Strömungstopologie und Turbulenzmodellierung der Filmkühlung im Profilvorderkanten- und Seitenwandbereich einer Gasturbine

Vom Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik
der Universität Kaiserslautern
zur Verleihung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte
Dissertation

von

Dipl.-Ing. Rebecca Reviol
aus Limburg an der Lahn

Tag der mündlichen Prüfung:	25. Januar 2013
Dekan:	Prof. Dr.-Ing. Bernd Sauer
Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. Siegfried Ripperger
Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Martin Böhle
	Dr.-Ing. habil. Alexander Wiedermann

D 386

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen der Technischen Universität Kaiserslautern.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Martin Böhle, dessen fachliche Unterstützung wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Weiterhin danke ich Herrn Dr.-Ing. habil. Alexander Wiedermann für die zahlreichen fachlichen Gespräche und seine konstruktiven Anregungen, die mich bei Verfassen der Arbeit vorangebracht haben.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Siegfried Ripperger danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Herrn Prof. Kenichiro Takeishi von der Osaka University möchte ich für das Überlassen der experimentellen Vergleichsergebnisse danken, mit denen es mir möglich war die numerischen Untersuchungen in dieser Arbeit zu validieren.

Ich danke allen meinen wissenschaftlichen Hilfskraften sowie den Kollegen für die tatkräftige Unterstützung und die gute Zusammenarbeit.

Besonderer Dank gilt meiner Familie. Meinem Mann Thomas, der mir ein verständnisvoller und unersätzlicher fachlicher Ratgeber ist, meinen Eltern, die von kleinauf stets meinen Wissendurst anregten und stillten und meinen Brüdern für ihren Respekt, der mir ein besonderer Ansporn war.

Kaiserslautern, im Januar 2013 Rebecca Reviol

Inhaltsverzeichnis

Vorwort **III**

Nomenklatur **IX**

Abstract **XIII**

Kurzfassung **XVI**

1 Einleitung **1**
1.1 Problemstellung 1
1.2 Literaturübersicht 4
1.3 Zielsetzung 5

2 Grundlagen der Filmkühlung **7**
2.1 Verhalten der Kühlluft innerhalb der Bohrung 8
2.2 Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Hauptströmung 10
2.3 Aerodynamische Beschreibung der Filmkühlung 13
2.4 Einflussfaktoren der Filmkühlung 14
2.4.1 Geometrische Einflussfaktoren 14
2.4.2 Aerodynamische Einflussfaktoren 15

3 Sekundärströmungen im Schaufelkanal **17**
3.1 Das turbulente Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante 19
3.2 Lokaler Wärmeübergang in die Seitenwand vor der Vorderkante 23
3.3 Einflussfaktoren des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante . . 25

4 Filmkühlung der Seitenwand beschaufelter Kanäle **29**

5 Beschreibung der Versuche für die experimentellen Vergleichsergebnisse (Universität Osaka) **33**
5.1 Verwendete Messverfahren 34
5.1.1 Die Particle Image Velocimetry 34
5.1.2 Die Analogie von Wärme-und Stofftransport 34
5.2 Versuchsaufbau und -variation 36
5.2.1 Filmkühlung 36
5.2.2 Das turbulente Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante . . 37
5.2.3 Wechselwirkung zwischen Filmkühlung und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante 38

6 Numerische Untersuchungen **41**
6.1 Turbulenzmodellierung 41
6.2 Diskretisierung 44
6.3 Betrachtung zu erwartender Fehler 45
6.4 Anspruch der Strömung an numerische Diskretisierung 46
6.4.1 Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung 48
6.4.2 Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante 49
6.4.3 Wechselwirkung von Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante 49
6.5 Numerische Methode 50
6.5.1 Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung 50
6.5.2 Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante 54
6.5.3 Wechselwirkung von Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante 57

7 Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung **61**
7.1 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung 61
7.2 Einfluss der Turbulenzmodellierung 62
7.2.1 Die kreisrunde Bohrung 62
7.2.2 Die fächerförmige Bohrung 69
7.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung 72
7.3.1 Die kreisrunde Bohrung 72
7.3.2 Die fächerförmige Bohrung 76

8 Das turbulente Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante **79**
8.1 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung 79
8.2 Einfluss der Turbulenzmodellierung 80
8.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung 84

9 Wechselwirkung zwischen Filmkühlung und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante **94**
9.1 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung 94
9.2 Einfluss der Turbulenzmodellierung 95
9.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung 101

10 Zusammenfassung **105**

Literaturverzeichnis **108**

Anhang **A**

Lebenslauf **I**

Abbildungsverzeichnis

1.1 Effektiver Wirkungsgrad des realen Gasturbinenprozesses [1] 2

2.1 Schematische Darstellung der Filmkühlungswirkung nach Han [2] 7
2.2 Verhalten der Kühlluft in der Bohrung [3] 9
2.3 Geschwindigkeitsverteilung am Bohrungsaustritt 9
2.4 Gebundener Vorderkantenwirbel [4] und Ablösung 10
2.5 Entstehende Wirbelstrukturen bei Filmkühlung 11

3.1 Wirbelstrukturen der Seitenwand [5] 17
3.2 Schädigung der Seitenwand [6] 18
3.3 Entstehung des Hufeisenwirbelsystems 19
3.4 Wirbelsystem im Eckbereich 20
3.5 Stromlinienprofil auf der Seitenwand 22
3.6 Wirbelsystem und Wärmeübergang 24
3.7 Aerodynamische Einflussfaktoren des Wirbelsystems 27
3.8 Definition Stumpfheitsfaktor 27

4.1 Kühleffektivität auf der Seitenwand [7] 30
4.2 Entstehendes Wirbelsystem bei Kühlung der Vorderkante [8] 31
4.3 Adiabate Filmkühleffektivitätsverteilung auf der Seitenwand [8] 32

5.1 Aufbau des Niedergeschwindigkeitswindkanals (schematisch) 33
5.2 Filmkühlung 36
5.3 Wirbelsystem im Eckbereich und Wärmeübergang 38
5.4 Wechselwirkung zwischen Kühlluft und Wirbelsytem im Eckbereich 39

6.1 Modellierungsgrad und Anspruch an Ressourcen 42
6.2 Strömungscharakteristika bei Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung . . 48
6.3 Strömungscharakteristika am symmetrischen Schaufelprofil 49
6.4 Strömungscharakteristika bei Filmkühlung im Eckbereich vor der Vorderkante 50
6.5 Diskretisierung der fächerförmigen Bohrung: Bohrung und Diffusor 51
6.6 Rechengebiet Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung 52
6.7 Ausschnittsdarstellung Rechennetz B 55
6.8 Rechengebiet Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante 56
6.9 Ausschnittsdarstellung Rechennetz A 58
6.10 Rechengebiet Wechselwirkung Kühlluftstrahl - Wirbelsystem im Eckbereich 59

7.1 Geschwindigkeitsfelder in Ebenen x/d=(0, 2, 4), SST, Netz E, M=0,5 . . . 63
7.2 Stromlinien der Wirbelstrukturen, Netz E, M=1,5 64
7.3 $\overline{\eta_{ad}}$, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz E, M=0,5, M=1,5 65
7.4 $\eta_{ad}(x, y, z)$, Ebenen x/d=(0, 2, 4),Netz E, M=0,5 66

7.5 $\eta_{SE}(x)$, z/d=0, y/d=0,2, Netz E, M=0,5, M=1,5 67
7.6 $\eta_{ad}(x, y, z)$, Ebenen x/d=(0, 2, 4), Netz E, M=1,5 69
7.7 Stromlinien der Scherschicht, k-ϵ und SST Modell, Netz CF, M=0,5 70
7.8 $\overline{\eta_{ad}}$, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz CF, M=0,5 und M=1,5 71
7.9 Stromlinien der Scherschicht, k-ϵ Modell, Netz A,C,E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=1,5 73
7.10 $\eta_{SE}(x)$, z/d=0, y/d=0,2,Netz A und E, M=0,5 und M=1,5 74
7.11 $\overline{\eta_{ad}}$, SST Modell, Netze A-E, M=0,5 und M=1,5 75
7.12 $\eta_{SE}(x)$, z/d=0, $k - \epsilon$ und SST Modell, Netz A, C und E, M=1,5 76
7.13 $\eta_{ad}(x, y, z)$, Ebenen x/d=(0, 2, 4), Netze AF und CF, M=0,5 77
7.14 $\overline{\eta_{ad}}$, $\eta_{SE}(x)$ (z/d=0, y/d=0,2), Netze AF und CF, M=0,5 und M=1,5 . . . 78

8.1 Einfluss des gewählten Zeitschrittes 80
8.2 Strömungsfeld, z/D=0, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz D 81
8.3 Stantonzahlverteilng, y/D=0, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz D . . . 83
8.4 Strömungsfeld Eckenwirbel, z/D=0, Netz A-DD 85
8.5 Strömungsfeld, z/D=0, Vergleich Netz D und Netz DD, DES Modell 86
8.6 Strömungsfeld, z/D=0, Vergleich Netze C und Netz D, SST Modell 87
8.7 Strömungsfeld, y/D=0, z/D=0, DES Modell, Netz D 88
8.8 Strömungsfeld, y/D=0, z/D=0, DES Modell, Netz DD 89
8.9 Strömungs- und Temperaturfeld, z/D=0, DES Modell, Vergleich Netz D und Netz DD 90
8.10 Strömungs- und Turbulenzfeld, z/D=0, DES Modell, Vergleich Netz D und Netz DD 91
8.11 Stantonzahlverteilung, y/D=0, Vergleich Netz D und Netz DD, DES Modell 92

9.1 Strömungfeld z/d=0, Vergleich Turbulenzmodelle, M=0,5, l/d=6 95
9.2 Strömungfeld im Bohrungsdiffusor z/d=0, Vergleich Turbulenzmodelle, M=0,5, l/d=6 97
9.3 Strömungfeld z/d=0, Vergleich Turbulenzmodelle, M=1,5, l/d=6 97
9.4 $\eta_{aW}(x, z)$, Vergleich Turbulenzmodelle, M=0,5, l/d=6 99
9.5 $\eta_{SE}(x)$, Vergleich Turbulenzmodelle, M=0,5 und M=1,5, l/d=6 100
9.6 $\overline{\eta_{ad}}$, $\eta_{SE}(x)$, Gegenüberstellung der Netze A-C, k-ϵ und SST Modell, M=0,5, l/d=6 102
9.7 Strömungfeld z/d=0, Vergleich Netze A-C, SST Modell, M=0,5, l/d=6 . . 103

A-1 Bohrungsgeometrien der diskreten Kühlbohrungen . . . . . A
A-2 Geschwindigkeitsverteilung der Hauptströmung C
A-3 Verteilung der turbulenten Dissipation der Hauptströmung C
A-4 Verteilung der turbulenten kinetischen Energie der Hauptströmung . . . . D
A-5 Stromlinien der Wirbelstrukturen, Vergleich Turbulenzmodelle, M=0,5 . . E
A-6 $\eta_{ad}(x, y, z)$, z/d=0, Vergleich Turbulenzmodelle, M=0,5 und M=1,5 . . . . F
A-7 Stantonzahlverteilung y/D=0, $k - \epsilon$ und $k - \omega$ Modell, Netz D . . . . . G
A-8 Stantonzahlverteilung y/D=0, z/D=0, $k - \epsilon$ und $k - \omega$ Modell, Netz A-D . H
A-9 Stantonzahlverteilung, Einfluss der Netzes, SST Modell . . . . . H

Tabellenverzeichnis

2.1 Einflussfaktoren einer Filmkühlung 14

6.1 Parametermatrix Rechennetze Filmkühlung, kreisrunde Bohrung 51
6.2 Parametermatrix Rechennetze Filmkühlung, fächerförmige Bohrung 51
6.3 Strömungsgeschwindigkeiten am Eintritt des Kühlmediums 52
6.4 Parametermatrix numerische Untersuchungen, kreisrunde Bohrung 53
6.5 Parametermatrix numerische Untersuchungen, fächerförmige Bohrung . . . 54
6.6 Parametermatrix Rechennetze, Wirbelsystem im Eckbereich 54
6.7 Parametermatrix numerische Untersuchungen des Wirbelsystems im Eckbereich 57
6.8 Parametermatrix Rechennetze, Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelsystem, l/d=6 58
6.9 Parametermatrix Rechennetze, Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelsystem, l/d=12 58
6.10 Parametermatrix numerische Untersuchungen, Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelsystem, l/d=6 60

A-1 Experimentelle Parameter Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung . . . . A
A-2 Experimentelle Parameter Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante . . . . . B
A-3 Experimentelle Parameter Wechselwirkung Kühlluftstrahl-Wirbelstrukturen im Eckbereich . . . . . B

Nomenklatur

Dimensionslose Kenngrößen

$BF = \frac{D}{4 \cdot X_M T} \cdot (\frac{MT}{S_M T} + \frac{S_M T}{X_M T})$	Stumpfheitsgrad (engl.:Bluntness factor) [9]
$DR = \frac{\rho_C}{\rho_\infty} = \frac{T_\infty}{T_C} \cdot \frac{p_{C,tot}}{p_{\infty,tot}}$	isentropes Dichteverhältnis
$I = \frac{\rho_C \cdot u_C^2}{\rho_\infty \cdot u_\infty^2}$	Impulsrate
$Le = \frac{a}{D} = \frac{Sc}{Pr}$	Lewis-Zahl
$M = \frac{\rho_C \cdot u_C}{\rho_\infty \cdot u_\infty}$	Ausblaserate
$Ma = \frac{u_\infty}{c_S}$	Machzahl
$MDF = Re_T \cdot Re_\Theta$	Impulsverlustfaktor
$Kn = \frac{\lambda}{L}$	Knudsenzahl
$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$	Prandtl-Zahl
$Q = \frac{1}{2} \frac{(\lvert\Omega\rvert^2 - \lvert S\rvert^2)}{(u_\infty/D)^2}$	Q-Kriterium
$Re = \frac{\rho \cdot u \cdot L}{\mu}$	Reynoldszahl
$Sc = \frac{\nu}{D}$	Schmidt-Zahl
$Stk = \frac{t_r}{t_{L_k}} = \frac{\rho_P \cdot d_p^2}{\rho_F l \cdot 18 \cdot \nu} \cdot (\frac{\nu}{\epsilon})^{\frac{1}{2}}$	Stokes-Zahl
$St = \frac{\dot{q}}{\rho_\infty \cdot u_\infty \cdot c_p \cdot \Delta T}$	Stantonzahl
$t* = \Delta t \cdot u_\infty / L$	dimensionsloser Zeitschritt
$V = \frac{u_C}{u_\infty}$	Geschwindigkeitsverhältnis
$y+$	dimensionsloser Wandabstand
Π	Verdichterdruckverhältnis (p_2/p_1)

Lateinische Buchstaben

Symbol	**Beschreibung**	**Einheit**
a	Temperaturleitfähigkeit	$[m^2/s]$
c	Geschwindigkeit	$[m/s]$
C	Sauerstoffkonzentration	$[/]$
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck	$[J/kgK]$, $[m^2/s^2K]$
d	Durchmesser Bohrung	$[m]$
D	binärer Diffusionskoeffizient	$[m^2/s]$
D	Nasenkantendurchmesser	$[m]$

Symbol	Beschreibung	Einheit
d	Bohrungsdurchmesser	$[m]$
L	Längeneinheit	$[m]$
l	Bohrungslänge	$[m]$
p	Druck	$[kg/ms^2]$
Pr_t	turbulente Prandtlzahl	[/]
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	$[kg/s^3]$, $[W/m^2]$
S	Distanz entlang der Schaufeloberfläche	$[m]$
S	symmetrischer Scherratentensor	$[s^-1]$
MT	maximale Schaufeldicke	$[m]$
t	Zeit	$[s]$
T	Temperatur	$[K]$
T_1	Verdichtereintrittstemperatur	[K]
T_3	Turbineneintrittstemperatur	[K]
TU	Turbulenzgrad	[/]
u	Geschwindigkeit	$[m/s]$
v	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung	$[m/s]$
w_t	spezifische Nutzarbeit	$[W/kgs]$, $[m^2/s^4]$
X	Distanz entlang des Schaufelsehne	$[m]$
x	Position entlang der X-Achse	$[m]$
y	Position entlang der Y-Achse	$[m]$
z	Position entlang der Z-Achse	$[m]$

Griechische Buchstaben

Symbol	Beschreibung	Einheit
α	Wärmeübergangszahl	$[kg/s^3K]$
β	Anströmwinkel der Hauptströmung	$[°]$
δ	Grenzschichtdicke	[/]
Δ	Differenz	[/]
η	Filmkühleffektivität	[/]
ϵ	Dissipation	$[m^2/s^3]$
Γ	Diffusivität	$[kg/ms]$
κ	Isentropenexponent	[/]
Λ	Wirbeldiffusivität	$[Pas]$, $[kg/ms^3]$
λ	mittlere freie Weglänge	$[m]$

Symbol	Beschreibung	Einheit
μ	dynamische Viskosität	$[kg/ms]$
μ_t	Wirbelviskosität	$[Pas]$, $[kg/ms^3]$
ν	kinematische Viskosität	$[m^2/s]$
Ω	asymmetrischer Wirbelstärketensor	$[s^-1]$
ω	charakteristische Wirbelfrequenz	$[s^-1]$
ρ	Dichte	$[kg/m^3]$
σ	Shear stress	$[Pa]$, $[kg/ms^2]$
Θ	Impulsverlustdicke	$[m]$

Indizes

Symbol	Beschreibung
ad	adiabate Größe
aW	adiabate Wand
$conc$	Konzentrationsverteilung
∞	Hauptströmung
F	Mischungsgröße
C	Kühlmedium
k	Kolmogorov
Fl	Fluid
O	Ausgangszustand
P	Partikel
S	Sattelpunkt
SE	Symmetrieebene
t	turbulente Größe
th	thermisch
tot	Totalgröße
MT	maximale Schaufeldicke
W	Wand

Abstract

The improvement of turbine aerodynamics does not leave enough margin to considerably increase turbine performance. With regard to the thermal efficiency of the gas turbine process, an enhancement of the turbine inlet temperature is one of the alternatives to increase the engine's output. Due to the gas turbine research during the last years, the turbine inlet temperature of modern gas turbines amounts up to temperatures of 2000 K. This leads to an extraordinary thermal load of the turbine components exposed to the hot gas. To avoid a thermal breakdown, an active cooling of the components has to be applied. Additional to internal convective cooling technologies, in most cases a film cooling is used.

Film cooling consists of cooling air, that is taken from the last stages of the compressor to be ejected through small holes on the surfaces of turbine blades and sidewalls. This causes a reduction of the thermal efficiency. So, it is necessary to minimize the required cooling mass flow and to unify the thermal load of the turbine components. To reach this aim, knowledge of the local heat load is necessary. Caused by three dimensional flow and the occurrence of vortex systems, the blades suffer from thermal fluctuations. Especially the vortex system in the junction of blade and sidewalls causes high heat transfer rates. This vortex system and associated heat transfer is characterized by unsteadiness and has to be considered, when film cooling is applied.

The experimental evaluation of the local heat transfer rates in the blade corner junction is very expensive. A numerical investigation can be a reasonably priced alternative and is already used in many cases concerning the improvement of gas turbines. The numerical simulation is attended by two main sources of error, namely modeling turbulence and associated heat transfer and errors caused by the spatial and temporal resolution. So, to satisfactorily represent the heat transfer caused by the flow system in corner junction it is necessary to find a well suited turbulence model and an adequate resolution in time and space.

The development of computational resources has led to high performance computers that enable the user of numerical solution techniques to use methods based on a low modeling level of turbulence. These methods request a high standard of spatial and temporal resolution. It is not necessarily the case that using high performance methods is the best choice. In some cases, using a method of higher modeling level and by this lower costs, leads to adequate and competitive results. To investigate the interaction of the vortex system in corner junction and the film cooling flow, first the requirements on the modeling have to be pointed out.

In the scientific field of film cooling investigation, there are only few publications on the interaction of film cooling and occurring vortex systems. All of them confirm the large

influence of the vortices on the development of the effectiveness of the applied film cooling, especially in the region of corner junction. In this area, the film cooling effectiveness is considerably reduced by the vortex system. An effect, that can only be negotiated by an enhancement of the local blowing ratio and, therefore, the required amount of cooling air mass flow.

In this thesis, the results of numerical investigations are presented, which point out the demands of the flow configuration of film cooling ejection in the corner junction vortex system on temporal and spatial discretization and the applied turbulence model for a proper computation. For this purpose, every investigated turbulence model is used in combination with meshes of different resolution at varying time steps. Using simple geometrical models, the influence of local flow phenomena on the local heat transfer is investigated. In comparison with experimental data, the shortcomings of each applied turbulence model and each chosen degree of discretization can be clearly pointed out. This allows to identify the best combination under economic and pragmatic aspects.

The investigated ejection of film cooling air in the corner junction vortex system is the superposition of two well-known flow configurations. These are the ejection of coolant air out of a discrete cooling hole and the flow ahead of an airfoil that is mounted on a flat plate. First, both configurations are examined separately. In case of the film cooling flow, the target variable is the distribution of the local film cooling effectiveness. Considering the case of the corner junction vortex, the target value is the local heat transfer on the sidewall. This approach allows the evaluation of the influence of turbulence modeling and degree of discretization on each of both flow phenomena. Finally, the superposition of both flow phenomena is investigated. The comparison of the three cases will show, whether the requirements on the numerical investigation of the single cases can be transferred on the superposition or not. So, the influences of turbulence modeling and degree of spatial and temporal discretization on the developing vortex systems and the associated heat transfer are shown.

The turbulence field arising from the ejection of coolant air into a crossflow is highly anisotropic. For this purpose, a Reynolds Stress model, the RBSL model, is additionally applied to the well-known eddy viscosity models, the k-ϵ model and the SST model. It was found that there is no noticeable influence of the temporal resolution on the numerically predicted distribution of the film cooling effectiveness. The major large scale vortex system of the flow field, also known as counter rotating vortex pair, is overestimated by each of the models applied. This is caused by the underestimation of viscous and turbulent diffusion and dissipation and leads to an underestimated spreading of the temperature field of the coolant jet. The smaller scaled vortices are only represented by the SST and RBSL model. Scalable wall functions of the k-ϵ model applied make the identification of these vortices impossible.

With increasing number of nodes, the estimated vorticity of the counter rotating vortex pair increases. The smaller scale vortices are only represented with an adequate mesh resolution. This is true for all turbulence models applied. The numerical investigation shows the influence of numerical diffusion. Results gained with meshes of low element density benefit from the numerical diffusion with similar effect as additional turbulent diffusion.

In summary, it is shown that the turbulence and temperature fields and the associated heat transfer are best represented by the k-ϵ model. The application of a Reynolds Stress model has no beneficial effect in comparison to the eddy viscosity models. Because of the observed underestimation of turbulent diffusion by all models, the additional numerical diffusion in case of the coarse meshes seems beneficial to the predicted results. Therefore, a steady state computation using the k-ϵ model is suited for film cooling investigation.

In case of the investigated vortex system in the corner junction region, it is well known, that the developing unsteady vortex system causes a characteristic distribution of the local heat transfer into the sidewall. Three URANS eddy viscosity turbulence models are chosen supplemented by a hybrid URANS/LES model to analyze the flow phenomena of the named above flow configuration. The applied URANS turbulence models are the k-ϵ, the k-ω and the SST models. The selected hybrid model is the DES model. It has been found that the computations performed with time steps too large show results similar to steady state computations at the same boundary conditions. A transient behavior of the vortex system is only revealed by using the SST and DES model. Both the remaining models show very similar steady state results at every chosen time step. The k-ϵ and the k-ω models fail in predicting the full vortex system. Using the k-ϵ model the computation can only represent the steady state horseshoe vortex. The k-ω model fails in computing the roll up of the horseshoe vortex, caused by an overestimation of eddy viscosity. SST and DES models are capable of representing the whole vortex system in the corner junction area. The local heat transfer distribution on the sidewall is estimated using the DES model. The unsteady behavior of the horseshoe vortex is obtained by SST and DES model. The fluctuation of the vortex system is resolved by both models.

With increasing node density the computed vorticity increases. This is true for all models except the k-ω model. This effect is caused by numerical diffusion. Their influence increases with decreasing node density. Further the node distribution affects the position of the predicted vortex core. It approaches the airfoils leading edge with increasing node density. The investigation of this flow configuration shows that an adequate spatial and temporal discretization in combination with a high performance turbulence model is necessary to represent the vortex system and associated heat transfer in the corner junction.

The combined flow case as superposition of both investigated flow configurations is solved with the k-ϵ, the SST and the DES models. In addition, meshes with different node densities are used. It can be shown, that the superposition requests the same modeling conditions as the flow configuration of the symmetrical airfoil. Caused by the highly transient behavior of the ejection into the vortex system, only transient computations are carried out. The flow is dominated by several vortex structures that arise from the ejection of coolant flow into the decelerated crossflow in front of the leading edge. They determine the development of the local distribution of the film cooling effectiveness. The representation of the vortex structures is essential to predict the film cooling distribution. As a result, the application of an adequate turbulence model and mesh distribution is necessary. The results of the DES model in combination with the fine mesh applied shows the best representation of the experimental data.

Kurzfassung

Die Verbesserung der aerodynamischen Komponenten einer Gasturbine lässt nur noch wenig Spielraum zu einer Effizienzsteigerung offen. Eine Erhöhung der maximalen Temperatur des thermodynamischen Prozesses bietet weiteres Potential zur Leistungssteigerung. Diese Maßnahme führt zu Turbineneintrittstemperaturen, die eine thermische Belastung für die Turbinenkomponenten darstellt, welche auch durch moderne Werkstoffe nicht ertragen werden kann. Um einer thermische Ermüdung vorzubeugen kann eine Filmkühlung appliziert werden.

Eine Filmkühlung hat zunächst eine Reduktion des thermischen Wirkungsgrades zur Folge. Der benötigte Luftmassenstrom muss daher minimiert werden. Um mit minimalem Luftmassenstrom eine ausreichende Kühlung zu erreichen, ist vor der Auslegung der Filmkühlung die Kenntnis des lokalen Wärmeübergangs in der Turbine notwendig. Dieser wird von der Strömung in der Turbine bestimmt. Insbesondere die entstehenden Wirbelstrukturen verursachen starke Temperaturfluktuationen über den Bauteiloberflächen. Hier ist an erster Stelle das Wirbelsystem im Eckbereich von Schaufeln und Seitenwänden zu nennen. Der Wärmeübergang kann hier um bis zu 300% gegenüber der ungestörten Anströmung erhöht sein. Weiterhin tritt das Wirbelsystem mit der vorhandenen Filmkühlung in Interaktion, was eine Reduzierung der Kühlleistung zur Folge hat.

Die experimentelle Evaluierung der lokalen Kühlleistung, bemessen durch die Filmkühleffektivität, ist mit einem hohen Maß an Aufwand verbunden. Eine numerische Bestimmung der Filmkühleffektivität ist eine kostengünstige Alternative, bietet jedoch aufgrund der benötigten Modellierung der Turbulenz und der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung zwei Fehlerquellen, deren Einfluss auf das Ergebnis einer Beurteilung bedarf.

Mit Turbulenzmodellen niedrigen Modellierungsgrades ist eine Abbildung des instationären Wirbelsystems im Eckbereich in guter Übereinstimmung mit dem Experiment möglich. Diese erfordern ein hohes Maß an Ressourcen. Im Zuge der Notwendigkeit einer Ressourcenersparnis besteht der Wunsch das Wirbelsystem mit Modellen hohen Modellierungsgrades zu bestimmen. In dieser Arbeit wird daher herausgestellt, welchen Anspruch das Wirbelsystem tatsächlich an seine Modellierung stellt. Zu diesem Zweck werden nicht nur verschiedene Turbulenzmodelle variierenden Modellierungsgrades gegenübergestellt, sondern auch der notwendige räumliche und zeitliche Diskretisierungsgrad diskutiert.

Die Strömungskonfiguration einer Filmkühlung im Eckbereich vor der Schaufelvorderkante kann als Superposition zweier Strömungskonfigurationen betrachtet werden. Diese sind das Ausblasen von Kühlluft aus einer diskreten Bohrung und die Entwicklung des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante aufgrund einer Grenzschichtströmung. Zunächst werden die Ansprüche der Einzelkonfigurationen an Turbulenzmodellierung und

Diskretisierung geklärt. Anschließend wird die Superposition beider Fälle untersucht. Im Vergleich zeigt sich der Einfluss von Turbulenzmodellierung und Diskretisierung auf die Ergebnisse der Einzelkonfigurationen und weiterhin, ob diese Erkenntnisse auf die Bestimmung der Superposition angewendet werden können. Die Zielgröße der Berechnungen ist die lokale Filmkühleffektivität, beziehungsweise, im Fall der Untersuchung des Wirbelsystems ohne Filmkühlung, der lokale Wärmeübergang in die Seitenwand. Für die drei untersuchten Strömungskonfigurationen stehen experimentelle Daten zur Validierung zur Verfügung.

Während das Ausblasen aus einer diskreten Bohrung mit einem RANS Modell, dem k-ϵ Modell, gut abgebildet werden kann, ist die Entwicklung des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Schaufelvorderkante und der damit einhergehende Wärmeübergang durch ein hybrides Modell, das DES Modell, gut repräsentiert. In Verbindung mit dem k-ϵ Modell zeigt sich für die Untersuchung des Ausblasens eine grobe Diskretisierung bei stationärer Berechnung als förderlich für die Abbildung der experimentellen Filmkühleffektivität. Dies liegt in der vorhandenen numerischen Diffusion begründet. Die Wiedergabe vorhandener Wirbelstrukturen ist essentiell zur Prognose der Filmkühleffektivitätsverteilung und des Wärmeübergangs im Eckbereich vor der Vorderkante. Dies bedarf der Verwendung eines geeigneten Modells in Verbindung mit einer ausreichenden Diskretisierung. Daher zeigt sich hier das DES Modell als geeignet. Die Entwicklung der Filmkühleffektivität im Fall des Ausblasens von Kühlluft in ein bestehendes Wirbelsystem ist von den entstehenden Wirbelstrukturen bestimmt. Die Ergebnisse des DES Modells in Verbindung mit dem Netz größter Knotendichte weisen daher hier die beste Übereinstimmung mit dem Experiment auf.

1 Einleitung

1.1 Problemstellung

Die Gasturbine findet neben ihrer Anwendung als Triebwerk im Luftverkehr auch Einsatzgebiete im Bereich der Umwandlung von fossilen Brennstoffen zu elektrischer Energie oder als mechanischer Antrieb für Arbeitsmaschinen. Der der Gasturbine zugrundeliegende thermodynamische Vergleichsprozess ist der Joule Prozess, bestehend aus einer isentropen Verdichtung um das Druckverhältnis Π, einer isobaren Wärmezufuhr, einer isentropen Expansion und einer isobaren Wärmeabfuhr. Der thermische Wirkungsgrad des idealen Jouleprozesses bestimmt sich durch

$$\eta_{th,Joule} = 1 - \frac{1}{\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \tag{1.1}$$

Die spezifische Nutzarbeit des idealen Jouleprozesses ergibt sich zu

$$\frac{w_t}{c_p \cdot T_1} = \frac{T_3}{T_1}(1 - \frac{1}{\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}) - \Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \tag{1.2}$$

und hängt bei gegebener Verdichtereintrittstemperatur T_1 noch von der Turbineneintrittstemperatur T_3 ab. Der reale Gasturbinenprozess entspricht dem Jouleprozess, unterliegt jedoch polytroper statt isentroper Kompression und Expansion. Weiterhin kommen Druckverluste, Realgaseffekte, Verluste durch eine unvollständige Verbrennung in der Brennkammer und Verluste durch Leckagen, Sperrluft und Kühlluft hinzu. Diese werden über einen inneren Wirkungsgrad zusammengefasst. Multipliziert mit dem mechanischen Wirkungsgrad ergibt sich der effektive Wirkungsgrad, welche in Abbildung 1.1 für verschiedene Turbineneintrittstemperaturen über dem Druckverhältnis dargestellt ist [1].

Im Zuge der notwendigen Ersparnis von Ressourcen ist der Hersteller von Gasturbinen angehalten, den Wirkungsgrad seiner Maschinen zu erhöhen und die Effizienz zu verbessern. Diesen Prozess durch eine aerodynamische Optimierung der Turbokomponenten voranzutreiben bietet nur noch geringen Spielraum. Bei Betrachtung des effektiven Wirkungsgrades des thermodynamischen Prozesses zeigt sich jedoch, dass durch ein Anheben der maximalen Prozesstemperatur, welche über die Isentropenbeziehung in Verbindung mit einem optimalen Druckverhältnis steht, eine deutliche Wirkungsgradsteigerung möglich ist.
Diese Möglichkeit der Effizienzsteigerung wird seit geraumer Zeit verfolgt, so dass sich die Turbineneintrittstemperaturen moderner Gasturbinen im Bereich von bis zu 2000 K bewegen. Dies ist mit einer außergewöhnlichen Belastung der Turbinenkomponenten verbunden. Durch werkstofftechnische Anpassungen werden zulässige Betriebstemperaturen von bis zu 1125 K [10] realisierbar. Der erhöhten Korrosionsgefahr bei diesen Temperaturen wird durch ein Coating vorgebeugt, welches auch als thermische Barriere dient. Ist

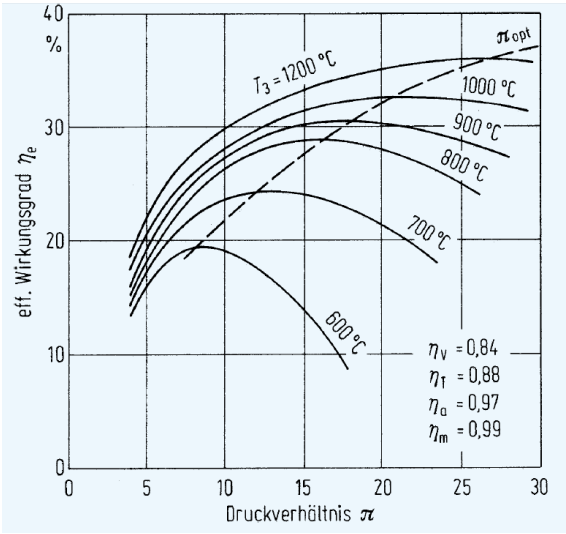


Abbildung 1.1: Effektiver Wirkungsgrad des realen Gasturbinenprozesses in Abhängigkeit von Druckverhältnis und Turbineneintrittstemperatur [1]

darüber hinaus eine weitere Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur gewünscht, muss eine aktive Bauteilkühlung appliziert werden, die in interne und externe Kühltechniken untergliedert werden kann.

Die Anwendung interner Kühltechniken ermöglicht den Betrieb bei Heißgastemperaturen von bis zu 1600 K. Das Kühlmedium Luft wird dem Verdichter in den letzten Stufen entnommen und von der Nabe zum Gehäuse hin durch die Schaufel geleitet. Die Kühlluft verlässt die Schaufel dann an der Hinterkante oder der Blattspitze. Im Inneren der Schaufel wird Wärme konvektiv vom Schaufelmaterial an die Kühlluft übertragen und abtransportiert. Hohe Turbulenzgrade fördern diesen Prozess und werden durch entsprechende Einbauten induziert.
Besteht ein Bedarf nach einer zusätzlichen Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur, ist die interne Kühlung durch eine externe Bauteilkühlung zu erweitern. Zu diesen Maßnahmen zählen die lokale und vollständige Filmkühlung, sowie die Effusionskühlung. Die Filmkühlung ist sehr effizient und weit verbreitet. Aus Bohrungen in der Bauteiloberfläche wird Kühlluft auf die zu schützende Oberfläche ausgestoßen. Es prägt sich ein Kühlfilm zwischen der Heißgasströmung und der Schaufeloberfläche aus, welcher den Wärmeübergang in die Schaufel durch Absenkung der Gastemperatur in Wandnähe reduziert. Moderne Gasturbinen verfügen über eine Kombination interner und externer Kühltechniken.

Ziel einer effektiven Turbinenkühlung ist das Erreichen einer bestmöglichen Kühleffektivität bei gleichzeitig minimaler Verringerung des inneren Wirkungsgrades des Kreisprozesses. Die aufgrund von Kühlluft entstehenden Verluste sind daher möglichst gering zu halten. Dies bedeutet insbesondere, dass der verwendete Kühlluftmassenstrom auf geringem Niveau gehalten wird. Für den Betrieb einer Turbine ist im Idealfall eine einheitliche Temperaturbelastung der Bauteilkomponenten anzustreben. Dies beugt thermischem Verspannen vor und minimiert das Risiko einer thermischen Ermüdung. Die Turbinenkom-

ponenten müssen also vor allem dort eine Kühlung erfahren, wo sie thermisch hoch belastet sind. Hierzu ist die Kenntnis des lokalen Wärmeübergangs bzw. des lokalen Temperaturprofils in der noch ungekühlten Turbinenstufe notwendig.
Die Schaufeln sind aufgrund des Charakters ihrer Umströmung und des damit verbundenen Wärmeübergangs nicht einheitlich thermisch belastet. Die Temperaturfluktuationen über die Schaufel können bis zu 30 % betragen [10]. Der Vorder- und Hinterkantenbereich der Schaufel erfährt zonal eine besonders hohe thermische Belastung.

Die Strömung in der Turbinenstufe hat insbesondere im Bereich der Seitenwände eindeutigen dreidimensionalen Charakter, da hier Wirbelsysteme entstehen, welche die gesamte Strömung und den lokalen Wärmeübergang im Schaufelkanal nachhaltig beeinflussen. Wird eine Filmkühlung ohne deren Berücksichtigung appliziert, führt die Wechselwirkung zwischen dem ausgestoßenen Kühlmedium und den Wirbelstrukturen im ungünstigsten Fall zu einem vollständigen Versagen der Kühlleistung.
Im Eckbereich von Schaufelvorderkante und Seitenwand entstehen spezifische Wirbelstrukturen, welche instationärer Natur sind und hohen Einfluss auf den lokalen Wärmeübergang in die Seitenwand ausüben. Die hier vorliegenden Wärmeübergänge können bezogen auf die ungestörte Grenzschicht um den Faktor drei erhöht sein [11]. Der Bereich des Schaufelfußes muss somit mit einer aktiven Kühlung versehen werden, um eine thermische Schädigung zu verhindern. Insbesondere hier ist aber mit einer starken Wechselwirkung zwischen Kühlmedium und Wirbelsystem zu rechnen, welches im Detail zu untersuchen ist.

Da die experimentelle Untersuchung des lokalen Wärmeübergangs unter realen Maschinenbedingungen Anforderungen an die Umsetzung stellt, welchen nicht genüge getan werden kann, bietet sich als Instrument der Untersuchung die numerische Strömungssimulation an.
Zahlreiche Vorgänge zur Optimierung von thermischen Turbomaschinen bedienen sich der numerischen Strömungssimulation. Die korrekte Voraussage und das Verständis der technischen turbulenten Strömung ist dabei weiterhin eine große Herausforderung. Die numerische Strömungssimulation geht insbesondere mit zwei Fehlerquellen einher. Die Modellierung der Turbulenz und des Wärmetransportes sowie Fehler aufgrund der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung.
Die rasante Entwicklung der Rechnerleistung in den vergangenen Jahrzehnten ermöglicht dem Anwender den Einsatz von Methoden, die einen niedrigen Grad an Modellierung benötigen. Diese stellen gegenüber den Methoden mit hohem Modellierungsgrad jedoch sehr hohe Ansprüche an die vorhandenen Ressourcen, da sie ein hohes Maß an räumlicher und zeitlicher Diskretisierung voraussetzen.
Die Anwendung von Methoden niedrigen Modellierungsgrades ist nicht immer nötig. In zahlreichen Optimierungsvorgängen kann bereits mit Methoden hohen Modellierungsgrades ein verwertbares Ergebnis erzeugt werden. Im Zuge gewünschter Ressourcenersparnis wird somit weiterhin auf diese Methoden zurückgegriffen, um rasch ein Ergebnis zu erhalten. Dies ist jedoch nicht für jeden Strömungsfall sinnvoll.
Um die Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante im Detail numerisch zu untersuchen, muss zunächst geklärt werden, welche Ansprüche diese Strömungskonfiguration an die Turbulenzmodellierung, sowie die räumliche und zeitliche Diskretisierung stellt.

.

1.2 Literaturübersicht

Wird der Schaufelfuß aufgrund der dort vorhandenen thermischen Belastung mit einer aktiven Kühlung versehen, so kommt es in diesem Bereich zu einer Wechselwirkung zwischen Kühlmedium und dem an der Seitenwand vorhandenen Wirbelsystem. Die Folge ist eine Reduzierung der Filmkühleffektivität, die im ungünstigsten Fall vollständig unwirksam wird.

Erste Untersuchungen zur Filmkühlung der Seitenwand wurden von Takeishi et al. [12] im Jahr 1990 durchgeführt. Die Autoren stellen den Einfluss des dreidimensionalen Strömungsfeldes auf eine applizierte Kühlung in einer vollständig ringförmigen Kaskade dar. Insbesondere der Hufeisenwirbel konnte als Grund für eine Erhöhung des Wärmeübergangs und die Reduzierung einer vor der Vorderkante applizierten Kühlung identifiziert werden. Diese Feststellung wird durch die 1993 veröffentlichten Untersuchungen von Jabbari und Goldstein [13] bestätigt. Diese führten mittels der Analogie von Wärme- und Stofftransport Untersuchungen an einer linearen Kaskade durch, die den Einfluss von im Schaufelkanal befindlichen Sekundärströmungen auf eine Filmkühlung im Bereich nahe der Seitenwand herausstellen. Die Bereiche der Oberfläche, welche von Hufeisen- und Kanalwirbel beeinflusst wurden, profitierten nicht von einer hier applizierten Filmkühlung.
Kost und Friedrich [14] untersuchten im Jahr 2001 eine lineare Kaskade mit Seitenwandfilmkühlung sowohl thermodynamisch als auch aerodynamisch. Die durchgeführten Druck- und Geschwindigkeitsfeldmessungen, gepaart mit Anstrichbildern, ermöglichten eine Darstellung des Strömungsfeldes an der gekühlten Seitenwand. Die Autoren stellen eine starke Wechselwirkung zwischen Kühlmedium und vorhandenen Sekundärströmungen und daraus resultierend eine Erhöhung der Turbulenten Intensität der Strömung in der Kaskade heraus. Die Sekundärströmungen auf der Seitenwand wurden durch die Kühlung reduziert, der Hufeisenwirbel jedoch verstärkt. Die Autoren führen dies darauf zurück, dass die Stelle des Schlitzeinblasens mit der Region des Sattelpunktes auf der Seitenwand übereinstimmt und der Wirbel somit durch das Ausblasen angefacht wird. Aufgrund dieser Verstärkung ist der Wirbel anschließend in der Lage mehr Kühlmedium von der Seitenwand weg in die Hauptströmung hinein zu transportieren. Dies zeigt, dass eine Schlitzkühlung allein nicht ausreichend ist, um eine Kühlung der Seitenwand zu erreichen.
Nishizawa et al. [15] publizierten im Jahr 2003 ihre Untersuchungen einer nicht skalierten filmgekühlten Turbinenstufe unter Annahme realer Betriebsbedingungen mit dem RANS Turbulenzmodell nach Baldwin-Lomax. Es zeigt sich eine deutliche Wechselwirkung zwischen der Filmkühlung und den bestimmten Wirbelstrukturen und Sekundärströmungen im Schaufelkanal.
Die experimentellen Untersuchungen zur Filmkühlung der Seitenwand einer Kaskade, welche im Jahr 2004 von Liu et al. [7] durchgeführt wurden, bestätigen den starken Einfluss der Sekundärströmungen auf die Entwicklung der Filmkühleffektivität. Eine Benetzung der Seitenwand mit Kühlmedium zeigt sich auch hier insbesondere von der Höhe der Ausblaserate abhängig, da bei geringen Ausblaseraten keine vollständige Benetzung der Seitenwand erreicht werden konnte. Der Hufeisenwirbel zeigt sich wiederum als herausragende Wirbelstruktur, da dieser bei niedrigen Ausblaseraten ein Vordringen von Kühlluft zur Vorderkante und Druckseite der Schaufel verhindert.
In ihren Untersuchungen zur Entwicklung einer Filmkühlung auf der Seitenwand des Sta-

tors einer ersten Stufe identifizieren Thole und Knost [16] im Jahr 2005 zwei Gebiete, die für eine Kühlung schwierig abzudecken sind. Darunter die Vorderkante und der Eckbereich von Druckseite und Seitenwand. Hier findet ein Abdrängen der Kühlluft durch die vorhandenen Sekundärströmungen statt. Nach Thole and Knost [16] konnte durch eine Steigerung der Ausblaserate eine Kühlung dieser Bereiche realisiert werden.
Kunze et al. [17] und Kitamura et al. [18] bestätigen in ihren Untersuchungen im Jahr 2009 die bereits von Thole und Knost [16] getätigten Feststellungen.
Im Jahr 2011 von Kozono et al. [8] publizierte neue Untersuchungen lassen eine genauere Betrachtung der Wechselwirkung zwischen Kühlmedium und dem an der Seitenwand vorhandenen Wirbelsystem zu. Die Autoren untersuchen das Ausblasen von Kühlluft aus einer diskreten fächerförmigen Bohrung in das Wirbelsystem im Eckbereich von Seitenwand und Vorderkante. Es wird ein symmetrisches Schaufelprofil verwendet. Der Abstand der Kühlbohrung zur Vorderkante, sowie die Ausblaserate wird variiert. Das Strömungsfeld vor der Vorderkante wird mittels PIV ermittelt. Auf der Basis der Analogie von Wärme- und Stofftransport werden die Verteilungen der adiabaten Filmkühleffektivität auf der Seitenwand und in der Symmetrieebene des Schaufelprofils vor der Vorderkante bestimmt. Die Autoren stellen heraus, dass bei geringem Abstand zur Vorderkante das Ausblasen mit einer hohen Ausblaserate zu einer Unterdrückung des Hufeisenwirbelsystem führen kann. Eine Kühlung der Seitenwand und der Vorderkante ist daher von dem gewählten Parameter der Ausblaserate, sowie dem Abstand der Bohrung zur Vorderkante abhängig.

1.3 Zielsetzung

In dieser Arbeit soll herausgestellt werden, welche Ansprüche die Strömungskonfiguration des Ausblasens von Kühlluft in den Eckbereich vor der Vorderkante an ihre numerische Untersuchung stellt. Hier wird insbesondere der Einfluss der verwendeten Turbulenzmodellierung und des gewählten Rechennetzes auf das Ergebnis diskutiert.
Es wird auf einfache geometrische Modelle zurückgegriffen, die sich auch im Experiment gut beherrschen lassen. Diese bieten die Möglichkeit, die vorhandenen Strömungsphänomene und deren Einfluss auf den lokalen Wärmeübergang und das Temperaturfeld isoliert zu untersuchen. Der Einfluss eines einzelnen Parameters auf die Berechnung kann somit bewertet werden. Ziel ist es, Mängel in der Modellierung aufzudecken und die notwendigen Ansprüche der numerischen Untersuchung an die räumliche und zeitliche Diskretisierung herauszustellen. Sind diese bekannt, kann ein verwertbares Ergebnis durch eine numerische Untersuchung des Strömungsproblems unter Einsparung von Ressourcen erlangt werden.

Es handelt sich bei dem Ausblasen von Kühlluft in den Eckbereich vor der Vorderkante um die Superposition zweier Strömungskonfigurationen. Diese sind die Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung und die Umströmung eines symmetrischen Schaufelprofils, welches auf einer ebenen Seitenwand appliziert ist. Die numerisch zu bestimmende Zielgröße ist die adiabate Filmkühleffektivität beziehungsweise der Wärmeübergang in die Seitenwand. Beide Strömungskonfigurationen werden zunächst separat betrachtet. So kann der Einfluss von Turbulenzmodellierung und räumlicher sowie zeitlicher Diskretisierung auf die numerische Untersuchung der jeweils vorhandenen Strömungsphänomen herausgestellt werden.

Abschließend wird die Superposition beider Strömungskonfigurationen betrachtet. Somit kann gezeigt werden, ob die Ansprüche an die numerische Untersuchung der einzelnen Strömungskonfigurationen auf eine Überlagerung der Strömungskonfigurationen übertragen werden können.

Für jede Strömungskonfiguration werden Untersuchungen mit verschiedenen Turbulenzmodellen bei variierenden Netztopologien durchgeführt, welche sich durch eine Variation der Knotendichte und Knotenverteilung in allen Raumrichtungen kennzeichnen. Da sich alle Strömungskonfigurationen durch die Ausbildung eines für sie charakteristischen Wirbelsystems auszeichnen, wird insbesondere der Einfluss der Turbulenzmodellierung und Netztopologie auf die Berechnung des Wirbelsystems und des damit einhergehenden Temperaturfeldes bzw. Wärmeübergangs diskutiert. Es wird herausgestellt, mit welchen Einschränkungen in der Darstellung vorhandener physikalischer Zusammenhänge, abhängig vom Modellierungs- und Diskretisierungsgrad, gerechnet werden kann.

Für alle der drei untersuchten Strömungskonfigurationen liegen experimentelle Daten vor, die eine Validierung der Simulationsergebnisse ermöglichen.

Zusammenfassend sind folgende Fragestellungen zu klären:

- Welchen Einfluss haben Turbulenzmodellierung und Diskretisierung auf das numerisch ermittelte Wirbelsystem?
- Welchen Einfluss haben Turbulenzmodellierung und Diskretisierung auf den numerische ermittelten Wärmeübergang?
- Welche Auswirkung hat eine Variation der zeitliche Darstellung (stationäre oder transiente Berechnung) auf die Ergebnisse der numerischen Untersuchung?
- Wie wirkt sich eine vorhandene numerische Diffusion auf das Ergebnis der numerischen Untersuchungen aus?

2 Grundlagen der Filmkühlung

Zur Realisierung einer Steigerung des thermischen Wirkungsgrades werden Gasturbinen zunehmend bei höheren Prozesstemperaturen betrieben. Im Zuge dessen steigt auch die Wärmebelastung der vom Heißgas benetzten Bauteiloberflächen. Die Wärmebelastung einer Oberfläche, repräsentiert durch die Wärmestromdichte $\dot{q}_0$ kann für inkompressible Medien durch

$$\dot{q}_0 = \alpha_0 \cdot (T_\infty - T_W) \tag{2.1}$$

mit der Wärmeüberganszahl α_0, der Temperatur des Heißgases T_∞ und der Wandtemperatur T_W [2] angegeben werden.
Zur Reduzierung der Wärmebelastung findet in modernen Gasturbinen das Verfahren der Filmkühlung als Methode aktiver Bauteilkühlung Anwendung. Bei einer Filmkühlung handelt es sich nach Definition von Goldstein [19] um das Ausblasen eines Sekundärmassenstromes aus diskreten Bohrungen auf der betroffenen Oberfläche, mit dem Ziel stromabwärts der Ausblasstelle einen geschlossenen Kühl- bzw. Isolationsfilm gegen das Heißgas zu schaffen. Der Vorgang einer Filmkühlung ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Die Geschwindigkeit des Heißgases beträgt u_∞. Temperatur und Geschwindigkeit des Kühlmediums sind mit T_C und u_C gegeben. Die Wärmebelastung der nun film-

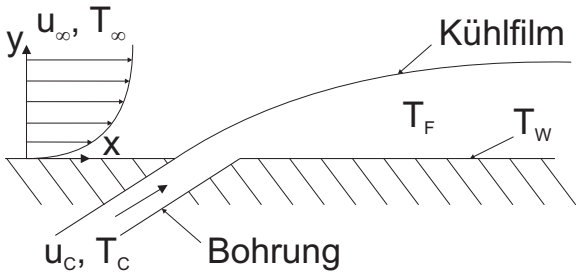


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Filmkühlungswirkung nach Han [2]

gekühlten Bauteiloberfläche folgt mit der Temperatur T_F des Fluidgemisches aus Heißgas und Kühlluft zu [2]

$$\dot{q} = \alpha \cdot (T_F - T_W). \tag{2.2}$$

Hier ist zu beachten, dass sich die Wärmeübergangszahl α gegenüber dem ungekühlten Fall zu α_0 geändert hat. Die Reduzierung der Wärmebelastung durch den Kühlfilm ist vor allem darauf zurückzuführen, dass die treibende Temperaturdifferenz gegenüber dem ungekühlten Fall durch die mäßigere Temperatur T_F innerhalb des Kühlfilms vermindert ist.
Die Änderung der Wärmebelastung aufgrund einer Filmkühlung ergibt sich zu

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = \frac{\alpha \cdot (T_F - T_W)}{\alpha_0 \cdot (T_\infty - T_W)} = \frac{\alpha}{\alpha_0} \cdot (1 - \eta \cdot \frac{T_\infty - T_C}{T_\infty - T_W}) \tag{2.3}$$

Eine funktionierende Bauteilkühlung liefert dann ein Verhältnis $\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0}$ von kleiner eins [2]. Durch die Einführung der Filmkühleffektivität

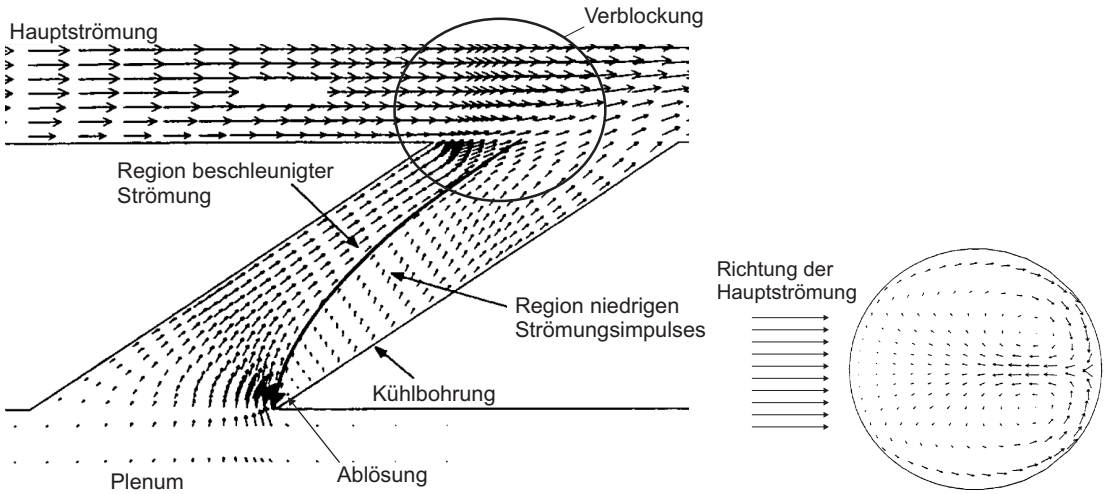
$$\eta = \frac{T_\infty - T_F}{T_\infty - T_C} \tag{2.4}$$

in Gleichung 2.3, die die Temperatur des Kühlmediums T_C beinhaltet, lässt sich die Reduktion der Wärmebelastung durch eine Kühlung quantifizieren. Insbesondere die Bestimmung einer geeigneten Temperatur T_F zur Repräsentation des Fluidgemisches aus Hauptströmung und Kühlmedium stellt jedoch eine Herausforderung dar.

