DIPLOMARBEIT

Numerische Simulation der turbulenten Strömung in ebenen Diffusoren

ausgeführt am Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen an der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von O.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. H.HASELBACHER und Univ.Ass. Dipl.-Ing. Dr.techn. R.WILLINGER

 $\begin{array}{c} {\rm durch} \\ {\rm Thomas~DRABEK} \\ {\rm Krottenbachstr.~122/27/4} \\ {\rm A-1190~Wien} \end{array}$

Vorwort

Dem Institutsvorstand Herrn o. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Hermann Haselbacher danke ich für die Vergabe der Diplomarbeit und für die nützlichen Anregungen und Verbesserungsvorschläge zu dieser Arbeit.

Mein Betreuer Herr *Univ.Ass. Dipl.-Ing. Dr. techn. Reinhard Willinger* war stets bemüht, die aufgetauchten Fragen rasch und gründlich zu beantworten. Ich danke ihm für die nette Zusammenarbeit, aus der auch eine gute Freundschaft entstanden ist.

Einen besonderen Dank meiner Familie und meiner Freundin Alexandra, die mich während meiner gesamten Studienzeit tatkräftig unterstützten.

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt die numerische Berechnung einer turbulenten Strömung in ebenen Diffusoren. Die Berechnungsergebnisse werden mit den Meßdaten aus dem Bericht von Reneau et al. [9] verglichen.

Zu Beginn wird der Aufbau eines ebenen Diffusors behandelt, gefolgt von zwei wichtigen Einsatzgebieten der Diffusortechnik und dem Strömungsverhalten sowohl im idealen als auch im realen Diffusor, wobei die unterschiedlichen Strömungszustände, die sich aufgrund unterschiedlicher Geometrien und Geschwindigkeitsverteilungen am Eintritt einstellen, aufgezeigt werden.

Weiters werden die unterschiedlichen Möglichkeiten bei der Definition des Druckrückgewinnes dargestellt. Wobei zu erkennen ist, daß bei den Maximalwerten der unterschiedlichen Gütedefinitionen unterschiedliche Diffusorgeometrien vorliegen.

Da die Form des Geschwindigkeitsprofiles am Eintritt einen großen Einfluß auf die Strömung im Diffusor hat, ist es notwendig, die Kennzahlen und Definitionen des Grenzschichtverlaufes in einer Strömung zu kennen. Deshalb werden anschließend die in der Grenzschichttheorie definierten Kenngrößen sowie das dort verwendete universelle Geschwindigkeitsprofil vorgestellt.

Danach werden die bisher durchgeführten Arbeiten im Bereich der Diffusorströmung aufgezeigt. Wobei hier eine Aufteilung in experimentelle und numerische Untersuchungen unternommen wird.

Der Berechnungsteil beginnt mit der Aufstellung der Grundgleichungen für turbulente Strömungen, sowie deren Herleitung in dimensionsloser Form. Da mit den nun vorhandenen Gleichungen keine Aussagen bezüglich der turbulenten Schwankungsgrößen gemacht werden können, wurde das $k-\varepsilon$ -Modell (es handelt sich dabei um ein High-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell) und alternativ ein Low-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell ($k-\omega$ -Modell) zur Definition der Wirbelviskosität herangezogen, wodurch das Gleichungssystem vollständig beschrieben ist. Die Lösung der partiellen Differentialgleichungen erfolgt mit dem Finite-Elemente Programm FIDAP 8.52. Nach den Definitionen und Beschränkungen der einzelnen Modelle sind die Probleme bei der Netzgenerierung dargestellt.

Anschließend werden die Berechnungsergebnisse der beiden Turbulenzmodelle präsentiert, wobei auch instationäre Berechnungen durchgeführt wurden.

Da das für die Eintrittsgeschwindigkeit gewählte 1/7-Potenzgesetz aufgrund des großen Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe unrealistisch hohe Druckspitzen an der Diffusorwand verursachte, wurde versucht, ein alternatives Geschwindigkeitsprofil herzuleiten. Dazu wurden Überlegungen aus der Grenzschichttheorie sowie die in der Literatur angegebenen Kenngrößen verwendet. Wie gezeigt wird, konnten die Druckspitzen mit Hilfe der neuen Geschwindigkeitsfunktion deutlich reduziert werden und somit stand eine realistischeres Geschwindigkeitsprofil für die Eintrittsrandbedingung der Berechnung zur Verfügung.

Schließlich werden sowohl brauchbare Simulationsergebnisse als auch fehlerhafte Lösungen der durchgeführten Rechnungen von beiden Turbulenzmodellen aufgezeigt, wobei das $k-\omega$ -Modell dem $k-\varepsilon$ -Modell in punkto Ablösepunkt- und $C_{p,max}$ -Bestimmung weit überlegen war.

Inhaltsverzeichnis

1	Einl	Einleitung und Aufgabenstellung				
2	Der 2.1 2.2	Diffusor Geometrie Der Einsatz von Diffusoren 2.2.1 Der Verdichter 2.2.1.1 Der Axialverdichter 2.2.1.2 Der Radialverdichter 2.2.2 Der nachgeschaltete Turbinen- und Verdichterdiffusor Das Strömungsverhalten im Diffusor	3 3 4 4 4 5 5			
	2.0	2.3.1 Ideales Verhalten	7 8			
3	3.1	Definition	11 11 11			
4	Ken 4.1 4.2 4.3 4.4 4.5 4.6		14 14 15 15 16			
5	Star 5.1 5.2	9	18 18 20			
6	Ber 6.1 6.2 6.3	Die Grundgleichungen	22 24 25 25 26 26 26 27 28 30			

			6.3.3.6	Bereich der unsymmetrischen Strömung	36
			6.3.3.7	Die Hysteresezone	40
			6.3.3.8	Der Freistrahl	40
			6.3.3.9	Berechnungen mit der modifizierten Geschwindigkeitsfunkti-	
				on am Eintritt	40
		6.3.4	Zusamn	nenfassung der Simulationsergebnisse mittels $k-arepsilon$ -Modell	40
	6.4	Berecl		mittels $k - \omega$ -Modell	42
		6.4.1		ibung des $k-\omega$ -Modells	42
		6.4.2	y ⁺ -Grer	nzen der wandnahen Knoten	43
		6.4.3	Ablauf o	der Simulation	43
			6.4.3.1	Berechnung von ω_1^*	43
			6.4.3.2	Netzgenerierung	43
			6.4.3.3	Bereich ohne nennenswerter Ablösung	44
			6.4.3.4	Bereich der instationären Strömung	48
			6.4.3.5	Bereich der unsymmetrischen Strömung	48
			6.4.3.6	Die Hysteresezone	49
			6.4.3.7	Der Freistrahl	51
			6.4.3.8	Herleitung und Berechnungen mit der modifizierten Geschwin-	
				digkeitsfunktion am Eintritt	51
		6.4.4	Zusamn	nenfassung der Simulationsergebnisse mittels $k-\omega$ -Modell	56
7	Zus	amme	nfassung	g und Ausblick	58
	7.1			ing	58
	7.2				59
A	\mathbf{FD}	READ	-File (F	(DAP)	61
В	Fort	tran 7'	7-File (T	ail 1)	66
ט	101	uran .	,-1 He (1	CH 1)	00
\mathbf{C}	FIP	REP-	Teil des	FDREAD-Files (instationäre FIDAP-Berechnung)	68
_	3.6.4	DIE			
ט	MA	PLE-I	File (Teil		70
\mathbf{E}	MA	PLE-I	File (Tei	1 2)	71
F	MA	THEN	IATICA	-File	73
\mathbf{G}	G Fortran 77-File (Teil 2)				
Н	Ver	wende	te Softw	are	76
	* UI			VIA U	

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

A	$[m^2]$	Querschnittsfläche
AR	[-]	Flächenverhältnis des Diffusors (area ratio)
AS	[-]	Längen/Eintrittshöhenverhältnis des Diffusors (aspect ratio)
a	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
a_{u}	$[\mathrm{J/kg}]$	Umfangsarbeit
B	[-]	Versperrung (blockage)
b	[m]	Abstand der parallelen Wände des ebenen Diffusors
c	[m/s]	Absolutgeschwindigkeit
C_p	[-]	Druckrückgewinnfaktor
$C_{p,ideal}$	[-]	Druckrückgewinnfaktor des idealen Diffusors
C_1, C_2, C_μ	[-]	Konstanten im $k - \varepsilon$ - und $k - \omega$ -Modell
d	[m]	Rohrdurchmesser (allg.)
E	[-]	Parameter im logarithmischen Wandgesetz
h	$[\mathrm{J/kg}]$	Enthalpie
${H}_1$	[-]	Formparameter der Grenzschicht
k	$[\mathrm{m}^2/\mathrm{s}^2]$	turbulente kinetische Energie
k_s^+	[-]	dimensionslose Sandrauheitshöhe
l	[m]	Rohrlänge (allg.)
l_d	[m]	Länge des Diffusornachlaufstücks
l_{v}	[m]	Länge des Diffusorvorlaufstücks
L	[m]	Wandlänge des Diffusors
Ma	[-]	Machzahl
n	[-]	Exponent beim Potenzgesetz
n	[-]	Anzahl der Iterationsschritte
N	[m]	axiale Diffusorlänge
$p_{\underline{\cdot}}$	$[{ m N/m^2}]$	statischer Druck
\dot{Q}	[W]	Wärmestrom
Re	[-]	Reynoldszahl
s	$[{ m J/kgK}]$	Entropie
t	[s]	Zeit
t_c	[s]	charakteristische Zeit
t_Z	[s]	Zykluszeit im instationären Bereich des Diffusors
T	[s]	Mittelungszeit
Tu	[-]	Turbulenzgrad
u	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung
u	[m/s]	Umfangsgeschwindigkeit
$u_{ au}$	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit

```
egin{array}{lll} v & [{
m m/s}] & {
m Geschwindigkeitskomponente\ in\ y-Richtung} \ w & [{
m m/s}] & {
m Relativgeschwindigkeit} \ W & [{
m m}] & {
m Querschnittsh\"ohe\ des\ Diffusors} \ x,y,z & [-] & {
m kartesische\ Koordinate} \ \end{array}
```

Griechische Formelzeichen

α	[-]	Relaxationsfaktor
ε	$[\mathrm{m}^2/s^3]$	turbulente Dissipationsrate
ϕ	[]	Platzhalter für beliebige Strömungsgrößen $(u,v,w,p,k,\varepsilon,\omega)$
η	[-]	Effektivität
κ	[-]	Karman-Konstante
λ	[-]	Rohrreibungszahl
μ	[Pa s]	dynamische Viskosität
μ_t	[Pa s]	Wirbelviskosität
ν	$[\mathrm{m}^2/\mathrm{s}]$	kinematische Viskosität
ρ	$[{ m kg/m^3}]$	Dichte
σ_k	, [-]	Konstante im $k - \varepsilon$ - und $k - \omega$ -Modell
σ_{ε}	, [-]	Konstante im $k - \varepsilon$ -Modell
σ_{ω}	v [-]	Konstante im $k - \omega$ -Modell
θ	[°]	halber Diffusoröffnungswinkel
τ_u	$[{ m N/m^2}]$	Wandschubspannung
ω	$[s^{-1}]$	turbulente Frequenz

Tiefgestellte Indizes

- o oben
- p bei konstantem Druck
- s isentrop
- t Totalzustand, turbulent, Tangentialrichtung
- u Umfangsrichtung
- u unten
- V Verlust
- x x-Richtung
- y = y-Richtung
- z z-Richtung
- 0 Anfang der Turbinenleitschaufel
- 1 Anfang der Turbinenlaufschaufel und Verdichterlaufschaufel
- 1 Diffusoreintritt
- 2 Diffusoraustritt
- 2 Ende der Turbinenlaufschaufel und Verdichterlaufschaufel
- 3 Ende der Verdichterleitschaufel
- 3 Ende des Nachlaufrohres beim Diffusor
- ∞ Größen der ungestörten Strömung

Hochgestellte Indizes

- (.)* dimensionslose Größe
- (.)⁺ dimensionslose Größe die Grenzschicht betreffend
- (.)' turbulente Schwankungsgröße
- (.) zeitlich gemittelte Größe

Kapitel 1

Einleitung und Aufgabenstellung

Unter einem Diffusor (Unterschalldiffusor) versteht man einen Strömungskanal, dessen Querschnittsfläche in Strömungsrichtung zunimmt. Die aerodynamische Funktion eines Diffusors besteht in der Umwandlung von kinetischer in potentielle Energie, d.h., unter Reduktion der Geschwindigkeit soll möglichst verlustarm ein Druckanstieg erzielt werden. Da Diffusoren bei technischen Anwendungen eine wichtige Rolle spielen, wurde deren strömungstechnische Erforschung seit jeher besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Experimentelle Untersuchungen wurden vor allem an ebenen Diffusoren sowie Diffusoren mit Kreis- bzw. Kreisringquerschnitt durchgeführt. Zur Festlegung der Geometrie sind bei ebenen und Kreisdiffusoren zwei, bei Diffusoren mit Kreisringquerschnitt dagegen vier dimensionslose Parameter notwendig. Strömungszustand und Druckrückgewinn im Diffusor sind hauptsächlich von der Geometrie, daneben aber auch von der Geschwindigkeitsverteilung am Eintritt abhängig. Die Dimensionierung des Diffusors für einen bestimmten Anwendungsfall ist nun Aufgabe des Ingenieurs, wobei dieser die Parameter so zu wählen hat, daß der Druckrückgewinn im Betriebspunkt ein Maximum hat. Es sei aber gleich darauf hingewiesen, daß die Maßzahl zur Bestimmung des Druckrückgewinns verschieden definiert werden kann und daß diese unterschiedlichen Gütekriterien bei ihrem Maximum unterschiedliche Diffusorgeometrien voraussetzen. Bisher wurden hauptsächlich Messungen durchgeführt, um den Diffusor optimieren zu können. Doch aufgrund der heute steigenden Rechnerleistungen und der rasanten Entwicklung von CFD-Programmen (CFD=Computational Fluid Dynamics) wird nun auch versucht, Diffusorströmungen am Computer zu simulieren und zu analysieren, um die Entwicklungszeit reduzieren zu können.

In dieser Arbeit soll nun der Versuch unternommen werden, eine turbulente Strömung in einem ebenen Diffusor mittels CFD zu berechnen und mit den Meßwerten aus der Literatur zu vergleichen. Dabei soll besonders der Beginn der Ablösung richtig vorhergesagt werden, sowie jener halber Diffusoröffnungswinkel θ (bei konstantem Verhältnis N/W_1 , siehe Abb. 1.1), der den maximalen Druckrückgewinn ermöglicht.

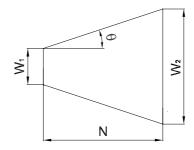


Abbildung 1.1: Der ebene Diffusor

Dabei soll zur Quantifizierung des Druckrückgewinns der sogenannte C_p -Wert herangezogen werden. Obwohl beim Diffusor aufgrund der Ablösegefahr nur kleine Öffnungswinkel (im Bereich von etwa 10°) realisiert werden, sollen in dieser Arbeit auch größere Öffnungswinkel herangezogen werden, um zu untersuchen, ob die Software in der Lage ist, sowohl den richtigen C_p -Wert, als auch das richtige Strömungsbild bei extrem ablösegefährdeten Geometrien zu berechnen, auch wenn Diffusoren mit großen Öffnungswinkeln von nicht so großer technischer Bedeutung sind. Es sollen dabei Strömungen mit Eintrittsmachzahlen $Ma_1 < 0.3$ untersucht werden, sodaß von einer inkompressiblen Strömung ausgegangen werden kann. Da die Strömung turbulent ist, reichen die Grundgleichungen der Strömungslehre nicht mehr aus, um dieses Problem zu lösen (mehr Unbekannte als Gleichungen), da keine Aussage über die turbulenten Schwankungsterme gemacht werden kann. Deshalb wurden in den vergangenen Jahrzehnten zahlreiche Turbulenzmodelle entwickelt, welche die noch notwendigen Gleichungen zu Verfügung stellen. Das hier zu verwendende Turbulenzmodell $(k - \varepsilon$ -Modell) ist ein sogenanntes High-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell. Dieses ist nur in jenen Bereichen des Strömungsfeldes gültig, wo die Strömung von turbulenter Scheinreibung beherrscht ist. Zur Modellierung der durch viskose Reibung beherrschten wandnahen Gebiete wird die sogenannte Methode der Wandfunktionen verwendet. Alternativ zu diesem Modell soll ein Low-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell ($k-\omega$ -Modell) getestet werden. Dieses ist in der Lage, die Strömungsgrößen bis zur Wand aufzulösen, wodurch keine Wandfunktion benötigt wird. Die unterschiedlichen Aussagen und Lösungen der Modelle sind dabei zu dokumentieren.

Weiters sollen die notwendigen Randbedingungen, die zur Lösung des Gleichungssystems erforderlich sind, eingehalten werden. Darunter fällt auch die Form des Geschwindigkeitsprofils am Diffusoreintritt, welches jedoch nicht direkt am Diffusorbeginn aufgeprägt wird, sondern am Beginn eines Vorlaufrohres (rechteckiges Rohr), welches vor dem Diffusor angebracht wird. Diese Maßnahme erschien sinnvoll, da beim Anbringen der Randbedingung direkt am Diffusoreintritt die Richtung der Geschwindigkeitsvektoren fix vorgegeben wäre und somit vom Diffusoröffnungswinkel unabhängig wäre. Dabei ist auch eine passende Annahme bezüglich der Länge dieses Rohrstückes zu finden. Ein viel größeres Problem stellt die Modellierung des Strömungsgebietes nach dem Diffusor dar, da in den Messungen das Ausströmen aus dem Diffusor in die freie Atmosphäre erfolgte. Dieser Ausströmvorgang ist natürlich von großer Bedeutung für das Gesamtverhalten des Diffusors und daher nicht zu vernachlässigen. Wie sich nun die Wahl der Austrittsrandbedingung auf die Lösung auswirkt, soll mittels Parametervariation festgestellt werden.

Kapitel 2

Der Diffusor

In diesem Kapitel soll ein Überblick über den ebenen Diffusor gegeben werden. Zuerst wird die Geometrie behandelt sowie die in dieser Diplomarbeit verwendeten Bemaßungen und Kennzahlen des Diffusors. Gefolgt von zwei wichtigen Einsatzgebieten der Diffusoren bei Strömungsmaschinen. Beendet wird dieses Kapitel mit dem Strömungsverhalten in Diffusoren, wobei hier zwischen idealem und realem Verhalten unterschieden wird.

Bei Diffusoren handelt es sich in der Regel um relativ einfache Geometrien, die unter Beachtung geometrischer und wirtschaftlicher Randbedingungen nach aerodynamischen Gesichtspunkten ausgelegt werden müssen. Die aerodynamische Funktion besteht in der Wandlung von kinetischer in potentielle Energie, das heißt, unter Reduktion der Geschwindigkeit soll möglichst verlustarm ein Druckanstieg erzielt werden.

2.1 Geometrie

In Abb. 2.1 ist ein Diffusor mit vollständiger Bemaßung zu sehen. Die Bezeichnungen wurden in der Diplomarbeit strikt eingehalten.

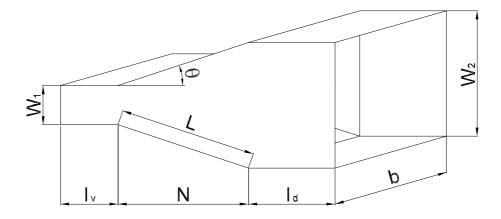


Abbildung 2.1: Bemaßung des ebenen Diffusors

Die Benennung der einzelnen Buchstaben ist in Kapitel Formelzeichen zu finden.

Durch Versuche wurde gezeigt, daß das Strömungsverhalten bei Diffusoren gleich ist, wenn lediglich zwei Geometrieparameter ident sind. Es handelt sich dabei um den halben Öffnungswinkel θ und das Verhältnis N/W_1 (= AS). Oft wird auch statt des Winkels θ das Flächenverhältnis $AR = W_2/W_1$ verwendet. Wird sowohl ein Vorlaufrohr als auch ein Nachlaufrohr verwendet, dann muß auch die entsprechende Länge l_v und l_d angegeben werden. Bezüglich

der Wandrauhigkeit wurden keine Hinweise in der Literatur gefunden, deshalb beschränken sich die Untersuchungen auf hydraulisch glatte Diffusorwände.

2.2 Der Einsatz von Diffusoren

Der Einsatz von Diffusoren ist vielseitig. Hier werden nun zwei wichtige Anwendungsgebiete in Strömungsmaschinen angeführt.

2.2.1 Der Verdichter

Beim Verdichter kann zwischen axialer und radialer Bauart unterschieden werden. Die Einsatzgebiete der zwei verschiedenen Verdichterbauarten überschneiden sich stark. Im allgemeinen läßt sich jedoch sagen, daß Radialverdichter für kleinere Massenströme und größere Druckverhältnisse, Axialverdichter für größere Massenströme und kleinere Druckverhältnisse eingesetzt werden.

2.2.1.1 Der Axialverdichter

Der heute in großem Umfang verwendete Axialverdichter wurde schon von Parsons verwendet, ist aber erst in den dreißiger Jahren durch die bahnbrechenden Arbeiten von BBC zur technischen Reife entwickelt worden. Die Arbeitsweise der einzelnen Stufen (eines subsonischen Axialverdichters) ist in Abb. 2.2 zu erkennen. Das Fluid mit der Absolutgeschwindigkeit c_1 und der Relativgeschwindigkeit w_1 (relativ zum Laufrad) wird im Laufrad auf w_2 umgelenkt. Durch geeignete Bemessung der Durchtrittsquerschnitte am Ein- und Austritt wird ungefähre Gleichheit der Axialkomponenten erreicht, sodaß mit der Ablenkung in Richtung der Radbewegung zugleich eine Verzögerung verbunden ist, also $w_2 \leq w_1$. So entsteht der Druckanstieg im Laufrad. Die absolute Austrittsgeschwindigkeit, die sich mit u aus w_2 ergibt, ist zugleich die Eintrittsgeschwindigkeit ins nachfolgende Leitrad, wo eine abermalige Umlenkung und Verzögerung mit entsprechendem Druckanstieg vorgenommen wird. Meist werden die Verhältnisse so gewählt, daß die Leitrad-Austrittsgeschwindigkeit c3 nach Größe und Richtung gleich der Zuströmgeschwindigkeit c_1 zum Laufrad ist. Dann sind die Zuströmbedingungen für eine nachfolgende Stufe gleich wie für die eben betrachteten (Repetierbedingungen). Aus der obigen Erklärung ist zu entnehmen, daß im Lauf- und im Leitrad eine verzögerte Strömung vorliegt. Daher kann sowohl der Strömungskanal zwischen den Laufschaufeln als auch zwischen den Leitschaufeln als Diffusor gesehen werden. Somit ist auch bei den Verdichtern eine Druckerhöhungsgrenze pro Stufe, aufgrund der Grenzschichtablösung (siehe Abschnitt 2.3.2) bei zu großem Flächenverhältnis AR, gegeben.

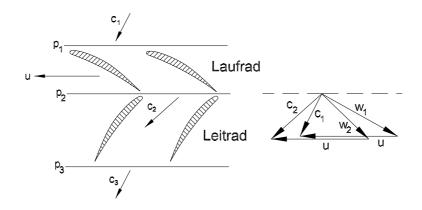


Abbildung 2.2: Arbeitsweise einer Axialverdichterstufe (subsonisch)

2.2.1.2 Der Radialverdichter

Radialverdichter, die je nach Druckverhältnis ein- oder mehrstufig gebaut werden, wurden früher hauptsächlich mit rückwärtsgekrümmten Laufschaufeln ausgeführt, die mit Rücksicht auf die Fliehkraft beidseitig gehalten werden müssen. Die Laufräder besitzen daher sogenannte Deckscheiben. Diese Bauart ist bei Industrieverdichtern weiterhin gebräuchlich. Wo jedoch kompakte, leichte Bauweise vor allem wesentlich ist, zieht man die später entwickelte Bauart mit halboffenem Rad vor, die in Abb. 2.3 dargestellt ist. Sie besitzt in der Regel rein radialstehende Laufschaufelblätter. Eine Deckscheibe ist nicht nötig, da die Schaufeln so gestaltet werden können, daß man festigkeitstechnisch ohne sie auskommt.

Das Radialverdichterlaufrad erteilt dem eintretenden Arbeitsmittel eine Drehbewegung. Durch die Normalbeschleunigung, die die einzelnen Teilchen bei ihrer Bewegung längs gekrümmter Bahnkurven erfahren, baut sich ein Druckfeld auf, in dem der Druck nach außen zunimmt. Das einzelne Teilchen gelangt schon dadurch auf erhöhten Druck, wenn es sich durch das Rad von innen nach außen bewegt, wodurch sich der Radialverdichter grundsätzlich vom Axialverdichter unterscheidet. Aber auch beim Radialverdichter wird das Fluid noch zusätzlich im Laufrad verzögert (relativ). Ein Anwendungsbeispiel in Cumpsty [12] über ein Laufrad ohne Deckscheibe zeigt, daß 58% der Enthalpieerhöhung $h_2 - h_1$ durch den Zentrifugaleffekt und die restlichen 42% aus der Verzögerung im Laufrad verursacht wird. Dabei sind Geschwindigkeitsverhältnisse $w_1/w_2 = 3$ durchaus üblich. Da jedoch die Absolutgeschwindigkeit c_2 am Austritt des Laufrades noch sehr hoch ist, wird noch eine zusätzliche Verzögerung im Leitrad vorgenommen, womit auch hier wieder ein diffusorförmiger Kanal zu finden ist. Die Arbeitsweise einer Radialverdichterstufe mit halboffenem Rad und radial endenden Schaufeln ist in Abb. 2.3 zu sehen.

