = 5,8$, $\phi_b = 15\%$ und verschiedene ϕ_e .

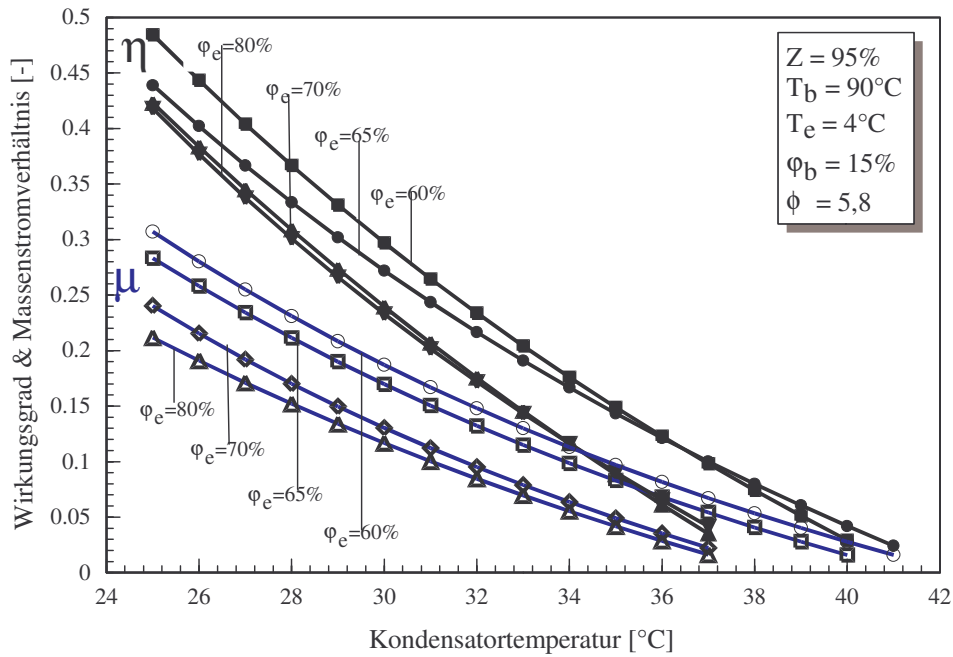


Bild 5.25: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Kondensatortemperatur für $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\phi_b = 65\%$ und verschiedene ϕ_e .

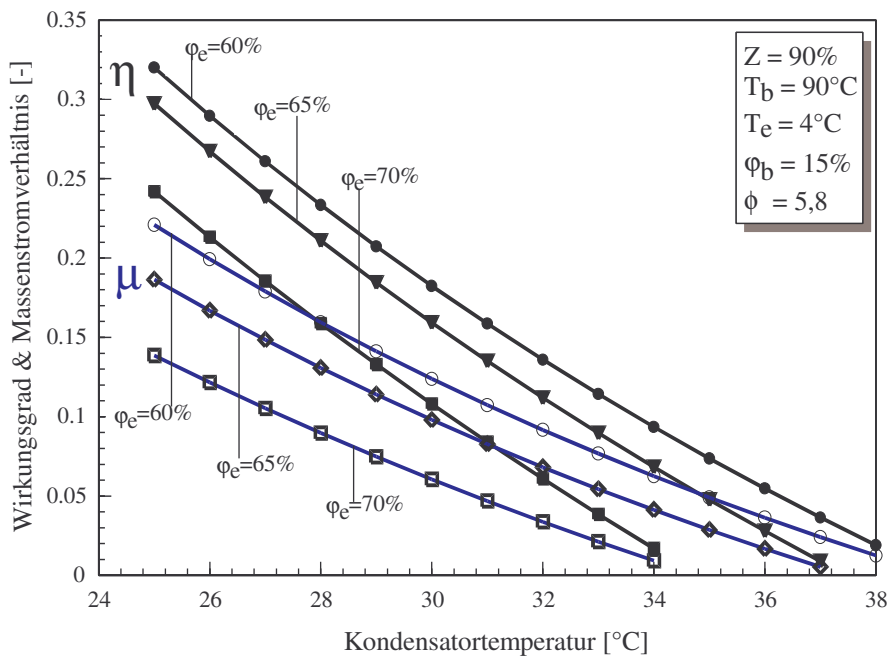


Bild 5.26: Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Kondensatortemperatur für $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 4^\circ\text{C}$, $Z = 90\%$, $\phi = 5,8$, $\phi_b = 15\%$ und verschiedene ϕ_e .

Der **Einfluss der axialen Treibdüsenstellung** auf das Massenstromverhältnis ist in Bild 5.28 für das Gemisch Ammoniak-Wasser mit $Z = 95\%$, eine Treibtemperatur von 90°C , eine Verdampfertemperatur von 6°C , eine Kondensatortemperatur von 30°C ($\xi = 4,3$), einen Treibdampfgehalt von 15% , einen Saugdampfgehalt von 70% und ein Hauptflächenverhältnis von $7,6$ gezeigt. Das Massenstromverhältnis ist am größten und fast konstant im Bereich $4\text{ mm} \leq L_x \leq 22\text{ mm}$.

Diese Ergebnisse legen es nahe, zur Leistungsregelung eine entsprechende axiale Verstellung der Treibdüse innerhalb des Strahlverdichters vorzusehen.

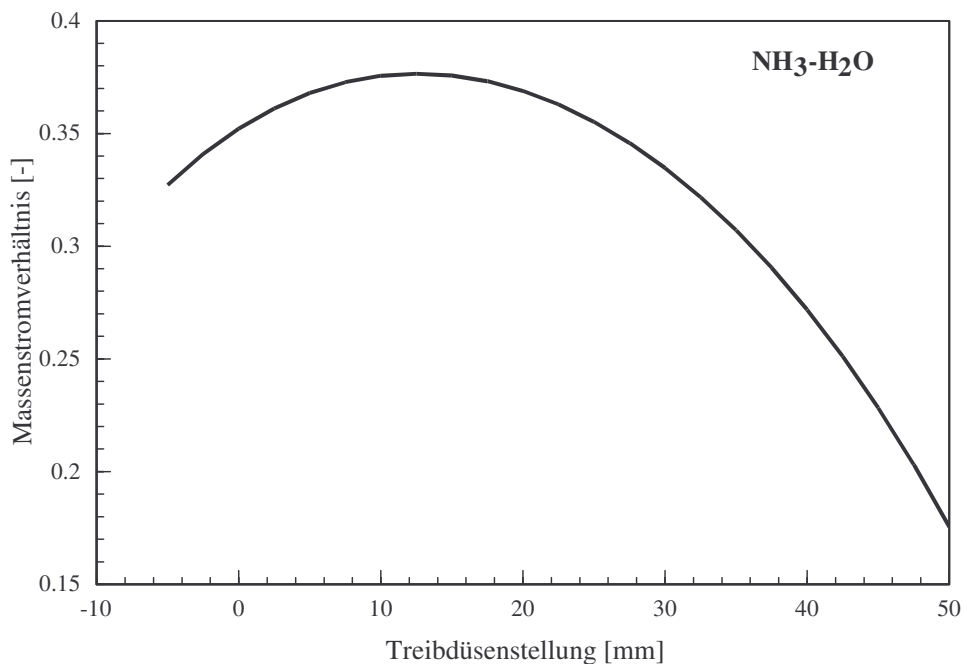


Bild 5.28: Massenstromverhältnis in Abhängigkeit von der axialen Treibdüsenstellung bei $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 6^\circ\text{C}$, $T_c = 30^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\varphi_b = 15\%$, $\varphi_c = 70\%$ und $\phi = 7,6$.

Ein zur Dimensionierung von Strahlverdichtern ganz wichtiges Ergebnis ist die bereits in Bild 3.20 festgestellte annähernd lineare Abhängigkeit zwischen Hauptflächenverhältnis ϕ und Treibtemperatur. In den Bildern 5.29 und 5.30 wird gezeigt, dass diese Abhängigkeit sowohl bei vorgegebenem Massenstromverhältnis als auch bei vorgegebenem Verdichtungsverhältnis vorhanden ist. Der Allgemeinheit halber werden dimensionslose Parameter benutzt.

Bild 5.29 zeigt die Abhängigkeit des Antriebsdruckverhältnisses ξ vom Hauptflächenverhältnis ϕ für verschiedene Massenstromverhältnisse μ . Kleinere Massenstromverhältnisse fordern größere Antriebsdruckverhältnisse. In der Tat, für gegebenes Verdichtungsverhältnis ψ und Kälteleistung ist der Saugmassenstrom festgelegt. Kleinere Massenstromverhältnisse bedeuten dann größere Treibmassenströme und somit höhere Treibdrücke, also größere Antriebsdruckverhältnisse.

Bild 5.30 gibt das Antriebsdruckverhältnis in Abhängigkeit vom Hauptflächenverhältnis für verschiedene Verdichtungsverhältnisse ψ . Für kleine Verdichtungsverhältnisse werden kleine Antriebsdruckverhältnisse benötigt.

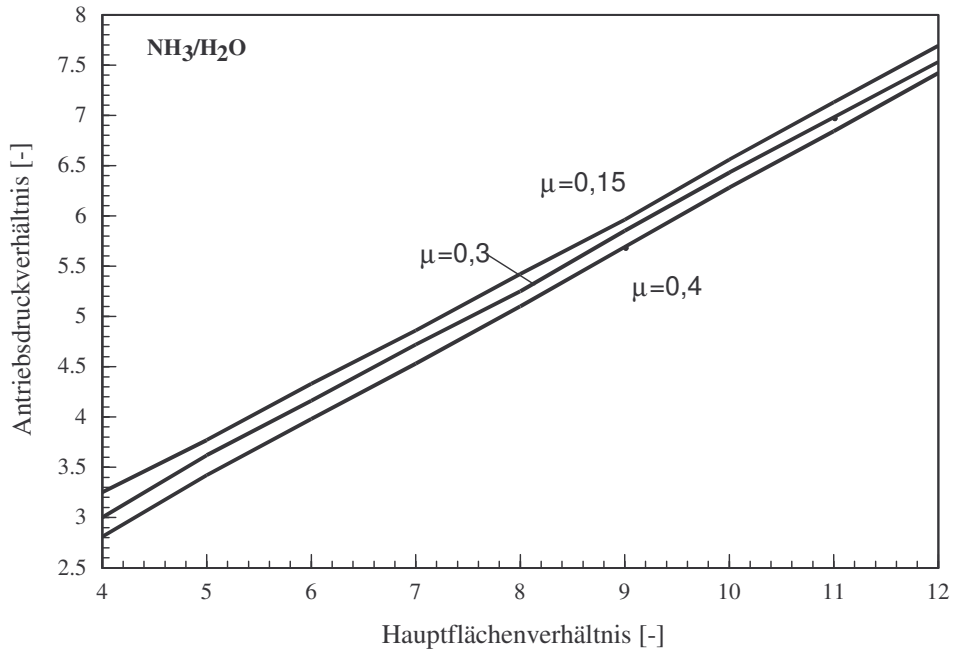


Bild 5.29: Optimales Antriebsdruckverhältnis in Abhängigkeit vom Hauptflächenverhältnis bei $T_e = 4,5^\circ\text{C}$, $T_c = 32^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\varphi_b = 15\%$, $\varphi_e = 70\%$ und $\psi = 2,1$. Parameter ist das Massenstromverhältnis.