Es sind in der Literatur zwei als gleichwertig zu betrachtende Methoden zur Bestimmung der Änderung der Wärmebelastung durch Filmkühlung bekannt. Das Stanford Modell [20], [21], [22] und das Minnesota Modell [19].
Das Stanford Modell arbeitet mit dem Superpositionsprinzip bei dem die Oberflächentemperaturen und die Fluidtemperaturen simultan zur Bestimmung der Wärmebelastung gemessen werden.
Das Minnesota Modell basiert auf der Annahme einer Entkopplung von Impuls- und Energiegleichung. Diese Bedingung ist bei Voraussetzung konstanter physikalischer Größen der beteiligten Fluide gegeben, da die Energiegleichung dann bei bekannter Geschwindigkeitsverteilung bezüglich der Temperatur linear ist. Da Impuls- und Energiegleichung entkoppelt sind, werden die Wandtemperatur und die Wärmeübergangskoeffizienten zur Bestimmung der Wärmebelastung nach Gleichung 2.3 hier nicht simultan in einem Experiment bestimmt [2]. Es wird die adiabate Wandtemperatur T_{aW} als treibendes Potential für die Wärmebelastung einer Oberfläche betrachtet. Diese stellt sich im Fall einer ideal adiabat isolierten Oberfläche ein. Die Wärmebelastung ergibt sich dann nach Gleichung 2.2 mit der Änderung $T_F = T_{aW}$. Dieser Änderung entsprechend wird mit $T_F = T_{aW}$ aus Gleichung 2.4 die adiabate Filmkühleffektivität gebildet.

2.1 Verhalten der Kühlluft innerhalb der Bohrung

Die Strömung innerhalb der Bohrung ist dreidimensional. Hier kann es zu einer Ablösung der Strömung kommen, wie in Abbildung 2.2 (a) im Längsschnitt der Bohrung zu sehen ist. Die Ablösung findet bereits am Eintritt der Bohrung von der Plenumsseite aus statt und ist nach Leylek und Zerkle [3] der Grund für die Entwicklung eines rotierenden Wirbelpaares innerhalb der Bohrung. Dieses ist in Abbildung 2.2 (b) im Bohrungsquerschnitt gezeigt. Aufgrund der Ablösung bestehen zwei Strömungsregionen innerhalb der Bohrung, die voneinander abgegrenzt werden können. Eine Region mit niedrigem Strömungsimpuls auf der Seite der Ablösung, sowie gegenüberliegend eine Region beschleunigter Strömung.
Bei Eindringen des Kühlluftstrahls in die Hauptströmung kommt es zu einer Verblockung. Diese führt zu einer Variation in der Druckverteilung über den Bohrungsaustritt, was wiederum eine ungleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung nach sich zieht [3, 23]. Dies ist in Abbildung 2.3 am Beispiel der sich einstellenden Geschwindigkeitsverteilung bei Filmkühlung aus einer kreisrunden Bohrung gezeigt.



(a) Strömung innerhalb der Bohrung (b) Rotierendes Wirbelpaar

Abbildung 2.2: Ablösung innerhalb der Bohrung und entstehendes Wirbelpaar, Numerische Bestimmung nach Leylek und Zerkle [3]

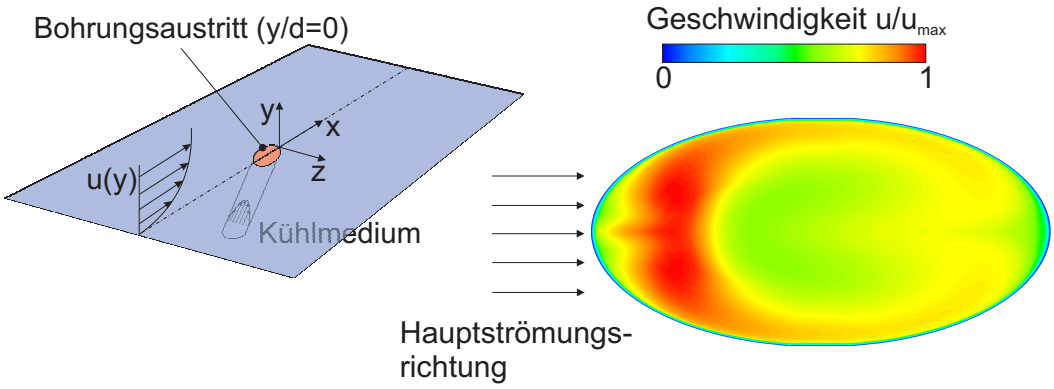


Abbildung 2.3: Geschwindigkeitsverteilung am Bohrungsaustritt

Kommt statt dem kreisförmigen oder elliptischen Bohrungsaustritt ein fächerförmiger Bohrungsaustritt zur Anwendung, so wird die Entstehung eines gebundenen Vorderkantenwirbels festgestellt. Dieser beginnt sich bereits im Inneren der Bohrung an der Vorderkante des Strahls auszubilden, wie in Abbildung 2.4 in Ausschnitt A und B dargestellt ist. Er entwickelt sich aus der Grenzschicht innerhalb der Bohrung. Diese erfährt am Bohrungsaustritt aufgrund der vorhandenen Hauptströmung einen entgegengerichteten Druckgradienten. Nach dem Ablösen der Bohrungsgrenzschicht und dem Aufrollen zum Wirbel wird dieser entlang der Bohrungsinnenseite zur Leeseite des Kühlluftstrahls transportiert. Aufgrund der Entstehung dieses Wirbels ist es dem Hauptströmungsfluid möglich an der Luvseite des Strahls in die Bohrung einzudringen. Das eindringende Fluid wird dann von dem Wirbel erfasst und abtransportiert [4, 24]. Der beschriebene Vorgang verursacht eine Reduktion der Filmkühleffektivität, da Hauptströmungsfluid in die Bohrung und unter den Kühlluftstrahl gelangt.
Innerhalb der Bohrung kann es auch im Bereich des fächerförmigen Diffusors zu einer Ablösung des Kühlluftstrahls von der Bohrungsseitenwand kommen, wie in

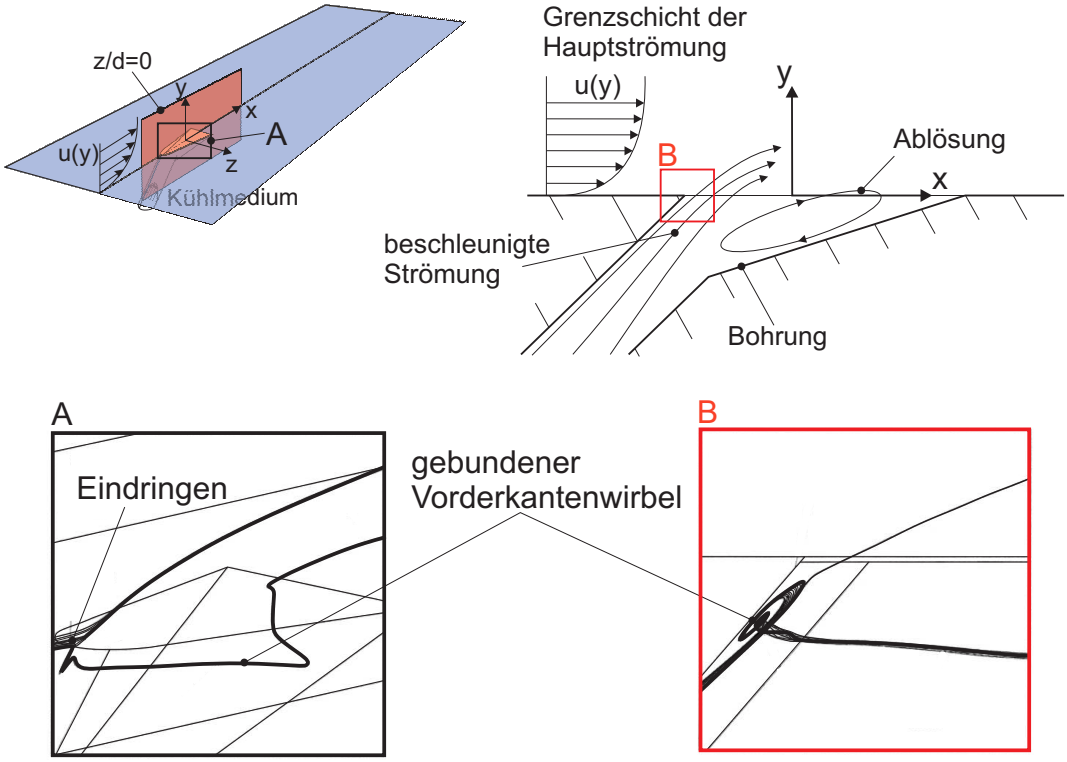


Abbildung 2.4: Entstehung des gebundenen Vorderkantenwirbels nach Barthet und Kulisa [4], Ablösung innerhalb des fächerförmig profilierten Bohrungsaustritts

Abbildung 2.4 skizziert ist. Die hierdurch entstehende Verblockung verursacht eine Strömungbeschleunigung der Kühlluft im Bereich der Luvseite des Kühlluftstrahls. Dies wirkt sich negativ auf die Entwicklung der Filmkühleffektivität nach dem Ausblasen aus, da das austretende Kühlmedium tief in die Hauptströmung vordringt und von der Seitenwand abhebt [4, 25].
Die Ablösung im fächerförmigen Diffusor der Kühlbohrung gepaart mit dem Vorderkantenwirbel führt zu verstärkter Produktion von Turbulenz und fördert den Austausch von Hauptströmungs- und Kühlmediumsfluid innerhalb der Bohrung [4, 25].

2.2 Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Hauptströmung

Bei dem Ausblasen in eine Querströmung manifestieren sich großskalige Wirbelstrukturen, welche ihren Ursprung in der Wechselwirkung zwischen Kühlluft- und Hauptströmungsfluid haben. Sie bestimmen den Mischungsprozess sowie die axiale und laterale Benetzung der zu schützenden Oberfläche mit Kühlluft. Sie reißen Hauptströmungsfluid mit sich und transportieren dieses zur Oberfläche, zum Teil auch unter dem Kühlluftstrahl selbst. Die entstehenden Wirbelstrukturen reduzieren daher die Filmkühleffektivität [26]. Die Kenntnis dieser Strukturen und das Wissen über die Fähigkeit einer gewählten numerischen Methode diese abzubilden ist daher von zentraler Bedeutung für die numerische Prognose der Filmkühleffektivität.

Die Einflussfaktoren auf die Ausbildung und Entwicklung der Wirbelstrukturen sind zahlreich. Besonders die auf den Bohrungsdurchmesser bezogene Reynoldszahl, das Geschwindigkeitsverhältnis von Kühlluftstrahl zur Hauptströmung und die Bohrungsgeometrie und -ausrichtung sind hier zu nennen. Der Entstehungsprozess der einzelnen Wirbel ist nicht immer abschließend geklärt. Im Folgenden werden daher die wichtigsten Wirbelstrukturen beschrieben, die im größten Teil der in der Literatur untersuchten Strömungskonfigurationen nachgewiesen werden konnten.

Abbildung 2.5 zeigt eine Übersicht des Wirbelsystems beim Ausblasen in eine Grenzschicht im Halbschnitt. Bei Annäherung an den Kühlluftstrahl erfährt die Hauptströmung den Einfluss eines Druckfeldes analog zu dem eines stehenden Hindernisses. Entgegen der Hauptströmungsrichtung bildet sich ein Druckgradient aus, welcher eine Ablösung und ein Aufrollen der Hauptströmung zu einem Hufeisenwirbelsystem induziert. Dieses Wirbelsystem ist mit dem vor einem quer angeströmten Zylinder vergleichbar. Das Hufeisenwirbelsystem kann, abhängig vom Geschwindigkeitsverhältnis von Hauptströmung und Kühlluft und der auf den Bohrungsdurchmesser bezogenen Reynoldszahl, stationär, oszillierend oder aber koaleszent sein [27]. Das in Abbildung 2.5 skizzierte momentane Hufeisenwirbelsystem ist ein beispielhaftes Strömungsmuster, welches von Kelso und Smits [27] für $Re_d > 3500$ festgestellt werden konnte.

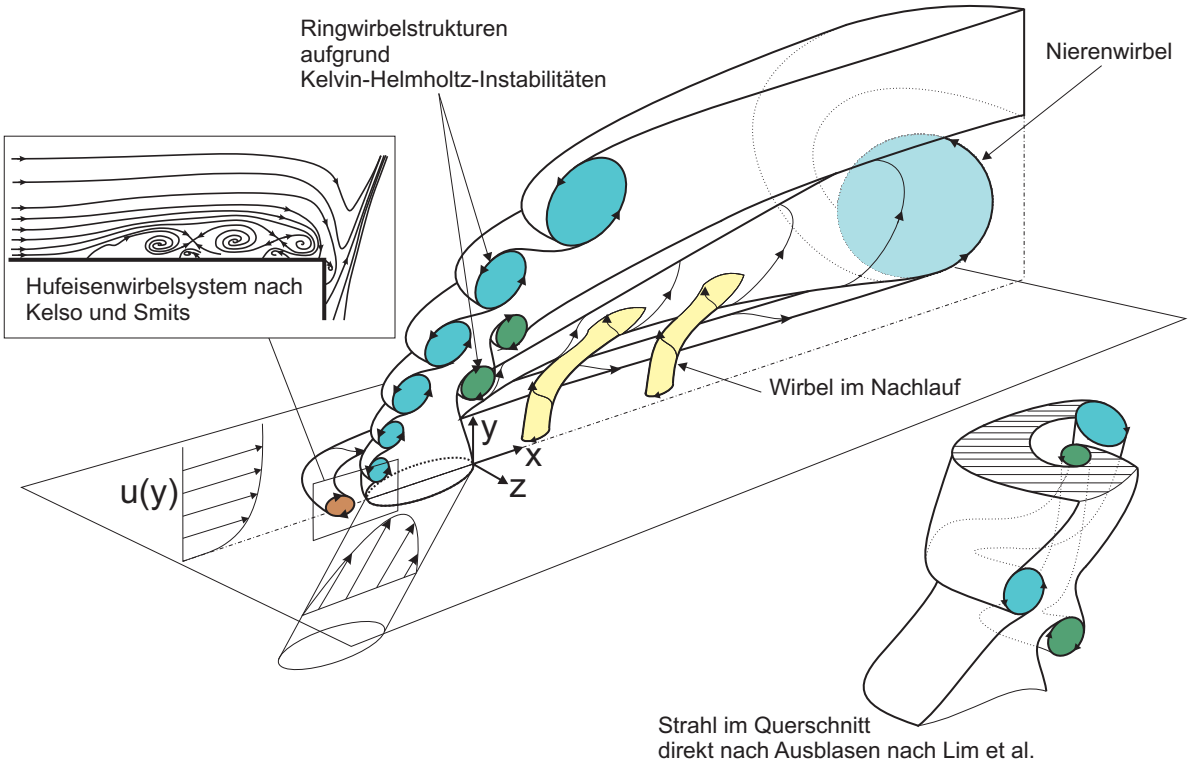


Abbildung 2.5: Enstehende Wirbelstrukten bei Ausblasen in eine querströmende Grenzschicht

Das sich um den Kühlluftstrahl ausprägende Druckfeld mit hohem Staudruck an der Luv- und niedrigem Druck an der Leeseite des Strahls zwingt den Kühlluftstrahl zu einer

Krümmung der Strahltrajektorie.

Kelvin-Helmholtz Instabilitäten in der Scherschicht zwischen Hauptströmung und Kühlluftstrahl bedingen, insbesondere auf der Luvseite des Strahls, die Ausbildung von Ringwirbeln. Diese Wirbel besitzen eine hohe Komplexität. Ihr Vorhandensein und ihr Charakter ist von den Konditionen von Haupt- und Kühlluftströmung abhängig [28]. Die Ringwirbel der Scherschicht umhüllen den Strahl [28–30] und sind stark instationär. In der Mittelung des Strömungsfeldes sind diese daher nicht zu identifizieren [31]. Sie nehmen aber in nicht zu vernachlässigendem Maße am Mischungsprozess zwischen Haupt-und Kühlluftströmung teil. Mit zunehmender Beugung der Strahltrajektorie erfahren auch die Ringwirbel eine Verzerrung [32]. Auf der Leeseite des Strahls vereinigen sie sich mit dem Nierenwirbelpaar. Das im Ausschnitt von Abbildung 2.5 auf der Leeseite gezeigte Wirbelpaar (grün), welches von den leeseitigen Ringwirbeln gespeist wird, wird mit zunehmender Distanz stromabwärts der Ausblasstelle ebenfalls vom Nierenwirbelpaar aufgenommen [33].

Die Entstehung des zentralen Nierenwirbelpaares ist in der Literatur nicht abschließend geklärt. Kelso et al. [32] beschreiben Ablösungen im Inneren der Bohrung, beschrieben in Abschnitt 2.1, und das Falten der Scherschicht aufgrund vorhandener Druckkräfte am Strahl als Entstehungsgrund des Nierenwirbelpaares. Dies wird durch Peterson und Plesniak [34], sowie Leylek und Zerkle [3] implizit bestätigt, da diese in ihren Untersuchungen die Entstehung eines Wirbelpaares in der Bohrung nachweisen, dass den gleichen Rotationssinn wie das Nierenwirbelpaar besitzt. Eine weitere Theorie nach Fric und Roshko [30], bekräftigt von Cortelezzi und Karagozian [35], geht davon aus, dass die Ringwirbel in der Scherschicht zur Entstehung des Nierenwirbelpaares führen. Die Wirbelstärke der Ringwirbel im Nahfeld der Ausblasestelle wird zur Leeseite hin gestreckt, hier neu orientiert und fluchtet schließlich in Richtung der Strahltrajektorie, was zur Ausbildung des Nierenwirbelpaares führt.
Die Drehrichtung des Nierenwirbelpaares wird von den Druckverhältnissen am Strahl und vorhandenen Trägheitskräften in der Scherschicht bestimmt. Zwischen den beiden Wirbeln des Paares wird Fluid von der Oberfläche der Seitenwand abtransportiert. Folgend findet an den Außenseiten kontinuitätsbedingt ein Transport von Fluid zur Seitenwand hin statt [4]. Das Nierenwirbelpaar besitzt zwar instationären Charakter, es ist jedoch in der zeitlichen Mittelung gut zu erkennen [30, 31]. Es entwickelt sich stromabwärts der Ausblasstelle zur dominantesten Struktur und repräsentiert den Kühlluftstrahl [29].

Insbesondere die Wirbelstrukturen, die sich im Nachlauf des Strahls bilden, oder im Nachlauf mit dem Strahl interagieren haben Einfluss auf die Entwicklung der Filmkühlung. Diese Wirbel werden als Nachlaufwirbel bezeichnet. Sie verlaufen von der Seitenwand aus und enden im Strahl selbst [30]. Die Wirbel entwickeln sich aus der Grenzschicht der Anströmung. Diese wird auf ihrem Weg um den Strahl in eine Bewegung von der Seitenwand zum Kühllufstrahl hin getrieben und löst im Nachlauf des Strahls ab. Es bilden sich Wirbel aus, die an der Leeseite des Strahls anliegen, sich aufdrehen und zu den Nachlaufwirbeln werden. Wäre keine Grenzschicht in der Anströmung vorhanden, so wäre die Entstehung dieser Wirbel ausgeschlossen [30].
Das Prinzip des Aufdrehens dieser Wirbel kann auch bei Tornados beobachtet werden [36]. Diese Wirbel werden daher z. T. als tornadoförmige Wirbel bezeichnet. Sie wirken sich ungünstig auf die Entwicklung der Kühlung im Bereich direkt nach dem

Ausblasen [4] aus, da sie das Fluid der Hauptströmung mitführen. Diejenigen Wirbel des Hufeisenwirbelsystems, welche die gleiche Rotationsrichtung wie die Grenzschicht der Hauptströmung besitzen werden von dem Nachlaufwirbelsystem absorbiert. Die Wirbel mit entgegengesetztem Drehsinn heben von der Seitenwand ab und werden von dem Nierenwirbelpaar aufgenommen [32].

Bei der Verwendung fächerförmiger Bohrungen kann es zur Ausprägung eines weiteren Wirbelpaares kommen, welches über das Nierenwirbelpaar hinweg transportiert wird [37], [25]. Dieses dem Nierenwirbelpaar entgegengerichtet drehende Wirbelpaar, auch Antinierenwirbelpaar genannt, reduziert die Tendenz des Strahls abzuheben, was aufgrund der Rotation des Nierenwirbelpaares geschieht. Die Entstehung des entgegengerichtet drehenden Wirbelpaares wird auf die Grenzschicht im Inneren der Bohrung zurückgeführt [25]. Da der Strahl bei Verwendung eines fächerförmigen Bohrungsaustrittes näher an der Seitenwand anliegt und weniger Austrittsimpuls besitzt, werden die Ringwirbel auf der Leeseite des Strahls reduziert [38]. Weiterhin werden bei einer fächerförmigen Bohrung die gleichen Wirbelstrukturen festgestellt, die im Fall der kreisrunden Bohrung auch auftreten. Ihre Entstehung erfolgt aus den gleichen Effekten [26].

2.3 Aerodynamische Beschreibung der Filmkühlung

Die Leistungsfähigkeit einer Filmkühlung wird im Allgemeinen mit der adiabaten Filmkühleffektivität quantifiziert. Im inkompressiblen Fall wird davon ausgegangen, dass sowohl die Temperatur der Hauptströmung, wie auch die des Kühlmediums konstant bleibend sind. Dies gilt auch für die physikalischen Größen. Unter diesen Voraussetzungen ist die Energiegleichung linear bezüglich der Temperatur. Die adiabate Filmkühleffektivität hängt somit ausschließlich von strömungsseitigen Einflussgrößen, sowie von den geometrischen Parametern der Bohrung ab [19] und ist durch Gleichung 2.4 gegeben.
Die zentralen strömungsseitigen Parameter zur Beschreibung der Filmkühlung sind das Dichteverhältnis DR, das Geschwindigkeitsverhältnis V und die Ausblaserate M, die in einigen Veröffentlichungen durch die Impulsrate I ersetzt wird. Die Parameter werden folgend definiert.
Das Dichteverhältnis DR bestimmt sich durch

$$DR = \frac{\rho_C}{\rho_\infty} = \frac{T_\infty}{T_C} \cdot \frac{p_{C,tot}}{p_{\infty,tot}} \tag{2.5}$$

Der Zusammenhang aus Gleichung 2.5 zeigt, dass das Dichteverhältnis in erster Linie das bestehende Temperaturverhältnis repräsentiert, da der Term des Totaldruckverhältnisses im Allgemeinen nahe eins ist.[1]
Das Geschwindigkeitsverhältnis V ergibt sich aus den Geschwindigkeiten der Hauptströmung und des Kühlluftstrahls am Bohrungsaustritt zu

$$V = \frac{u_C}{u_\infty}. \tag{2.6}$$

Die Geschwindigkeitsverteilung der Kühlluft, wie in Abbildung 2.3 gezeigt, erfährt bei gesteigertem Geschwindigkeitsverhältnis eine Vergleichmäßigung.

[1] Die rechte Seite der Gleichung 2.5 setzt voraus, dass das Kühlmedium und die Heißgasströmung in der Umgebung des Austritts der Kühlbohrung die gleiche Machzahl haben

Als Maß für den ausgeblasenen Kühlluftmassenstrom kann die Ausblaserate M herangezogen werden, die sich als Produkt aus dem Dichteverhältnis und dem Geschwindigkeitsverhältnis zu

$$M = DR \cdot V = \frac{\rho_C \cdot u_C}{\rho_\infty \cdot u_\infty} \tag{2.7}$$

ergibt. Wird die Ausblaserate mit dem Geschwindigkeitsverhältnis erweitert, folgt daraus die Impulsrate I

$$I = M \cdot V = \frac{\rho_C \cdot u_C^2}{\rho_\infty \cdot u_\infty^2} \tag{2.8}$$

Anhand der Ausblaserate, bzw. der Impulsrate, lässt sich das zu erwartende Verhalten des Kühlluftstrahls nach dem Ausblasen einschätzen. Bei geringen Raten tendiert der Strahl dazu nach dem Ausblasen an der Oberfläche anzuliegen. Mit einer Steigerung der Rate wird daher zunächst eine Steigerung der Filmkühleffektivität realisiert. Dies erreicht bei höheren Raten ein Maximum, da der Strahl hier tendenziell von der Oberfläche ablöst, was zu einer Verringerung der Filmkühleffektivität an der Wand führt. Darüber hinaus wird die Produktion von Turbulenz bei höheren Raten angeregt, was eine Steigerung des Wärmeübergangs zur Folge hat. Bei zu hohen Raten erfährt die Filmkühleffektivität allerdings eine Reduzierung, obwohl mehr Kühlluftmassenstrom vorhanden ist, siehe hierzu auch [39].

2.4 Einflussfaktoren der Filmkühlung

Die Filmkühlung unterliegt zahlreichen Einflussfaktoren unterschiedlicher Wertung, die in der Regel entsprechend ihrer Entstehung unterteilt werden. So liegen geometrische Einflussfaktoren und aerodynamische Einflussfaktoren aufgrund der Beschaffenheit der Strömung vor. Diese sind in Tabelle 2.1 kurz aufgeführt.
Im Folgenden werden die Einflussfaktoren nach Tabelle 2.1 erläutert.

Geometrische Einflussfaktoren	Aerodynamische Einflussfaktoren
Profilierung des Bohrungsaustrittes	dimensionslose Kenngrößen: DR, V, M, I
Axialer und lateraler Anstellwinkel	Turbulenzgrad der Hauptströmung
Verhältnis Länge zu Durchmesser l/d	Grenzschicht der Hauptströmung
Schaufelkrümmung	Beschleunigung / Verzögerung der Hauptströmung
Oberflächenrauigkeit	
Bohrungsanordnung	

Tabelle 2.1: Übersicht der wichtigsten Einflussfaktoren auf die Leistung einer Filmkühlung

2.4.1 Geometrische Einflussfaktoren

Zu den geometrischen Einflussfaktoren zählen vor allem die Geometrie der Bohrung, der axiale und laterale Anstellwinkel der Bohrung zur Hauptströmungsrichtung, die

Krümmung der Schaufeloberfläche und die Oberflächenrauigkeit. Wird neben dem Ausblasen aus einer diskreten Bohrung eine Bohrungskonfiguration betrachtet, so kommen die Abstände zwischen den einzelnen Bohrungen und die Anordnung der Bohrungen hinzu.

Die Profilierung des Bohrungsaustritts nimmt signifikanten Einfluss auf die Entwicklung der adiabaten Filmkühleffektivität stromabwärts der Ausblasstelle. Wird statt einer kreisrunden Bohrung eine profilierte Bohrung verwendet, so kommt es zur Realisierung höherer Filmkühleffektivitäten, welche über eine größere Spanne an Ausblaseraten M aufrechterhalten werden kann [40–44].
Bell et al. [45] verwendeten elliptische Profile am Bohrungsaustritt. Dies führte zu einer Erhöhung der Stantonzahlen in einem weiteren Bereich stromabwärts der Ausblasstelle. Durch die Verwendung des elliptischen Bohrungsprofils erfährt sowohl die Wärmebelastung eine Reduktion, als auch die Filmkühleffektivität eine Steigerung. Der somit verbesserte Schutz der Schaufeloberfläche ist auf das weitere laterale Auffächern des Kühlluftstrahls zurückzuführen [45, 46], da die Geometrie des Bohrungsaustritts als Diffusor wirkt. Entsprechend den Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls verringert sich allein durch die Bohrungsprofilierung der Austrittsimpuls des Kühlmediums [42, 43]. Weiterhin erfährt der Kühlluftstrahl bereits während des Ausblasens eine Auffächerung. Dies reduziert die Tendenz des Strahls nach dem Ausblasen von der Seitenwand abzulösen. Eine profilierte Bohrung reduziert darüber hinaus den turbulenten Mischungsprozess zwischen Hauptströmung und Strahl in der gemeinsamen Scherschicht [38, 46]. Eine funktionierende Filmkühlung kann somit stromabwärts länger aufrecht erhalten werden.
Der Einsatz eines fächerförmigen Profils am Bohrungsaustritt führt gegenüber der kreisrunden Bohrung zu einer Reduzierung der lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten [47]. Dies ist nicht der Fall, wenn es innerhalb des Diffusors der Bohrung zu einer Ablösung kommt, wie bereits in Abbildung 2.4 skizziert wurde. Diese ist mit einen Anstieg der turbulenten kinetischen Energie verbunden, die nach erfolgtem Transport in die Hauptströmungsgrenzschicht dort eine Erhöhung des Wärmeübergang zur Folge hat [48]. Es ist daher sinnvoll, eine Ablösung innerhalb des Diffusors zu vermeiden und das Profil des Diffusorbereiches zu optimieren.

Der axiale Anstellwinkel gegenüber der Hauptströmungsrichtung sollte möglichst flach ausfallen [49], um der Ablösung des Kühlluftstrahls von der Seitenwand und ein Eindringen in die Hauptströmung nach dem Ausblasen vorzubeugen. Mit zunehmendem lateralen Anstellwinkel steigt die laterale Verteilung der Kühlluft.

2.4.2 Aerodynamische Einflussfaktoren

Die zentralen aerodynamischen Einflussfaktoren sind die Turbulenzgrade von Kühlluft und Hauptströmung, das Druck- und Dichteverhältnis von Kühlluft zu Hauptströmung, der Zustand der Grenzschicht der Hauptströmung und die Entwicklung der Strömung in die ausgeblasen wird.

Mit steigendem Turbulenzgrad der Hauptströmung wird der Mischungs- und Ausgleichsprozess zwischen Kühlluft und Hauptströmung begünstigt [41, 50, 51]. Die Filmkühleffektivität stromabwärts des Ausblasstelle sinkt, während der Wärmeübergang ansteigt [52, 53]. Dies ist auf die gesteigerte Diffusion bei hohem Turbulenzgrad

zurückzuführen. Auch die von Kühlluft benetzte Fläche reduziert sich mit steigendem Turbulenzgrad der Hauptströmung [51].
Der Turbulenzgrad hat wenig Auswirkung auf die Form des Strahls selbst [54]. Ist dieser, bedingt durch hohe Ausblaseraten, von der Oberfläche abgelöst, so kann ein hoher Turbulenzgrad unter Umständen förderlich für die Filmkühlung sein. Aufgrund der höheren Diffusion ist es im Fall des abgelösten Kühlluftstrahls möglich, dass Kühlluft zurück zur Oberfläche gelangen kann [40, 51, 55].

Tritt der Kühlluftmassenstrom in eine verzögerte Hauptströmung ein, so kann eine leichte Erhöhung der adiabaten Filmkühleffektivität im Nachlauf des Kühlluftstrahls festgestellt werden. Bei hohen Ausblaseraten ist dies nicht mehr der Fall. Gegenüber der nicht verzögerten Strömung nimmt die Filmkühleffektivität ab [56]. Eine beschleunigte Strömung hingegen stabilisiert den Kühlluftstrahl. Der Strahl verbleibt in Wandnähe und wird lateral weniger stark aufgefächert [57].

Die Grenzschicht der Hauptströmung wird durch das Ausblasen von Kühlluft energetisiert. Dies führt zu einer Reduktion der aerodynamischen Verluste und verzögert eine Ablösung der Grenzschicht [58]. Voraussetzung hierfür ist eine mäßige Ausblaserate und ein niedriges Verhältnis von Bohrungsdurchmesser zu Grenzschichtdicke [59], da die Grenzschicht sonst vom Kühlluftstrahl durchstoßen wird und dieser in Interaktion mit der Hauptströmung tritt. Die Produktion von Turbulenz durch Scherung findet innerhalb der Hauptströmung gegenüber der verzögerten Grenzschicht verstärkt statt [60]. Die Folge ist eine schnellere Vermischung von Kühlluft und Hauptströmung und damit eine Reduktion der Filmkühlung nach dem Ausblasen.

3 Sekundärströmungen im Schaufelkanal

Im Schaufelkanal einer Turbine treten Sekundärströmungen auf, die, aufgrund der von ihnen verursachten Entropievermehrung, einen großen Teil der gesamten Strömungsverluste einer Stufe verursachen. Von besonderer Bedeutung sind diejenigen Sekundärströmungen, deren Entstehung auf Vorgänge an den Seitenwänden zurückgeführt werden kann. Die durch sie verursachten Strömungsverluste können zwischen 30-50% der gesamten Strömungsverluste in der Stufe ausmachen [61].

Zu den dominantesten Sekundärströmungen zählen die Wirbelstrukturen, die im Bereich der Naben- und Gehäuseseitenwand vor der Schaufelvorderkante entstehen [62].

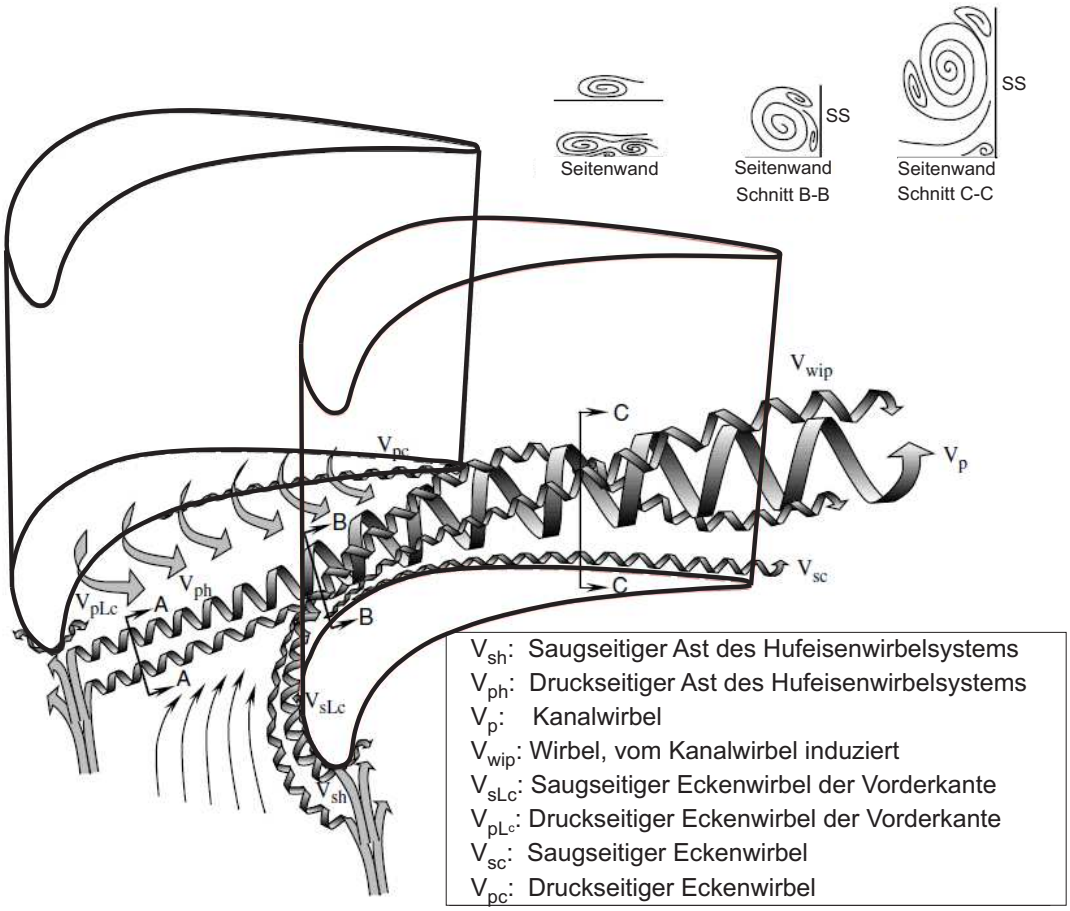


Abbildung 3.1: Schema der an der Seitenwand entstehenden Wirbelstrukturen nach Wang et al. [5]

Diese als Hufeisenwirbel bezeichneten Wirbel werden von den an der Vorderkante divergierenden Stromlinien zu beiden Seiten der Schaufel transportiert. Gemessen an ihrem Verlauf, werden die sich ausbildenden Wirbeläste als druck- und saugseitiger Ast des Hufeisenwirbels bezeichnet. Der zur Druckseite transportierte Ast tritt im Schaufelkanal in Interaktion mit der durch die Schaufelkrümmung induzierten Querströmung der Seitenwandgrenzschicht und bildet eine Struktur aus, die in zahlreichen Strömungsmodellen als Kanalwirbel bezeichnet wird [63]. Der entgegen dem Kanalwirbel rotierende saugseitige Ast trifft im Schaufelkanal auf den benachbarten Kanalwirbel und legt sich in einer Rotationsbewegung um diese Struktur [61]. Abbildung 3.1 zeigt detailliert die Strömungsstrukturen, welche von Wang et al. [5] im Experiment nachgewiesen werden konnten. Die Verwirbelung ist überhöht dargestellt. Der zentrale Kanalwirbel erfährt beispielsweise nur eine ungefähre Viertelumdrehung innerhalb des Schaufelkanals [64]. Neben den Strömungsverlusten verursachen die Sekundärströmungen deutliche Erhöhungen des lokalen Wärmeübergangs in das Schaufelprofil und die Seitenwand [11, 12, 16, 65, 66]. So findet im Schaufelkanal der höchste Wärmeübergang dort statt, wo der örtliche Geschwindigkeitsvektor den größten Betrag in Richtung der Seitenwand aufweist [11]. Die Kenntnis der Ausprägung und des Verlaufs vorhandener Sekundärströmungen ist daher für die Erstellung eines Konzeptes für eine aktive Kühlung von besonderem Interesse.

Unabhängig von der vorliegenden Reynoldszahl und der Dicke der ankommenden Grenzschicht weist die Region der Seitenwand direkt vor der Schaufelvorderkante hohe Wärmeübergänge auf. Diese können nach Kang et al. [11] um bis zu 300% gegenüber dem Wärmeübergang in der ungestörten Grenzschicht erhöht sein. Dieser Bereich ist in Turbinen bezüglich der thermischen Belastung der Seitenwand als besonders kritisch zu betrachten. Die hier vorliegenden Wirbelstrukturen können eine starke Schädigung der Seitenwand hervorrufen, wie Abbildung 3.2 zeigt. Im Folgenden wird daher ein Fokus auf die Wirbelstrukturen der Seitenwand vor der Vorderkante gelegt.

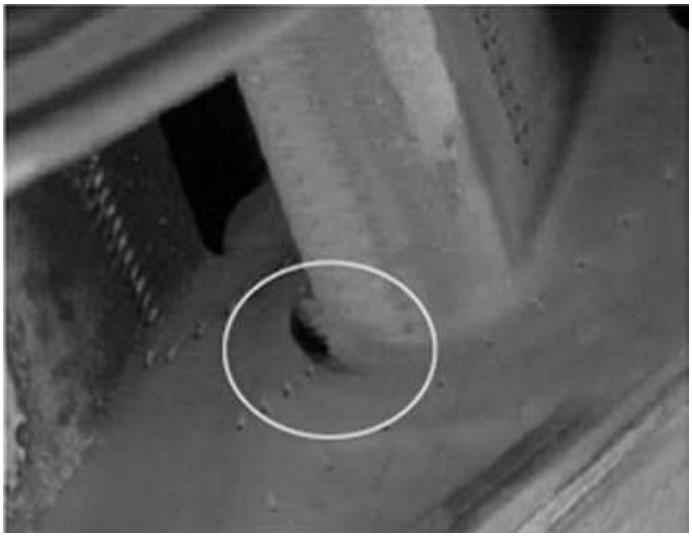


Abbildung 3.2: Beschädigung der Seitenwand durch das vorhandene Hufeisenwirbelsystem [6]

3.1 Das turbulente Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Eine Grenzschichtströmung, in Abbildung 3.3 mit u(y) gekennzeichnet, nähert sich der Vorderkante eines hohen Hindernisses. In diesem Fall handelt es sich dabei um ein symmetrisches Profil, welches den Vorderkantendurchmesser D besitzt. Entsprechend der Grenzschichttheorie wird die Druckverteilung der Aussenströmung der Grenzschicht aufgeprägt, da keine Stromlinienkrümmung vorliegt und somit keine Druckgradienten als Kompensation von Zentrifugalkräften zu erwarten sind. Da die Strömung in der Grenzschicht gegenüber der Hauptströmung verzögert ist, liegt analog zum Geschwindigkeitsgradienten ein Totaldruckgradient über der Grenzschicht vor. Kommt es nun im Bereich der Vorderkante zu einer Strömungsverzögerung, so steigt der statische Druck im Bereich der freien Hauptströmung stärker an, als im Nahfeld der Seitenwand. Der sich ergebende Druckgradient normal zur Hauptströmungsrichtung bedingt das Ausbilden einer Fluidströmung aus der äußeren Grenzschicht zur Seitenwand hin.
Der Druckgradient entgegen der Strömungsrichtung zwingt nun die rotationsbehaftete Grenzschichtströmung zu einer Rückströmung entlang der Mittellinie, welche schließlich ablöst und aufrollt. Induziert durch das Druckfeld um das Hindernis, wird die abgelöste Grenzschicht um das Hindernis transportiert. Sie erfährt dabei eine Streckung und Verscherung die schließlich zur Ausprägung des Hufeisenwirbels führt.

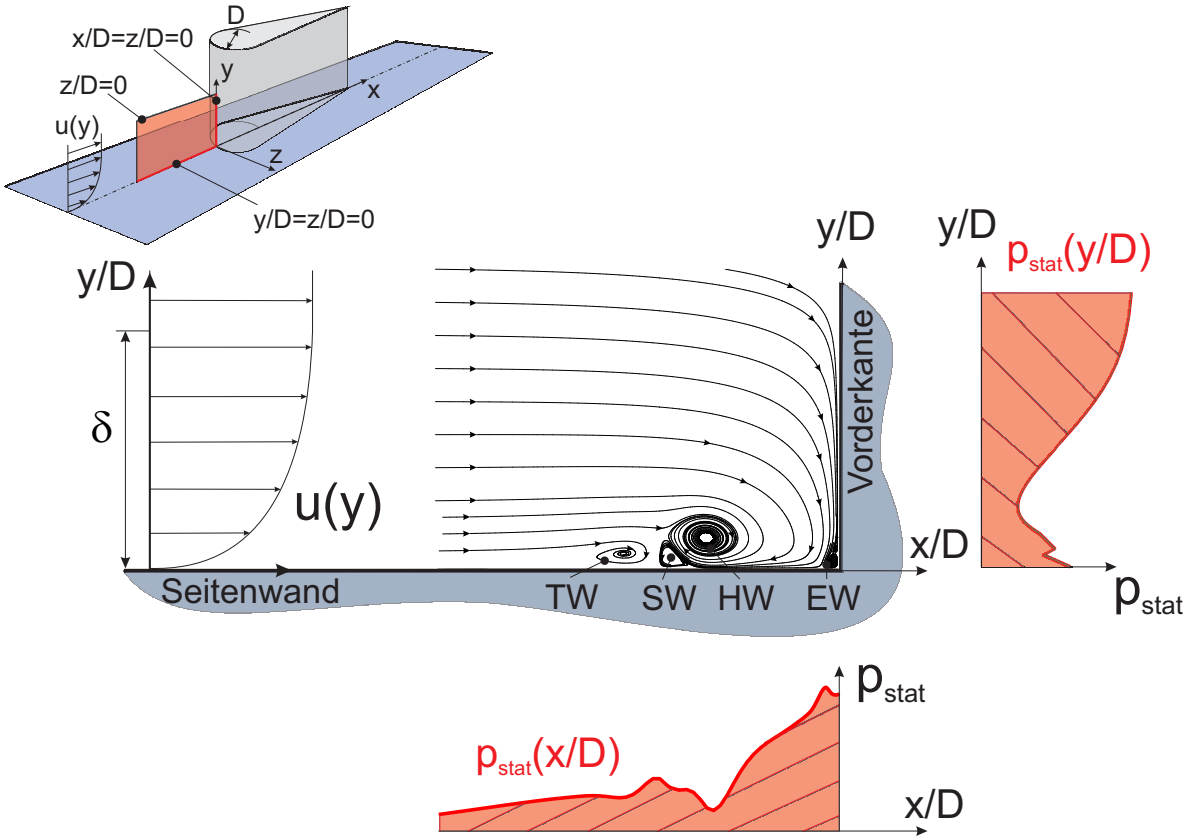


Abbildung 3.3: Entstehung des Hufeisenwirbelsystems

Insgesamt ergibt sich vor der Vorderkante ein komplexes instationäres Wirbelsystem, welches in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Es entspricht dem zeitgemittelten Wirbelsystem nach Praisner und Smith [67] in der Symmetrieebene vor der Vorderkante (z/D=0), welches von Hunt et al. [68], sowie Baker [69] und Jabbari et al. [62] bestätigt wird. Es besteht aus dem Hufeisenwirbel (HW), dem Eckenwirbel (EW) und sekundärem (SW), sowie tertiärem (TW) Wirbel. Analog dazu sind die qualitativen Druckverteilungen an der Vorderkante, Abbildung 3.3 rechts, und auf der Seitenwand, Abbildung 3.3 unten, gezeigt.

Abhängig von zahlreichen geometrischen und aerodynamischen Einflussgrößen sind in der Symmetrieebene vor der Vorderkante (z/D=0) verschiedene momentane Wirbelstrukturen zu finden [70–73]. Abbildung 3.4 zeigt die von Praisner und Smith [71] durch Strömungsvisualisierung mit PIV identifizierten Wirbelstrukturen in der Symmetrieebene vor der Vorderkante. Diese entsprechen qualitativ den von Hada et al. [73] vorgestellten Strukturen.

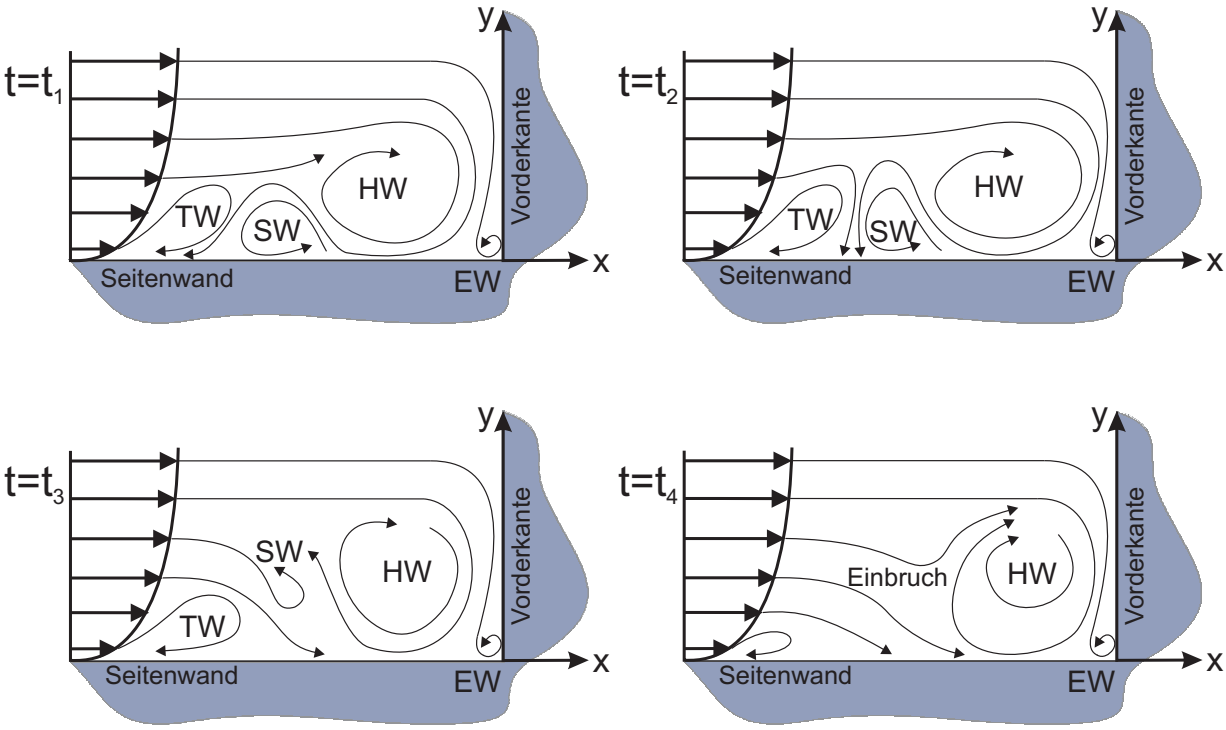


Abbildung 3.4: Momentane Stromlinienprofile in der Symmetrieebene vor der Vorderkante

Der Eckenwirbel ist das Resultat des sich auf der Vorderkante des Hindernis ausprägenden Grenzschichtstromes, der aufgrund des vorhandenen Druckgradienten zur Seitenwand hin abströmt. Er entspricht so der dreidimensionalen Ablösung einer laminaren Grenzschicht bei niedriger Reynoldszahl und ist stabil und stetig in Raum und Zeit [67]. Als stationäres Phänomen lässt er sich für jeden Zeitpunkt t nachweisen.

Der Hufeisenwirbel ist die zentrale Wirbelstruktur vor der Vorderkante. Er ist in Normalenrichtung zur Seitenwand von geringerer Ausdehnung als die Grenzschichtdicke. Seine Form ist elliptisch. Der Hufeisenwirbel besitzt die gleiche Drehrichtung, die auch

die rotationsbehaftete Grenzschicht besitzt. In seinem Nahfeld steigen die turbulenten Spannungen, respektive die Produktion der turbulenten kinetischen Energie um eine Größenordnung gegenüber der ungestörten turbulenten Grenzschicht an. Die normalen Produktionsterme der Reynoldsspannungen sind für diesen Prozess ebenso entscheidend wie die Scherspannungen [74]. Die erhöhten Werte für die turbulenten Größen werden auf das niederfrequente instationäre Verhalten des Hufeisenwirbels zurückgeführt, welches in einer wechselnden Bewegung mit und entgegen der Hauptströmungsrichtung besteht. Der Wirbel nimmt hier zwei bevorzugte Modi bzw. Positionen ein. Dieses Verhalten wird als bimodal bezeichnet. Das bimodale Verhalten ist zunächst periodisch, entwickelt sich aber mit zunehmenden Reynoldszahlen zu chaotischem Verhalten. Ist die Reynoldszahl der Impulsverlustdicke ausreichend hoch, so kann es sogar bei laminarer Anströmungsgrenzschicht zu instationärem Verhalten der Wirbel kommen [75]. Angeregt wird das instationäre Verhalten von der Intermittenz des Grenzschichtfluides, welches durch Entrainment in die Ecke von Seitenwand und Schaufel transportiert wird [76]. Die Position seines zeitgemittelten Wirbelkerns ist von verschiedenen Einflussfaktoren abhängig, darunter die Verdrängungsdicke der ankommenden Grenzschicht [77], [9], der Turbulenzgrad der Hauptströmung [78] und das geometrische Profil der Schaufel [9, 73]. Diese Einflussfaktoren werden in 3.3 ausführlich diskutiert.

Der sekundäre Wirbel ist kein stationäres Phänomen. Er entsteht quasi-periodisch als Resultat des bimodalen Verhaltens des Hufeisenwirbels [67]. Fluid, welches seinen Ursprung stromaufwärts des Hufeisenwirbelkerns im Bereich nahe der Seitenwand hat, strömt entgegen der Hauptströmung unter dem Hufeisenwirbel entlang. Daraufhin überströmt es den sekundären Wirbel und vereinigt sich mit der Strömung der ankommenden Grenzschicht, die vom tertiären Wirbel unter denselben transportiert wird. Weiter stromaufwärts wird dieses Fluid vom tertiären Wirbel abgeführt [71], [73], gezeigt in Abbildung 3.4 oben links. Teile dieser Strömung speisen den sekundären Wirbel, was zur Ausbildung einer Prallströmung zwischen sekundärem und tertiärem Wirbel führt, zu sehen in Abbildung 3.4 oben rechts. Der sekundäre Wirbel erfährt im weiteren Verlauf eine Ablösung von der Seitenwand und wird auf den Hufeisenwirbel getragen, wie in Abbildung 3.4 unten links dargestellt, wo er seinem Zusammenbruch erliegt. So kann nun Fluid aus der wandfernen Grenzschicht über den tertiären Wirbel hinweg und unter den Hufeisenwirbel vordringen, wie Abbildung 3.4 unten zeigt. Während des Zusammenbruchs des sekundären Wirbels zeigt der Hufeisenwirbel in der Symmetrieebene vor der Vorderkante Bewegungen in einem Umkreis von $\pm 0,04 \cdot D$ auf, bevor der sekundäre Wirbel auf ein Neues, durch den Hufeisenwirbel verursacht, entsteht [71]. Hier zeigt sich das bimodale Verhalten des Hufeisenwirbels in der Abwechselung einer Rückströmung unter dem Wirbel und über den sekundären Wirbel, sowie dem Einströmen von Fluid aus der wandfernen Grenzschicht bei Ablösung des sekundären Wirbels.

Der tertiäre Wirbel besitzt nur eine geringe Wirbelstärke. Er lässt sich im Experiment häufig nur in der Symmetrieebene vor der Vorderkante nachweisen. Seine Existenz ist vom vorliegenden Turbulenzgrad der Hauptströmung abhängig. Ist dieser ausreichend hoch, so tritt der tertiäre Wirbel auch in der Symmetrieebene vor der Vorderkante nicht mehr auf.

Die in Abbildung 3.4 gezeigten Strömungsbilder sind charakteristisch, unterliegen aber keiner reproduzierbaren Periode. Es verbleiben statistische Anteile die eine genaue zeitliche

und räumliche Reproduktion des Strömungsbildes im Eckbereich vor der Vorderkante unmöglich machen.

Die diskutierten Wirbelstrukturen bedingen auf der Seitenwand die Ausbildung eines zeitgemittelten Stromlinienprofils, das im Experiment von Devenport und Simpson [79] durch Anstrichbilder nachgewiesen wurde. Abbildung 3.5 zeigt das zeitgemittelte Stromlinienprofil auf der Seitenwand vor der Vorderkante schematisch. Der Punkt, an dem das entgegen der Hauptströmungsrichtung gerichtete Fluid auf die herannahende Grenzschichtströmung trifft, wird als Sattelpunkt x_S bezeichnet [9]. Die hier beginnende Ablöselinie indiziert die dreidimensionale Ablösung der ankommenden Grenzschicht aufgrund des vorhandenen Druckfeldes. Die Linie geringer Schubspannung, die näher an der Vorderkante gelegen ist, zeigt die Begrenzung zwischen dem schubspannungsarmen Bereich der Anströmung und dem Bereich hoher Schubspannungen im Nahfeld des Schaufelprofils. Die Linie geringer Schubspannungen läuft nach dem Passieren der Vorderkante mit der Ablöselinie zusammen. Abbildung 3.5 verdeutlicht, dass der Bereich des Hufeisenwirbels von einer Rückströmung in Wandnähe dominiert wird.