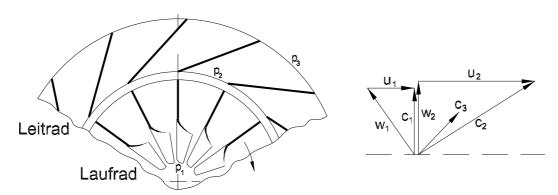


Abbildung 2.3: Arbeitsweise einer Radialverdichterstufe (halboffenes Rad, radial endende Schaufeln, subsonisch)

2.2.2 Der nachgeschaltete Turbinen- und Verdichterdiffusor

Die Funktion des nachgeschalteten Diffusors ist in beiden Fällen (Turbine und Verdichter) dieselbe, denn es gilt wieder, kinetische Energie in potentielle Energie umzuwandeln. Geht man von einem konstanten Enddruck (sowohl beim Verdichter als auch bei der Turbine) aus, so wird sich zeigen, daß das Druckverhältnis beim Verdichter kleiner (dadurch weniger Arbeit erforderlich) und bei der Turbine größer (dadurch mehr Arbeit geleistet) wird, wenn ein Diffusor montiert ist.

Die Energieumwandlung im Diffusor sollte möglichst verlustarm vonstatten gehen, denn betrachtet man den 1. Hauptsatz für einen adiabaten Diffusor ($\dot{Q} = 0$)

$$h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2} \tag{2.1}$$

und betrachtet das h-s-Diagramm für eine Diffusorströmung (Abb. 2.4), so ist daraus ersichtlich, daß Diffusoren mit höherer Güte (kleinere Entropiedifferenz s_2-s_1) einen höheren Druck p_2 erreichen können. Dies ist dadurch erklärbar, da aufgrund der Kontinuitätsgleichung die Geschwindigkeit c_2 von der Geometrie bestimmt wird und somit von der Güte des Diffusors unabhängig ist. Als Gütekriterium kann der sogenannte C_p -Wert

$$C_p = \frac{p_2 - p_1}{\rho u_1^2 / 2} \tag{2.2}$$

herangezogen werden (näheres in Kapitel 3). Da nun c_2 konstant bleibt, muß aufgrund Glg. (2.1) die Enthalpie h_2 ebenfalls gleich bleiben. Wenn man nun die Entropiedifferenz $s_2 - s_1$ verkleinert (bei konstantem h_2 und c_2), dann bewegt sich der Punkt 2 auf Linien höheren Druckes zu.

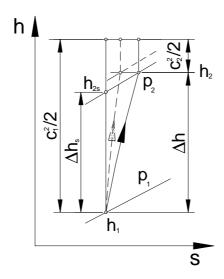
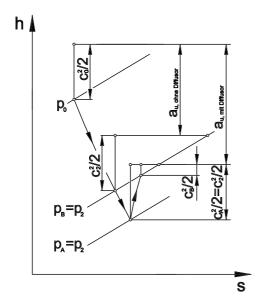


Abbildung 2.4: h - s-Diagramm für verzögerte Strömung

In Abb. 2.5 ist die Zustandsänderung in einer Turbinenstufe mit nachfolgendem Abgasdiffusor im h-s-Diagramm dargestellt. Die Expansion in der Turbinenstufe verläuft von 0 nach 2, die anschließende Verdichtung im Diffusor von A nach B. Dadurch, daß der Druck p_B fix vorgegeben ist, kann nun mit Hilfe des Diffusors ein noch tieferer Druck am Ende der letzten Turbinenstufe erzeugt werden, was dazu führt, daß die Umfangsarbeit $a_{u,mitDiffusor}$ größer als $a_{u,ohneDiffusor}$ wird (unter der Annahme, daß $c_{2,mitDiffusor} = c_{2,ohneDiffusor}$ gilt). Hier ist auch ersichtlich, daß mit einem höheren Druckrückgewinnfaktor C_p (kleinere Entropiedifferenz $s_B - s_A$) auch eine höhere Umfangsarbeit a_u erreicht wird, da die Druckdifferenz $p_B - p_A$ größer wird und somit das Fluid auf tieferen Druck expandiert werden kann. Folglich ist die Kenntnis des C_p -Maximums des Abgasdiffusors eine Notwendigkeit, um Turbinen auslegen zu können.

Ist beim Verdichter ebenfalls ein bestimmter Druck p_B gefordert, so kann man aus Abb. 2.6 erkennen, daß die erforderliche Arbeit ohne Diffusor $a_{u,ohneDiffusor}$ größer ist als jene Arbeit mit Diffusor $a_{u,mitDiffusor}$. Dies ist dadurch erklärbar, da der Verdichter ein geringeres Druckverhältnis zu verarbeiten hat, da die restliche Druckerhöhung vom Diffusor geleistet wird.



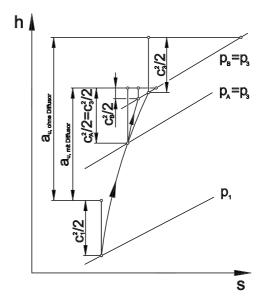


Abbildung 2.5: h - s-Diagramm einer Turbinenstufe mit nachfolgendem Abgasdiffusor

Abbildung 2.6: h - s-Diagramm einer Verdichterstufe mit nachgeschaltetem Diffusor

2.3 Das Strömungsverhalten im Diffusor

Vergleicht man einen idealen mit einem realen Diffusor anhand des C_p -Wertes, so zeigen sich vor allem bei größeren Diffusoröffnungswinkeln markante Unterschiede.

2.3.1 Ideales Verhalten

Unter einem idealen Diffusor ist ein reibungsfrei durchströmter Diffusor gemeint, wodurch keine Ablösung auftritt, sodaß der C_p -Wert mit steigendem Winkel θ kontinuierlich zunimmt. Der C_p -Wert läßt sich in diesem Fall aus der Kontinuitätsgleichung

$$\rho_1 A_1 u_1 = \rho_2 A_2 u_2, \tag{2.3}$$

woraus mit $\rho = \text{konst.}$

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{A_1}{A_2} \tag{2.4}$$

bzw.

$$\frac{u_2^2}{u_1^2} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 \tag{2.5}$$

folgt, und aus der Bernoullischen Gleichung

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} = \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} \tag{2.6}$$

errechnen. Die Bernoullische Gleichung liefert somit

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho/2} = u_1^2 - u_2^2. (2.7)$$

Setzt man nun Glg. (2.5) und (2.7) in die Definitionsgleichung für C_p (Glg. (2.2)) ein, so erhält man

$$C_{p,ideal} = \frac{p_2 - p_1}{\rho u_1^2 / 2} = \frac{u_1^2 - u_2^2}{u_1^2} = 1 - \frac{u_2^2}{u_1^2}$$
$$= 1 - \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 = 1 - \left(\frac{1}{AR}\right)^2. \tag{2.8}$$

Der ideale C_p -Verlauf ist im nächsten Abschnitt (2.3.2) gemeinsam mit dem realen C_p -Verlauf in Abb. 2.7 abgebildet. Es sei noch erwähnt, daß sogar beim idealen Diffusor kein C_p -Wert von 100% erreicht werden kann (d. h., es kann im Diffusor niemals Geschwindigkeitsenergie vollkommen in Druck umgewandelt werden, sondern erst bei $\theta \to 90^{\circ}$ bzw. $W_2 \to \infty$).

2.3.2 Reales Verhalten

Beim realen Diffusor zeigt sich, daß der C_p -Wert nicht stetig mit größer werdendem Winkel θ steigt, sondern daß für einen Diffusor mit einem konstanten N/W_1 -Verhältnis und bestimmten Zuströmbedingungen ein Winkel θ existiert, bei dem der Druckrückgewinn ein Maximum hat (siehe Abb. 2.7). Erstaunlicherweise fällt der Wert des Druckrückgewinnes bei erstmaliger Ablösung (Linie a-a) nicht mit dem Druckrückgewinnmaximum zusammen, sondern der maximale C_p -Wert wurde im instationären Bereich (knapp rechts neben der Linie a-a) gemessen. Wie sich auch herausstellte, gibt es fünf verschiedene Strömungsbereiche, die sich bilden, wenn ein (oder beide) Geometrieparameter entsprechend variiert wird (werden). In diesen Strömungsbereichen stellen sich vier verschiedene Strömungszustände ein. Die verschiedenen Strömungsbereiche sind anschließend erklärt und in Abb. 2.12 ist das Gebiet ihres jeweiligen Auftretens ersichtlich.

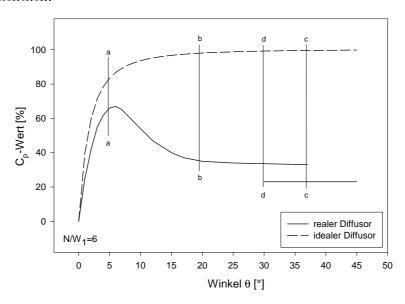


Abbildung 2.7: C_p -Verlauf beim idealen und realen Diffusor

Die fünf Strömungsbereiche:

1. Bereich ohne nennenswerter Ablösung (No Appreciable Stall): Dieser Bereich ist bei Diffusoren mit kleinen Winkeln θ und kleinen Flächenverhältnissen AR beobachtet worden, es ist unter der Linie a-a in Abb. 2.12 zu finden. Obwohl die Grenzschichten ziemlich dick sind, wurden nur kleine Bereiche mit Ablösungen gefunden, sodaß

die Druck- und Geschwindigkeitsverläufe symmetrisch zur Diffusorachse verlaufen und zeitlich äußerst stabil sind (Abb. 2.8).

2. Instationärer Bereich (Large Transitory Stall Regime): Dieser Bereich liegt zwischen den Linien a-a und b-b in Abb. 2.12. Der Hauptstrom ist sehr schwankend und Querströmungen sind im ganzen Strömungsbereich festgestellt worden. Die dabei beobachteten Ablösungen werden in einem bestimmten Zyklus "ausgewaschen" (Abb. 2.9). Die Zykluszeit t_Z liegt laut Reneau et al. [9] bei etwa $100t_c$. Wobei

$$t_c = \frac{N}{u_1} \tag{2.9}$$

die charakteristische durchschnittliche Zeit eines Partikels ist, welche es benötigt, um den Diffusor zu passieren. Die Bildung einer Ablösung beansprucht dabei wesentlich mehr Zeit als die Auswaschung am Ende eines Zyklus. Dabei treten auch starke Druckschwankungen auf, die in der Mitte dieses Bereichs (in der Mitte zwischen Linie a-a und b-b) am stärksten waren. Bei allen Diffusoren mit $N/W_1 \leq 12$ treten die Ablösungen auf den divergierenden Wänden auf. In sehr kurzen und weiten Diffusoren $(N/W_1 \leq 4)$ wurde die fluktuierende Ablösung stets auf nur einer dieser Wände beobachtet. Im Bereich $4 \leq N/W_1 \leq 12$ trat sie mit derselben Wahrscheinlichkeit auf beiden Wänden auf. Erst bei $N/W_1 \geq 16$ wurde der instationäre Vorgang nur auf den parallelen Wänden des Diffusors beobachtet.

- 3. Unsymmetrischer Bereich (Two-Dimensional Stall Regime): Zwischen den Linien b-b und d-d in Abb. 2.12 bildet sich ein unsymmetrischer Hauptstrom (Abb. 2.10), der sich an einer der beiden divergenten Wände anlegt und auch dort verweilt. Nur bei größeren Störungen kann die Strömung die Seite wechseln.
- 4. **Hysteresezone** (**Hysteresis Zone**): In diesem Bereich (zwischen den Linien d-d und c-c in Abb. 2.12) wurde sowohl ein unsymmetrisches Strömungsbild (Abb. 2.10) als auch ein Freistrahl (Abb. 2.11, Erklärung siehe Pkt. 5) beobachtet.
- 5. Freistrahl (Jet Flow): Im Bereich über der Linie c-c formieren sich zwei (etwa) gleich große Wirbel auf den beiden Seiten (Totwassergebiete). Der Hauptstrom ist daher fast symmetrisch und aufgrund der großen Ablösungen kommt es kaum zu einer Querschittsvergrößerung (Abb. 2.11), wodurch in diesem Bereich auch der kleinste C_p -Wert gemessen wurde.

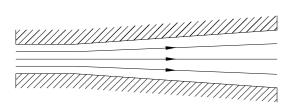


Abbildung 2.8: Strömungszustand: ohne nennenswerter Ablösung

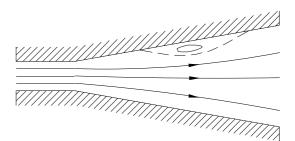


Abbildung 2.9: Strömungszustand: instationäre Strömung

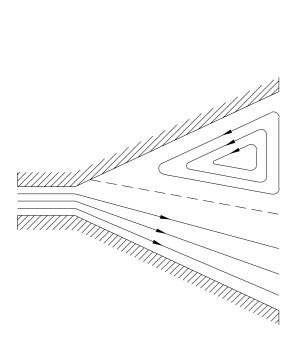


Abbildung 2.10: Strömungszustand: unsymmetrische Strömung

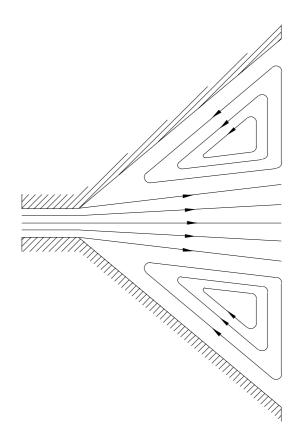


Abbildung 2.11: Strömungszustand: Freistrahl

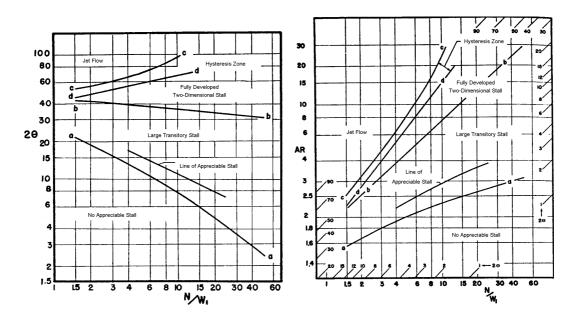


Abbildung 2.12: Strömungsbereiche in ebenen Diffusoren nach Reneau et al. [9]

Kapitel 3

Der Druckrückgewinn

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die strömungstechnische Güte eines Diffusors zu charakterisieren. In dieser Arbeit wird der sogenannte Druckrückgewinnfaktor C_p verwendet.

3.1 Definition

Der Druckrückgewinnfaktor

$$C_p = \frac{p_{Austritt} - p_{Eintritt}}{(\rho u^2/2)_{Eintritt}}$$
(3.1)

für inkompressible Medien ist das Verhältnis der statischen Druckdifferenz zwischen Austritt und Eintritt zum dynamischen Druck am Eintritt. Dabei sind $p_{Austritt}$ und $p_{Eintritt}$ die flächengemittelten Drücke

$$p = \frac{\int\limits_{A}^{P} p \, dA}{\int\limits_{A}^{A} dA} \tag{3.2}$$

am Austritt und Eintritt und u der mit dem lokalen Massenstrom $(\rho u \, dA)$ gewogene Mittelwert der Geschwindigkeit

$$u = \frac{\int_{A} u(\rho u) dA}{\int_{A} (\rho u) dA}$$
 (3.3)

am Eintritt (nach Reneau et al. [9]). Multipliziert man den C_p -Wert aus Glg. (3.1) mit 100, so erhält man den %-Wert (in der Diplomarbeit wird stets der %-Wert verwendet).

3.2 Druckrückgewinn beim Diffusor

Betrachtet man nun eine Strömung in einem Diffusor und vereinfacht den Strömungsvorgang und beschreibt ihn mit Hilfe der Bernoullischen Gleichung mit Reibung und für inkompressible Medien

$$p_1 + \frac{\rho}{2}u_1^2 = p_2 + \frac{\rho}{2}u_2^2 + \Delta p_V \tag{3.4}$$

bzw.

$$p_{t,1} = p_{t,2} + \Delta p_V, \tag{3.5}$$

subtrahiert Glg. (3.5) von Glg. (3.4) und ersetzt dabei $\frac{\rho}{2}u_2^2$ durch $p_{t,2}-p_2$, dann erhält man nach anschließendem Umordnen eine Aufteilung

$$\underbrace{\frac{p_2 - p_1}{\rho u_1^2 / 2}}_{I} + \underbrace{\frac{p_{t,1} - p_{t,2}}{\rho u_1^2 / 2}}_{II} + \underbrace{\frac{p_{t,2} - p_2}{\rho u_1^2 / 2}}_{III} = 1$$
(3.6)

nach Raab und Lippert [8]. Die Indizes 1 und 2 bezeichnen Referenzstellen vor und hinter dem Diffusor, wobei hier noch offen bleiben kann, ob die Bilanzierung nur die Diffusorgeometrie oder auch Zulauf- und Ausgleichsstrecken einschließen soll. Die Energiebilanz läßt sich demnach in drei Summanden aufteilen, die den Druckanstieg (I), den Druckverlust (II) und die vorhandene kinetische Energie am Austrittsquerschnitt (III) beinhalten. Damit sind die drei Größen definiert, die den Strömungszustand in einem Diffusor charakterisieren und als Bilanzgrößen der Auslegung verwendet werden können. In der Literatur findet sich von diesen Bilanzgrößen meistens nur der erste Summand (I) als der sogenannte C_p -Wert, dessen Angabe alleine aber noch nichts über die Diffusorgüte aussagt (wie gerade gezeigt). Eine ebenfalls brauchbare Kenngröße stellt die Effektivität η dar (Glg. (3.7)), welche den erzielten Druckanstieg auf den idealerweise möglichen Druckanstieg bezieht. Setzt man die beiden Druckdifferenzen jeweils mit dem dynamischen Druck am Eintritt in Verhältnis

$$\eta = \frac{(p_2 - p_1)_{real}}{(p_2 - p_1)_{ideal}} = \frac{\frac{(p_2 - p_1)_{real}}{\rho u_1/2}}{\frac{(p_2 - p_1)_{ideal}}{\rho u_1/2}} = \frac{C_{p,real}}{C_{p,ideal}},$$
(3.7)

so ist ersichtlich, daß η auch das Verhältnis der beiden C_p -Werte (real und ideal) angibt. Die beobachteten C_p - und η -Werte nach Reneau et al. [9] sind in Abb. 3.1 und 3.2 dargestellt (die dort verwendete Größe B wird in Abschnitt 4.5 genauer erklärt).

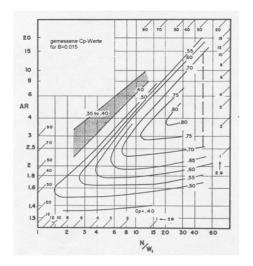


Abbildung 3.1: Gemessene C_p -Werte für B = 0.015 nach $Reneau\ et\ al.$ [9]

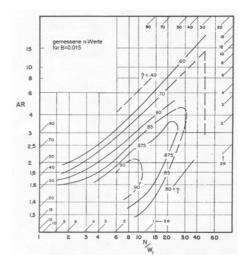


Abbildung 3.2: Gemessene η -Werte für B = 0.015 nach Reneau et al. [9]

Daraus ist zu erkennen, daß die "optimale" Diffusorgeometrie von der Wahl des Gütewertes $(C_p \text{ oder } \eta)$ abhängt. Denn in Abb. 3.3 ist ersichtlich, daß bei Wahl eines Geometrieparameters (entweder AR oder N/W_1) und anschließender Suche nach dem zweiten Parameter aufgrund des maximalen Gütewertes unterschiedliche Ergebnisse folgen, wenn einerseits $C_{p,max}$ und andererseits η_{max} für die Beurteilung herangezogen wird.

Es zeigt sich, daß bei N/W_1 =konst. folgende Gesetzmäßigkeit gegeben ist:

$$AR_{opt}$$
 bei $\eta_{max} < AR_{opt}$ bei $C_{p,max}$

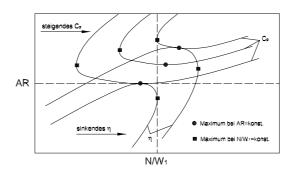


Abbildung 3.3: C_p - und η -Maximum bei AR =konst. und N/W_1 =konst.

Obwohl die zwei Diffusorbewertungsgrößen unterschiedliche Aussagen ergeben, so besteht bei beiden folgende Abhängigkeit:

$$\begin{cases} C_p \\ \eta \end{cases} = f(AR, N/W_1, l_v, l_d, Re, Ma, B)$$
 (3.8)

Für die Reynoldszahl

$$Re = \frac{uW_1}{\nu} \tag{3.9}$$

wird die Diffusoreintrittshöhe W_1 als charakteristische Länge herangezogen. Bei der Machzahl

$$Ma = \frac{u}{a} \tag{3.10}$$

wird das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit u zur lokalen Schallgeschwindigkeit a gebildet.

Der in Glg. (3.8) verwendete Parameter B (Versperrung) gibt das Verhältnis der durch die Grenzschicht "versperrten" Flächen zur Gesamtfläche wieder (siehe Abschnitt 4.5).

Falls die Wände Rauheit aufweisen, käme wie bei der Rohrströmung als weitere Kennzahl die dimensionslose Sandrauheitshöhe

$$k_s^+ = \frac{k_s u_\tau}{\nu} \tag{3.11}$$

hinzu, wobei zur Beschreibung des Rauheitseffektes auf die Strömung die sogenannte Sandrauheitshöhe k_s verwendet wird. Dabei stellt man sich vor, daß die Wand mit einer Schicht von Kugeln in dichtester Packung belegt ist, der Durchmesser der Kugeln entspricht dem k_s -Wert. Die Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \tag{3.12}$$

stellt das Verhältnis zwischen der Wandschubspannung τ_w und der Dichte ρ dar. Zur Berechnung der dimensionslosen Sandrauheitshöhe k_s^+ ist weiters die kinematische Zähigkeit ν des Fluids erforderlich.

Kapitel 4

Kenngrößen der Grenzschicht

Aufgrund der Haftbedingung eines Fluidteilchens an der Wand nimmt die der Begrenzungswand berührende Fluidschicht infolge Adhäsionswirkung deren Geschwindigkeit an. Bei den üblichen Fluiden geht der Wandeinfluß jedoch sehr schnell zurück und hört in meist vergleichsweise kleinem Abstand praktisch auf. Zwischen der Wand einerseits und der äußeren, annähernd reibungsfreien Strömung andererseits befindet sich daher eine dünne Übergangsschicht, die sogenannte Grenzschicht. In dieser relativ dünnen Grenzschicht vollzieht sich somit der Übergang von der Wandgeschwindigkeit zur Geschwindigkeit der äußeren Strömung. Innerhalb der Grenzschicht sind bei kleiner Viskosität (wie bei üblichen Fluiden) Reibungsund Trägheitskräfte besonders bei Turbulenz etwa von gleicher Größenordnung. Außerhalb (Kernströmung) sind praktisch nur noch die Trägheitskräfte von Bedeutung und die Reibungskräfte vernachlässigbar. Auch bleibt der Druck in der Grenzschicht in Querrichtung praktisch konstant. Der Druck wird der Grenzschicht gleichsam von der Außenströmung aufgeprägt.

4.1 Die Grenzschichtdicke δ

Eine Grenzschichtdicke läßt sich nicht eindeutig angeben, da die wandparallele Komponente der Geschwindigkeit (u) asymptotisch in die Geschwindigkeit u_{∞} der Außenströmung übergeht. Um nun doch Aussagen treffen zu können, gibt es mehrere Definitionen für die Grenzschichtdicke, z. B. jener Abstand von der Wand, wo $u = 0.99u_{\infty}$ gilt.

4.2 Die Verdrängungsdicke δ^*

Ein physikalisch sinnvolles Maß für die Dicke der Grenzschicht ist die Verdrängungsdicke. Man versteht darunter diejenige Dicke, um welche die reibungslose Außenströmung infolge der Geschwindigkeitsabminderung in der Grenzschicht nach außen abgedrängt wird. Der infolge der Reibungswirkung weniger durchfließende Volumenstrom ist

$$b\int_0^\infty (u_\infty - u)\,dy,$$

und somit gilt für δ^* die Definitionsgleichung

$$u_{\infty}\delta^* = \int_0^{\infty} (u_{\infty} - u) \, dy$$

oder

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) \, dy. \tag{4.1}$$

Um diesen Betrag werden nun die Stromlinien der Außenströmung durch die Reibungswirkung von der Wand nach außen abgedrängt, wie in Abb. 4.1 zu sehen ist.

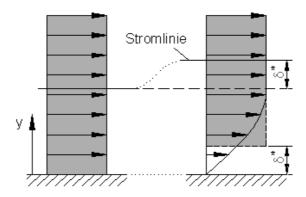


Abbildung 4.1: Verdrängung der Stromlinien durch den Reibungseffekt um die Verdrängungsdicke δ^*

4.3 Die Impulsverlustdicke δ^{**}

Der in der Grenzschicht infolge der Reibungswirkung weniger durchfließende Impuls gegenüber der reibungslosen Außenströmung ist

$$\left(b\rho \int_0^\infty u(u_\infty - u) \, dy\right) \Delta t$$

und somit kann eine Impulsverlustdicke definiert werden durch

$$\rho u_{\infty}^2 \delta^{**} = \rho \int_0^{\infty} u(u_{\infty} - u) \, dy$$

oder

$$\delta^{**} = \int_0^\infty \frac{u}{u_\infty} \left(1 - \frac{u}{u_\infty} \right) \, dy. \tag{4.2}$$

4.4 Der Formparameter H_1

Zur Charakterisierung der Profilform wird der sogenannte Formparameter

$$H_1 = \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \tag{4.3}$$

eingeführt. Es handelt sich dabei um das Verhältnis von Verdrängungsdicke δ^* zu Impulsverlustdicke δ^{**} .