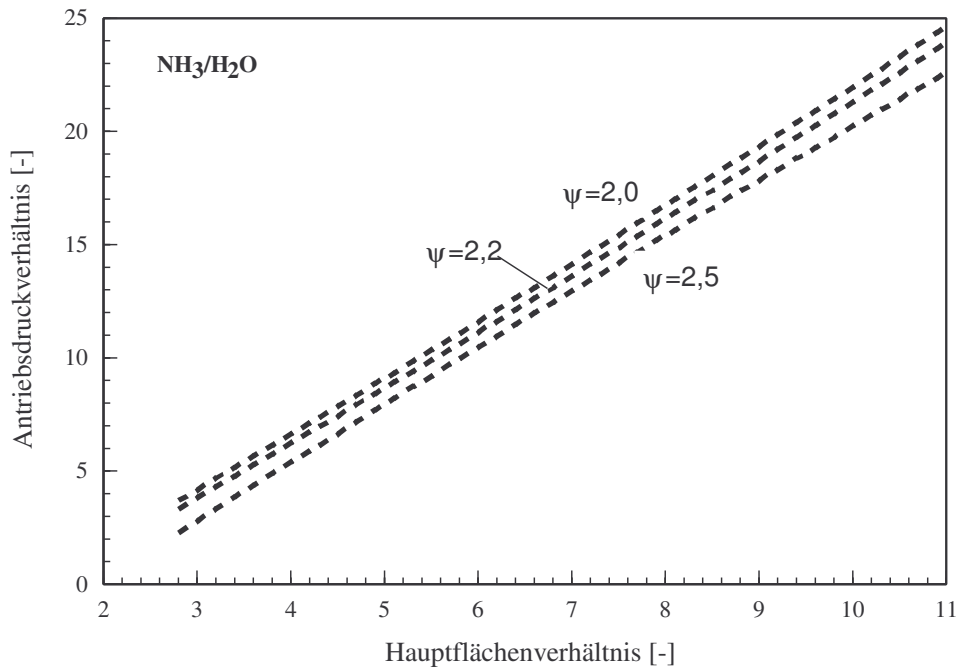


Bild 5.30: Optimales Antriebsdruckverhältnis in Abhängigkeit vom Hauptflächenverhältnis bei $\mu = 0,32$, $T_e = 4,5^\circ\text{C}$, $T_c = 32^\circ\text{C}$, $Z = 95\%$, $\varphi_b = 15\%$, $\varphi_e = 70\%$. Parameter ist das Verdichtungsverhältnis.

Bild 5.31 verdeutlicht den Einfluss des Massenstromverhältnisses auf das Verdichtungsverhältnis. Es ergibt sich ein Maximum des Verdichtungsverhältnisses über dem Antriebsdruckverhältnis für ein gegebenes Massenstromverhältnis. Für die Massenstromverhältnisse $\mu = 0,1, 0,2$ und $0,3$ ergibt sich das maximale Verdichtungsverhältnis ψ_{\max} jeweils für die optimalen Antriebsdruckverhältnisse $\xi_{\text{opt}} = 4,6$ ($P_c = 11,1$ bar, $P_b = 50,89$ bar, $T_b = 93,8^\circ\text{C}$), $4,3$ ($P_b = 47,58$ bar, $T_b = 90,4^\circ\text{C}$) und $4,1$ ($P_b = 45,36$ bar, $T_b = 88^\circ\text{C}$). Die maximalen Werte liegen bei $\psi_{\max} = 3,32, 2,55$ und $2,13$ und die entsprechenden optimalen Verdampfertemperaturen bei $T_e = -2^\circ\text{C}$ ($P_e = 3,33$ bar), $T_e = 5,5^\circ\text{C}$ ($P_e = 4,34$ bar) bzw. $T_e = 10,5^\circ\text{C}$ ($P_e = 5,2$ bar). Es ist erkennbar, dass sich die Maxima bei abnehmendem Massenstromverhältnis μ in Richtung zunehmenden Antriebsdruckverhältnisses ξ bewegen. Bei kleinen Massenstromverhältnissen ergeben sich große Verdichtungsverhältnisse. Das liegt daran, dass bei kleinem Massenstromverhältnis nur ein kleiner Saugmassenstrom gefördert werden kann, denn die vorhandene Antriebsleistung dient zum großen Teil zur Druckerhöhung. Bei großen Fördermengen dagegen bleibt nur noch ein kleiner Anteil der Antriebsleistung für die Druckerhöhung im Strahlverdichter zur Verfügung. Es werden in diesem Fall daher nur kleinere Verdichtungsverhältnisse erreicht.

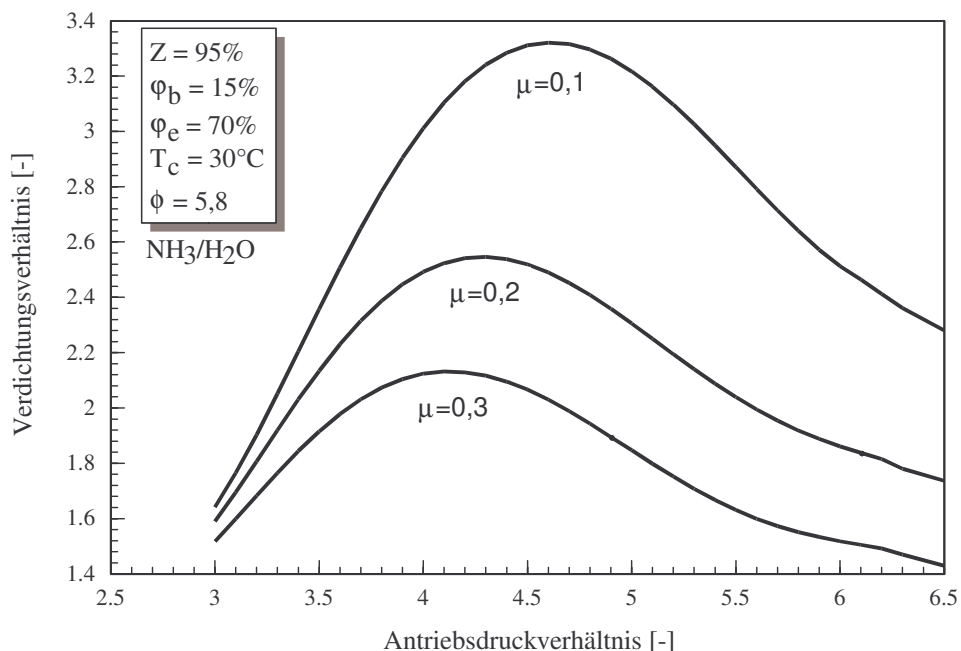


Bild 5.31: Verdichtungsverhältnis ψ über dem Antriebsdruckverhältnis ξ für verschiedene Massenstromverhältnisse.

Bilder 5.32 und 5.33 zeigen die Ergebnisse der Rechnungen zur optimalen Mischrohrlänge. Für den verblockten Bereich (Bild 5.32) ist der Einfluss der Mischrohrlänge ähnlich dem Verlauf in Bild 3.31. Funktioniert der Strahlverdichter aber im nicht verblockten Bereich, so zeigt sich ein deutlich ausgeprägtes Minimum (Bild 5.33). Dies liegt im Bereich $L_m/D_m \approx 9$ bis 12 , d.h. die ermittelte optimale Mischrohrlänge stimmt mit den Angaben aus der Literatur (s. Anhang A.2)

sehr gut überein.

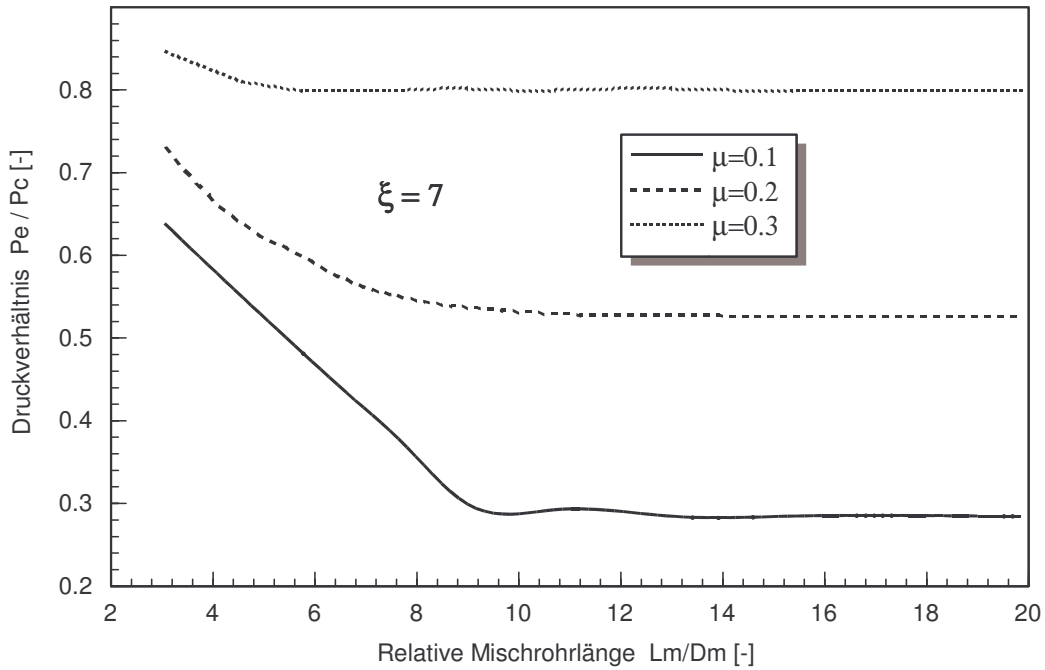


Bild 5.32: Berechnung der optimalen Mischrohrlänge im verblockten Zustand.

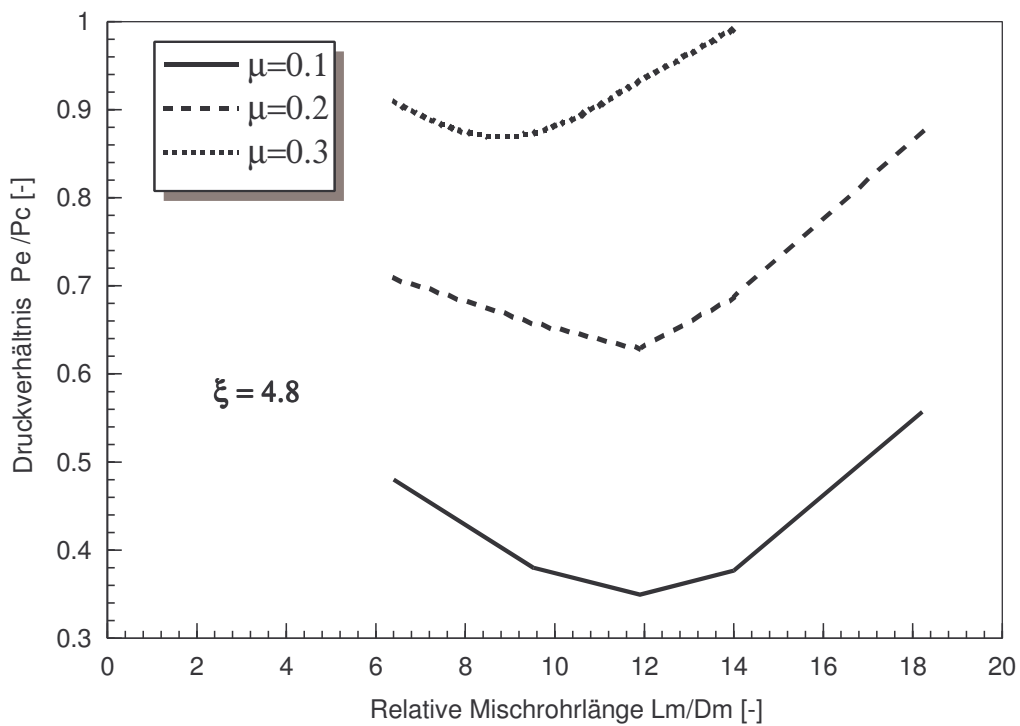


Bild 5.33: Berechnung der optimalen Mischrohrlänge im nicht verblockten Zustand.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden die optimale Auslegung und das Betriebsverhalten dampfdurchströmter Ein- und Zweiphasen-Strahlverdichter im stationären Betrieb mit besonderem Hinblick auf den Einsatz in einer Strahlkälteanlage untersucht.