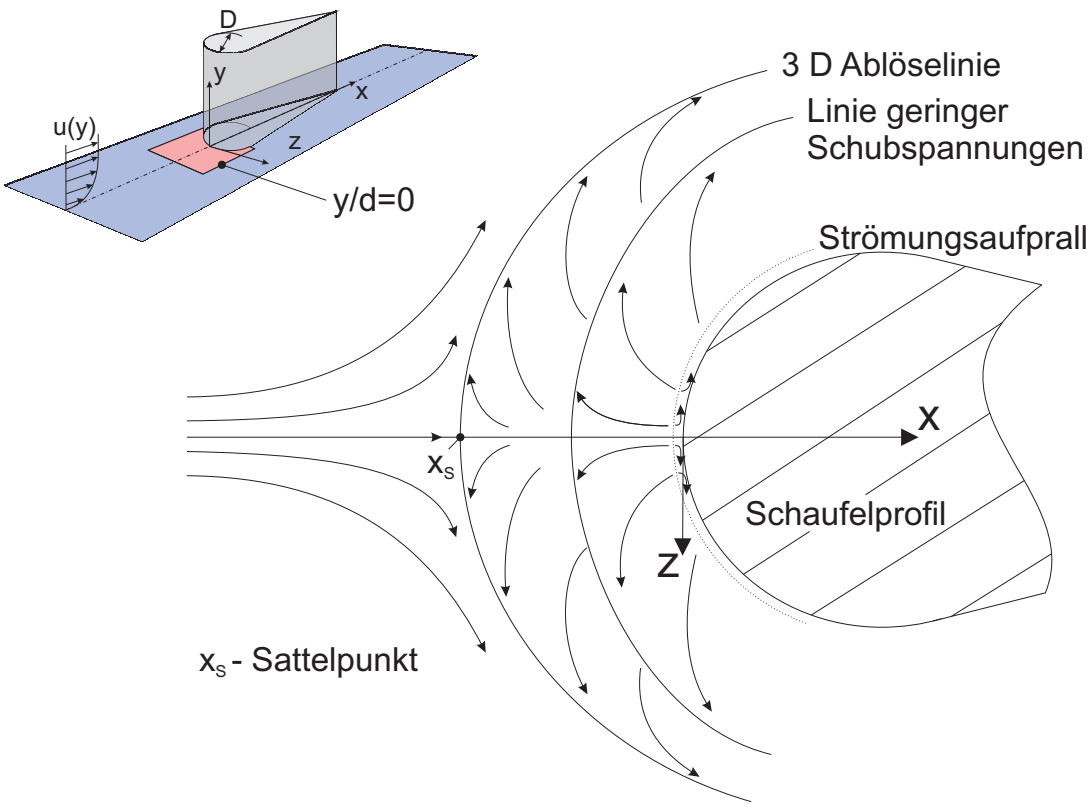


Abbildung 3.5: Zeitgemitteltes Stromlinienprofil auf der Seitenwand vor der Vorderkante (schematisch)

Der Hufeisenwirbel, der Eckenwirbel und der sekundäre Wirbel erfahren bei ihrem Transport um die Vorderkante eine Streckung. Ausgelöst durch Fluktuationen des Impulstransportes in der turbulenten Grenzschicht oszilliert der Hufeisenwirbel [67, 79] bei Umströmung der Vorderkante. Hufeisen- und sekundärer Wirbel bewegen sich daher innerhalb einer „Hüllebene“, die sich mit zunehmendem Weg stromabwärts auffächert [80].

Die Wirbel erfahren dabei eine Schwächung durch ihre Aufweitung und Dissipation. Der Verlust an Wirbelstärke geht mit einer Vergrößerung der Längeskalen der Wirbel einher [67, 81]. Auch das bimodale Verhalten des Hufeisenwirbels wird mit zunehmendem Weg um die Schaufelvorderkante herum gedämpft und verschwindet schließlich [75]. Neben viskosen Dissipationseffekten wird für die Schwächung des Hufeisenwirbels hier dessen Umorientierung der Wirbelachse bei Transport um die Vorderkante als Begründung gefunden. Diese stimmt mit zunehmendem Weg stromabwärts nicht mehr mit der Orientierung der Rotation in der Hauptströmungsgrenzschicht überein, was dazu führt, dass der Wirbel weniger Grenzsschichtfluid durch Entrainment mitführen kann [67].

3.2 Lokaler Wärmeübergang in die Seitenwand vor der Vorderkante

Neben der Steigerung aerodynamischer Verluste haben die Wirbel im Eckbereich vor der Vorderkante auch eine Erhöhung des lokalen Wärmeübergangs zur Folge. Da die Rotation des primären Hufeisenwirbels und der ankommenden Grenzschicht gleichgerichtet sind, ist der Wirbel in der Lage, auf seinem Weg um das Schaufelprofil Fluid aus dem Bereich der Hauptströmung mitzureißen, was zu einer deutlichen Erhöhung des Wärmeübergangs in die Seitenwand führt. Das Prinzip des lokal erhöhten zeitgemittelten Wärmeübergangs ist in Abbildung 3.6 erläutert. Die Abbildung zeigt die zeitgemittelten Wirbelstrukturen in der Symmetrieebene z/D=0 und die zum besseren Verständnis teilweise überhöht dargestellte zugehörige Stantonzahl. Es finden sich zwei Bereiche erhöhten Wärmeübergangs, davon einer, Band 1, nahe der Vorderkante. Hier kann es zu einer Steigerung des Wärmeübergangs um bis zu 350% gegenüber der Grenzschicht an der ebenen Platte kommen. Weiterhin findet sich im Band 2 des sekundären Wirbels ein erhöhter Wärmeübergang, welcher eine Steigerung des Wärmeübergangs gegenüber der ebenen Platte von ca. 250% aufweist [73]. Beide Bereiche umschließen die Vorderkante, wie die Verteilung der Stantonzahl auf der Seitenwand vor der Vorderkante deutlich macht.

Die Stelle des meisterhöhten Wärmeübergangs, das erste Maximum (Max1), findet sich zwischen dem Hufeisenwirbel HW und dem Eckenwirbel EW. In diesem Bereich wird Fluid aus dem äußeren Bereich der Grenzschicht zur Seitenwand hin transportiert und prallt dort auf [82]. Die Folge ist ein stark erhöhter Wärmeübergang, der sich als Band 1 auf der Seitenwand darstellt und bei zunehmendem Weg um die Vorderkante sinkt. Dieses Band erhöhten Wärmeübergangs präsentiert sich stabil in Zeit und Raum [83, 84]. Zur Vorderkante hin reduziert sich die Wandschubspannung und der Eckenwirbel löst von der Seitenwand ab, was hier zu einem lokalen Minimum (Min1) des Wärmeübergangs führt.

In der Rückströmung unter dem Kern des Hufeisenwirbels werden Reynoldsspannungen angeregt, daher kommt es in diesem Bereich zur Aufrechterhaltung des Wärmeübergangsniveaus, welches nur geringen Fluktuationen unterliegt. Die Ablösung der Rückströmung verursacht eine Reduktion des Wärmeübergangs auf ein lokales Minimum (Min2). Die gegenläufig drehenden Sekundär SW- und Tertiärwirbel TW transportieren wiederrum Fluid aus der Grenzschicht zur Seitenwand hin, so dass es hier zu einem zweiten lokalen Maximum (Max2) des Wärmeübergangs kommt [71, 73, 82].

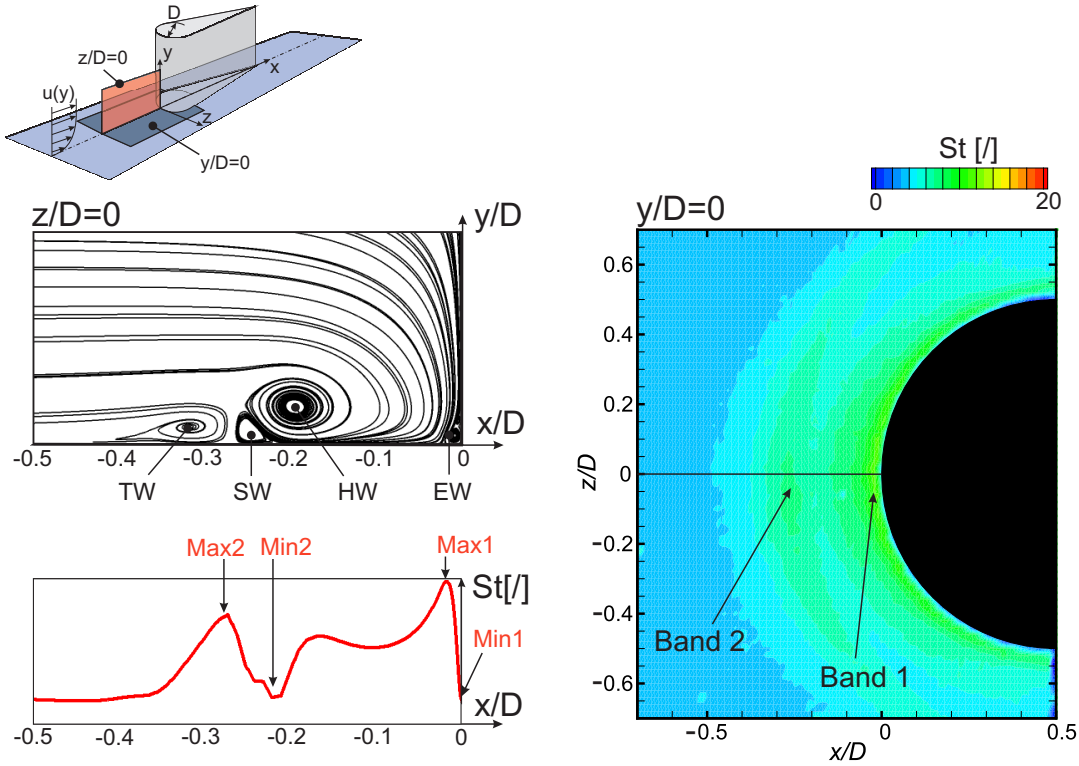


Abbildung 3.6: Einfluss des Hufeisenwirbelsystems auf den Wärmeübergang in die Seitenwand (schematisch) und experimentell ermittelte Verteilung der Stantonzahl auf der Seitenwand vor der Vorderkante

Von hier ausgehend erstreckt sich Band 2 um die Vorderkante. Es wird von transientem Verhalten in Raum und Zeit dominiert [71] und entfernt sich mit zunehmendem Weg stromabwärts vom Schaufelprofil, wobei es schnell an Intensität verliert. Band 2 erfährt im Bereich der Symmetrieebene vor der Vorderkante die höchsten Fluktuationen im Wärmeübergang.

Der Vergleich der zeitgemittelten Strömungsprofile mit dem zeitgemittelten Wärmeübergang im Bereich des sekundären Wirbels zeigt den Punkt minimaler Wandschubspannung nicht in Übereinstimmung mit einem minimalen Wärmeübergang in diesem Bereich. Hier liegt bei zeitgemittelter Betrachtung keine Gültigkeit der Reynoldsanalogie vor [67], nach der hohe Wandschubspannungen mit hohen Wärmeübergängen und umgekehrt einhergehen, diese also von gleicher Größenordnung sein müssen. Dieses Phänomen erklärt sich mit dem instationären Verhalten der Wirbel in diesem Bereich. Die Untersuchung der momentanen Wirbelstrukturen, gezeigt in Abbildung 3.4, lässt eine genauere Betrachtung der Ursache für die Fluktuationen lokalen Wärmeübergangs in die Seitenwand zu. Der momentane lokale Wärmeübergang ist mit der Interaktion der momentanen Wirbel mit der wandnahen viskosen Unterschicht zu erklären. Nach Doligalski et al. [85] ist diese Interaktion vor allem von der Zirkulationsstärke der Wirbel und der Distanz der Wirbelkerne von der Seitenwand abhängig. So ist der Wärmeübergang im Bereich des sekundären Wirbels nach Prainer und Smith [71] dann niedrig, wenn sich dieser nah an der Seitenwand befindet, da das entgegen der Hauptströmungsrichtung orientierte Fluid von unter dem Hufeisenwirbel über den sekundären Wirbel hinweg transportiert wird.

Dem Fluid aus den äußeren Regionen der Grenzschicht ist es bei dieser Konfiguration nicht möglich, zur Seitenwand hin zu gelangen. Das wandnahe rückströmende Fluid hat seinen Ursprung somit vollständig in der Abströmung direkt vor der Vorderkante. Dieser Zustand ist etwa in 80% der Zeit dominant. Löst der sekundäre Wirbel von der Seitenwand ab und gibt den Weg frei für Fluid aus der wandfernen Grenzschicht, welches in Richtung der Seitenwand unter den sekundären Wirbel dringen kann, so steigt der Wärmeübergang direkt stromaufwärts des sekundären Wirbels deutlich an. Dieser Effekt ist maßgeblich für das Erscheinen des zweiten Bandes hohen Wärmeübergangs vor der Vorderkante. Ist der sekundäre Wirbel von der Seitenwand abgelöst und über den Hufeisenwirbel abtransportiert worden, verringert sich der Wärmeübergang wieder [71].

3.3 Einflussfaktoren des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante

Verhalten und Struktur des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante und der damit einhergehende Wärmeübergang haben zahlreiche aerodynamische und geometrische Einflussgrößen. Diese sind auf aerodynamischer Seite vor allem die Anströmgeschwindigkeit u_∞, der Aufbau der Grenzschicht, also Grenzschichtdicke δ und Impulsverlustdicke Θ, sowie der Turbulenzgrad Tu der Anströmung. Die zentrale geometrische Einflussgröße ist das Schaufelprofil, bzw. die Dicke D der Vorderkante des angströmten Hindernisses.

Nach Hada et al. [73] hat der Betrag der Anströmungsgeschwindigkeit u_∞ einen deutlichen Effekt auf die Höhe des experimentell ermittelten Wärmeübergangs vor der Vorderkante. So steigen die Wärmeübergangszahlen α mit zunehmender Hauptströmungsgeschwindigkeit an und umgekehrt. Die qualitative Verteilung der Wärmeübergange in der Symmetrieebene vor der Vorderkante ist jedoch nicht betroffen. So finden sich das erste (Max1) und das zweite (Max2) Maximum des erhöhten Wärmeübergangs an gleichbleibender Position vor der Vorderkante. Die Verteilung der Wärmeübergangszahlen scheinen jeweils parallelverschoben. Die gleiche Feststellung kann für die Verteilung der Stantonzahl gemacht werden. Diese sinkt jedoch insgesamt mit zunehmender Hauptströmungsgeschwindigkeit.
Mit fallender Hauptströmungsgeschwindigkeit reduzieren sich die Wirbelstärken der einzelnen Wirbel. Dies gilt auch für die Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung nach Auftreffen auf der Vorderkante, welche entlang der Vorderkantenoberfläche stromabwärts weist. Der Transport der Wirbel um die Vorderkante ist somit selbstverständlich auch von der Hauptströmungsgeschwindigkeit abhängig.
Die Verläufe für die Geschwindigkeiten $u_\infty = 20m/s$ und $u_\infty = 30m/s$ zeigen einen deutlich geringeren Unterschied zueinander, als zum Verlauf der Geschwindigkeit $u_\infty = 7m/s$.

Der Maximalwert des Wärmeübergangs nahe der Vorderkante zeigt keine Sensitivität gegenüber der Grenzschichtdicke δ der ankommenden Strömung. Generell fördert jedoch eine Reduzierung der Grenzschichtdicke den Wärmeübergang in die Seitenwand, was insbesondere im Bereich des zweiten Maximums zum Tragen kommt. Darüber hinaus nähert sich die Lage des zweiten Maximums bei Reduzierung der Grenzschichtdicke mäßig der Vorderkante an [73].

Fleming et al. [9] führen den Impulsverlustfaktor MDF, gegeben in Gleichung 3.1, ein. Dieser quantifiziert den zu erwartenden Einfluss des anströmenden Grenzschichtprofils, repräsentiert durch die Reynoldszahl bezogen auf die maximale Schaufeldicke Re_{MT} und die Reynoldszahl der Impulsverlustdicke Re_{Θ}, auf die Ausprägung und Gestalt des Wirbelsystems vor der Vorderkante.

$$MDF = Re_{MT} \cdot Re_{\Theta} \tag{3.1}$$

Ein hoher Impulsverlustfaktor führt zur Ausbildung stark ausgeprägter Wirbelstrukturen nahe der Wand. Die Impulsverlustdicke ist ein grundlegender Einflussparameter des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante, da sie die Größenordnungen der Inertialkräfte in der inneren und äußeren Region der Grenzschicht gegenüberstellt. Bei großer Impulsdifferenz zwischen den beiden Regionen, also großen Werten der Reynoldszahl der Impulsverlustdicke, ist es dem Fluid in der äußeren Grenzschicht an der Vorderkante ein leichtes eine Strömung in Richtung der Seitenwand auszubilden und eine Region der Rückströmung entgegen der impulsarmen Grenzschicht nahe der Wand zu manifestieren. Strömungen mit kleinen Impulsverlustfaktoren unterliegen dagegen energetisch hochwertigen Ablösungen [9]. Mit steigendem Impulsverlustfaktor sind die Wirbelstrukturen zunehmend elliptisch, der Wirbelkern und das Maximum der Wirbelstärke liegen näher an der Seitenwand [75], was tendenziell mit einer Entfernung des zweiten Maximums von der Vorderkante einhergeht.

Bei Erhöhung des Turbulenzgrades Tu der Anströmung steigt das erste Maximum erhöhten Wärmeübergangs zusätzlich an. Die Position des zweiten Maximums nähert sich der Vorderkante an. Hufeisen- und Eckenwirbel existieren auch bei hohen Turbulenzgraden. Der Hufeisenwirbel wandert näher zur Vorderkante hin und wird mit zunehmendem Turbulenzgrad flacher und verliert an Umfang. Der tertiäre Wirbel ist bei sehr hohen Turbulenzgraden schließlich nicht mehr vorhanden. Bei steigendem Turbulenzgrad ist nicht nur der Bereich um den Hufeisenwirbel, sondern das gesamte Wirbelsystem von hoher Turbulenz geprägt. Das zweite Maximum wird durch die Struktur der turbulenten Strömung gestaltet, das erste Maximum ist das Resultat einer Prallströmung [78].

Van Fossen und Ching [86] stellten in ihren Untersuchungen heraus, dass der Wärmeübergang im Eckbereich vor der Vorderkante mit sinkenden turbulenten Längenskalen steigt. Weiterhin stellten sie heraus, dass der Grad an Isotropie einen nicht zu vernachlässigenden Effekt auf den Wärmeübergang hat. Eine nicht isotrope Anströmung verursacht so einen erhöhten Wärmeübergang gegenüber der isotropen.

Abbildung 3.7 fasst die Einflussfaktoren auf das Wirbelsystem und den Wärmeübergang zusammen und zeigt schematisch die Auswirkung einer Veränderung dieser auf den Kurvenverlauf.

Die zentrale geometrische Einflussgröße ist die Pofilierung der Hindernisvorderkante, bzw. der Vorderkantendurchmesser. Ist diese nicht stumpf, sondern scharfkantig, so ist es möglich, dass sich der Hauptanteil des entstehenden Wirbels nahe der Oberfläche befindet und dieser daher schnell von viskosen oder Reynoldsspannungen dissipiert wird [87]. Fleming et al. [9] stellen auf Basis experimenteller Untersuchungen einen Stumpfheitsfaktor

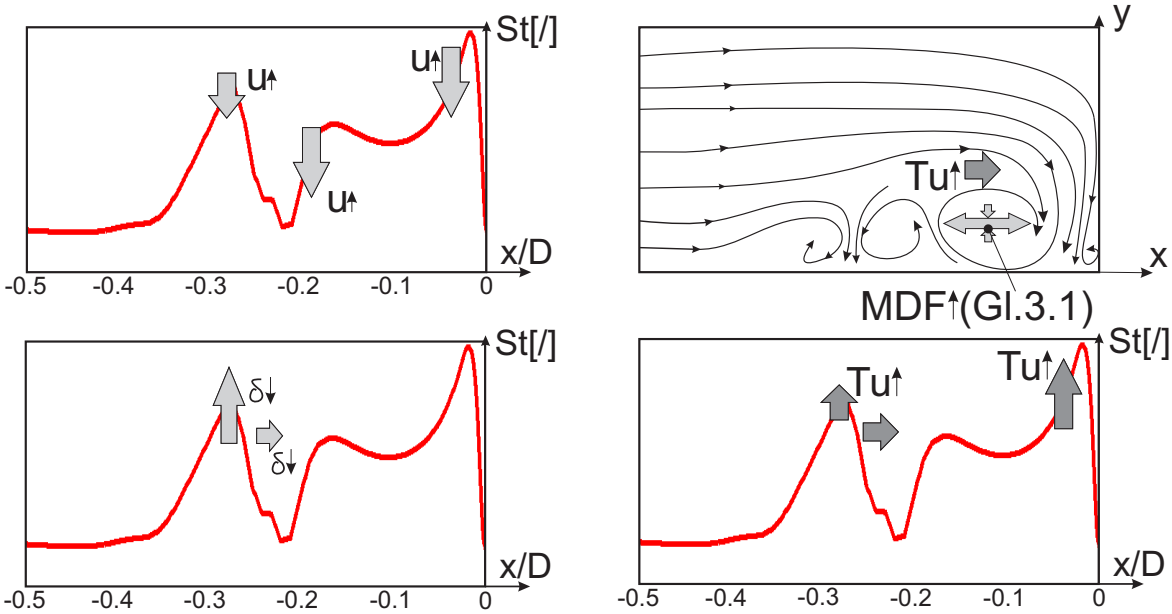


Abbildung 3.7: Aerodynamische Einflussgrößen und deren Wirkung auf das Wirbelsystem und den Wärmeübergang in der Symmetrieebene (z/D=0) (schematisch)

BF (Bluntness factor) vor, welcher die Position und die Stärke des Hufeisenwirbels mit dem Profil der Vorderkante einer Schaufel in Verbindung bringt. Dieser ist wie folgt definiert

$$BF = \frac{D}{4 \cdot X_{MT}} \cdot (\frac{MT}{S_{MT}} + \frac{S_{MT}}{X_{MT}}) \tag{3.2}$$

Abbildung 3.8 verdeutlicht die Definition des Stumpfheitsfaktors BF. Es werden der Vor-

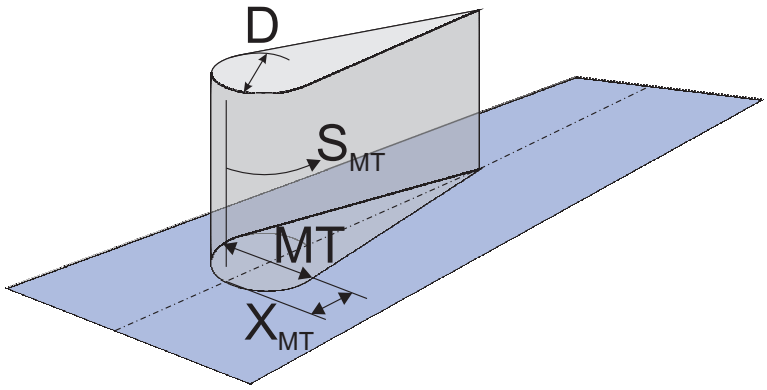


Abbildung 3.8: Definition Stumpfheitsfaktor

derkantendurchmesser D, der Abstand der maximalen Schaufeldicke MT von der Staulinie entlang der Schaufelsehne X_{MT}, sowie der Abstand der maximalen Schaufeldicke von der Staulinie entlang der Schaufeloberfläche S_{MT} berücksichtigt. Hohe Werte für den Stumpfheitsfaktor führen zu einem stark ausgeprägten Hufeisenwirbel [80]. Das Profil des angeströmten Hindernisses ist darüber hinaus der bestimmende Faktor für das bimodale Verhalten des Hufeisenwirbels [75]. Bei ausreichend hohem Stumpfheitsfaktor ist mit bimodalem Verhalten zu rechnen. Mit einer Reduzierung des Durchmessers D steigen die

Beträge des lokalen Wärmeübergangs, repräsentiert durch die Stantonzahl, an. Dies ist insbesondere für das erste Maximum der Fall, trifft in weniger deutlichem Mass jedoch auch auf das zweite Maximum zu. Bei geringem Vorderkantendurchmesser ist das erste Maximum hohen Wärmeübergangs nicht nur in der Symmetrieebene, sondern auch um die Vorderkante herum deutlich erhöht. Die Größenskalen des Wirbels liegen im Bereich der Symmetrieebene vor der Vorderkante bei $0.1 \cdot D$ und sind bei Normalisierung mit dem Vorderkantendurchmesser D nahezu unabhängig von demselben [73].

4 Filmkühlung der Seitenwand beschaufelter Kanäle

Es wurde bereits in Kapitel 3 dargelegt, dass die Sekundärströmungen im Schaufelkanal einen lokal stark erhöhten Wärmeübergang verursachen. Wird nun auf Schaufelprofil und Seitenwand eine Filmkühlung appliziert, so tritt diese in Interaktion mit den vorhandenen Sekundärströmungen. Die Folge ist eine Reduzierung der Filmkühleffektivität auf den zu kühlenden Oberflächen [12].

Der Einfluss der Sekundärströmungen auf die Kühlung der Seitenwand zeigt sich besonders vor der Schaufelvorderkante. Das hier vorhandene Wirbelsystem verursacht nicht nur lokal stark erhöhte Wärmeübergänge. Findet hier eine Filmkühlung mit niedriger Ausblaserate statt, verfügt diese nicht über ein ausreichendes Maß an Strömungsimpuls, um die Wirbel zu überwinden. Eine Kühlung der Seitenwand und der Wurzel der Schaufelvorderkante findet in diesem Fall nicht statt [7, 12]. Das Kühlmedium erfährt stattdessen eine erhöhte turbulente Diffusion. Es wird von der Seitenwand abtransportiert und durch die Wirbel verdrängt. Die hohe thermische Belastung der Region bleibt bestehen [15, 17, 88].
Bei Erhöhung der Ausblaserate kann eine zunehmend bessere Abdeckung der Seitenwand mit Kühlluft festgestellt werden. Das Kühlmedium wird nicht mehr komplett diffundiert und abtransportiert, so dass auch im Bereich der Wurzel der Schaufelvorderkante eine Kühlung stattfinden kann. Abbildung 4.1 stellt die von Liu et al. [7] experimentell ermittelten Stantonzahlen auf der Seitenwand einer ungekühlten Kaskade denen der gekühlten Kaskade gegenüber. Die Kühlung wird aus einer Doppelreihe zueinander versetzter diskreter Bohrungen des Durchmessers d=4 mm ausgestoßen, die in einem Abstand von $6,5 \cdot d$ und $10 \cdot d$ stromaufwärts vor der Vorderkante platziert sind. Eine Ausblaserate von M=3 zeigt sich als notwendig, um eine Kühlung der Seitenwand vor der Vorderkante zu erreichen.

Mit einer Erhöhung der Ausblaserate steigt neben der Filmkühleffektivität auch die Wärmeübergangszahl deutlich an. So liegt diese bei einer Ausblaserate von M=3 um 40% höher als im ungekühlten Fall [7].

Die Position der Bohrungen vor der Vorderkante ist für eine effektive Filmkühlung ebenso entscheidend, wie die Wahl der Ausblaserate. So kommte es gegebenenfalls zu einer Verblockung der austretenden Kühlströmung, bedingt durch die Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante, oder zu einer Verteilung des Kühlmediums stromaufwärts der Ausblasestelle, verursacht durch Verdrängung aufgrund des Hufeisenwirbels [88]. Bei hohen Impulsraten hebt das Kühlmedium, welches aus den Bohrungen nahe der Vorderkante ausgeblasen wird, zunächst von der Seitenwand ab. Es prallt anschließend auf die Oberfläche der Schaufelvorderkante, wo es aufgrund des vorhandenen Druckgradienten und des Strömungsmitrisses durch den Hufeisenwirbels eine Abströmung zur Seitenwand

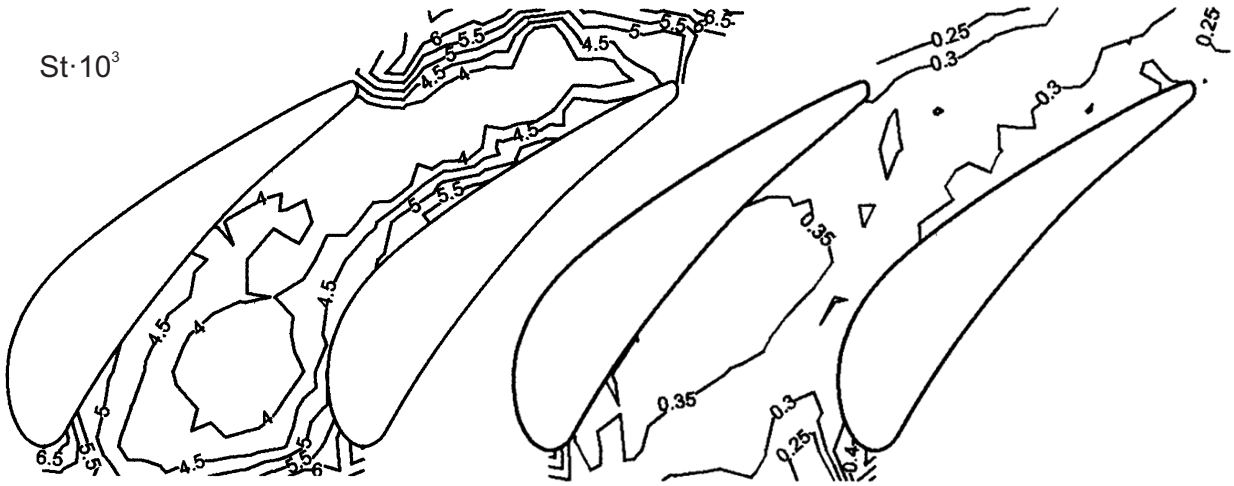


Abbildung 4.1: Vergleich der Stantonzahlen auf der ungekühlten und gekühlten Seitenwand (Ausblaserate M=3) nach [7]

hin erfährt. Im Bereich der Schaufelwurzel kann auf diese Weise ein Kühleffekt erzielt werden [88].
Neben einer Verblockung des austretenden Kühlluftmassenstromes kann es auch zu einer Verstärkung des Hufeisenwirbels durch die applizierte Kühlung kommen. Dies ist insbesondere der Fall, wenn durch einen Schlitz in den Bereich des Sattelpunktes des Hufeisenwirbelsystems ausgeblasen wird. Mit einer Verstärkung des Hufeisenwirbels steigt auch dessen Potenzial Kühlluft von der Seitenwand abzutransportieren oder zu verdrängen. Die Verstärkung des Hufeisenwirbels wird darauf zurückgeführt, dass im ungekühlten Fall die Grenzschicht an der Ausblasestelle bereits abgelöst hat. Wird nun eine Kühlung hinzugefügt, besitzt diese eine Geschwindigkeitskomponente normal zur Seitenwand und fördert die Ablösung, was zu einer Anfachung des Wirbels führt [14]. Bei einer Steigerung des Kühlmassenstromes aus dem Schlitz kommt es zu einer Verlagerung des Hufeisenwirbels zur Vorderkante hin. Dies lässt sich aus der Position des Sattelpunktes des Hufeisenwirbelsystems schließen, der bei höheren Ausblaseraten näher an der Vorderkante gelegen ist [16].

Eine günstige Bohrungsposition in Verbindung mit einer hohen Ausblaserate kann zu einer Dämpfung des Hufeisenwirbels führen. Dies hat einen positiven Effekt auf die Entwicklung der Seitenwandkühlung. Abbildung 4.2 zeigt auf der rechten Seite das Strömungsfeld in der Symmetrieebene der Versuchsanordnung z/d=0 bei einer Filmkühlung im Bereich vor der Vorderkante. Der Durchmesser der Kühlbohrung beträgt d=5 mm. Zum Vergleich ist auf der linken Seite der Abbildung das zeitgemittelte Hufeisenwirbelsystem dargestellt, das sich vor der Vorderkante ausprägt, wenn keine Kühlung stattfindet. Alle Strömungsfelder zeigen die Stromlinien der zeitlich

gemittelten Geschwindigkeitskomponenten in x und y-Richtung ermittelt mit PIV. Die lokale Geschwindigkeitskomponente v in wandnormaler Richtung ist durch die farbliche Hinterlegung des Strömungsfeldes angegeben. Die Distanz zwischen Kühlbohrung und Vorderkante ist mit l/d=6 konstant, die Ausblaserate wird zwischen M=0,5 und M=1,5 variiert.

Für die Ausblaserate M=0,5, in der Abbildung oben gezeigt, erfolgt nur eine geringe

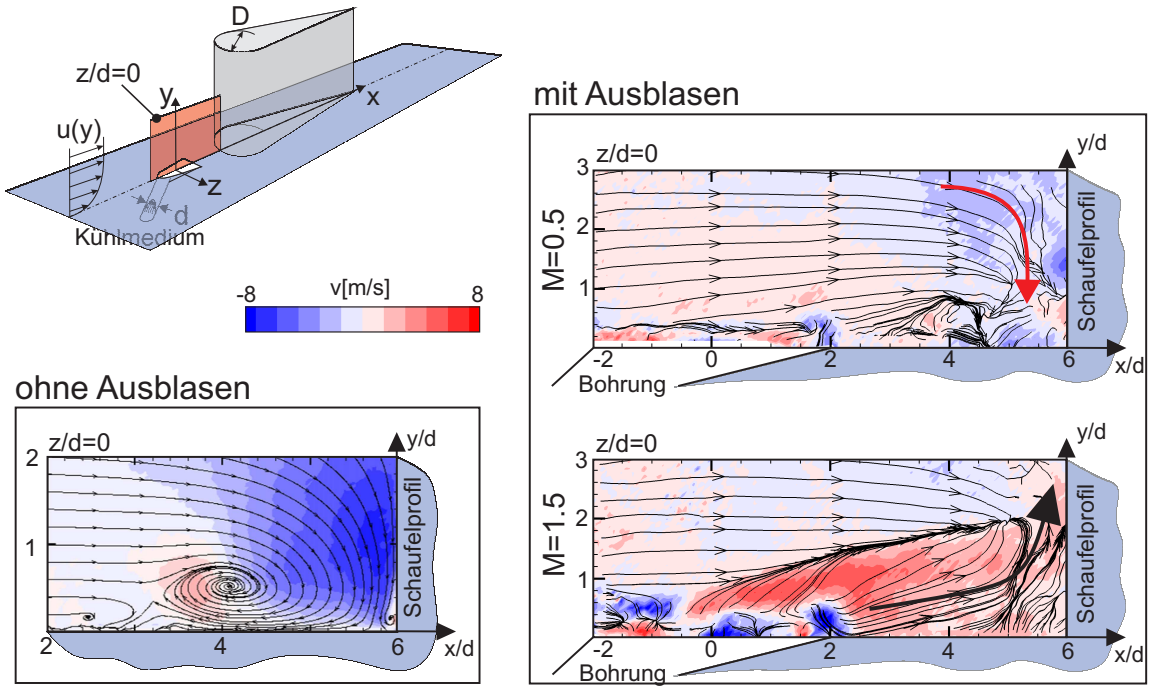


Abbildung 4.2: Vergleich der Wirbelstrukturen bei Filmkühlung im Bereich vor der Vorderkante mit den Wirbelstrukturen ohne Filmkühlung nach [8]

Dämpfung des Hufeisenwirbels. Die Wirbelstruktur ist weiterhin vorhanden und in der Lage, das Kühlmedium mitzureissen und um die Vorderkante zu transportieren. Es erreicht nicht die Wurzel der Schaufel. Vor der Vorderkante erfolgt weiterhin ein Transport von Grenzschichtfluid zur Seitenwand hin, in der Abbildung durch einen roten Pfeil angezeigt. Bei einer Ausblaserate von M=1,5, welche in der Abbildung unten dargestellt ist, werden die Hufeisenwirbelstrukturen vom Kühlmedium mit entgegengerichteten Impuls gedämpft. Insbesondere direkt vor der Vorderkante kommt es nicht mehr zu einem Transport von Hauptströmungsfluid zur Seitenwand hin. Das Kühlmedium dringt zur Vorderkante vor, wo es in positiver y-Richtung verteilt wird, was in der Abbildung durch einen schwarzen Pfeil gekennzeichnet ist. Eine Kühlung der Seitenwand und der Schaufelwurzel kann somit realisiert werden [8].

Die sich entsprechend den diskutierten Strömungsfeldern ergebenden Verteilungen für die adiabate Filmkühleffektivität auf der Seitenwand sind in Abbildung 4.3 gezeigt.

Hat die Distanz zwischen Kühlbohrung und Vorderkante ein kritisches Maß überschritten, so kann selbst bei hohen Ausblaseraten ausgestoßenes Kühlmedium nicht mehr in ausreichendem Maß zur Wurzel der Schaufelvorderkante vordringen. Dies liegt darin begründet, dass die Wechselwirkung zwischen Hauptströmung und Kühlluftstrahl nach dem Ausbla-

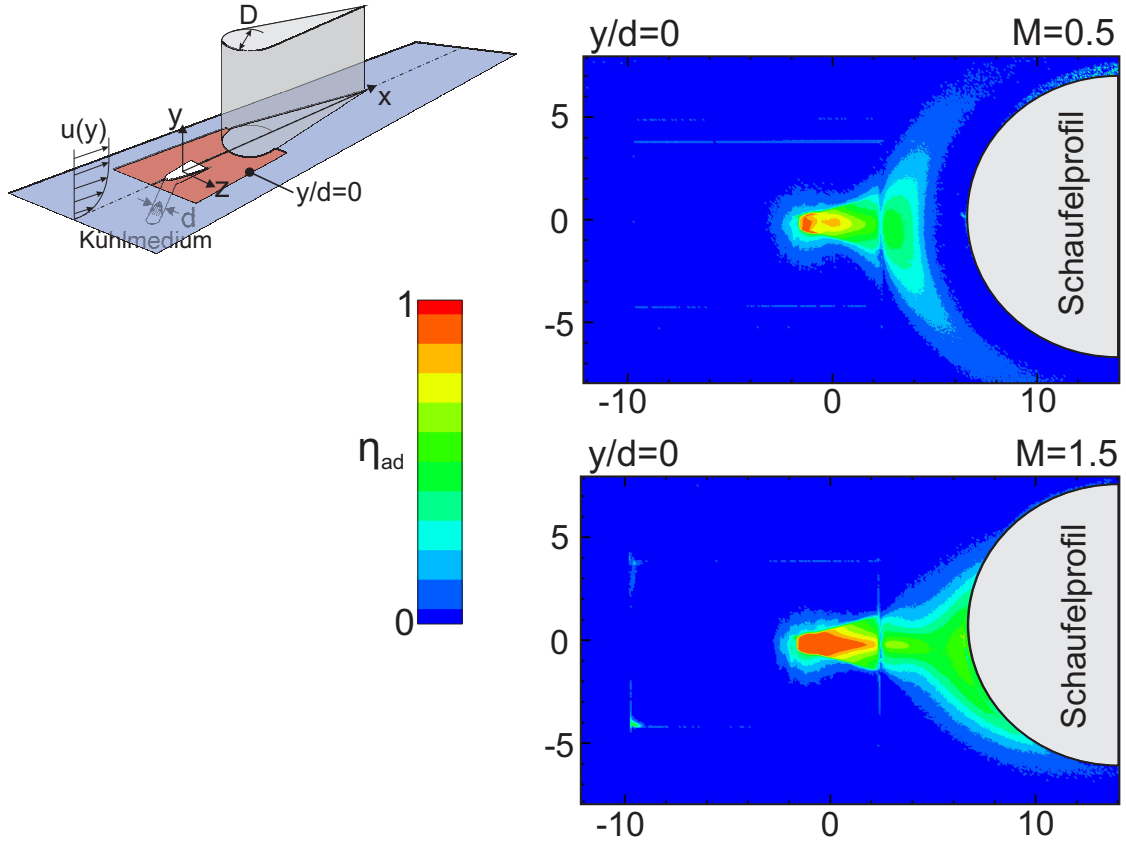


Abbildung 4.3: Experimentell ermittelte adiabate Filmkühleffektivität auf der Seitenwand im Bereich der Schaufelvorderkante bei den Ausblaseraten M=0,5 und M=1,5 nach [8]

sen zu einer Diffusion des Kühlmediums führt. Weiterhin reduzieren Reibungseffekte nach dem Ausblasen den Strömungsimpuls des Strahls. Eine Dämpfung des Hufeisenwirbels kann nicht mehr erreicht werden. Stattdessen wird bei niedrigen Ausblaseraten ein Abheben der Kühlluft von der Seitenwand und deren Einzug in den Hufeisenwirbel hinein beobachtet. Bei ausreichend hoher Ausblaserate kann eine geringfügige Kühlung der Schaufelwurzel festgestellt werden. Hier sind die vertikale Penetration der Hauptströmung durch das Kühlmedium und der verbleibende Strömungsimpuls ausreichend, so dass Kühlmedium über den Hufeisenwirbel hinweg zur Seitenwand transportiert wird [8].

5 Beschreibung der Versuche für die experimentellen Vergleichsergebnisse (Universität Osaka)

Die Versuche für die in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Vergleichsdaten wurden vollständig vom Departement of Mechanical Engineering der Universität Osaka durchgeführt und für diese Arbeit zur Verfügung gestellt.

Die Experimente wurden dort unter Verwendung des vorhandenen Niedergeschwindigkeitswindkanals durchgeführt, welcher schematisch in Abbildung 5.1 gezeigt ist. Der horizontal angeordnete Windkanal besitzt einen offenen Kreislauf und kann zur Variation des Luftmassenstromes mit Frequenzumrichter betrieben werden. Die Strömung passiert nach Ansaugen zunächst ein Gitter zur Reduktion der turbulenten Intensität der Strömung und einen Wabengleichrichter zur Erzeugung einer drallfreien Strömung. Durch eine Düse mit dem Verhältnis 9:1 wird anschließend auf den Querschnitt der Messstrecke verengt. Der Windkanal bietet eine Messstrecke von 1200 mm Länge mit einem quadratischen Querschnitt, welcher 300 mm Seitenlänge besitzt. In diesem Bereich werden die experimentellen Untersuchungen durchgeführt, die im Abschnitt 5.2 näher beschrieben werden. Die experimentellen Untersuchungen wurden mit einer Hauptströmungsgeschwindigkeit von 20 m/s durchgeführt. Der Betrag der turbulenten Intensität der Hauptströmung wurde innerhalb der Teststrecke per Hitzdrahtanemometrie zu 0,36 % bestimmt.

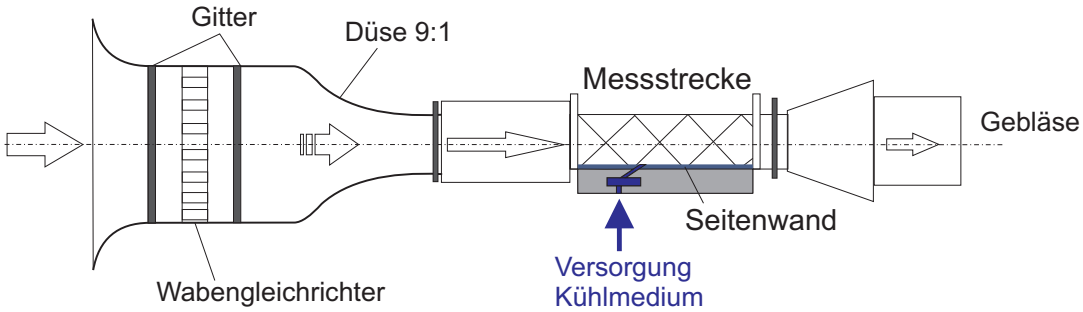


Abbildung 5.1: Aufbau des Niedergeschwindigkeitswindkanals (schematisch)

5.1 Verwendete Messverfahren

5.1.1 Die Particle Image Velocimetry

Die Particle Image Velocimetry (PIV) dient als optisches Messverfahren der Vermessung eines Geschwindigkeitsfeldes. Dem Fluid werden hierzu Indikatorpartikel zugeführt, welche sehr geringe Durchmesser besitzen müssen [89]. Die Eignung eines Indikatorpartikels lässt sich durch die Stokes-Zahl bewerten. Um sicherzustellen, dass die Indikatorpartikel auch kleinsten Strukturen in der Strömung folgen und nicht ablösen, ist eine Stokes-Zahl nötig, die den Wert eins nicht überschreitet [90]. Ein doppelt pulsierender Laserstrahl, dessen Energieniveau sich aufgrund der Größe der Indikatorpartikel im Bereich von 5 bis 500 mJ bewegt, wird durch eine entsprechende Optik zum Lichtband geformt. Hierzu wird ein Nd:YAG (Neodym dotierter Yttrium-Aluminium-Granat) Laser verwendet, der Licht der Wellenlänge 532 nm erzeugt. Dieses Licht wird von den Indikatorpartikeln reflektiert. Eine der Pulsation synchrone CCD Kamera nimmt während eines Pulses zwei Bilder auf. Der zeitliche Abstand der Einzelaufnahmen ist an die herrschenden Strömungsgeschwindigkeiten angepasst. Eine digitale Weiterverarbeitung der Bildinformationen ermöglicht die Ermittlung des Geschwindigkeitsfeldes in der Messebene durch Korrelation der beiden Bilder anhand der Positionen der Indikatorpartikel [89].

5.1.2 Die Analogie von Wärme-und Stofftransport

Sowohl für den Transport von Wärme, wie auch für den Stofftransport gelten Diffusionsansätze. Ausgehend von den analogen Betrachtungen zu Wärme- und Stoffübergang in der wandnahen Grenzschicht ergibt sich ein Zusammenhang zwischen Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten: die Lewissche Beziehung, $Le = \frac{a}{D} = \frac{Sc}{Pr}$ [91]. Eine Lewis-Zahl von eins repräsentiert eine vollständige Analogie zwischen Wärme-und Stofftransport. Besitzt die gewählte Stoffpaarung eine von eins abweichende Lewis-Zahl, ist eine Verwendung der Analogie innerhalb gegebener Grenzen zulässig. Diese sind vorab zu prüfen.

Drucksensitive Farbe

Drucksensitive Farbe, auch Pressure Sensitive Paint, nachfolgend mit PSP bezeichnet, zählt zu den optochemischen Messprinzipien. Die Farbe beinhaltet fluoreszierende Moleküle, welche in einer sauerstoffdurchlässigen Matrix gebunden sind. Diese werden zunächst mit Licht einer definierten Wellenlänge angeregt. Variiert der Sauerstoffgehalt an der überströmten Wand durch lokale Druckunterschiede, so kommt es zu lokal unterschiedlich stark ausgeprägten Interaktionen zwischen Sauerstoff und den angeregten Molekülen, auch als Sauerstoff-Quenchen bezeichnet. Dies schlägt sich in Unterschieden in der Luminiszenzintensität nieder, welche durch eine Kamera als Helligkeitsunterschiede aufgenommen werden können [92].
Die Abhängigkeit der Luminiszenz vom lokalen Sauerstoffgehalt qualifiziert dieses Prinzip auch zur Messung der Filmkühleffektivität an einer überströmten Wand. Ausgehend von der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport, werden zur Untersuchung zwei Fluide unterschiedlichen Sauerstoffgehaltes anstatt zweier unterschiedlich temperierter Fluide eingesetzt. Der lokale Sauerstoffgehalt an der überströmten Wand ist nun vom Grad der Vermischung der beiden Fluide abhängig. Diese kann somit durch die Luminiszenz druck-

sensitiver Farbe gemessen werden. Die Filmkühleffektivität nach Gleichung 2.4 ergibt sich dann aus den Sauerstoffkonzentrationen der teilnehmenden Fluide zu [8]

$$\eta_{conc} = \frac{C_\infty - C_F}{C_\infty - C_C}. \tag{5.1}$$

Laserinduzierte Fluoreszenz

Laserinduzierte Fluoreszenz oder LIF ist ein geeignetes Verfahren, um die Konzentrationsverteilung eines Indikators in einem Strömungsgebiet mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung zu messen. Bei dem genannten Indikator handelt es sich um ein Molekül oder Atom, welches in der Strömung vorhanden ist oder dem strömenden Fluid zugegeben wird. Die Strömung wird nun in einer Ebene kontinuierlich mit einem Laserlichtband angeregt, dessen Wellenlänge zur Erzeugung von Resonanz auf den Indikator abgestimmt ist, so dass dieser das Laserlicht absorbiert und von einem niedrigen zu einem höheren Energieniveau gelangt. Fällt der Indikator auf das niedrigere Energieniveau zurück, emittiert er fluoreszierendes Licht, welches eine andere Wellenlänge als das anregende Licht besitzt. Dieses kann durch einen Interferenzfilter extrahiert und durch entsprechende Kameratechnik aufgenommen werden. Die Intensität der Fluoreszenzstrahlung lässt dabei Rückschlüsse auf die lokale Konzentration des Indikators zu [73].
Eine Messung der räumlichen Filmkühleffektivität mit dem LIF Verfahren ist möglich, wenn wiederrum die Analogie von Wärme- und Stofftransport ausgenutzt wird. Ist die Temperaturleitfähigkeit des Fluides, im Anwendungsfall Luft, vergleichbar mit dem Diffusionskoeffizienten des gewählten Indikators, kann die lokale Filmkühleffektivität, wie bereits in Abschnitt 5.1.2 für die Konzentration von Sauerstoff erläutert, durch die lokale Konzentration des Indikators repräsentiert werden [91], [8].

Naphtalin-Sublimations-Methode

Die Naphtalin-Sublimations-Methode, nachfolgend mit NSM abgekürzt, ermöglicht auf Basis der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport die Bestimmung des zeitlich gemittelten Wärmeübergangs an einer überströmten Wand. Ein besonderer Vorteil dieser weit verbreiteten Methode ist die hohe lokale Auflösung des Verfahrens. Randbedingungen, welche analog einer isothermen oder adiabaten Randbedingung des konvektiven Wärmeübergangs sind, können mittels NSM problemlos realisiert werden. Weiterhin kann aufgrund der isothermen Handhabung der NSM im Versuch auch Wärmeleitungseffekten vorgebeugt werden, die bei Wärmeübergangsmessungen aufgrund vorliegender Temperaturgradienten vorhanden sind.
Die Anwendung der NSM setzt die Benetzung der zu untersuchenden Oberfläche mit einer Naphthalinschicht voraus. Die Topologie der Naphthalinoberfläche wird mit automatischen Methoden, z.B. Laserpräzisionssensor, vermessen, anschließend wird der Probenkörper für eine bestimmte Zeit der Strömung ausgesetzt. Nach Durchführung des Versuchs findet eine weitere Messung der Naphthalinoberfläche statt. Aus den Daten der Differenz der gemessenen Oberflächentopologien kann der zeitlich gemittelte lokale Stoffübergangskoeffizient bestimmt werden. Dieser lässt die Bestimmung des zeitlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten auf Basis der Analogie von Wärme- und Stofftransport in guter Übereinstimmung zu [93]. Die die Sublimation von Naphthalin stark

von der lokalen Temperatur abhängig ist, ist ein Monitoring der Wandtemperatur notwendig.

5.2 Versuchsaufbau und -variation

Die bereits vorgestellten Messverfahren finden Anwendung in den folgend dargestellten experimentellen Untersuchungen, welche die Grundlage für die Validierung der in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen sind.

5.2.1 Filmkühlung

Zur Betrachtung der Strömungsvorgänge, welche bei dem Ausblasen in eine Grenzschicht aus einer diskreten Bohrung stattfinden, wird dieser Vorgang mit zwei verschiedenen Bohrungsgeometrien mit dem Bohrungsdurchmesser d untersucht. Die durchgeführten Experimente ermöglichen die Beurteilung der lokalen adiabaten Filmkühleffektivität und des Strömungsfeldes in variierenden Messebenen stromabwärts der Ausstoßstelle. Eine Messebene liegt in der Mittenebene der Bohrung (XY-Ebene, $z/d = 0$), weitere Messebenen sind stromabwärts der Ausstoßstelle quer zur Strömungsrichtung (YZ-Ebene, $x/d = 0, 2, 4$) angeordnet. Die Distanz der Messebenen zur Ausstoßstelle sind ganzzahlige Vielfache des Bohrungsdurchmessers. Abbildung 5.2 stellt den Versuchsaufbau schematisch dar. Das Kühlmedium wird mit den Ausblaseraten $M = 0.5, 1, 1.5$ in die Grenzschicht der Hauptströmung eingeblasen.

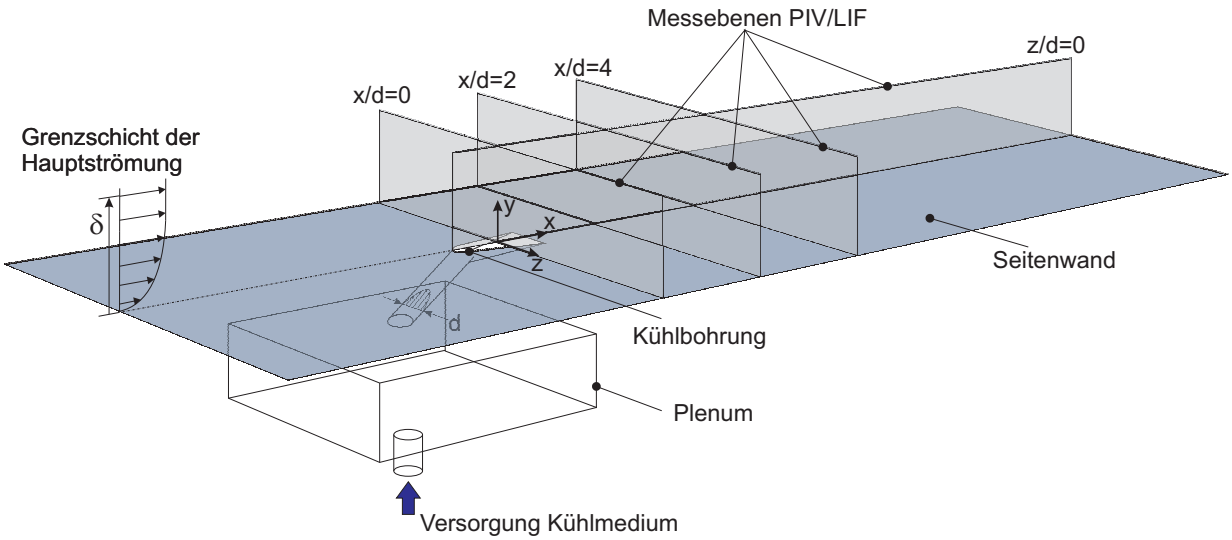


Abbildung 5.2: Aufbau zur Untersuchung des Strömungs- und Temperaturfeldes bei einer Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung (schematisch)

Neben einer kreisrunden Bohrung, welche unter einem Winkel von 30° zur Hauptströmung angestellt ist, wird eine profilierte Bohrung mit fächerförmigen Austritt untersucht. In beiden Fällen wird die Bohrung durch ein Plenum gespeist. Die geometrischen Daten beider Bohrungen können Abbildung A-1 entnommen werden.