4.5 Die Versperrung B

Bei gegebenen Zuströmprofilen oder ausgebildeten Strömungen wird gerne die sogenannte Versperrung B (blockage) verwendet. Sie ist definiert als die durch die Verdrängungsdicke δ^* versperrte Fläche dividiert durch die Gesamtfläche. Für den ebenen Diffusor kann dieses Verhältnis für den Eintrittsquerschnitt als

$$B = \frac{2\delta^*}{W_1} \tag{4.4}$$

angeschrieben werden. Generell gilt, daß Diffusoren mit wachsender Versperrung B in ihrer Qualität erheblich schlechter werden. Bereits aus der reibungslosen Theorie (Eulersche Bewegungsgleichung) folgt, daß Inhomogenitäten in der Zuströmung den Druckrückgewinn reduzieren. Dieser Verlust hängt mit der Verteilung der kinetischen Energie im Diffusoreintritt zusammen, welche durch das Geschwindigkeitsfeld beschrieben wird.

4.6 Die Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht

Das Reibungsverhalten in Grenzschichten von laminaren Strömungen wird hauptsächlich von der Viskosität des Fluids mitbestimmt. Bei turbulenten Strömungen ist dies jedoch anders. Die Einteilung des gesamten Strömungsfeldes erfolgt hierbei in die turbulenzfreie (oder wenigstens sehr turbulenzarme) reibungslose Außenströmung und in die turbulente Strömung, charakterisiert durch eine zufallsbedingte Schwankungsbewegung (siehe dazu Abschnitt 6.1) innerhalb der Grenzschicht. Da durch die turbulente Schwankungsbewegung "scheinbare" Reibungskräfte auftreten, spricht man bei einer turbulenten Grenzschicht auch von einer turbulenten Reibungsschicht. Innerhalb dieser turbulenten Reibungsschicht beschränkt sich der Einfluß der Viskosität auf eine im Vergleich zur Dicke der Grenzschicht sehr kleine Schicht in unmittelbarer Nähe der Wand, man spricht daher von der viskosen Unterschicht. Die turbulente Grenzschicht besitzt daher eine Zweischichtenstruktur. Der überwiegende Teil ist Reibungsschicht (voll-turbulenter Bereich bzw. auch logarithmischer Bereich genannt) nur aufgrund der Scheinreibung infolge turbulenter Schwankungsbewegung, dagegen aber unbeeinflußt von der Viskosität. In der demgegenüber sehr dünnen viskosen Unterschicht kommen dann die Einflüsse der Viskosität in Form "echter" Reibungskräfte hinzu. Aus Überlegungen der Grenzschichttheorie und mit Hilfe einer Dimensionsanalyse konnte ein funktionaler Zusammenhang zwischen der dimensionslosen Geschwindigkeit u^+ und dem dimensionslosen Wandabstand y^+ angegeben werden. Dabei ist u^+ durch

$$u^{+} = \frac{u}{u_{\tau}} \tag{4.5}$$

definiert. Mit der Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}},\tag{4.6}$$

wobei τ_w die Wandschubspannung darstellt. Der dimensionslose Wandabstand y^+ ist durch

$$y^{+} = \frac{u_{\tau}y}{\nu} \tag{4.7}$$

gegeben. Für den Übergang von der viskosen Unterschicht in den logarithmischen Bereich sind in der Literatur mehrere Ansätze zu finden, wobei diese wieder einen funktionalen Zusammenhang zwischen u^+ und y^+ beschreiben. Das Gesetz von Reichardt stellt einen solchen Zusammenhang dar.

Mit Hilfe der Dimensionsanalyse kann weiters keine Aussage über den Übergang von vollturbulenter Grenzschicht zur Außenströmung gemacht werden (dieser Bereich wird Defektbereich genannt). Für diesen Bereich hat sich das sogenannte 1/7-Potenzgesetz bewährt, wobei dieses Gesetz in den dimensionsbehafteten Größen u und y gegeben ist und nicht in den dimensionslosen Größen u^+ und y^+ (wobei eine Umrechnung bei Kenntnis von u_τ und ν aufgrund der Glg. (4.5) und (4.7) möglich ist). In Tab. 4.1 sind die funktionalen Zusammenhänge in der Grenzschicht und deren Geltungsbereiche angegeben.

funktionaler Zusammenhang	Geltungsbereich	
$u^+ = y^+$	$0 \le y^+ \le 5$	
$u^{+} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(1 + 0.4y^{+} \right) +$	$5 < y^+ < 30$	
$+7.8 \left[1 - \exp\left(-\frac{y^{+}}{11}\right) - \frac{y^{+}}{11} \exp\left(-0.33y^{+}\right)\right]$	$3 < y \le 30$	
$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E y^+ \right)$	$30 < y^+ \le 0.1\delta \frac{u_\tau}{\nu}$	
$u = u_{\infty} \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}}$	$0.1\delta < y \le \delta$	
	$u^{+} = y^{+}$ $u^{+} = \frac{1}{\kappa} \ln (1 + 0.4y^{+}) + $ $+7.8 \left[1 - \exp\left(-\frac{y^{+}}{11}\right) - \frac{y^{+}}{11} \exp\left(-0.33y^{+}\right) \right]$ $u^{+} = \frac{1}{\kappa} \ln (Ey^{+})$	

Tabelle 4.1: Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht

Die in Tab. 4.1 verwendete Konstante κ heißt Karman-Konstante und beträgt 0.41. Weiters kann der Parameter E für eine hydraulisch glatte Wand auf den Wert 9.0 gesetzt werden. Eine grafische Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht in dimensionslosen Größen u^+ und y^+ (universelle Geschwindigkeitsverteilung) ist in Abb. 4.2 gegeben.

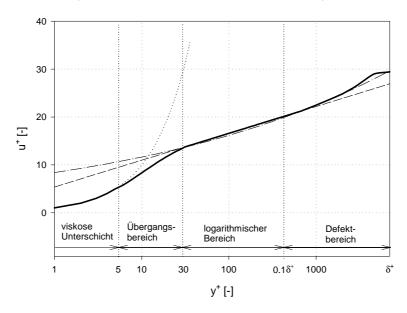


Abbildung 4.2: Universelle Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht

Kapitel 5

Stand der Forschung

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Forschungsarbeiten im Bereich der ebenen Diffusorströmung aufgezeigt werden, wobei hier eine Aufteilung in experimentelle und numerische Untersuchungen unternommen wurde.

5.1 Experimentelle Untersuchungen

Experimentelle Untersuchungen der ebenen Diffusorströmung wurden schon sehr früh durchgeführt. So wie in dem in der Diplomarbeit oft zitierten Bericht von Reneau et al. [9] aus dem Jahre 1967. Dieser Artikel beschäftigt sich mit der optimalen Auslegung von ebenen Diffusoren. Zur Bewertung der Güte des Diffusors werden sowohl der Druckrückgewinnfaktor C_p als auch die Effektivität η herangezogen und es werden auch die unterschiedlichen Aussagen dieser beiden Gütekriterien aufgezeigt. Die Auswertungen dieses Berichtes wurden als Vergleichsgrundlage für die CFD-Berechnungen dieser Diplomarbeit herangezogen. Die Messungen wurden an Wasser durchgeführt und mit Lufttests bestätigt. Es lag eine Unterschallströmung vor und die Reynoldszahl Re war größer als $5 \cdot 10^4$, was auf eine turbulente Strömung hinweist. Der Formfaktor H_1 betrug 1.4, der Turbulenzgrad Tu lag bei 1.3%. Die Messung von p_1 erfolgte weniger als eine Diffusorhöhe vor dem Eintritt des Diffusors (genauere Angaben sind nicht bekannt) und der Druck p_2 wurde direkt am Diffusorende gemessen. Der Diffusor endete direkt in die freie Atmosphäre (d. h., daß kein Nachlaufrohr montiert war). Die Auswertungen erfolgten für Strömungen mit einer Versperrung B von 0.007, 0.015, 0.03und 0.05 (Teile der Meßergebnisse sind in Abschnitt 3.2 und 2.3.2 zu sehen). Weiters wurden auch die gemessenen Geschwindigkeitsprofile am Diffusoreintritt aufgezeigt (siehe Abb. 6.45 in Abschnitt 6.4.3.8). Die wichtigsten Schlußfolgerungen lauten:

- Der im Diffusor beobachtete Strömungszustand reicht nicht immer aus, um die Güte des Diffusors zu beschreiben. So wird der Druckrückgewinn im Bereich mit nicht nennenswerter Ablösung hauptsächlich durch das Flächenverhältnis AR und im instationären Bereich durch den halben Diffusoröffnungswinkel θ bestimmt. Der Druckrückgewinn bei unsymmetrischem Strömungsbild sowie beim Freistrahl ist jedoch von keinem Geometrieparameter abhängig.
- Es besteht eine große Abhängigkeit zwischen der Diffusorgüte und der Diffusoreintrittsrandbedingung. Eine Vergrößerung der Versperrung B bewirkt eine Verkleinerung des Druckrückgewinnes in allen Strömungsbereichen.
- Große Druckrückgewinnfaktoren C_p wurden bei großen Flächenverhältnissen AR und instationärem Strömungszustand beobachtet, große Effektivitäten η wurden bei kleineren Flächenverhältnissen AR und in Strömungen ohne nennenswerter Ablösung gemessen.

- Sowohl die Definition zur Beschreibung der Diffusorgüte als auch die geometrischen Restriktionen müssen genau bekannt sein, um eine optimale Geometrie bestimmen zu können.
- Bei einem konstanten Flächenverhältnis AR wurde das Maximum sowohl von dem Druckrückgewinnfaktor C_p als auch von der Effektivität η bei einem Diffusoröffnungswinkel $2\theta \approx 7^{\circ}$ gefunden.
- Der maximale Druckrückgewinn C_p wurde bei einem konstanten Längen/Eintrittshöhenverhältnis AS stets bei einem größeren Flächenverhältnis AR beobachtet als bei maximaler Effektivität η .
- Sogar bei der kleinsten untersuchten Versperrung B=0.007 wurden keine größeren Druckrückgewinnfaktoren C_p von 0.85 und Effektivitäten η von 0.9 beobachtet.

Vorarbeiten wurden auch schon 1959 von $Kline\ et\ al.\ [6]$ durchgeführt, wo ebenfalls die Diffusorauslegung das Hauptthema war, auch wenn in diesem Bericht hauptsächlich die Vorgehensweise bei der Diffusoroptimierung aufgezeigt wird und kaum Meßergebnisse zu finden sind. In diesem Bericht wurde auch der sogenannte Nachlaufrohreffekt (Tailpipe Effekt) angesprochen, wo gezeigt wird, daß ein dem Diffusor nachgeschaltetes Rohrstück den C_p -Wert (und somit auch den η -Wert) erhöhen kann. Die Hauptarbeit zu diesem Thema ist jedoch in Kelnhofer und Derick [5] zu finden, welche sich dem Nachlaufrohreffekt bei Gasturbinendiffusoren widmen. Dazu ist in Abb. 5.1 der markante C_p -Verlauf zu sehen, wobei mit steigendem l_d/W_1 das C_p -Maximum ebenfalls zunimmt. Auch ist zu erkennen, daß diese Maxima bei steigendem l_d/W_1 auch bei größerem Diffusoröffnungswinkel θ auftreten. Dabei muß noch gesagt werden, daß für die Berechnung von C_p nicht der Druck p_2 am Ende des Diffusor herangezogen wird, sondern der Druck p_3 am Ende des nachgeschalteten Rohrstückes. Sodaß dieser C_p -Wert mit

$$C_p = \frac{p_3 - p_1}{(\rho u_1^2/2)} \tag{5.1}$$

berechnet werden kann.

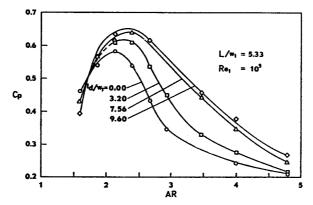


Abbildung 5.1: C_p -Verläufe bei unterschiedlicher bezogener Nachlauflänge $\frac{l_d}{W_1}$ nach Kelnhofer und Derick [5]

Dieses Phänomen hat jedoch bei einer bestimmten Rohrlänge l_d ein Ende, da die Rohrreibungsverluste den Nachlaufrohreffekt übersteigen. Da sich der Druckverlust bei Rohrströmungen aus

$$\Delta p_V = \rho \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{c^2}{2} \tag{5.2}$$

errechnen läßt, ist der steigende Druckverlust mit steigender Länge l (bzw. l_d) erklärbar.

5.2 Numerische Untersuchungen

Die in der Literatur gefundenen Ergebnisse von numerischen Berechnungen von ebenen Diffusoren sind weitaus "jünger" als die experimentell ermittelten. Ein Bericht von Jongen und Marx [4] (1996), welcher vom $k-\varepsilon$ - und anderen Zweigleichungsturbulenzmodellen handelt, zeigt als Anwendungsbeispiel die Ergebnisse von Berechnungen einer Diffusorströmung mit zahlreichen Turbulenzmodellen. Wie in Abb. 5.2 zu erkennen ist, kam es bei den meisten Modellen ab einem bestimmten Diffusoröffnungswinkel θ zu dem erwarteten C_p -Abfall. Das C_p -Maximum (welches aber von Interesse ist) wurde jedoch von keinem Turbulenzmodell an der richtigen Stelle (halber Öffnungswinkel θ) korrekt vorhergesagt. Die Abweichungen zu dem gemessenen Winkel lagen im Bereich zwischen 2° und 6° (ausgenommen sind hier jene Modelle, bei denen überhaupt kein Sinken des C_p -Wertes beobachtet wurde).

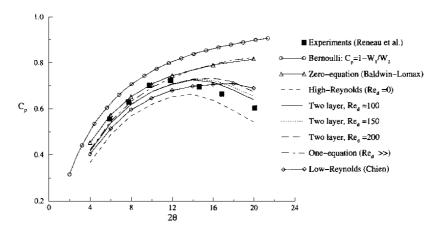


Abbildung 5.2: C_p -Verläufe bei unterschiedlichen Turbulenzmodellen nach Jongen und Marx [4]

Ein weiterer Versuch, den ebenen Diffusor numerisch zu berechnen, wurde von Holbein et al. [3] durchgeführt. In seinem Bericht werden unter anderem das $k-\varepsilon$ - und $k-\omega$ -Modell für die Berechnung herangezogen. Es wird auch darauf aufmerksam gemacht, daß eine unsymmetrische Strömung erst bei sehr tiefen Konvergenzschranken auftritt, bzw. daß der Residuenplot einen markanten "Buckel" aufweist, wie noch in Abschnitt 6.3.3.6 gezeigt werden wird. In Abb. 5.3 sind die Auswertungen der Berechnungen der beiden oben genannten Turbulenzmodelle zu sehen.

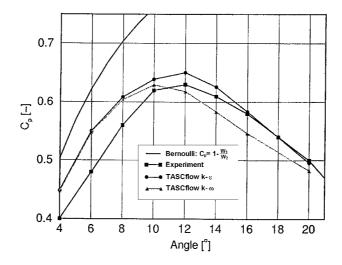


Abbildung 5.3: C_p -Verläufe bei zwei verschiedenen Turbulenzmodellen nach $Holbein\ et\ al.\ [3]$

Dabei wurde der Winkel 2θ (in Abb. 5.3 mit Angle bezeichnet) für das C_p -Maximum mit dem $k-\varepsilon$ -Modell sehr genau vorhergesagt, der $C_{p,max}$ -Wert selbst wurde jedoch um etwa 2% zu groß berechnet. Beim $k-\omega$ -Modell trat der umgekehrte Fall ein, da der $C_{p,max}$ -Wert exakt vorhergesagt wurde, dieses Maximum jedoch für $2\theta=10^\circ$ berechnet wurde, anstatt bei $2\theta=12^\circ$.

Kapitel 6

Berechnungen

Aufgrund der Komplexität der Berechnungen in dieser Arbeit wurden kommerzielle Computerprogramme zur Lösung mathematischer Probleme herangezogen. Eine Auflistung aller verwendeten Programme siehe Anhang H.

6.1 Die Grundgleichungen

Beim Aufstellen der Grundgleichungen zur Berechnung der instationären, ebenen, turbulenten, inkompressiblen Strömung muß berücksichtigt werden, daß aufgrund der Turbulenz in der Strömung auch Schwankungen aller Strömungsgrößen auftreten. Der Momentanwert einer beliebigen Strömungsgröße $\phi(t)$ setzt sich aus dem zeitlichen Mittelwert $\overline{\phi}$ und der turbulenten Schwankungsgröße $\phi'(t)$ nach

$$\phi(t) = \overline{\phi} + \phi'(t) \tag{6.1}$$

zusammen. Die zeitliche Mittelung lautet

$$\overline{\phi} = \frac{1}{T} \int_0^T \phi(t) dt, \tag{6.2}$$

wobei vorausgesetzt ist, daß die Zeitskala der turbulenten Schwankungsgrößen wesentlich kleiner als der Mittelungszeitraum T ist. Setzt man nun für sämtliche Strömungsgrößen den zeitlichen Mittelwert und die Schwankungsgröße in die Kontinuitätsgleichung und in die Bewegungsgleichungen ein, so ergeben sich folgende Gleichungen. Die Kontinuitätsgleichung lautet

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} = 0, \tag{6.3}$$

wobei zu bemerken ist, daß hier alle Schwankungsgrößen $\phi'(t)$ herausfallen. Es sei auch darauf hingewiesen, daß die Glg. (6.3) auch für die instationäre Strömung gilt, auch wenn keine zeitliche Ableitung darin enthalten ist $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0\right)$ da inkompressibel. Die Bewegungsgleichungen nehmen die Gestalt

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} - \rho \left(\overline{u'u'} \right) \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} - \rho \left(\overline{u'v'} \right) \right], (6.4)$$

$$\frac{\partial \overline{v}}{\partial t} + \overline{u} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} - \rho \left(\overline{u'v'} \right) \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} - \rho \left(\overline{v'v'} \right) \right]$$
(6.5)

an. Dabei ist ersichtlich, daß die Schwankungsterme $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ sowie $\overline{u'v'}$ nicht aus den Gleichungen herausfallen und diese somit weitere Unbekannte in dem Gleichungssystem darstellen. In der Literatur wird oft als Maß für die Intensität der Turbulenz der sogenannte

Turbulenzgrad

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{\sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}}}$$
(6.6)

verwendet.

Zur Schließung des Gleichungssystems muß ein Modell gefunden werden, welches die unbekannten Schwankungsbewegungen zu Größen des mittleren Strömungsfeldes in Beziehung setzt. Im vorliegenden Fall geschieht das durch den sogenannten Wirbelviskositätsansatz, der analog zu den viskosen Spannungen die Reynolds-Spannungen proportional den Geschwindigkeitsgradienten setzt:

$$-\rho\left(\overline{u'u'}\right) = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u}}{\partial x}\right) - \frac{2}{3}\rho k \tag{6.7}$$

$$-\rho\left(\overline{u'v'}\right) = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x}\right) \tag{6.8}$$

$$-\rho\left(\overline{v'v'}\right) = \mu_t\left(\frac{\partial\overline{v}}{\partial y} + \frac{\partial\overline{v}}{\partial y}\right) - \frac{2}{3}\rho k \tag{6.9}$$

(6.10)

Die Größe k wird als turbulente kinetische Energie bezeichnet und beträgt

$$k = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2},\tag{6.11}$$

wobei hier eine funktionale Beziehung zum Turbulenzgrad Tu zu erkennen ist. Der Proportionalitätsfaktor μ_t wird als sogenannte Wirbelviskosität bezeichnet. Die Wirbelviskosität μ_t ist eine Funktion der Turbulenzstruktur und keine Stoffgröße (so wie es bei der dynamischen Viskosität μ der Fall ist) und muß deshalb modelliert werden. Die Bereitstellung der Gleichungen für μ_t ist Aufgabe eines Turbulenzmodells. In dieser Diplomarbeit wurde das $k - \varepsilon$ -Turbulenzmodell (Abschnitt 6.3) und alternativ das $k - \omega$ -Turbulenzmodell (Abschnitt 6.3) schnitt 6.4) verwendet. Die Definition von μ_t der beiden Zweigleichungsturbulenzmodelle ist in den entsprechenden Abschnitten nachzulesen.

Möchte man die Strömungsgrößen auf Referenzgrößen beziehen, wobei die dimensionslosen Längen mit $x^* = \frac{x}{W_1}$ die dimensionslosen Geschwindigkeiten mit $u^* = \frac{u}{u_1}$ Längen mit

$$x^* = \frac{x}{W_1} \qquad \qquad y^* = \frac{y}{W_1},$$

$$v^* = \frac{v}{u_1}, \qquad v^* = \frac{v}{u_1},$$

der dimensionslose Druck mit

$$p^* = \frac{p}{\rho_1 u_1^2},$$

die dimensionslose Zeit mit

$$t^* = t \frac{u_1}{W_1},$$

die dimensionslose Dichte mit

 $\rho^* = \frac{\rho}{\rho_1}$ (wobei für inkompressible Medien $\rho^* = 1$ gilt) definiert werden, so erhält man die drei dimensionslosen Grundgleichungen

$$\frac{\partial \overline{u}^*}{\partial x^*} + \frac{\partial \overline{v}^*}{\partial y^*} = 0 \tag{6.12}$$

$$\frac{\partial \overline{u}^*}{\partial t^*} + \overline{u}^* \frac{\partial \overline{u}^*}{\partial x^*} + \overline{v}^* \frac{\partial \overline{u}^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial \overline{p}^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial x^*} \left[\frac{1}{Re} \frac{\partial \overline{u}^*}{\partial x^*} - \rho^* \left(\overline{u'^* u'^*} \right) \right] \\
+ \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial y^*} \left[\frac{1}{Re} \frac{\partial \overline{u}^*}{\partial y^*} - \rho^* \left(\overline{u'^* v'^*} \right) \right] \qquad (6.13)$$

$$\frac{\partial \overline{v}^*}{\partial t^*} + \overline{u}^* \frac{\partial \overline{v}^*}{\partial x^*} + \overline{v}^* \frac{\partial \overline{v}^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial \overline{p}^*}{\partial y^*} + \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial x^*} \left[\frac{1}{Re} \frac{\partial \overline{v}^*}{\partial x^*} - \rho^* \left(\overline{u'^* v'^*} \right) \right] \\
+ \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial y^*} \left[\frac{1}{Re} \frac{\partial \overline{v}^*}{\partial y^*} - \rho^* \left(\overline{v'^* v'^*} \right) \right], \qquad (6.14)$$

wobei die Reynoldszahl zu

$$Re = \frac{u_1 W_1 \rho_1}{\mu} = \frac{u_1 W_1}{\nu} \tag{6.15}$$

definiert wird. Dabei stellt u_1 der mit dem lokalen Massenstrom ($\rho u \, dA$) gewogene Mittelwert der Geschwindigkeit am Eintritt dar. Mit Hilfe der fünf Gleichungen (drei Grundgleichungen und zwei Gleichungen aus dem Turbulenzmodell) können nun die fünf Unbekannten u,v,w,p,k und ε oder ω (Erklärung zu den beiden letztgenannten siehe Abschnitt 6.3.1 und 6.4.1) berechnet werden. Da diese sehr komplexe Differentialgleichungen darstellen, war eine Diskretisierung der Gleichungen und somit eine numerische Berechnung notwendig. Zur Lösung der Differentialgleichungen wurde das Finite-Elemente Programm FIDAP 8.52 [1] verwendet.

6.2 Zusammenfassung der verwendeten Größen in der Rechnung

Die Tab. 6.1 soll einen Überblick über sämtliche verwendeten Größen in der Berechnung geben. Da ausschließlich mit den dimensionslosen Grundgleichungen gerechnet wurde, werden bei den Größen, bei denen eine dimensionslose Darstellung sinnvoll ist (mit * gekennzeichnet), nur die dimensionslosen Zahlenwerte angegeben.

halber Diffusoröffnungswinkel θ	2° bis 45°
dimensionslose Diffusoreintrittshöhe W_1^*	1
Längen/Höhenverhältnis $N/W_1 = N^*/W_1^*$	6
dimensionslose Länge-Vorlaufrohr l_v^*	2
dimensions lose Länge-Nachlaufrohr l_d^*	0 bis 30
Versperrung B	0.015
dimensionslose Maximalgeschwindigkeit am Eintritt $u_{1,\infty}^*$	1
Reynolds-Zahl Re	$5 \cdot 10^{4}$
dimensionslose Dichte ρ^*	1
dimensionslose dynamische Viskosität $\mu^* = 1/Re$	$2 \cdot 10^{-5}$
dimensions lose turbulente kinetische Energie 1 am Eintritt k_1^*	$2.535 \cdot 10^{-4}$
dimensions lose turbulente Dissipations rate²am Eintritt ε_1^*	$3.633 \cdot 10^{-5}$
dimensionslose turbulente Frequenz 3 am Eintritt ω_1^*	$1.433 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der verwendeten Größen in der Rechnung

¹Herleitung siehe Glg. (6.24)

²Herleitung siehe Glg. (6.27)

³Herleitung siehe Glg. (6.39)

6.3 Berechnungen mittels $k - \varepsilon$ -Modell

In diesem Abschnitt wird das $k - \varepsilon$ -Modell erklärt, anschließend ist der komplette Simulationsablauf mit diesem Turbulenzmodell dargestellt.