Aufgrund fehlender beweglicher Teile, dem einfachen Aufbau, der Robustheit, einer hohen Betriebssicherheit, langer Lebensdauer, geringer Wartungskosten und großer Anpassungsfähigkeit an unterschiedliche betriebliche Randbedingungen stellen Strahlverdichter eine attraktive Alternative zu anderen Kompressoren dar. Sie können besonders effektiv Energiequellen niedriger Temperatur nutzen, beispielsweise zur Kälteerzeugung. Weiterhin können sie mechanische Verdichter ersetzen, die bei Verwendung von Arbeitsmitteln mit niedrigen Siededrücker oder kleinen Molekulargewichten wenig geeignet sind.

Ziel der Arbeit ist im wesentlichen die Modellierung und Optimierung eines Dampfstrahlverdichters im stationären Betrieb, der mit einem Einlaufkonus zum zylindrischen Mischrohr ausgeführt ist und mit einem Ein- oder Zweiphasen-Arbeitsfluid betrieben wird. Es werden sowohl einkomponentige als auch zweikomponentige Arbeitsfluide betrachtet.

Im Vordergrund steht die optimale Dimensionierung eines Dampfstrahlverdichters in Bezug auf diejenigen geometrischen Parameter, die ein maximales Massenstromverhältnis (Verhältnis von Saug- zu Treibmassenstrom) und damit den besten Wirkungsgrad bei gegebenen äußeren Betriebsbedingungen liefern: das Verhältnis von Mischraum- und Treibdüsenhalsquerschnitt ϕ und die relative Treibdüsenstellung L_x/D_t sowie die relative Mischrohlänge L_m/D_m . Hierbei werden die untergeordneten geometrischen Parameter aus der Literatur übernommen. Ebenso wichtig ist die Bestimmung des optimalen Betriebsverhaltens bei vorgegebener Strahlverdichtergeometrie. Bestimmt werden hier das maximale Massenstromverhältnis und der zugehörige Wirkungsgrad der Strahlkälteanlage sowie der Einfluss der Temperaturrandbedingungen (in einem für die Kühlung bzw. Klimatisierung geeigneten Temperaturbereich und im Bereich mäßiger Antriebstemperaturen).

Die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit können folgendermaßen zusammengefasst werden:

Literaturstudie

Mit einer eingehenden Literaturstudie über Strahlverdichtersysteme wird der unbefriedigende Stand des Wissens dokumentiert. Systematische umfangreiche Experimente sind erforderlich, um die verschiedenen erwähnten Strömungsbereiche abzudecken und konsistente Ergebnisse zu erhalten und eine zuverlässige Vergleichsbasis für theoretische Arbeiten (z.B. für zuverlässige Turbulenzmodelle für die Strömung in Strahlverdichtern) zu gewinnen. Die CFD-Rechnungen für Strahlverdichter werden derzeit nur mit den Methoden der Statistischen Turbulenzmodellierung durchgeführt. Die Ergebnisse sind aber noch unbefriedigend für komplexe dreidimensionale technische Strömungen, weil die vorhandene Kenntnis über die Physik der Mischrohrströmung bisher ungenügend ist. Die verfügbaren eindimensionalen Berechnungsverfahren weisen Lücken auf, vor allem fehlen Zusammenhänge zwischen

Massenstromverhältnis bzw. Wirkungsgrad und Strahlverdichtergeometrie.

Thermodynamische Systemanalyse

Zur Berechnung des Massenstromverhältnisses eines Strahlverdichters und des Wirkungsgrades der zugehörigen Strahlkälteanlage wird eine thermodynamische Anlagenanalyse durchgeführt. Daraus folgt, dass das Massenstromverhältnis bei gegebener Strahlverdichtergeometrie vollständig durch das Verhältnis von Treib- und Kondensatordruck (Antriebsdruckverhältnis ξ) und das Verhältnis von Kondensator- und Verdampferdruck (Verdichtungsverhältnis ψ) bestimmt werden kann. Es zeigt sich, daß der Wirkungsgrad einer Strahlkälteanlage mit steigender Treibtemperatur und mit steigender Verdampfertemperatur zunimmt und mit steigender Kondensatortemperatur stark abnimmt.

Auslegungsverfahren

Angesichts der in Kapitel 2 dokumentierten Problematik der Simulation von Strahlverdichtern mit mehrdimensionalen Modellen einerseits und der einfacheren Handhabung globaler Modelle, v.a. deren Effektivität bei der Berechnung globaler Charakteristiken andererseits, wird in der vorliegende Arbeit ein globales Modell zur Auslegung und zum Betriebsverhalten von Dampfstrahlverdichtern entwickelt. Im Gegensatz zu den in der Literatur beschriebenen Auslegungsverfahren wird weder die Annahme einer Mischung bei konstantem Druck noch bei konstantem Mischrohrquerschnitt gemacht. Die Geometrie des Einlaufkonuses ($L_x \neq 0$) sowie die geometrischen Parameter ϕ und L_m/D_m sind zum ersten Mal in die Modellierung einbezogen.

Somit wurde eine neue Beziehung zur Bestimmung des Massenstromverhältnisses gewonnen, die sowohl die Strahlverdichtergeometrie als auch die Vorbeschleunigung des Saugstromes sowie Wandreibung und Impulsverlust im Mischraum berücksichtigt. Berücksichtigt werden auch weitere Verluste durch Einführung von Düsenwirkungsgraden sowie Stoßwellen im Mischraum bei der Modellbildung. Das entsprechende Computerprogramm wird in verschiedenen Varianten für einphasige und zweiphasige sowie für einkomponentige und zweikomponentige Arbeitsfluide ausgeführt.

Mit diesen Auslegungsverfahren lässt sich die Dimensionierung des Strahlverdichters durchführen und das Betriebsverhalten der zugehörigen Strahlkälteanlage im stationären Fall berechnen:

- Zur Bestimmung der **Strahlverdichtergeometrie** werden die Treibdüsendurchmesser D_1 , D_t und D_{p3} , die Saugdüsendurchmesser D_1 und D_{s3} , der Mischrohrdurchmesser D_m und der Diffusordurchmesser D_d sowie die Treibdüsenlängen L_{dive} , L_t , L_{konv} , die Mischkammerlänge L_m und die Diffusorlänge L_d für gegebene äußere Betriebsbedingungen berechnet. Die restlichen geometrischen Parameter, d.h. die verschiedenen Winkel des Strahlverdichters, werden aus der Literatur übernommen. Die Durchmesser eines Strahlverdichters nehmen generell mit steigender Treib- oder Verdampfertemperatur, Dampfgehalt und Zusammensetzung ab, dagegen nehmen sie mit steigender Kondensatortemperatur und Kälteleistung zu.
- Zur Bestimmung des **Betriebsverhaltens** werden Massenstromverhältnis, Wirkungsgrad und Verdichtungsverhältnis für gegebene Strahlverdichtergeometrie und äußere Betriebsbedingungen berechnet. Das Massenstromverhältnis und der Wirkungsgrad nehmen mit steigenden Treib- und Verdampfertemperaturen zu, dagegen nehmen sie mit steigender

Kondensatortemperatur stark ab. Bei Zweiphasen-Strahlverdichtern nimmt der Wirkungsgrad mit steigendem Treibdampfgehalt ab, dagegen nimmt er mit steigendem Saugdampfgehalt zu. Das ausschließlich durch die Druckverhältnisse ξ und ψ bestimmte Massenstromverhältnis ist unabhängig von Dampfgehalten. Bei *Zweiphasen-Einkomponenten-Strahlverdichtern* kann also der erzielbare Wirkungsgrad, je nach Kombination von Treib- und Saugdampfgehalten, größer oder kleiner als bei einphasigen Kältemitteln für die gleichen äußeren Betriebstemperaturen sein. Dagegen nimmt bei *Zweiphasen-Zweikomponenten-Strahlverdichtern* das Massenstromverhältnis und somit der Wirkungsgrad mit wachsendem Treibdampfgehalt ab. Bei den in dieser Arbeit angenommenen nominalen Betriebstemperaturen weisen Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad Maxima für einen Saugdampfgehalt um 69% auf. Für die gleichen Betriebsbedingungen liefert Ammoniak-Wasser daher je nach Zusammensetzung kleinere Massenstromverhältnisse und Wirkungsgrade als reines Ammoniak. Dementsprechend sind die Abmessungen des Strahlverdichters größer. Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad nehmen stark mit der Zusammensetzung des Kältemittelgemisches zu.

- In der vorliegenden Arbeit wurde als Referenzfall für die Auslegungsrechnung eine Kälteleistung von 10 kW zugrundegelegt mit Betriebstemperaturen $T_b = 80^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$ bei Einkomponenten-Strahlverdichtern und $Z = 95\%$, $T_b = 90^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$ und $T_e = 4^\circ\text{C}$ bei Zweikomponenten-Strahlverdichtern. In Parametervariationen wurden bei Einkomponenten-Strahlverdichtern Temperaturbereiche von 70 bis 120°C für die Treibtemperatur T_b , 25 bis 45°C für die Kondensatortemperatur T_c und -5 bis 15°C für die Verdampfertemperatur T_e angenommen bzw. bei Zweikomponenten-Strahlverdichtern 75 bis 130°C für die Treibtemperatur T_b , 25 bis 42°C für die Kondensatortemperatur T_c und -5 bis 15°C für die Verdampfertemperatur T_e .

Optimierung

Bestimmung der optimalen Geometrie für vorgegebene thermodynamische Betriebsbedingungen.

Anhand von Parametervariationen im zu lösenden Gleichungssystem bzw. von partiellen Ableitungen in Gl. (47) läßt sich das Massenstromverhältnis bezüglich der geometrischen Parameter ϕ , L_x/D_t und L_m/D_m maximieren. Für gegebene thermodynamische Parameter wird folgendes festgestellt:

- Das Hauptflächenverhältnis ϕ ist praktisch linear proportional zum optimalen Antriebsdruckverhältnis ξ_{opt} bzw. zur optimalen Treibtemperatur $(T_b)_{\text{opt}}$. Dieses Ergebnis ist wichtig für die Düsenoptimierung.
- Es gibt ein optimales Hauptflächenverhältnis ϕ_{opt} für vorgegebene Verdampfer- und Kondensatortemperaturen bzw. festes Verdichtungsverhältnis, für welches das Massenstromverhältnis und der entsprechende Wirkungsgrad maximal sind. Dieses Ergebnis ist ausschlaggebend für den Strahlverdichterbau und stellt unseres Wissens die erste theoretische Bestätigung der Messungen in [14,43] dar.
- Es gibt eine optimale Treibdüsenstellung $L_{x,\text{opt}}$. Für die untersuchten Betriebsbedingungen ergab sich ein flaches Maximum des Massenstromverhältnisses für $L_{x,\text{opt}}$ zwischen 5 mm und 26 mm. Diese Ergebnisse legen es nahe, zur Leistungsregelung eine entsprechende axiale Verstellung der Treibdüse innerhalb des Strahlverdichters vorzusehen.
- Es gibt eine optimale Mischrohrlänge $L_{m,\text{opt}}$, die ein maximales Verdichtungsverhältnis ψ ermöglicht und den Einfluss der Wandreibung praktisch vernachlässigbar macht.

Bestimmung des optimalen Betriebsverhaltens für vorgegebene Geometrie.

Die Optimierung des Betriebsverhaltens besteht darin, entweder ein maximales Massenstromverhältnis oder ein maximales Verdichtungsverhältnis zu erreichen. Für gegebene Strahlverdichtergeometrie, sowie Verdampfer- und Kondensatortemperaturen wird festgestellt, dass Massenstromverhältnis und Wirkungsgrad zunächst mit der Treibtemperatur T_b bzw. dem Antriebsdruckverhältnis ξ bis zu ihren maximalen Werten zunehmen und dann wieder abnehmen. Dies kennzeichnet das Vorhandensein optimaler thermodynamischer Parameter $T_{b,opt}$ bzw. ξ_{opt} und entspricht dem Betrieb im Auslegungspunkt (Schallbetrieb). Für gegebene Strahlverdichtergeometrie und gegebenes Massenstromverhältnis wird die tiefste erreichbare Verdampfertemperatur bei fester Kondensatortemperatur bzw. die maximal zulässige Kondensatortemperatur bei festliegender Verdampfertemperatur bestimmt.