Die Messung der Filmkühleffektivität in den in Abbildung 5.2 gezeigten Ebenen erfolgt unter Anwendung der Analogie von Wärme- und Stofftransport. Als Indikator wird Aceton eingesetzt. Die lokale Konzentration des Acetons wird mit LIF vermessen. Die Temperaturleitfähigkeit von Luft, mit einem Wert von 22,3 mm^2/s steht im Verhältnis von 2:1 zu dem Diffusionskoeffizienten von Aceton gegen Luft, der mit 11.2 mm^2/s gegeben ist [8]. Dieses Verhältnis lässt nach [94] eine Anwendung der Analogie von Wärme- und Stofftransport zu. In der mit Aceton gesättigten Kühlströmung beträgt der Stoffmengenanteil des Acetons weniger als 0,2 Mol-%. Die räumliche Auflösung, welche das LIF Verfahren bietet liegt bei 0,1 mm.
Für die Messung des Strömungsfeldes wird ein PIV eingesetzt. Der verwendete Indikator ist zerstäubtes Olivenöl mit einem mittleren Partikeldurchmesser von 1 μm. Die räumliche Auflösung des PIV liegt bei 0.2 mm. Weiterführende Informationen zu den durchgeführten Experimenten sind in [95] nachzulesen.

5.2.2 Das turbulente Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Zur Untersuchung der Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante und des damit einhergehenden Wärmeübergangs wird ein extrudiertes zweidimensionales symmetrisches Schaufelprofil mit einem Nasenkantendurchmesser von D=50 mm unter einem Anstellwinkel von 0° zur Strömung in der Teststrecke positioniert. Die Profilhöhe beträgt 300 mm und die Sehnenlänge 175 mm, was einem Seitenverhältnis von 1,7:1 und einer Hinterkantenverschalung l/D=3,5:1 entspricht. Ein gegossener Naphthalinblock mit der quadratischen Seitenlänge von 100 mm wird stufenlos im Eckbereich von Schaufel und Seitenwand positioniert. Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abbildung 5.3 dargestellt.

Die Grenzschichtdicke im Bereich der Nasenkante wird mit einem Pitot-Rohr zu 20 mm bestimmt. Zu Beginn des Experiments wird mittels Laserpräzisionssensor, welcher auf einer Zweiachspräzisionstraversierung mit einer Schrittweite von 0,1 μm montiert ist, das Oberflächenprofil des Naphthalinblocks über ein Raster mit 1 mm Weite vermessen. Die Auflösung des Lasersensor liegt bei 0,1 μm mit einem Messbereich von $\pm 1mm$, die Linearitätsabweichung liegt bei 0,3%. Der Naphthalinblock wird über einen Zeitraum von 180 min der Strömung ausgesetzt, anschließend wird die Oberfläche erneut vermessen. Die Sublimationstiefe des Naphthalins ergibt sich als Differenz beider Messungen [72]. Die Messunsicherheit wird bei Stantonzahlen von $15 \cdot 10^3$ zu $\pm 5,1\%$ und für Stantonzahlen von $3 \cdot 10^3$ zu $\pm 5,5\%$ bestimmt [73].

Die Schmidtzahl Sc des Sublimats Naphtalin liegt, abhängig von der Temperatur, bei ca. 2,28, während die Prandtlzahl von Luft ca. 0,72 beträgt. Die sich ergebende Lewis-Zahl liegt bei Raumtemperatur daher in der Größenordnung von drei. Für die zu untersuchende Strömungskonfiguration ist eine Verwendung der Naphthalinsublimationsmethode nach [93] geeignet.
Dem Fluid werden als Indikatorpartikel pflanzliche Öle zugeführt, welche sehr geringe mittlere Durchmesser von 1 μm besitzen. Die Partikel werden über Rohrleitungssysteme zur oberen Wand der Messstrecke geführt und dort durch mehrere Öffnungen eingeleitet. Ein

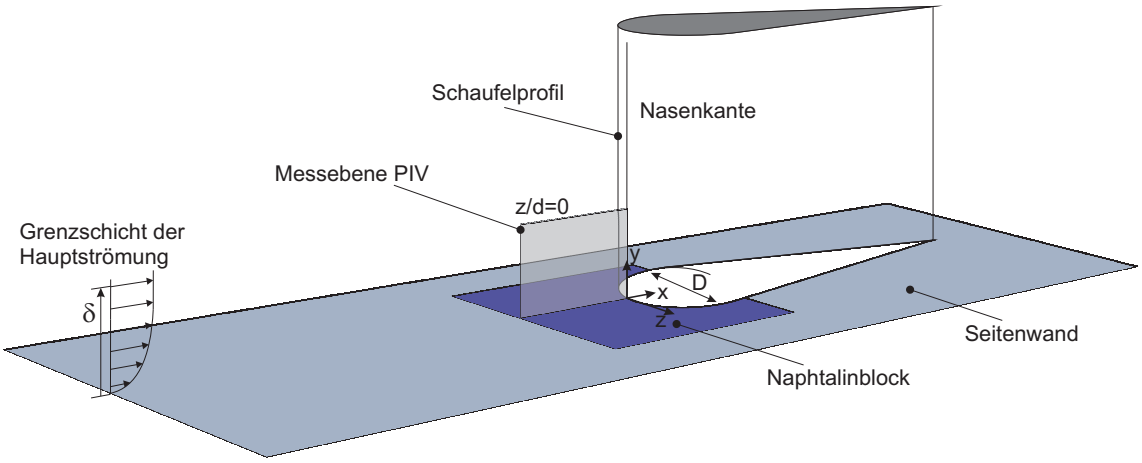


Abbildung 5.3: Aufbau zur Untersuchung des Wärmeübergangs in die Seitenwand aufgrund der Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante (schematisch)

doppelt pulsierender Nd:YAG Laserstrahl, der Licht der Wellenlänge 532 nm erzeugt, wird in der jeweiligen zu untersuchenden Ebene mit drei zylindrischen Linsen zum Lichtband geformt. Eine CCD (charge-coupled device) Kamera, welche über zwei Digitalverzögerer mit dem Laser synchronisiert ist, nimmt während eines Doppelpulses zwei Bilder auf. Der Zeitabstand zwischen den beiden Aufnahmen kann nach Bedarf reguliert werden. Die Nachbearbeitung der Bilder zur Ermittlung des Strömungsfeldes erfolgt digital mittels Kreuzkorrelation.

5.2.3 Wechselwirkung zwischen Filmkühlung und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Ein extrudiertes zweidimensionales symmetrisches Schaufelprofil, analog zu Abschnitt 5.2.2, mit einem Nasenkantendurchmesser von D=50 mm und einer Höhe von 300 mm wurde in Strömungsrichtung unter einen Anstellwinkel von 0° ausgerichtet. Stromaufwärts der Nasenkante wurde zentrisch eine ABS Platte mit einer profilierten Kühlbohrung in der Seitenwand platziert. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.4 skizziert. Das Geschwindigkeitsprofil der Anströmung, auf der linken Seite schematisch dargestellt, wurde mit einem Pitotrohr vermessen. Die Grenzschichtdicke im Versuch belief sich auf $\delta = 20mm$. Die Speisung der Kühlbohrung mit einem Bohrungsdurchmesser von $d = 5$ mm erfolgte über ein Plenum, wie bereits in Abschnitt 5.2.1 erläutert. Der Abstand der Bohrung zur Nasenkante wurde im Laufe der Untersuchungen zwischen $l/d = \{6, 12\}$ variiert.

Die Verteilung der Filmkühleffektivität auf der Seitenwand wurde unter Verwendung von PSP ermittelt. Die im Versuch realisierten Ausblaseraten belaufen sich auf M=0.5, 1 und 1.5. Die Anregung der PSP erfolgt mit weißem LED Licht. Der Hauptströmung, mit dem natürlichen Sauerstoffgehalt der Luft von ca. 21%, wird ein Kühlmedium aus reinem Stickstoff gegenübergestellt. Abhängig von der Temperatur ergibt sich hier eine Lewis-Zahl von ca. $Le = 1,3$. Für jede Ausblaserate werden 20 Bild-Sets aufgenommen, von denen jedes aus drei Bildern besteht, davon ein Hintergrundbild, ein Bild mit und

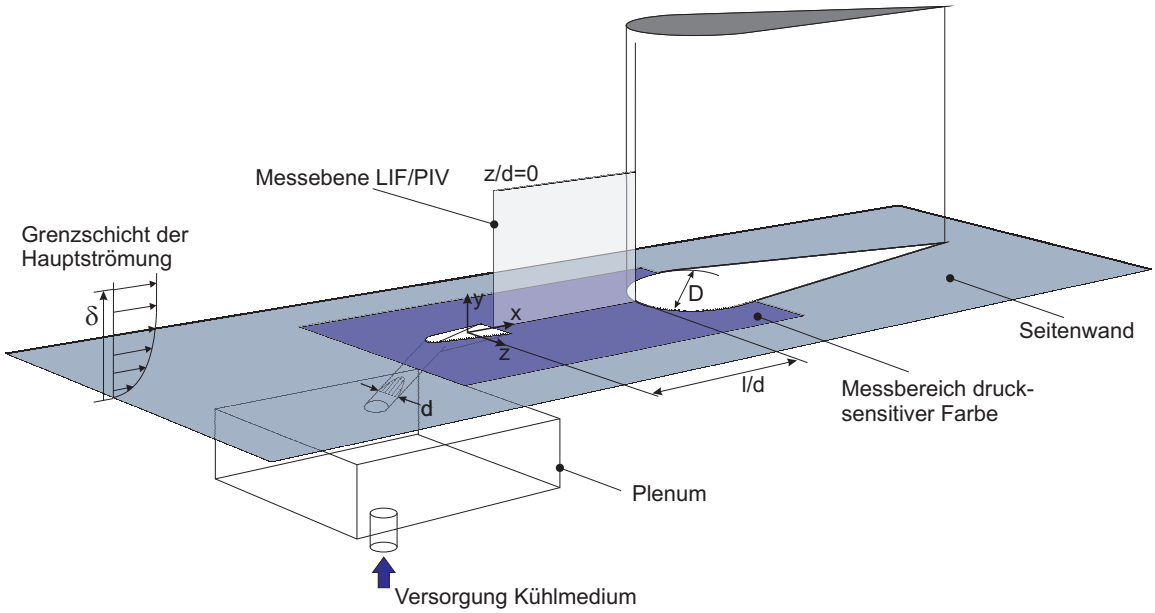


Abbildung 5.4: Aufbau zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante (schematisch)

eines ohne Strömung. Die Bilder werden mit einer CCD Kamera (1344 x 1024 pixel, 12 bit) aufgenommen, ein Bandpassfilter gestattet nur die Aufnahme des phosphoriszierenden Bereiches, was einer Wellenlänge von 650 nm entspricht. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der drucksensitiven Farbe wird die Temperatur im Versuch überwacht. Ein Abgleich erfolgt mit vorab bestimmten Kalibrierkurven [8].

Die Bestimmung der Filmkühleffektivität innerhalb der Strömung wurde mit dem LIF Verfahren durchgeführt. Der verwendete Indikator ist Aceton, die Gültigkeit der Analogie ist bereits in Abschnitt 5.2.1 erläutert. Die Anregung des Indikators Aceton erfolgt mit einem YAG Laser der Licht der Wellenlänge 266 nm erzeugt. Die Messungen werden in der Messebene z/d=0 durchgeführt. Der Laser wird mit Linsen zum Lichtband von 50 mm Weite aufgefächert. Das benötigte gesättigte Luft-Aceton-Gemisch wird durch Einblasen der Luft in Behälter mit flüssigem Aceton erzeugt. Zur Einstellung einer optimalen Acetonkonzentration wird dem gesättigten Gemisch zusätzlich trockene Luft zugeführt [8].

Die Vermessung des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeldes stromauf der Nasenkante erfolgt mittels PIV. Die Messebene stimmt mit der der LIF Messungen überein. Die grundlegenden Eigenschaften des Verfahrens sind in Abschnitt 5.1.1 erläutert. Als Indikator wird vaporisiertes Olivenöl verwendet, die Größe der Partikel beträgt im Mittel 1 μm im Durchmesser. Die doppelten Lichtpulse der Wellenlänge 532 nm mit einem Energieniveau von 30mJ pro Puls werden durch einen YAG Laser erzeugt. Jeder Puls hat eine Dauer von 16 μs. Eine synchronisierte CCD Kamera, welche über eine Auflösung von 1344 x 1024 Pixel verfügt nimmt innerhalb von 20 s 50 Bildpaare im Intervall von 0,1 s auf. Verarbeitet werden diese Bilder anschließend durch eine hierarchisch rekursive Korrelationsmethode. Diese ist in [8] näher erläutert und soll an dieser Stelle nicht weiter ausgeführt werden.

Es wurden Ausblaseraten von M=0.5 bis M=2 für die PIV und LIF Messungen realisiert, für die Untersuchungen unter Verwendung drucksensitiver Farbe wurde auf die Untersuchung der Ausblaserate M=2 verzichtet [8].

6 Numerische Untersuchungen

Es handelt sich bei allen in dieser Arbeit betrachteten Strömungskonfigurationen um ein Kontinuumsproblem ($Kn << 1$). Die Beschreibung einer Kontinuumsströmung erfolgt vollständig durch die Erhaltungsgleichungen von Masse, Impuls und Energie sowie ausgewählten, der Problemstellung angepassten, thermodynamischen Zustandsgleichungen. Die gültigen Erhaltungsgleichungen sind neben der Kontinuitätsgleichung, die Navier Stokes Gleichungen und die Energiegleichung.
Das verwendete Fluid Luft wird als homogen und isotrop mit newtonschen Eigenschaften angenommen. Die Stokessche Hypothese für Newtonsche Fluide wird angewendet, welche eine Reduzierung der Komplexität der Erhaltungsgleichungen zur Folge hat, da keine Relaxationszeiten für Umwandlungsprozesse berücksichtigt werden müssen [96]. Es treten keine Machzahlen $Ma > 0.3$ auf, so daß die Strömung in hinreichender Genauigkeit als inkompressibel betrachtet werden kann. Die physikalischen Stoffeigenschaften des Fluides werden daher als konstant angenommen. Druck und Dichte seien über die ideale Gasgleichung gekoppelt, wenngleich die berechneten Strömungen als inkompressibel betrachtet werden. Die Wärmestrahlung und Wärmeleitungseffekte innerhalb der überströmten Festkörper werden vernachlässigt.

Da eine vollständige Beschreibung des Strömungsproblems durch die Erhaltungsgleichungen erfolgen kann, ist die Berechnung einer exakten mathematischen Lösung des Strömungsproblems möglich. Bei den Erhaltungsgleichungen handelt es sich um ein Gleichungssystem aus nicht linearen partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Deren Lösung ist meist nur mit Hilfe numerischer Methoden möglich. Um eine exakte Lösung zu erhalten, erfordert dies eine Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen bei ausreichender zeitlicher und räumlicher Auflösung aller vorhandenen Längen- und Zeitskalen der Turbulenz. Im Fall technischer Strömungen übersteigt dies die Möglichkeiten der vorhandenen Ressourcen um ein Vielfaches. Vielmals ist eine vollständige Berechnung des Gleichungssystems nicht nötig, da gültige Vereinfachungen und Modellierungsansätze getroffen und Diskretisierungen analoger Lösungen durchgeführt werden können, die nur einen unerheblichen oder in Kauf zu nehmenden Fehler in der Lösung mit sich bringen. Die turbulente Strömung wird somit nicht vollständig berechnet, sondern Teile von ihr durch die Applikation von Modellen simuliert. Auf den Charakter der jeweils verwendeten Turbulenzmodellierung wird nachfolgend kurz eingegangen.

6.1 Turbulenzmodellierung

Abbildung 6.1 zeigt auf der linken Seite das Energiespektrum isotroper Turbulenz, welches aufgeteilt ist in den Produktionsbereich, den Inertialbereich und den Dissipationsbereich. Im Produktionsbereich wird turbulente Energie mit großer Längenskala durch

äußere Kräfte, wie Scherung, in die Strömung eingebracht. Im Dissipationsbereich bei kleinen Längenskalen kommen viskose Effekte zum Tragen, die die turbulente Energie in Wärme dissipieren. Im Inertialbereich wird Energie von den großen zu den kleinen Skalen transferiert. Der gesamte Prozess wird als Energiekaskade bezeichnet. Weiterhin ist dargestellt, welche Anteile des Energiespektrums abhängig vom Turbulenzmodell modelliert oder berechnet werden. Die Abbildung rechts gibt eine qualitative Übersicht über den Anspruch an Rechnerressourcen abhängig vom Grad der Modellierung der einzelnen Berechnungsansätze wieder.

Im Falle der Verwendung der Reynolds gemittelten Navier Stokes Gleichungen (RANS) findet eine vollständige Modellierung der Turbulenz statt. Werden Wirbelviskositätsmodelle verwendet, ist Turbulenz eine Transportgröße, die durch Transportgleichungen modelliert wird.
Für eine Large Eddy Simulation (LES), werden nur die kleinsten dissipativen Skalen modelliert, daher ist der Modellierungsgrad des Modells gegenüber der statistischen Modellierung sehr niedrig. Für eine Direkte numerische Simulation (DNS) wird keine Modellierung mehr benötigt, da die räumliche und zeitliche Diskretisierung hoch genug ist, um alle Effekte der Turbulenz zu berücksichtigen. Der Anspruch an Ressourcen ist dementsprechend sehr hoch.
Die Detached Eddy Simulation (DES) stellt einen hybriden Ansatz dar, bei dem auf einem Netz mit Verfeinerung in wandnormaler Vorzugsrichtung zwischen RANS Modellierung im wandnahen Bereich und LES Modellierung im wandfernen Bereich umgeschaltet wird [97]. Die lokale Maschenweite des Netzes funktioniert hier als Filter.

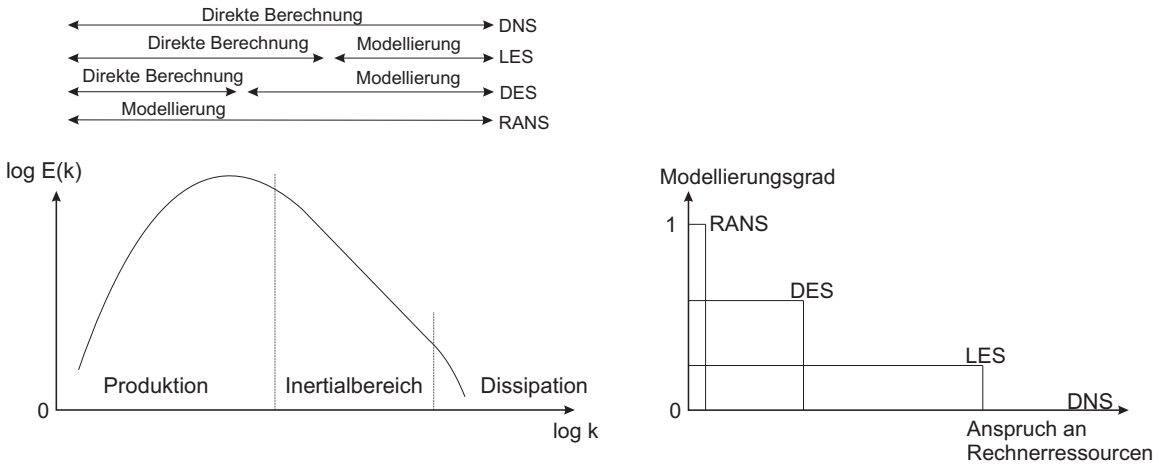


Abbildung 6.1: Zusammenhang zwischen Modellierungsgrad und dem Anspruch an Rechnerressourcen

Alle in dieser Arbeit diskutierten numerischen Untersuchungen wurden mit dem Solver ANSYS CFX 13.0 durchgeführt, der ein Finite-Volumen Verfahren einsetzt. Die Vernetzung der Rechnengebiete erfolgte ausschließlich mit Hexaederelementen. Als Vernetzer wurde ICEM CFD der Firma ANSYS verwendet.

Die Strömungssimulation auf Basis der RANS Gleichungen erfolgt durch die Extraktion

eines Gleichungssystems, welches die Ermittlung einer Lösung für die zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgrößen ermöglicht. Die Gleichungen sind das Ergebnis der so genannten Reynoldsmittelung der Erhaltungsgleichungen. Die turbulente Größe wird dazu in einen Mittelwert und eine Schwankungsgröße unterteilt.
Durch die Mittelung ergibt sich im Gleichungssystem ein neuer Tensor, der die sogenannten Reynoldsspannungen beinhaltet. Diese resultieren aus den konvektiven Anteilen der Erhaltungsgleichungen. Da nun mehr Unbekannte als Gleichungen vorhanden sind ergibt sich ein Schließungsproblem.

Die Reynoldsspannungstensor bildet eine Matrix aus neun Korrelationstermen, die bezüglich der Hauptdiagonalen symmetrisch sind. Sechs unbekannte Korrelationsterme verbleiben somit. Diese stellen skalare Größen dar, für die sich Erhaltungsgleichungen herleiten lassen. Dieser Ansatz wird bei Verwendung eines Reynoldsspannungsmodells verfolgt. Bei Formulierung der Erhaltungsgleichungen tauchen Mehrfachkorrelationen auf, die zusätzliche empirische Vorgaben zur Lösung der Gleichungen notwendig machen. Da darüber hinaus eine hohe Anzahl an Erhaltungsgleichungen gelöst werden muss, was Ressourcen beansprucht und die Stabilität einer Berechnung negativ beeinflusst, wird zur Berechnung technischer Strömungen zum großen Teil auf eine andere halbempirische Annahme zurückgegriffen.

Es handelt sich hierbei um den Ansatz, den Boussinesq für die Reynoldsschen Spannungen vorschlägt. Diesem entsprechend besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen den Reynoldsspannungen und den Geschwindigkeitsgradienten der Strömung. Die Reynoldsspannungen werden nun analog den viskosen Spannungen aufgrund molekularer Viskosität behandelt und sind damit proportional der mittleren Scherrate. Hier wird der Proportionalitätsfaktor der Wirbelviskosität μ_t eingeführt. Der Ansatz von Boussinesq gilt nur unter der Voraussetzung isotroper Turbulenz, da durch den Ansatz eine Richtungsabhängigkeit der Turbulenz unterschlagen wird. Er entbehrt einer physikalischen Grundlage, hat sich in der Praxis der Modellierung jedoch bewährt. Die Wirbelviskosität μ_t darf in den sogenannten Wirbelviskositätsmodellen nicht als eine Konstante verstanden werden. Sie ist eine skalare Feldgröße und wird modelliert.

Auch in der Energiegleichung erscheinen durch die Reynoldsmittelung neue, nicht lineare, Terme, die als turbulente Wärmeströme bezeichnet werden. Diese Korrelationsterme können für die skalare Größe der Temperatur analog zum Boussinesq Ansatz modelliert werden. Der turbulente Wärmestrom wird proportional zum Temperaturgradienten gesetzt. Der Propotionalitätsfaktor wird als Wirbeldiffusivität Γ_t bezeichnet. Über den empirisch ermittelten Wert der turbulenten Prandtlzahl Pr_t ist dieser der Wirbelviskosität proportional gesetzt. Es wird von einem Wirbeldiffusivitätsmodell gesprochen [98].

Es ist möglich, den Charakter großer Skalen in der Turbulenz von dem kleiner Skalen zu unterscheiden. Während große Skalen von der mittleren Strömung angetrieben werden und von der Größenordnung der sie erzeugenden Geometrie sind, sind kleine Skalen universell. Im Gegensatz zu den anisotropen inhomogenen großen Skalen, können kleine Skalen als nahezu isotrop und homogen betrachtet werden. Der Anspruch an deren Modellierung ist daher von dem der großen Skalen zu unterscheiden. Bei der Large Eddy Simulation werden die energietragenden großen Turbulenzskalen direkt simuliert, während die kleinen Skalen,

welche die Dissipation von Energie bedingen modelliert werden. Die direkte Simulation der Grobstruktur enthält den Produktionsbereich und Teile des Inertialbereiches, siehe Abbildung 6.1. Die Modellierung der Feinstruktur legt den Fokus auf die Abbildung der Dissipation der turbulenten kinetischen Energie. Der Bedarf einer LES an Ressourcen ist sehr hoch. Er beträgt etwa ein Zehntel des Bedarfs einer DNS [99].
Um dies zu umgehen, besteht die Möglichkeit der Verwendung eines hybriden Modells. Die Detached Eddy Simulation ist ein solches Verfahren. Bei ausreichender Netzdichte für eine LES verhält sie sich wie ein subgrid-scale Modell. Jenseits davon wird ein RANS Verfahren anwendet [99]. In dünnen Scherschichten wie der Grenzschicht wird daher auf das zugrunde liegende RANS Modell zurückgegriffen. Ist die Strömung abgelöst und die Netzauflösung ausreichend, findet eine LES Berechnung statt. Die DES bedarf daher geringerer Rechnerressourcen als eine reine LES.
Die Voraussage der Strömungsablösung erfolgt mit dem RANS Modell, daher ist entsprechend darauf zu achten, dass die Netzstruktur im wandnahen Bereich auf das RANS Modell abgestimmt ist. Ein Anpassungsbedarf gilt weiterhin auch für die Netzauflösung nach erfolgter Ablösung, da diese das LES Modell bedienen muss. Diese Bereiche haben optimalerweise eine äquidistant feine Auflösung in alle Raumrichtungen um die großen Strukturen abzubilden. Die Anforderungen an die räumliche Auflösung sind daher etwas höher, als bei einer RANS Berechnung. Der Anspruch an die zeitliche Diskretisierung übersteigt den einer RANS Berechnung jedoch, da die großen Strukturen zeitlich ausreichend aufgelöst werden müssen [98].
Die verwendeten Turbulenzmodelle liegen in CFX vor und werden in ihren Standardeinstellungen ohne weitere Modifikation eingesetzt. Die ihnen zugrundeliegenden Annahmen und Transportgleichungen können in [98] nachgelesen werden.

6.2 Diskretisierung

Zur numerischen Lösung der bereits diskutierten Erhaltungsgleichungen muss das Strömungsfeld diskretisiert werden. Die partiellen Differentialgleichungen werden auf diesem Weg in algebraische Gleichungen überführt.
Die Diskretisierung erfolgt in CFX auf Basis der Finite-Volumen-Methode. Das Strömungsgebiet wird in finite Kontrollvolumina zerlegt, über deren Oberfläche die im Strömungsgebiet vorhandenen Flüsse bilanziert werden können. Die durch die Bilanzierung ermittelten Feldgrößen sind die Mittelwerte über das betrachtete finite Volumen. Jedes Kontrollvolumen umgibt dabei einen Knoten, dem die Lösung zugeordnet werden kann.
Um eine Lösung zu erhalten, werden die Erhaltungsgleichungen zunächst über das finite Volumen integriert. Es ergeben sich Volumen- und, durch Anwendung des Satzes von Gauss, Oberflächenintegrale. Diese müssen nun durch Approximation ausgewertet werden. Da die Speicherung der Feldgrößen am Knoten im Inneren des Kontrollvolumens stattfindet, muss zur Auswertung der benötigten Oberflächenintegrale ein entsprechende Wert auf den Oberflächen des finiten Volumens gefunden werden.
Die Approximation der konvektiven Terme der Erhaltungsgleichungen erfolgt in CFX über ein Upwind Differenzen Verfahren. Hier wird dem Wert der Feldgröße auf der Oberfläche der Wert zugeordnet, der am stromaufwärts liegenden Knoten gespeichert ist. Dies ist

in der Regel sinnvoll, da bei hohem Anteil der Konvektion am Transport die Werte der stromaufwärts liegenden Zelle nahe dem Wert der betrachteten Zelle sind. Das Verfahren ist numerisch sehr stabil bringt aber Nachteile in der Genauigkeit mit sich [98, 100].
Die Taylorreihenentwicklung einer Feldgröße weist für das Upwind Verfahren einen führenden Fehlerterm erster Ordnung auf. Er ist vom Gradienten der zu bestimmenden Größe abhängig. Physikalisch wirkt er sich somit als diffusiver Fluss aus und wird daher als numerische Diffusion bezeichnet. Dies wird auch in der Fehlerdiskussion in Abschnitt 6.3 diskutiert.
Die Diskretisierung der Zeit erfolgt in CFX mit einem impliziten Euler-Verfahren. Hier steht neben dem impliziten Einschrittverfahren auch ein implizites Mehrschrittverfahren zweiter Ordnung zur Verfügung, welches anstatt einer zwei bekannte Zeitebenen verwendet und für äquidistante Gitter einen Fehler zweiter Ordnung aufweist [101].

6.3 Betrachtung zu erwartender Fehler

Die Verwendung der Strömungssimulation zur Lösung von strömungsmechanischen Problemen bringt stets Fehler mit sich. Jede erlangte Lösung ist nur eine Näherungslösung und mögliche Fehlerquellen sind bei der Diskussion der Ergebnisse stets zu berücksichtigen. Es werden je nach Quelle verschiedene Fehler unterschieden, die folgend aufgelistet sind. In dieser Arbeit wird ein Fokus auf die Auswirkungen von Diskretisierungs- und Modellierungsfehlern gelegt, die weiteren Fehlerquellen sollen der Vollständigkeit halber genannt sein [98, 100].

- Modellierungsfehler
- Diskretisierungsfehler
- Fehler durch den Anwender
- Fehler in der Anwendung
- Fehler im Code

Im Folgenden werden die in dieser Arbeit diskutierten Fehler genauer dargelegt.

Modellierungsfehler

Der Modellierungsfehler stellt die Differenz zwischen numerisch berechneten und realen Daten dar. Hierzu muss vorausgesetzt sein, dass die berechneten Daten die exakte numerisch ermittelte Lösung darstellen, also keine weiteren Fehler, wie zum Beispiel Diskretisierungsfehler, überlagert sind. Modellierungsfehler sind somit Fehler, die aufgrund des Turbulenzmodelles, der Verwendung der idealen Gasgleichung etc. entstehen [98, 100].

Diskretisierungsfehler

Unter den Diskretisierungsfehlern sind alle Fehler zu verstehen, die aus der zur numerischen Handhabung notwendigen räumlichen und zeitlichen Diskretisierung herrühren. Diese auch als Abbruchfehler zu verstehenden Fehler beschreiben die Differenz zwischen

der analogen Lösung und deren Repräsentation durch die Diskretisierung. Die Minimierung der Abbruchfehler bedeutet daher die Minimierung der Fehler aufgrund der Diskretisierung. Diskretisierungsfehler werden vorwiegend durch eine ungenügend feine Netzauflösung in eine oder mehrere Raumrichtungen, die verwendeten Schemata für die Approximation, sowie den Abbruchfehler in deren Lösungen verursacht. Weiterhin ergeben sich diese Fehler besonderes bei schlechten Zellwinkeln, hohen Expansionsraten der Zellen und den großen lokal vorhanden Winkeln zwischen dem Vektor der Strömungsrichtung und der Zellausrichtung [98].
Rundungsfehler sind Ungenauigkeiten die durch das maschinelle Runden vorhandener Daten entstehen. Diese Fehler treten insbesondere dann auf, wenn sich im Netz Zellen mit sehr hohen Seitenverhältnissen befinden, große Differenzen zwischen den größten und kleinsten turbulenten Längenskalen vorhanden sind, oder eine Variable einen sehr großen Wertebereich abdeckt, was bei dem Druck, unter Angabe in Pascal, schnell erreicht ist. Hier wird durch die Angabe eines sinnvollen Referenzdruckes vorgebeugt [98].

Diskretisierungsfehler nehmen mit zunehmender Netzauflösung ab. Ihr lokaler Einfluss ist jedoch von der physikalischen Problemstellung abhängig, da nicht im gesamten betrachteten Strömungsgebiet die gleichen Anforderungen an die Diskretisierung durch die lokale Strömungsbeschaffenheit bestehen. Bei dem verwendeten Finite Volumen Verfahren führt der Diskretisierungsfehler zu einer zusätzlichen numerischen Diffusion. Deren Quantifizierung ist meist nicht möglich.

Numerische Diffusion entsteht aufgrund der mathematischen Handhabung des Upwind Differenzen Verfahrens. Numerische Diffusion hat die gleiche physikalische Auswirkung auf das Ergebnis der Berechnung wie der Reibungsterm in der Impulsbilanz. Dies liegt darin begündet, dass dieser nach Integration über das finite Kontrollvolumen Ableitungen erster Ordnung enthält. Auch für das Upwind Differenzen Verfahren finden sich im führenden Fehlerterm Ableitungen dieser Ordnung. Numerische Diffusion hat eine stark dämpfende und glättende Wirkung auf das Strömungsfeld [102]. Sie ist aufgrund der Terme in der Taylorreihenentwicklung von der Maschenweite des Gitters, sowie von der Ausrichtung des finiten Kontrollvolumens zur Strömungsrichtung abhängig. Bei transienten Berechnungen kommt ein Einfluss des Zeitschrittes und des Zeitdiskretisierungsverfahrens hinzu [101]. Der Diskretisierungsfehler des impliziten Euler-Verfahrens in der Zeit kann ebenfalls als räumlicher Diffusionsterm ausgelegt werden [98].

6.4 Anspruch der Strömung an numerische Diskretisierung

Innerhalb einer Strömung können verschiede Strömungscharakteristika unterschieden werden, die unterschiedliche Ansprüche an deren räumliche und zeitliche Diskretisierung stellen. Die numerische Strömungssimulation unterscheidet nicht nach den Strömungscharakteristika im Strömungsgebiet. Der Anspruch, den die lokale Strömung an den räumlichen Diskretisierungsgrad stellt, kann jedoch angepasst werden. Dies wird folgend erläutert.
Die **freie Strömung** oder wandferne Strömung (Re$\rightarrow \infty$) kann im Wesentlichen als rotationsfrei und reibungsfrei betrachtet werden. Sie besitzt in den meisten Fällen einen

niedrigen Turbulenzgrad und Feldgrößen unterliegen mit Ausnahme von Verdichtungsstößen keinen übermäßig großen Gradienten. Eine freie Strömung kann in guter Näherung durch die Lösung der Eulergleichung oder durch Anwendung der Potentialtheorie beschrieben werden [96]. Für die numerische Strömungssimulation bedeutet dies, dass die Anforderungen an Turbulenzmodellierung und räumliche, wie zeitliche Diskretisierung gering sind. Sind die verwendeten Zellen parallel zur Strömungsrichtung angeordnet, sind große, weitmaschige Zellen zulässig.

Unter der **wandnahen Strömung** ist eine Grenzschichtströmung zu verstehen. Der Wärmeübergang in die überströmte Wand wird hier bestimmt. Sie ist reibungs- und rotationsbehaftet und die Feldgrößen unterliegen, vorzugsweise in wandnormaler Richtung, einem hohen Gradienten. Die Strömung besitzt häufig einen hohen Turbulenzgrad, der mit zunehmender Wandnähe aufgrund der geschwindigkeitsreduzierten Strömung prozentual ansteigt und auf der Wand den Wert null besitzt. Im Fall einer nahezu zweidimensionalen Strömung kann die Wandnahe Strömung in guter Übereinstimmung mit der Realität durch eine Wandfunktion repräsentiert werden. Diese reduziert den Anspruch an die räumliche Diskretisierung, insbesondere in wandnormaler Richtung, deutlich. Unterliegt die Grenzschicht entgegengerichteten Druckgradienten, welche eine Ablösung induzieren können, versagt die Wandfunktion regelmäßig. In technischen Anwendungen findet sich darüber hinaus häufig eine Grenzschicht, welche von gerichteten Druckgradienten definiert wird. Hier kommt es zur Ausprägung einer dreidimensionalen Grenzschicht oder zu dreidimensionaler Strömungsablösung. Die Bestimmung dieser stellt hohe Ansprüche an die Modellierung und die räumliche Diskretisierung im wandnahen Bereich. Besonders in wandnormaler Richtung, muss bei der Bestimmung von Ablösung ein Mindestmaß an räumlicher Diskretisierung gegeben sein.

Hat **Strömungsablösung** stattgefunden, so ist die Strömung stets dreidimensional. Sie ist in den meisten technischen Anwendungen in hohem Maße turbulent, besitzt ein großes Spektrum an Längen- und Zeiskalen und ist instationär. Die vereinfachende Annahme einer stationären Strömung kann hier mit einem erheblichen Fehler verbunden sein. Die abgelöste Strömung stellt daher meist hohe Anforderungen an die Wahl des Turbulenzmodells und die räumliche und zeitliche Diskretisierung. Da die Strömungsgrößen hier in allen Raumrichtungen hohen Gradienten unterliegen können, ist eine Vernetzung mit bevorzugt kubischen Zellen und ausreichendem Diskretisierunggrad als optimal zu betrachten. In diesem bekommt die Berechnung der Strukturen keine Vorzugsrichtung durch die von der Netztopologie abhängigen Diskretisierungsfehler aufgeprägt. Welches Maß an Diskretisierung ausreichend ist, ist fallabhängig. Spalart [103] gibt für eine DES hier eine Mindestauflösung von zehn Zellen über den Durchmesser einer Wirbelstruktur an. Die ausreichende räumliche und zeitliche Diskretisierung stellt hier somit eine große Herausforderung dar.
Um eine ressourcensparende räumliche und zeitliche Diskretisierung unter Limitierung der Diskretisierungsfehler zu realisieren, ist eine Prüfung des Bedarfs durch die zu untersuchende Strömung notwendig. Insbesondere bei Verwendung des DES Modells ist der lokale Bedarf an räumlicher und zeitlicher Diskretisierung innerhalb des Strömungsgebietes variabel.
Die zeitliche Diskretisierung orientiert sich aufgrund der ausschließlichen Verwendung voll impliziter Schemata vor allem an dem Bedarf der untersuchten abgelösten instationären

Strömung.

Folgend werden die untersuchten Netze bezüglich des variierenden räumlichen Diskretisierungsgrades diskutiert.

6.4.1 Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung

Die Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung kann mit der Umströmung eines Hindernisses verglichen werden. Die Hauptströmung mit ausgeprägter Grenzschicht kann zunächst als zweidimensionale, wandnahe Strömung betrachtet werden. Hier ist eine Diskretisierung in wandnormaler Richtung von vorrangigem Interesse. Die zwischen Hauptströmung und Kühlluftstrahl bestehenden Geschwindigkeitsunterschiede verursachen das Auftreten eines Wirbelsystem. Das sich ergebende Gebiet abgelöster Strömung erfordert eine entsprechend angepasste Diskretisierung. Da der Wärmeübergang in die Seitenwand nach dem Ausblasen von Interesse ist, ist weiterhin eine ausreichende Diskretisierung in wandnormaler Richtung zu beachten. Im Fernfeld des Kühlluftstrahls kann von einem Gebiet freier Strömung ausgegangen werden, da die Wirkung des durch das Einblasen induzierten Druckfeldes auf die Strömung hier gering ist. Da, wie in Kapitel 2 bereits herausgestellt, die Strömungsvorgänge im Inneren der Bohrung einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Entwicklung der Strömung nach dem Ausblasen haben, werden Plenum und Bohrung in das Strömungsgebiet integriert. In Bohrung und Plenum besteht aufgrund der zu erwartenden Ablösung ebenfalls ein Gebiet abgelöster Strömung. Die Diskretisierung ist hier entsprechend anzupassen. Eine schematische Darstellung der beschriebenen Gebiete unterschiedlicher Strömungscharakteristika ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

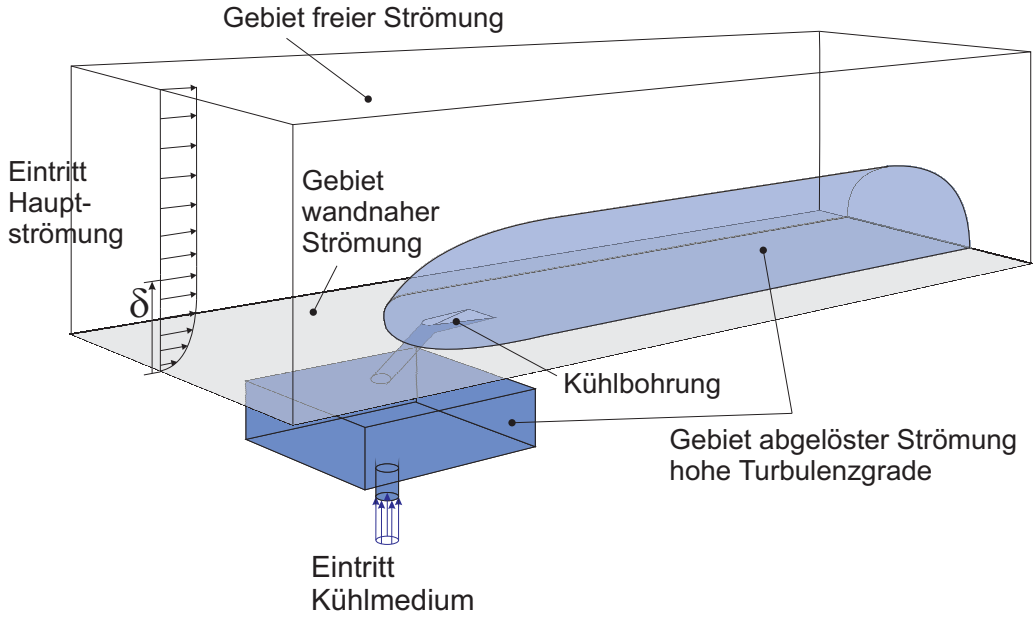


Abbildung 6.2: Strömungscharakteristika bei Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung

6.4.2 Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Die Grenzschicht der Anströmung kann als zweidimensional betrachtet werden. Dies gilt auch für die Grenzschicht des Schaufelprofils in ausreichender Entfernung zur Seitenwand. In diesen Gebieten wandnaher Strömung ist eine Verfeinerung der Diskretisierung in wandnormaler Richtung anzustreben. Mit zunehmender Annährung an die Schaufelvorderkante wird die ankommende Strömung verzögert. Die Zelldichte muss hier in Strömungsrichtung zunehmen, um die Verzögerung der Strömung und die anschließende Ablösung und Bildung des Wirbelsystems abbilden zu können. Im Eckbereich von Schaufelprofil und Seitenwand befindet sich somit ein Gebiet abgelöster Strömung. Das Hufeisenwirbelsystem weist nicht in allen Raumrichtungen Gradienten gleicher Größenordnung auf, es besitzt eine Vorzugsrichtung. Diese kann bei der räumlichen Diskretisierung berücksichtigt werden, um eine ressourcensparende Netztopologie zu erhalten. Die Anzahl der Stützstellen in lateraler Richtung um die Schaufelvorderkante herum kann daher geringer ausfallen, als die Anzahl der Stützstellen normal zu Seitenwand und Schaufeloberfläche. Im Fernfeld des Profils ist eine grobe räumliche Diskretisierung zulässig, da das Druckfeld der umströmten Schaufel hier nicht mehr zur Ausbildung von Sekundärströmungen führt und geringen Einfluss auf den Verlauf der Stromlinien nimmt. Ein Gebiet freier Strömung liegt vor. Abbildung 6.3 zeigt die verschiedenen Strömungscharakteristika bei der Umströmung eines symmetrischen Schaufelprofils.

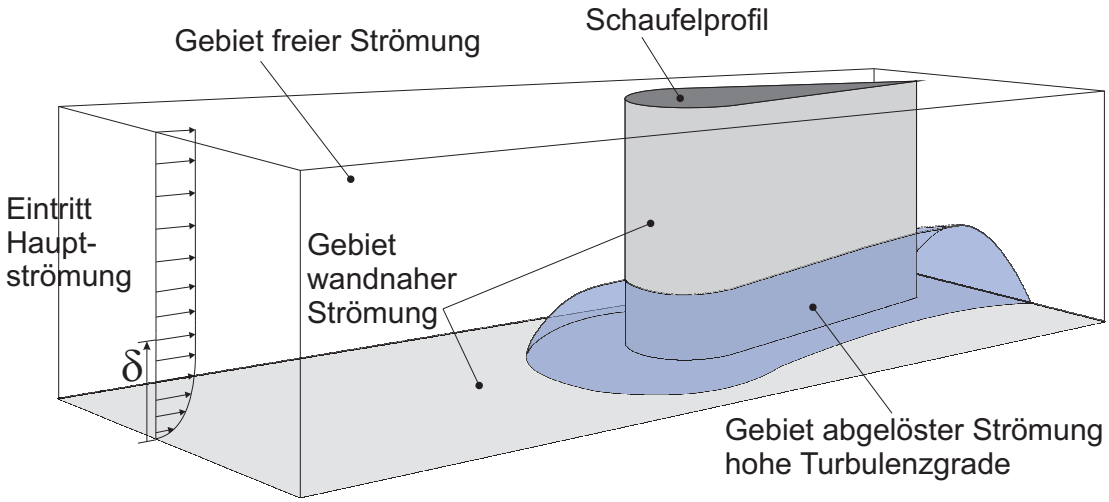


Abbildung 6.3: Strömungscharakteristika am symmetrischen Schaufelprofil

6.4.3 Wechselwirkung von Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Die numerische Untersuchung der Wechselwirkung von Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante stellt eine Superposition der bereits diskutierten Strömungsfälle dar. Für die Ansprüche an die räumliche Diskretisierung gilt dies analog. In Abbildung 6.4 sind zur Übersicht die Strömungscharakteristika für den betrachteten Strömungsfall gezeigt.

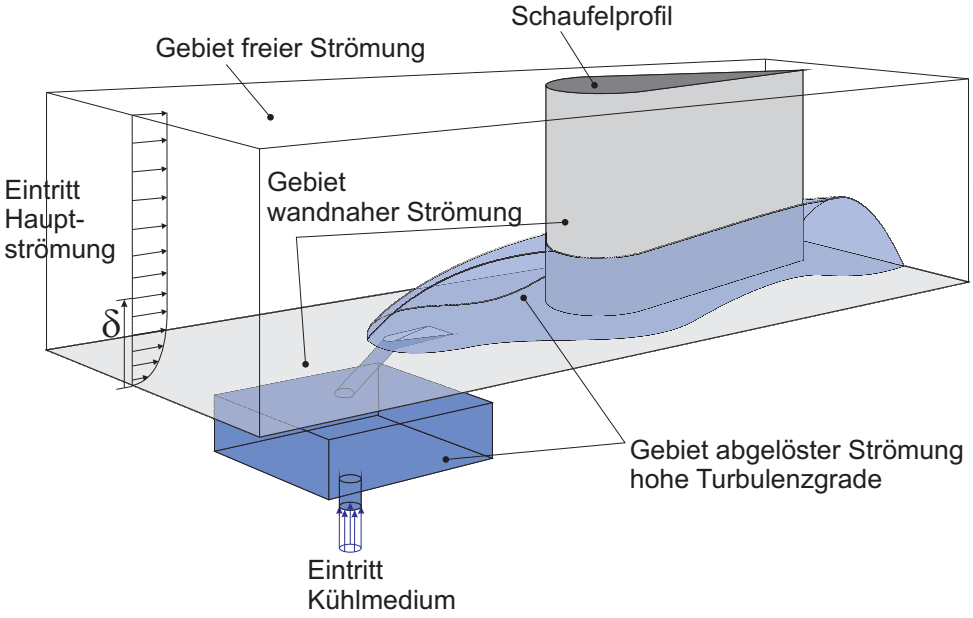


Abbildung 6.4: Strömungscharakteristika bei Filmkühlung im Eckbereich eines symmetrischen Schaufelprofils

6.5 Numerische Methode

6.5.1 Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung

Die geometrischen Randbedingungen des Experiments werden bezüglich Bohrung und Plenum ohne Skalierung übernommen. Vorhandene Radien, welche bei der Bearbeitung des experimentellen Modells entstanden sind, werden nicht berücksichtigt. Das Gebiet der Hauptströmung wird begrenzt und beträgt in der Breite $5 \cdot d$, in der Höhe $15 \cdot d$ und in der Länge $25 \cdot d$, wobei hier $3 \cdot d$ auf die Einlauflänge entfallen, die bis zur Bohrungsvorderkante gemessen ist, siehe auch Abbildung 6.6. Die Angaben sind jeweils Vielfache des Bohrungsdurchmessers $d = 0,01m$. Zur Erstellung der verwendeten Rechennetze wurde die gegebene Symmetriebedingungen ausgenutzt und die im Vollmodell verwendeten Netze durch entsprechende Spiegelung erzeugt, um asymmetrischem Strömungsverhalten aufgrund von Netzeinflüssen vorzubeugen.

Tabelle 6.1 zeigt eine Übersicht über die zur Untersuchung der Filmkühlung aus einer kreisrunden Bohrung erstellten Netze. Die Anzahl der Elemente bezieht sich jeweils auf den Halbschnitt des Modells. Die Schnittebene ist die Symmetrieebene der Bohrung (z/d=0). Die Tabelle zeigt neben der Benennung der Netze die gemittelten dimensionslosen Wandabstände auf der Seitenwand $y+_{gem}$ und die damit einhergehenden geometrischen Abstände der ersten Netzlinie zur Seitenwand $d/\Delta y$, welche mit dem Bohrungsdurchmesser d normalisiert sind. Die Kühlbohrung ist in Strömungsrichtung mit 34 Elementen diskretisiert. Lateral zur Hauptströmungrichtung ist der Halbschnitt der Bohrung mit 18 Elementen vernetzt. Im Fall von Netz E sind 80 Elemente in Haupsströmungsrichtung und 32 Elemente lateral zur Hauptströmungsrichtung vorhanden. Der gemittelte dimensionslose Wandabstand in der Bohrung beträgt in diesem Fall $y+_{gem} = 2$. Die vorgestellten Netze der kreisrunden Bohrung wurden für die Untersuchungen in [95]

Netz	$y+_{gem}[/]$	$d/\Delta y[/]$	Anzahl der Elemente [/]
A	50	7	260.000
B	30	14	650.000
C	15	32	830.000
D	3	175	3.100.000
E	< 1	1430	4.600.000

Tabelle 6.1: Parametermatrix der Rechennetze für die numerischen Untersuchungen der Filmkühlung aus einer diskreten kreisrunden Bohrung

verwendet, weitere Details können dort nachgelesen werden.

Tabelle 6.2 zeigt eine Übersicht über die erstellten Netze zur Untersuchung der Filmkühlung aus einer fächerförmigen Bohrung. Das Strömungsgebiet ist mit Ausnahme des fächerförmigen Bohrungsdiffusors mit dem der kreisrunden Bohrung identisch. Die Anzahl der Elemente bezieht sich auf den Halbschnitt des Modells. Abbildung 6.5

Netz	$y+_{gem}[/]$	$d/\Delta y[/]$	Anzahl der Elemente [/]
AF	25	33	115.000
BF	5	100	250.000
CF	< 1	670	590.000

Tabelle 6.2: Parametermatrix der Rechennetze für die numerischen Untersuchungen der Filmkühlung aus einer diskreten fächerförmigen Bohrung

zeigt die Bohrung und den fächerförmigen Diffusor. Die Vernetzung im Inneren der fächerförmigen Kühlbohrung erfolgt für Netz AF (BF, CF) mit 14 (22, 40) Elementen in Hauptströmungrichtung x_B. In lateraler Richtung z_B wurde Netz AF (BF, CF) mit 10 (15, 16) Elementen diskretisiert. Der Diffusor wurde in Hauptströmungsrichtung x_F mit insgesamt 34 (46, 63) Elementen für Netz AF (BF, CF) aufgelöst. Die Diskretisierung in lateraler Richtung z_F entspricht der lateralen Diskretisierung im Inneren der Bohrung z_B. Die Angaben von z_B und z_F beziehen sich auf den Halbschnitt des Modells.

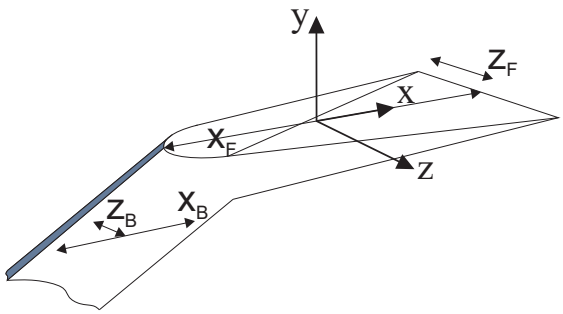


Abbildung 6.5: Diskretisierung der fächerförmigen Bohrung: Bohrung und Diffusor

Das Rechengebiet ist in Abbildung 6.6 gezeigt. Als Randbedingung am Eintritt der Hauptströmung wird das Geschwindigkeitsprofil des Windkanals aufgebracht. Die

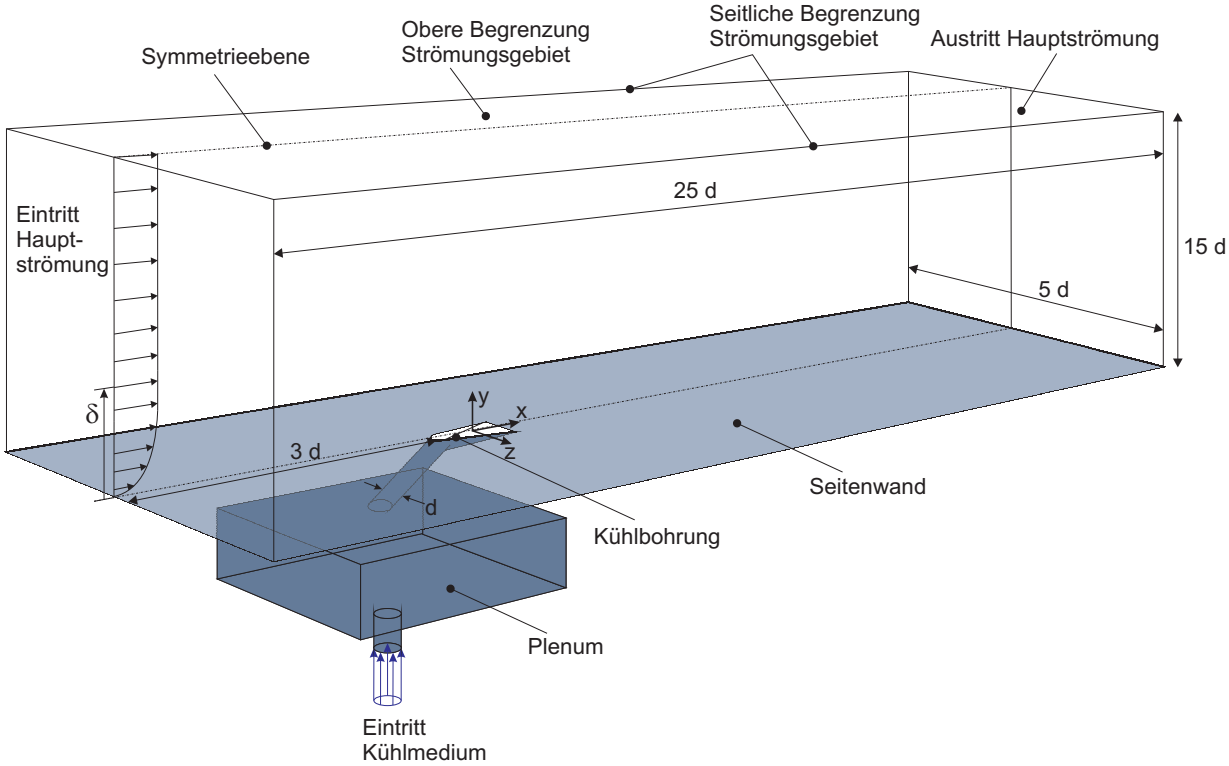


Abbildung 6.6: Rechengebiet der numerischen Untersuchungen zur Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung

Daten werden vollständig einer dreidimensionalen Strömungssimulation des Windkanals entnommen. Die Dicke der Grenzschicht beträgt $\delta = 29mm$ und die Haupströmungsgeschwindigkeit $u_\infty = 20m/s$. Für den Turbulenzgrad der Hauptströmung wird in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten 0,36% festgesetzt. Die Temperatur der Hauptströmung wird konstant mit 300 K angenommen. Am Eintritt des Kühlmediums wird eine ebenfalls konstante Temperatur von 330 K vorgegeben, was in Übereinstimmung mit den Experimenten zur Validierung der LIF Methode ist, siehe auch [95]. Die Simulation erfolgt somit mit der gleichen Temperaturdifferenz wie im Experiment. Weiterhin wird ein rechteckiges Geschwindigkeitsprofil appliziert, welches auf den Kühlmediumsbedarf entsprechend der geforderten Ausblaserate M angepasst ist. Es ergeben sich hier folgende Geschwindigkeiten, aufgelistet in Tabelle 6.3:

Ausblaserate M	Strömungsgeschwindigkeit Eintritt Kühlmedium
0,5	3,1 [m/s]
1	6,2 [m/s]
1,5	9,3 [m/s]

Tabelle 6.3: Strömungsgeschwindigkeiten am Eintritt des Kühlmediums

Der Turbulenzgrad am Eintritt des Kühlmediums ist nicht aus den Experimenten bekannt. Hier wird ein mittlerer Turbulenzgrad von 5% vorgegeben. Zur Begünstigung der Massenkonvergenz wird als obere Begrenzung des Strömungsgebietes auf eine offene Randbedinung verzichtet und eine adiabate Wand gewählt, die freies Abgleiten der Strömung

gewährleistet. Die Randbedingung der seitlichen Begrenzung des Strömungsgebietes ist die Symmetrierandbedingung. Die Berechnungen der kreisrunden Bohrung (Netze A-E) werden unter Ausnutzen der Mittensymmetrie durchgeführt. Hier ist auch in der Symmetrieebene (z/d=0) eine Symmetrierandbedingung appliziert. Die numerischen Untersuchungen der fächerförmigen Bohrung erfolgen unter Verwendung des Vollmodells. Für Plenum, Kühlbohrung und Seitenwand gilt die Annahme einer hydraulisch glatten adiabaten Wand mit Haftbedingung. Für die Randbedingung am Austritt der Hauptströmung wird ein gemittelter Druck von 0 angenommen, der Referenzdruck wird zu 1 atm festgesetzt. Die Randbedingungen der numerischen Untersuchungen können auch in [95] nachgelesen werden.