6.3.1 Beschreibung des $k - \varepsilon$ -Modells

Wie in Abschnitt 6.1 gezeigt wurde, wird noch eine Gleichung für die Unbekannte μ_t gesucht. Im Rahmen des $k - \varepsilon$ -Modells von Launder und Spalding [7] wird die Wirbelviskosität mit der Gleichung

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{6.16}$$

verwendet. Dabei tritt zusätzlich zu k (Glg. (6.11)) noch eine weitere Unbekannte ε auf. Die sogenannte turbulente Dissipationsrate ε ist durch den Ausdruck

$$\varepsilon = \nu \left\{ 2 \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2} \right] + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial z} + \frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2} \right\}$$
(6.17)

gegeben. Die turbulente kinetische Energie und die turbulente Dissipationsrate werden mit Hilfe von modellierten Transportgleichungen berechnet, welche auch die Produktionsrate

$$P = \frac{\mu_t}{\rho} \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right]$$
 (6.18)

von k beinhalten. Verwendet man

$$k^* = \frac{k}{u_1^2} \qquad \qquad \varepsilon^* = \frac{\varepsilon W_1}{u_1^3} \qquad \qquad P^* = \frac{PW_1}{u_1^3}$$

als dimensionslose Größen, sowie jene, welche in Abschnitt 6.1 vorgestellt wurden, dann kann man die zwei (noch fehlenden) dimensionslosen Transportgleichungen nach FLUENT [1]

$$\frac{\partial k^*}{\partial t^*} + \overline{u}^* \frac{\partial k^*}{\partial x^*} + \overline{v}^* \frac{\partial k^*}{\partial y^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left[\left(\frac{1}{\sigma_k Re} + \frac{1}{\sigma_k Re_t} \right) \left(\frac{\partial k^*}{\partial x^*} \right) \right] + P^* - \varepsilon^*, \\
+ \frac{\partial}{\partial y^*} \left[\left(\frac{1}{\sigma_k Re} + \frac{1}{\sigma_k Re_t} \right) \left(\frac{\partial k^*}{\partial y^*} \right) \right] + P^* - \varepsilon^*, \\
\frac{\partial \varepsilon^*}{\partial t^*} + \overline{u}^* \frac{\partial \varepsilon^*}{\partial x^*} + \overline{v}^* \frac{\partial \varepsilon^*}{\partial y^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left[\left(\frac{1}{\sigma_{\varepsilon} Re} + \frac{1}{\sigma_{\varepsilon} Re_t} \right) \left(\frac{\partial \varepsilon^*}{\partial x^*} \right) \right] + C_1 \frac{\varepsilon^*}{k^*} P^* - C_2 \frac{\varepsilon^{*2}}{k^*}$$

$$(6.20)$$

anschreiben. Dabei ist

$$P^* = \frac{1}{Re_t} \left[2 \left(\frac{\partial \overline{u}^*}{\partial x^*} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \overline{v}^*}{\partial y^*} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u}^*}{\partial y^*} + \frac{\partial \overline{v}^*}{\partial x^*} \right)^2 \right]$$
(6.21)

die dimensionslose Produktionsrate von k und

$$Re_t = \frac{\varepsilon^*}{k^{*2}C_\mu} \tag{6.22}$$

die turbulente Reynoldszahl. Die Werte der in den Glg. (6.19), (6.20) und (6.22) verwendeten Modellkonstanten, sind in Tab. 6.2 angegeben.

C_{μ}	C_1	C_2	σ_k	$\sigma_{arepsilon}$
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tabelle 6.2: Standardwerte der Modellkonstanten $(k - \varepsilon$ -Modell) nach FLUENT [1]

Bei dem $k-\varepsilon$ -Modell handelt es sich um ein sogenanntes High-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell. Das bedeutet, daß das Turbulenzmodell nur in jenen Bereichen des Strömungsfeldes gültig ist, in denen turbulente Scheinreibung vorherrscht. Zur Modellierung der durch viskose Reibung beherrschten wandnahen Gebiete wird die sogenannte Methode der Wandfunktion verwendet.

6.3.2 y^+ -Grenzen der wandnahen Knoten

Die oben besprochene Wandfunktion wird vom Finiten-Elemente Programm automatisch berechnet. Da laut Grenzschichtheorie (siehe Abschnitt 4.6) der Übergangsbereich von der viskosen zur turbulenten Grenzschicht im Bereich $5 \le y^+ \le 30$ liegt, muß der wandnächste Knoten seinen dimensionslosen Abstand im Bereich

$$30 \le y^+ \le 100 \text{ (bis } 1000)$$
 (6.23)

haben, damit eine korrekte Anwendung der Wandfunktion gewährleistet ist.

6.3.3 Ablauf der Simulation

In den folgenden Abschnitten wird die Simulation der turbulenten Strömung in einem ebenen Diffusor unter Verwendung des $k-\varepsilon$ -Modells geschildert. Beginnend mit der Abschätzung der Randbedingung für k_1^* und ε_1^* am Eintritt (Abschnitt 6.3.3.1) und der Vorgehensweise bei der Netzgenerierung (Abschnitt 6.3.3.2). Gefolgt von den Berechnungen der fünf verschiedenen Strömungsbereiche (Abschnitt 6.3.3.4 bis 6.3.3.8) wie in Abschnitt 2.3.2 gezeigt. Zum Schluß wurde noch ein modifiziertes Geschwindigkeitsprofil am Eintritt (Abschnitt 6.3.3.9) kreiert, welches anstatt des 1/7-Potenzgesetzes als Randbedingung in die Berechnung einbezogen wurde.

6.3.3.1 Berechnung von k_1^* und ε_1^*

Mit Hilfe der Angaben des Turbulenzgrades Tu=1.3% in $Reneau\ et\ al.$ [9] und der Annahme einer isotropen Turbulenz $(\overline{u'^2}=\overline{v'^2}=\overline{w'^2})$ konnte eine Abschätzung der dimensionslosen kinetischen Energie am Eintritt

$$k_1^* = \frac{k}{u_1^2} = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2u_1^2} = \frac{3\overline{u'^2}}{2u_1^2} = \frac{3Tu^2u_1^2}{2u_1^2} = \frac{3}{2}Tu^2$$

$$= \frac{3}{2}0.013^2 = 2.535 \cdot 10^{-4}$$
(6.24)

durchgeführt werden. Der Ansatz

$$\varepsilon = C_{\mu} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\delta} \tag{6.25}$$

und die Annahme

$$\frac{\delta}{W_1} = 1\% = 0.01\tag{6.26}$$

dienten zur Bestimmung der dimensionslosen turbulenten Dissipationsrate am Eintritt

$$\varepsilon_{1}^{*} = \frac{\varepsilon W_{1}}{u_{1}^{3}} = \frac{C_{\mu} k^{\frac{3}{2}} W_{1}}{\delta u_{1}^{3}}
= \frac{C_{\mu} k^{*\frac{3}{2}} W_{1} u_{1}^{2\frac{3}{2}}}{\delta u_{1}^{3}} = \frac{C_{\mu} k^{*\frac{3}{2}} W_{1}}{\delta}
= \frac{0.09 \cdot (2.535 \cdot 10^{-4})^{\frac{3}{2}}}{0.01} = 3.633 \cdot 10^{-5}.$$
(6.27)

6.3.3.2 Netzgenerierung

Folgende Probleme wurden bei der Netzgenerierung festgestellt:

- Suche nach der optimalen Knotenanzahl des Finiten-Elemente Netzes, damit einerseits die Berechnung möglichst genau wird, andererseits die Rechenzeiten nicht zu hoch werden
- Einhaltung der y^+ -Kriterien in Wandnähe
- Suche nach einem universell einsetzbaren Netz, welches für alle Winkeleinstellungen $(2^{\circ} \leq \theta \leq 45^{\circ})$ gute Ergebnisse liefert (d. h., nur der Winkel θ wird im FDREAD-File geändert)

Nach mehreren Proberechnungen wurde eine Netzkonfiguration gefunden, die den oben aufgezählten Forderungen entspricht. Diese wurde dann für sämtliche Berechnungen ($k - \varepsilon$ -Modell) verwendet. Variationen gab es in folgenden Punkten:

- Der Winkel θ , um alle Strömungszustände (Abschnitt 2.3.2) simulieren zu können.
- Die Länge l_d des Nachlaufrohres, welches an dem Diffusorende angehängt wurde, damit auch die Beeinflussung der "Vermischung" der Strömung nach dem Diffusor in der Rechnung berücksichtigt wird.
- Die Konvergenzschranken der Residuen
- Das Eintrittsgeschwindigkeitsprofil (siehe speziell dazu Abschnitt 6.3.3.9)
- Sowohl stationäre, als auch instationäre (Abschnitt 6.3.3.5) Rechnungen wurden durchgeführt.

Wie groß l_d gewählt werden soll, sowie die Auswirkungen des Nachlaufrohres waren unbekannt, deshalb mußte das passende l_d mittels Parametervariation ermittelt werden. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß bei den Messungen (vgl. Abschnitt 5.1) die Strömung nach dem Diffusor in die freie Atmosphäre austritt. In Abb. 6.1 ist das Netz mit $\theta = 10^{\circ}$

dargestellt, das dazugehörige FDREAD-File ist in Anhang A zu finden. Die Knotenanzahl vom Diffusor (Diffusor mit Vorlauf- und Nachlaufrohr) beträgt 2400 (4800). Für Vergleiche zwischen verschiedenen Turbulenzmodellen ist die Angabe der Knotenanzahl des Diffusors am sinnvollsten, da sich die Länge des Vorlauf- und Nachlaufrohres ändern kann.

Die Funktion des Vorlaufrohres ist jene, um einerseits eine Aufprägung des Geschwindigkeitsprofils am Diffusoreintritt zu vermeiden, da sonst die Richtung der Geschwindigkeitsvektoren am Diffusoreintritt vom Diffusoröffnungswinkel θ unabhängig wäre, und andererseits um den Druckverlauf vor dem Diffusor beobachten zu können (vgl. wieder mit Abschnitt 5.1). Die Einlaufrohrlänge l_v wurde mit 2-facher Diffusoreintrittshöhe festgelegt und wurde während der gesamten Berechnung nicht verändert. Als Standardeintrittsgeschwindigkeitsprofil wurde das 1/7-Potenzgesetz

$$u^* = u_{1,\infty}^* \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}}$$
 für $y \le \delta$, sonst $u^* = u_{1,\infty}^*$ (6.28)

gewählt, die dazugehörige Userdefined Subroutine (Fortran-Programm) ist in Anhang B zu sehen.

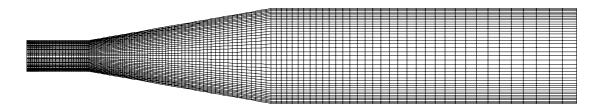


Abbildung 6.1: Finite-Elemente Netz des Diffusors mit $\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 10$ $(k - \varepsilon\text{-Modell})$

6.3.3.3 Setzen der Relaxationsfaktoren

Das Ziel ist, die Relaxationsfaktoren so zu wählen, daß die Lösung der Rechnung möglichst schnell konvergiert.

Die Relaxierung ermöglicht es, durch Eingreifen in den iterativen Lösungsprozeß die Stabilität des Verfahrens zu beeinflussen. Dabei wird aus dem aktuellen Iterationsschritt n und dem vorhergehenden Iterationsschritt n-1 ein neuer mathematischer Lösungsvektor

$$\vec{\phi}_{neu,n} = \alpha \, \vec{\phi}_{n-1} + (1 - \alpha) \, \vec{\phi}_n \tag{6.29}$$

berechnet. Der Relaxationsfaktor α variiert zwischen den Werten $0 \leq \alpha \leq 1$. Setzt man α nahe gegen eins bedeutet das, daß $\vec{\phi}_{neu,n}$ nahezu ident mit $\vec{\phi}_{n-1}$ ist, was dazu führt, daß sich die Lösung nicht sehr von der vorigen unterscheidet, die Rechenzeit steigt, aber die Rechnung konvergiert "stabiler" als mit α nahe Null.

6.3.3.4 Bereich ohne nennenswerter Ablösung

Laut Reneau et al. [9] arbeitet ein Diffusor mit einem N/W_1 -Verhältnis von 6 und einem Winkel θ zwischen 0.0° und 5.25° ablösefrei. Deshalb wurden Berechnungen an Diffusoren mit halben Öffnungswinkeln von $\theta = 2^{\circ}$ bis $\theta = 7^{\circ}$ durchgeführt. Es wurde hier absichtlich auch mit einem größeren Winkel gerechnet (größer als 5.25°), damit auch der Winkel, bei dem erstmalig Ablösung auftritt, festgestellt werden kann.

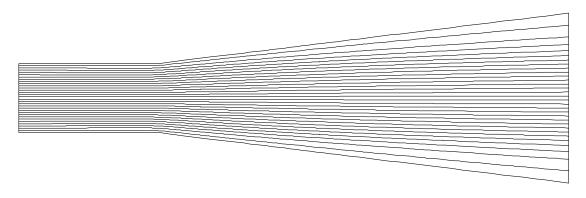


Abbildung 6.2: Stromlinienverlauf bei $\theta = 7^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \varepsilon$ -Modell)

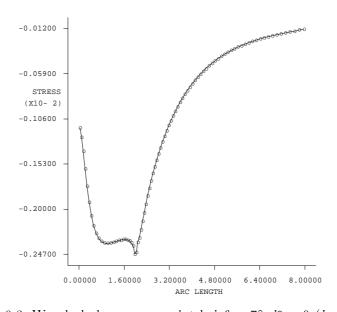


Abbildung 6.3: Wandschubspannungsplot bei $\theta = 7^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \varepsilon$ -Modell)

Da bei den Berechnungen kein Vorzeichenwechsel bei den Wandschubspannungen beobachtet wurde (vgl. Abb. 6.3) und auch der Stromlinienplot (Abb. 6.2) keine Ablöseblase in Wandnähe aufzeigte, kann daraus geschlossen werden, daß keine Ablösung auftrat. Was wiederum bedeutet, daß der Ablösepunkt nicht richtig berechnet wurde. Diese Tatsache spiegelt sich auch in der C_p -Auswertung wieder, da bei kleinem Winkel θ sehr gute Übereinstimmung zwischen Meßwerten und berechneten Werten vorliegt. Allerdings bei größeren Winkeln sinkt der C_p -Wert bei der Berechnung nicht, da dort noch keine Ablösung vorliegt (siehe Abb. 6.4). Weiters ist in der Abb. 6.4 zu sehen, daß die Variation der Nachlauflänge l_d kaum Unterschiede hervorbrachte.

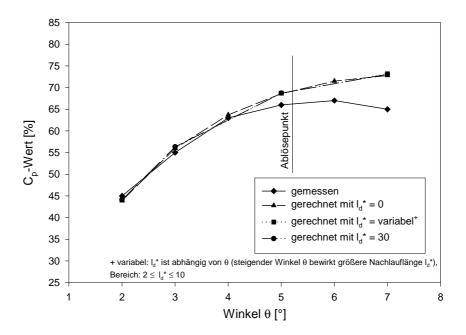


Abbildung 6.4: C_p -Vergleich für den Bereich ohne nennenswerter Ablösung $(k - \varepsilon$ -Modell)

6.3.3.5 Bereich der instationären Strömung

In diesem Bereich wurde ein repräsentativer Winkel $\theta=10^\circ$ gewählt und sämtliche Berechnungen in diesem Abschnitt wurden mit dieser Parametereinstellung durchgeführt. Obwohl die Messungen eine instationäre Strömung feststellten (siehe Abschnitt 2.3.2), wurde hier vorerst eine stationäre Rechnung durchgeführt. Die Berechnung zeigte, daß beidseitige Ablösung vorhanden ist (Abb. 6.5). Bestätigt wurde die Ablösung durch den Wandschubspannungsplot (Abb. 6.6), der nun auch den (schon vorher besprochenen) Vorzeichenwechsel aufzeigt. Die C_p -Werte können aus der Tab. 6.3 entnommen werden. Hier ist zu sehen, daß keine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Berechnung vorliegt.

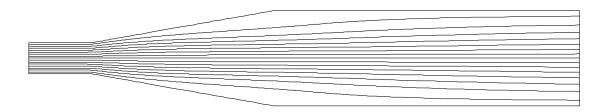


Abbildung 6.5: Stromlinienverlauf bei $\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 10$ $(k - \varepsilon$ -Modell)

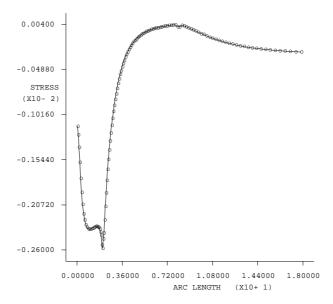


Abbildung 6.6: Wandschubspannungsplot bei $\theta = 10^{\circ}, l_d^* = 10 \ (k - \varepsilon\text{-Modell})$

=	gemessen	$l_d^* = 0$	$l_d^* = 10$	$l_d^* = 30$
C_p -Werte [%]	54	71.24	71.73	71.7

Tabelle 6.3: C_p -Vergleich bei $\theta = 10^{\circ}$

Da die stationäre Rechnung keine zufriedenstellende Lösung brachte, wurden instationäre Berechnungen durchgeführt. Der FIPREP-Teil des FDREAD-Files ist in Anhang C zu finden. Zuerst mußte ein sinnvoller Zeitrahmen definiert werden. Dazu wurde der Bericht [9] herangezogen, wo eine Abschätzung der Zykluszeit t_Z einer Auswaschung angegeben wird. Diese liegt demnach zwischen $10t_c$ und $100t_c$, wobei für die charakteristische Zeit

$$t_c = \frac{N}{u_1} \tag{6.30}$$

gilt. Dabei stellt u_1 der mit dem lokalen Massenstrom (ρudA) gewogene Mittelwert der Geschwindigkeit am Eintritt dar. Da aber in sämtlichen Berechnungen dimensionslos gerechnet wird, ist auch eine dimensionslose charakteristische Zeit

$$t_c^* = t_c \frac{u_1}{W_1} = \frac{N}{u_1} \frac{u_1}{W_1} = \frac{N}{W_1} = 6 \tag{6.31}$$

zu errechnen (Definition siehe Abschnitt 6.1).

Die Berechnung aus Glg. (6.31) ergibt einen Mindestbetrachtungszeitraum von $100t_c^* = 600$ (Bemerkung: da t^* dimensionslos ist, wird in Zukunft immer von einem Zeitindex die Rede sein und Maßeinheiten wie z.B. Sekunden werden überhaupt nicht auftauchen). Es wurde eine instationäre Berechnung mit den in Tab. 6.4 gewählten Parameter durchgeführt.

θ	10°
l_d^*	10
t_{max}^*	1800
Δt^*_{Anfang}	0.1
Δt^*	variabel
Konvergenzschranke	10^{-5}

Tabelle 6.4: Parameter für die instationäre Berechnung $(k - \varepsilon$ -Modell)

Die Ergebnisse sind in Abb. 6.7 bis 6.18 zu sehen.

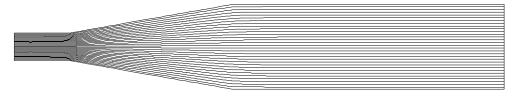


Abbildung 6.7: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 5 (Zeitindex: 0.933)

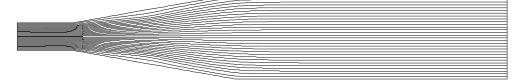


Abbildung 6.8: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 13 (Zeitindex: 9.91)

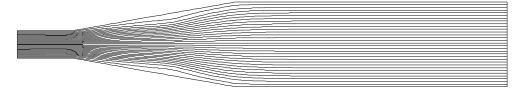


Abbildung 6.9: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 15 (Zeitindex: 13.6)

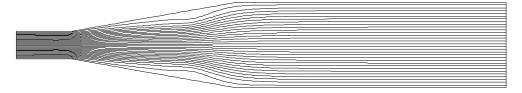


Abbildung 6.10: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 17 (Zeitindex: 17.6)

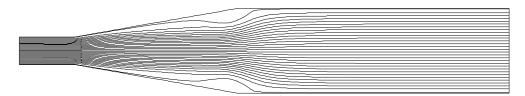


Abbildung 6.11: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 20 (Zeitindex: 23.5)

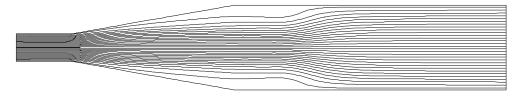


Abbildung 6.12: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 25 (Zeitindex: 33.8)

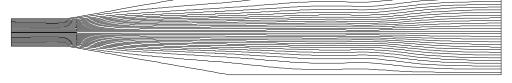


Abbildung 6.13: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 30 (Zeitindex: 46.5)

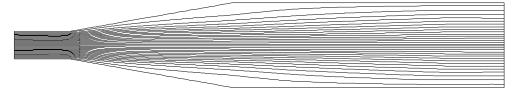


Abbildung 6.14: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 35 (Zeitindex: 64.4)

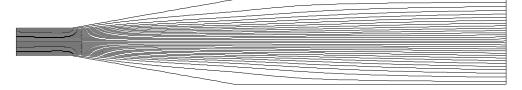


Abbildung 6.15: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 50 (Zeitindex: 186)

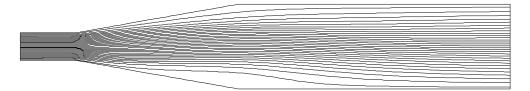


Abbildung 6.16: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 150 (Zeitindex: 1710)

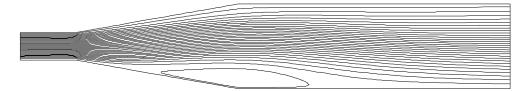


Abbildung 6.17: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 153 (Zeitindex: 1770)

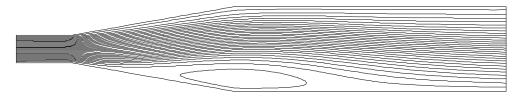
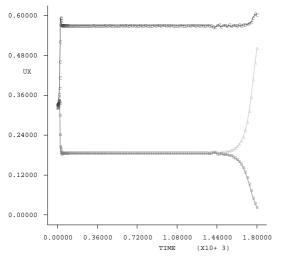


Abbildung 6.18: Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 155 (Zeitindex: 1800)

Daraus ist ersichtlich, daß sich anfangs eine Auswaschung einstellt, jedoch nur eine einzige und diese ist symmetrisch, was nicht der Realität entspricht. Nachdem der Auswaschzyklus beendet war (Zykluszeit $t_Z^* \approx 30$), stellte sich eine stationäre Strömung ein, die exakt der Lösung aus der stationären Berechnung (siehe oben) entspricht. Diese Lösung war sehr lange aufrecht, bis plötzlich (etwa) bei Zeitindex 1710 die Strömung begann, unsymmetrisch zu werden. Am Ende der Berechnung (Zeitindex 1800) lag "totale Unsymmetrie" vor.

Jetzt wurde daraus geschlossen, daß die Unsymmetrie eine Folge der "echten" Auswaschung war und daß sich der Wirbel in nächster Zeit zum Diffusorende hinbewegen wird. Darum wurde ein Restart durchgeführt, der bis zum Zeitindex 3400 reichte. Doch die erwartete Auswaschbewegung blieb aus, es wurde keine Veränderung des Strömungsbildes mehr beobachtet. Um Veränderungen der Strömung während der Zeit festzustellen, wurde einerseits der MOVIE-Befehl von FIDAP verwendet, mit dem es möglich ist, Strömungsbilder von verschiedenen Zeitindizes hintereinander abzuspielen (Videosequenzen), und andererseits wurde u von 3 verschiedenen Knoten des Diffusors entlang der Zeit ausgewertet (siehe Abb. 6.19). Daraus sind die Anfänge der Strömungszustandwechsel sehr gut erkennbar. Weiters soll noch der rasante Anstieg von Δt^* (dimensionsloser variabler Zeitschritt) während der Berechnung aufgezeigt werden (Abb. 6.20).



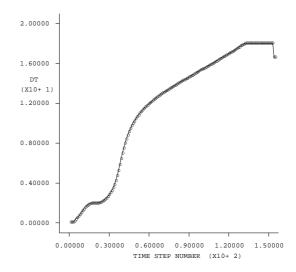


Abbildung 6.19: $u-t^*$ -Diagramm von 3 Knoten ($\theta=10^\circ,\, l_d^*=10,\, k-\varepsilon$ -Modell)

Abbildung 6.20: Δt^* -Zeitschritt-Diagramm ($\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 10$, $k - \varepsilon$ -Modell)

Es wurden noch weitere Berechnungen durchgeführt, wo Δt^* auf einen bestimmten Maximalwert beschränkt wurde (z.B. $\Delta t^*_{max} = 1$), da dadurch genauere Ergebnisse erhofft wurden. Jedoch ergaben sich keine Unterschiede zu den Lösungen ohne Beschränkung. Weiters wurde eine Berechnung mit den Parametern wie in Tab. 6.4 gestartet, jedoch mit $l^*_d = 0$ statt mit $l^*_d = 10$. Es wurden dieselben Beobachtungen wie vorher gemacht, mit dem Unterschied, daß die unsymmetrische Strömung viel früher eintrat (etwa bei Zeitindex 900).