Das vorliegende Optimierungsverfahren geht eindeutig über den derzeitigen Stand des Wissens hinaus.

Validierung des Modells

Zur Validierung des Rechenmodells werden numerische Ergebnisse für das Betriebsverhalten einer Strahlkälteanlage mit experimentellen Daten aus der Literatur für die einphasigen Arbeitsfluide **R11** und **Luft** verglichen. Es zeigt sich dabei eine gute Übereinstimmung, auch mit den neuesten Messwerten für R141b in [23]. Selbst bei den für ideales Gas durchgeführten Berechnungen liegt die Überschätzung der erwähnten Messwerten bei lediglich ca. 6% [127]. Diese Übereinstimmung der experimentellen Untersuchungen mit den rechnerischen Voraussagen bestätigt die vorliegenden Auslegungsmethoden.

Ausblick auf weiterführende Arbeiten

Abschließend seien einige noch zu lösenden Aufgaben sowie Möglichkeiten einer Weiterführung der Thematik erwähnt:

- Als Aufgabe für die Zukunft ist in erster Linie die Durchführung gezielter und ausführlicher experimenteller Untersuchungen zur Feststellung und Trennung der Einflüsse unterschiedlicher Verlustquellen vor allem im Mischraum erforderlich. Die Abhängigkeit des Reibungsfaktors von der Druckdifferenz am Treib- und Saugdüsenaustritt ($P_{p3}-P_{s3}$) bzw. der Geschwindigkeitsdifferenz ($w_{p3}-w_{s3}$) sowie mehrdimensionale Effekte im gesamten Strahlverdichter sollten aus Messungen des Druck-, Geschwindigkeits- und Temperaturprofils im Mischraum ermittelt werden. Daraus können u.a. geeignete Turbulenzmodelle für die Strömung im Dampfstrahlverdichter gewonnen werden. Die Zunahme des Wirkungsgrades mit abnehmendem Treibdampfgehalt sollte experimentell bestätigt oder entkräftet werden. Einflüsse der Kondensationseffekte von Dämpfen bei Überschalldüsenströmungen sollten auch untersucht werden.
- Bei weiterführenden theoretischen Untersuchungen sollte aus den oben erwähnten experimentellen Daten ein zur Durchführung von Berechnungen mit lokalen Modellen benötigtes und gesichertes Turbulenzmodell entwickelt werden. Damit wäre eine Basis für CFD-Berechnungen von Strahlverdichtern gegeben. Das thermische Nichtgleichgewicht zwischen den Phasen und die Wechselwirkung zwischen Tröpfchen sollte bei der Modellierung berücksichtigt werden.

Anhang

A.1 Zusammenstellung der Untersuchungen über den Einfluss thermodynamischer Parameter auf das Massenstromverhältnis

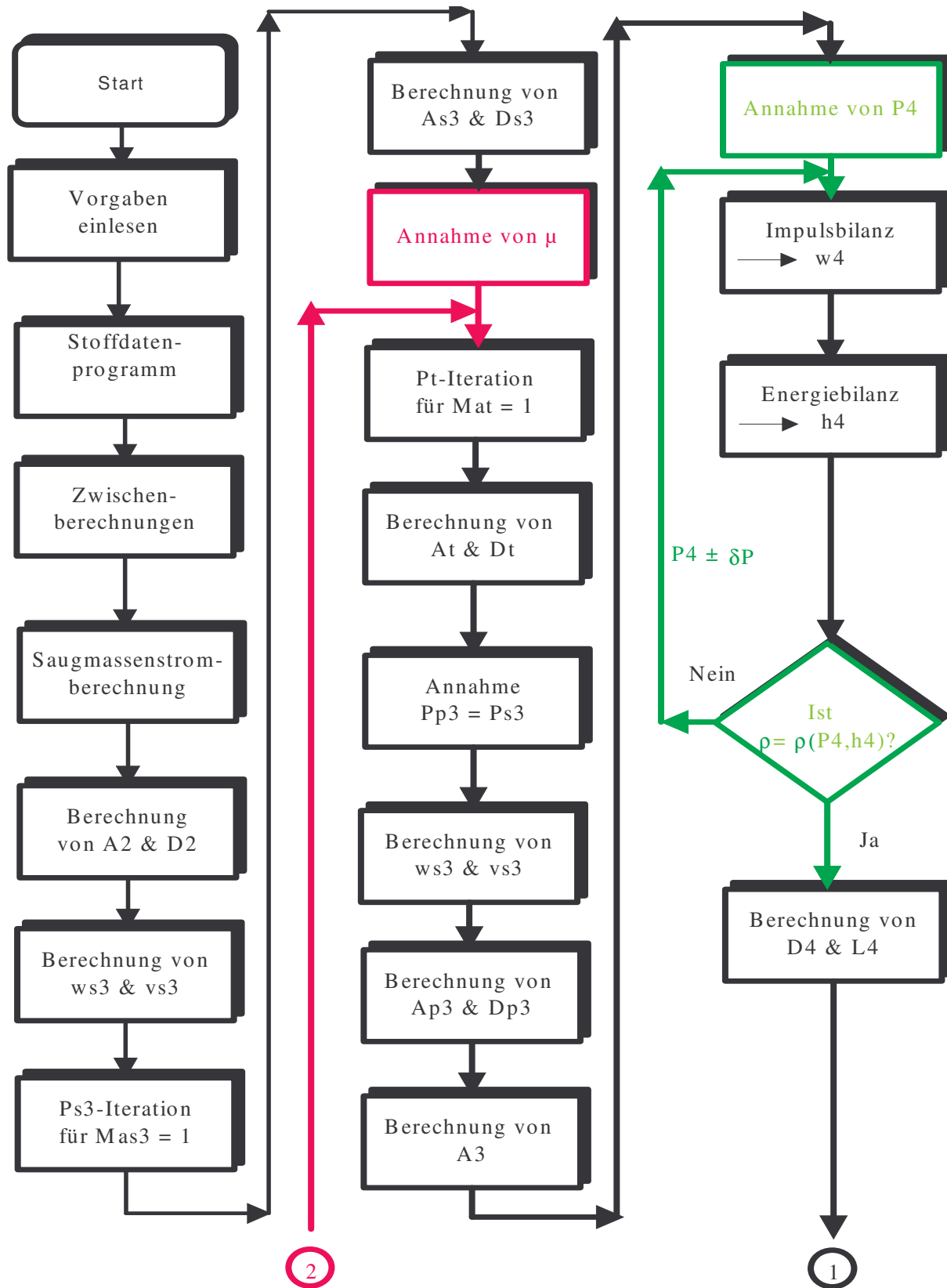
Verfasser	Arbeitsmittel	Thermodynamische Parameter
Work [31]	Luft	$\mu = f[(P_b/P_c), (P_4-P_e)/(P_c-P_e)]$
Keenan [37]	Luft	$P_b/P_c = f[(P_b/P_e), \mu]$
Mitra [32]	Luft	$\mu = f[(P_b-P_c)/(P_c-P_e)]$
Uebelhach [131]	Luft	$P_e/P_4 = f[(P_b/P_c), \mu]$
Hedges [33]	Luft	$(P_c-P_b)/P_b = f[(P_b/P_e), (P_e/P_b), \mu, (T_e/T_b)]$
Hamner [132]	R11	$\mu = f[Ma, (P_b/P_c)]$
Galanis [34]	n-Butan, R12	$\mu = f[(P_b/P_e), P_b]$
Matsuo [43]	Luft	$\mu = f[(P_e/P_c), (P_b/P_c), Ma_{p3}]$
Duthil [35]	Helium	$\mu = f[(P_e/P_c), P_b]$
Champoussin [30]	R11	$\mu = f(P_b/P_c, P_c/P_e)$
Kogan [175]	Luft	$f(P_e/P_b, P_c/P_b, \mu(T_e/T_b)^{0.5}) = 0$
Le Grivès [17]	Luft	$\mu = f[(P_e/P_c), (P_b/P_c), Ma_{p3}]$
Dutton [70,71]	Luft	$\mu = f[(P_e/P_b), (T_b/P_e), (Ma_{s3}/Ma_{p3})]$
Nahdi [14]	R11	$\mu = f(P_b/P_c, P_c/P_e)$
Dorantès [11]	R11, R22, R114, R123, R133a, R134a, R141b, R142b, R152a, RC318, R141b-RC318	$\mu = f(P_b/P_c, P_c/P_e)$
Dorantès [129,130]	R11-114; R113-R142b	$\mu = f(P_b/P_c, P_c/P_e)$
Sun [19]	R123	$\mu = f(P_b/P_c, P_m/P_c)$
Sun [133]	Wasserdampf	$\mu = f(P_b/P_c, P_m/P_c)$
Löser [181], Leistner [182]	Luft	$\mu = f[(P_e/P_c), P_b/P_c, T_e/T_b, Ma_{p3}]$
Deseveaux [81]	Luft	$\mu = f(P_b/P_c, P_c/P_e)$

A.2 : Zusammenfassung der Untersuchungen über die relative Mischrohrlänge L_m/D_m

Verfasser	Art der Untersuchung	Ergebnisse
<i>Johanessen</i> [27]	experimentell	$L_m/D_m \geq 9$
<i>Flügel</i> [59]	theoretisch	$L_m/D_m \approx 10$ (Luft) $6 \leq L_m/D_m \leq 10$ (Flüssig.)
<i>Jung</i> [61]	theoretisch	$6 \leq (L_m/D_m)_{opt} \leq 7$
<i>Mitra</i> [32]	experimentell	$6 \leq L_m/D_m \leq 8$
<i>Bauer</i> [60,68]	theoret. & experimentell	$(L_m/D_m)_{opt} = 11,45$
<i>Ackermann</i> [47]	experimentell	$8,5 \leq L_m/D_m \leq 9$
<i>Paliwoda</i> [6,134]	experimentell	$8 \leq L_m/D_m \leq 10$
<i>Zakharov</i> [21]	experimentell	$6 \leq L_m/D_m \leq 10$
<i>Uebelhach</i> [131]	experimentell	$(L_m/D_m)_{opt} = 12$
<i>Leistner</i> [182]	experimentell	$(L_m/D_m)_{opt} \approx 8$
<i>Sillem</i> [139]	theoret. & experimentell	$(L_m/D_m)_{opt} \approx 8-14$
<i>Schulz</i> [136]	experimentell	$L_m/D_m \approx 7,5$
<i>Dutton</i> [70,71]	experimentell	$L_m/D_m \geq 7,5$