Im Fall der kreisrunden Bohrungen werden Untersuchungen mit drei RANS Modellen durchgeführt, davon zwei Wirbelviskositätsmodelle, das $k-\epsilon$ und das SST Modell, sowie ein Reynoldsspannungsmodell, das Reynolds Baseline, oder RBSL, Modell [95]. Im Fall der fächerförmigen Bohrung werden die numerischen Untersuchungen mit zwei Wirbelviskositätsmodellen durchgeführt. Es handelt sich um die Zweigleichungsmodelle $k-\epsilon$ und das SST Modell. Alle Modelle sind in ANSYS CFX 13.0 implementiert und werden in ihrer Standardeinstellung angewendet. In Verbindung mit dem $k-\epsilon$-Modell wird die skalierbare Wandfunktion eingesetzt. Sie ermöglicht die Verwendung des Modells in Verbindung mit Rechennetzen beliebiger Wandauflösung, da eine Begrenzungsfunktion garantiert, dass ausschließlich Netzpunkte berücksichtigt werden, die ausserhalb der viskosen Unterschicht gelegen sind [98]. Der Enthalpietransport wird vollständig modelliert, der Anteil der kinetischen Energie in der Gleichung wird somit berücksichtigt, auch wenn dieser im inkompressiblen Fall als gering einzuschätzen ist. Der turbulente Wärmetransport wird mit dem Wirbeldiffusivitätsmodell mit vorgegebener turbulenter Prandtlzahl von 0,9 modelliert. Die verwendete Druck-Geschwindigkeitskopplung ist die in ANSYS CFX 13.0 implementierte Standardanwendung. Die Advektionsschemata werden zu High Resolution gesetzt [95].

Die für die kreisrunde Bohrung durchgeführten Untersuchungen sind in Tabelle 6.4 übersichtlich dargestellt [95]. Die Reynoldszahl, bezogen auf den Bohrungsdurchmesser, beträgt $Re = 1,3 \cdot 10^4$.

Netz	Turbulenzmodell	zeitliche Darstellung	Ausblaserate M
A	$k-\epsilon$, SST, RBSL	stationäre Berechnung	0,5; 1; 1,5
B	$k-\epsilon$, SST, RBSL	stationäre Berechnung	0,5; 1; 1,5
C	$k-\epsilon$, SST, RBSL	stationäre Berechnung	0,5; 1; 1,5
D	$k-\epsilon$, SST, RBSL	stationäre Berechnung	0,5; 1; 1,5
E	$k-\epsilon$, SST, RBSL	stationäre Berechnung	0,5; 1; 1,5

Tabelle 6.4: Parametermatrix der numerischen Untersuchungen der Filmkühlung aus einer diskreten kreisrunden Bohrung

Tabelle 6.5 gibt eine Übersicht über die durchgeführten numerischen Untersuchungen der fächerförmigen Bohrung. Diese werden sowohl stationär, als auch transient mit dem angegebenen Zeitschritt Δt durchgeführt. Der dimensionslose Zeitschritt der transienten numerischen Untersuchung ergibt sich zu $t* = (\Delta t \cdot u_\infty / d) = 0,2$.

Netz	Turbulenzmodell	zeitliche Darstellung	Ausblaserate M
AF	$k-\epsilon$, SST	stationäre Berechnung, $\Delta t = 1 \cdot 10^{-4} s$	0,5; 1,5
BF	$k-\epsilon$, SST	stationäre Berechnung, $\Delta t = 1 \cdot 10^{-4} s$	0,5; 1,5
CF	$k-\epsilon$, SST	stationäre Berechnung, $\Delta t = 1 \cdot 10^{-4} s$	0,5; 1,5

Tabelle 6.5: Parametermatrix der numerischen Untersuchungen der Filmkühlung aus einer diskreten fächerförmigen Bohrung

6.5.2 Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Für die numerischen Untersuchungen des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante werden widerrum die geometrischen Randbedingungen des Experimentes unskaliert übernommen. Vorhandene Radien und Spalte werden nicht berücksichtigt. Zur Erstellung der Rechennetze wird die bestehende Symmetrie des Schaufelprofils genutzt und nur ein Halbschnitt des Modells vernetzt, welches zur Erstellung des Vollmodells in der Symmetrieebene z/D=0 gespiegelt wird.

Die Tabelle 6.6 zeigt eine Übersicht der zur numerischen Untersuchung des Wirbelsystems erstellten Netze. Der gemittelte dimensionslose Wandabstand $y+_{gem}$ variiert von 50 bis kleiner 1. Die maximalen in der Berechnung ermittelten Werte des dimensionslosen Wandabstandes $y+_{max}$ liegen jeweils um den Faktor 1,5 höher und finden sich im Bereich der größten Strömungsbeschleunigung um die Stelle maximaler Schaufelbreite. Der Eintrag $D/\Delta y$ gibt den Reziprokwert des auf den Nasenkantendurchmesser $D = 0,05m$ bezogenenen geometrischen Abstandes der ersten Netzlinie von der Seitenwand Δy wieder. Die Anzahl der Elemente bezieht sich jeweils auf den Halbschnitt des Modells. Die

Netz	$y+_{gem}[/]$	$D/\Delta y[/]$	Anzahl der Elemente [/]
A	50	85	100.000
B	15	280	230.000
C	5	830	640.000
D	< 1	4.170	1.350.000
DD	< 1	4.550	1.365.000
E	< 1	4.170	1.440.000

Tabelle 6.6: Verwendete Rechennetze zur Untersuchung des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante [82]

Rechennetze D und DD unterscheiden sich in den Elemententwicklungsraten entlang der x-Achse. Rechennetz DD ist hier im Bereich des Wirbelsystems dichter besetzt, während im Bereich des Eckenwirbels gegenüber Netz D auf Elemente verzichtet wurde [82]. Insgesamt besitzen beide Netze zwischen $-1.2 \leq x/D \leq 0$ entlang der x-Achse die gleiche Anzahl an Elementen. Die Lage des Koordinatensystems kann Abbildung 6.8 entnommen werden. Rechennetz E entspricht dem Rechennetz DD, verfügt aber über die doppelte Anzahl an Stützstellen lateral zur Hauptströmungsrichtung, in Abbildung 6.7 repräsentiert durch die Koordinate s. Die Empfehlung von Spalart [103], einen Wirbel mit mindestens zehn Elementen über den Wirbeldurchmesser aufzulösen, ist im Fall der Rechennetze D, DD und E für den Hufeisenwirbel eingehalten worden [82]. Die Zellverteilung, in positive

y-Richtung von der Seitenwand aus gesehen, ist im gesamten Rechengebiet konstant.

Abbildung 6.7 zeigt einen Ausschnitt des Rechennetzes B. Zu sehen ist der Bereich des Naphthalinblocks, der Ausschnitt des Schaufelprofils, sowie die Seitenwand. Während im Fernfeld des Schaufelprofils auf eine feine Diskretisierung verzichtet wurde, ist der Bereich des Wirbelsystems mit einer höheren Zahl an Zellen diskretisiert, wobei die Zelldichte zur Oberfläche des Schaufelprofils zunimmt, um hier auch den kleinskaligen Eckenwirbel aufzulösen.

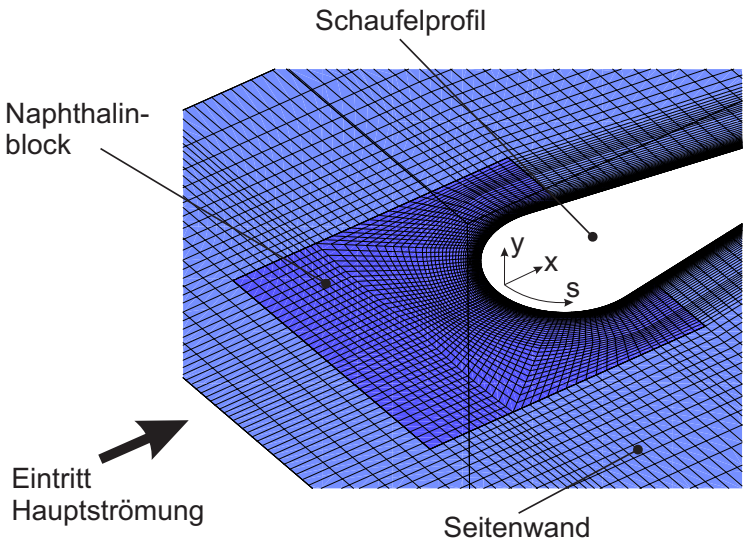


Abbildung 6.7: Ausschnittsdarstellung Rechennetz B

Das Rechengebiet ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Das Gebiet der Hauptströmung wird begrenzt. Es beträgt in der Breite $5 \cdot D$ und in der Länge $6,7 \cdot D$, wobei $0,8 \cdot D$ auf die Einlauflänge entfallen. Da es sich bei dem untersuchten Schaufelprofil um ein zweidimensionales symmetrisches Profil handelt, welches sich über die gesamte Höhe des Windkanals erstreckt, kann davon ausgegangen werden, dass das Strömungsproblem bezüglich des Schaufelmittenschnittes symmetrisch ist. Daher wird das Strömungsgebiet hier geschnitten und eine Symmetrierandbedingung für die obere Begrenzung des Strömungsgebietes festgelegt. Die Höhe des Hauptströmungsgebietes beträgt daher $3 \cdot D$. Dies Symmetrierandbedingung gilt auch für die seitliche Begrenzung des Strömungsgebietes [82].
Da zur Durchführung der Experimente ein Naphthalinblock verwendet wird, welcher in die Seitenwand vor der Nasenkante eingebettet ist, liegt an der Wand eine konstante Konzentration von Naphthalin vor. Diese entspricht in der Analogie von Wärme- und Stofftransport der Bedingung der isothermen Wand. Um dieser Gegebenheit in der numerische Untersuchung zu entsprechen, wird im Bereich des Naphthalinblocks eine konstante Wandtemperatur von 350 K angenommen. Alle weiteren Bereiche der Seitenwand, sowie die Oberfläche des Schaufelprofils werden als adiabate sowie hydraulisch glatte Wände betrachtet. Die Haftbedingung gilt an allen Wänden [82]. Am Eintritt der Hauptströmung wird ein zweidimensionales Geschwindigkeitsprofil mit der Hauptströmungsgeschwindigkeit von 20 m/s und einer Grenzschichtdicke von 20 mm appliziert. Die Reynoldszahl auf den Vorderkantendurchmesser D bezogen liegt bei $Re_D = 7 \cdot 10^4$. Die Hauptströmungstemperatur

liegt konstant bei 300 K. Weiterhin werden die Verteilungen der turbulenten kinetischen Energie k und der isotropen Dissipationsrate ϵ aufgebracht. Alle Verteilungen werden einer zusätzlichen 3D CFD Berechnung des Windkanals entnommen und diese anschließend mit den experimentellen Daten abgeglichen, da die Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante eine hohe Sensitivität gegenüber den aerodynamischen Randbedingungen aufweisen. Die Verteilungen sind in den Abbildungen A-2 bis A-4 graphisch dargestellt. Die turbulente Intensität der freien Strömung beläuft sich in Übereinstimmung mit den Messdaten der Hitzdrahtanemometrie aus dem Experiment auf 0,36% [82]. Da es sich um ein inkompressibles Strömungsproblem handelt, wird als Randbedingung am Austritt der Hauptströmung ein gemittelter Druck von 0 angenommen, der Referenzdruck wird zu 1 atm festgesetzt [82].

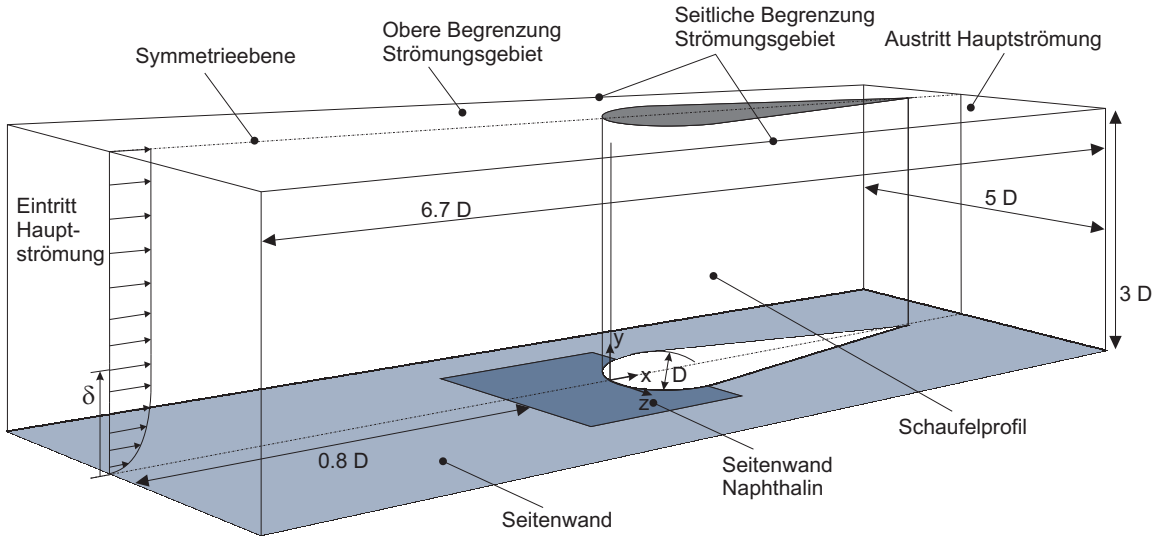


Abbildung 6.8: Rechengebiet der numerischen Untersuchungen des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante

Es werden Untersuchungen mit drei verschiedenen RANS bzw. URANS Turbulenzmodellen, sowie einem hybriden RANS-LES Modell durchgeführt. Bei den RANS Modellen handelt es sich um das $k-\omega$, das $k-\epsilon$, sowie das SST Modell. Das verwendete hybride Modell ist die DES, die auf der RANS Formulierung des SST Modells basiert. Alle Modelle sind in ANSYS CFX 13.0 implementiert und werden ohne Modifikation in ihrer Standardeinstellung verwendet. In Verbindung mit dem $k-\epsilon$-Modell wird die skalierbare Wandfunktion eingesetzt. Alle URANS Modelle werden in Verbindung mit allen Rechennetzen untersucht, da deren Empfindlichkeit gegenüber der räumlichen Diskretisierung von zentraler Bedeutung für die Untersuchungen ist [82].
In der Gleichung des Enthalpietransportes wird der Anteil der kinetischen Energie berücksichtigt. Das Wirbeldiffusivitätsmodell wird verwendet, die turbulente Prandtlzahl beträgt für alle numerischen Untersuchungen konstant 0,9. Die verwendete Druck-Geschwindigkeitskopplung ist die in ANSYS CFX 13.0 implementierte Standardanwendung [82]. Die Advektionsschemata werden zu High Resolution gesetzt.

Die Tabelle 6.7 gibt eine Übersicht über die durchgeführten numerischen Untersuchun-

gen und die jeweils gewählten Parameter. Die Berechnungen unter Verwendung des DES Modells wurden sinnfällig ausschließlich transient durchgeführt.

Netz	Turbulenzmodell	zeitliche Darstellung
A	$k-\omega$, $k-\epsilon$, SST	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$
B	$k-\omega$, $k-\epsilon$, SST	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$
C	$k-\omega$, $k-\epsilon$, SST, DES	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$
D	$k-\omega$, $k-\epsilon$, SST, DES	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$
DD	$k-\omega$, $k-\epsilon$, SST, DES	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$
E	DES	$\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$

Tabelle 6.7: Parametermatrix der numerischen Untersuchungen des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante

Der notwendige Zeitschritt zur zeitlichen Diskretisierung der URANS und DES Berechnungen wurde durch die Ausführung zusätzlicher Berechnungen unter Verwendung von Rechennetz D ermittelt, indem eine Verfeinerung des Zeitschrittes stattfand, bis die Ergebnisse nicht mehr auf die zusätzliche Verfeinerung ansprachen. Dies ist ausführlich in Abschnitt 8.1 diskutiert. Der Zeitschritt, welcher schließlich Verwendung fand, liegt bei $\Delta t = 5 \cdot 10^5 s$, was sich auf einen dimensionslosen Zeitschritt von $t* = (\Delta t \cdot u_\infty / D = 0,02$ zurückführen lässt. Als Verfahren zur zeitlichen Diskretisierung wird ein implizites Euler Verfahren zweiter Ordnung verwendet, um Stabilität in der Rechnung zu garantieren [82].

6.5.3 Wechselwirkung von Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Bei den Untersuchungen zur Wechselwirkung von Filmkühlung und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante handelt es sich um die Superposition der bereits diskutierten Strömungskonfigurationen. Die geometrische Randbedingungen des Experimentes werden unskaliert übernommen. Bohrung und Plenum sind Teil des Strömungsgebietes. Vorhandene Radien innerhalb der Bohrungsgeometrie und Spalte werden vernachlässigt. Die vorhandene Symmetriebedingung wird zur Erstellung der Rechennetze genutzt und das Vollmodell durch Spiegelung des vernetzten Halbschnittes erzeugt.

Die Tabellen 6.8 und 6.9 geben eine Übersicht über die Rechennetze zur Untersuchung der Wechselwirkung von Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante. Die Anzahl der Elemente bezieht sich jeweils auf den Halbschnitt des Modells.

Die numerischen Untersuchungen werden unter Verwendung acht verschiedener Rechennetze durchgeführt. Die Netze der jeweiligen Kategorie A-D sind für die Berechnungen des dimensionslosen Abstandes von Bohrung zu Vorderkante l/d=6 und l/d=12 in ihrer Topologie identisch. Der im Fall l/d=12 höhere Abstand wird durch eine Erweiterung des Netzes im Bereich zwischen Bohrung und Vorderkante realisiert, die mit Elementen aufgefüllt wird. Hieraus ergeben sich die Differenzen in der Anzahl der Elemente zwischen den Netzen l/d=6 und l/d=12. Die gemittelten dimensionslosen Wandabstände $y+_{gem}$ sind den geometrischen Abständen der ersten Netzlinie zur Seitenwand Δy gegenübergestellt, welche über den Bohrungsdurchmesser $d = 0,005m$ normalisiert sind. Die Vernetzung

Netz	$y+_{gem}[/]$	$d/\Delta y[/]$	Anzahl der Elemente [/]
A	18	17	235.000
B	6	50	630.000
C	< 1	335	1.230.000
D	< 1	335	2.110.000

Tabelle 6.8: Verwendete Rechennetze zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante - Dimensionsloser Abstand von Bohrung zu Vorderkante l/d=6

Netz	$y+_{gem}[/]$	$d/\Delta y[/]$	Anzahl der Elemente [/]
A	18	17	280.000
B	6	50	720.000
C	< 1	335	1.400.000
D	< 1	335	2.380.000

Tabelle 6.9: Verwendete Rechennetze zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante - Dimensionsloser Abstand von Bohrung zu Vorderkante l/d=12

innerhalb der Plenums, der Bohrung und des fächerförmigen Bohrungsdiffusors sind für die Netze A-C identisch mit der Vernetzung der fächerförmigen Bohrung, siehe auch Tabelle 6.2. Im Fall der Netze D ist die Bohrung mit 41 Elementen in Hauptströmungsrichtung x_B und 34 Elementen in lateraler Richtung z_B vernetzt. Der Diffusor besitzt eine Auflösung von 82 Elementen in Hauptströmungsrichtung und 34 Elementen in lateraler Richtung.

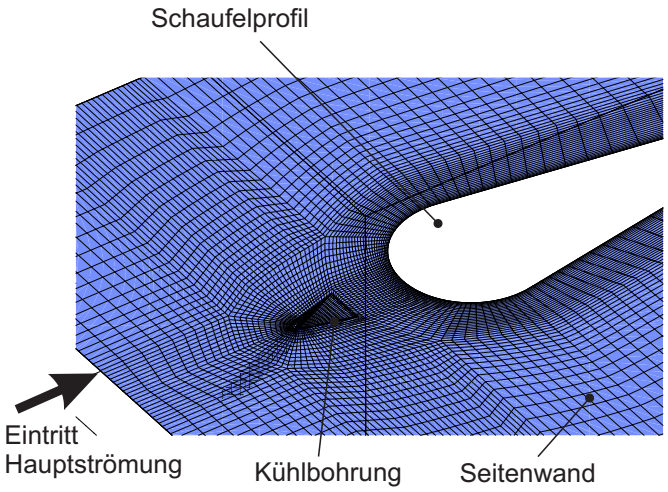


Abbildung 6.9: Ausschnittsdarstellung Rechennetz A

Abbildung 6.9 zeigt einen Ausschnitt des Netzes A für den dimensionslosen Abstand von Bohrung zu Vorderkante l/d=6.

Das Rechengebiet der numerischen Untersuchungen zur Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante ist in Abbildung 6.10 gezeigt. Das Hauptströmungsgebiet ist analog zu dem in Abschnitt 6.5.2 dargelegten Strömungsgebiet begrenzt. Es beträgt in der Breite $50 \cdot d$, in der Höhe $30 \cdot d$ und in der Länge $67 \cdot d$. Es entfallen im Fall des dimensionslosen Abstandes von Bohrung zu Vorderkante l/d=6 $12 \cdot d$ auf die Einlauflänge. Diese reduziert sich für den Fall l/d=12 auf $6 \cdot d$. Als obere Begrenzung des Strömunggebietes im Schaufelmittenschnitt und

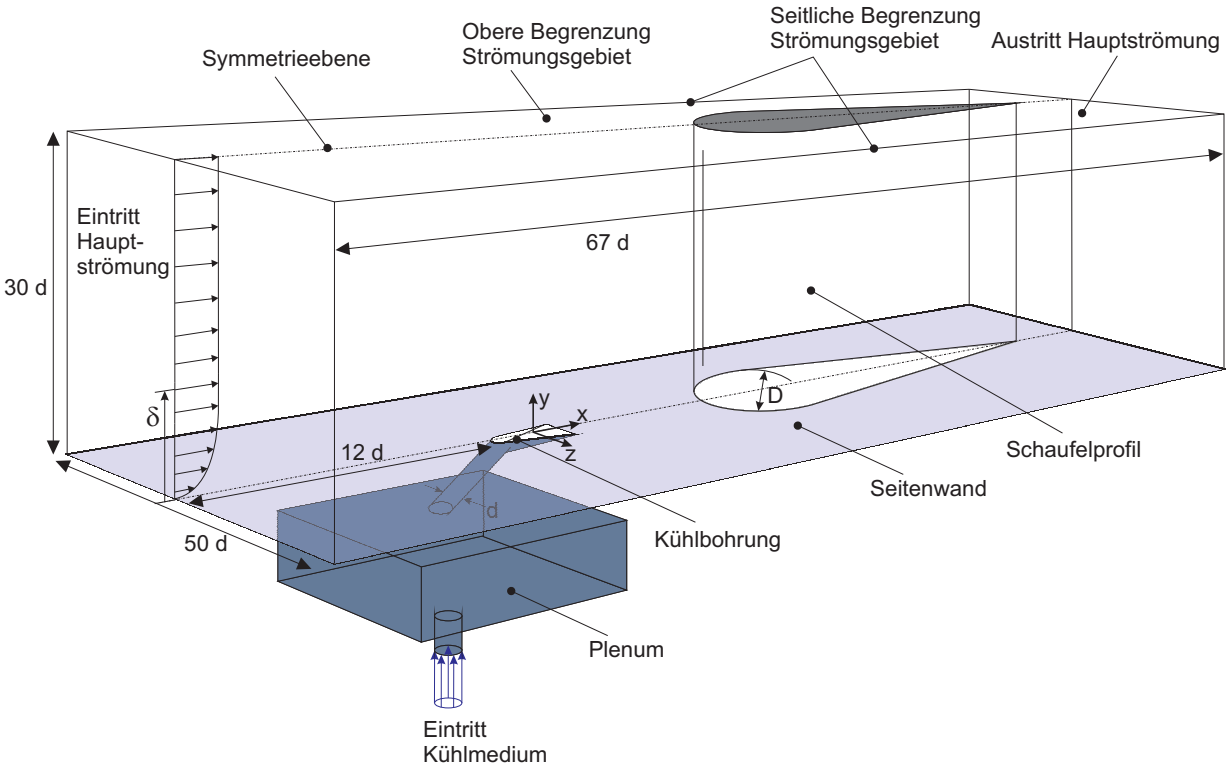


Abbildung 6.10: Rechengebiet der numerischen Untersuchungen der Wechselwirkung Kühlung - Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante

seitliche Begrenzung wird eine Symmetrierandbedingung angenommen. Alle benetzen Wände werden als hydraulisch glatt sowie adiabat betrachtet. An allen Wänden gilt die Haftbedingung. Am Eintritt und Austritt der Hauptströmung werden dieselben Randbedingungen appliziert, wie für den Fall der Untersuchung der Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante. Die Reynoldszahl auf den Vorderkantendurchmesser bezogen liegt wiederum bei $Re_D = 7 \cdot 10^4$. Die Hauptströmungstemperatur wird als konstant mit 300 K vorgegeben. Am Eintritt des Kühlmediums gelten die gleichen Randbedingungen, die bereits für die Untersuchung der Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung diskutiert wurden. Realisiert werden die Ausblaseraten M=0,5 und M=1,5, die Kühlmediumstemperatur beträgt wiederum konstant 330 K.

Die Tabelle 6.10 gibt eine Übersicht über die durchgeführten numerischen Untersuchungen und die jeweils gewählten Parameter für die dimensionslosen Abstände von Bohrung zu Vorderkante l/d=6 und l/d=12. Die Untersuchungen unter Verwendung des DES

Turbulenzmodells wurden ausschließlich transient durchgeführt.

Netz	Turbulenzmodell	zeitliche Darstellung
A	$k-\epsilon$, SST	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$
B	$k-\epsilon$, SST	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$
C	$k-\epsilon$, SST	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$
D	$k-\epsilon$, SST, DES	stationäre Berechnung, $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$

Tabelle 6.10: Parametermatrix der numerischen Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante - Dimensionsloser Abstand Bohrung zu Vorderkante l/d=6 sowie l/d=12

Es werden Untersuchungen mit zwei verschiedenen RANS bzw. URANS Turbulenzmodellen, sowie einem hybriden RANS-LES Modell durchgeführt. Bei den RANS Modellen handelt es sich um das $k-\epsilon$ und das SST Modell. Das verwendete hybride Modell ist die Detached Eddy Simulation, die auf der Formulierung des SST Modells basiert. In Verbindung mit dem $k-\epsilon$-Modell wird die skalierbare Wandfunktion eingesetzt. Die verwendeten Verfahren für die zeitliche und räumliche Diskretisierung sind denen der numerischen Untersuchung der Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante identisch und werden in ihren Standardeinstellungen verwendet.

7 Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung

In Kapitel 2 wurden zwei Methoden vorgestellt, um die Wärmebelastung einer Oberfläche mit applizierter Kühlung zu bemessen. Basierend auf dem Minnesota Modell legt die Auswertung der Berechnungen zur Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung einen Fokus auf die adiabate Filmkühleffektivität. Wird im Folgenden die Filmkühleffektivität diskutiert, so handelt es sich stets um diese adiabate Größe. Die Auswertung erfolgt in den bereits im Experiment verwendeten Auswerteebenen, gezeigt in Abbildung 5.2. Die adiabate Filmkühleffektivität wird mit der Temperatur des Fluidgemisches T_F unter adiabaten Randbedingungen an der Wand ermittelt. Sie ergibt sich zu

$$\eta_{ad}(x, y, z) = \frac{T_\infty - T_F(x, y, z)}{T_\infty - T_C}. \tag{7.1}$$

So gilt für die adiabate Filmkühleffektivität parallel zur Wand

$$\eta_{ad}(x, y = const., z) = \frac{T_\infty - T_F(x, y)}{T_\infty - T_C}, \tag{7.2}$$

die in der Symmetrieebene der Bohrung nur noch eine Abhängigkeit der x-Koordinate besitzt

$$\eta_{SE}(x) = \eta_{ad}(x, y = const., z = 0). \tag{7.3}$$

Die lateral gemittelte Filmkühleffektivität bei gleichbleibendem Abstand y zur Seitenwand ist weiterhin mit

$$\overline{\eta_{ad}}(x, y = const.) = \frac{\int \eta(x, z) dz}{\int dz}. \tag{7.4}$$

definiert.

Generell zeigt sich, dass eine Variation der räumlichen Diskretisierung und der Turbulenzmodellierung, sowohl für die numerischen Untersuchungen der kreisrunden Bohrung, als auch für die der fächerförmigen Bohrung, die gleichen Auswirkungen auf das Ergebnis hat. Für den Fall der kreisrunden Bohrung zeigen sich die Einflüsse einer Variation jedoch deutlicher, da gegenüber der fächerförmigen Bohrung eine verstärkte Wechselwirkung zwischen Kühlmedium und Hauptströmung, sowie eine Ablösung des Kühlluftstrahls von der Seitenwand stattfindet.

7.1 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung

Bei Verwendung der groben Netze AF und BF konnte festgestellt werden, dass die räumliche Diskretisierung nicht ausreichend war, um instationäres Strömungsverhalten

wiedergeben zu können. Die numerischen Untersuchungen zeigen hier stationäres Strömungsverhalten auf. Unter Verwendung des feinsten Netzes CF konnte ein Einfluss der zeitlichen Diskretisierung festgestellt werden, die Differenz in den ermittelten Ergebnissen zwischen der stationären und transienten Berechnung ist jedoch gering. Für die Darstellung der mit dem Netz CF berechneten Ergebnisse werden die Resultate der transienten Berechnungen verwendet.

7.2 Einfluss der Turbulenzmodellierung

Wirbelviskositätsmodelle sind in der Literatur für die Unterbestimmung von Mischungsvorgängen und der Strahlausbreitung im Nahfeld des Strahls bekannt, siehe unter anderem [104]. Die betrachtete Strömungskonfiguration des Ausblasens in eine Querströmung führt zu einem anisotropen Turbulenzfeld. Dieses zeichnet sich dadurch aus, dass die turbulente Diffusion quer zur Strahltrajektorie größer ist, als diejenige in Richtung der Trajektorie [99]. Die Begründung für die Mängel in der Darstellung des Turbulenzfeldes wird daher in der Annahme isotroper Turbulenz gesehen, welche den Wirbelviskositätsmodellen zugrunde liegt. Ergänzend zu den beiden Wirbelviskositätsmodellen, k-ϵ Modell und SST Modell, wird daher ein Reynoldsspannungsmodell, das RBSL Modell betrachtet. Dem SST Modell und dem RBSL Modell liegt die ω Gleichung zugrunde.

Das Reynoldsspannungsmodell ist in der Lage, turbulente Anisotropie zu berücksichtigen. Bei Betrachtung der Ergebnisse der numerischen Untersuchungen der kreisrunden Bohrung kann kein Vorteil des Reynoldsspannungsmodells gegenüber den Wirbelviskositätsmodellen herausgestellt werden. Für die numerischen Untersuchungen der fächerförmigen Bohrung wird daher auf die Verwendung dieses Modells verzichtet.

7.2.1 Die kreisrunde Bohrung

Die dominierende Wirbelstruktur der betrachteten Strömungskonfiguration ist der Nierenwirbel. Dieser lässt sich von jedem Turbulenzmodell abbilden. Es ist die einzige Wirbelstruktur deren Größenskala und zeitliche Darstellung ausreichend war, um sie in den durchgeführten Experimenten in zeitlicher Mittelung nachzuweisen. Abbildung 7.1 zeigt die mittels Strömungsvisualisierung durch PIV identifizierten zeitgemittelten Geschwindigkeitsvektoren für die Ausblaserate M=0,5 in den Ebenen x/d=[0; 2; 4] quer zur Hauptströmungsrichtung. Diese sind den mit dem SST Modell ermittelten Geschwindigkeitsfeldern in diesen Ebenen gegenübergestellt. Den Vektorplots sind die ermittelten Filmkühleffektiviäten $\eta_{ad}(x, y, z)$ unterlegt, im Fall der Berechnung in Form von Isolinien zur besseren Übersicht.
Die Wirbelstärke wird durch die Simulation überbestimmt. Der Wirbelkern wird in größerem Abstand zur Seitenwand und näher an der Symmetrieebene z/d=0 gelegen ermittelt. Dies zeigt den Mangel des verwendeten Modells bei der Bestimmung der lateralen und vertikalen Ausbreitung des Strahls. Dieser Mangel ist für jedes Turbulenzmodell festzustellen, im Fall des $k - \epsilon$ Modells jedoch am geringsten ausgeprägt. Mit zunehmendem Weg stromabwärts unterliegt das Nierenwirbelpaar viskoser und turbulenter Diffusion und Dissipation, so dass es bereits für x/d=4 in der PIV Messung

nicht mehr klar auszumachen ist. Diffusions- und Dissipationseffekte werden durch die Simulation nicht ausreichend berücksichtigt, so dass das Nierenwirbelpaar hier weiterhin deutlich zu erkennen ist [95].

Wie das Experiment nach Abbildung 7.1 erkennen lässt, erfahren Strömungs- und

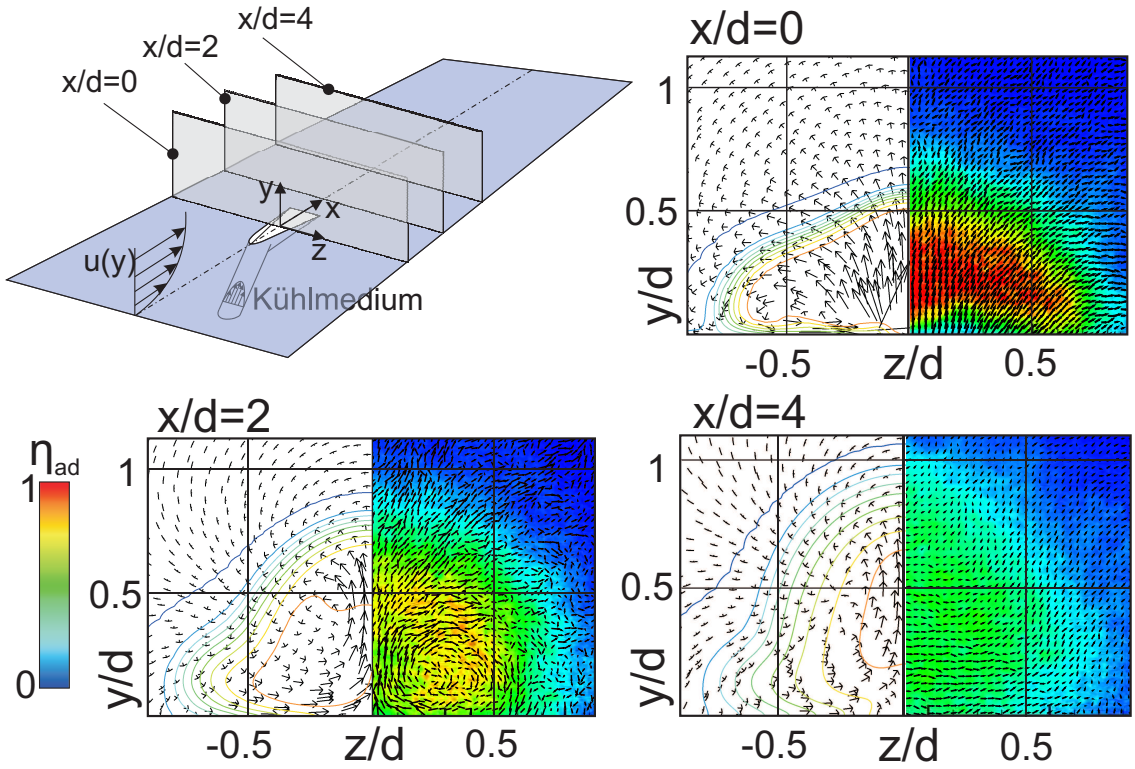


Abbildung 7.1: Geschwindigkeitsfelder in Ebenen x/d=[0; 2; 4], Gegenüberstellung Experiment und SST Modell, Netz E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5

Temperaturfeld nicht die gleiche turbulente Diffusion, siehe insbesondere x/d=4. Entsprechend dem verwendeten Wirbeldiffusivitätsmodell für den turbulenten Wärmetransport wird der turbulente Wärmestrom ausschließlich vom vorhandenen Temperaturgradienten getrieben. Der als Wirbeldiffusivität bezeichnete Transportkoeffizient wird über die konstante Größe der turbulenten Prandtlzahl mit der Wirbelviskosität ins Verhältnis gesetzt. Die turbulente Viskosität ist damit der turbulenten Diffusion proportional. Dieser Modellierungsansatz ist physikalisch nicht korrekt. Eine Verbesserung kann möglicherweise durch den Einsatz einer nicht konstanten turbulenten Prandtlzahl erreicht werden. Hier sind weitere Untersuchungen notwendig.

Bei der Voraussage der Verwirbelung des Nierenwirbels lassen sich zwischen den drei verwendeten Modellen deutliche Unterschiede nachweisen. Das $k - \epsilon$ Modell ermittelt in Verbindung mit der verwendeten Wandfunktion die geringste Wirbelstärke. Weiterhin ist eine Darstellung der kleinskaligen Wirbel im Nachlauf, wie auch des Hufeisenwirbels nicht erfolgt. Die beiden auf der ω Gleichung basierenden Modelle, SST und RBSL, sagen eine vergleichbare Wirbelstärke voraus. Diese Modelle berücksichtigen auch die kleinskaligen Wirbel [95]. Abbildung 7.2 zeigt die Gegenüberstellung der ermittelten Stromlinien der Scherschicht für die verwendeten Turbulenzmodelle. Diesen sind die

Stromliniendarstellungen ausgewählter Wirbelstrukturen überlagert. Die numerischen Untersuchungen wurden für die Ausblaserate M=1,5 mit Netz E durchgeführt. Die Farbtiefe zeigt die lokale Filmkühleffektivität $\eta_{ad}(x, y, z)$ an.

Bei der Berechnung mit dem SST Modell strebt der Hufeisenwirbel im Nachlauf des

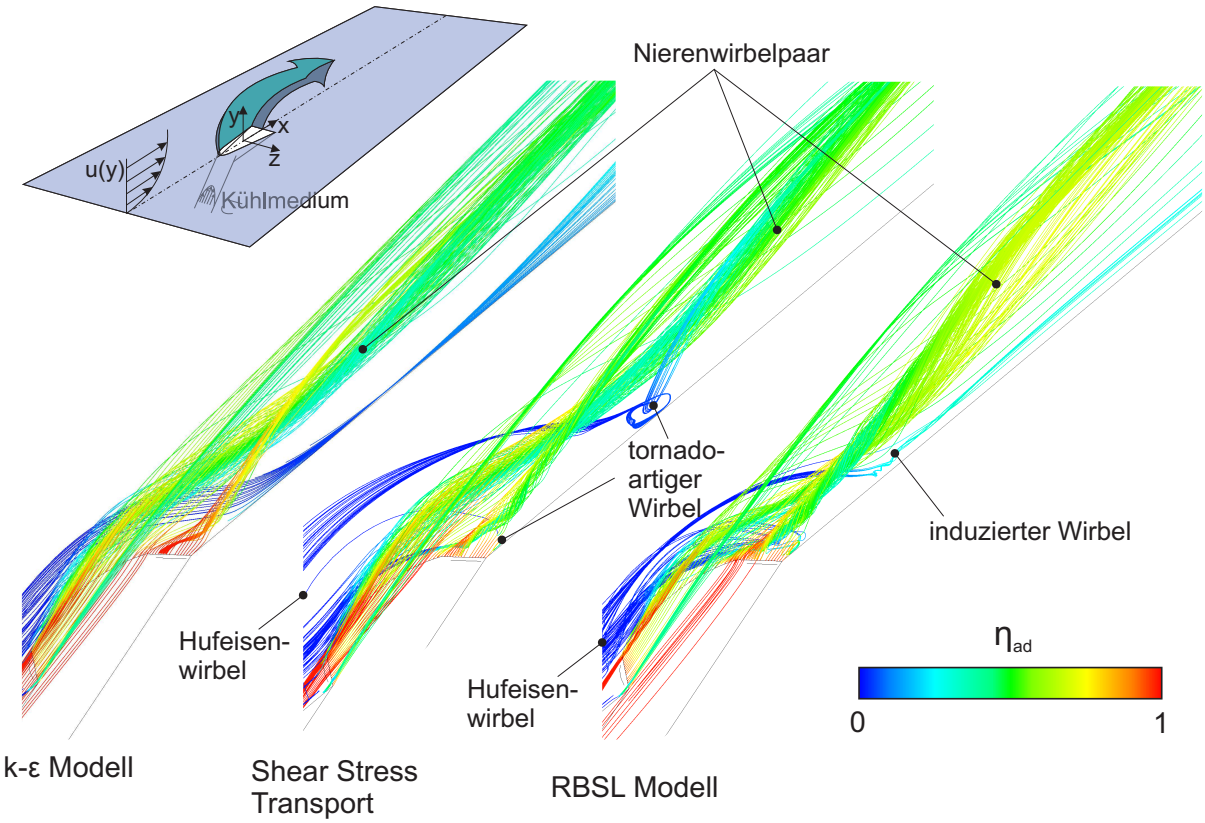


Abbildung 7.2: Stromlinien der Wirbelstrukturen, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=1,5

Kühlluftstrahls zur Symmetrieebene hin. In seinem weiteren Verlauf verbindet er sich mit den tornadoähnlichen Wirbeln im Nachlauf. Eine analoge Feststellung konnten bereits Bousgarbies et al. [105] in ihren Untersuchungen für den Hufeisenwirbel machen. Auf diese Weise gelangt zunächst kaltes Fluid der Hauptströmung unter den Strahl und wird anschließend durch die tornadoähnlichen Wirbel in die Symmetrieebene des Strahls hinein transportiert. Für das RBSL Modell konnte neben dem Hufeisenwirbel ein ausgeprägter induzierter Wirbel im Nachlauf identifiziert werden. Dieser erfasst den Hufeisenwirbel im Nachlauf und verursacht in diesem Bereich einen turbulenten Austausch von Hauptströmungsfluid und Kühlmedium. Dies hat das Aufrechterhalten einer erhöhten Filmkühleffektivität in der Symmetrieebene im Nahbereich der Seitenwand zur Folge.

Für die numerischen Untersuchungen der Ausblaserate M=0,5 konnten analoge Wirbelstrukturen festgestellt werden. Diese sind in Abbildung A-5 gezeigt.

Bedingt durch das vorangehend, vgl. auch Abschnitt 2.2, dargelegte Wirbelsystem erfährt $\eta_{ad}(x, y, z)$ nach dem Ausblasen eine Reduktion. Obwohl eine Darstellung der

Mehrzahl der Wirbel in den numerischen Untersuchungen erfolgte, konnten die auf Instabilitäten in der Scherschicht gründenden instationären Ringwirbel nicht wiedergegeben werden. Dies ist unter anderem ein Grund für die Unterbestimmung der turbulenten Diffusion in den numerischen Untersuchungen.

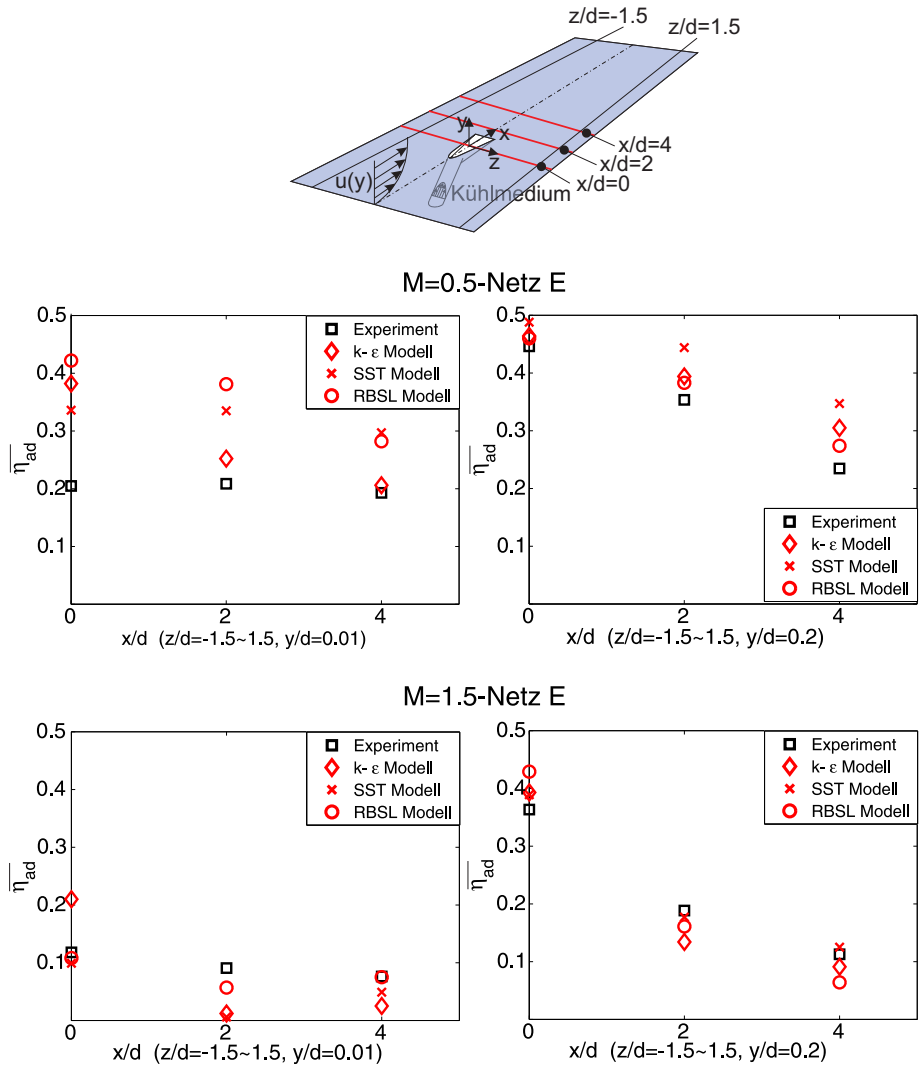


Abbildung 7.3: Lateral gemittelte Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5 und M=1,5

Abbildung 7.3 zeigt die über eine Spanne von z/d=[-1,5...1,5] lateral gemittelte Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$. Die Distanz zur Seitenwand variiert zwischen y/d=0,01 und y/d=0,2. Die betrachteten Ausblaseraten sind M=0,5 und M=1,5. Die numerischen Untersuchungen erfolgten unter Verwendung von Netz E und sind den experimentellen Daten gegenübergestellt.
Die numerischen Untersuchungen der Ausblaserate M=0,5 zeigen für alle verwendeten Turbulenzmodelle eine Überbestimmung von $\overline{\eta_{ad}}$ im Bereich der Seitenwand. Für die Ausblaserate M=1,5 kann stromabwärts der Ausblasestelle das Gegenteil festgestellt werden. Die Unterbestimmung der lateral gemittelten Filmkühleffektivität im Fall der hohen Ausblaserate M=1,5 ist mit der mangelhaften Darstellung des turbulenten

Mischungsprozesses im Nachlauf des Strahls durch die Turbulenzmodelle zu begründen. Aufgrund dessen gelangt hier insgesamt zu wenig Kühlmedium zur Seitenwand zurück, nachdem der Strahl abgelöst hat.

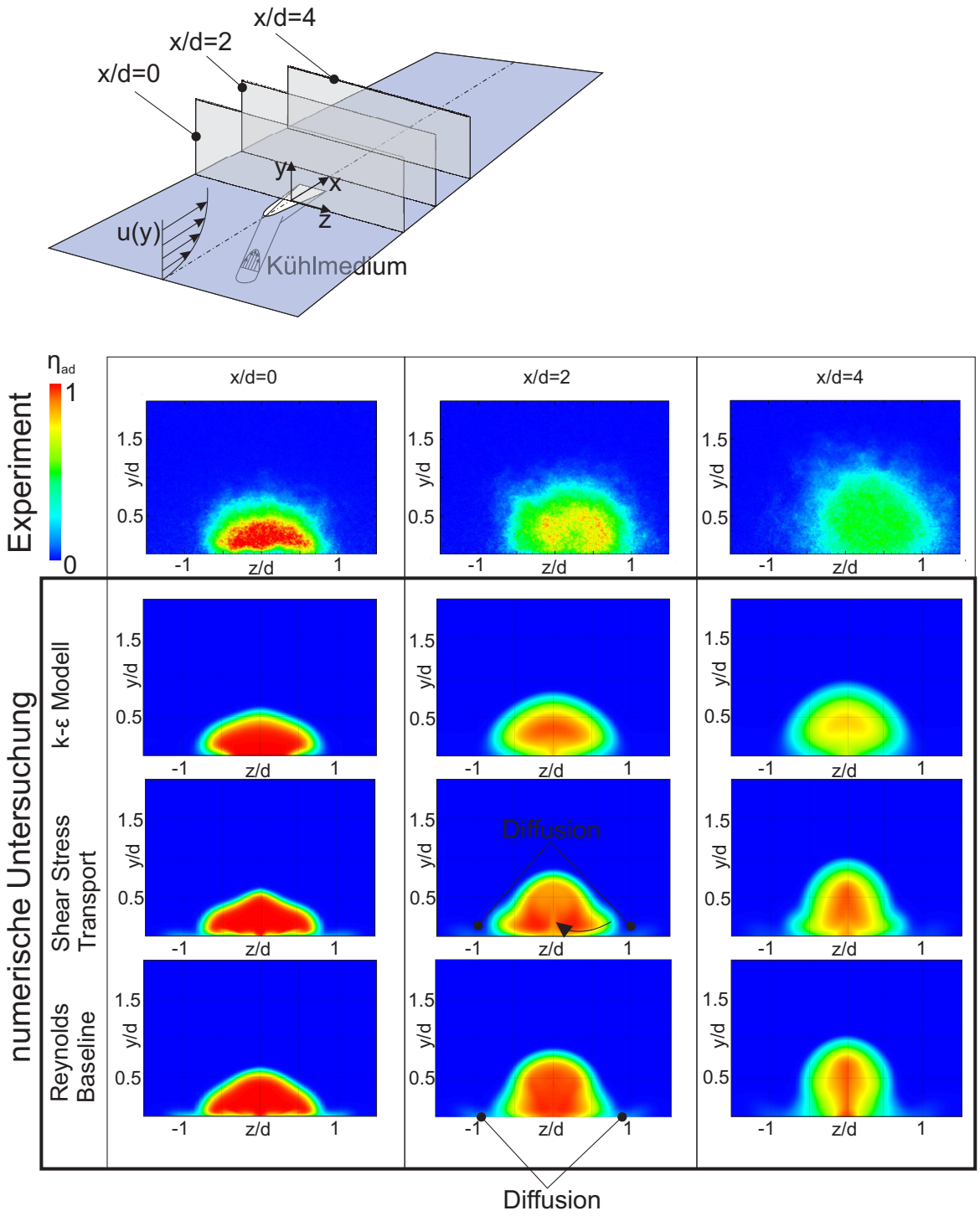


Abbildung 7.4: Filmkühleffektivitätsverteilung in Ebenen x/d=[0; 2; 4], Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5

Eine genauere Betrachtung der diesen Feststellungen zugrundeliegenden Phänomene

lassen die Abbildungen 7.4, 7.5 und 7.6 zu. Abbildung 7.4 und 7.6 zeigen mit der Verteilung von $\eta_{ad}(x, y, z)$ die Temperaturfelder von Experiment und numerischen Untersuchungen in den Ebenen x/d=[0; 2; 4] quer zur Hauptströmungsrichtung. Abbildung 7.5 stellt die für die Ausblaseraten M=0,5 und M=1,5 numerisch ermittelte Filmkühleffektivität $\eta_{SE}(x)$ in der Symmetrieebene der Bohrung den experimentellen Daten gegenüber. Die Auffächerung und damit die Form des Temperaturfeldes wird mit dem $k - \epsilon$ Modell in bester Übereinstimmung mit dem Experiment widergegeben [95].