Bei der letzten instationären Berechnung (mit dem $k-\varepsilon$ -Modell) wurde mit einem unsymmetrischen Diffusor versucht, eine asymmetrische Auswaschung zu erzeugen. Diese Annahme ist insofern gerechtfertigt, da bei den Versuchsmodellen die Geometrie nie exakt symmetrisch ausgeführt werden kann. Deshalb wurde ein Winkelunterschied $\Delta\theta=0.1^\circ$ angenommen $(\theta_o=10^\circ,\theta_u=10.1^\circ,\Delta t^*_{max}=1,t^*_{max}=2000,$ die restlichen Parameter wie in Tab. 6.4). Hier wurde trotz unsymmetrischen Diffusors, eine symmetrische Auswaschung beobachtet sowie eine unsymmetrische Strömung danach. Jedoch noch früher als beim symmetrischen Diffusor mit $l_d^*=0$ (bei Zeitindex 300 war die Unsymmetrie voll ausgeprägt). Siehe dazu Abb. 6.21.

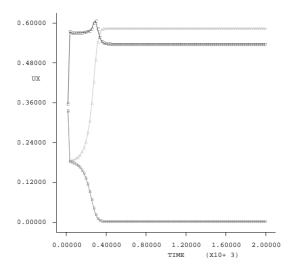


Abbildung 6.21: $u-t^*$ -Diagramm von 3 Knoten ($\theta=10^\circ, \Delta\theta=0.1^\circ, l_d^*=10, k-\varepsilon$ -Modell)

Zuletzt soll noch ein Vergleich der Iterationsschritte zwischen instationärer und stationärer Rechnung durchgeführt werden. Natürlich macht es hier nur Sinn, die Anzahl der Iterationen eines Zeitschrittes zu betrachten (siehe Abb. 6.22).

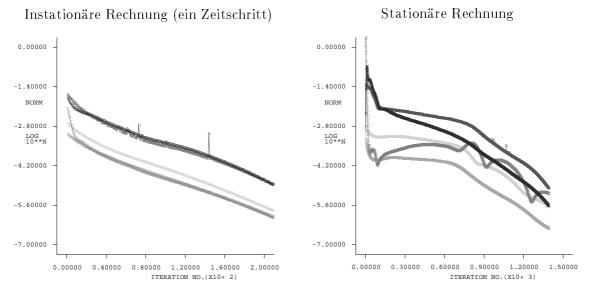


Abbildung 6.22: Konvergenzplotvergleich zwischen instationärer und stationärer Rechnung $(k - \varepsilon\text{-Modell})$

Es zeigt sich, daß pro Zeitschritt bei der instationären Rechnung weitaus weniger Iterationsschritte benötigt werden als bei der stationären Rechnung, d. h., die Abschätzung der Rechenzeit für die instationäre Rechnung wäre falsch, wenn man die Rechenzeit der stationären Rechnung mal der Anzahl der Zeitschritte nehmen würde. Eine Übersicht darüber ist in Tab. 6.5 gegeben.

	stationär	instationär
Anzahl der Zeitschritte	=	155
Dauer der Berechnung	1458 s	$95240 \; s$
mittlere Dauer pro Zeitschritt	1458 s	614 s
mittlere Anzahl der Iterationen pro Zeitschritt	1390	200

Tabelle 6.5: Zeitlicher Vergleich der instationären und stationären Rechnung $(k - \varepsilon$ -Modell)

Obwohl bei der instationären Rechnung nur rund 14% der Iterationen der stationären Rechnung benötigt werden, ist die Rechenzeit (pro Zeitschritt) nur halb so groß.

Betrachtet man nun wieder die C_p -Werte, so hat die instationäre Rechnung eine kleine Verbesserung herbeigeführt, obwohl das Strömungsverhalten nicht richtig vorhergesagt wurde. Denn aufgrund der Unsymmetrie kommt es zur Einschnürung des Hauptstromes, was eine Herabsetzung des C_p -Wertes bedeutet und somit eine Annäherung an den gemessenen Wert. Der Vergleich in Tab. 6.6 ist jedoch mit Vorsicht zu betrachten, da über die Berechnung des gemessenen C_p -Wertes keine Aussage in Reneau et al. [9] gemacht wird. Es wird vermutet, daß eine Mittelung sowohl über den Querschnitt als auch über die Zeit erfolgt ist. Bei der instationären Rechnung wurde jedoch der C_p -Wert von dem stationären Zustand am Ende der Berechnung (unsymmetrischer Strömungszustand in Abb. 6.18) herangezogen.

=	gemessen	stationär	instationär
C_p -Werte [%]	54	71.7	68.4

Tabelle 6.6: C_p -Vergleich zwischen stationärer und instationärer Rechnung bei $\theta=10^\circ$, $l_d^*=10~(k-\varepsilon\text{-Modell})$

6.3.3.6 Bereich der unsymmetrischen Strömung

Bei einem N/W_1 -Verhältnis von 6 findet bei einem Winkel θ von 19° der Übergang von symmetrischer, instationärer auf unsymmetrische, stationäre Strömung statt (vgl. Abschnitt 2.3.2). Deshalb wurden für die erste Berechnung in diesem Bereich (stationär) die in Tab. 6.7 verwendeten Einstellungen verwendet.

θ	l_d^*	Konvergenzschranke
25°	30	10^{-5}

Tabelle 6.7: Parametereinstellung für Bereich "unsymmetrische Strömung" $(k - \varepsilon$ -Modell)

Die Berechnungsergebnisse zeigten keine Unsymmetrie und auch eine Herabsetzung der Konvergenzschranken auf 10^{-7} , sowie auf 10^{-10} , brachten ebenfalls dieselben Ergebnisse, wie sie in Abb. 6.23 zu sehen sind. Auch eine Berechnung mit $l_d^* = 0$ brachte nicht den gewünschten Erfolg.

Obwohl das Strömungsbild nicht stimmte, kam es zu einer guten Übereinstimmung im C_p -Wert, welcher 39.5% betrug (gemessen 33%). Nun wurde ein Versuch gestartet, wie er schon in Abschnitt 6.3.3.5 durchgeführt wurde, indem eine leichte Unsymmetrie der Geometrie des Diffusors vorgegeben wird. Um jedoch zu sehen, ob diese Maßnahme einen Erfolg bringt, wurde vorerst ein recht großer Winkelunterschied von 1° verwendet. Dabei wurde $\theta_o = 25^{\circ}$ und $\theta_u = 26^{\circ}$ als Einstellung gewählt. Wie sich zeigte, stellte sich schon bei einer Konvergenzschranke von 10^{-5} eine unsymmetrische Strömung ein. Weitere Berechnungen mit

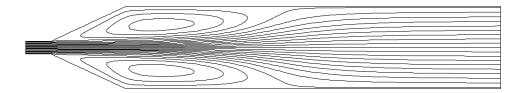


Abbildung 6.23: Stromlinienverlauf bei $\theta = 25^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \varepsilon\text{-Modell})$

 $\Delta\theta$ von 0.1° und 0.01° ergaben ebenfalls dieselben Ergebnisse (Abb. 6.24), sodaß gefolgert werden kann, daß die kleinste Unsymmetrie der Geometrie des Diffusors (wie es auch im Versuchsmodell gegeben ist) die realitätsnahe Lösung herbeiführt. Allerdings ergab sich trotz richtigen Strömungsbildes ein C_p -Wert von 47.8%, was nicht dem Meßwert entspricht. Ein interessantes Phänomen wurde beim Konvergenzplot festgestellt (Abb. 6.25), da die Residuen der physikalischen Größen vorerst sehr stark sanken, dann allerdings wieder etwas anstiegen und schließlich erst nach geraumer Zeit wieder abfielen und die 10⁻⁵-Marke durchstießen und somit die Berechnung abbrachen. Dieser "Buckel" im Konvergenzplot erhöhte die Berechnungszeit erheblich (vgl. Tab. 6.8).

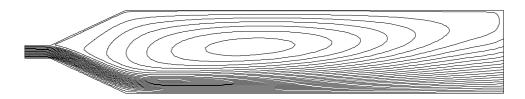


Abbildung 6.24: Stromlinienverlauf bei $\theta = 25^{\circ}$, $\Delta \theta = 0.01^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \varepsilon\text{-Modell})$

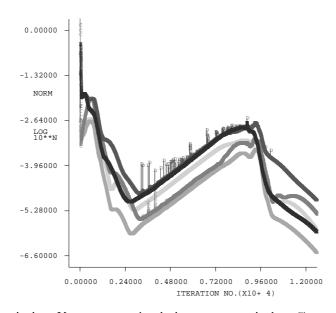


Abbildung 6.25: Typischer Konvergenzplot bei unsymmetrischer Geometrie $(k - \varepsilon$ -Modell)

Nun soll aufgezeigt werden, welche Strömungszustände bei den markantesten Punkten im Konvergenzplot gegeben sind, und ob die Vermutung, daß erst nach dem "Buckel" unsymmetrische Strömung vorliegt, bestätigt wird. Ein schematischer Konvergenzplot mit den dazugehörigen Stromlinienbildern ist in Abb. 6.26 dargestellt.

$\Delta \theta$	0° (symmetrisch)	1°	0.1°	0.01°
Iterationen	3403	7808	10165	12618
Berechnungszeit	$5056 \mathrm{\ s}$	$11648 \; s$	$15900 \; { m s}$	$19851 { m \ s}$

Tabelle 6.8: Vergleich der Berechnungsdauer bei unterschiedlicher Unsymmetrie

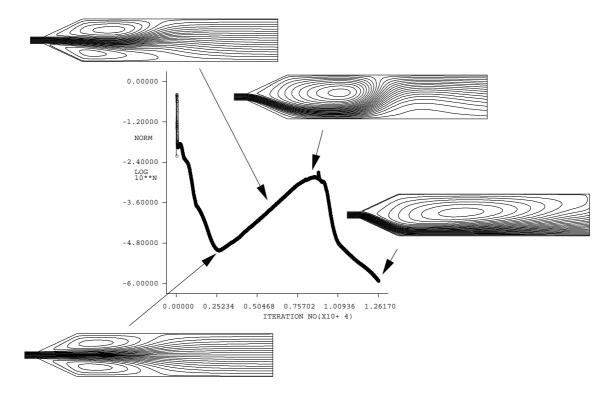


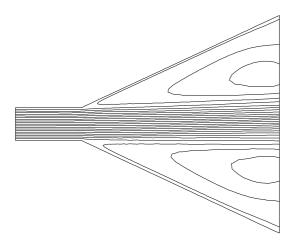
Abbildung 6.26: Strömungszustände in Abhängigkeit der Iterationsschritte bei unsymmetrischer Geometrie $(k - \varepsilon\text{-Modell})$

Wie zu sehen ist, war eine symmetrische Strömung bis zum Ansteigen der Residuen existent, während des Anstiegs begann die Strömung leicht unsymmetrisch zu werden. Im lokalen Maximum war die Unsymmetrie schon sehr ausgeprägt, nach anschließendem Absinken der Residuen gab es keine großen Veränderungen mehr. Es sei hier nun darauf hingewiesen, daß die Lösung in diesem Fall von der Größe der Konvergenzschranke abhängig ist. Hätte man mit einer Konvergenzschranke von 10^{-3} gerechnet, so hätte man die symmetrische Lösung erhalten (trotz unsymmetrischer Geometrie).

In diesem Fall ist auch die Wichtigkeit des Nachlaufrohres ersichtlich. Bei Berechnungen mit $l_d^*=0$ hat sich gezeigt, daß bei kleinen Unsymmetrien des Diffusors, keine unsymmetrische Strömung "errechnet" wird (bzw. nur ganz schwache Unsymmetrie, siehe Abb. 6.27). Erst bei einem Winkelunterschied von $\Delta\theta=1^\circ$ ist eine ausgeprägte Unsymmetrie vorhanden (Abb. 6.28). Aber die Lösung ist noch nicht auskonvergiert, da die Residuen noch schwanken (vgl. Abb. 6.30). Der C_p -Wert ist bei der letzten genannten Berechnung allerdings sehr nahe am Meßwert, er beträgt 31.9%.

Wenn man einen Winkelunterschied $\Delta\theta$ von etwa 0.1° realitätsnah und somit für zulässig hält, dann muß auch überprüft werden, ob diese Zusatzannahme eine Veränderung in den Rechenergebnissen der bisher durchgeführten Berechnungen (andere Strömungsbereiche) bewirkt (alle Berechnungen wurden mit $l_d^*=30$ und Konvergenzschranke 10^{-5} durchgeführt). Bei einer Simulation mit $\theta=4^{\circ}(4.1^{\circ})$ - Bereich ohne nennenswerter Ablösung - wurde keine Beeinflussung durch die veränderte Geometrie beobachtet. Die Winkeleinstellung von 10°

 (10.1°) - instationärer Bereich - ergab eine unsymmetrische Strömung. Ob diese Lösung richtig oder falsch ist, ist schwer zu sagen, da es sich in diesem Bereich um ein instationäres Problem handelt, der errechnete C_v -Wert von 79.1% war allerdings zu hoch.



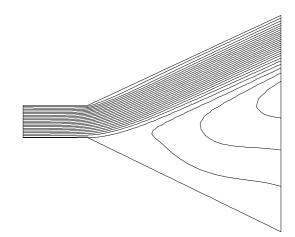


Abbildung 6.27: Stromlinienverlauf bei $\theta = 25^{\circ}$, $\Delta \theta = 0.1^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \varepsilon$ -Modell)

Abbildung 6.28: Stromlinienverlauf bei $\theta=25^{\circ},\,\Delta\theta=1^{\circ},\,l_d^*=0\,\left(k-\varepsilon\text{-Modell}\right)$

Nochmalige Berechnungen im unsymmetrischen Bereich, allerdings nun mit einem Winkel von 30° (30.1°), brachten wieder realitätsnahe Ergebnisse. Die Hysteresezone wurde hier nicht behandelt, da eine Überprüfung in diesem Bereich nicht sinnvoll wäre, weil in dieser Zone sowohl Unsymmetrie als auch Freistrahl beobachtet wurde (vgl. Abschnitt 2.3.2). Im Freistrahlbereich mit Winkel von 40° (40.1°) und 45° (45.1°) konvergierte die Lösung aufgrund des Aufschwingens der Residuen nicht (obwohl die Konvergenzschranke bei symmetrischer Geometrie (siehe Abschnitt 6.3.3.8) sehr schnell erreicht wird). Sogar eine Verkleinerung von $\Delta\theta$ auf 0.01 ergab keine Veränderung, sodaß geschlossen werden kann, daß die Berechnung in diesem Strömungsbereich mit unsymmetrischen Geometrien sehr "empfindlich" reagiert, und daß dadurch eine zuverlässige Aussage in diesem Bereich nicht möglich ist.

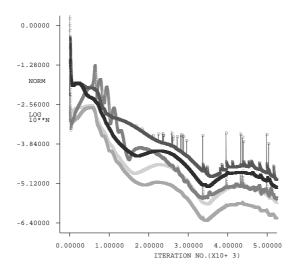


Abbildung 6.29: Konvergenzplot bei $\theta = 25^{\circ}$, $\Delta\theta = 0.1^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \varepsilon$ -Modell)

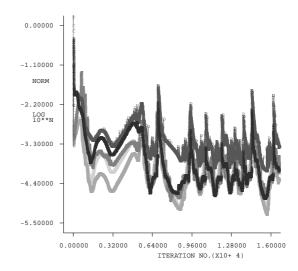


Abbildung 6.30: Konvergenzplot bei $\theta = 25^{\circ}$, $\Delta \theta = 1^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \varepsilon$ -Modell)

6.3.3.7 Die Hysteresezone

Für $30^{\circ} \leq \theta \leq 38^{\circ}$ und $N/W_1 = 6$ wird sowohl eine unsymmetrische Strömung als auch ein Freistrahl beobachtet. Berechnungen mit $\theta = 35^{\circ}$ und $l_d^* = 30$ ergaben einen Freistrahl in der Auswertung. Über die Richtigkeit kann keine Aussage getroffen werden, die Berechnung wurde allerdings vollständigkeitshalber durchgeführt. Ein C_p -Wert von 25.3% wurde errechnet. Hier sei noch einmal darauf hingewiesen, wie wichtig das Rohrstück am Ende des Diffusors ist, da eine Simulation mit $l_d^* = 0$ (kein Nachlaufrohr) einen C_p -Wert von 8.3% ergab, was weit unter dem gemessenen Wert liegt.

6.3.3.8 Der Freistrahl

Nach der Hysteresezone folgt der Freistrahlbereich, welcher mit einem Winkel θ von 45° nachgerechnet wurde. Der Freistrahl konnte bestätigt werden (Abb. 6.31) und der C_p -Wert beträgt 16.9%. Die gemessenen C_p -Werte für diesen Strömungsbereich sind nur für eine Versperrung B=0.007 von $Reneau\ et\ al.$ [9] angegeben. Da jedoch der C_p -Wert beim Freistrahl kaum von der Versperrung B abhängig ist, wird auch bei der hier verwendeten Versperrung B=0.015 ein C_p -Wert von 27% für $\theta>38°$ als Vergleichswert für die CFD-Berechnung herangezogen.

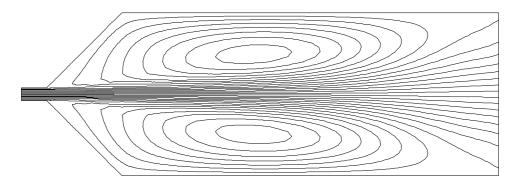


Abbildung 6.31: Stromlinienverlauf bei $\theta = 45^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \varepsilon \text{-Modell})$

6.3.3.9 Berechnungen mit der modifizierten Geschwindigkeitsfunktion am Eintritt

Hier wurde statt des 1/7-Potenzgesetzes eine modifizierte Geschwindigkeitsfunktion am Eintritt ausprobiert. Das Aussehen und die Herleitung dieser Funktion wird erst in Abschnitt 6.4.3.8 ausführlich besprochen, da dort die Gründe der Einführung dieser neuen Funktion ihre Wurzeln haben. Da die Grenzschicht (bzw. die Strömung in Wandnähe) im $k-\varepsilon$ -Modell vom Finiten-Elemente Programm errechnet wird (siehe Abschnitt 6.3.1), wurde hier auch keine große Abweichung zu den vorigen Berechnungen erwartet. Die Simulationen wurden aber vollständigkeitshalber durchgeführt.

Die Vermutung wurde bei der Durchrechnung aller Strömungsbereiche bestätigt. Sowohl im Strömungsbild als auch bei der C_p -Auswertung waren keine großen Unterschiede bemerkbar. Es sei noch einmal angedeutet, daß diese Geschwindigkeitsfunktion erst beim $k-\omega$ -Modell eine größere Rolle spielen wird und daher erst dort ausführlicher behandelt wird.

6.3.4 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse mittels $k - \varepsilon$ -Modell

Man kann nun aus den oben durchgeführten Berechnungen ersehen, daß das $k-\varepsilon$ -Modell nicht in der Lage war, den maximalen Druckrückgewinn vorherzusagen, da der Ablösepunkt viel

zu spät (erst bei größeren Winkeln) festgestellt wurde. Bei sehr kleinen Winkeln - ablösefreier Bereich - und bei sehr großen Winkeln - Freistrahlbereich - konnten gute Ergebnisse erzielt werden. Im Bereich der unsymmetrischen Strömung konnte nur mit einem Trick (unsymmetrischer Diffusor) das richtige Strömungsbild erzeugt werden. Die Genauigkeit des C_p -Wertes konnte jedoch nur geringfügig verbessert werden. Obwohl bei kleinen Winkeln die Richtigkeit der Lösung kaum von der Länge l_d des Nachlaufrohres abhängig war, so war bei größeren Diffusorwinkeln ein langes Nachlaufrohr eine Notwendigkeit, um brauchbare Berechnungsergebnisse zu erhalten, sodaß die Regel "lange Nachlaufrohre in allen Bereichen zu verwenden" als sinnvoll erscheint. In Abb. 6.32 sind die Ergebnisse (nur C_p -Auswertung) für $\theta \leq 25^{\circ}$ mit dem $k - \varepsilon$ -Modell dargestellt. In Tab. 6.9 sind sämtliche gerechneten C_p -Werte (mit den dazugehörigen gemessenen Werten) aufgelistet.

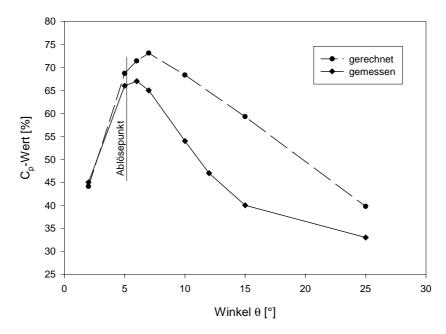


Abbildung 6.32: Die Simulationsergebnisse mittels $k - \varepsilon$ -Modell

θ [°]	C_p -Wert [%]	C_p -Wert [%]	relativer	Strömung	Strömung	Ber
	berechnet	gemessen	Fehler $[\%]$	berechnet	${ m beobachtet}$	art
2	44.1	45.0	-2	keine Abl.	keine Abl.	stat.
5	68.7	66.0	4.1	keine Abl.	keine Abl.	stat.
6	71.4	67.0	9.8	keine Abl.	Ablösebeginn	stat.
7	73.1	65.0	9.1	keine Abl.	Ablösung	stat.
10	68.4	54.0	26.7	Ablösung	Ablösung	instat.
15	59.3	40.0	48.3	Ablösung	Ablösung	stat.
25	39.8	33.0	20.6	Unsym.	Unsym.	stat.
35	25.3	33.0	-23.3	Freistrahl	Unsym./Freistrahl	stat.
45	16.9	27.0	-37.4	Freistrahl	Freistrahl	stat.

Tabelle 6.9: Die Simulationsergebnisse mittels $k - \varepsilon$ -Modell

Da diese Ergebnisse nur teilweise brauchbar sind, wurde nun im nächsten Abschnitt ein alternatives Turbulenzmodell zur Berechnung der turbulenten Strömung im ebenen Diffusor herangezogen.

6.4 Berechnungen mittels $k - \omega$ -Modell

In diesem Abschnitt werden Berechnungen mit dem $k-\omega$ -Modell durchgeführt und die Rechenergebnisse präsentiert. Davor wird noch eine Beschreibung des Modells angegeben.

6.4.1 Beschreibung des $k - \omega$ -Modells

So wie beim $k-\varepsilon$ -Modell (Abschnitt 6.3.1) stellt sich auch hier die Frage nach der Modellierung von μ_t . Obwohl das $k-\omega$ -Modell von Wilcox [10] in enger Beziehung zum $k-\varepsilon$ -Modell steht, wird dieses als Low-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell bezeichnet. Dieses Turbulenzmodell ist in der Lage, die Strömungsgrößen bis zur Wand aufzulösen, wodurch keine Wandfunktion benötigt wird. Die vorher angesprochene "enge" Beziehung zwischen den beiden Modellen ist durch

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \tag{6.32}$$

gegeben, wobei ω die turbulente Frequenz darstellt. Dadurch ergibt sich ein Ansatz für die Wirbelviskosität zu

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k}{\omega},\tag{6.33}$$

wie aus Glg. (6.32) und (6.16) hergeleitet werden kann. Setzt man nun anstatt ε die aus Glg. (6.32) definierte Größe $k\omega$ in Glg. (6.19) und (6.20) ein und verwendet die von Wilcox ermittelten Modellkonstanten, so ergeben sich die zwei neuen dimensionslosen Transportgleichungen nach FLUENT [1]

$$\frac{\partial k^*}{\partial t^*} + \overline{u}^* \frac{\partial k^*}{\partial x^*} + \overline{v}^* \frac{\partial k^*}{\partial y^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left[\left(\frac{1}{\sigma_k Re} + \frac{1}{\sigma_k Re_t} \right) \left(\frac{\partial k^*}{\partial x^*} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y^*} \left[\left(\frac{1}{\sigma_k Re} + \frac{1}{\sigma_k Re_t} \right) \left(\frac{\partial k^*}{\partial y^*} \right) \right] + P^* - \omega^* k^*,$$
(6.34)

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} + \overline{u}^* \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} + \overline{v}^* \frac{\partial \omega^*}{\partial y^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left[\left(\frac{1}{\sigma_{\omega} Re} + \frac{1}{\sigma_{\omega} Re_t} \right) \left(\frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} \right) \right] + C_1 \frac{\omega^*}{k^*} P^* - C_2 \omega^{*2}.$$
(6.35)

Es muß noch erwähnt werden, daß nach dem Einsetzen von $k\omega$ auf beiden Seiten der Gleichung durch k dividiert werden muß, um die Glg. (6.34) und (6.35) zu erhalten. Die dimensionslose turbulente Frequenz ist durch

$$\omega^* = \frac{\omega W_1}{u_1} \tag{6.36}$$

definiert. Die turbulente Reynoldszahl kann nun auch mit

$$Re_t = \frac{\omega^*}{k^* C_u} \tag{6.37}$$

angeschrieben werden. Die dimensionslose turbulente Produktionsrate P^* ist bereits im vorigen Abschnitt in Glg. (6.21) dargestellt worden. Die Werte der in den Glg. (6.34), (6.35) und (6.37) verwendeten Modellkonstanten, sind in Tab. 6.10 angegeben.

C_{μ}	C_1	C_2	σ_k	σ_{ω}
0.09	0.55	0.8333	2.0	2.0

Tabelle 6.10: Standardwerte der Modellkonstanten $(k - \omega$ -Modell) nach FLUENT [1]

6.4.2 y⁺-Grenzen der wandnahen Knoten

Da es sich beim $k - \omega$ -Modell um ein Low-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell handelt und somit die Strömungsgrößen auch in der laminaren Grenzschicht berechnet werden können, ist dafür zu sorgen, daß sich die wandnahen Knoten in dieser Schicht befinden. Deshalb ergibt sich das y^+ -Kriterium für den wandnahen Knoten laut FLUENT [1] zu

$$y^+ \le 1.$$
 (6.38)

Diese Beschränkung deutet schon darauf hin, daß beim $k - \omega$ -Modell ein viel feineres Netz in Wandnähe benötigt wird, als es beim $k - \varepsilon$ -Modell der Fall ist.