A.3. Programmabläufe

A.3.1 Programmablauf zur Strahlverdichterauslegung



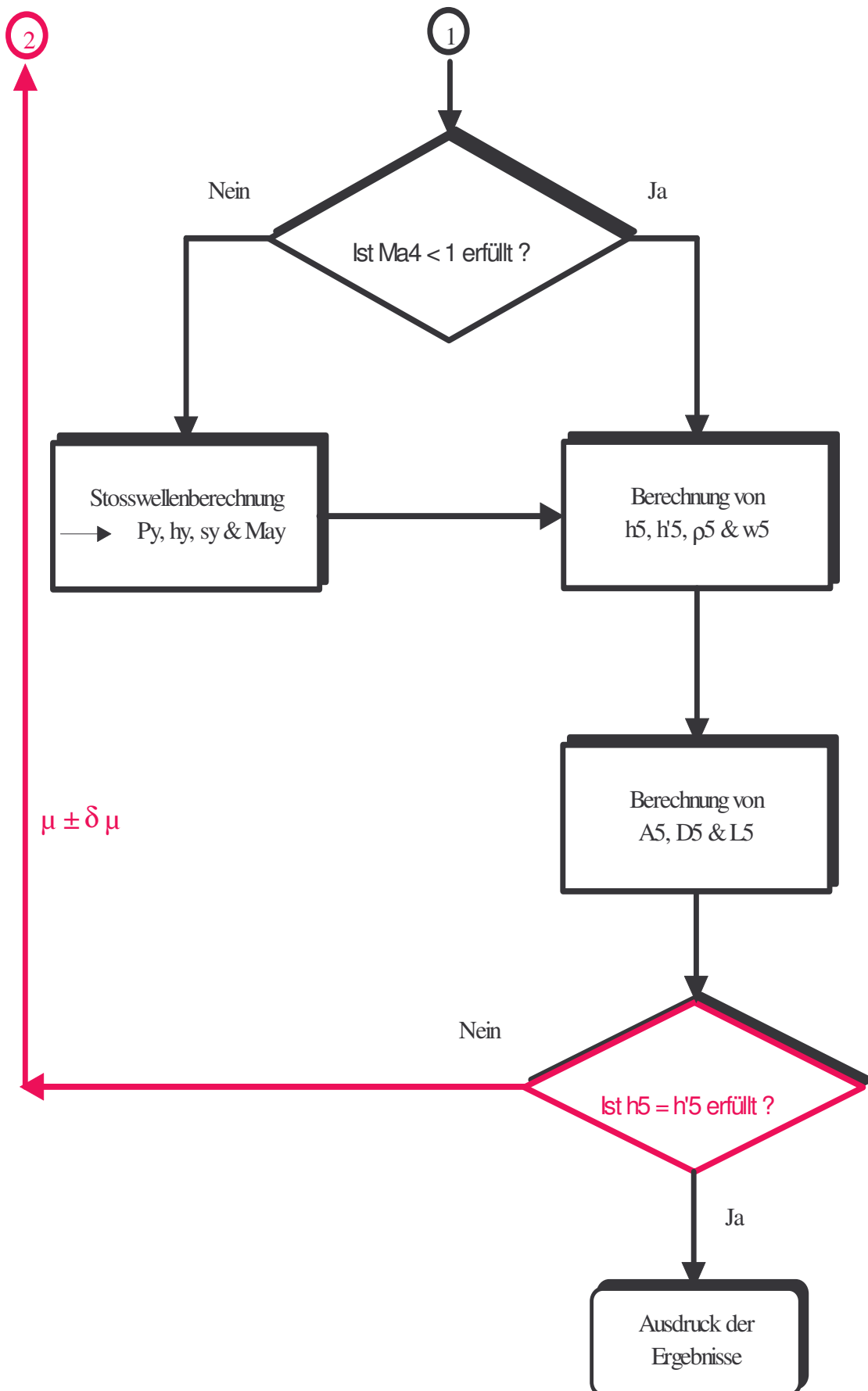
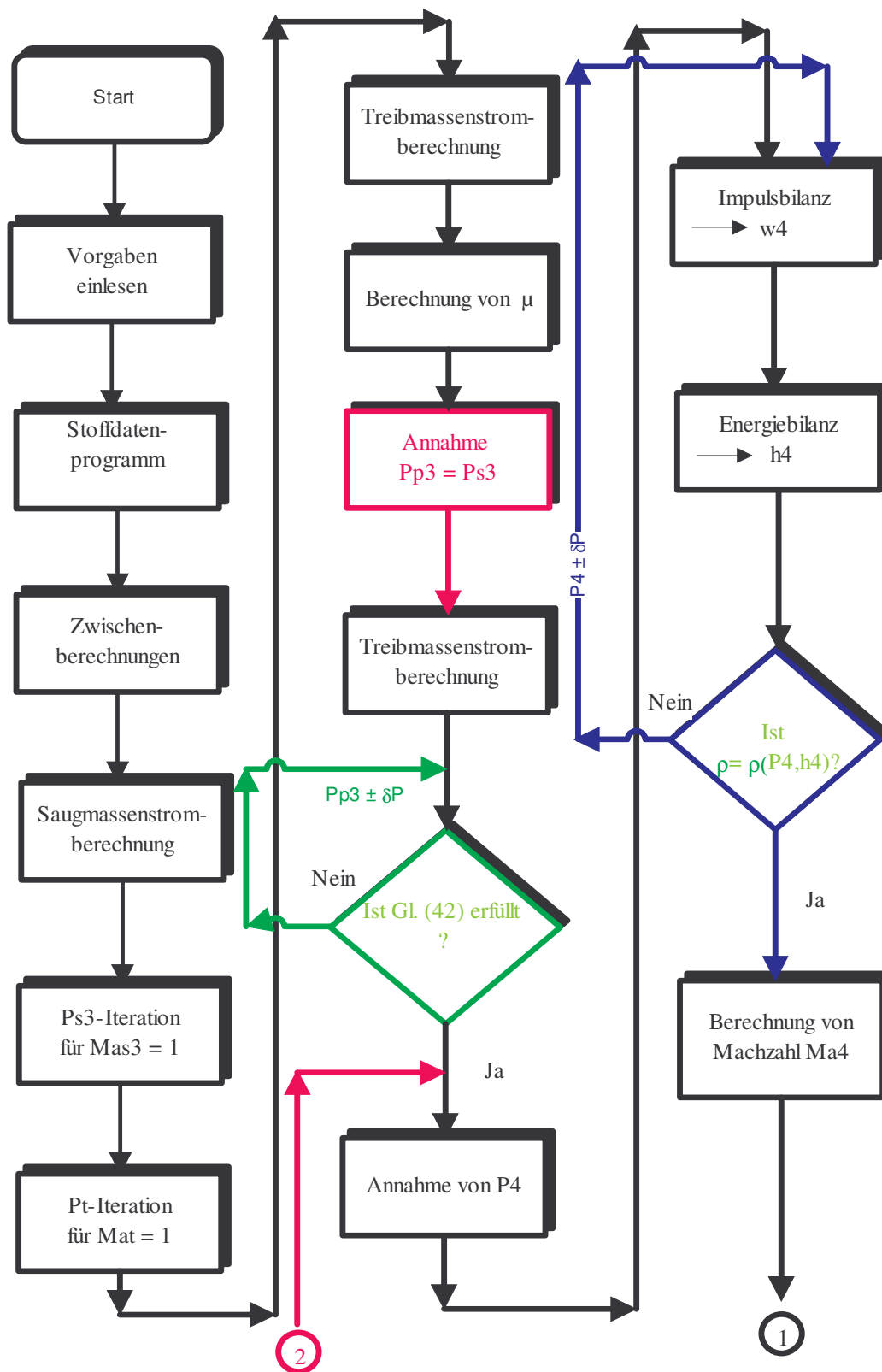


Bild A.1: Flussdiagramm zur Strahlverdichterauslegung



A.3.2 Programmablauf zur Bestimmung des Betriebsverhaltens

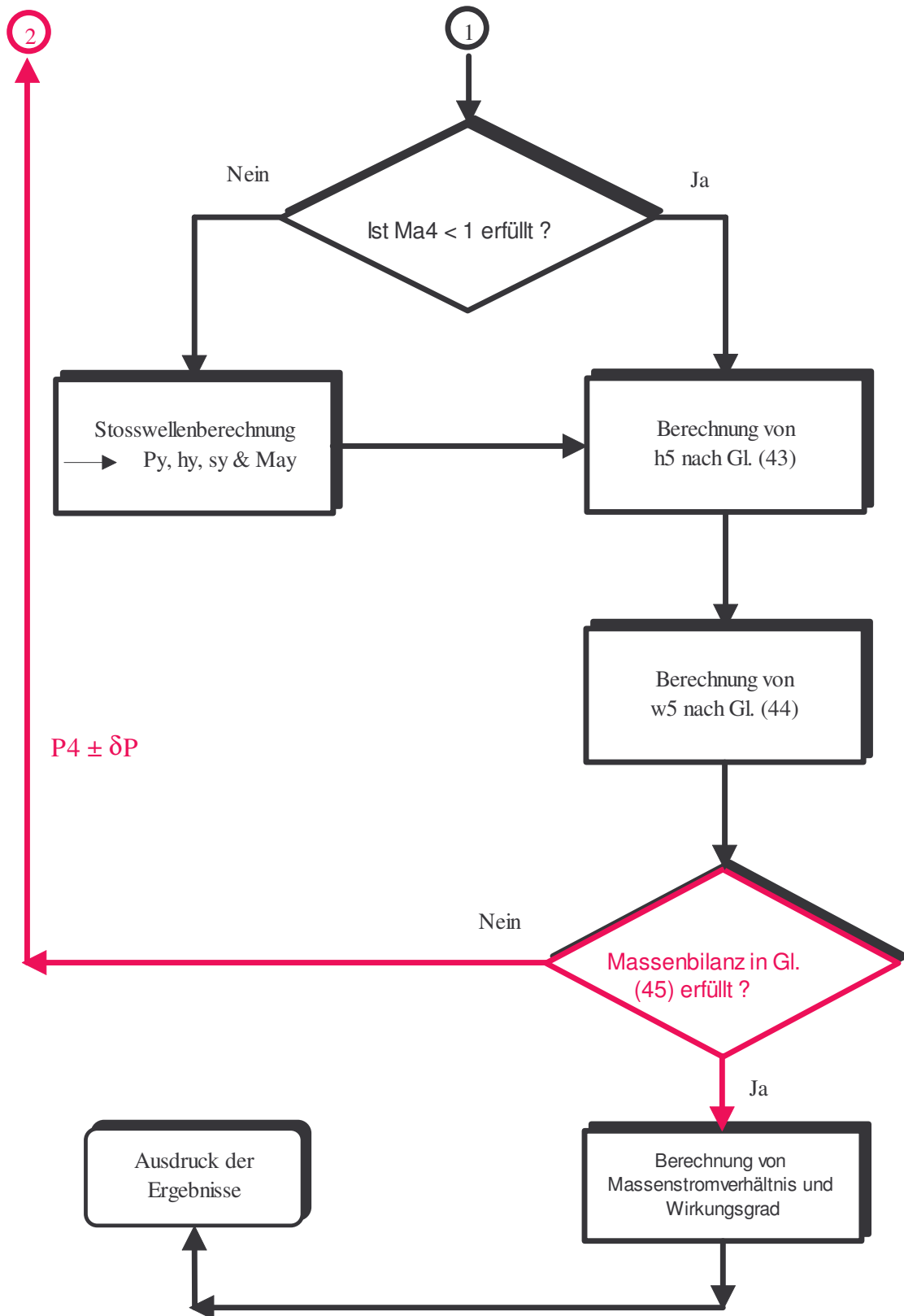


Bild A.2: Flussdiagramm zur Berechnung der Leistungscharakteristiken eines Strahlverdichters.

A.4 Berücksichtigung der Wandreibung

Die Reibung an der Mischrohrwand erweist sich als eine wesentliche Einflussgröße bei der Berechnung von Überschall-Strahlverdichtern. Sie bewirkt bei Überschallströmung mit zunehmender Mischrohrlänge L_m eine Abnahme der Geschwindigkeit, bis bei einer bestimmten kritischen Rohrlänge die Schallgeschwindigkeit im Austrittsquerschnitt erreicht ist. Bei noch größeren Mischrohrlängen entsteht ein Verdichtungsstoß in der Mischkammer [135,139]. Es gibt also einen Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit, Mischrohrlänge und Rohrreibungsbeiwert. In den vorliegenden eindimensionalen Berechnungen wurde der Rohrreibungsbeiwert konstant angenommen. Um die physikalische Existenz der Überschall-Lösung (vgl. Seite 39) analytisch zu zeigen, muß die Wandreibung mitberücksichtigt werden. Dies wurde in der Literatur bisher kaum gemacht [15,55,64,139].

A.5 Mischung bei konstantem Druck und bei konstantem Mischrohrquerschnitt

Die Berechnungen von Strahlverdichtern basieren entweder auf der Annahme einer *Vermischung bei konstantem Druck* (Gleichdruckvermischung) einer *Vermischung bei konstantem Mischrohrquerschnitt*. Die in der Literatur verfügbaren Berechnungen benutzen fast ausschließlich die erste Annahme. Ohne Hinweise auf konkrete Daten wird behauptet, dass der Strahlverdichter in diesem Fall leistungsfähiger arbeitet.