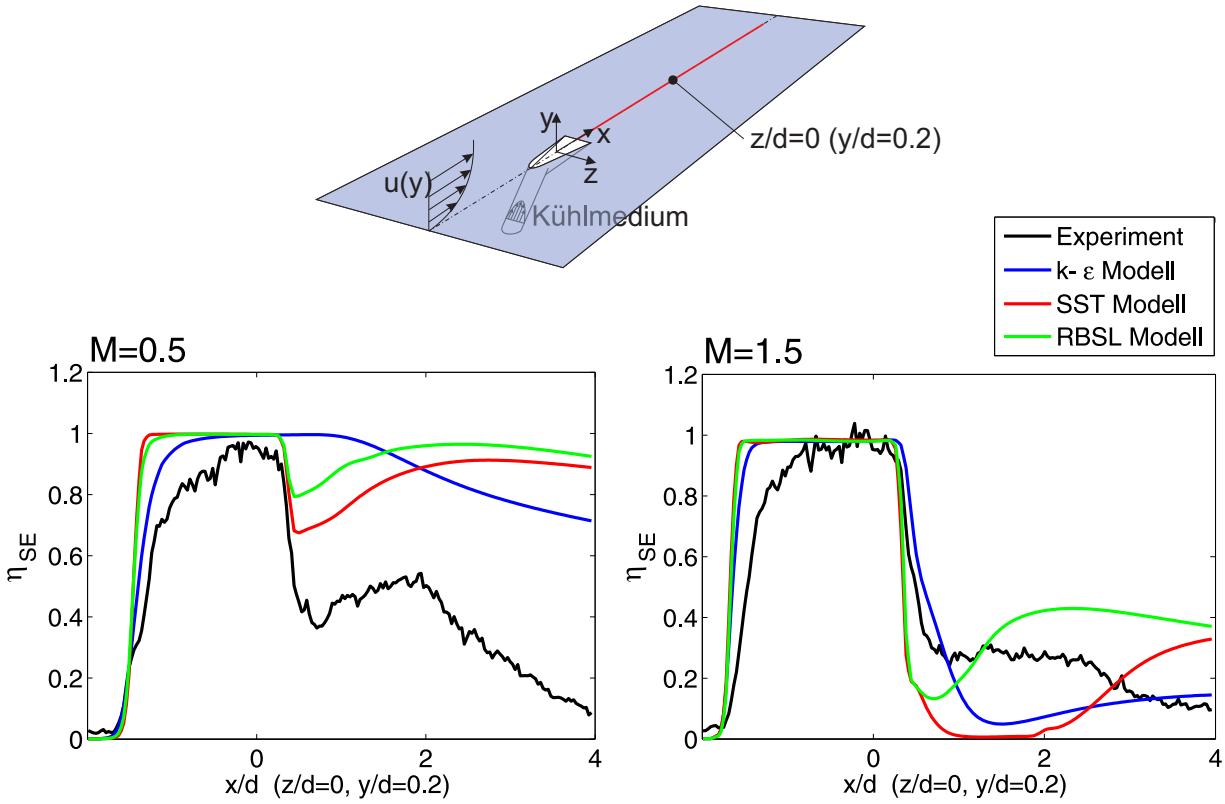


Abbildung 7.5: Filmkühleffektivitätsverteilung z/d=0, y/d=0,2, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5 und M=1,5

Die Überbestimmung von $\overline{\eta_{ad}}$ durch dieses Modell liegt in den mangelhaft modellierten turbulenten Mischungsvorgängen und den damit einhergehenden zu hohen Maximalwerten der Filmkühleffektivität begründet. Weiterhin ist zu beachten, dass auch die experimentellen Messungen Unsicherheiten unterliegen, die sich negativ auf die ermittelte Differenz von Experiment und Berechnung niederschlagen können.
Die Werte von $\overline{\eta_{ad}}$, welche mit den auf der ω Gleichung basierenden Modellen ermittelten wurden, weisen für die Ausblaserate M=0,5 deutliche Abweichungen zum Experiment auf. Von diesen Modellen werden die Werte der Filmkühleffektivität im Bereich des Strahlkerns deutlich überbestimmt. Hinzu kommt, dass die beiden Modelle im nahen Seitenwandbereich eine Diffusion aufweisen, welche im Fall des RBSL Modells am deutlichsten ausgeprägt sind. Hier findet ein Mitriss von Fluid aus der Scherschicht des Kühlluftstrahls durch den Hufeisenwirbel statt. Dies führt zu einer Aufweitung des wandnahen Temperaturfeldes, vgl. Abbildung 7.4.

Die in Abbildung 7.5 für die Ausblaseraten M=0,5 und M=1,5 dargestellte Filmkühleffektivität in der Symmetrieebene der Bohrung $\eta_{SE}(x)$ zeigt anhand der experimentellen Daten, dass $\eta_{SE}(x)$ direkt nach dem Ausblasen zunächst eine deutliche Reduktion erfährt. Mit zunehmender Entfernung zur Aussblasstelle kommen Mischungsvorgänge und ein Abheben des Strahlkerns von der Seitenwand hinzu, wodurch $\eta_{SE}(x)$ weiterhin kontinuierlich sinkt. Im Fall der Ausblaserate M=0,5 überbestimmen alle Modelle die Filmkühleffektivität im Strahlkern, da sowohl die turbulente Diffusion, wie auch der stattfindende Mitriß von Hauptströmungsfluid und dessen Transport zum Strahlkern nicht ausreichend berücksichtigt wird. Das SST Modell ermittelt nach dem Ausblasen zunächst einen Transport von Hauptströmungsfluid zur Symmetrieebene hin. Dieser Transport ist die Folge von Hauptströmungsmitriß durch den Nierenwirbel, siehe auch Abbildung A-5, und führt zu einer geringfügigen Reduktion von $\eta_{ad}(x, y, z)$ in diesem Bereich, vgl. auch Abbildung 7.4, Pfeil.

Für die Ausblaserate M=1,5 wird die Reduzierung des Temperaturfeldes in der Symmetrieebene nach dem Ausblasen von allen Modellen überbestimmt. Hier liegt aufgrund von Strömungsmitriß durch das sich bildende Nierenwirbelpaar und den bereits diskutierten tornadoähnlichen Wirbel ein hoher Anteil von Hauptströmungsfluid im Temperaturfeld vor, wie Abbildung 7.6 besonderes für das SST Modell bei x/d=2, Region (1), erkennen lässt.
Die auf der ω Gleichung basierenden Modelle ermitteln weiter stromabwärts einen zu deutlichen Wiederanstieg von $\eta_{SE}(x)$. Für diese Modelle wird im Seitenwandbereich der Bohrungssymmetrieebene ein unphysikalisch hoher Anteil an Kühlmedium ermittelt. Neben der mangelhaften Darstellung der Auffächerung und der Form des Temperaturfeldes, ist dies auf das Verhalten der Wirbel im Nachlauf zurückzuführen. Besonders die Wirkung des induzierten Wirbels im Fall des RBSL Modells, siehe hier auch Abbildung 7.2, ist stark ausgeprägt, Region (2).

Der Vergleich der verwendeten Turbulenzmodelle mit den experimentellen Daten macht deutlich, dass die beim Ausblasen in eine Querströmung vorkommenden Mischungsvorgänge aufrund von turbulenter Diffusion von jedem Modell unterbestimmt werden. SST und RBSL Modell zeigen darüber hinaus eine deutliche Unterbestimmung der lateralen Aufweitung des Temperaturfeldes und eine im Verhältnis dazu hohe vertikale Ausbreitung. Die Reduzierung der Filmkühleffektivität stromabwärts der Ausblasestelle wird qualitativ von dem $k - \epsilon$ Modell in bester Übereinstimmung mit dem Experiment dargestellt. Dies gilt auch für die Auffächerung und Form des Strahls [95] und des Temperaturfeldes. Hier zeigt sich die Stärke des Modells, die in der Bestimmung freier Scherströmungen liegt.

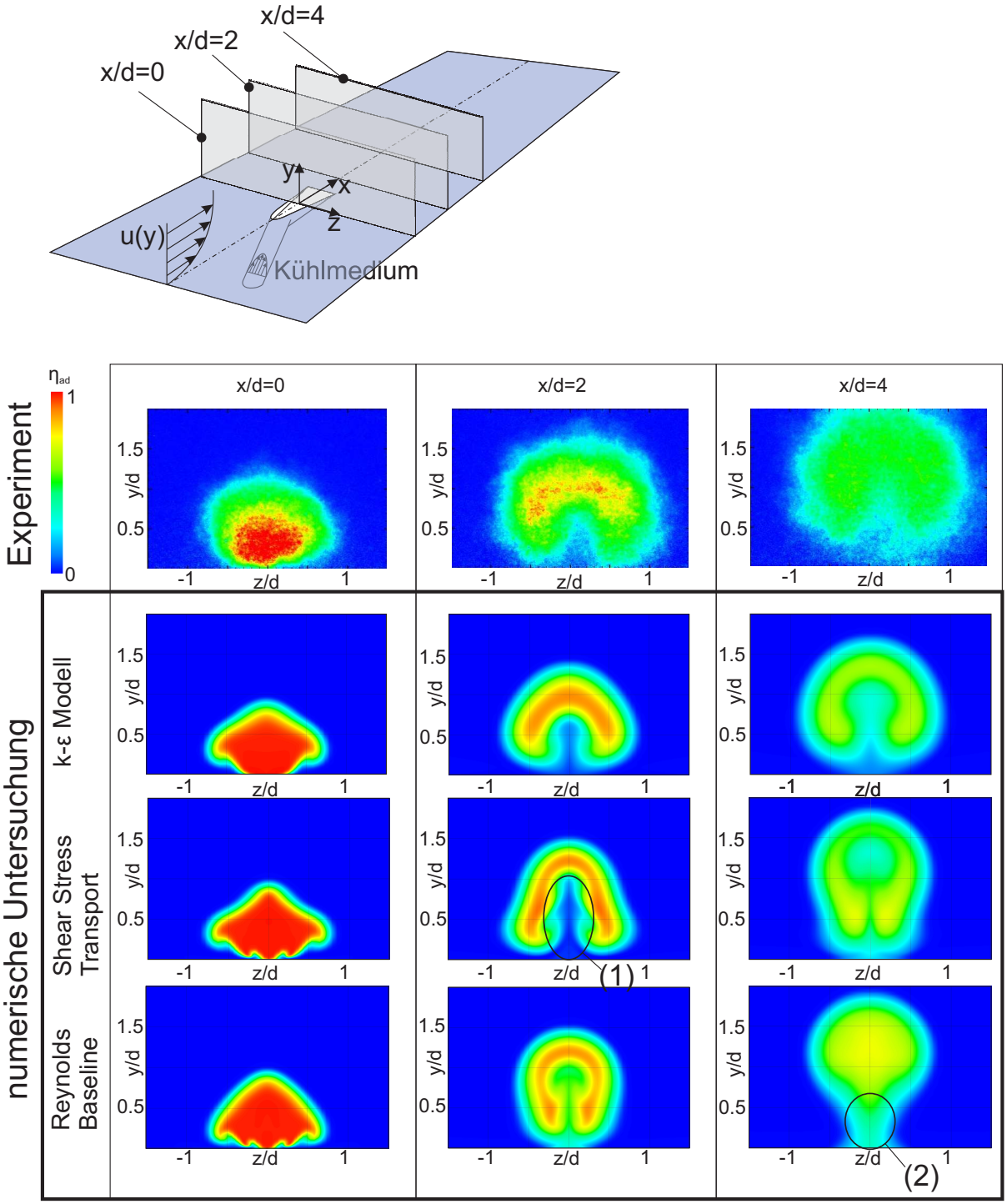


Abbildung 7.6: Filmkühleffektivitätsverteilung in Ebenen x/d=[0; 2; 4], Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=1,5

7.2.2 Die fächerförmige Bohrung

Im Fall der fächerförmigen Bohrung liegt der Kühlluftstrahl auch bei hohen Ausblaseraten nah an der Seitenwand an. Dies liegt im verminderten Austrittsimpuls des Strahls begründet, welcher sich aus der Diffusorerweiterung des Bohrungsaustritts ergibt. Die

Wechselwirkung zwischen Kühlluft und Hauptströmung ist aufgrund dessen gegenüber der kreisrunden Bohrungsgeometrie reduziert, da die Ringwirbel auf der Leeseite des Strahls gedämpft werden [44].
Wie bereits für den Fall der kreisrunden Bohrung diskutiert wurde, werden viskose und turbulente Diffusion und Dissipation in den numerischen Untersuchungen nicht ausreichend berücksichtigt. Die Folge ist die Prognose einer erhöhten Adhäsion des Kühlluftstrahls an der Seitenwand in den numerischen Untersuchungen.

Auch bei Verwendung des fächerförmigen Bohrungsaustritts tritt ein Nierenwirbelpaar auf. Dieses besitzt eine, gegenüber dem Strömungsfall der kreisrunden Bohrung, reduzierte Wirbelstärke. Daher lässt sich das Wirbelpaar anhand der Strömungsvisualisierung durch PIV schwerer identifizieren. Die Wirbelstärke wird durch die Simulation überbestimmt, die Positionen der experimentell und numerisch ermittelten Wirbelkerne sind im Vergleich mit dem Fall der kreisrunden Bohrung in besserer Übereinstimmung.
Eine Darstellung der kleinskaligen Wirbel erfolgt, aufgrund der bereits diskutierten Mängel des k-ϵ Modells, nur durch das SST Modell.

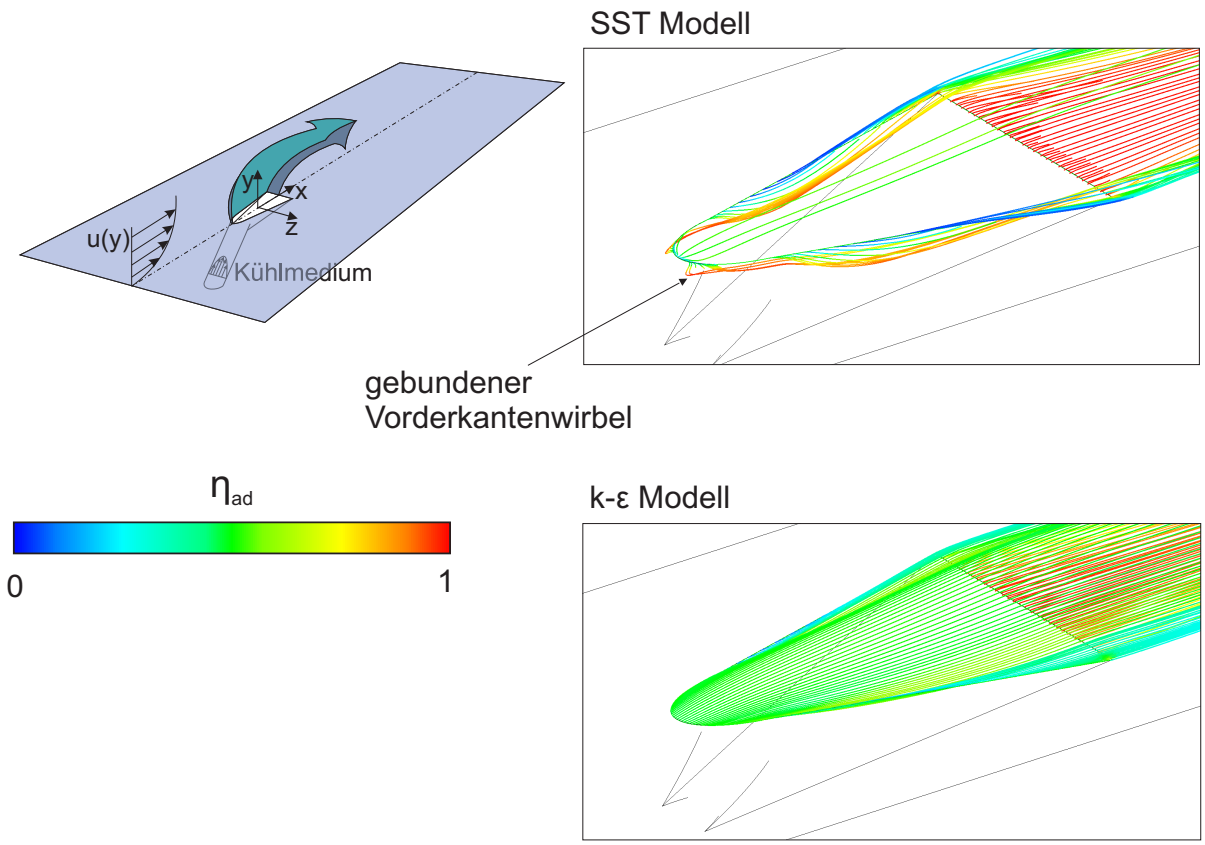


Abbildung 7.7: Stromlinien der Scherschicht, Vergleich des k-ϵ und SST Modells, Netz CF, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5

Abbildung 7.7 zeigt eine Gegenüberstellung der Stromlinien der Scherströmung, welche mit Netz CF unter Verwendung des k-ϵ und SST Modells ermittelt wurden. Die betrachtete Ausblaserate ist M=0,5. Die Farbtiefe zeigt die lokale Filmkühleffektivität $\eta_{ad}(x, y, z)$. Mit

dem SST Modell wird die Ausbildung eines gebundenen Vorderkantenwirbels festgestellt, der einen Eintrag von Hauptströmungsfluid in den Bereich des Diffusors verursacht, was zu einer Reduzierung von $\eta_{ad}(x, y, z)$ führt. Bei einer Steigerung der Ausblaserate zu M=1,5 entsteht der gebundene Vorderkantenwirbel ebenfalls. Der Austrittsimpuls des Kühlmediums ist in diesem Fall jedoch ausreichend hoch, so dass der Wirbel nach Ablösung an der Vorderkante der Bohrung mit dem Kühlfluid in die Hauptströmung abtransportiert wird. Der gebundene Vorderkantenwirbel wird durch das k-ϵ Modell generell nicht berücksichtigt.

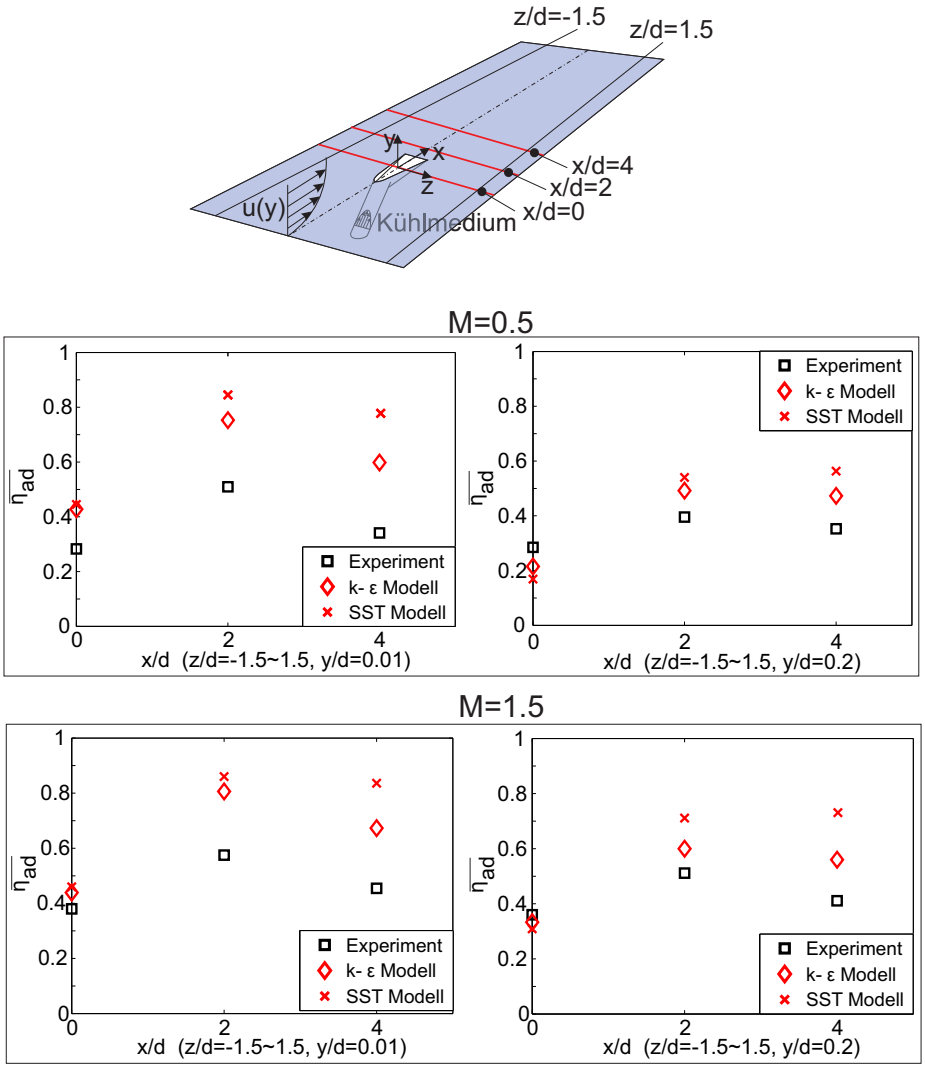


Abbildung 7.8: Lateral gemittelte Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz CF, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5 und M=1,5

Ein Vergleich der experimentell und numerisch ermittelten Daten der lateral gemittelten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ zeigt für die fächerförmige Bohrung die gleichen Tendenzen, die bereits für die kreisrunde Bohrung festgestellt werden konnten. Da der Kühlluftstrahl auch bei hohen Ausblaseraten im Bereich der Seitenwand verbleibt und nicht ablöst, ist für die Ausblaseraten M=0,5 und M=1,5 gleichermaßen eine Überbestimmung von $\overline{\eta_{ad}}$

nahe der Seitenwand vorhanden. Dies ist in Abbildung 7.8 dargelegt.

Die Entwicklung von $\overline{\eta_{ad}}$ nach dem Ausblasen wird durch das k-ϵ Modell in bester Übereinstimmung mit dem Experiment wiedergegeben. Das SST Modell verursacht eine sehr deutliche Überbestimmung der lateral gemittelten Filmkühleffektivität. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Modell eine starke Adhäsion des Kühlluftstrahls an der Seitenwand ermittelt und die vertikale Ausbreitung des Strahls und des Temperaturfeldes daher sehr stark unterbestimmt. Die laterale Ausbreitung des Temperaturfeldes wird demgegenüber durch das Modell überbestimmt. Die Folge ist, dass nahe der Seitenwand in einem weiten Bereich zu hohe Werte der Filmkühleffektivität herrschen. Auch für das Profil der fächerförmigen Bohrung gilt, dass Auffächerung und Form des Temperaturfeldes durch das k-ϵ Modell in bester Übereinstimmung mit dem Experiment wiedergegeben werden. Ein Vergleich der experimentell und numerisch ermittelten Temperaturfelder in den Ebenen x/d=[0; 2; 4] quer zur Hauptströmungsrichtung verdeutlicht diese Feststellung, siehe Abbildung 7.13.

7.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung

7.3.1 Die kreisrunde Bohrung

Die vorhandene räumliche Diskretisierung hat deutliche Auswirkungen auf die numerisch ermittelte Filmkühleffektivität und die Wirbelstrukuren. Dies ist teilweise durch die Modellierung bedingt, da bei nicht ausreichendem dimensionslosen Wandabstand auf die jeweilige Wandfunktion des Turbulenzmodells zurückgegriffen wird [95].

Der Einfluss von vorhandenener numerischer Diffusion lässt sich vor allem in Bereichen nachweisen, in denen die Strömung hohen Gradienten unterliegt. Abbildung 7.9 zeigt die mit dem $k - \epsilon$ Modell bestimmte Scherschicht der austretenden Kühlströmung und das Aufrollen des Nierenwirbels. Die Farbtiefe gibt die vorliegende Filmkühleffektivität $\eta_{ad}(x, y, z)$ an. Es wird die Ausblaserate M=1,5 betrachtet. Mit einer zunehmenden Anzahl an vorhandenen Stützstellen wird bei identischer Turbulenzmodellierung die Wirbelstärke höher bestimmt. Dieser Effekt fällt bei den auf der ω Gleichung basierenden Modellen noch deutlicher aus. Dies liegt unter anderem darin begründet, dass sich zusätzlich zur numerischen Diffusion, die bei grobem Netz verwendete Wandfunktion dämpfend auf die Bestimmung der Verwirbelung auswirkt.

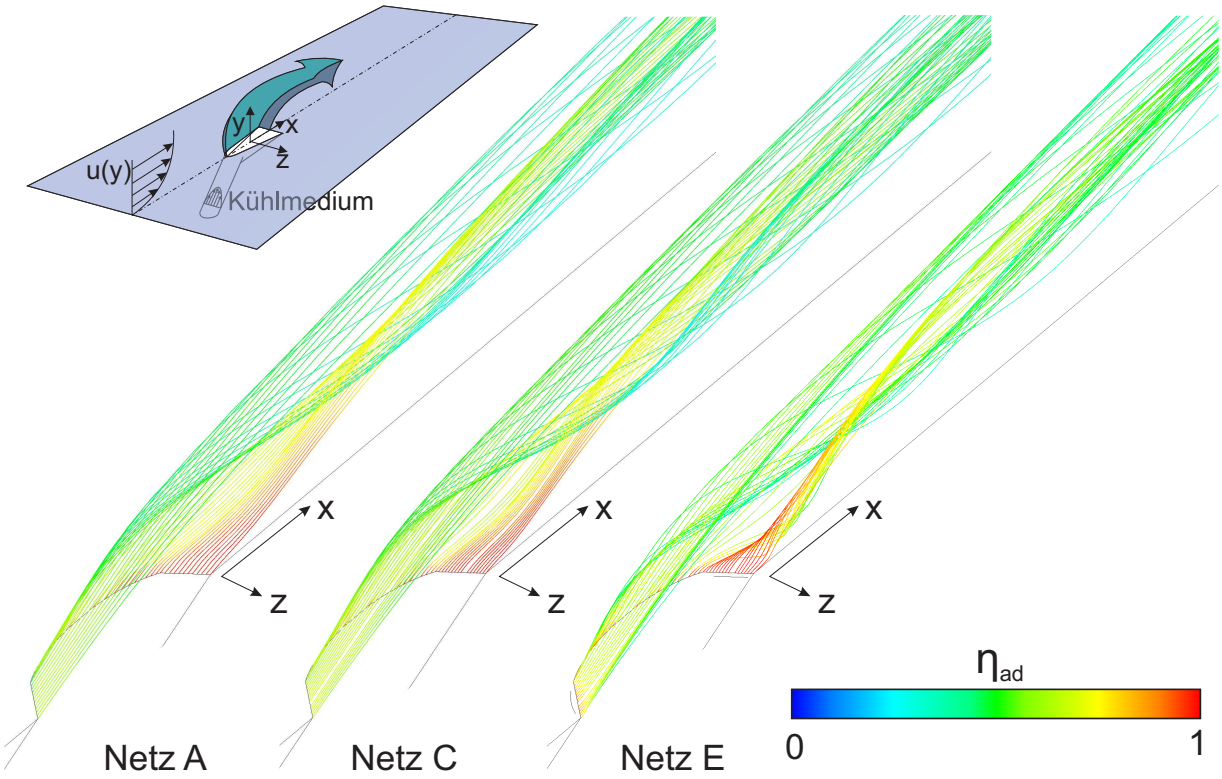
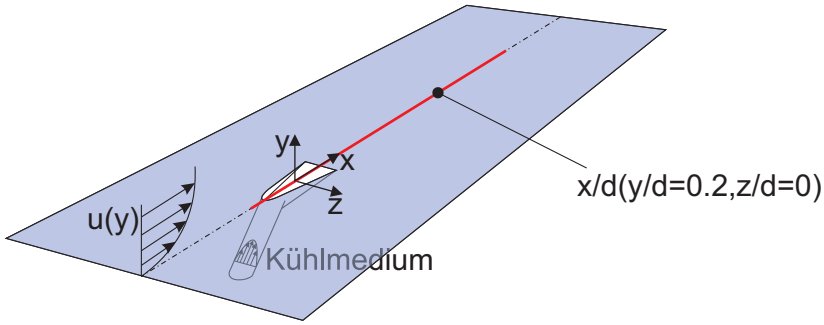


Abbildung 7.9: Stromlinien der Scherschicht, k-ϵ Modell, Netz A,C,E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=1,5

Bei zu grober räumlicher Diskretisierung, welche im Fall von Netz A gegeben ist, kommt es mit keinem Turbulenzmodell zur Bestimmung des Hufeisenwirbels und der kleinskaligen Wirbel im Nachlauf [95]. Da die mit diesen Wirbeln einhergehenden Transportvorgänge nicht berücksichtigt werden können, zeigen sich hier weniger deutliche Unterschiede zwischen den verwendeten Turbulenzmodellen, wie in Abbildung 7.10 ersichtlich wird.

Die Abbildung stellt die für die Ausblaseraten M=0,5 und M=1,5 numerisch ermittelte Filmkühleffektivität $\eta_{SE}(x)$ in der Symmetrieebene der Bohrung den experimentell bestimmten Daten gegenüber. Gezeigt sind weiterhin die numerischen Ergebnisse unter Verwendung von Netz A und E.
Die geringen Unterschiede in den Turbulenzmodellen bei Applikation von Netz A ergeben sich aus den Unterschieden in den implementierten Wandfunktionen der einzelnen Modelle, sowie aus deren Sensitivität gegenüber der Berechnung der Freiströmungsbedingungen, die in den einzelnen Modellen Varianzen unterliegen.
Die gezeigten Verteilungen von $\eta_{SE}(x)$ berechnet unter Verwendung von Netz E lassen den Einfluss der räumlichen Diskretisierung auf die Turbulenzmodellierung erkennen. Insbesondere die auf der ω Gleichung basierenden Modelle, welche bei ausreichendem dimensionslosen Wandabstand keine Wandfunktion verwenden, sind sensitiv gegenüber der wandnormalen Knotendichte. Die Wirbel im Nachlauf des Strahls werden erst bei ausreichender räumlicher Auflösung durch diese Modelle widergegeben. Dies gilt auch für die damit einhergehende Reduzierung von $\eta_{SE}(x)$ in diesem Bereich. Das mit der skalierbaren Wandfunktion eingesetzte $k - \epsilon$ Modell weist eine gering ausgeprägte Sensitivität gegenüber der räumlichen Diskretisierung auf. Diese Sensitivität ist eine Auswirkung

numerischer Diffusion.



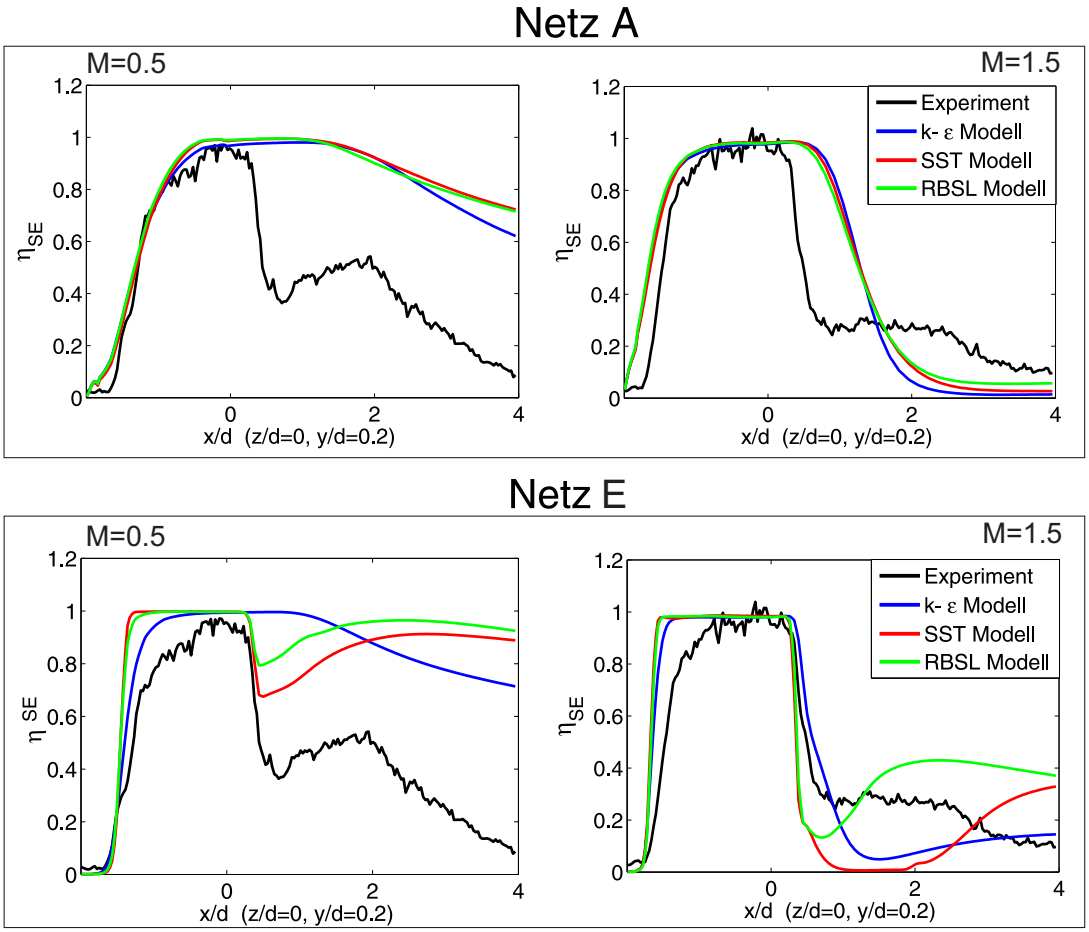


Abbildung 7.10: Filmkühleffektivitätsverteilung z/d=0, y/d=0,2, Vergleich der Turbulenzmodelle, Netz A und E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5 und M=1,5

Anhand der lateral gemittelte Filmkühleffektivität ist festzustellen, dass die Differenzen, welche sich aus der räumlichen Diskretisierung bei gleicher Turubulenzmodellierung ergeben, die gleiche Größenordnung besitzen, wie die sich aus einer Variation der Turbulenzmodellierung ergebenden Differenzen. Dies ist für alle Turbulenzmodelle festzustellen, im Fall des $k - \epsilon$ Modell jedoch von geringerer Ausprägung. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes sind in Abbildung 7.11 die lateral gemittelten Filmkühleffektivitäten ermittelt mit dem SST Modell in Verbindung mit den Netzen A-E bei einer Ausblaserate

von M=0,5 und M=1,5 den experimentellen Daten gegenübergestellt.

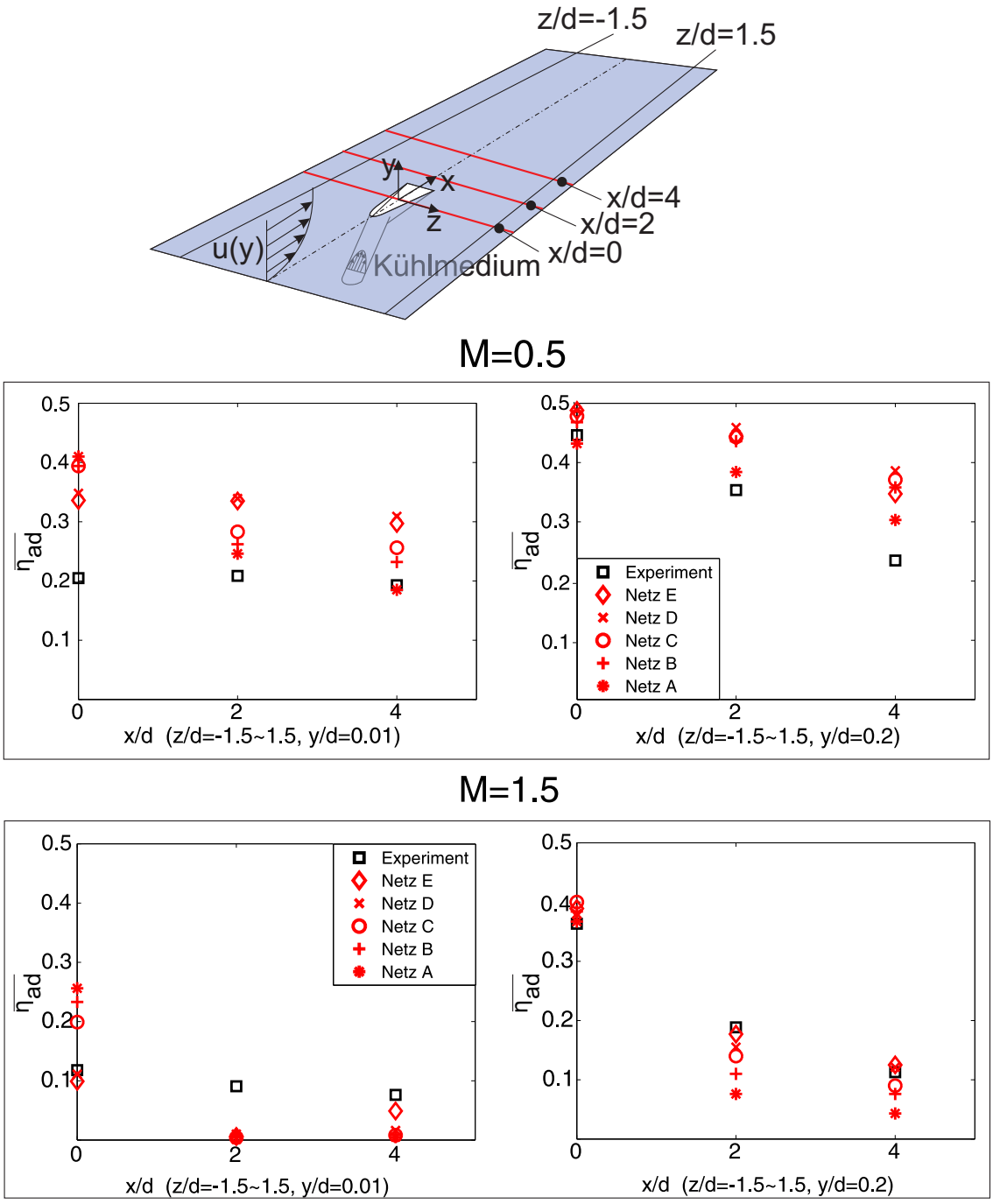


Abbildung 7.11: Lateral gemittelte Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$, SST Modell, Netze A-E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5 und M=1,5

Für eine Ausblaserate von M=0,5 ist die festgestellte numerische Diffusion förderlich für die Bestimmung der lateral gemittelten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ und der Verteilung von $\eta_{ad}(x, y, z)$ im Nachlauf des Strahls [95]. Diese Erscheinung ist unabhängig vom verwendeten Turbulenzmodell.

Bei ausschließlicher Betrachtung der lateral gemittelten Filmkühleffektivität zeigt sich mit zunehmender Ausblaserate keine vorteilhafte Auswirkung numerischer Diffusion mehr. Hier ist im Gegenteil eine möglichst feine Diskretisierung von Nutzen. Dies liegt in der Berechnung der Strahlentwicklung und der Wirbel im Strahlnachlauf begründet. Werden diese in der numerischen Untersuchung berücksichtigt, wird eine erhöhte turbulente Diffusion im Strahlnachlauf bestimmt, die für die Verteilung der berechneten Filmkühleffektivität in Wandnähe förderlich ist.

In Abbildung 7.12 gezeigt ist die Verteilung der Filmkühleffektivität $\eta_{SE}(x)$ entlang der Symmetrieebene der Bohrung, ermittelt unter Verwendung verschiedener Netze bei einer Ausblaserate von M=1,5. Das $k-\epsilon$ Modell ist hier dem SST Modell gegenübergestellt. Ergänzend ist die experimentell ermittelte Verteilung der Filmkühleffektivität dargestellt. Bei feinem Netz wird im Nachlauf des Strahls aufgrund von turbulenter Diffusion ein

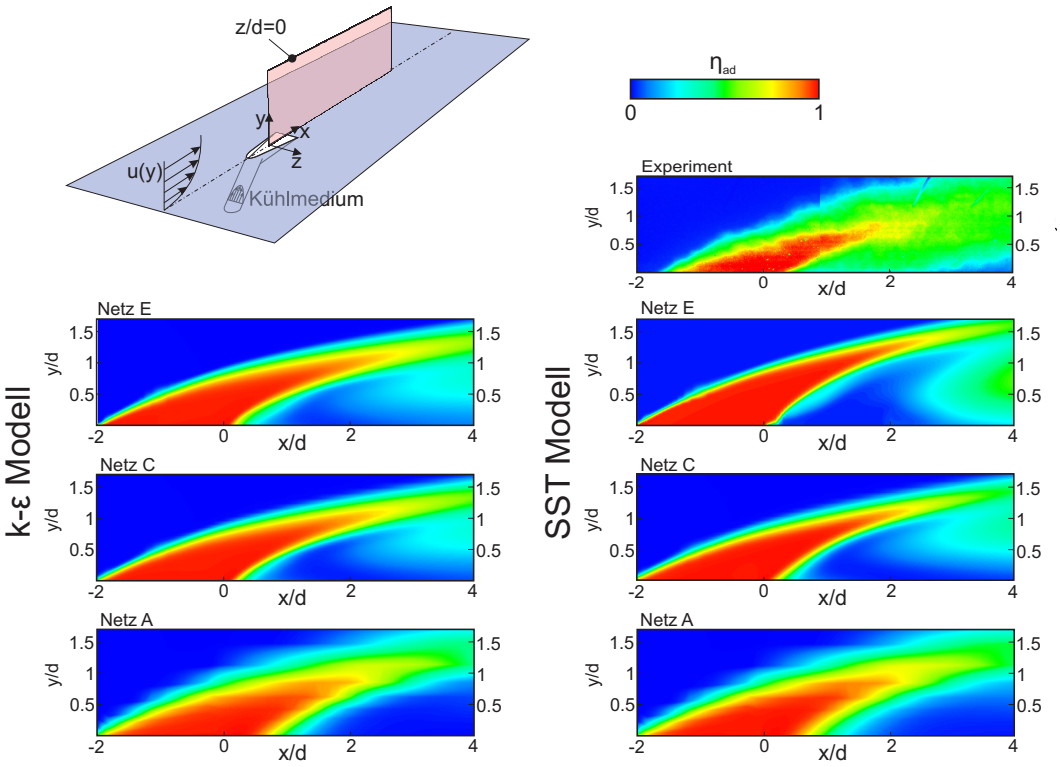


Abbildung 7.12: Filmkühleffektivitätsverteilung z/d=0, Vergleich der Turbulenzmodelle $k-\epsilon$ und SST, Netz A, C und E, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=1,5

Transport von Kühlmedium zurück zur Seitenwand ermittelt. Bei grobem Netz kann diese nicht festgestellt werden. Bei einer sehr groben räumlichen Auflösung, wie im Fall von Netz A gegeben, führt die vorhandene numerische Diffusion zu einer Verbesserung der numerisch ermittelten Strahlaufweitung und des Ausgleichsprozesses in der Scherschicht.

7.3.2 Die fächerförmige Bohrung

Die Einflüsse der räumlichen Diskretisierung und der damit verbundenen numerischen Diffusion zeigen sich im Fall der fächerförmigen Bohrung weniger deutlich, als im Fall

der kreisrunden Bohrung. Dies liegt darin begündet, dass die Wirbelstrukturen, welche die Entwicklung des Temperaturfeldes beeinflussen, weniger stark ausgeprägt sind. Der Vergleich der Filmkühleffektivitätsverteilung in den Ebenen x/d=[0; 2; 4] quer zur Hauptströmungsrichtung $\eta_{ad}(x, y, z)$, welche in Abbildung 7.13 für beide Modelle bei verschiedenen Netzen gegenübergestellt ist, verdeutlicht dies.

Für die fächerförmige Bohrung können dennoch die gleichen Feststellungen gemacht

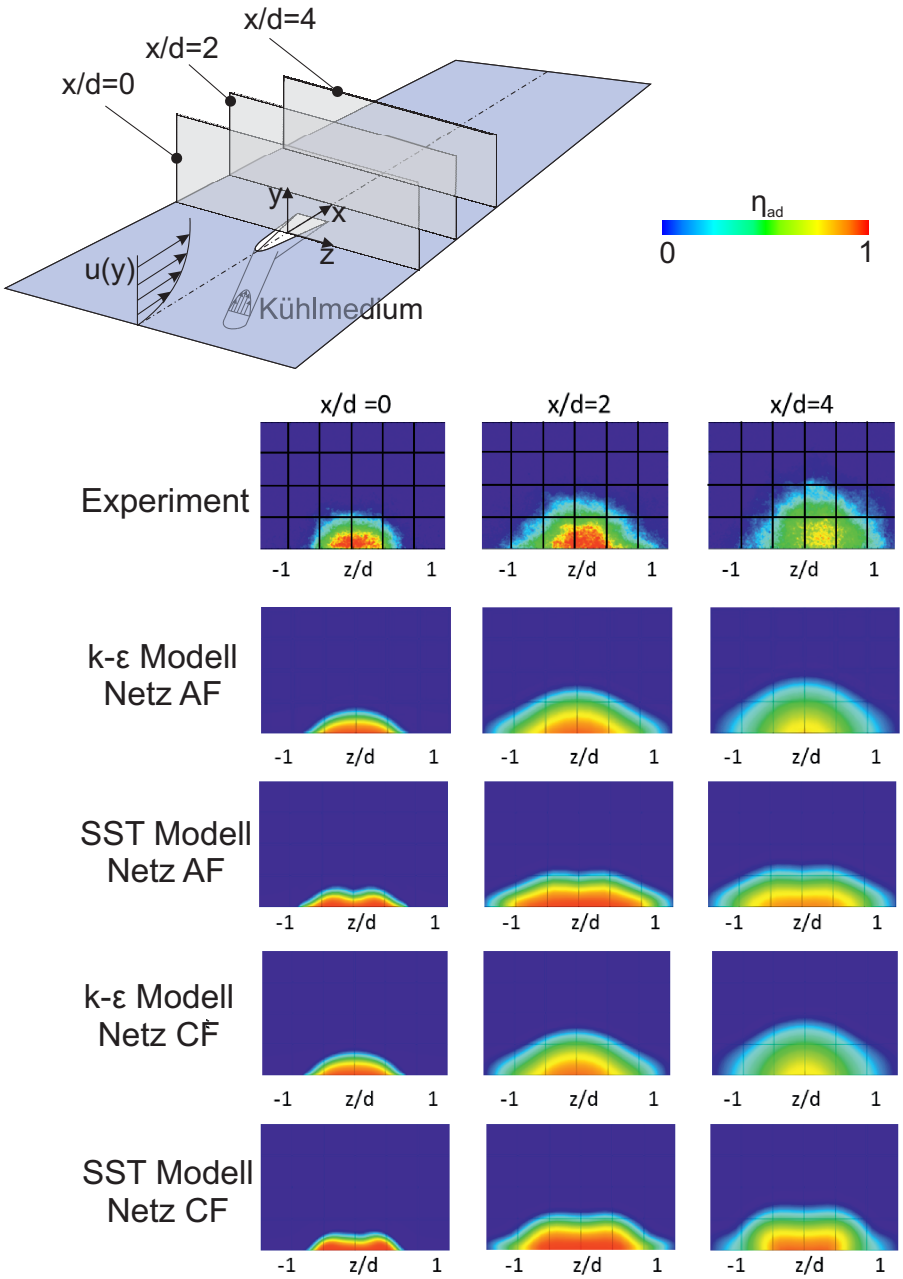


Abbildung 7.13: Filmkühleffektivitätsverteilung in Ebenen x/d=[0; 2; 4], Vergleich der Turbulenzmodelle, Netze AF und CF, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5

werden, die bereits für die kreisrunde Bohrung diskutiert wurden.

Mit grobem Netz unter Verwendung der Wandfunktion findet keine Modellierung der

kleinskaligen Wirbel statt.
Beide Turbulenzmodelle weisen bezüglich der lateral gemittelten Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ eine vergleichbare Sensitivität gegenüber der Knotendichte auf, vgl. Abbildung 7.14. Die Betrachtung der Filmkühleffektivität entlang der Bohrungssymmetrieebene $\eta_{SE}(x)$, ebenfalls in Abbildung 7.14 gezeigt, weist für das SST Modell in Verbindung mit Netz CF im Bereich der Bohrungsvorderkante eine Verzögerung (1) im Anstieg der Filmkühleffektivität auf. Diese ist auf die Berechnung des gebundenen Vorderkantenwirbels zurückzuführen. Der Wirbel verursacht insbesondere bei einer Ausblaserate von M=1,5 eine Verblockung des austretenden Kühlmediums an der Vorderkante. Infolge dessen ist der Kühlluftstrahl in diesem Bereich stark abgeflacht. Der Anstieg der Kühleffektivität in der Bohrungssymmetrieebene erfolgt somit verzögert.

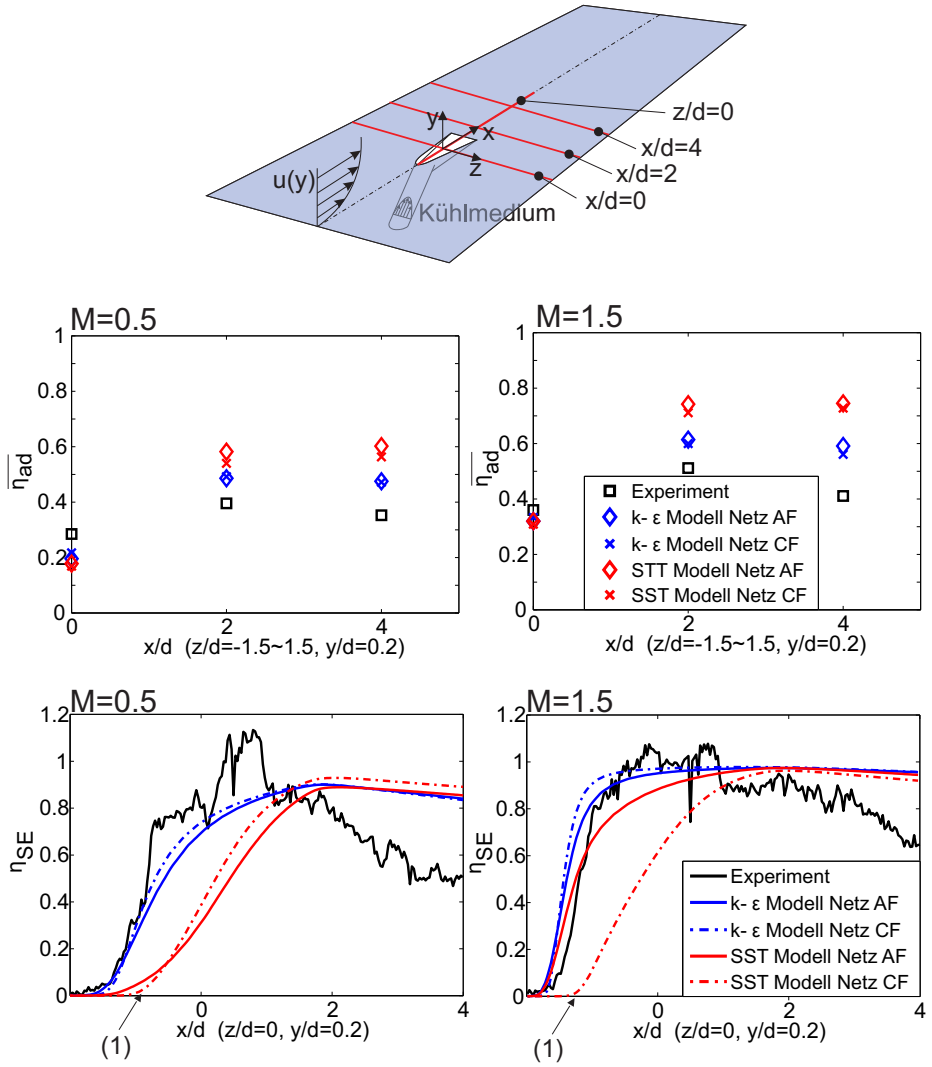


Abbildung 7.14: Lateral gemittelte Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$, Filmkühleffektivität $\eta_{SE}(x)$ (z/d=0, y/d=0,2), Netze AF und CF, $Re_d = 1,3 \cdot 10^4$, M=0,5 und M=1,5

8 Das turbulente Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Es wurde bereits in Abschnitt 3.2 dargestellt, dass der lokale Wärmeübergang in die Seitenwand von den an der Schaufelvorderkante vorhandenen Wirbelstrukturen abhängig ist. Dies gilt auch für die numerische Untersuchung dieses Wärmeübergangsproblems. Die in Abschnitt 5.2.2 dargelegten experimentellen Untersuchungen auf der Basis der Analogie von Wärme-und Stofftransport bieten die Verteilung des Wärmeübergangs in die Seitenwand vor der Vorderkante und dienen der Validierung der numerischen Ergebnisse.

8.1 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung

Für alle numerischen Untersuchungen gilt, dass die Wahl einer nicht ausreichend feinen zeitlichen Diskretisierung in der Berechnung dazu führt, dass sich die Strömung stationär verhält. Dies ist ein für URANS-Berechnungen bekanntes Phänomen und wird unter anderem in [106] diskutiert. Abbildung 8.1 verdeutlicht den Einfluss des gewählten Zeitschrittes auf die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen. Auf der linken Seite sind die mit dem DES Modell in Verbindung mit Netz D ermittelten zeitgemittelten Stantonzahlverteilungen auf der Seitenwand in der Symmetrieebene zu sehen. Bei Wahl eines zu groben Zeitschrittes, ist das Ergebnis identisch mit dem Ergebnis der stationären Berechnung. Eine Verfeinerung des Zeitschrittes führt schließlich zu einer Auflösung des instationären Verhaltens des Hufeisenwirbels, was sich in einem geglätteten Verlauf der Stantonzahl im Bereich zwischen $-0,1 \leq x/D \leq -0,45$ zeigt [82].

Die rechte Seite der Abbildung zeigt die Ergebnisse dreier numerischer Untersuchungen mit dem SST Modell in Verbindung mit Netz B, für die jeweils der gewählte dimensionslose Zeitschritt variiert wurde. Bei nicht ausreichender räumlicher Diskretisierung übt die Wahl des Zeitschrittes keinen Einfluss auf das Ergebnis aus. Dies konnte für alle verwendeten Turbulenzmodelle festgestellt werden.

Für die numerischen Untersuchungen unter Verwendung des $k - \omega$ und $k - \epsilon$ Modells konnte weiterhin festgestellt werden, dass die Verteilung des vor der Nasenkante berechneten Wärmeübergangs nur eine Abhängigkeit von der räumlichen Diskretisierung aufweist und keinerlei Abhängigkeit von der zeitlichen Diskretisierung. So ist hier unabhängig vom verwendeten Netz und dem gewählten Zeitschritt eine quasistationäre Berechnung der Wirbelstrukturen erfolgt. Ausschließlich mit dem SST und dem DES Modell konnten die Fluktuationen des Wirbelssystems im Eckbereich von Seitenwand und Vorderkante erfasst werden [82].