6.4.3 Ablauf der Simulation

Beim $k-\omega$ -Modell wurde derselbe Ablauf wie beim $k-\varepsilon$ -Modell eingehalten. Deshalb werden in diesem Abschnitt hauptsächlich die Rechenergebnisse dargestellt und Vergleiche zum $k-\varepsilon$ -Modell angestellt. Sämtliche allgemeinen Erklärungen sind bereits in Abschnitt 6.3.3 erörtert worden und sind deshalb dort nachzulesen.

6.4.3.1 Berechnung von ω_1^*

In Abschnitt 6.3.3.1 wurde bereits die dimensionslose kinetische Energie k_1^* und die dimensionslose turbulente Dissipationsrate ω_1^* am Eintritt berechnet. Nach Glg. (6.32) kann somit die dimensionslose turbulente Frequenz am Eintritt

$$\omega_1^* = \frac{\varepsilon_1^*}{k_1^*} = \frac{3.633 \cdot 10^{-5}}{2.535 \cdot 10^{-4}} = 1.433 \cdot 10^{-1} \tag{6.39}$$

bestimmt werden.

6.4.3.2 Netzgenerierung

Hier traten dieselben Probleme wie beim $k-\varepsilon$ -Modell auf. Die y^+ -Auswertung gestaltete sich jedoch schwieriger, da bei FIDAP 8.52 eine y^+ -Berechnung beim $k-\omega$ -Modell nicht möglich ist. Es mußte der Umweg über die Wandschubspannung τ_w , welche ausgegeben werden kann, gegangen werden. Der y^+ -Wert für jeden einzelnen wandnahen Knoten kann zu

$$y^{+} = \frac{u_{\tau}y}{y} \tag{6.40}$$

berechnet werden, wobei die Schubspannungsgeschwindigkeit durch

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \tag{6.41}$$

definiert ist. D.h., es mußte auch stets der knotenspezifische Wandabstand y ausgewertet werden, da dieser sich entlang des Diffusors ändert. Aufgrund der inkompressiblen Rechnung ergab sich die dimensionslose Dichte $\rho^* = 1$ und die dimensionslose kinematische Zähigkeit $\nu^* = 2 \cdot 10^{-5}$ (siehe Kapitel 6).

Wegen der Bedingung $y^+ \leq 1$, mußte somit der Wandabstand y wesentlich kleiner als beim $k-\varepsilon$ -Modell sein. Da die Wandabstände vom $k-\varepsilon$ -Modell schon bekannt waren und dort y^+ im Mittel bei 40 lag, war eine erste Näherung für $y_{k-\omega}$ durch

$$y_{k-\omega} = \frac{y_{k-\varepsilon}}{40} \tag{6.42}$$

gegeben. Diese Vorgehensweise brachte gute Ergebnisse, sodaß eine Netzgenerierung mit akzeptablen y^+ -Werten in recht kurzer Zeit vonstatten ging. Das in Wandnähe wesentlich feinere Finite-Elemente Netz ist in Abb. 6.33 zu sehen. Die Knotenzahl des Diffusors (ohne Vorlaufund Nachlaufrohr) betrug 6400 (mehr als 2.5 mal soviel wie beim $k - \varepsilon$ -Modell).

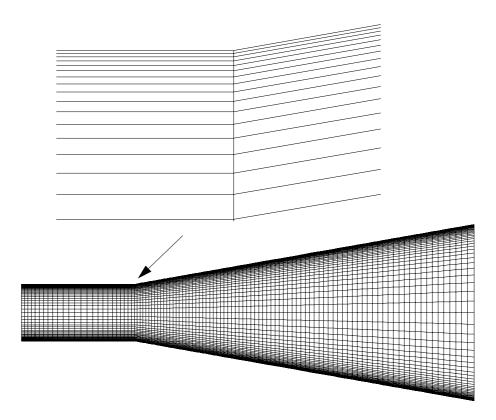


Abbildung 6.33: Finite-Elemente Netz des Diffusors mit $\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \omega$ -Modell)

6.4.3.3 Bereich ohne nennenswerter Ablösung

Es erfolgten Berechnungen an Diffusoren mit halben Öffnungswinkeln von $\theta=2^{\circ}$ bis $\theta=7^{\circ}$. Dabei wurden auch Öffnungswinkeln verwendet, bei denen in der Messung bereits Ablösung festgestellt wurde (Ablösebeginn bei $\theta>5.25^{\circ}$), um den errechneten Ablösebeginn angeben zu können.

Es zeigte sich, daß sowohl mit dem $k-\omega$ -Modell als auch mit dem $k-\varepsilon$ -Modell sehr gute Resultate in diesem Bereich erzielt werden können, nur daß beim $k-\omega$ -Modell mit steigendem l_d eine immer bessere Annäherung an die gemessenen Werte von Reneau et al. [9] gegeben war. Das Druckrückgewinnmaximum wurde mit langem Nachlaufrohr ($l_d^*=30$) sehr präzise vorausgesagt, was beim $k-\varepsilon$ -Modell nicht der Fall war. Aber es gab nicht nur eine Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung beim C_p -Wert, sondern auch die richtigen Strömungsbilder wurden berechnet und der Ablösewinkel von 5.25° wurde sehr exakt vorhergesagt. Es sei hier noch einmal erwähnt, daß das C_p -Maximum nicht mit dem Ablösepunkt zusammenfällt, sondern daß der maximale Druckrückgewinn erst im Bereich mit Ablösung auftritt ($\theta=6$ °). In Abb. 6.34 sind die C_p -Werte von Diffusoren mit unterschiedlicher Nachlauflänge l_d^* eingezeichnet, wobei hier das Konvergieren der Berechnung zu der Messung mit steigendem l_d^* gut zu sehen ist.

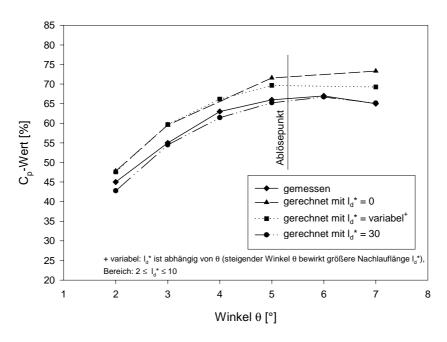


Abbildung 6.34: C_p -Vergleich für den Bereich ohne nennenswerter Ablösung $(k-\omega$ -Modell)

In den Abbildungen 6.35 und 6.36 ist der Übergang vom Bereich ohne Ablösung ($\theta = 5^{\circ}$), zum Bereich mit Ablösung ($\theta = 6^{\circ}$) ersichtlich.

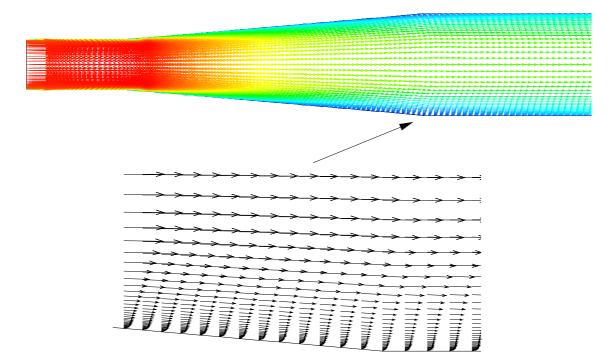


Abbildung 6.35: Vektorplot bei $\theta=5^\circ,\, l_d^*=30$ (keine Ablösung beobachtet, $k-\omega$ -Modell)

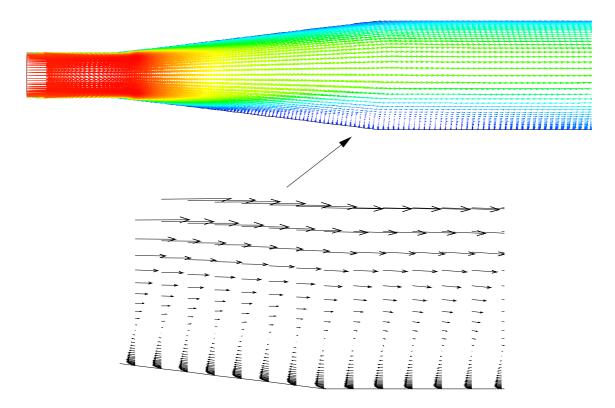


Abbildung 6.36: Vektorplot bei $\theta = 6^{\circ}$, $l_d^* = 30$ (Ablösung beobachtet, $k - \omega$ -Modell)

Es sei noch erwähnt, daß sogar bei Berechnungen mit kleinem Winkel ($\theta \geq 2^{\circ}$) eine leicht unsymmetrische Strömung (allerdings ohne Ablösung) berechnet wurde. Diese Unsymmetrie war im Stromlinien- und Vektorplot allerdings nicht zu erkennen, nur eine Geschwindigkeitsoder Druckdarstellung über den Diffusorquerschnitt machte auf diese Unsymmetrie - trotz symmetrischen Diffusors - aufmerksam. Dies führte auch zu einem erhöhten Aufwand in der y^+ -Auswertung, da sowohl die obere als auch die untere Wand untersucht werden mußte. Weiters wurden beim $k-\omega$ -Modell große Druckspitzen am Vorlaufrohreintritt (dort, wo das 1/7- Potenzgesetz als Eintrittsrandbedingung "aufgeprägt" wird) festgestellt, was beim $k-\varepsilon$ -Modell nicht der Fall war (siehe Abb. 6.37).

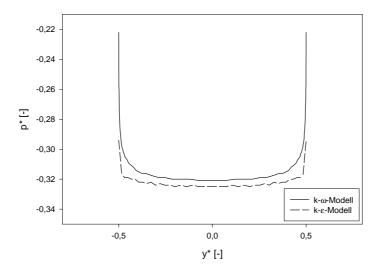


Abbildung 6.37: Verlauf des dimensions
losen Druckes p^* am Vorlaufrohreintritt bei $\theta=5^\circ$,
 $l_d^*=30~(k-\omega\text{-Modell}$ und $k-\varepsilon\text{-Modell})$

Der Grund für dieses Phänomen wird im 1/7-Potenzgesetz vermutet. Die nachfolgende Herleitung soll den Verdacht bestätigen. Betrachtet man die Bewegungsgleichung in x-Richtung, so ergibt sich für die laminare Strömung folgende Gleichung:

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)$$
(6.43)

Für die Wand (y = 0) gilt speziell

$$u = 0$$
 $v = 0$ $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$ $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0$, (6.44)

sodaß folgende Gleichung entsteht:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \tag{6.45}$$

Mit

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \tag{6.46}$$

ergibt sich

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \tau_w}{\partial y}. (6.47)$$

Für das 1/7-Potenzgesetz gilt speziell:

$$\frac{u}{u_{\infty}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}} \tag{6.48}$$

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} = \mu u_\infty \frac{1}{7} \frac{y^{\frac{-6}{7}}}{\delta^{\frac{1}{7}}} \tag{6.49}$$

Aus Glg. (6.49) ist nun ersichtlich, daß die Wandschubspannung τ_w unendlich groß wird, wenn man sich der Wand nähert $(y \to 0)$, sodaß in Wandnähe und beim 1/7-Potenzgesetz als Geschwindigkeitsprofil aufgrund des großen Spannungsgradienten $\frac{\partial \tau_w}{\partial y}$ auch ein großer Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial x}$ zu erwarten ist. Nun kann auch erklärt werden, warum beim $k-\omega$ -Modell dermaßen große Druckspitzen beobachtet wurden, da dort der Abstand zwischen Wandknoten und wandnächsten Knoten viel kleiner als beim $k-\varepsilon$ -Modell ist. Da nun das 1/7-Potenzgesetz für den ganzen Grenzschichtverlauf verwendet wurde, obwohl es nur den Defektbereich und den logarithmischen Bereich sehr gut beschreibt (siehe dazu auch Abb. 4.2), kommt nun dieser Fehler bei einem feineren Finiten-Elemente Netz stärker zum Tragen als bei einem groben Netz, wie oben gezeigt.

Auch wenn die Druckspitzen die Lösung nicht negativ beeinflußten, wurde in Abschnitt 6.4.3.8 der Versuch unternommen, eine modifizierte Geschwindigkeitsfunktion zu kreieren, welche die markanten Druckspitzen am Eintritt nicht aufweist und somit die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung besser beschreibt.

6.4.3.4 Bereich der instationären Strömung

Wie schon in Abb. 6.34 zu sehen ist (bei $\theta \geq 5.25^{\circ}$), liefert die stationäre Rechnung bereits ein sehr gutes Ergebnis. Die Unsymmetrie ist bei $\theta = 10^{\circ}$ voll ausgebildet, wie man Abb. 6.38 entnehmen kann. Dieses Strömungsbild ähnelt dem der instationären Berechnung beim $k - \varepsilon$ -Modell (Abschnitt 6.3.3.5), nur daß hier weitaus bessere Ergebnisse bei der C_p -Auswertung erzielt wurden.

Nun wäre der zeitliche Verlauf der Strömung von Interesse, da die stationäre Rechnung recht gute Werte brachte. Deshalb wurde eine instationäre Rechnung durchgeführt. Es wurden Berechnungen für $l_d^* = 10$ und $l_d^* = 0$ gestartet (die restlichen Parameter siehe Tab. 6.11).

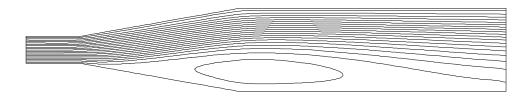


Abbildung 6.38: Stromlinienverlauf bei $\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 10$ $(k - \omega$ -Modell)

θ	Konvergenzschranke	Δt^*_{Start}	Δt^*_{max}	t_{max}^*	Geometrie
10°	10^{-5}	0.1	1	2000	symmetrisch

Tabelle 6.11: Parameter für die instationäre Berechnung $(k - \omega$ -Modell)

Doch keine der beiden Berechnungen brachte eine Lösung, da laut FIDAP-Fehlermeldung der Zeitschritt Δt^* stets zu groß war. Das Programm verringerte zwar den Zeitschritt automatisch, aber auch diese Maßnahme reichte nicht aus, sodaß auch bei $\Delta t^* = 6 \cdot 10^{-4}$ keine instationäre Berechnung möglich war. Die Gründe für dieses Verhalten sind nicht bekannt.

6.4.3.5 Bereich der unsymmetrischen Strömung

Auch hier wurde wie in Abschnitt 6.3.3.6 ein repräsentativer Winkel $\theta=25^{\circ}$ für die Berechnung herangezogen. Trotz symmetrischen Diffusors wurde eine unsymmetrische Strömung berechnet, sodaß eine Veränderung der Geometrie (wie beim $k-\varepsilon$ -Modell) nicht notwendig war. Das Strömungsbild ist in Abb. 6.39 zu sehen, ein C_p -Wert von 27.2% ergab eine gute Übereinstimmung mit der Messung (33%).

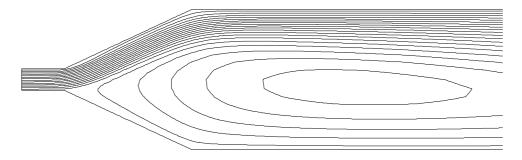


Abbildung 6.39: Stromlinienverlauf bei $\theta=25^{\circ},\,l_d^*=30\ (k-\omega\text{-Modell})$

Die Konvergenzschranke von 10^{-5} wurde jedoch auch nach 12000 Iterationen aufgrund des Schwingens der Residuen von k nicht erreicht (siehe dazu Abb. 6.40). Da jedoch eine brauch-

bare Lösung vorhanden war, wurden keine Versuche unternommen, um tiefere Konvergenzschranken zu erzielen.

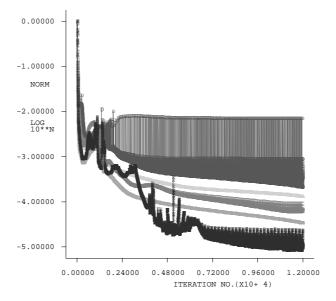


Abbildung 6.40: Konvergenzplot bei $\theta = 25^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \omega$ -Modell)

6.4.3.6 Die Hysteresezone

Die Berechnungen in diesem Bereich ($\theta=35^{\circ}$, $l_d^*=30$) machten weitaus mehr Probleme, als im unsymmetrischen Bereich, obwohl die Relaxationsfaktoren von k und ε auf 0.9 angehoben wurden, um das Aufschwingen der Residuen, wie in Abschnitt 6.4.3.5 beobachtet, zu verhindern. Das errechnete Strömungsbild ist in Abb. 6.41 zu sehen. Die gewählte Konvergenzschranke von 10^{-5} wurde nicht erreicht, wie dem Konvergenzplot in Abb. 6.42 zu entnehmen ist.

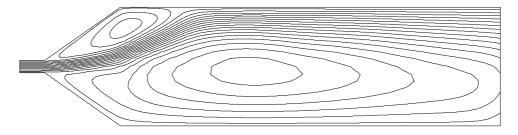


Abbildung 6.41: Stromlinienverlauf bei $\theta=35^{\circ},\, l_d^*=30~(k-\omega\text{-Modell})$

Die Lösung erscheint als eine "Mischung" aus Freistrahl und unsymmetrischer Strömung - ein unsymmetrischer Freistrahl. Um die Abhängigkeit der Lösung des Strömungsbildes mit der Anzahl der Iterationen aufzuzeigen, wurden noch drei weitere Berechnungen mit 100, 500 und 2700 Iterationsschritten durchgeführt. Eine Komplettübersicht der vier Berechnungen ist in Abb. 6.43 gegeben. Die Vermutung bestätigte sich jedoch nicht, da weder ein reiner Freistrahl noch eine ausgeprägte unsymmetrische Strömung beobachtet wurde. Die unterschiedlichen C_p -Werte, die aufgrund der unterschiedlichen Schranken errechnet wurden, sind in Tab. 6.12 zu sehen. Der extrem hohe C_p -Wert bei einer Konvergenzschranke von 10^{-2} (100 Iterationen) ist nicht realistisch. Die Schranke ist zu hoch gewählt, da bei der dazugehörigen Lösung keine Ablösung berechnet wird.

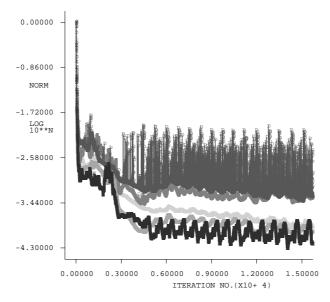


Abbildung 6.42: Konvergenzplot bei $\theta=35^{\circ},\,l_{d}^{*}=30~(k-\omega\text{-Modell})$

Iterationen	16750	2700	500	100
C_p -Wert [%]	7.6	13.53	46.11	90.32

Tabelle 6.12: C_p -Werte bei unterschiedlicher Anzahl von Rechenschritten bei $\theta=35^\circ,\, l_d^*=30$ $(k-\omega\text{-Modell})$

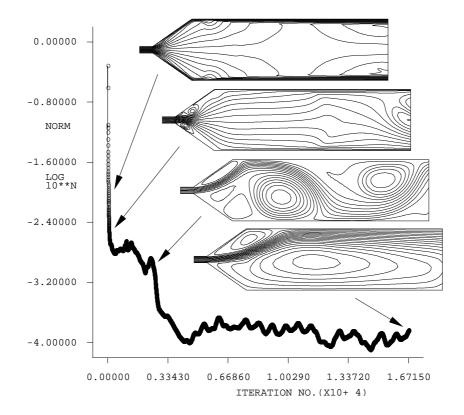


Abbildung 6.43: Strömungsbilder bei unterschiedlichen Anzahl von Rechenschritten ($k-\omega$ -Modell)

6.4.3.7 Der Freistrahl

Hier wurde ein repräsentativer halber Diffusoröffnungswinkel $\theta = 45^{\circ}$ gewählt. Dabei wurden jedoch keine markanten Unterschiede zu den in Abschnitt 6.4.3.6 (Hysteresezone) erhaltenen Lösungen festgestellt. Deshalb werden die Ergebnisse nicht noch einmal in diesem Abschnitt diskutiert. Zum "unsymmetrischen Freistrahl" (Lösung der Berechnung) sei noch zu sagen, daß erst im Nachlaufrohr eine ausgeprägte Unsymmetrie auftritt und im Diffusor selbst ein nahezu symmetrischer Freistrahl vorhanden ist (siehe Abb. 6.44).

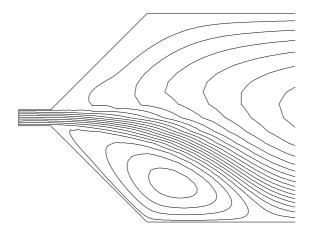


Abbildung 6.44: Stromlinienverlauf bei $\theta = 45^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \omega$ -Modell)

6.4.3.8 Herleitung und Berechnungen mit der modifizierten Geschwindigkeitsfunktion am Eintritt

In diesem Abschnitt wird ein modifiziertes Geschwindigkeitsprofil am Eintritt erstellt, welches nicht die unrealistischen Druckspitzen des 1/7-Potenzgesetzes (wie in Abschnitt 6.4.3.3 gezeigt) aufweist. In Reneau et al. [9] sind zwar gemessene Geschwindigkeitsprofile angegeben (siehe Abb. 6.45), der Verlauf der Grenzschicht in Wandnähe ist allerdings nicht zu erkennen. Dieser wäre jedoch von Interesse, da die erwähnten Druckspitzen in diesem Gebiet auftreten. Die in Abb. 6.45 verwendete Bezeichnung L' ist die Länge der schrägen Diffusorwand inklusive der Bogenlänge der Eintrittskante, U_{ϕ} bezeichnet die Geschwindigkeit der Kernströmung am Eintritt (entspricht $u_{1,\infty}$ in der Nomenklatur der Diplomarbeit).

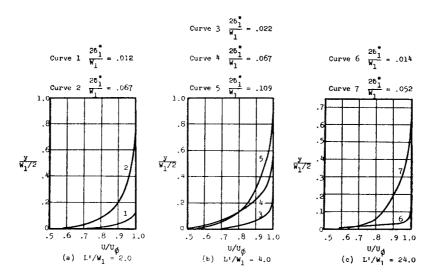


Abbildung 6.45: Gemessene Geschwindigkeitsprofile nach Reneau et al. [9]

Es wurde nun untersucht, ob es mit Hilfe der Grenzschichttheorie und den bekannten Parametern aus Reneau et al. [9] (siehe Tab. 6.13) möglich ist, eine passende (dimensionslose) Geschwindigkeitsfunktion zu entwickeln. Alle nun folgenden Größen sind dimensionslos und werden aufgrund der Übersichtlichkeit nicht mit einem Stern (.)* gekennzeichnet.

Die folgenden Kenngrößen der Grenzschicht wurden bereits in Kapitel 4 erklärt und sind deshalb dort nachzulesen.

$u_{1,\infty}$	Versperrung B	Formfaktor H_1	dimensionslose kinematische Viskosität $ u$
1	0.015	1.4	$2 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.13: Vorgaben für das modifizierte Geschwindigkeitsprofil

In der Grenzschichttheorie ist sowohl in der viskosen Unterschicht im Übergangsbereich (Gesetz von Reichardt), als auch im voll-turbulenten Bereich ein funktionaler Zusammenhang zwischen den dimensionslosen Größen u^+ und y^+ gegeben (siehe Abschnitt 4.6). Über den Defektbereich wird in der Grenzschichttheorie keine Aussage gemacht. Für diesen Bereich wurde das 1/7-Potenzgesetz (Definition siehe in Glg. (6.28)) gewählt, da es den echten Geschwindigkeitsverlauf in diesem Gebiet sehr gut wiedergibt.

Mit Hilfe der Tab. 4.1, Glg. (4.5) und (4.7) kann man jene Größen bestimmen, die notwendig sind, um die Geschwindigkeit u(y) in der Grenzschicht zu errechnen. Diese lauten:

- Schubspannungsgeschwindigkeit u_{τ}
- ullet kinematische Viskosität u
- \bullet Grenzschichtdicke δ
- \bullet Geschwindigkeit der Kernströmung u_{∞}

Vergleicht man diese Auflistung mit den bekannten Größen in Tab. 6.13, so bleiben zwei Unbekannte übrig:

- 1. Schubspannungsgeschwindigkeit u_{τ}
- 2. Grenzschichtdicke δ

Da laut Buchner [11] (bzw. auch in Abb. 4.2 gut ersichtlich) das 1/7-Potenzgesetz auch den logarithmischen Bereich sehr gut beschreibt, wurde das 1/7-Potenzgesetz auch für dieses Gebiet verwendet. Damit war auch der Beginn des 1/7-Potenzgesetzes mit $y^+ = 30$ genau vorgegeben. Somit standen drei Gleichungen zur Beschreibung der Geschwindigkeitsfunktion in der Grenzschicht zu Verfügung.

Um nun die zwei Unbekannten u_{τ} und δ berechnen zu können, waren zwei algebraische Gleichungen notwendig. Für die erste Gleichung wurde die Verdrängungdicke

$$\delta^* = \frac{B \cdot W_1}{2} = \frac{0.015 \cdot 1}{2} = 0.0075 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u(y)}{u_{1,\infty}} \right) dy \tag{6.50}$$

(bzw. später die Impulsverlustdicke δ^{**}) herangezogen.