Ein von *Keenan et al.* [5] gemachter Vergleich zwischen Messwerten und Rechenergebnissen aus diesen beiden Berechnungsverfahren zeigt, dass die Berechnungen für Vermischung bei konstantem Druck die experimentellen Daten sogar etwas schlechter wiedergeben. Keine der in der Literatur angegebenen Messungen zeigt einen konstanten Druckverlauf, sondern eine Druckzunahme im Mischraum. Abgesehen von den hohen Verlusten im Mischraum dient schließlich die Impulsabnahme zur Druckerhöhung. Der entscheidende Nachteil der Gleichdruckvermischung ist, dass er nur für einen einzigen Auslegungsfall gelten kann.

Die Einfachheit bei der Modellierung ist also der einzige Vorteil der Annahme einer Vermischung bei konstantem Druck.

Literaturverzeichnis

- [1] *Schmitt H.*: Diversity of jet pump and ejector techniques. BHRA, 2nd Symp. of jet pumps and ejectors and gas lift techniques, **A4**(1975)35.
- [2] *Wagner G.*: Anwendungsmöglichkeiten und Einsatzgebiete von Strahlpumpen. Chem.-Ing.-Tech **51**(1979)867.
- [3] *Sun D.W., Eames I.W.*: Recent developments in the design theories and applications of ejectors - a review. Institute of Energy **68**(1995)65.
- [4] *Zahdan S.Z.*: Experimental investigation of a freon ejector. Bull. IIF/IIR Annexe Vol. 3, (1960) S.169.
- [5] *Cavallini A et al.*: Experimental research on a fluorinated hydrocarbon jet refrigerant plant. 12th Int. Cong. of Refrigeration, Madrid (1967) 1225.
- [6] *Paliwoda A.*: Experimental study on low-grade heat and solar energy operated halocarbon vapor jet refrigeration systems. Bull. IIF/ IIR, (1968), Nr. 4, S. 1003--1035.
- [7] *Delnunzio B.*: Experimentelle Untersuchungen über Kühlsysteme mit Strahlkompression, die mit organischen Kältemitteln arbeiten. Kältetechnik-Klimatisierung. 23. Jahrgang. **3**(1971)73.
- [8] *Zeren F.*: Freon 12 vapour compression jet pump solar cooling system. Ph.D. Thesis, Texas A&M University, College Station, Texas, USA, 1982.
- [9] *Srinivasa Murthy S., Balasubramanian R., Krishna Murty M.V.*: Experiments on vapour jet refrigeration system suitable for solar energy applications. Renewable Energy **1**(1991)757.
- [10] *Sokolov M., Hershgal D.*: Enhanced ejector refrigeration cycles powered by low grade heat. Part 3. Experimental results. Int. J. Refrig. **14**(1991)24.
- [11] *Dorantès R., Lallemand A.*: Prediction of performance of a jet cooling system operating with pure refrigerants or non-azeotropic mixtures. Int. J. Refrig. **18**(1995)21.
- [12] *Al-Kalidy N., Zayonia A.*: Design and experimental investigation of an ejector in an air-conditioning and refrigeration system. ASHRAE Transactions: Research **101**(1995)383.
- [13] *Lu L-T. et al.*: Performances optimales et utilisation du système à éjecteur en production de froid. 17th Int. Refrig. Proc., Wien(1987) & RGF-October (1988)529.
- [14] *Nahdi E. et al.*: Optimal geometric parameters of a cooling ejector-compressor. Int. J. Refrig. **16**(1993)67.
- [15] *Fabri J., Siestrunk R.*: Supersonic air ejectors, Advances in Applied Mechanics, Vol. V.,

Academic Press Inc., New York, 1958.

- [16] Paulon J.: Etude de la coexistence d'un jet supersonique et d'un jet subsonique dans un col constante. La Recherche Aérospatiale n° 1(1971)33.
- [17] *Le Grivès E.*: Ejecteurs supersoniques, in Jaumotte A.L. (Hrsg.): Chocs et ondes de choc, Tome II: Applications Techniques. Masson, Paris, 1973, p. 256-294.
- [18] *Champoussin J-C., Hostaché G.*: Performance d'un système tritherme à éjecteur à basse température de bouilleur. 16ème Cong. Int. du Froid, **B1**, IIF/IIR, Paris, (1983)28.
- [19] *Sun D-W., Eames I.W.*: Performance characteristics of HCFC-123 ejector refrigeration cycles. Int. J. Energy Research **20** (1996) 871.
- [20] *Huang B.J., Jiang C.B., Hu F.L.*: Ejector performance characteristics and design analysis of jet refrigeration system. J. Eng. Gas Turbines and Power **107**(1985)792.
- [21] *Zakharov Y.U et al.*: Experimentelle Untersuchung an einer Strahlkältemaschine. Kol. techn. **3**(1971) 16.
- [22] *Eames I.W. et al.*: A theoretical and experimental study of a small-scale steam jet refrigerator. Int. J. Refrig 18 (1995) 378 .
- [23] Huang B.J. et al.: A 1-D analysis of ejector performance. Int. J. Refrig. **22** (1999) 354.
- [24] *Aphornratana S., Eames I.W.*: A small capacity steam-ejector refrigerator: experimental investigation of a system using movable primary nozzle. Int. J. Refrig 20 (1997) 352.
- [25] *Kehnemouyi M.H.*: Theoretical and Experimental Investigation of Steady Flow Ejector-Compression Refrigeration System Utilizing Steam as Working Fluid. Dissertation, George Washington University, Washington, DC, USA, 1996
- [26] *Holmes R.E., Zeren F.*: Development of jet pump solar cooling system. Report TENRAC/EDF-088, Texas A&M University, College Station, TX, USA, May 1983
- [27] *Johanessen N. H.*: Ejector theory and experiments. Trans. Danish Academy Techn. Sci. (1951)106.
- [28] *Burkhard J.*: Experimentelle Untersuchungen an einem Ammoniak-Dampfstrahlapparat. Kältetechnik-Klimatisierung. **10** (1967) 310.
- [29] *Bosnjakovic F.*: Dampfbefeuchtung in Strahlgebläsen, Forschung 11(1940)210.
- [30] *Champoussin J-C., Lu L-T.*: Climatisation par système tritherme à éjecteur. Clima 2000. **6**(1985)185.
- [31] *Work, L.T., Haedrich, V.W.*: Performance of ejectors as function of the molecular weights

of vapors. *Indus. and Eng. Chemistry*. 4(1939)464

[32] *Mitra A.K., Gaha D.K., Roy A.N.*: Studies on the performance of ejector. Part-I, air-air system. *Indian Chem. Eng.*, July (1963)59.

[33] *Hedges K.R., Hill P.G.*: Compressible flow ejectors, Part 1&2: Compressible flow. *J. Fluid Engineering* **96**(1974)272 &282.

[34] *Galanis N.*: The effects of fluid entry conditions on the performance of vapour jet compressors. *Trans. of CSME* **5**(1978/9)9.

[35] *Duthil R. et al.*: Etudes-réalisation et essais d'éjecteurs pour fluides crygéniques. 16th Cong. Int. Refrig., Commission A1/2, IIF/IIR, Paris, August 1983.

[36] *Paulon J.*: Ejecteurs. *Technique de l'Ingénieur, Traité de Mécanique et de Chaleur* **B4250, BL3**(1993)1.

[37] *Keenan J.H. et al.*: An investigation of ejector design by analysis and experiment. *J. Applied Mechanics, Trans. ASME*, **72** (1950)299.

[38] *Van Der Linge T.W.*: A jet pump design theory. *J. of Basic Eng. Dec.* (1960)947.

[39] *Robert C.*: Etude des performances et du domaine de fonctionnement des éjecteurs, *Entropie*, Avril,(1981).

[40] *Taylor D.*: Ejector design for a variety of applications. *AGRAD*, **163**(1973)106.

[41] *De Haan R.E.*: Supersonic ejectors with mixing at constant cross-section. Part II. *Appl. Sci. Res.* **14**(1965)57.

[42] *Cenemeri L.*: Study about running optimal conditions of ejector in refrigerating systems. *Proc. 15th Int. Cong. of Refrigeration, Venezia* (1979) 913.

[43] *Matsuo K., Sasaguchi K.*: Investigation of supersonic air ejectors. Part 1 & Part 2, *Bull. of JSME* **24**(1981)2090 & **25**(1982)1898.

[44] *Ramsden K.W., Probert S.D.*: Optimizing the design and use of an air-driven water pump. *Applied Energy*, **3**(1977)225.

[45] *F.R.B. Watson*: The production of a vacuum in an air tank by means of a steam jet. *Proc. Institution of Mechanical Engineers*. **124**(1933)231.

[46] *Putilov M.I.*: Selecting the distance between the nozzle and the mixing chamber of ejectors. *Thermal Engineering* , **14**(12) (1967)92.

[47] *Ackermann D.*: Refrigerant steam jet ejectors working as booster compressors . 12th Int. Cong. Refrig. Proc., Madrid(1967)1213.

- [48] *Corteville J.C. et al.*: Research on Jet Pumps for Single and Multiphase Pumping of Crudes. Proc. 62nd Annual Conf. and Exhibition of the Society of Petroleum Engineers, SPE 16923, Dallas, Sept, (1987)437.
- [49] *Watanabe I.* : Experimental investigations concerning pneumatic ejectors, with special reference to the effect of dimensional parameters on performance characteristics. Symp. on Jet Pumps and Ejectors, BHRA Fluid Engineering, Cranfield, London, 1972.
- [50] *Hoggart M.L.*: The design and performance of high-pressure injectors as gas jet boosters. Proc. Institution Mech. Eng. **185**(1970-71)755.
- [51] *Henzler H.J.*: Design of Ejector for single-phase Material Systems. Ger. Chem. Eng. **6**(1983)292.
- [52] *Blevins R.D.*: Applied Fluid Dynamics Handbook. Krieger Publishing Company, Malabar, Florida, 1992, pp. 257-263.
- [53] *Vyas B.D., Kar S.*: Study of entrainment and mixing process for an air to air jet ejector. 2nd Symp. on Jet Pumps & Ejectors and Gas Lift Techniques. Paper c2, BHRA Fluid Engineering, Cranfield, London, 1975.
- [54] *Mikhail S. et al.*: Experimental investigation of slurry jet pump research on jet pumps. Powder Handling & Processing **3** (187) 203.
- [55] *Abramowitsch G.N.*: Angewandte Gasdynamik. Verlag Technik, Berlin 1958.
- [56] *Chhabria N.D. et al.*: Effect of mixing of two fluids on the energy efficiency of conical diffusers. I.E(I) Journal-ME, **50**(1970)315.
- [57] *Agapov N.N. et al.*: Study of a liquid helium jet pump for circulating refrigeration systems. Cryogenics (1978)491.
- [58] *Lu K-T. et al.*: Geometrically and thermally non-optimum ejector heat pump analysis. Energy Convers. Mgmt. **34**(1993)1287.
- [59] *Flügel G.*: Berechnung von Strahlapparaten. VDI-Forschungsheft **395**, 2. Auflage (1951).
- [60] *Bauer B.*: Auslegung von Strahlapparaten für beliebige Medien. Dissertation, Technische Hochschule Stuttgart (1965).
- [61] *Jung R.*: Die Berechnung und Anwendung der Strahlgebläse. VDI-Forschungsheft **479** (1960).
- [62] *Weydanz W.*: Die Vorgänge in Strahlapparaten. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, (1963).
- [63] *Rao N.S., Kremer H.*: A general method of designing gas and gas-liquid injectors using