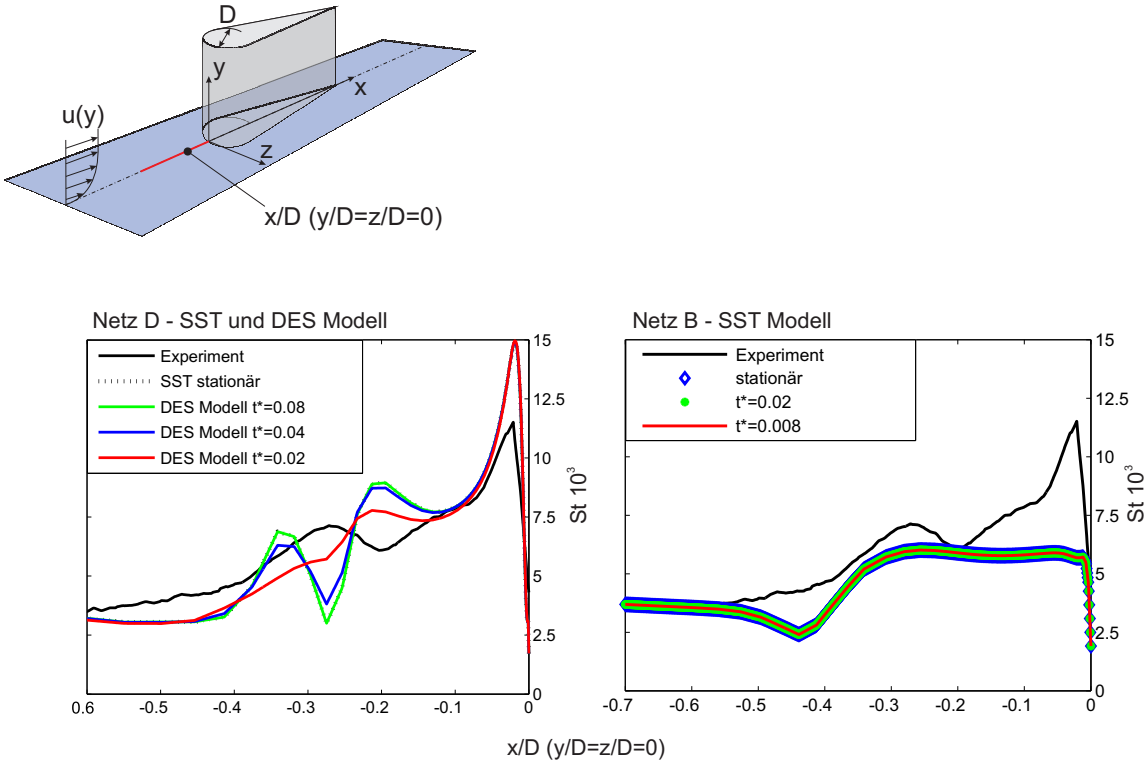


Abbildung 8.1: Einfluss des gewählten Zeitschrittes auf die berechnete Verteilung der Stantonzahl vor der Nasenkante [82], $Re_D = 7 \cdot 10^4$

8.2 Einfluss der Turbulenzmodellierung

Abbildung 8.2 vergleicht die Stromliniendarstellungen der zeitgemittelten Wirbelstrukturen in der Symmetrieebene z/D=0 vor der Vorderkante, welche mit den URANS Modellen $k-\epsilon$, $k-\omega$ und SST, sowie dem DES Modell in Verbindung mit Netz D bestimmt wurden. Ergänzend sind die Stantonzahlverteilungen in der Symmetrieebene auf der Seitenwand und das experimentell ermittelte zeitgemittelte Strömungsfeld gezeigt. Der Kern des Hufeisenwirbels liegt im Experiment bei x/D=-0,2 und y/D=0,05. Der Kern des Eckenwirbels wird im Experiment an der Position x/D=-0,007 und y/D=0,015 ermittelt.

Im Fall des $k-\omega$ **Modells** wird eine hohe Produktion der Wirbelviskosität im äußeren Bereich der Grenzschicht berechnet. Dies ist für die diskutierte Anwendung ein bekanntes Phänomen [107]. Gleichzeitig werden vor der Vorderkante hohe Werte für die isentrope Dissipationsrate ermittelt. Dies führt in Kombination mit den diffusiven Effekten der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung zu einer Unterdrückung der Verwirbelung nachdem die Rückströmung vor der Vorderkante abgelöst hat [82]. Das Fluid wird ohne Aufzurollen um die Vorderkante transportiert. Constantinescu et al. [108] konnten in ihren Untersuchungen für das $k-\omega$ Modell analoge Feststellungen machen.
Eine Bestimmung von sekundärem und tertiärem Wirbel findet mit dem $k-\omega$ Modell nicht statt. Der Sattelpunkt x_S, siehe auch Abbildung 3.5, wird in der Symmetrieebene bei x/D=-0,47 ermittelt. Hier hat auch der lokale zeitgemittelte Wärmeübergang sein Minimum [82]. Die Wirbelintensität des Eckenwirbels, berechnet mit dem $k-\omega$ Modell, wird niedriger bestimmt, als es mit dem SST oder dem DES Modell der Fall ist. Der Kern

des Eckenwirbels liegt im Vergleich mit diesen Modellen mit x/D=-0,006 und y/D=0,02 geringfügig näher an Vorderkante und Seitenwand.

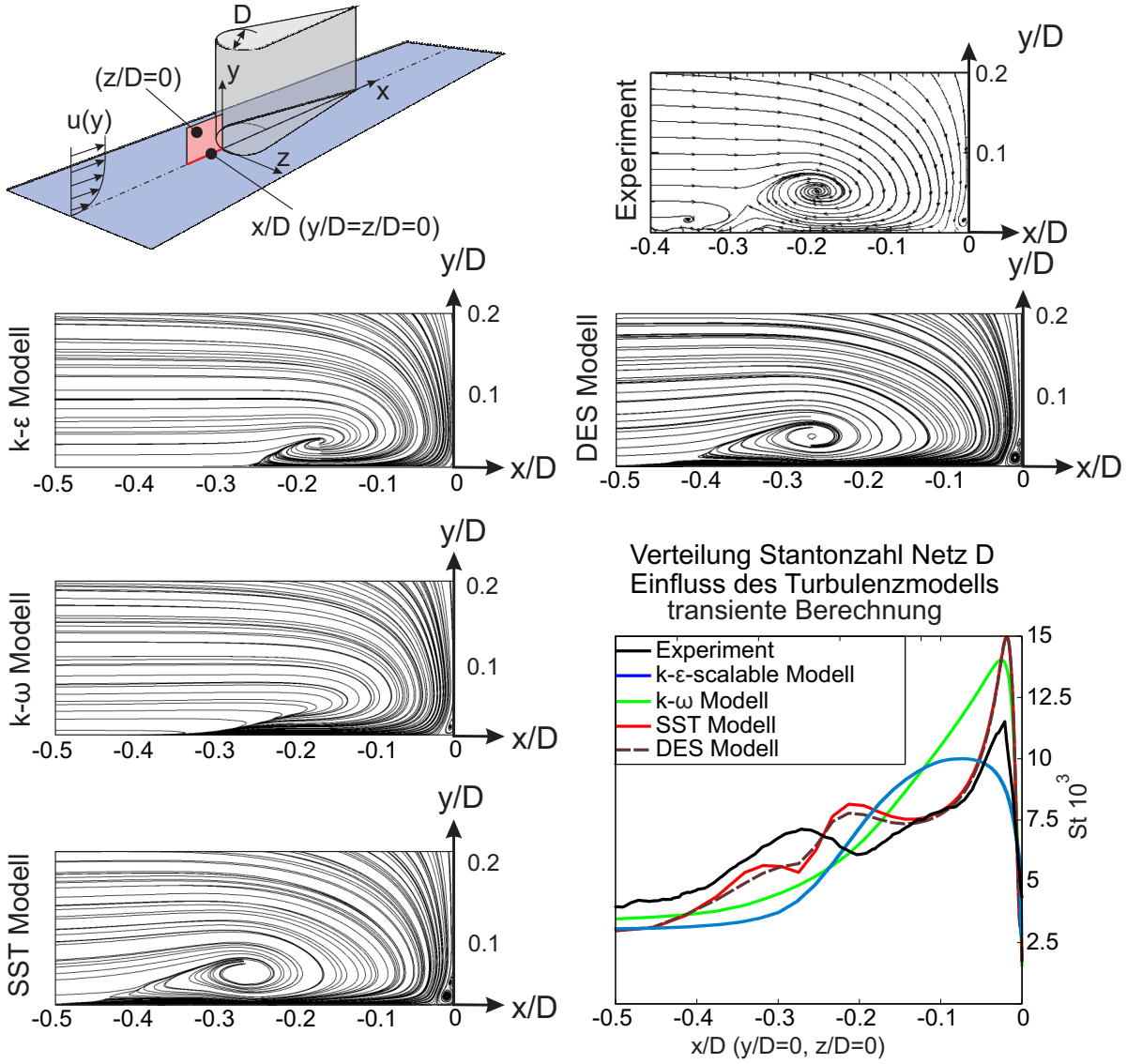


Abbildung 8.2: Strömungsfeld in der Ebene z/D=0, Vergleich der Turbulenzmodelle, transiente Berechnung, Netz D, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

Eine Bestimmung des Eckenwirbels kann nicht mit jedem Turbulenzmodell erfolgen. In Verbindung mit dem $k - \epsilon$ **Modell** ist eine Auflösung des kleinskaligen Eckenwirbels ausgeschlossen. Neben dem fehlenden Eckenwirbel werden auch der sekundäre und tertiäre Wirbel nicht herausgestellt. Dies ist auf die Verwendung der skalierbaren Wandfunktion und deren Schwächen bei der Simulation von wandnahen Strömungen unter Einwirkung entgegengerichteter Druckgradienten zurückzuführen [82]. Nur die Darstellung eines Hufeisenwirbels mit geringer Wirbelstärke ist mit diesem Modell möglich [82], was sich in Abbildung 8.2 nicht nur im Strömungsfeld, sondern auch in der Verteilung des Wärmeübergangs zeigt.
Da keine sekundären und tertiären Wirbel bestimmt werden ist der Ablösepunkt x_V

des Hufeisenwirbels in der Symmetrieebene gleich dem Sattelpunkt x_S. Dieser liegt mit x/D=-0,26 deutlich näher an der Vorderkante als bei den anderen Modellen, was auf eine Unterbestimmung der Stärke der Rückströmung im Bereich zwischen Seitenwand und dem Hufeisenwirbel zurückzuführen ist.
Der Kern des Hufeisenwirbels liegt bei dem $k - \epsilon$ Modell mit y/D=0,034 von allen betrachteten Modellen der Seitenwand am nächsten. Der berechnete Wärmeübergang erreicht bereits ab ca. x/D=-0,3 stromaufwärts der Vorderkante die Werte der ungestörten Grenzschicht.

Das **SST Modell** bestimmt den Kern des zeitgemittelten Hufeisenwirbels bei x/D=-0,26 [82]. Hier liegt ein lokales Minimum des Wärmeübergangs vor. Der sekundäre und der tertiäre Wirbel sind in der zeitgemittelten Darstellung schwer identifizierbar.
Die gleiche Feststellung lässt sich für das **DES Modell** machen. SST und DES Modell bestimmen beide eine sehr deutliche Rückströmung unter dem Hufeisenwirbel. Dies führt dazu, dass der zeitgemittelte Sattelpunkt x_S weiter stromaufwärts zu finden ist, als bei den beiden anderen Modellen und dem Experiment. Dies weist darauf hin, dass die berechnete Rückströmung unter dem Hufeisenwirbel überbestimmt ist. Apsley und Leschziner [109] bestätigen diese Beobachtung für die Verwendung des SST Modells.
Der Hufeisenwirbel besitzt im Fall des DES Modells eine gegenüber dem SST Modell geringfügig gesteigerte Wirbelstärke, der zeitgemittelte Wirbelkern liegt mit x/D=-0,26 weiter von der Vorderkante entfernt. Die Distanz des Wirbelkerns zur Seitenwand wird von beiden Modellen übereinstimmend bei y/D=0,04 ermittelt.

Insgesamt wird der zeitgemittelte Sattelpunkt mit dem $k - \omega$ Modell in bester Übereinstimmung mit dem Experiment ermittelt. Dieses Modell versagt jedoch bei der Bestimmung des Wirbelsystems, was zu einer Unterschlagung des zweiten Maximums erhöhten Wärmeübergangs führt. Das $k - \epsilon$ Modell in Verbindung mit der skalierbaren Wandfunktion stellt den Kern des Hufeisenwirbel zu nah an Seitenwand und Vorderkante dar und unterbestimmt die Rückströmung unter dem Wirbel, wodurch es zu einem unverhältnismäßig nahen Sattelpunkt vor der Vorderkante und einem raschen Abfall des Wärmeübergangs stromaufwärts von diesem kommt.
Die Region des Hufeisenwirbels ist für das $k - \epsilon$ Modell und das $k - \omega$ Modell gegenüber dem SST und DES Modell weniger stark ausgeprägt und weist eine geringere Wirbelstärke auf. Der Grund hierfür ist der hohe Grad an Wirbelviskosität, den beide Modelle bestimmen, welcher dämpfend auf die Bestimmung von Strömungsablösung und Wirbelentwicklung wirkt. Im Fall des DES und SST Modells ist der Wert der ermittelten Wirbelviskosität deutlich geringer [82].
SST und DES Modell bestimmen das Rückströmungsgebiet zu umfangreich und den Sattelpunkt damit in zu großem Abstand von der Vorderkante. Der Hufeisenwirbel ist in zu großer Distanz von der Vorderkante und in zu geringem Abstand von der Seitenwand ermittelt. Dadurch wird die Interaktion des Wirbels mit der seitenwandnahen viskosen Unterschicht überbestimmt, was einen leichten Anstieg des Wärmeübergangs im Bereich von $-0,15 \leq x/D \leq -0,23$ zur Folge hat, der im Experiment nicht nachgewiesen werden konnte.
Die Modellierung eines Eckenwirbels ist essentiell zur Darstellung des lokal erhöhten Wärmeübergangs im nahen Eckbereich von Schaufelprofil und Seitenwand (erstes Maximum). Wird der Eckenwirbel durch das Modell nicht wiedergegeben, kann kein diskreter

lokal erhöhter Wärmeübergang vor der Vorderkante festgestellt werden.

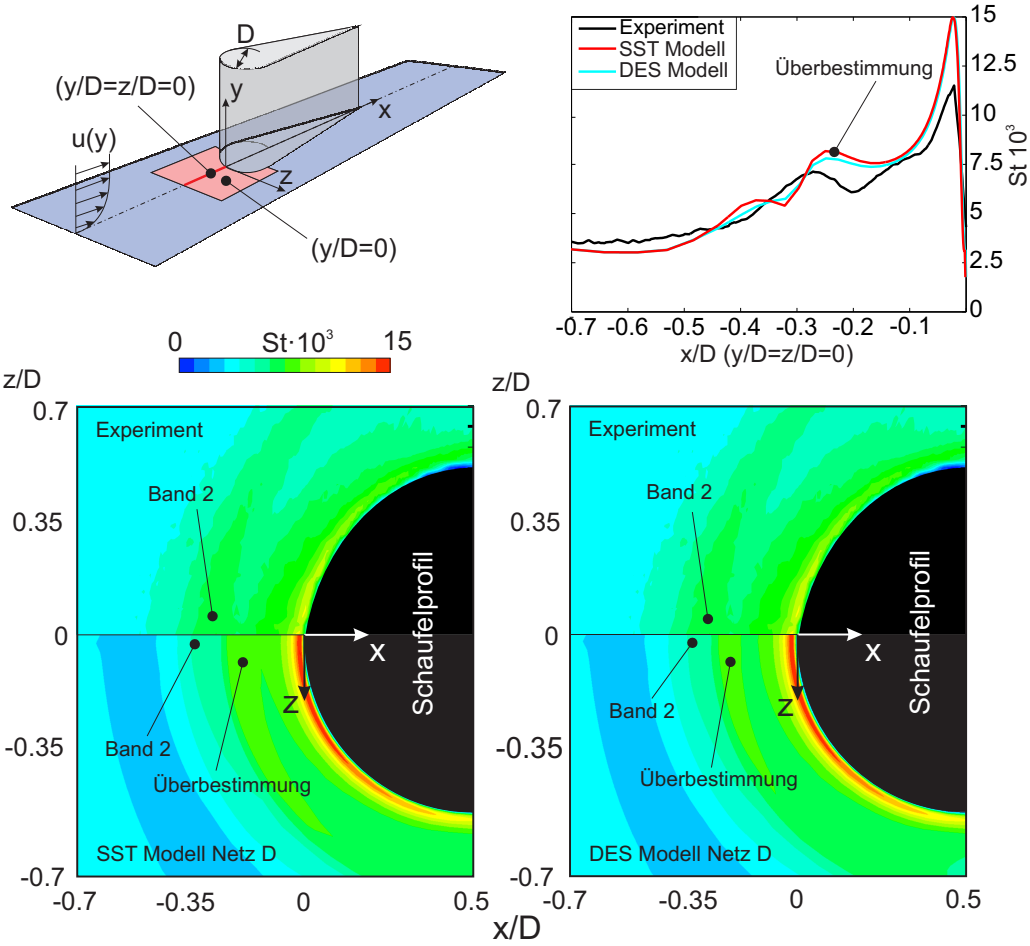


Abbildung 8.3: Stantonzahlverteilung in der Ebene y/D=0, Vergleich des Experiments mit dem SST und DES Modell, Netz D, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

Abbildung 8.3 stellt den bereits diskutierten Ergebnissen die mit dem SST und dem DES Modell ermittelten Verteilungen der Stantonzahl auf der Seitenwand gegenüber. Die untere Bildhälfte der Konturdarstellung zeigt die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen, die obere die experimentell ermittelte Verteilung. Die Verteilung der Stantonzahl in der Symmetrieebene ist ergänzend dargestellt.
In der experimentell ermittelten Verteilung der Stantonzahlen zeigt sich, dass bei Umrunden der Vorderkante mit zunehmender Distanz zur Symmetrieebene eine deutliche Reduzierung des Wärmeübergangs stattfindet. Dieser ist in den numerischen Ergebnissen ebenfalls festzustellen, findet jedoch weiter stromabwärts statt. Der Wärmeübergang in die Seitenwand wird somit durch die Modelle überbestimmt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die bei der Bewegung der Wirbel stromabwärts stattfindenden Diffusions- und Dissipationseffekte in der Simulation unterbestimmt werden.
Beide Modelle ermitteln sowohl das erste, wie auch das zweite Band erhöhten

Wärmeübergangs. Das erste Band wird von beiden Modellen gleichmaßen überhöht dargestellt. Infolge des in zu großem Abstand vor der Vorderkante bestimmten Wirbelsystems ist das zweite Band ebenfalls in zu großem Abstand vor der Vorderkante zu finden. Der Betrag des Wärmeübergangs in diesem Bereich wird von beiden Modellen unterbestimmt. Aufgrund der bereits diskutierten Überbestimmung der Interaktion zwischen Hufeisenwirbel und viskoser Unterschicht ergibt sich in den numerischen Untersuchungen ein weiteres Band erhöhten Wärmeübergangs, das sich in der Verteilung des Wärmeübergangs deutlicher darstellt als das zweite Band. Bei Umrunden der Vorderkante unterliegt diese Überbestimmung im Fall des SST Modells einer Reduktion des Wärmeübergangs. Dissipations- und Diffusionseffekte werden auch von SST und DES Modell in der Simulation nicht in ausreichendem Maß berücksichtigt, wodurch sich im gesamten Nahbereich vor der Vorderkante erhöhte Beträge für den Wärmeübergang ergeben.

8.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung

Der Eckenwirbel entwickelt sich aus der sich an der Vorderkante ausbildenden Grenzschicht des zur Seitenwand abströmenden Fluides. Er hat die gleiche Rotation wie die ihn verusachende abströmende Grenzschicht an der Vorderkante. Die durchgeführten numerischen Untersuchungen zeigen, dass Lage, Größe und Form des berechneten Eckenwirbels weitgehend unabhängig von der Elementdichte im Bereich vor der Nasenkante ist.
Abbildung 8.4 stellt die mit dem DES und SST Modell in Verbindung mit den Netzen A-DD bestimmten Eckenwirbel gegenüber. Mit steigender Anzahl an Elementen über den Wirbeldurchmesser steigt der Wert der berechneten turbulenten kinetischen Energie, sowie die berechnete Wirbelintensität an, was hier durch die Darstellung des Q-Kriteriums verdeutlicht wird. Dieses ist mit der Hauptströmungsgeschwindigkeit und dem Vorderkantendurchmesser normalisiert. Hier kommen Effekte numerischer Diffusion zum Tragen, die mit steigender Anzahl an Stützstellen reduziert werden.
In den durchgeführten numerischen Untersuchungen zeigt sich der Eckenwirbel stabil in Raum und Zeit, somit weist er unter den betrachteten Bedingungen ein stationäres Verhalten auf. Die Modellierung des Eckenwirbels ist an eine Auflösung des ihn beinhaltenden Strömungsgebietes mit einer Mindestanzahl an Zellen über den Wirbeldurchmesser gekoppelt. Ist diese nicht gegeben, bleibt der Eckenwirbel durch die Modellierung unberücksichtigt. Dies ist für die Netze A und B der Fall. In den durchgeführten Untersuchungen liegt die Mindestanzahl bei 11 Elementen in Hauptströmungsrichtung, der Mindestwert für den dimensionslosen Wandabstand liegt bei $y+ \leq 5$. Die untersuchten Netze, die diese Bedingung nicht erfüllen, bestimmen an der Vorderkante statt einer Ablösung der Grenzschicht und dem Aufrollen des Eckenwirbels den ablösungsfreien Transport von Grenzschichtmaterial um die Vorderkante. Unter Verwendung des $k - \omega$ Modells findet eine Bestimmung des Eckenwirbels bei ausreichend feinem Netz C und D statt.

Abbildung 8.5 stellt die Gegenüberstellung der zeitgemittelten Strömungsfelder dar, welche mit dem DES Modell unter Verwendung der Netze D und DD bstimmt wurden. Die Netze unterscheiden sich in der räumlichen Diskretisierung senkrecht zur Oberfläche der Profilvorderkante. Die Distanz der ersten Netzlinie zur Seitenwand- bzw. Profiloberfläche

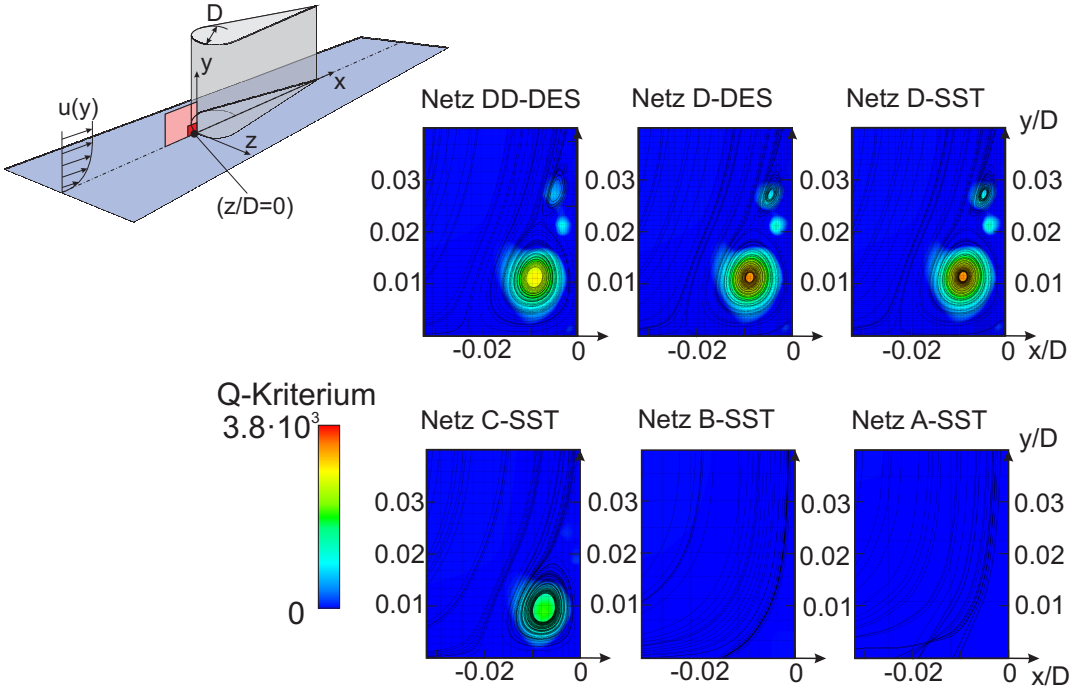


Abbildung 8.4: Einfluss des gewählten Rechennetzes auf die Modellierung des Eckenwirbels, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

ist jeweils identisch. Während im Fall von Netz D eine höhere Anzahl an Stützstellen im Bereich des Eckenwirbels $(-0,1 \leq x/D \leq 0)$ vorhanden ist, liegt der Fokus in der Vernetzung im Fall von Netz DD auf der Realisierung äquidistanter Zellen im Bereich des Hufeisenwirbels und des sekundären und tertiären Wirbel $(-0,6 \leq x/D \leq -0,1)$ [82]. Dies wird auch durch die Verteilung der Elementvolumenraten wiedergegeben, die in der Abbildung links oben zu sehen sind. Die Elementvolumenrate repräsentiert das Verhältnis des größten zum kleinsten Element, welche einen Knoten gemeinsam haben. Im Fall von Netz D liegt diese zunächst niedriger als im Fall von Netz DD, was die höhere Elementdichte im Bereich des Eckenwirbels und des ersten Peaks hohen Wärmeübergangs bestätigt. Anschließend steigt sie gegenüber Netz DD an, wodurch sich im Bereich des Hufeisenwirbels und des sekundären und tertiären Wirbels eine geringere Dichte an Elementen ergibt, die sich mit zunehmendem Abstand zur Vorderkante stetig vergrößern. Die Gesamtanzahl der Elemente im Bereich $(-0,6 \leq x/D \leq 0)$ ist bei beiden Netzen übereinstimmend. Ergänzend ist in der Abbildung unten links die Verteilung der Stantonzahlen gegeben.

Wie bereits in Abbildung 8.4 zu sehen war, weisen die mit Netz D und DD berechneten Eckenwirbel unterschiedliche Beträge in der Verwirbelung und den berechneten turbulenten Größen auf. Der Betrag des berechneten Wärmeübergangs in die Seitenwand für das erste Maximum ist jedoch identisch, wie die Verteilung der Stantonzahlen verdeutlicht [82]. Im Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt sich darüber hinaus, dass die Position des ersten Maximums korrekt bestimmt ist. Dies bestätigt, dass eine treffende Ermittlung der Position des Eckenwirbels notwendig ist, um das lokal begrenzte Maximum des Wärmeübergangs vor der Vorderkante in seiner Positon zutreffend darzustellen. Der berechnete Betrag des Wärmeübergangs ist jedoch nicht von der quantitativen Darstellung

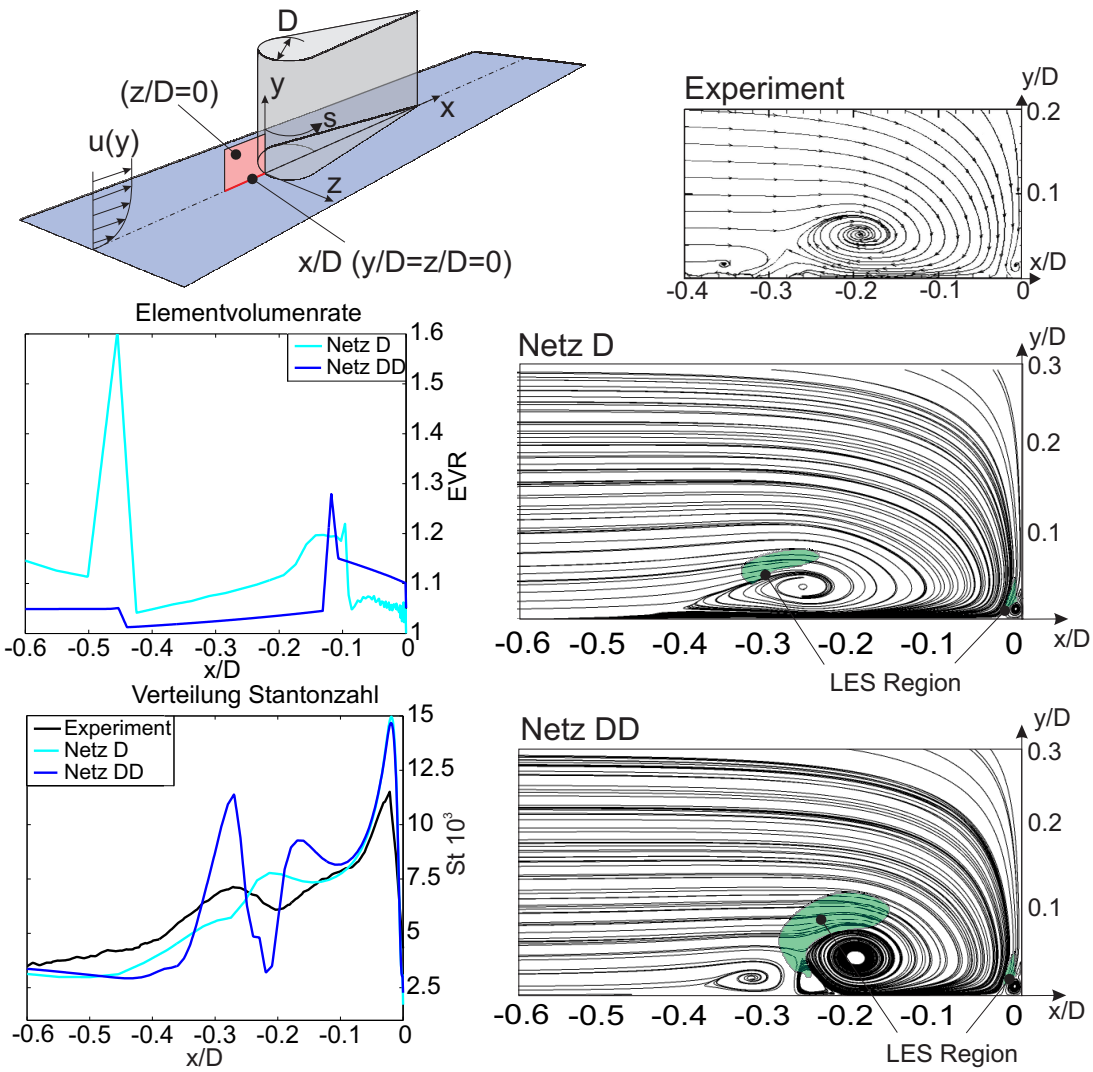


Abbildung 8.5: Einfluss der Netzstruktur auf die Modellierung der Wirbelstrukturen und der Verteilung der Stantonzahl vor der Vorderkante [82], $Re_D = 7 \cdot 10^4$

der turbulenten Größen im Bereich des Eckenwirbels abhängig. Der Wärmeübergang ist hier auf eine Prallströmung zurückzuführen. Seine Darstellung ist von der Berechnung des Transportes von turbulenzarmem Fluid aus der äußeren Grenzschicht durch den Hufeisenwirbel und somit von dessen Modellierung abhängig.

Im Bereich des Hufeisenwirbels, sowie des sekundären und tertiären Wirbels ($-0,6 \leq x/D \leq -0,1$) zeigt die numerische Untersuchung des Wirbelssystems eine hohe Sensitivität gegenüber der Netzstruktur. Bei Verwendung von Netz DD wird eine quasistationäre Lösung berechnet. Der Hufeisenwirbel, sowie sekundärer und tertiärer Wirbel sind hier im zeitgemittelten Strömungsfeld deutlich zu erkennen [82]. Eine weitere Reduzierung des gewählten dimensionslosen Zeitschrittes auf $t* = 0.005$ konnte bei Verwendung dieses Netzes kein instationäres Verhalten der Wirbelstrukturen herausstellen.

Unter Verwendung von Netz E, welches mit Netz DD identisch ist, aber über die doppelte Anzahl an Elementen quer zur Hauptströmungsrichtung entlang der Vorder-

kantenoberfläche (s-Koordinate) verfügt, wurde ein identisches Geschwindigkeitsfeld in der Symmetrieebene vor der Vorderkante ermittelt. Dieses führte zu einer identischen Verteilung der Stantonzahlen im Eckbereich von Seitenwand und Profilvorderkante. Es ist hier davon auszugehen, dass die Anzahl der Stützstellen bei der Modellierung der Wirbelstreckung aufgrund des Transportes um die Vorderkante keinen Einfluss auf das instationäre Verhalten vor der Vorderkante ausübt. Die Position des Hufeisenwirbels wird durch die Simulation gut wiedergegeben, die sekundären und tertiären Wirbel liegen zu nah an der Vorderkante. Die Ausbreitung des Wirbelsystems in x-Richtung ist unterbestimmt.

Eine steigende Anzahl der Stützstellen vor der Vorderkante zeigt einen förderlichen Effekt für die Bestimmung der Position des Wirbelsystems in der Symmetrieebene. So wird, wie Abbildung 8.5 zeigt, der Hufeisenwirbel mit einer zunehmenden Anzahl an Stützstellen in seinem Bereich näher an der Vorderkante und in größerem Abstand zur Seitenwand bestimmt [82]. Dies ist in besserer Übereinstimmung mit dem Experiment. Mit beiden verwendeten Netzen wird der Hufeisenwirbel in zu großem Abstand zur Vorderkante bestimmt. Die Problematik, dass in der numerischen Untersuchung das Wirbelsystem gegenüber dem Experiment weiter stromaufwärts liegt, konnten schon Paik et al. [110] in ihren Untersuchungen feststellen.

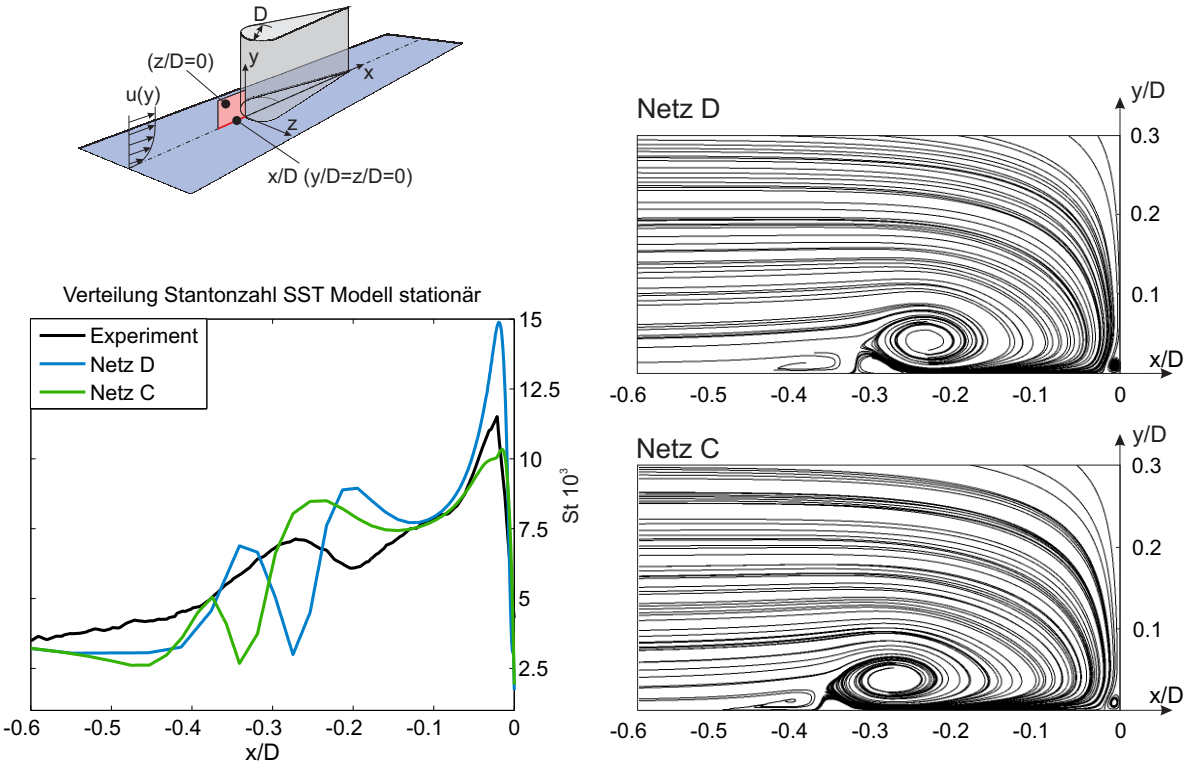


Abbildung 8.6: Einfluss der Netzstruktur auf die numerische Bestimmung des Wärmeübergangs im Bereich des sekundären Wirbels, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

Es ist bei Betrachtung des Wirbelsystems weiterhin zu beachten, dass Hufeisenwirbel, sowie der sekundäre und tertiäre Wirbel in der Berechnung mit Netz DD näher zusammenliegen, als die zeitgemittelten Stromlinien im Experiment zeigen. Die Netztopologie führt

hier somit zu einer künstlich erzeugten Streckung bzw. Stauchung des Wirbelssystem in der Symmetrieebene vor der Vorderkante [82]. Dieser Effekt ist unabhängig von der zeitlichen Darstellung, was der Vergleich der mit dem SST Modell bei stationärer Berechnung mit Netz C und D ermittelten Strömungsfelder in Abbildung 8.6 bestätigt.

Die Abbildungen 8.7, 8.8 zeigen die zeitgemittelten Strömungsfelder in der Symmetrieebene vor der Vorderkante, sowie die zeitgemittelten Wandstromlinien in Kombination mit dem Betrag der Wandschubspannung auf der Seitenwand. Dargestellt sind die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen mit dem DES Modell in Verbindung mit Netz DD bzw. Netz D.

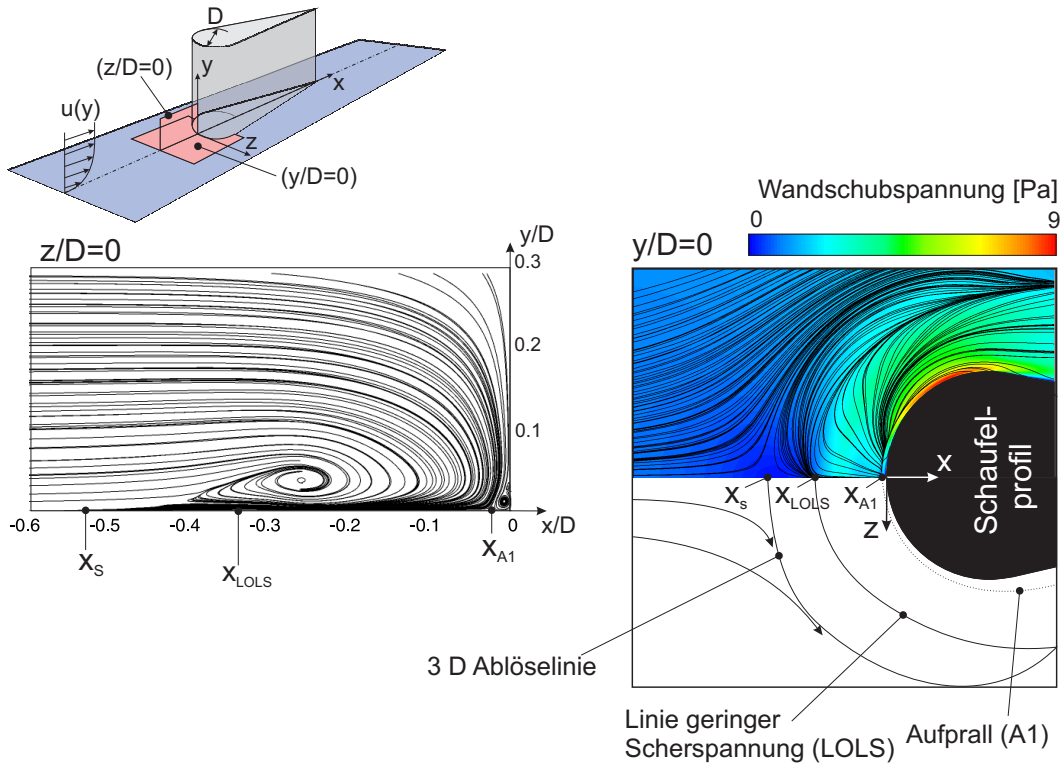


Abbildung 8.7: Zeitgemitteltes Strömungsfeld und Wandschubspannung auf der Seitenwand vor der Vorderkante und in der Symmetrieebene, DES Modell in Verbindung mit Netz D, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

Das mit dem DES Modell in Verbindung mit Netz D ermittelte Wandstromlinienprofil ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Untersuchungen in [79]. Dieses ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Es existiert eine dreidimensionale Ablösung mit einem Sattelpunkt an der Stelle x/D=-0,55. Weiterhin ist der Strömungsaufprall zwischen Hufeisenwirbel und Eckenwirbel bei x/D= -0.024 zu sehen. Bei Betrachtung der Wandschubspannung wird deutlich, dass die Linie geringer Wandschubspannung (LOLS) den Bereich geringer Wandschubspannung in der Grenzschicht fern des Hindernisses von dem Bereich hoher Wandschubspannung im Eckbereich von Seitenwand und Hindernis trennt, wie von Devenport und Simpson [79] beschrieben.
Die Stelle der zeitgemittelt niedrigsten Wandschubspannung wird in [67] mit x/D=-0,27

angegeben, diese liegt in der Simulation mit x/D=-0,34 deutlich weiter von der Vorderkante entfernt. Da diese Stelle im Experiment mit hohen gemessenen Wärmeübergängen einhergeht (zweites Maximum erhöhten Wärmeübergangs), müsste analog auch in der Simulation das zweite Maximum erhöhten Wärmeübergangs in entsprechend größerem Abstand zur Vorderkante zu finden sein. Dies bestätigt die in Abbildung 8.5 gezeigte Verteilung der Stantonzahl auf der Seitenwand in der Symmetrieebene vor der Vorderkante zwar, der Wärmeübergang fällt im Betrag jedoch deutlich niedriger aus, als im Experiment festgestellt.
Dieser Mangel in der Darstellung des zweiten Maximums durch die numerische Untersuchung mit Netz D gründet auf einem Mangel in der Bestimmung des instationären Verhaltens des Wirbelsystems in diesem Bereich. Insbesondere das Austreiben des sekundären Wirbels und das den Wärmeübergang steigernde Einströmen von Grenzschichtmaterial an seine Stelle wird nicht berücksichtigt. Die Simulation stellt lediglich eine periodische Vor- und Rückströmung des Hufeisenwirbels heraus. Der Hauptanteil des im Bereich des Sekundärwirbels auf die Seitenwand auftreffenden Fluides hat seinen Ursprung unter dem Hufeisenwirbel. Im zeitlichen Mittel ist die treibende Temperaturdifferenz des Wärmeübergangs in der Berechnung damit geringer als die Konzentrationsdifferenz des auftreffenden Fluides im Experiment.

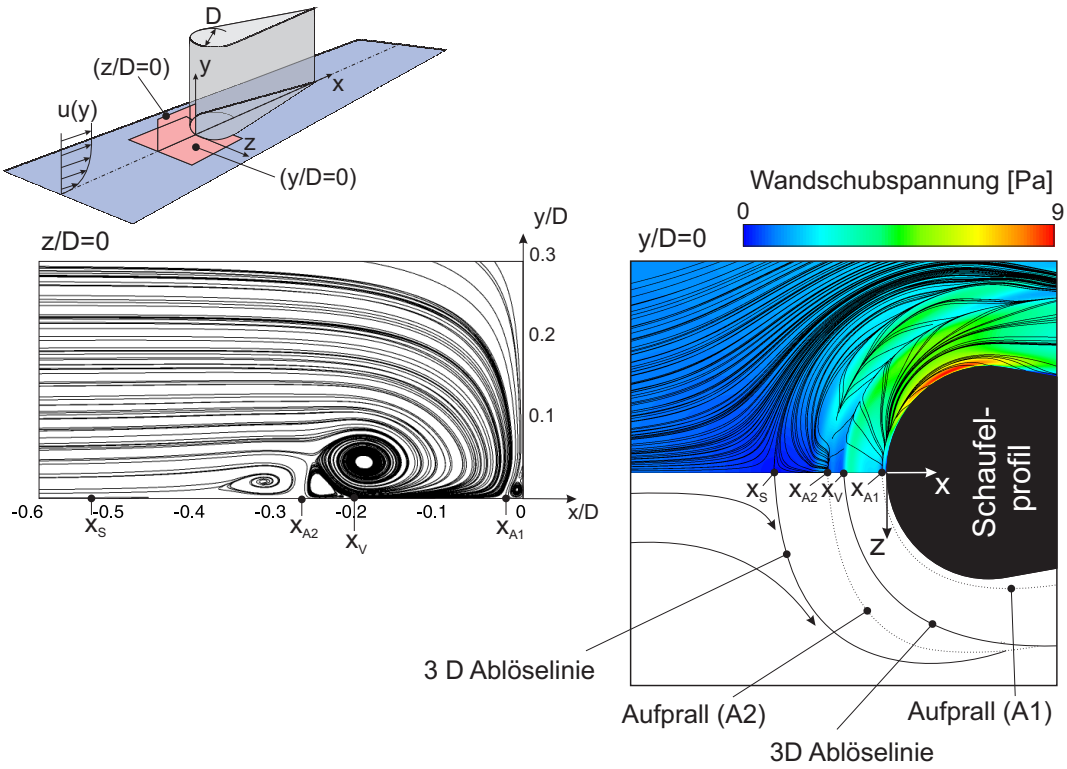


Abbildung 8.8: Zeitgemitteltes Stromlinieprofil und Wandschubspannung auf der Seitenwand vor der Vorderkante und in der Symmetrieebene, DES Modell in Verbindung mit Netz DD, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

Die mit dem DES Modell in Verbindung mit Netz DD ermittelten Wandstromlinien, gezeigt in Abbildung 8.8, entsprechen dem Strömungsfeld vor einem hohen Zylinder vor-

gestellt von Baker [69]. Neben der dreidimensionalen Ablösung der ankommenden Grenzschicht, beginnend am Sattelpunkt x_S bei x/D=-0,53 ist eine weitere dreidimensionale Ablösung ausgehend von x_V bei x/D=-0,2 zu finden. Diese entspricht der Ablöselinie des Hufeisenwirbels und trennt die Bereiche niedriger Wandschubspannung im Fernfeld des Profils und hoher Wandschubspannungen nahe der Vorderkante. Ein Strömungsaufprall findet sich zwischen Eckenwirbel und Hufeisenwirbel ausgehend von x_{A1} an der Stelle x/D=-0,024 und zwischen sekundärem und tertiären Wirbel beginnend bei x_{A2} bei x/D=-0,27 statt. An dieser Stelle wird mit dem zweiten Maximum durch das Modell ein sehr hoher Wärmeübergang ermittelt, während niedrige Wandschubspannungen vorliegen.

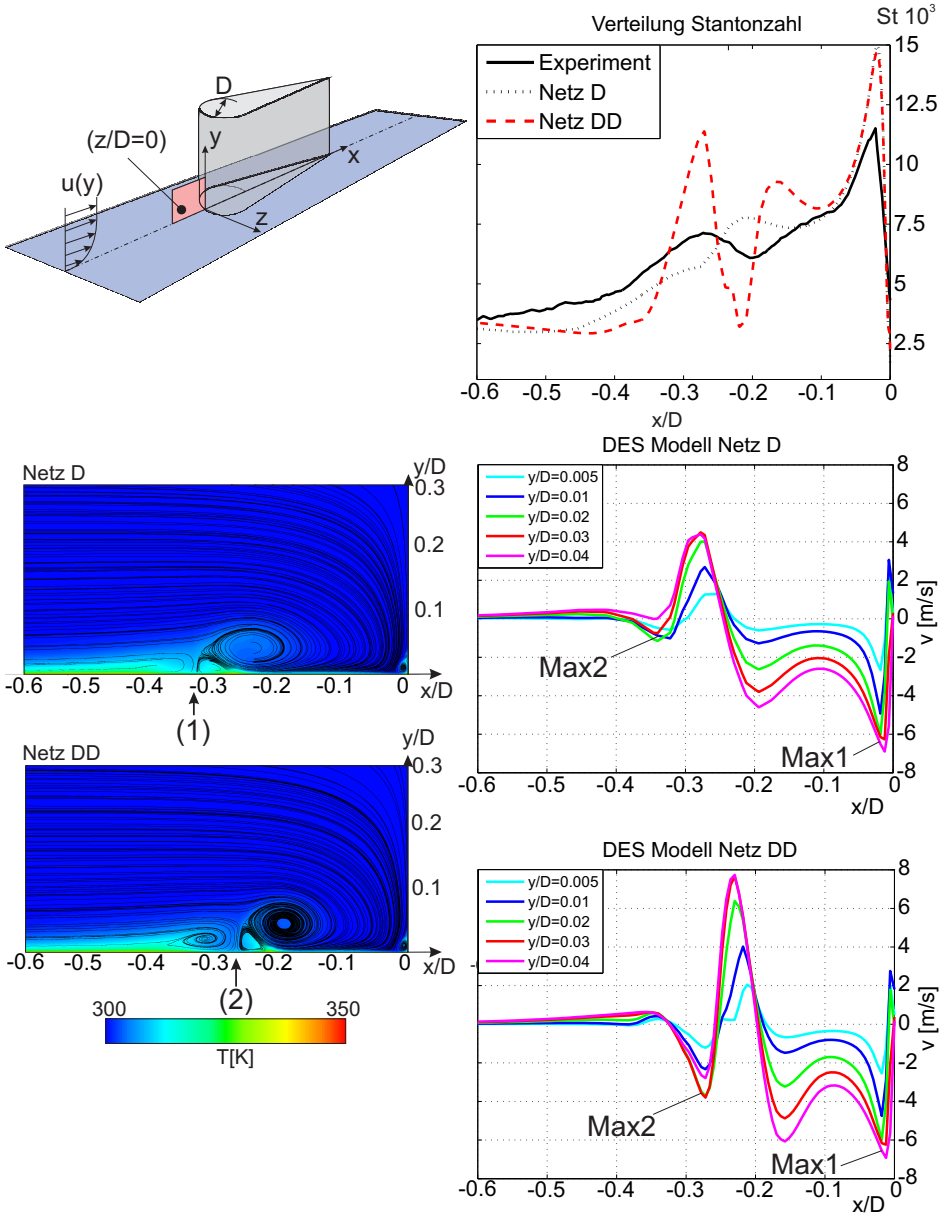


Abbildung 8.9: Vergleich der Stromlinien und Temperaturprofile in der Symmetrieebene vor der Nasenkante berechnet mit dem DES Modell in Verbindung mit Netz DD und D, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

Das Austreiben des sekundären Wirbels wird durch die Simulation in Verbindung mit Netz DD ebenfalls nicht berücksichtigt, wie es bereits für Netz D der Fall war. Hier wird der Wärmeübergang des zweiten Maximums jedoch sehr hoch bestimmt. Die feinere räumliche Auflösung hat somit in diesem Bereich einen steigernden Effekt auf den berechneten Wärmeübergang. Die Begründung für die Steigerung wird folgend gegeben.

Der tertiäre und sekundäre Wirbel werden im Fall von Netz D sehr flach und nahe an der Seitenwand liegend bestimmt. Die Strömung zur Seitenwand hin, die sich zwischen sekundärem und tertiärem Wirbel ausbildet, siehe Abbildung 8.9 Region (1), wird daher von Fluid aus der wandnahen Temperaturgrenzschicht gespeist. Dies bedingt eine geringe Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluidmaterial und damit eine geringere treibende Temperaturdifferenz für den Wärmeübergang.
Im Fall von Netz DD werden sekundärer und tertiärer Wirbel weniger flach und in größerer Distanz zur Seitenwand ermittelt. Diese transportieren nun vergleichsweise kühleres Fluid aus einem wandferneren Bereich der Temperaturgrenzschicht zur Seitenwand hin, siehe Abbildung 8.9 Region (2). Hier ist die treibende Temperaturdifferenz und der damit einhergehende Wärmeübergang größer. Für die Darstellung der Berechnungsergebnisse mit Netz D wurde ein repräsentativer Zeitschritt ausgewählt, weitere Zeitschritte zeigen analog die gleiche Problematik.

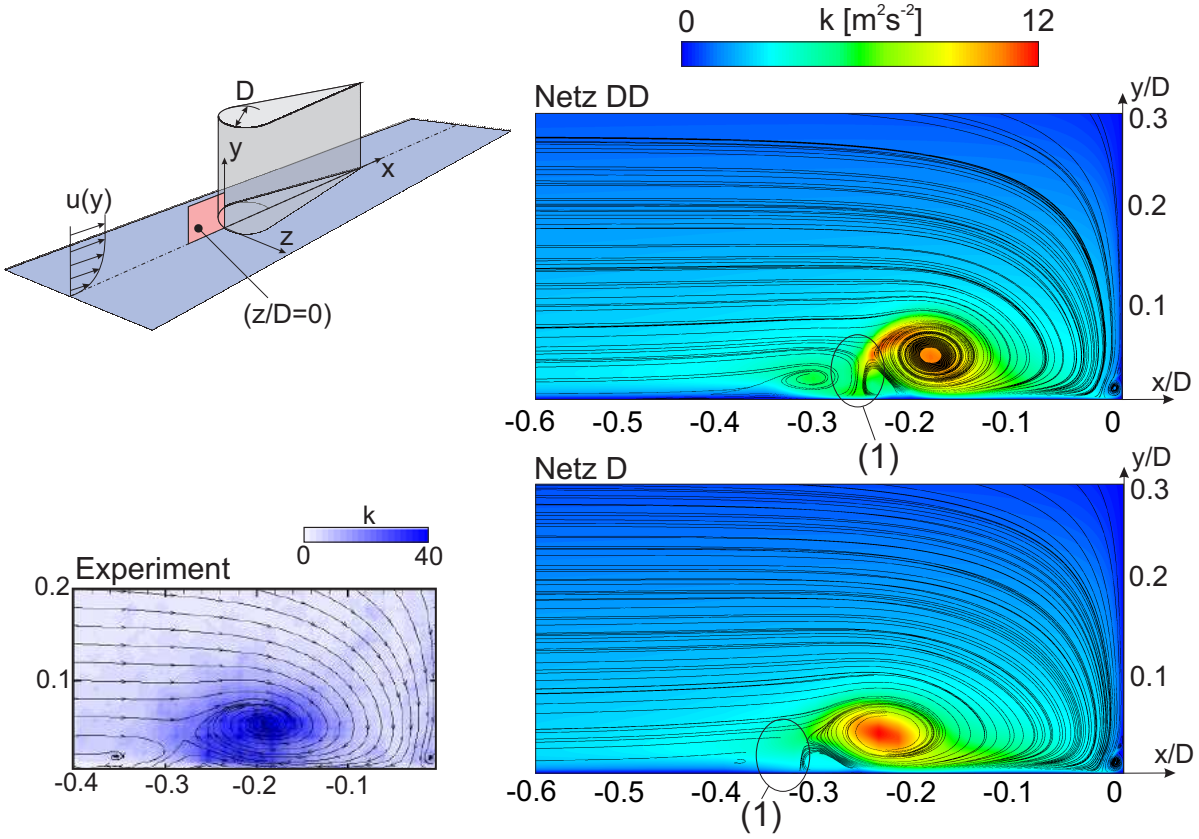


Abbildung 8.10: Vergleich der Stromlinien und Verteilung der turbulenten kinetischen Energie in der Symmetrieebene vor der Nasenkante: Experiment und numerische Untersuchung mit dem DES Modell in Verbindung mit Netz DD und D, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

Ergänzend sind in der Abbildung 8.9 die Verteilungen der zeitgemittelten Geschwindigkeitskomponente v in y-Richtung für beide Netze in variierenden Abständen y/D zur Wand gegeben. Es wird deutlich, dass das erste Maximum (Max1) hohen Wärmeübergangs auf eine Prallströmung zurückzuführen ist. Die Geschwindigkeitsbeträge sind für die beiden betrachteten Netze übereinstimmend, was auch auf den berechneten Wärmeübergang zutrifft. Im Fall des zweiten Maximums (Max2) erhöhten Wärmeübergangs weist die Geschwindigkeitskomponente v für Netz DD hohe Beträge auf. Der Transport von Fluid durch sekundären und tertiären Wirbel besitzt im Fall von Netz DD somit den Charakter einer Prallströmung, was eine förderliche Auswirkung auf den bestimmten Wärmeübergang hat.