Da die Geschwindigkeitsfunktion u(y) nun aus drei Teilen besteht, muß auch das Integral bei der Berechnung von δ^* in drei Teile aufgesplittet werden. Die erste Gleichung nimmt dann

die Form

$$\delta^* = 0.0075 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u(y)}{u_{1,\infty}} \right) dy \quad \text{mit } u_{1,\infty} = 1$$
 (6.51)

$$= \underbrace{\int_{0}^{5\frac{\nu}{u_{\tau}}} (1 - u(y)) \, dy}_{viskose \ Unterschicht} + \underbrace{\int_{5\frac{\nu}{u_{\tau}}}^{30\frac{\nu}{u_{\tau}}} (1 - u(y)) \, dy}_{\ddot{U}bergangsbereich}$$
 (6.52)

$$+ \underbrace{\int_{30\frac{\nu}{u_{\tau}}}^{\delta} (1 - u(y)) \, dy}_{Defektbereich}$$
 (6.53)

(6.54)

an.

Für die viskose Unterschicht gilt:

$$u(y) = u^{+}u_{\tau} = y^{+}u_{\tau} = \frac{u_{\tau}^{2}y}{\nu}$$
(6.55)

Für den Übergangsbereich wird das Gesetz von Reichardt verwendet:

$$u(y) = u_{\tau} \left[\frac{\ln\left(1 + \frac{0.4u_{\tau}y}{\nu}\right)}{0.41} + 7.8\left(1 - e^{-\frac{u_{\tau}y}{11\nu}} - \frac{u_{\tau}ye^{-\frac{0.33u_{\tau}y}{\nu}}}{11\nu}\right) \right]$$
(6.56)

Für den Defektbereich gilt Glg. (6.28) mit $u_{1,\infty} = 1$.

Das Integral (bzw. die einzelnen Teile des Integrals) wurde(n) mittels MAPLE analytisch gelöst. Die MAPLE-Lösung ist in Anhang D (Teil 1) zu sehen. Nach dem Einsetzen der oberen und unteren Integrationsgrenzen in y war die erste Gleichung hergeleitet. Die zweite Gleichung

$$u(30\frac{\nu}{u_{\tau}}) = \underbrace{u_{\tau} \left[\frac{\ln\left(1 + 0.4 \cdot 30\right)}{0.41} + 7.8\left(1 - e^{-\frac{30}{11}} - \frac{30e^{-0.33 \cdot 30}}{11}\right) \right]}_{\text{Defektbereich}} = \underbrace{\left(\frac{30\nu}{u_{\tau}\delta}\right)^{\frac{1}{7}}}_{\text{Defektbereich}}$$
(6.57)

gewährleistet, daß die Geschwindigkeit am Ende des Übergangbereiches (Gesetz von Reichardt) jener der am Anfang des logarithmischen Bereiches (in diesem Fall das 1/7-Potenzgesetz) entspricht.

Die zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten wurden numerisch mittels MATHEMATICA gelöst. Das dazugehörige File ist in Anhang F abgedruckt. Die Lösung ist in Tab. 6.14 dargestellt.

$u_{ au}$ [-]	δ [-]	
0.0592041	0.0475254	

Tabelle 6.14: Lösung des modifizierten Geschwindigkeitsprofils (Ansatz mit δ^*)

Da aus Reneau et al. [9] auch der Formfaktor H_1 bekannt war, wurde weiters noch der Versuch unternommen, diese Information zu nutzen. Deshalb wurde anstatt der Verdrängungsdicke δ^*

die Impulsverlustdicke

$$\delta^{**} = \frac{\delta^*}{H_1} = \frac{0.0075}{1.4} = 0.005357 = \int_0^\delta \frac{u(y)}{u_{1,\infty}} \left(1 - \frac{u(y)}{u_{1,\infty}}\right) dy \tag{6.58}$$

für die erste der zwei Gleichungen verwendet. Auch hier mußte das Integral in drei Teile aufgespalten werden. Die erste Gleichung nimmt nun die Form

$$\delta^{**} = 0.005357 = \int_0^\delta \frac{u(y)}{u_{1,\infty}} \left(1 - \frac{u(y)}{u_{1,\infty}} \right) dy \quad \text{mit } u_{1,\infty} = 1$$
 (6.59)

$$= \underbrace{\int_{0}^{5\frac{\nu}{u_{\tau}}} u(y) (1 - u(y)) dy}_{viskose \ Unterschicht} + \underbrace{\int_{5\frac{\nu}{u_{\tau}}}^{30\frac{\nu}{u_{\tau}}} u(y) (1 - u(y)) dy}_{\ddot{U}bergangsbereich}$$
(6.60)

$$+\underbrace{\int_{30\frac{\nu}{u\tau}}^{\delta} u(y) \left(1 - u(y)\right) \, dy}_{Defektbereich} \tag{6.61}$$

an. Die Gleichungen für u(y) sind ident mit jenen aus der Verdrängungsdickenberechnung (siehe oben). Die analytische Lösung ist in Anhang E (Teil 2) abgebildet. Die zweite Gleichung (Bedingung) zur Lösung der zwei Unbekannten wurde beibehalten. Die Lösung ist in Tab. 6.15 zu sehen.

u_{τ} [-]	δ [-]	
0.0710379	0.010241	

Tabelle 6.15: Lösung des modifizierten Geschwindigkeitsprofils (Ansatz mit δ^{**})

Nun müssen wieder die gemessenen Geschwindigkeitsprofile in Abb. 6.45 betrachtet werden, um die Brauchbarkeit der Lösungen überprüfen zu können (beachte, daß dort die dimensionslose y-Koordinate auf die halbe Diffusorhöhe $W_1/2$ bezogen wird). Für den Bereich $2^{\circ} \leq \theta \leq 45^{\circ}$ und einem Längen/Eintrittshöhenverhältnis AS = 6 ergibt sich ein Längenverhältnis

$$L'/W_1 = \frac{N}{W_1 \cos \theta} = \frac{AS}{\cos \theta} = \frac{6}{\cos \theta}$$
 (6.62)

zwischen 6.004 und 8.485. Für diesen Bereich und einer Versperrung B=0.015 sind keine Geschwindigkeitsprofile in Abb. 6.45 zu finden, doch es kann eine Abschätzung der dimensionslosen Grenzschichtdicke δ für die gewählten Parameter vorgenommen werden. Dabei liegt die dimensionslose Grenzschichtdicke δ im Bereich zwischen 0.04 und 0.1. Vergleicht man nun diese Werte mit den Lösungen aus der Berechnung, so stellt man fest, daß der Ansatz mit δ^* ($\delta=0.048$) bessere Ergebnisse hervorbringt als der Ansatz mit δ^{**} ($\delta=0.01$). Deshalb wird mit der Lösung aus Tab. 6.14 weitergerechnet.

In Abb. 6.46 und 6.47 ist die modifizierte Geschwindigkeitsfunktion (mit Lösung aus Tab. 6.14) zu sehen sowie das 1/7-Potenzgesetz zum Vergleich. In Anhang G ist das dazugehörige Fortran-File ersichtlich.

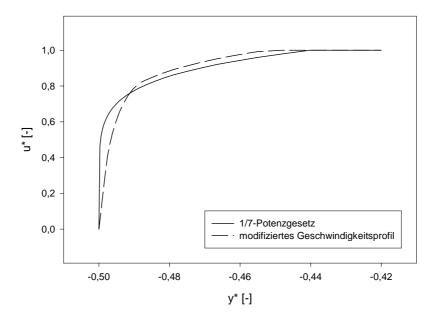


Abbildung 6.46: Vergleich von zwei Geschwindigkeitsprofilen bei B = 0.015 (*-Koordinaten)

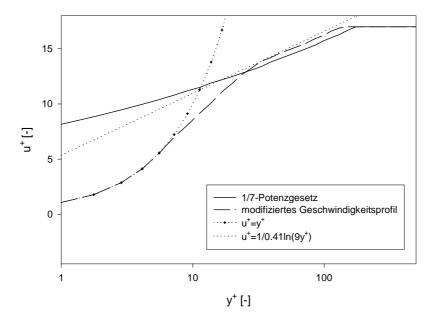


Abbildung 6.47: Vergleich von zwei Geschwindigkeitsprofilen bei B = 0.015 (+-Koordinaten)

Wie nun zu beobachten ist, sind die Geschwindigkeitskomponenten in x-Richtung in Wandnähe beim modifizierten Geschwindigkeitsprofil kleiner als beim 1/7-Potenzgesetz. Dies deutet auf einen kleineren Geschwindigkeitsgradienten hin und somit auch auf eine geringere Wandschubspannung τ_w . Ein kleinerer Wandschubspannungsgradient bewirkt wiederum einen kleineren Druckgradienten (siehe Herleitung Glg. (6.43)), sodaß beim modifizierten Geschwindigkeitsprofil keine derart großen Druckspitzen zu erwarten sind. Die tatsächliche Brauchbarkeit dieser Funktion wird sich jedoch erst in den Berechnungen zeigen.

Berechnungen mit dem modifizierten Geschwindigkeitsprofil in allen Strömungsbereichen ergaben dieselben (guten) Ergebnisse wie mit dem 1/7-Potenzgesetz, mit Ausnahme der Druckspitzen, welche (wie erhofft) deutlich geringer waren (vgl. dazu Abb. 6.48).

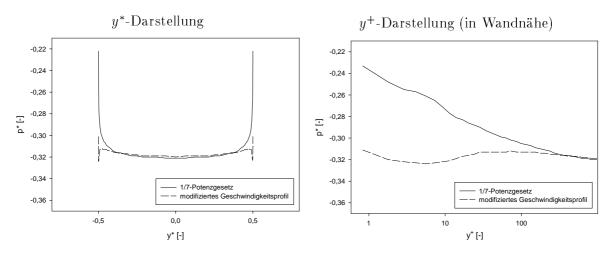


Abbildung 6.48: Druckspitzenvergleich am Vorlaufrohreintritt

6.4.4 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse mittels $k-\omega$ -Modell

Aus den Berechnungsergebnissen ist ersichtlich, daß das $k-\omega$ -Modell in der Lage ist, sowohl den Ablösepunkt als auch das Druckrückgewinnmaximum richtig zu bestimmen. Im Gegensatz zum $k-\varepsilon$ -Modell, wo bei kleinen Winkeln θ die Wahl der Nachlauflänge l_d keinen Einfluß auf das Ergebnis hatte, war beim $k-\omega$ -Modell ein großes l_d eine Notwendigkeit, um brauchbare Resultate erzielen zu können. Erst bei einem Winkel $\theta>30^\circ$ (Hysterese- und Freistrahlzone) versagte dieses Modell (Rechnung konvergierte nicht) und es konnten in diesem Bereich keine Aussagen getroffen werden. In den restlichen Bereichen ($\theta \leq 30^\circ$) wurden sowohl die C_p -Werte als auch die Strömungsbilder mit einer hohen Genauigkeit vorhergesagt. In Abb. 6.49 sind wie beim $k-\varepsilon$ -Modell die Ergebnisse (nur C_p -Auswertung) für $\theta \leq 25^\circ$ für das $k-\omega$ -Modell dargestellt. In Tab. 6.16 sind sämtliche errechneten C_p -Werte (mit den dazugehörigen gemessenen Werten) aufgelistet.

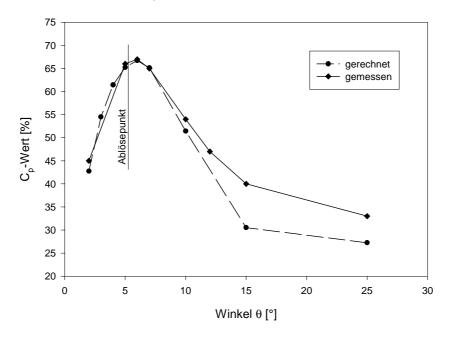


Abbildung 6.49: Die Simulationsergebnisse mittels $k-\omega$ -Modell

θ [$^{\circ}$]	C_p -Wert [%]	C_p -Wert [%]	relativer	Strömung	Strömung	Ber
	berechnet	gemessen	Fehler $[\%]$	berechnet	beobachtet	art
2	42.8	45.0	-4.9	keine Abl.	keine Abl.	stat.
5	65.2	66.0	-1.2	keine Abl.	keine Abl.	stat.
6	66.7	67.0	-0.5	Ablösebeginn	Ablösebeginn	stat.
7	65.1	65.0	0.2	Ablösung	Ablösung	stat.
10	51.4	54.0	-4.8	Ablösung	Ablösung	stat.
15	30.5	40.0	-23.8	Ablösung	Ablösung	stat.
25	27.2	33.0	-17.6	Unsym.	Unsym.	stat.
35	7.6	33.0	-77	unsym. Freistrahl	Unsym./Freistrahl	stat.
45	40.7	27.0	50.7	unsym. Freistrahl	Freistrahl	stat.

Tabelle 6.16: Die Simulationsergebnisse mittels $k-\omega$ -Modell

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Diese Diplomarbeit befaßt sich mit der numerischen Berechnung der turbulenten Strömung in ebenen Diffusoren. Dabei wurden die Meßwerte von Reneau et al. [9] als Vergleichsgrundlage für die CFD-Berechnung herangezogen. Im Mittelpunkt stand die Ermittlung jenes Öffnungswinkels, bei dem ein maximaler Druckrückgewinn zu erwarten ist, sowie die richtige Berechnung jenes Öffnungswinkels, wo erstmalig Ablösung auftritt (Ablösebeginn). Dabei wurde der halbe Öffnungswinkel zwischen 2° und 45° (bei konstantem Längen/Eintrittshöhenverhältnis von 6) variiert, sodaß alle im Diffusor vorkommenden Strömungsbilder erfaßt werden konnten. Wie sich schon bei den Messungen herausstellte, können sich in einem Diffusor, abhängig von der Geometrie und der Verteilung der Eintrittsgeschwindigkeit, vier unterschiedliche Strömungsbilder (ablösungsfreie, instationäre, unsymmetrische und Freistrahlströmung) einstellen. Auch wenn vom technischen Standpunkt aus nur die ablösefreien und instationären Bereiche von Bedeutung sind, war es Teil der Aufgabenstellung, auch die anderen Gebiete zu berechnen, um zu sehen, ob vernünftige Aussagen in allen Strömungsbereichen gemacht werden können.

Bei den Berechnungen wurde ein High-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell $(k-\varepsilon\text{-Modell})$ und alternativ ein Low-Reynoldsnumber-Turbulenzmodell $(k-\omega\text{-Modell})$ zur Berechnung der turbulenten Schwankungsgrößen (Wirbelviskosität) herangezogen. Als Eintrittsgeschwindigkeit, welche am Beginn eines rechteckigen Vorlaufrohres im Abstand von zwei Diffusoreintrittshöhen aufgeprägt wird, wurde das oft bewährte 1/7-Potenzgesetz verwendet. Als sich jedoch herausstellte, daß das Potenzgesetz sehr große Druckspitzen in Wandnähe verursacht, wurde eine modifizierte Geschwindigkeitsfunktion abgeleitet. Dazu wurden Überlegungen der Grenzschichttheorie sowie die in der Literatur angegebenen Kenngrößen verwendet. Diese neue Randbedingung am Eintritt brachte eine wesentliche Verkleinerung der Druckspitzen. Der Auslöser für die Entwicklung einer modifizierten Geschwindigkeitsverteilung war dabei das $k-\omega$ -Modell, da bei diesem Modell die wandnahen Knoten viel näher an der Wand liegen als beim $k-\varepsilon$ -Modell, wodurch die Eigenschaft des 1/7-Potenzgesetzes in Wandnähe $(y\to 0,\frac{\partial u}{\partial y}\to \infty,\frac{\partial p}{\partial x}\to \infty)$ eine viel größere Auswirkung hatte.

Bei der Modellierung der freien Atmosphäre, welche sich bei der Messung nach dem Diffusoraustritt befand, wurde ein rechteckiges Nachlaufrohr gewählt, damit auch die Strömung nach dem Diffusor und deren Einfluß auf die gesamte Strömung erfaßt werden konnte. Wie lang nun dieses Rohr gewählt werden sollte, war unbekannt und mußte daher mittels Parametervariation (die Länge wurde zwischen 0 und 30 Diffusoreintrittshöhen variiert) ausprobiert und mit den Messungen verglichen werden. Dabei stellte sich heraus, daß die Veränderung der

Länge des Nachlaufrohres im Bereich des Ablösebeginns keine unterschiedlichen Ergebnisse lieferte, wenn die Berechnungen mit dem $k-\varepsilon$ -Modell durchgeführt wurden. Beim $k-\omega$ -Modell hingegen war die unterschiedliche Länge des Nachlaufrohres von großer Bedeutung, um brauchbare Ergebnisse zu erhalten. Wobei beobachtet wurde, daß die Berechnung umso mehr zu den Meßwerten konvergierte, je länger das Nachlaufrohr gewählt wurde.

Aussagen betreffend die Genauigkeit bei den Berechnungen konnten nun erstmals gegeben werden. Dabei stellte sich heraus, daß das $k-\omega$ -Modell sowohl den Ablösebeginn als auch den maximalen Druckrückgewinn beim richtigen Öffnungswinkel berechnet. Die Berechnungen mittels $k-\varepsilon$ -Modell brachten nicht so gute Resultate, da der Ablösebeginn stets bei zu großem Öffnungswinkel und der maximale Druckrückgewinn viel zu hoch und ebenfalls bei zu großem Öffnungswinkel vorhergesagt wurde. Es sei aber auch erwähnt, daß die Knotenanzahl des $k-\omega$ -Modells etwa 2.5 mal so groß wie beim $k-\varepsilon$ -Modell gewählt werden mußte, wodurch auch die Rechenzeit wesentlich höher war.

Um auch den Bereich der instationären Strömung analysieren zu können, wurde auch eine instationäre Berechnung durchgeführt. Beim $k-\varepsilon$ -Modell war anfangs tatsächlich eine Auswaschung eines Wirbels (allerdings symmetrisch) zu beobachten, jedoch blieb eine zweite Auswaschung aus, und nach längerem stationären Zustand schlug die Strömung in einen neuen stationären Zustand um, wobei die Strömung dann an einer Seite anlag (unsymmetrische Strömung). Das $k-\omega$ -Modell lieferte bei der instationären Berechnung keine brauchbaren Ergebnisse, was aber nicht von großer Bedeutung war, da die stationäre Lösung schon sehr präzise war.

Generell wurde beobachtet, daß das $k-\varepsilon$ -Modell bei sehr kleinen ($\leq 4^{\circ}$) und bei sehr großen ($\geq 30^{\circ}$) Öffnungswinkeln bessere Vorhersagen betreffend den Druckrückgewinn machte als das $k-\omega$ -Modell. Weiters sei noch zu bemerken, daß sich beim $k-\omega$ -Modell die unsymmetrische Strömung trotz symmetrischen Netzes einstellte, beim $k-\varepsilon$ -Modell hingegen wurde immer nur ein symmetrischer Freistrahl im unsymmetrischen Bereich errechnet. Als jedoch ein unsymmetrisches Netz mit einem Winkelunterschied zwischen oberem und unterem Öffnungswinkel von 0.01° verwendet wurde, schlug die Strömung ebenfalls auf eine Seite um. Diese unsymmetrische Geometrie konnte als realistisch angesehen werden, da auch die Versuchsmodelle niemals vollkommen symmetrisch sein können.

Im fünften und letzten Bereich (Freistrahl) brachte auch bezüglich des Strömungsbildes das $k-\varepsilon$ -Modell die besseren Ergebnisse, da beim $k-\omega$ -Modell kein symmetrischer Strahl beobachtet wurde, sondern ein leicht asymmetrischer Strahl, der sich schließlich im Nachlaufrohr an eine Wand anlegte.

7.2 Ausblick

Diese Diplomarbeit stellt die Vorarbeit für weitere Untersuchungen der Diffusorströmung mittels CFD dar. Vor allem wäre nun eine Berechnung von (gekrümmten) Diffusoren, wie sie in den Leiträdern von Radialverdichtern eingesetzt werden, von großem Interesse. Auch eine dreidimensionale Berechnung wäre von Vorteil, da dort auch die Einflüsse der parallelen Wände zum Tragen kommen würden. Weiters gibt es auch noch eine ganze Menge von anderen Turbulenzmodellen, die auf ihre Anwendbarkeit für dieses Strömungsproblem getestet werden könnten. Es wären auch andere Modellierungsarten der freien Atmosphäre am Ende des Diffusors überlegenswert, sowie eine verstärkte Variation der Eintrittsgeschwindigkeitsprofile, um deren Auswirkung auf den Druckrückgewinn beobachten zu können. Auch die Abrundungen

der scharfen Kanten beim Übergang vom Vorlaufrohr zum Diffusor und vom Diffusor zum Nachlaufrohr könnten Auswirkungen auf das Strömungsverhalten und somit auf den Ablösepunkt haben, wodurch auch dieser Aspekt verfolgenswert erscheint. Schließlich wäre noch die Überlegung, daß die zyklisch auftretenden Auswaschungen (bei der instationären Strömung) durch Fluktuationen in der Luftversorgung verursacht wurden, von Interesse. Solche Fluktuationen könnten bei der CFD-Berechnung durch eine zeitlich periodisch schwankende Geschwindigkeitsverteilung am Eintritt realisiert werden.

Anhang A

FDREAD-File (FIDAP)

```
TITLE
EBENER DIFFUSOR_theta=10deg_B=0.015_ld=10
FI-GEN( ELEM = 1, POIN = 1, CURV = 1, SURF = 1, NODE = 0, MEDG = 1, MLOO = 1,
MFAC = 1, BEDG = 1, SPAV = 1, MSHE = 1, MSOL = 1)
//**Geometrie:
//
$grossn=6.0
$grossw1=1.0
$1d=10.0
1v=2.0
$theta=10.0
//**Startwerte und Randbedingungen (am Eintritt):
$k1=2.535e-4
$epsilon1=3.633e-5
$w1=1.0
$B=0.015
n=7.0
WINDOW(CHANGE= 1, MATRIX )
    1.000000 0.000000
                           0.000000
                                       0.000000
   0.000000
              1.000000
                           0.000000
                                       0.000000
   0.000000
             0.000000
                          1.000000
                                       0.000000
   0.000000 0.000000 0.000000
                                      1.000000
    -1.22500
               8.22500
                        -3.54375
                                       3.54375
                                                   -9.45000
                                                                9.45000
   45.000000
              45.000000
                         45.000000
                                      45.000000
//
//**Eingabe der Punkte:
POINT( ADD, COOR, X = -\$lv, Y = \$grossw1/2)
POINT( ADD, COOR, X = 0.0, Y = \frac{1}{2}
POINT( ADD, COOR, X = $grossn, Y = $grossw1/2+$grossn*tan($theta) )
POINT( ADD, COOR, X = $grossn+$ld, Y = $grossw1/2+$grossn*tan($theta) )
POINT( ADD, COOR, X = -\$lv, Y = -\$grossw1/2 )
```

```
POINT( ADD, COOR, X = 0.0, Y = -\$grossw1/2)
POINT( ADD, COOR, X = $grossn, Y = -$grossw1/2-$grossn*tan($theta) )
POINT( ADD, COOR, X = $grossn+$ld, Y = -$grossw1/2-$grossn*tan($theta) )
//**Definition der Linien:
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
1
5
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
1
2
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
6
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
7
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
2
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
7
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
4
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
3
4
CURVE( ADD, LINE )
POINT( SELE, ID, WIND = 1 )
7
CURVE( ADD, LINE )
//**Definition der Meshedges:
CURVE( SELE, ID, WIND = 1 )
1
```

```
MEDGE( ADD, SUCCESSIVE, INTE = 40, RATI = 1.045, PCEN = 0.5, 2RATI = 1.045)
CURVE( SELE, ID, WIND = 1)
4
MEDGE( ADD, SUCCESSIVE, INTE = 25, RATI = 1.06, PCEN = 0.5, 2RATI= 1.06)
CURVE( SELE, ID, WIND = 1 )
MEDGE( ADD, SUCCESSIVE, INTE = 40, RATI = 1.075, PCEN =0.5, 2RATI = 1.075 )
CURVE( SELE, ID, WIND = 1 )
6
7
MEDGE( ADD, SUCCESSIVE, INTE = 60, RATI = 1.02 )
CURVE( SELE, ID, WIND = 1 )
MEDGE( ADD, SUCCESSIVE, INTE = 40, RATI = 1.075, PCEN =0.5, 2RATI = 1.075 )
CURVE( SELE, ID, WIND = 1)
9
10
MEDGE( ADD, SUCCESSIVE, INTE = 35, RATI = 1.03)
//**Definition der Meshfaces:
//
CURVE( SELE, ID, WIND = 1)
3
2
4
MFACE( WIRE, EDG1 = 1, EDG2 = 1, EDG3 = 1, EDG4 = 1)
CURVE( SELE, ID, WIND = 1 )
2
7
5
MFACE( WIRE, EDG1 = 1, EDG2 = 1, EDG3 = 1, EDG4 = 1)
CURVE( SELE, ID, WIND = 1 )
5
10
8
9
MFACE(WIRE, EDG1 = 1, EDG2 = 1, EDG3 = 1, EDG4 = 1)
//**Vernetzung:
ELEMENT( SETD, QUADRILATERAL, NODES = 4 )
//
MFACE( SELE, ALL )
MFACE( MESH, MAP, ENTI = "Fluid" )
ELEMENT( SETD, EDGE, NODES = 2 )
//
```

```
MEDGE( SELE, ID, WIND = 1 )
MEDGE( MESH, MAP, ENTI = "Eintritt-Vorl" )
MEDGE( SELE, ID, WIND = 1 )
MEDGE( MESH, MAP, ENTI = "Eintritt-Diff" )
MEDGE( SELE, ID, WIND = 1 )
6
9
MEDGE( MESH, MAP, ENTI = "Wand-oben" )
MEDGE( SELE, ID, WIND = 1 )
 4
7
 10
MEDGE( MESH, MAP, ENTI = "Wand-unten" )
MEDGE( SELE, ID, WIND = 1 )
MEDGE( MESH, MAP, ENTI = "Austritt-Diff" )
MEDGE( SELE, ID, WIND = 1 )
MEDGE( MESH, MAP, ENTI = "Austritt-Nachl" )
//
END()
//
FIPREP
//
PROBLEM (NONLINEAR, TURBULENT)
EXECUTION (NEWJOB)
ENTITY(FLUID, NAME="Fluid")
ENTITY(PLOT,NAME="Eintritt-Vorl")
ENTITY(PLOT,NAME="Eintritt-Diff")
ENTITY(PLOT, NAME="Austritt-Diff")
ENTITY(PLOT, NAME="Austritt-Nachl")
ENTITY (WALL, NAME="Wand-oben")
ENTITY(WALL,NAME="Wand-unten")
//
ICNODE ( UX, CONSTANT=$w1, ALL )
ICNODE ( KINETIC, CONSTANT=$k1, ALL)
ICNODE ( DISSIPATION, CONSTANT=$eps1, ALL )
DENSITY(CONSTANT=1.0)
EDDYVISCOSITY( BOUSSINESQ )
```

```
TURBOPTIONS ( STANDARD )
VISCOSITY( TWO-EQUATION, CONSTANT = 2.0e-5, CLIP = 1.0E6 )
PRESSURE (PENALTY=1.0e-6, DISCONTINUOUS)
SOLUTION (SEGREGATED=5000, VELCONV=0.00001, schange=0.0)
RELAXATION
// u
                           T spec
                                       k
                                            eps
               W
                    р
0.7 0.7 0.0 0.7 0.0
                              0.0 0.7
                                            0.7
OPTIONS (UPWINDING)
EXTRAPOLATE( OFF )
BCNODE ( UX, SUBROUTINE=2, ENTITY="Eintritt-Vorl")
$B $n
//
BCNODE(UY,ZERO,ENTITY="Eintritt-Vorl")
BCNODE(KINETIC,CONSTANT=$k1,ENTITY="Eintritt-Vorl")
BCNODE(DISSIPATION, CONSTANT=$eps1, ENTITY="Eintritt-Vorl")
BCNODE(VELOCITY, ZERO, ENTITY="Wand-oben")
BCNODE(VELOCITY, ZERO, ENTITY="Wand-unten")
RENUMBER (PROFILE)
//
END
CREATE (FISOLV)
```