- laws of turbulent jet mixing. Chem. Eng. Technol. **16** (1993)94.
- [64] *Oddving B.*: Jet pumps for compressible fluid at supersonic velocities. Proc. 4th Conf. on Fluid Machinery. Budapest, Sept. 1972, pp. 915-929.
- [65] *Kentfield J.A.C., Barnes R.W.*: The prediction of the optimum performance of ejectors. Heat and Fluid Flow **2** (1972) 115.
- [66] *Messing T.*: Über den Energieverbrauch von Dampfstrahlkälteanlagen. Kältetechnik, **2** (1954)538.
- [67] *Defrate L.A., Hoerl A.E.*: Optimum design of ejectors using digital computers. Chem. Eng. Progr Symp. **55**(1959)43
- [68] *Bauer B.*: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Strahlapparaten für kompressible Strömungsmittel (Strahlverdichter). VDI-Forschungsheft **514** (1966).
- [69] *Flatt et al.*: Blockierungs-Kriterium für den Sekundärstrom eines Überschall-Ejektors mit zylindrischer Mischkammer. Forschung im Ingenieurwesen **62**(1996)65.
- [70] *Dutton J.C. et al.*: A theoretical and experimental investigation of constant area, supersonic-supersonic ejector. AIAA Journal **20**(1982)1393.
- [71] *Dutton J.C., Carroll B.F.*: Optimal ejector designs. J. Fluids Eng. Trans. ASME. **108**(1986)414.
- [72] *Chow W.L., Addy A.L.*: Interaction between primary and secondary streams of supersonic ejector systems and their performance characteristics. AIAA J. **2**(1964)686.
- [73] *Hill P.G.*: Turbulent jets in ducted streams. J. Fluid Mech. **22** (1965)161.
- [74] *Hickmann K.E, Hill P.G.*: Analysis and testing of compressible flow ejectors with variable area mixing tubes. J. Basic Eng. June (1972) 407.
- [75] *Ranzisky E, Brighton J.A.*: Confined Jet Mixing for Nonseparating Condition. Trans. ASME Ser. D., J. Basic Eng. September (1971)333.
- [76] *Vicktorin K*: Untersuchung turbulenter Mischvorgänge. Forsch.Ing. Wesen **12**(1941)16
- [77] *Ahmed S.R.*: Die Vermischung von koaxialen turbulenten Strahlen verschiedener Geschwindigkeit und Temperatur in einem Rohr. VDI-Forsch.-Heft **547**(1970)18.
- [78] *Alpinieri L*: Turbulent Mixing of Coaxial Jets. AIAA J **2** (1964)5160.
- [79] *Desevaux P. et al.*: Static pressure measurement along the centerline of an induced flow ejector. Exp. Fluids **16**(1994)289.
- [80] *Desevaux P. et al.*: An optical analysis of an induced flow using light polarization proper-

ties. Exp. Fluids **16**(1994)165.

[81] *Desevaux P.*: Analyse expérimentale du jet moteur d'un éjecteur à flux induit fonctionnant en regime mixte. J. Phys. III France **4** (1994) 1981.

[82] *Weiß, W.-R.*: Experimentelle Untersuchung turbulenter Vorgänge im Mischkanal eines Strahlapparates. Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1981.

[83] *Griebel M., Dornseifer T., Neunhoffer T.*: Numerische Simulation in der Strömungsmechanik. Vieweg 1995.

[84] *Laurien E.*: Direct Simulation of the Development of a Local Finite Amplitude Disturbance in Compressible Boundary Layer. In R.A.W.M. Henkes, J.I. Van Ingen (eds): Transitional boundary layers in Aeronautics, North-Holland, Amsterdam, 1996.

[85] *Laurien E.*: Wissenschaftliches Rechnen Baden-Württemberg, WIR-Tutorial, Universität Stuttgart, 1999.

[86] *Unger F.*: Numerische Simulation turbulenter Rohrströmungen, Dissertation, TÜ-München, 1993.

[87] *Schulz L.G.*: Grobstruktursimulation turbulenter Freistrahlen, Dissertation, RWTH, 1997.

[88] *Riester T.K.*: Grobstruktur-Simulation schwach kompressibler turbulenter Freistrahlen, -ein Vergleich zweier Lösungsansätze, Dissertation, RWTH, 1998.

[89] *Rewert J.*: Grobstruktursimulation turbulenter Freistrahlen, Dissertation, TU-Darmstadt, 1999.

[90] *Jones W.P., Wille M.*: Large eddy simulation of a round jet in a cross-flow. In Engineering Turbulence Modelling and Experiments, vol. 1, 187-198, ed. Rodi W, Bergeles E., Elsevier, Amsterdam, 1996

[91] *Yuan L.L. et al.*: Large-Eddy simulation of a round jet in a crossflow. J. Fluid Mech. **379** (1999)71.

[92] *Mengler C.*: Grobstruktursimulation der Strömungs- und Mischungsfelder komplexer, anwendungsnahe Konfigurationen, Dissertation, TU-Darmstadt, 2001, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 7 Nr. 428., VDI Verlag, Düsseldorf, 2002.

[93] *Prandtl L.*: Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. Z. angew. Math. Mech. **25** (1925)136.

[94] *Prandtl L.*: Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen. Math.-Phys. Kl. (1945)6.

- [95] *Jones W.P., Launder B.E.*: Prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer* **15** (1972)361.
- [96] *Lam C.K.G., Bremhost K.A.*: Modified form of the k- ϵ -model for predicting wall turbulence. *J. Fluids Eng.*, **103** (1981)456.
- [97] *Chen Y.S., Kim S.W.*: Computation of turbulent flows using an extended k- ϵ turbulence closure model. NASA CR-199204, 1987.
- [98] *Ju S.Y. et al.*: Three-dimensional turbulent flow in agitated vessels with a nonisotropic viscosity turbulence model. *Can. J. Chem. Eng.* **68** (1990)3.
- [99] *Yakhot V., Smith L.M.*: The renormalization group, the ϵ -expansion and the derivation of turbulence models. *J. Sci. Comput.* **7** (1992)35.
- [100] *Shih, T.-H. et al.*: A New k- ϵ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation. *Computers Fluids*, **24(3)**, (1995)227.
- [101] *Jenne, M., Reuss, M.*: A critical assessment on the use of k- ϵ turbulence models for simulation of the turbulent liquid flow induced by a Rushton turbine in baffled-stirred tank reactors. *Chem. Eng. Sci.* **54** (1999)3921.
- [102] *Launder B.E. et al.*: Progress in the development of a Reynold stress turbulence closure. *J. Fluid Mech.* **68** (1975)537.
- [103] *Launder B.E., Li S.-P.*: On the elimination of wall-topography parameters from second moment closure. *Phys. Fluids A* **6** (1994)999.
- [104] *Speziale C.G. et al.*: Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *J. Fluid Mech.* **227** (1991)245.
- [105] *Ristorcelli J.R. et al.*: A rapid-pressure covariance representation consistent with Taylor-Proud theorem materially frame indifferent in the two-dimensional limit. *J. Fluid Mech.* **292** (1995)111.
- [106] *Pfuderer D.G. et al.*: A non-linear second moment closure consistent with shear and strain flows. *AIAA J.* **35** (1997)825.
- [107] *Rodi W.*: A new algebraic relation for calculating the Reynold stresses. *Z. angew. Math. Mech.* **56** (1976)219.
- [108] *Gibson M.M.*: An algebraic stress and heat-flux model for turbulent shear flow with streamline curvature. *Int. J. Heat and Mass Transfert* **21** (1981)1609.

- [109] *Lakshminarayana B.*: Turbulence modelling for complex shear flows. *AIAA Journal* **24** (1986)1900.
- [110] *Pope S.B.*: Pdf methods for turbulent reacting flows. *Prog. Energy Combust. Sci.* **11** (1985)119.
- [111] *Möbus H.*: Euler - und Lagrange -Monte- Carlo- PDF- Simulation turbulenter Strömungs-, Mischungs- und Verbrennungsvorgänge, Dissertation, Univ. Stuttgart, 2001, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 7 Nr. 414., VDI Verlag, Düsseldorf, 2001.
- [112] *Eifert C.*: Numerische Simulation dreidimensionaler turbulenter Strömungen mittels Momentenmodellen zweiter Ordnung. Dissertation, TU-Darmstadt, 1997.
- [113] *Pfuderer D.G.*: Über das Potential klassischer statistischer Modelle zur Beschreibung turbulenter Strömungen. Dissertation, TU-Darmstadt, 1997
- [114] *Gilbert G.B., Hill P.G.*: Analysis and testing of two-dimensional slot nozzle ejectors with variable area mixing sections, NASA CR-2251, 1973.
- [115] *Hendricks C.J., Brigton J.A.*: The prediction of swirl and inlet turbulence kinetic energy effects on confined jet mixing. *Trans. ASME, J. Fluids Eng.* **97**(1975)51.
- [116] *Rahmane T., Hladik J.*: Etude du taux d'entrainement d'un éjecteur à induction libre. *Rev. Gén. Therm. Fr.* **380-381**(1993) 439.
- [117] *Hallo L. et al.*: Ejecteurs frigorifiques supersoniques. Modélisation de leurs performances. *Rev. Gén. Therm. Fr. No 375-376* (1993) 166.
- [118] *Rebaine A. Soullaimani A.*: Numerical simulation of two-dimensional compressible turbulent flows in ejectors. *Transactions of the CSME*, **25**(2001)227
- [119] *Menegay P., Kornhauser A.A.*: Development of a semi-parabolic two-fluid model for two-phase ejectors. *IECE Paper No CT-69*, ASME 1995.
- [120] *Reisinger C. et al.*: Numerical Simulation of flow through a steam jet ejector, University Linz, Austria, Privat Communication, 2000.
- [121] *Neve R.-S.*: Computational fluid dynamics analysis of diffuser performance in gas-powered jet pumps. *Int. J. Heat and Fluid Flow* **14**(1993) 401.
- [122] *Riffat S.B., Everitt P.*: Experimental and CFD modelling of an ejector system for vehicle air conditioning. *Journal of the Institute of Energy*, **72**(1999) 41.
- [123] *Riffat S.B., Omer S.A.*: CFD modelling and experimental investigation of an ejector refrigeration system using methanol as the working fluid. *Int. J. Energy Res.* **25**(2001)115.

- [124] *Ejector and Jet Pumps*: ESDU Data, Item No. 88002, Item No 84029. ESDU International Ltd, London, 1988.
- [125] *Desevaux P, Aeschbacher O.*: Numerical and Experimental Flow Visualizations at the Mixing Process Inside an Induced Air Ejector. *Int. J. Turbo and Jet Engines*, **19**(2002)71-78.
- [126] *Desevaux P. et al.*: CFD modelling of shock train inside a supersonic ejector: Validation against flow visualizations and pressure measurements in the case of zero-secondary flow. The 10th International Symposium on Flow Visualizations, August 26-29, 2002, Kyoto, Japan.
- [127] *Cizungu K., Groll M.*: Leistungscharakteristik eines Kühlsystems mit Dampfstrahlverdichter. *Ki-Luft- und Kältetechnik* **7**(1999)348.
- [128] *Cizungu K., Mani A., Groll M.*: Performance Comparison of Vapour Jet Refrigeration System with Environmentally Friendly Working Fluids. *Applied Thermal Engineering*, **21**(2000)585.
- [129] *Dorantès R. et al.*: Récents développements sur les systèmes trithermes à éjecto-compressions. Utilisation de deux fluides binaires de masses molaires différentes. Société Française des Thermiciens. Journée d'étude du 28 Novembre 1990.
- [130] *Dorantès R., Lallemand A.*: Utilisation des mélanges non-azéotropiques dans les machines trithermes à éjecto-compression. Société Française des Thermiciens. Journée d'étude du 22 Janvier 1992.
- [131] *Uebelhach H.T.*: Analysis and design method for ejector system with second throat diffuser. *AGRARD*, **163**(1972)15.
- [132] *Hamner R.M.*: An Alternative Source of Cooling: The Ejector-Compression Heat Pump, *ASHRAE Journal* (1980)62.
- [133] *Sun D-W.*: Variable geometry ejectors and their applications in ejector refrigeration systems. *Energy* **21**(1996)919.
- [134] *Paliwoda A.*: Application of ejectors as booster compressors for freezing purposes. *Bull. IIF/IIR Annexe*, Cambridge, (1961).
- [135] *Havermann M.*: Strahlmischung und Druckrückgewinnung in Überschall-Innenströmungen. Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1999.
- [136] *Schulz R.*: Untersuchungen an Strahlverdichtern. Dissertation, Technische Hochschule Aachen, Verlag Shaker, 1993.
- [137] *Sokolochin A. et al.*: Dynamical numerical simulation of gas-liquid two-phase flows. Euler/Euler versus Euler/Lagrange. *Chem. Eng. Sci.* **52** (1997)611.

- [138] *Jenne M.*: Modellierung und Simulation der Strömungsverhältnisse in begasten Rührkesselreaktoren. Dissertation, Univ. Stuttgart, 1999.
- [139] *Sillem H.*: Untersuchungen zur kompressiblen Gasströmung in Strahlapparaten mit konstantem Mischrohrquerschnitt. Dissertation, TU München, 1965.
- [140] *Jungnickel H. et al.*: Grundlagen der Kältetechnik. Verlag C.F. Müller, Karlsruhe, 1981.
- [141] *Narabayashi T et al.*: Feasibility study on steam injector driven jet pump for next-generation reactors. Bull. of JSME 32 (1987) 896.
- [142] *Cizungu, K.*: Thermodynamische Analyse einer Dampfstrahlkälteanlage, IKE 5TN-1406(a)-95, Juli 1996.
- [143] *Kimmel R.*: Auslegungsberechnung sowie Konstruktionsvorschlag eines Zweiphasen-Strahlverdichters. Diplomarbeit, IKE, Univ. Stuttgart, 1996.
- [144] *Auracher H.*: Exergie, Anwendung in der Kältetechnik. Klima- + Kälteingenieur, Verlag Müller, Karlsruhe 1980.
- [145] *Vortmeyer N.*: Auslegung, Konstruktion und experimentelle Erprobung von Flüssigkeitsstrahl-Gasverdichtern für die Erdöl/Erdgas-Förderung. Diplomarbeit, Lehrstuhl A für Thermodynamik der Technischen Universität München, 1989.
- [146] *Cizungu K.*: Manual zu den Berechnungsprogrammen für Dampfstrahlverdichter, IKE 5TN-1671-00, Februar 2000.
- [147] *Zeller H., Kramer C, Ehrhardt G.*: Über die Strömungsformen in einem Strahlapparat bei nicht normalen Betriebsbedingungen. F.B. 1850, Nordrhein-Westfalen, 1967.
- [148] *Hahne E.*: Technische Thermodynamik. Addison-Wesley, 1991.
- [149] *Dopkin R.J., Cunningham R.G.*: Jet breakup and mixing throat lengths for the liquid jet gas pump. Trans. A.S.M.E., J. Fluids Engng. **96** (1974) 216.
- [150] *Barth E.*: Auswirkungen der Treibdüsenform bei Gasstrahlapparaten. Dissertation, Universität Hannover, 1966.
- [151] *Fallen M.*: Einfluss von Düsenformen und Mischrohrabmessungen auf die Fördercharakteristik von Gasinjektoren bei überkritischen Druckverhältnissen. gwf-gas/erdgas **122**(1981) 28.
- [152] *Rist D.*: Dynamik realer Gase. Springer Verlag, Heidelberg, Berlin 1996.
- [153] VDI-Durchfluss-Meßregeln DIN 1952, 6. Auflage, Düsseldorf, 1948.
- [154] *Anderson H.Jr.*: Assessement of Solar Powered Vapor Jet Air-Conditioning Systems, Abstracts ISES, Los Angeles, California (1975) 408.

- [155] *Ehrhardt G.*: Über die optimale Mengen-, Flächen- und Druckverhältnisse an Flüssigkeitsstrahlpumpen mit zylindrischem Mischrohr. Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen Nr. 2168. Westdeutscher Verlag Opladen, 1970.
- [156] *Munday J.T., Bagster D.F.*: Ejector theory applied to steam jet refrigeration. Ind. Eng. Chem., Process Des. **16**(1977).
- [157] *Huang M.-C., Chen S.-Li*: An Experimental Investigation of Ejector Performance Characteristics in a Jet Refrigeration. J. Chin. I. Ch. E. **27** (1996) 91.
- [158] *Schlag H.-P.*: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Berechnung der Kennlinien von gasbetriebenen Einphaseninjektoren und Gutaufgabeneinjektoren. Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 3, Nr. 313: Verfahrenstechnik. VDI Verlag GmbH, Düsseldorf, 1993.
- [159] *Sokolov E.Ya., Zinger N.N.*: Jet type apparatus (Strujnye apparaty). Energiya, 1970.
- [160] *Witte J.H.*: Mixing in two-phase flow. J. Fluids Mech. **36**(1969)639.
- [161] *Herpel Th., Muschelknautz S., Mayinger F.*: Konzept einer Mehrphasenpumpstation zur Förderung von Erdöl-Erdgas-Feststoffgemischen im Offshore-Betrieb. 3R Int. **30**(1991)709.
- [162] *Ling Z.G., Groll M.*: Thermo-fluid-dynamics study of hot water jet pump refrigeration system. Proc. 4th Int. Heat Pipe Symp., Tsukuba, Japan, May 14-16, 1994.
- [163] *Venkatesh A.*: Vapour Jet Refrigeration System, Limited Literature Survey, Internal Report, IKE, Universität Stuttgart, 1994.
- [164] VDI-Handbuch Energietechnik, Teil 2, Wärmetechnische Arbeitsmappe 1980.
- [165] *Shapiro A.H.*: The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow. Vol. I. The Ronald Press Company, New York, 1953.
- [166] *Sigloch H.*: Technische Fluidmechanik. 3. Aufl. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1996.
- [167] *Henzler H.J.*: Das Sogverhalten von Strahlsaugern für das Stoffsystem flüssig-gasförmig. VT Verfahrenstechnik **15**(1981)738.
- [168] *Mizrahi J. et al.*: Ejector refrigeration from low temperature energy sources. Bull. Res. Counc. of Israel, **6C**(1957)1.
- [169] *Charan V.*: Analytical study of the performance of a freon ejector refrigeration system. Int. Cong. of Refrig., Wien, Commission B1, (1987)323.
- [170] *Zahdan S.Z., Shchetinina N.A.*: Selection of cycle design parameters for solar ejector freon refrigeration machine (SEFRME). Geliotekhnika **16**(1983)44.
- [171] *Von Cube H.L et al.(Hrg)*: Lehrbuch der Kältetechnik, Band 1, 4. Aufl. Verlag C.F. Müller, Heidelberg, (1997).

- [172] *Danilov R.L., Sisoyev L.P.*: Experimental investigation of ammonia vapour-jet devices. Bulletin de l'Institut International du Froid, Annexe **3**(1960)155.
- [173] *Rice P., Dandachi J.*: An equation for the prediction of steam flowrate required in the design of ejectors. Trans IChemE, **69**, Part A (1991)332.
- [174] *Huang B.J., Chang J.M.*: Empirical correlation for ejector design. Int. J. Refrig **22** (1999) 379.
- [175] *Kogan P.A. et al.*: Determination of the optimum geometrical characteristics of ejector. Thermal Engineering 9(1967)99 [Teploenergetika 14(1967)69].
- [176] *Chen Li-T.*: A New Ejector-Absorber Cycle to Improve the COP of an Absorption Refrigeration System. Applied Energy **30** (1988) 37
- [177] *Putilov M.I.*: Calculating the optimal distance between of the the nozzle from the mixing chamber in injectors. Thermal Engineering, **14(7)** (1967)70.
- [178] *Abramowitsch G.N.*: The theory of turbulent jets. Cambridge, M.I.T. Press 1963.
- [179] *Wang D., Wypych P.W.*: Air-Only Performance of Central Air-jet Pump for the Pipeline Transport of Bulk Solids. Powder Handling & Processing **7** (1995) 111.
- [180] *Rudolf von Rohr P., Trepp C.*: Experimental investigation of an ejector. Cryogenics **25**(1985)684.
- [181] *Löser H.R.*: Untersuchungen an ein- und zweistufigen Überschallejektoren mit zylindrischer Mischkammer. Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt. 1966.
- [182] *Leistner G.*: Experimentelle und theoretische Untersuchungen an einem Hochtemperatur-Überschallejektor mit zylindrischer Mischkammer. Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt. 1966.
- [183] *Kaye J., Rivas M.A.*: Experimental and analytical study of two-phase two-component flow in an ejector with condensation. ASME Paper **57-HT-35**(1957).
- [184] *Kemper C.A. et al.*: Study of Multi-Phase Ejectors for Distillation Desalination Systems, Department of Interior, Office of Saline Water Research and Development, Progress Report No **91**, USA, PB 181594, 1964.
- [185] *Alhanati et al.*: Multi-phase pumping by jet pumps. Proc. 4th Int. Conf. Multi-Phase Flow, Chapter 5, pp. 67-82, 1989.
- [186] *Harrell G.S.*: Testing and modeling of a two-phase ejector. PhD Thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, USA, February 1997.

- [187] *Chung H.S. et al.*: Transfert de Quantité de Mouvement dans un Ejecteur Liquide-Gas Vertical. *Can. J. Chem. Eng.* **62**(1984)311.
- [188] *Bier K. et al.*: Homogene Spontankondensation in expandierenden Dampfstrahlen des Kältemittels R22 bei hohen normierten Drücken. *Forsch. Ing.-Wes.* **43**(1977)165.
- [189] *Wallis B.G.*: One-Dimensional Two-Phase Flow, Mc Graw-Hill, New York, 1969.
- [190] *Hewitt G.F.*: Process Heat Transfer, CRC Press, Florida, 1994.
- [191] Köhler J.: Wärme- und Stoffübertragung in Zweiphasenströmungen. Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden, 1996.
- [192] *TRNSYS*: A Transient System Simulation Program, Version 14.1, Solar Energy Laboratory, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI, USA, 1994.
- [193] *REFPROP*: NIST Thermodynamic Properties of Refrigerants and Refrigerant Mixtures Database, Version 5.0. Thermophysics Division, National Institute of Standards and Technology. Gaithersburg, USA, 1996.
- [194] *Owens W.L.*: Two-phase pressure gradient. ASME, Intern. Development in Heat Transfer 1962, pp. 363-368.
- [195] Nguyen D.L. et al.: Sonic velocity in two-phase systems. *Int. J. Multiphase Flow.* **7**(1981)311.
- [196] *Winter E.R.F, Nguyen D.L.*: Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in ein- und mehrkomponentigen Mehrphasensystemen. DFG-Bericht Wi 364/16, TU München, 1980.
- [197] *Deichsel M.*: Experimentelle und analytische Untersuchung adiabater kritischer Wasser/Luft-Zweiphasenströmungen in Rohren kleiner Durchmesser. Dissertation, TU München, Lehrstuhl C für Thermodynamik, 1988.
- [198] *Platzer B. et al.*: Thermodynamical properties of refrigerants. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, 1990.
- [199] *Baehr H-D., Tillner-Roth R.*: Thermodynamische Eigenschaften umweltvertäglicher Kältemittel: Zustandsgleichungen und Tafeln für Ammoniak, R22, R134a, R152a und R123; [mit PC-Arbeitsgleichungen] / Thermodynamical properties of acceptable refrigerants. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, 1995.
- [200] *Tillner-Roth R.*: AWMix-Module - Version 1.0. COPYRIGHT (c), R. Tillner-Roth and G. Roth. Hannover, Germany, 1997.
- [201] *Tillner-Roth R., Friend D.D.*: A Helmholtz free energy formulation of the thermodynamical properties of the mixture {water-ammonia}. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**(1997)63.

[202] *Ziegler B., Trepp C.*:Equation of state for ammonia-water mixtures. Int. J. Refrig. 7(1984)101.

[203] *Ziegler B.*: Fluid Data Program for NH₃/H₂O. June 1989, Niederhausen/Zürich, Switzerland.