Anhang B

Fortran 77-File (Teil 1)

```
SUBROUTINE USRBCI (NDF, X, Y, Z, NODE, VAL, CONS, NCONS, IERR)
С
     USER SUPPLIED SUBROUTINE FOR THE DEFINITION OF BOUNDARY NODAL VALUES
С
     CALLED FROM FIPREP
С
    INPUT:
     =====
    \mathtt{NDF}
           DEGREE OF FREEDOM
С
            X COORDINATE
С
    Y
            Y COORDINATE
С
           Z COORDINATE
   NODE NODE NUMBER
   CONS USER SPECIFIED CONSTANTS
    NCONS NO. OF USER SPECIFIED CONSTANTS
С
С
С
    OUTPUT:
     =====
            VALUE OF NODAL VALUE AT NODE (X,Y,Z)
     IERR = O NORMAL COMPLETION
        .GT.O ERROR
#include "IMPLCT.COM"
#include "TAPES.COM"
#include "NUMBRS.COM"
     DIMENSION CONS(*)
     IERR = 0
     CONS(1)=$B ....BLOCKAGE
     CONS(2) = N \dots EXPONENT
     DELTA = CONS(1) * (1.0 + CONS(2))/2.0
     YMIN=-0.5+DELTA
     YMAX= 0.5-DELTA
     IF (Y.LE.O.O) THEN
```

```
IF (Y.LE.YMIN) THEN
       VAL=((Y+0.5)*2.0/(CONS(1)*(1.0+CONS(2))))**(1.0/CONS(2))
       ENDIF
       IF (Y.GT.YMIN) THEN
       VAL=1.0
       ENDIF
    ENDIF
С
С
    IF (Y.GE.O.O) THEN
       IF (Y.GE.YMAX) THEN
       VAL=((0.5-Y)*2.0/(CONS(1)*(1.0+CONS(2))))**(1.0/CONS(2))
       ENDIF
       IF (Y.LT.YMAX) THEN
       VAL=1.0
       ENDIF
    ENDIF
    RETURN
С
    END
С
```

Anhang C

FIPREP-Teil des FDREAD-Files (instationäre FIDAP-Berechnung)

```
FIPREP
PROBLEM (NONLINEAR, TURBULENT, TRANSIENT)
EXECUTION (NEWJOB)
TIMEINTEGRATION (NSTEPS=1200, DT=0.1, TEND=1800, TRAPEZOIDAL, VARIABLE=0.001)
POSTPROCESS
PRINTOUT (NONE)
ENTITY(FLUID, NAME="Fluid")
ENTITY(PLOT,NAME="Eintritt-Vorl")
ENTITY(PLOT, NAME="Eintritt-Diff")
ENTITY(PLOT, NAME="Austritt-Diff")
ENTITY(PLOT,NAME="Austritt-Nachl")
ENTITY(WALL,NAME="Wand-oben")
ENTITY(WALL,NAME="Wand-unten")
ICNODE ( UX, CONSTANT=$w1, ALL )
ICNODE ( KINETIC, CONSTANT=$k1, ALL)
ICNODE ( DISSIPATION, CONSTANT=$eps1, ALL )
DENSITY (CONSTANT=1.0)
EDDYVISCOSITY( BOUSSINESQ )
TURBOPTIONS ( STANDARD )
VISCOSITY( TWO-EQUATION, CONSTANT = 2.0e-5, CLIP = 1.0e6 )
PRESSURE (PENALTY=1.0e-6, DISCONTINUOUS)
SOLUTION (SEGREGATED=10000, VELCONV=0.00001, schange=0.0)
//
```

```
RELAXATION
// u v w p T spec k eps
 0.7 0.7 0.0 0.7 0.0 0.0 0.7 0.7
OPTIONS (UPWINDING)
EXTRAPOLATE( OFF )
//BCNODE(UX,CONSTANT=$w1,ENTITY="Eintritt-Vorl")
BCNODE ( UX, SUBROUTINE=2, ENTITY="Eintritt-Vorl")
$B $n
//
BCNODE(UY,ZERO,ENTITY="Eintritt-Vorl")
BCNODE(KINETIC, CONSTANT=$k1, ENTITY="Eintritt-Vorl")
BCNODE(DISSIPATION, CONSTANT=$eps1, ENTITY="Eintritt-Vorl")
BCNODE(VELOCITY, ZERO, ENTITY="Wand-oben")
BCNODE(VELOCITY, ZERO, ENTITY="Wand-unten")
RENUMBER (PROFILE)
//
END
```

Anhang D

MAPLE-File (Teil 1)

Anhang E

MAPLE-File (Teil 2)

$$\ln\left(1. + \frac{.4 \text{ utau } y}{nue}\right) + 5.36097 \text{ utau } y - 34.68889 \text{ utau}^2 y - 1338.48 \text{ nue e} \left(-\frac{.091 \text{ utau } y}{nue}\right)$$

$$- 33.52066 \text{ utau}^2 y \text{ e} -\frac{.33 \text{ utau } y}{nue} - 133.34066 \text{ nue utau e} \left(-\frac{.33 \text{ utau } y}{nue}\right)$$

$$+ 85.8 \text{ nue e} \left(-\frac{.091 \text{ utau } y}{nue}\right) + 334.62 \text{ nue e} \left(-\frac{.18 \text{ utau } y}{nue}\right)$$

$$+ 26.28077 \text{ utau}^2 \text{ e} -\frac{.33 \text{ utau } y}{nue}\right) + 6.51139 \text{ nue e} \left(-\frac{.33 \text{ utau } y}{nue}\right)$$

$$+ 2.14876 \text{ utau } y \text{ e} -\frac{.66 \text{ utau } y}{nue}\right) + 2.30858 \text{ utau}^2 y \text{ e} -\frac{.66 \text{ utau } y}{nue}\right)$$

$$+ 3.49785 \text{ nue utau e} -\frac{.66 \text{ utau } y}{nue} - 65.37775 \text{ utau nue } \ln\left(-440. -\frac{176. \text{ utau } y}{nue}\right)$$

$$+ 6.09756 \text{ nue } \ln\left(-440. -\frac{176. \text{ utau } y}{nue}\right) - 12.68385 \text{ utau nue } \text{Ei}\left(1, \frac{.33 \text{ utau } y}{nue} + .825\right)$$

$$- 525.33546 \text{ utau nue } \text{Ei}\left(1, \frac{.991 \text{ utau } y}{nue} + .22727\right)$$

$$\left[\frac{y}{8} \frac{8}{7} - 7\left(\frac{y}{8}\right) \frac{8}{8} - \frac{7\left(\frac{y}{8}\right)}{7} \frac{8}{8} - \frac{9}{9}$$

Anhang F

MATHEMATICA-File

```
nue = 2 * 10^{(-5)}
ylamoben = 5 * nue / utau
vlamunten = 0
lamoben = ylamoben - 1 / 2 * utau^2 * ylamoben^2 / nue
lamunten = 0
lam = lamoben - lamunten
yuebergunten = ylamoben
yuebergoben = 30 * nue / utau
uebergoben = yuebergoben - 6.0976 * nue * Log[1 + 0.4 * utau * yuebergoben / nue] -
     2.439 * utau * Log[1 + 0.4 * utau * yuebergoben / nue] * yuebergoben + 6.0976 * nue -
      5.36098 * utau * yuebergoben - 85.8 * nue * Exp[-0.0909 * utau * yuebergoben / nue] -
     2.14876 * utau * yuebergoben * Exp[-0.33 * utau * yuebergoben / nue] -
     6.51139 * nue * Exp[-0.33 * utau * yuebergoben / nue]
uebergunten = yuebergunten - 6.0976 * nue * Log [1 + 0.4 * utau * yuebergunten / nue] -
     2.439 * utau * Log[1 + 0.4 * utau * yuebergunten / nue] * yuebergunten + 6.0976 * nue -
     5.36098 * utau * yuebergunten - 85.8 * nue * Exp[-0.0909 * utau * yuebergunten / nue] -
     2.14876 * utau * yuebergunten * Exp[-0.33 * utau * yuebergunten / nue] -
     6.51139 * nue * Exp[-0.33 * utau * yuebergunten / nue]
ueberg = uebergoben - uebergunten
ydefektoben = delta
ydefektunten = yuebergoben
defektoben = ydefektoben - 7 / 8 * delta
defektunten = ydefektunten - 7 / 8 * (ydefektunten / delta) ^ (8 / 7) * delta
defekt = defektoben - defektunten
gleichung1 = lam + ueberg + defekt - 0.0075
gleichung2 = 1/0.41 * Log[1 + 0.4 * 30] + 7.8 * (1 - Exp[-30/11] - 30/11 * Exp[-0.33 * 30]) - 30/11 * Exp[-0.33 * 30] - 
     1 / utau * ((30 * nue / utau / delta) ^ (1 / 7))
FindRoot[{gleichung1 = 0, gleichung2 = 0}, {utau, 0.1},
   {delta, 0.1}, MaxIterations → 1000]
 \{utau \rightarrow 0.0592041, delta \rightarrow 0.0475254\}
```

Anhang G

Fortran 77-File (Teil 2)

```
SUBROUTINE USRBCI (NDF, X, Y, Z, NODE, VAL, CONS, NCONS, IERR)
С
     USER SUPPLIED SUBROUTINE FOR THE DEFINITION OF BOUNDARY NODAL VALUES
С
     CALLED FROM FIPREP
    INPUT:
     =====
    \mathtt{NDF}
           DEGREE OF FREEDOM
С
            X COORDINATE
С
    Y
            Y COORDINATE
С
           Z COORDINATE
С
   NODE NODE NUMBER
    CONS USER SPECIFIED CONSTANTS
    NCONS NO. OF USER SPECIFIED CONSTANTS
С
С
С
   OUTPUT:
     =====
            VALUE OF NODAL VALUE AT NODE (X,Y,Z)
     IERR = O NORMAL COMPLETION
        .GT.O ERROR
#include "IMPLCT.COM"
#include "TAPES.COM"
#include "NUMBRS.COM"
     DIMENSION CONS(NCONS)
     IERR = 0
С
С
  no CONS
     ADELTA=4.75254D-2
     AUTAU=5.92041D-2
     ANUE=2.0D-5
     AN=7.ODO
     PKTEINS=0.5
```

```
PKTZWEI=0.5-5D0*ANUE/AUTAU
     PKTDREI=0.5-30D0*ANUE/AUTAU
     PKTVIER=0.5-ADELTA
С
     IF ((ABS(Y).LE.PKTEINS) .AND. (ABS(Y).GT.PKTZWEI)) THEN
        VAL = AUTAU **2.0*(0.5 - ABS(Y))/ANUE
     ENDIF
     IF ((ABS(Y).LE.PKTZWEI) .AND. (ABS(Y).GT.PKTDREI)) THEN
        VAL=AUTAU*(LOG(1.0+0.4*AUTAU*(0.5-ABS(Y))/ANUE)/0.41+
        7.8*(1.0-EXP(-AUTAU*(0.5-ABS(Y))/11.0/ANUE)-
    2 AUTAU*(0.5-ABS(Y))*EXP(-0.33*AUTAU*(0.5-ABS(Y))/ANUE)/11.0/ANUE))
     IF ((ABS(Y).LE.PKTDREI) .AND. (ABS(Y).GT.PKTVIER)) THEN
        VAL = ((0.5 - ABS(Y)) / ADELTA) ** (1.0 / AN)
     ENDIF
     IF (ABS(Y).LE.PKTVIER) THEN
        VAL=1.0
     ENDIF
С
     RETURN
С
     END
```

Anhang H

Verwendete Software

- FIDAP 8.52 CFD-Programm (Finite-Elemente Methode)
- IDL 5.1.1 Visualisierungs-Programm
- Mathematica 4.0.1 Mathematik-Programm
- Maple 5.1 Mathematik-Programm
- Matlab 5.3 Mathematik-Programm
- Sigma-Plot 5.0 Visualisierungs-Programm
- Microsoft Excel 97 Tabellenkalkulations-Programm
- Netscape Communicator 4.7 Internet-Browser
- AutoCAD 14 CAD-Programm
- WinEdit und LATEX 2_{ε} Textverarbeitung
- GS-view Ghost-Script-Viewer
- xfig 3.2 Grafik-Programm
- xv Grafik-Programm
- Fortran 77 Compiler

Literaturverzeichnis

- [1] FLUENT: FIDAP 8 Theory Manual. FLUENT Incorporated, (1998)
- [2] Gersten K., Herwig H.: Strömungsmechanik. Vieweg-Verlag, (1992)
- [3] Holbein P., Michaud M., Wiss D.: Diffusor Calculations Using Various Turbulence Models. AEA User Conference, (19./20. May 1998)
- [4] Jongen T., Marx Y.P.: Design of an Unconditionally Stable, Positive Scheme for the $k-\varepsilon$ and Two-Layer Turbulence Models. Computers and Fluids, Vol. 26, No. 5, pp. 469-487, (1997)
- [5] Kelnhofer W.J., Derick C.T.: Tailpipe Effects on Gas Turbine Diffuser Performance with Fully Developed Inlet Conditions. ASME Journal of Engineering for Power, pp. 57-62, (1971)
- [6] Kline S.J., Abbott D.E., Fox R.W.: Optimum Design of Straight-Walled Diffusors. ASME Journal of Basic Engineering, pp. 321-331, (1959)
- [7] Launder B.E., Spalding D.B.: The Numerical Computation of Turbulent Flows. Computer Methods Appl. Mech. Eng., 3, pp. 269-289, (1974)
- [8] Raab I., Lippert D.: Ein- und zweikanalige Ringdiffusoren 2. Forschungsberichte Verbrennungskraftmaschinen, Vorhaben Nr. 533, Heft 593, (1995)
- [9] Reneau L.R., Johnston J.P., Kline S.J.: Performance and Design of Straight, Two-Dimensional Diffusors. ASME Journal of Basic Engineering, pp. 141-150, (1967)
- [10] Wilcox D.C.: Reassesment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310, (1988)
- [11] Buchner F.: Berechnung von turbulenten Plattengrenzschichten mittels algebraischem Turbulenzmodell. Diplomarbeit am Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen, (2001)
- [12] Cumpsty N.A.: Compressor Aerodynamics. Longman Scientific & Technical, (1989)

Abbildungsverzeichnis

1.1	Der ebene Diffusor	1
2.1 2.2 2.3	Bemaßung des ebenen Diffusors	3 4
n 4	feln, subsonisch)	5
2.4 2.5	h-s-Diagramm für verzögerte Strömung	6 7
2.6	h = s-Diagramm einer Verdichterstufe mit nachgeschaltetem Diffusor	7
2.7	C_p -Verlauf beim idealen und realen Diffusor	8
2.8	Strömungszustand: ohne nennenswerter Ablösung	9
2.9	Strömungszustand: instationäre Strömung	9
2.10	Strömungszustand: unsymmetrische Strömung	10
2.11	Strömungszustand: Freistrahl	10
2.12	Strömungsbereiche in ebenen Diffusoren nach Reneau et al. [9]	10
3.1 3.2 3.3	Gemessene C_p -Werte für $B=0.015$ nach $Reneau\ et\ al.\ [9]$ Gemessene η -Werte für $B=0.015$ nach $Reneau\ et\ al.\ [9]$	12 12 13
4.1	Verdrängung der Stromlinien durch den Reibungseffekt um die Verdrängungsdicke δ^*	15 17
5.1	C_p -Verläufe bei unterschiedlicher bezogener Nachlauflänge $\frac{l_d}{W_1}$ nach $Kelnhofer$	1.0
5.2 5.3	und $Derick$ [5]	19 20 21
6.1	Finite-Elemente Netz des Diffusors mit $\theta=10^{\circ},l_d^*=10\left(k-\varepsilon\text{-Modell}\right)$	28
6.2	Stromlinienverlauf bei $\theta = 7^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \varepsilon \text{-Modell})$	29
6.3	Wandschubspannungsplot bei $\theta = 7^{\circ}, l_d^* = 0 \ (k - \varepsilon - \text{Modell}) \ \dots \dots$	29
6.4	C_p -Vergleich für den Bereich ohne nennenswerter Ablösung $(k-\varepsilon$ -Modell)	30
6.5	Stromlinienverlauf bei $\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 10 \; (k - \varepsilon \text{-Modell}) \; \ldots \; \ldots \; \ldots$	30
6.6	Wandschubspannungsplot bei $\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 10 \ (k - \varepsilon$ -Modell)	31
6.7	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 5 (Zeitindex: 0.933)	32
6.8	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 13 (Zeitindex: 9.91)	32
6.9	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 15 (Zeitindex: 13.6)	32
6.10	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	32
	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 20 (Zeitindex: 23.5)	32
	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 25 (Zeitindex: 33.8)	33
0.13	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 30 (Zeitindex: 46.5)	33

6.14	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 35 (Zeitindex: 64.4)	33
6.15	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 50 (Zeitindex: 186)	33
6.16	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 150 (Zeitindex: 1710)	33
6.17	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 153 (Zeitindex: 1770)	33
6.18	Stromlinienverlauf bei Zeitschritt 155 (Zeitindex: 1800)	33
6.19	$u-t^*$ -Diagramm von 3 Knoten ($\theta=10^\circ, l_d^*=10, k-\varepsilon$ -Modell)	34
	Δt^* -Zeitschritt-Dia- gramm ($\theta = 10^\circ$, $l_d^* = 10$, $k - \varepsilon$ -Modell)	34
6.21	$u-t^*$ -Diagramm von 3 Knoten ($\theta=10^\circ,\Delta\theta=0.1^\circ,l_d^*=10,k-\varepsilon$ -Modell) .	35
6.22	Konvergenzplotvergleich zwischen instationärer und stationärer Rechnung $(k-$	
	arepsilon-Modell)	35
6.23	Stromlinienverlauf bei $\theta = 25^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \varepsilon \text{-Modell}) \ \dots \dots \dots \dots$	37
6.24	Stromlinienverlauf bei $\theta=25^{\circ}$, $\Delta\theta=0.01^{\circ}$, $l_d^*=30~(k-\varepsilon\text{-Modell})~\dots~\dots~$	37
6.25	Typischer Konvergenzplot bei unsymmetrischer Geometrie $(k - \varepsilon$ -Modell)	37
6.26	Strömungszustände in Abhängigkeit der Iterationsschritte bei unsymmetri-	
	scher Geometrie $(k - \varepsilon$ -Modell)	38
	Stromlinienverlauf bei $\theta=25^{\circ}$, $\Delta\theta=0.1^{\circ}$, $l_d^*=0$ $(k-\varepsilon\text{-Modell})$	39
	Stromlinienverlauf bei $\theta=25^{\circ}$, $\Delta\theta=1^{\circ}$, $l_d^*=0$ $(k-\varepsilon\text{-Modell})$	39
6.29	Konvergenzplot bei $\theta = 25^{\circ}$, $\Delta \theta = 0.1^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \varepsilon$ -Modell)	39
	Konvergenzplot bei $\theta=25^{\circ}, \Delta\theta=1^{\circ}, l_d^*=0 \ (k-\varepsilon\text{-Modell}) \ . \ . \ . \ . \ . \ .$	39
	Stromlinienverlauf bei $\theta = 45^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \varepsilon$ -Modell)	40
	Die Simulationsergebnisse mittels $k - \varepsilon$ -Modell	41
	Finite-Elemente Netz des Diffusors mit $\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 0$ $(k - \omega$ -Modell)	44
	C_p -Vergleich für den Bereich ohne nennenswerter Ablösung $(k-\omega$ -Modell)	45
	Vektorplot bei $\theta=5^{\circ},l_d^*=30$ (keine Ablösung beobachtet, $k-\omega$ -Modell)	45
	Vektorplot bei $\theta = 6^{\circ}$, $l_d^* = 30$ (Ablösung beobachtet, $k - \omega$ -Modell)	46
6.37	Verlauf des dimensions losen Druckes p^* am Vorlaufrohreintritt bei $\theta=5^\circ$,	
	$l_d^* = 30 \ (k - \omega$ -Modell und $k - \varepsilon$ -Modell)	46
	Stromlinienverlauf bei $\theta = 10^{\circ}$, $l_d^* = 10$ $(k - \omega$ -Modell)	48
	Stromlinienverlauf bei $\theta = 25^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \omega$ -Modell)	48
	Konvergenzplot bei $\theta = 25^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \omega \text{-Modell}) \dots \dots \dots \dots \dots$	49
	Stromlinienverlauf bei $\theta = 35^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \omega \text{-Modell}) \dots \dots$	49
	Konvergenzplot bei $\theta = 35^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \omega$ -Modell)	50
6.43	Strömungsbilder bei unterschiedlichen Anzahl von Rechenschritten $(k - \omega$	F 0
C 44	Modell)	50
	Stromlinienverlauf bei $\theta = 45^{\circ}$, $l_d^* = 30 \ (k - \omega \text{-Modell}) \dots$	51
	Gemessene Geschwindigkeitsprofile nach Reneau et al. [9]	51
	Vergleich von zwei Geschwindigkeitsprofilen bei $B = 0.015$ (*-Koordinaten) .	55 55
	Vergleich von zwei Geschwindigkeitsprofilen bei $B=0.015~(+-{\rm Koordinaten})$. Druckspitzenvergleich am Vorlaufrohreintritt	55 56
	Die Simulationsergebnisse mittels $k - \omega$ -Modell	- 56 - 56
0.43	Die diminianionsergebinsse minuels $\kappa=\omega$ -Modell \ldots , \ldots \ldots \ldots \ldots	- 00

Tabellenverzeichnis

4.1	Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht	17
6.1	Zusammenfassung der verwendeten Größen in der Rechnung	24
6.2	Standardwerte der Modellkonstanten $(k - \varepsilon$ -Modell) nach $FLUENT$ [1]	26
6.3	C_p -Vergleich bei $\theta=10^\circ$	31
6.4	Parameter für die instationäre Berechnung $(k - \varepsilon$ -Modell)	32
6.5	Zeitlicher Vergleich der instationären und stationären Rechnung $(k - \varepsilon$ -Modell)	36
6.6	C_p -Vergleich zwischen stationärer und instationärer Rechnung bei $\theta = 10^{\circ}$,	
	$l_d^* = 10 \ (k - \varepsilon \text{-Modell}) \ \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	36
6.7	Parametereinstellung für Bereich "unsymmetrische Strömung" $(k - \varepsilon$ -Modell)	36
6.8	Vergleich der Berechnungsdauer bei unterschiedlicher Unsymmetrie	38
6.9	Die Simulationsergebnisse mittels $k - \varepsilon$ -Modell	41
6.10	Standardwerte der Modellkonstanten $(k-\omega ext{-Modell})$ nach $FLUENT$ [1]	42
6.11	Parameter für die instationäre Berechnung $(k - \omega$ -Modell)	48
6.12	C_p -Werte bei unterschiedlicher Anzahl von Rechenschritten bei $\theta=35^{\circ},l_d^*=$	
	$30 (k - \omega \operatorname{-Modell}) \dots \dots$	50
6.13	Vorgaben für das modifizierte Geschwindigkeitsprofil	52
	Lösung des modifizierten Geschwindigkeitsprofils (Ansatz mit δ^*)	53
	Lösung des modifizierten Geschwindigkeitsprofils (Ansatz mit δ^{**})	54
6.16	Die Simulationsergebnisse mittels $k-\omega$ -Modell	57