Bestätigend ist in Abbildung 8.10 zu sehen, dass bei Netz DD mit einer hohen Anzahl an Stützstellen, die berechnete turbulente kinetische Energie im Bereich (1) zwischen sekundärem und tertiärem Wirbels höher ist, als im Fall von Netz D. Weiterhin wird die viskose Unterschicht hier stärker durch die auftreffende Strömung penetriert. Dies fördert den Wärmeübergang in die Seitenwand. Für die Darstellung der numerischen Untersuchung mit Netz D in Abbildung 8.10 wurde ein repräsentativer Zeitschritt ausgewählt.

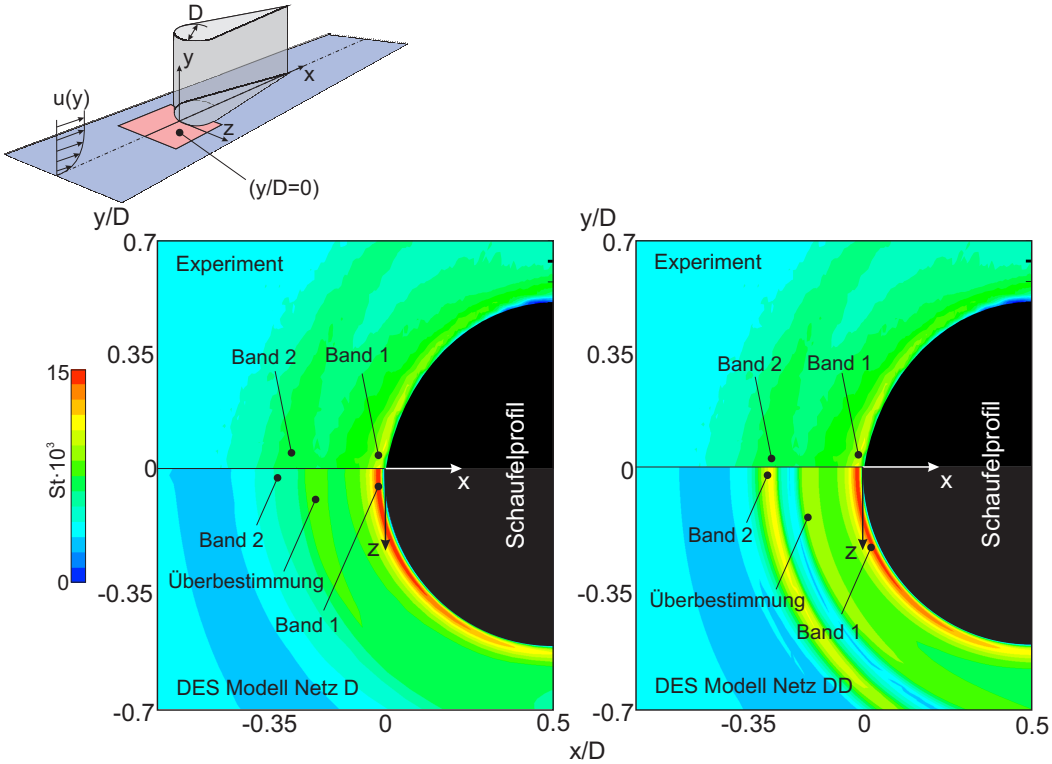


Abbildung 8.11: Berechnete Stantonzahlverteilung auf der Seitenwand vor der Vorderkante, DES Modell in Verbindung mit Netz D und Netz DD, $Re_D = 7 \cdot 10^4$

Besonders gut stellt sich in Abbildung 8.10 auch der Anstieg der turbulenten kinetischen Energie im Nahfeld des Hufeisenwirbels um etwa eine Größenordnung dar. Die ergänzend gezeigte Verteilung der im Experiment nachgewiesenen turbulenten kinetische Energie weist im Mittel um den Faktor drei höhere Werte, als die Ergebnisse der numerischen

Untersuchungen auf. Dies liegt darin begründet, dass die normalen Produktionsterme der Reynoldsspannungen für die Produktion der turbulenten kinetischen Energie ebenso entscheidend sind, wie die Scherspannungen [74]. Wirbelvikositätsmodelle sind nicht auf die Auflösung der Normalspannungen im Reynoldsspannungsterm ausgelegt und versagen daher aufgrund der Annahme von isotroper Turbulenz bei der Modellierung der normalen Produktionsterme. Große Teile des Wirbelsystems liegen ausserhalb der in Abbildung 8.5 gezeigten LES Region. Deren Modellierung findet daher durch das dem DES Modell zugrundeliegende SST Wirbelviskositätsmodell statt. Die turbulente kinetische Energie im Bereich des Hufeisenwirbels wird unterbestimmt.

Die Abbildung 8.11 stellt die mit dem DES Modell und den Netzen D und DD ermittelten Verteilungen der Stantonzahlen auf der Seitenwand dar. Die experimentell ermittelten Stantonzahlverteilungen sind diesen im oberen Bereich der Konturplots gegenübergestellt. Das in Abbildung 8.11 auf der rechten Seite gezeigte Netz DD bestimmt die Position der Bänder erhöhten Wärmeübergangs qualitativ gut. Aus bereits diskutierten Gründen ist der Wärmeübergang des zweiten Maximums (Band 2) deutlich überbestimmt. Ein weiteres Band erhöhten Wärmeübergang findet sich direkt stromabwärts der sich von x_V aus bildenden Ablöselinie. Dessen Enstehung ist auf die bereits in Abschnitt 8.2 diskutierte Interaktion der Wirbel mit der viskosen Unterschicht zurückzuführen. Dissipations- und Diffusionseffekte werden in der numerischen Untersuchung nicht in ausreichendem Maß berücksichtigt. Dies gilt insbesondere für das zweite Band erhöhten Wärmeübergangs. Die Position und die Entwicklung des Wirbelssystem stromabwärts der Symmetrieebene werden durch Netz DD qualitativ am besten widergegeben.

9 Wechselwirkung zwischen Filmkühlung und Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

Bei der Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Filmkühlung und Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante handelt es sich um die Superposition der bereits diskutierten Strömungsfälle der Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung, siehe Kapitel 7, und der Strömung im Eckbereich von Schaufelvorderkante und Seitenwand, siehe Kapitel 8.
Während für die aus einer diskreten Bohrung gute Ergebnisse mit dem k-ϵ Modell erzielt werden konnten, erwies sich dieses Modell als ungeeignet zur Bestimmung der Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante. Für diese Strömungskonfiguration zeigten sich das SST und DES Modell als geeignet. In den folgenden Ausführungen wird herausgestellt, in welchem Umfang die genannten Modelle zur Prognose des Superpositionsproblems geeignet sind.

Die Ansprüche der einzelnen Modelle an die räumliche Diskretisierung variieren sehr stark, daher werden auch für die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Kühlung und Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante unterschiedliche Netzmaschenweiten betrachtet.
Die in Abschnitt 5.2.3 vorgestellten Experimente liefern die Verteilung der adiabaten Filmkühleffektivität an der Wand. Diese definiert sich entsprechend Gleichung 7.2 mit $T_F(x, y) = T_{aW}(x, z)$ zu

$$\eta_{aW}(x, z) = \frac{T_\infty - T_{aW}(x, z)}{T_\infty - T_C}. \tag{9.1}$$

9.1 Einfluss der zeitlichen Diskretisierung

Die betrachtete Strömungskonfiguration des Ausblasens von Kühlluft in den Eckbereich von Schaufelprofil und Seitenwand weist ein hohes Mass an instationärem Strömungsverhalten auf. Werden diese in der numerischen Untersuchung durch eine ausreichende räumliche Diskretisierung aufgelöst, so ist festzustellen, dass die Durchführung einer stationären Berechnung nicht mehr möglich ist. Bei Verwendung des gröbsten Netzes A liefern stationäre und transiente Berechnung identische Ergebnisse. Die Wahl eines nicht ausreichend räumlich diskretisierten Strömungsgebietes führt, wie bereits in Abschnitt 8.1 diskutiert, zu einer stationären Berechnung. Bereits bei Verwendung von Netz B ist keine numerisch stabile stationäre Berechnung mehr realisierbar. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich daher auf die Ergebnisse der transienten Untersuchungen.

9.2 Einfluss der Turbulenzmodellierung

Die Entwicklung des Hufeisenwirbels ist auf eine Krümmung der Stromlinien vor der Vorderkante zurückzuführen, die aufgrund der vorhandenen Druckverhältnisse statt findet. Um den Hufeisenwirbel zu unterdrücken, muss demnach durch eine Kühlung ein ausreichendes Maß an Impuls aufgebracht werden, um den Druckkräften entgegenzuwirken. Bei Betrachtung der Ausblaserate M=0,5 zeigt die Auswertung des experimentell bestimmten zeitlich gemittelten Strömungsfeldes in der Symmetrieebene vor der Vorderkante, dass die Energetisierung der Grenzschicht sowie der Impuls des Kühlluftstrahls normal zur Seitenwand nicht ausreichend sind, um eine Abströmung vor der Vorderkante zur Seitenwand hin zu unterdrücken. Dies ist in Abbildung 9.1 zu sehen. Dem Experiment sind hier die zeitlich gemittelten Strömungsfelder der numerischen Untersuchungen gegenübergestellt, die mit den verwendeten URANS Turbulenzmodellen und dem DES Modell in Verbindung mit Netz D ermittelt wurden. Die Verteilung der Geschwindigkeitskomponente v normal zur Seitenwand ist allen Darstellungen unterlegt.

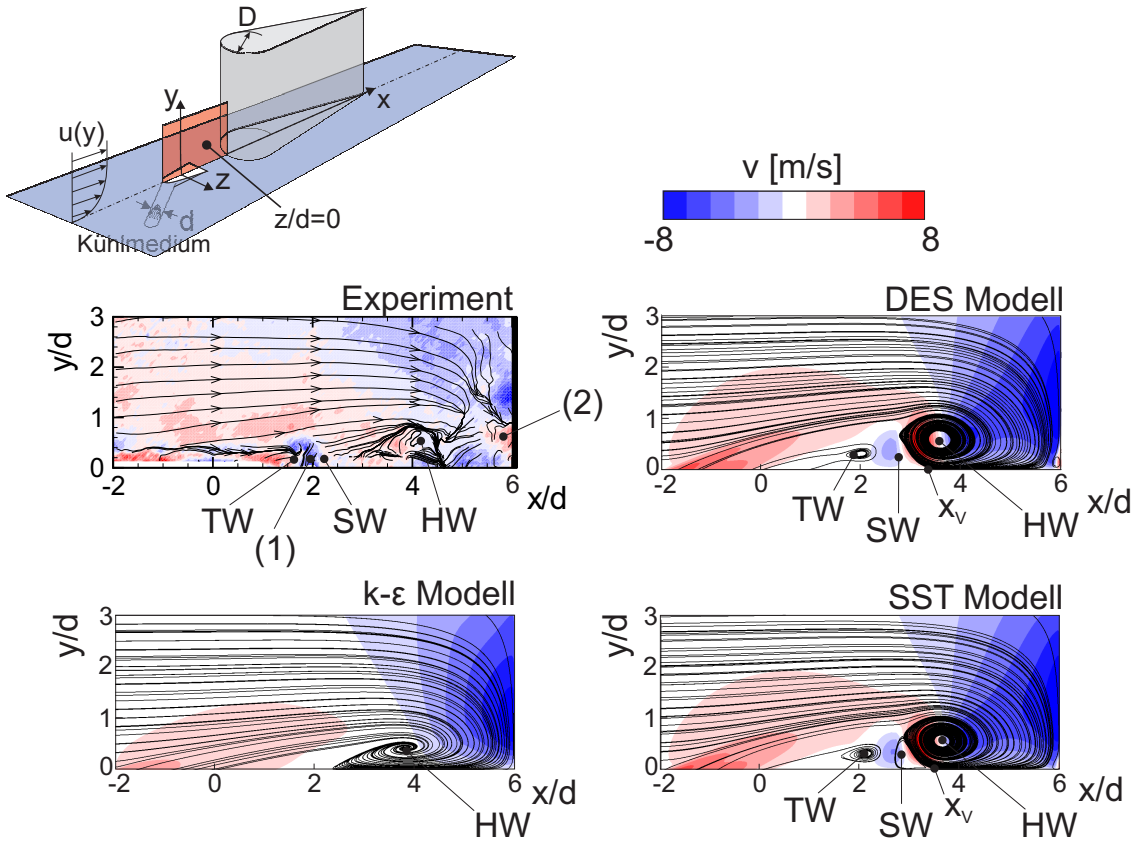


Abbildung 9.1: Strömungfeld in der Symmetrieebene vor der Vorderkante, Vergleich Experiment und numerische Untersuchungen, M=0,5, l/d=6, $Re_D = 7 \cdot 10^4$, $Re_d = 7 \cdot 10^3$

An der Vorderkante des Profils wird im Experiment das Abströmen von Fluid zur Seitenwand hin festgestellt. Dies wird stromaufwärts durch eine Strömung normal zur Seitenwand ergänzt. Hier existiert ein Hufeisenwirbel, der sich im Strömungsfeld weniger deutlich ausgeprägt zeigt, als bei der Strömungskonfiguration ohne Filmkühlung. Dies kann auf die Destabilisierung des Strömungsfeldes aufgrund des Ausblasens zurückgeführt

werden. Ein Vorhandensein des Eckenwirbels kann im Experiment weder im Strömungsfeld noch in der Verteilung der Geschwindigkeitskomponente v eindeutig nachgewiesen werden. Nahe dem Bohrungsaustritt zeigt sich ein Bereich (1), welcher eine Strömung zur Seitenwand hin aufweist. Dies deutet auf die Existenz von sekundärem und tertiärem Wirbel hin, welche Fluid zur Seitenwand hin transportieren. Diese sind jedoch in der Darstellung des Strömungsfeldes nicht deutlich auszumachen. Die Geschwindigkeitsverteilung zeigt weiterhin direkt an der Vorderkante, in geringer Distanz zur Seitenwand gelegen, einen Bereich (2), der sich durch eine deutliche Fluidbewegung normal zur Seitenwand auszeichnet. Dies deutet auf die Entstehung eines Wirbels in diesem Bereich hin, der sich im Strömungsfeld nur undeutlich abzeichnet.

Es konnte bereits in Kapitel 7 herausgestellt werden, dass die Energetisierung der Grenzschicht, in die ausgeblasen wird, durch alle verwendeten Modelle zu gering bestimmt wird. Dies ist auf eine Unterbestimmung des Strömungsimpulses zurückzuführen. Aufgrund des Ausblasens in eine verzögerte Strömung mit entgegengerichtetem Druckgradienten wird dies zusätzlich verstärkt. Durch die Unterbestimmung des Strömungsimpulses setzt das Ausblasen in der Berechnung dem ermittelten Druckfeld vor der Vorderkante ein zu geringes Maß an Impuls entgegen. Die Abströmung zur Seitenwand hin wird daher in allen numerischen Untersuchungen mit stärkerer Ausprägung, als im Experiment bestimmt. Alle Turbulenzmodelle ermittelten daher für die Strömungskonfiguration mit M=0,5 die Entstehung eines Wirbelsystems, welches analog ist zu dem von ihnen bestimmten Hufeisenwirbelsystem, diskutiert in Kapitel 8.

Das k-ϵ Modell weist die bekannten Mängel in der Bestimmung des Wirbelsystems im Eckbereich vor der Vorderkante auf, siehe Kapitel 8. Der Hufeisenwirbel ist flach und sein Wirbelkern nahe an der Seitenwand gelegen. Eine Berücksichtigung des Eckenwirbels, sowie des sekundären und tertiären Wirbels erfolgt nicht.
Mit dem DES und SST Modell wird die Ausbildung eines Eckenwirbels und eines ausgeprägten Hufeisenwirbels mit hoher Wirbelstärke festgestellt. Beide Modelle berücksichtigen den sekundären und tertiären Wirbel. Die Wirbelstrukturen sind sowohl in der Verteilung der Geschwindigkeitskomponente v wie auch in der Stromliniendarstellung zu erkennen. Der tertiäre Wirbel wird von Kühlmediumsfluid aus dem Diffusor der Bohrung gespeist und steht in Verbindung mit der ermittelten Ablösung im Diffusor der Bohrung. Die numerischen Untersuchungen weisen, gegenüber dem Experiment, den sekundären und tertiären Wirbel in größerem Abstand zum Bohrungsaustritt auf.

Abbildung 9.2 zeigt zur Verdeutlichung das numerisch ermittelte Strömungsfeld im Bereich der Bohrung und des Diffusors, dargestellt in der Symmetrieebene z/d=0. Die verwendeten Turbulenzmodelle sind einander gegenübergestellt. Im Diffusorbereich selbst kommt es, wie bereits erwähnt, bei DES und SST Modell zu einer Ablösung und Rückströmung, die in Verbindung mit dem tertiären Wirbel steht. Diese unterstützt und treibt das Eindringen von Hauptströmungsfluid in den Diffusorbereich. Das k-ϵ Modell ist aufgrund der bereits diskutierten Mängel bei der Bestimmung druckgradientbedingter Ablösung nicht in der Lage die Ablösung im Diffusor und das damit verbundene Eindringen von Hauptströmungsfluid darzustellen.

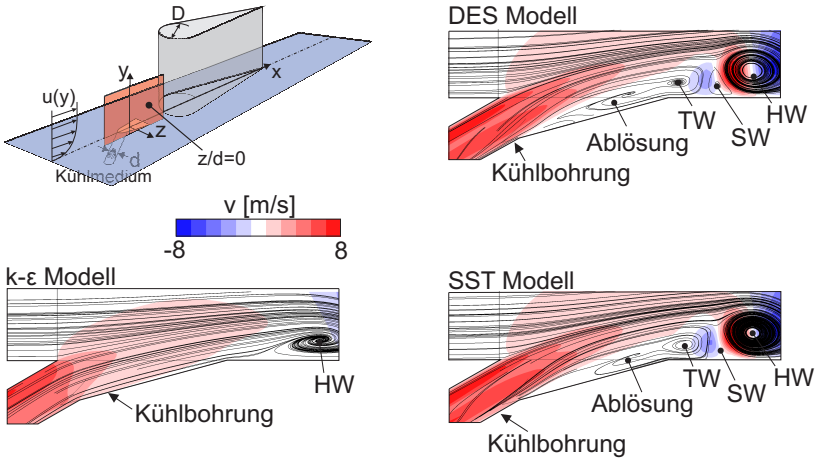


Abbildung 9.2: Strömungsfeld in der Symmetrieebene des Bohrungsdiffusors, Vergleich der numerischen Untersuchungen, M=0,5, l/d=6, $Re_D = 7 \cdot 10^4$, $Re_d = 7 \cdot 10^3$

Der im Experiment durch Bereich (2) indizierte Wirbel, vgl. Abbildung 9.1, wird in den numerischen Untersuchungen für die bestehende Strömungskonfiguration mit M=0,5 nicht festgestellt, kann aber für die Ausblaserate M=1,5, siehe Abbildung 9.3, gezeigt werden.

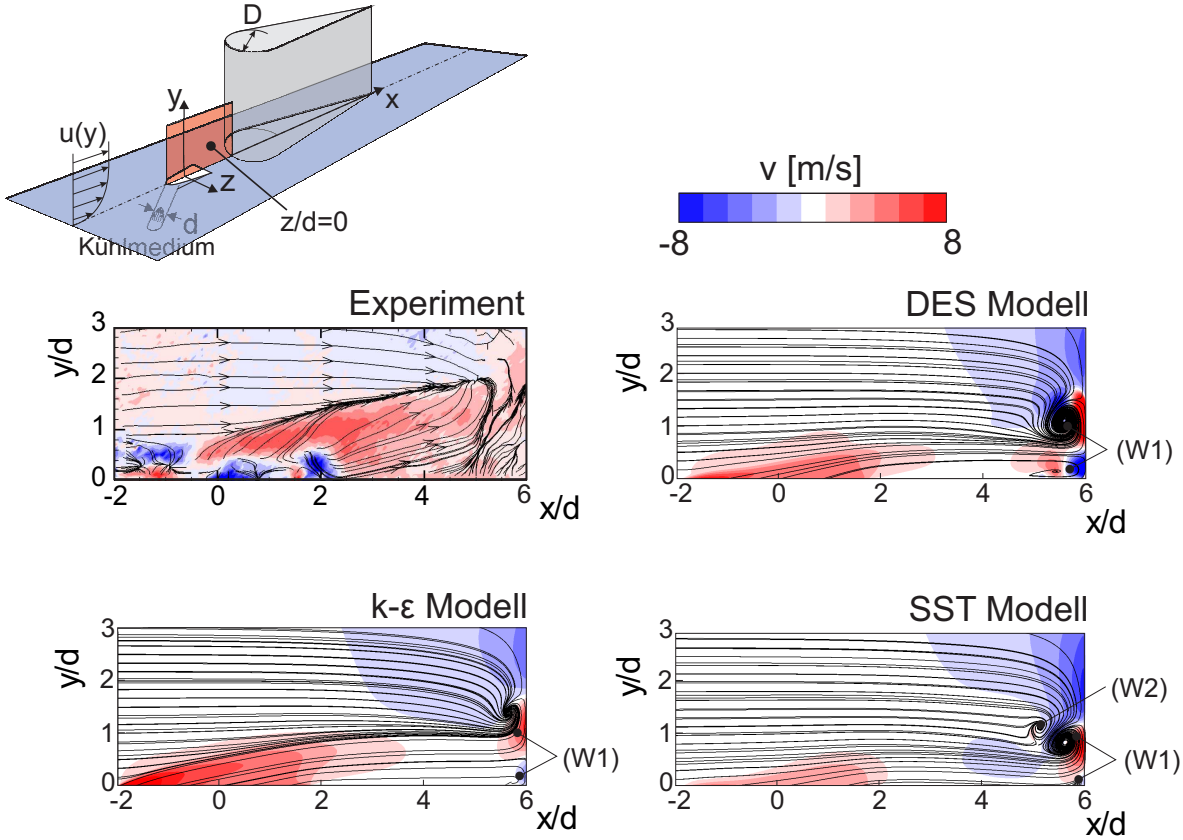


Abbildung 9.3: Strömungfeld in der Symmetrieebene vor der Vorderkante, Vergleich Experiment und numerische Untersuchungen, M=1,5, l/d=6, $Re_D = 7 \cdot 10^4$, $Re_d = 7 \cdot 10^3$

Abbildung 9.3 zeigt in Gegenüberstellung das experimentell und numerisch ermittelte

Strömungsfeld vor der Vorderkante bei einer Ausblaserate von M=1,5. Das Experiment weist eine ausgeprägte Strömung in positiver wandnormaler Richtung auf, die ein Abströmen von Fluid aus der äußeren Grenzschicht zur Seitenwand unterbindet. Diese ist in den Ergebnissen der numerischen Untersuchung weniger deutlich auszumachen. Darüber hinaus zeigt die Auswertung des Strömungsfeldes für jedes Modell die Entstehung zweier gegenläufig rotierender Wirbel (W1) an der Vorderkante. Aufgrund der bereits in Kapitel 8 diskutierten Gründe sind diese im Fall des k-ϵ Modells wiederum am wenigsten deutlich ausgeprägt. Mit dem SST Modell wird weiterhin ein dritter Wirbel (W2) vor der Vorderkante ermittelt. Eine Ablösung im Diffusorbereich der Bohrung wird nicht bestimmt.
Die Betrachtung der numerischen Ergebnisse in den Abbildungen 9.1 und 9.3 zeigt anhand der Geschwindigkeitsverteilung deutlich, dass der Austrittsimpuls der Kühlströmung durch alle Modelle unterbestimmt wird. Dies hat insbesondere einen Einfluss auf die Struktur des numerisch bestimmten Wirbelsystems.

Abbildung 9.4 zeigt die adiabate Filmkühleffektivität auf der Seitenwand $\eta_{aW}(x, z)$, welche experimentell ermittelt wurde, in Gegenüberstellung mit den Ergebnissen der numerischen Untersuchungen für die Ausblaserate M=0,5 bei einem Abstand der Kühlbohrung zur Vorderkante von l/d=6. Die adiabate Filmkühleffektivität auf der Seitenwand wird von allen Modellen überbestimmt. Dies ist, neben der Unterbestimmung des Austrittsimpulses und der damit verbundenen Folgen für die Prognose des Wirbelsystems, in der Unterbestimmung der turbulenten Diffusion durch alle Modell begründet, siehe auch Kapitel 7. Die Unterbestimmung turbulenter Diffusion betrifft insbesondere das Temperaturfeld. Die Folge ist eine verstärkte Adhäsion von Kühlmedium an der Seitenwand und im Diffusorbereich der Bohrung.

Aufgrund des Hindernisses Schaufelprofil wird in eine stark verzögerte Hauptströmung ausgeblasen. Der gegengerichtete Druckgradient verursacht einen Blockadeeffekt, der die Entwicklung einer Ablösung im Bereich des Diffusors unterstützt. Diese ermöglicht das Eindringen von Hauptströmungsfluid in den Diffusorbereich und die Bohrung und fördert den Mischungsprozess von Kühlmedium und Hauptströmungsfluid. Die Folge ist eine reduzierte Kühleffektivität. Das Vorhandensein einer Ablösung kann sowohl für das Experiment, als auch für die numerischen Untersuchungen mit dem DES und SST Modell festgestellt werden. Das $k - \epsilon$ Modell gibt die Ablösung nicht wieder. Infolge dessen ergibt sich die hohe adiabate Filmkühleffektivität innerhalb des Diffusors für dieses Modell.

Die numerischen Untersuchungen mit dem DES und SST Modell lassen in Abbildung 9.4 eine Vorzugsrichtung für die Entwicklung der Filmkühleffektivität im Diffusor und auf der Seitenwand erkennen. Dies liegt darin begründet, dass die dreidimensionale Ablösung im Diffusor zur Ausbildung eines Wirbels in den numerischen Untersuchungen führt, der diese Vorzugsrichtung vorgibt. Nach welcher Seite dieser geneigt ist, ist von den Randbedingungen unabhängig. Hat sich dieser Wirbel manifestiert, zeigt er sich in der Simulation als stabil in der Zeit und erfährt nur geringfügige räumliche Fluktuation. Seine seitlich geneigte Position im Diffusor ist für das DES und SST Modell unterschiedlich. Daher ergeben sich die Unterschiede in der seitlichen Ausrichtung der Strömung. Abbildung 9.4 verdeutlicht in den dargestellten Ausschnitten 1 und 2 den Einfluss des Wirbels auf die Entwicklung der adiabaten Filmkühleffektivität nach dem Ausblasen.

Die Ausschnitte zeigen das zeitlich gemittelte Strömungsfeld in der Austrittsebene der Bohrung y/d=0. Anhand der Stromliniendarstellung ist ersichtlich, dass die Verwirbelung den Eintrag von Hauptströmungsfluid in den Diffusorbereich fördert und die Verteilung der Kühleffektivität beeinflusst. Der turbulente Mischungsprozess bleibt unabhängig davon bei allen Modellen unterbestimmt.

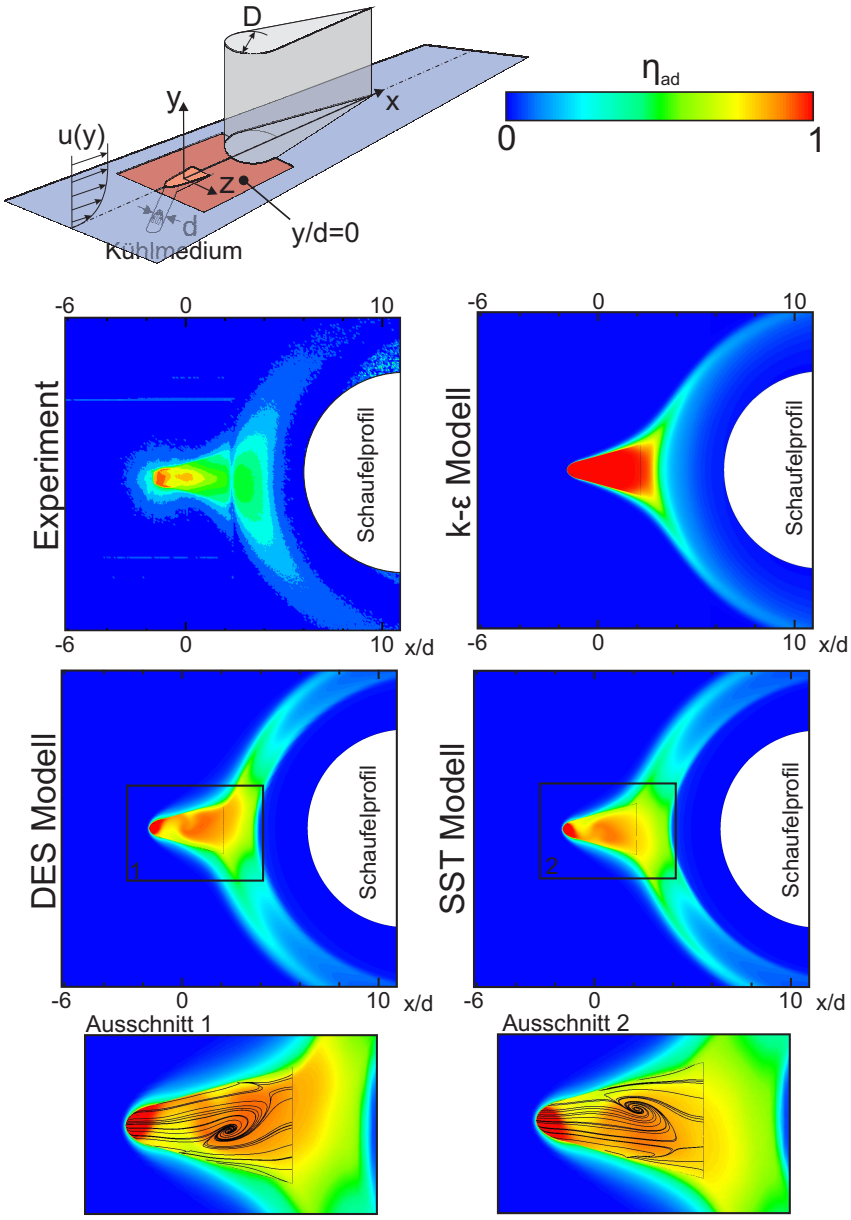


Abbildung 9.4: Filmkühleffektivität $\eta_{aW}(x,z)$ auf der Seitenwand, Vergleich Experiment und numerische Untersuchungen, M=0,5, l/d=6, $Re_D = 7 \cdot 10^4$, $Re_d = 7 \cdot 10^3$

Generell wird von allen Modellen unabhängig vom verwendeten Rechennetz die turbulente Diffusion unterbestimmt. In der Verteilung von $\eta_{SE}(x)$, siehe Abbildung 9.5, zeigt sich dies darin, dass der Betrag der Filmkühleffektivität in den numerischen Untersuchungen nach anfänglich zu hohem Niveau rasch mit großem Gradienten auf ein niedrigeres Niveau umschlägt, während dies, wie die Betrachtung der experimentellen

Daten zeigt, tatsächlich mit geringerem Gradienten erfolgt.

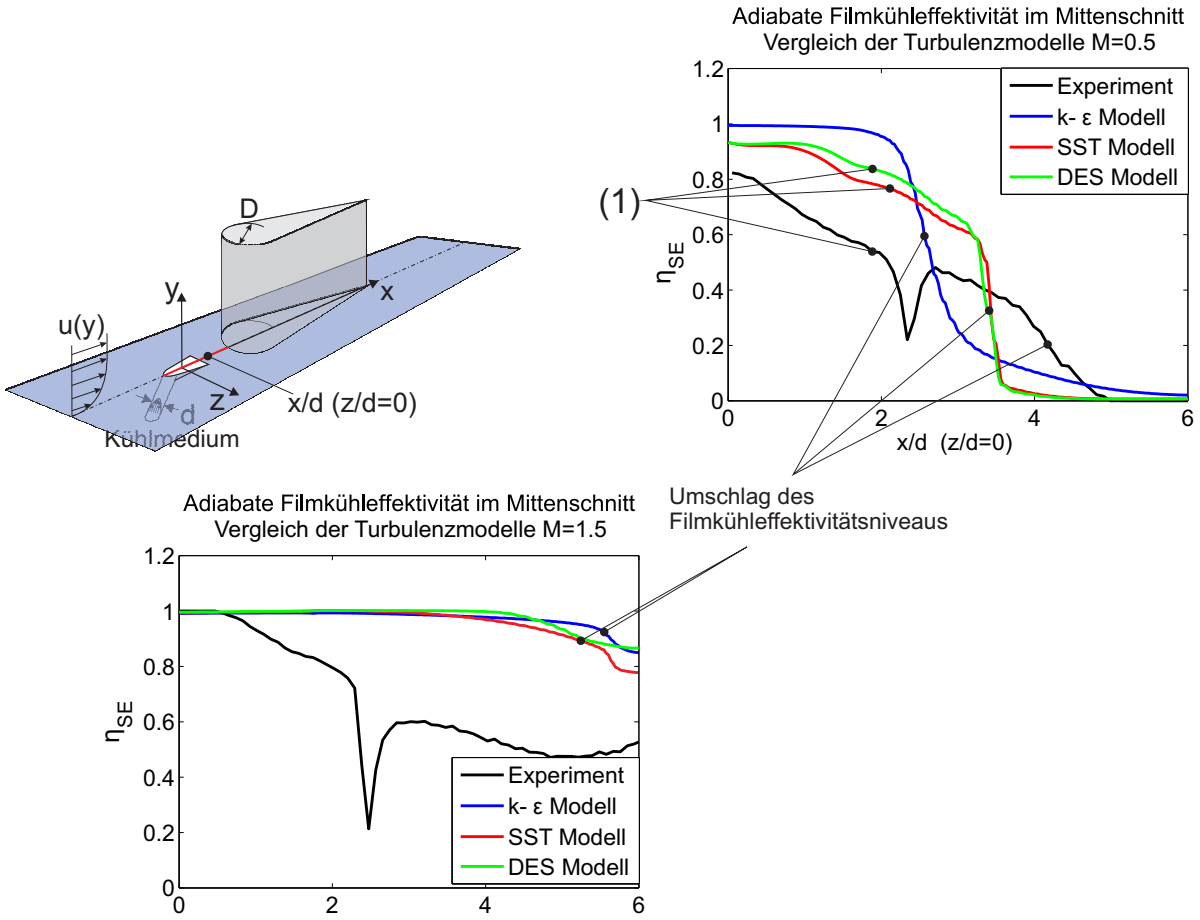


Abbildung 9.5: Filmkühleffektivität $\eta_{SE}(x)$ in der Symmetrieebene, Vergleich Experiment und numerische Untersuchungen, M=0,5 und M=1,5, l/d=6, $Re_D = 7 \cdot 10^4$, $Re_d = 7 \cdot 10^3$

Der rasche Umschlag des Filmkühleffektivitätsniveaus für die Ausblaserate M=0,5 liegt in den Wirbelstrukturen begründet. Dies gilt auch für die Reduzierung der Filmkühleffektivität im Bereich des Bohrungsdiffusors, die von SST und DES Modell in guter Übereinstimmung mit dem Experiment wiedergegeben wird, siehe Bereich (1) in Abbildung 9.5. Dies weist darauf hin, dass die wandnahen Wirbelstrukturen durch SST und DES Modell in qualitativ guter Übereinstimmung mit dem Experiment bestimmt werden.

In keiner der numerischen Untersuchungen wurde für die betrachtete Strömungskonfiguration das Vorhandensein von Kühlmedium stromabwärts des Hufeisenwirbels festgestellt. Der Wirbel nimmt große Teile des ausgeblasenen Kühlmediums auf, wobei dieses im Wirbelkern gebunden und um die Schaufelvorderkante transportiert wird. Weiterhin wird ein Vordringen des Kühlmediums zur Schaufelvorderkante durch den Blockadeeffekt des Wirbels verhindert.

Die wandnahe Rückströmung unter dem Hufeisenwirbel beinhaltet ausschließlich Hauptströmungsfluid, während der von DES und SST Modell ermittelte sekundäre Wirbel Kühlmedium führt. Der Umschlag des Niveaus der adiabaten Filmkühleffektivität $\eta_{SE}(x)$

erfolgt somit an der Stelle der Ablöselinie des Hufeisenwirbels, die in der Symmetrieebene mit x_V beginnt. Der Beginn der Ablöselinie ist in Abbildung 9.1 gekennzeichnet.
Die Reduktion der Kühleffektivität, welche von SST und DES Modell stromaufwärts des Umschlags bestimmt wird, ist auf den hier erfolgenden Austausch von Kühlmedium und Hauptströmungfluid aufgrund der im Diffusor befindlichen Ablösung zurückzuführen.
Bei Betrachtung der Ausblaserate M=1,5 zeigt sich nur eine geringe Reduzierung des Filmkühleffektivitätsniveaus nahe der Vorderkante. Auch dies ist auf die in diesem Bereich durch die Modelle ermittelte Wirbelstruktur, (W1), zurückzuführen.

Wie bereits in Kapitel 8 für das Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante festgestellt werden konnte, ist die Bestimmung des korrekten Wärmeübergangs, bzw. der Filmkühleffektivität, von der Qualtität der Darstellung der vorhandenen Wirbelstrukturen abhängig. Werden diese nicht in ausreichendem Maß berücksichtigt oder wiedergegeben, so ist mit Mängeln in der Darstellung der Filmkühleffektivitätsverteilung zu rechnen.
Für die numerischen Untersuchungen der Strömungskonfiguration l/d=12 können analoge Feststellungen gemacht werden.

9.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung

Es wurde bereits im vorangegangenen Abschnitt 9.2 dargestellt, dass die Prognose der Entwicklung einer Filmkühlung bei den betrachteten Strömungskonfigurationen nur dann qualitative Übereinstimmung mit dem Experiment zeigt, wenn die in der Bohrung stattfindenden Ablösungen berücksichtigt werden. Da diese nur mit einer ausreichenden räumlichen Diskretisierung berücksichtigt werden können, zeigen sich bei der Verwendung zu grober Netze Mängel in der Darstellung der Entwicklung der Filmkühleffektivität.
Die Abbildung 9.6 zeigt die Gegenüberstellung der experimentell und numerisch bestimmten lateral gemittelten Filmkühleffektivitäten $\overline{\eta_{ad}}$. Die numerischen Untersuchungen wurden unter Verwendung der Netze A-C in Verbindung mit dem SST bzw. dem k-ϵ Modell durchgeführt. Ergänzend sind die Verteilungen der Filmkühleffektivität auf der Seitenwand in der Symmetrieebene z/d=0 $\eta_{SE}(x)$ gezeigt.

Die numerischen Untersuchungen unter Verwendung des k-ϵ Modells zeigen nahezu keine Sensitivität gegenüber der räumlichen Diskretisierung. Dies ist eine Folge der Verwendung der Wandfunktion und der damit verbundenen Mängel in der Darstellung von Ablösungen und Wirbelstrukturen, was bereits in Abschnitt 9.2 dargelegt wurde.
Bei Verwendung des SST Modells zeigt sich ein deutlicher Einfluss der räumlichen Diskretisierung. Die mit dem feinsten Netz C bestimmte lateral gemittelte Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ zeigt gegenüber dem mit Netz B ermittelten Wert im Bereich des Austritts des Bohrungsdiffusors x/d=2, dass die prognostizierte Ablösung zu einer Reduzierung des ermittelten $\overline{\eta_{ad}}$ in diesem Bereich führt. Mit feinerem Netz C wird die Ablösung im Diffusor stärker ausgeprägt bestimmt. Dies gilt auch für den damit verbundenen Austausch von Kühlmedium und Hauptströmung. Der für x/d=2 ermittelte besonders niedrige Wert von $\overline{\eta_{ad}} = 0,205$ für Netz A lässt sich auf ein weiteres Phänomen zurückführen:
hier zeigt sich für die betrachtete Strömungskonfiguration der bereits in Abschnitt 8.3 festgestellte Zusammenhang zwischen der Anzahl der Stützstellen in x-Richtung und

der Distanz des Hufeisenwirbelkerns zur Vorderkante der Profils. Die Verteilung der Filmkühleffektivität $\eta_{SE}(x)$ in der Symmetrieebene bestätigt dies. Mit zunehmender Nähe des Wirbels zur Vorderkante erfährt auch die Filmkühleffektivität ihren Umschlag näher an der Vorderkante gelegen. Im Fall von Netz A ist der Umschlag bei x/d=2 bereits erfolgt. Dies erklärt die hier geringen Werte für die lateral gemittelte Filmkühleffektivität.

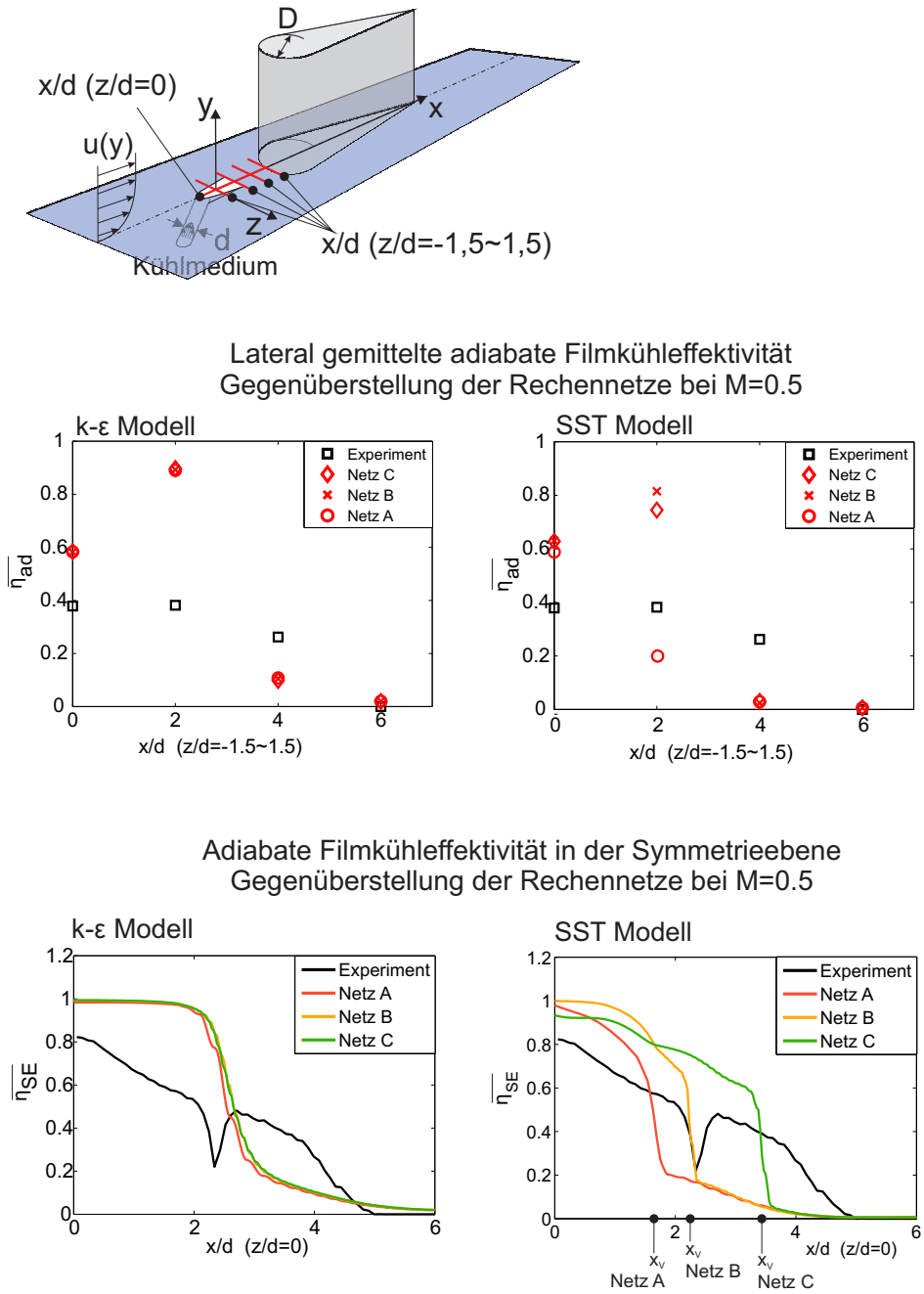


Abbildung 9.6: Lateral gemittelte Filmkühleffektivität $\overline{\eta_{ad}}$ und Filmkühleffektivität $\eta_{SE}(x)$ in der Symmetrieebene, Gegenüberstellung der Netze A-C, k-ϵ und SST Modell, M=0,5, l/d=6, $Re_D = 7 \cdot 10^4$, $Re_d = 7 \cdot 10^3$

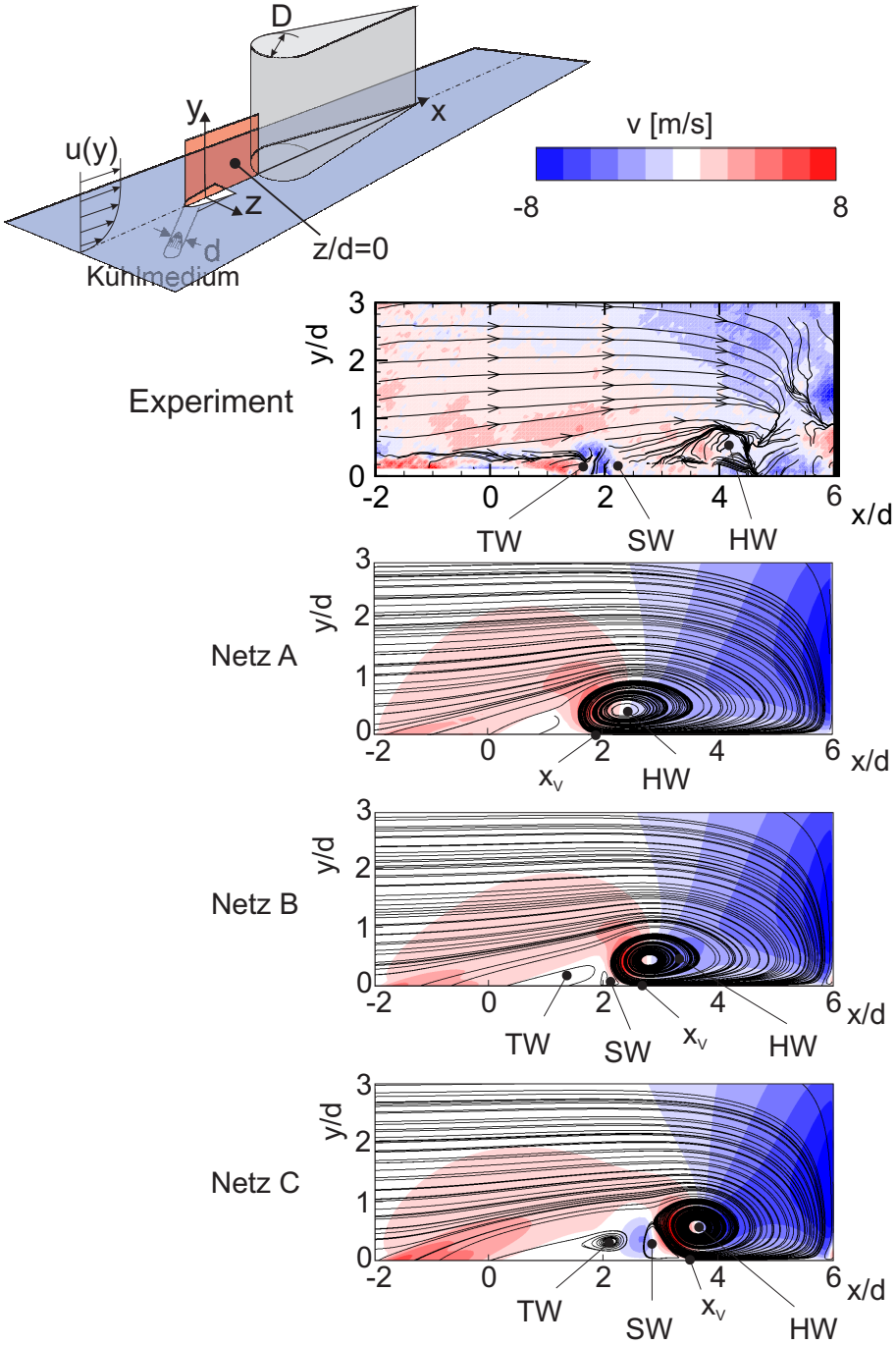


Abbildung 9.7: Strömungfeld in der Symmetrieebene vor der Vorderkante, Experiment und SST Modell in Verbindung mit den Netzen A-C, M=0,5, l/d=6, $Re_D = 7 \cdot 10^4$, $Re_d = 7 \cdot 10^3$

Abbildung 9.7 zeigt zur Bestätigung die mit verschiedenen Netzen in Verbindung mit dem SST Modell ermittelten Strömungsfelder in der Symmetrieebene vor der Vorderkante. Mit zunehmender Anzahl an Stützstellen wird das Wirbelsystem in geringerem Abstand zur Vorderkante gelegen ermittelt. Aufgrund von numerischer Diffusion besitzt der Hufeisenwirbel bei grobem Netz eine größere Ausdehnung in Richtung entlang der x-Achse. Der Wirbel befindet sich näher an der Seitenwand gelegen und besitzt eine geringere Wirbelstärke. Reduziert sich der Einfluss numerischer Diffusion mit steigender Anzahl an

Stützstellen, so wandert das Wirbelsystem zur Vorderkante hin.
Für die numerischen Untersuchungen der Strömungskonfiguration l/d=12 können analoge Feststellungen gemacht werden.

Generell zeigt sich bei Betrachtung der Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelsystem im Eckbereich von Seitenwand und Vorderkante der gleiche Einfluss auf die Ergebnisse der Berechnung, der bereits in den Kapiteln 7 und 8 herausgestellt werden konnte. Ein förderlicher Einfluss numerischer Diffusion auf die Bestimmung der Filmkühleffektivität konnte für den Strömungsfall der Wechselwirkung zwischen Filmkühlung und Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante nicht mehr festgestellt werden. Dies liegt darin begründet, dass eine korrekte Darstellung der im Strömungsfeld vorhandenen lokalen Wirbelstrukturen und die mit diesen verbundenen lokalen Mischungsprozesse essentiell zur korrekten Prognose der Filmkühleffektivitätsverteilung ist. Eine Bestimmung dieser Wirbelstrukturen ist nur mit einer ausreichend geringen Netzmaschenweite in Kombination mit dem SST oder DES Modell möglich.

10 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde untersucht, welchen Einfluss eine Variation der Turbulenzmodellierung und der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung auf die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen von drei verschiedenen Strömungskonfigurationen hat. Bei diesen handelt es sich um die Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung, die Umströmung eines symmetrischen Schaufelprofils, welches auf einer ebenen Seitenwand appliziert ist, sowie um die Superposition beider Fälle, das Ausblasen von Kühlluft in den Eckbereich vor der Vorderkante. Die Zielgröße der numerischen Untersuchung ist die adiabate Filmkühleffektivität, bzw. der Wärmeübergang in die Seitenwand.
Alle für die jeweiligen Strömungskonfigurationen gewählten Turbulenzmodelle wurden in Verbindung mit Netzen variierender Knotendichten untersucht. So konnte neben einem Einfluss der Turbulenzmodellierung auch die Auswirkung der räumlichen Diskretisierung auf die einzelnen Turbulenzmodelle herausgestellt werden.

Die **Strömungskonfiguration der Filmkühlung** hat die Ausbildung eines komplexen Wirbelsystems zur Folge. Das damit einhergehende Turbulenzfeld zeichnet sich durch hohe Anisotropie aus. Für diese Strömungskonfiguration wurde daher neben zwei gängigen Wirbelviskositätsmodellen, dem k-ϵ und dem SST Modell, auch ein Reynoldsspannungsmodell, das RBSL Modell, untersucht.
Ein nennenswerter Einfluss der zeitlichen Darstellung wurde nicht herausgestellt. Es konnte gezeigt werden, dass alle Modelle die Wirbelstärke des vorhandenen großskaligen Nierenwirbels überbestimmen. Dies ist auf die Unterbestimmung der viskosen und turbulenten Diffusion und Dissipation durch die Turbulenzmodelle zurückzuführen. Für das berechnete Temperaturfeld folgt daraus, dass im Kern des Kühlluftstrahls zu hohe Werte der adiabaten Filmkühleffektivität vorliegen, da die Auffächerung des Temperaturfeldes aufgrund von turbulenter Diffusion unterbestimmt ist. Infolge der Verwendung der skalierbaren Wandfunktion in Kombination mit dem k-ϵ Modell konnten nur das SST und RBSL Modell die für die Strömungskonfiguration typischen kleinskaligeren Wirbel wiedergeben.
Die Wirbelstärke des Nierenwirbels wurde mit zunehmender Knotendichte von allen Modellen höher bestimmt. Die Ermittlung der kleinskaligeren Wirbel war bei nicht ausreichender Netzauflösung durch keines der betrachteten Turbulenzmodelle mehr möglich. Dies ist unter anderem auf die Verwendung einer Wandfunktion bei zu großem dimensionslosen Wandabstand zurückzuführen. Da das k-ϵ Modell stets auf die skalierbare Wandfunktion zurückgreift, besitzt es nur eine geringe Sensitivität gegenüber der Knotendichte. Die numerischen Untersuchungen zeigen den Einfluss numerischer Diffusion. Diese ist, bei niedriger Knotendichte, als zusätzliche Diffusion förderlich bei der Bestimmung der turbulenten Diffusion.
Generell zeigen die numerischen Untersuchungen der Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung, dass die Verwendung eines Reynoldsspannungsmodells keine Vorteile gegenüber den Wirbelviskositätsmodellen mit sich bringt. Dies gilt weiterhin für eine Erhöhung

der Knotendichte. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigen die stationären numerischen Untersuchungen mit dem k-ϵ Modell. Dies gilt sowohl für die Bestimmung der Wirbelstärke des Nierenwirbels, als auch für die Darstellung der Auffächerung und Entwicklung des Temperaturfeldes. Eine stationäre Berechnung unter Verwendung eines groben Rechennetzes in Verbindung mit dem k-ϵ Modell ist für die numerische Untersuchung der Filmkühlung geeignet.

Die **Strömungskonfiguration der Umströmung eines symmetrischen Schaufelprofils**, welches auf einer ebenen Seitenwand appliziert ist, zeigt ein charakteristisches Wirbelsystem, welches sich im Eckbereich vor der Vorderkante ausbildet. Dieses bestimmt den dort herrschenden Wärmeübergang in die Seitenwand. Das Wirbelsystem ist instationär. Die für diese Strömungskonfiguration gewählten Turbulenzmodelle sind drei URANS Wirbelviskositätsmodelle, das k-ϵ, das k-ω und das SST Modell, sowie ein hybrides URANS/LES Modell, das DES Modell.
Es konnte gezeigt werden, dass bei nicht ausreichender zeitlicher Diskretisierung eine stationäre Berechnung der Strömung erfolgt. Nur das SST und das DES Modell waren in der Lage instationäres Verhalten wiederzugeben. In Verbindung mit dem k-ϵ und dem k-ω Modell erfolgte unabhängig vom gewählten Zeitschritt eine stationäre Berechnung.
Das k-ϵ und das k-ω Modell versagen bei der Bestimmung des vollständigen Wirbelsystems. Von dem k-ϵ Modell wird nur die zentrale Struktur des Hufeisenwirbels wiedergegeben. Der Wirbel ist nicht stark ausgeprägt und liegt nahe an der Seitenwand an. Das k-ω Modell ist nicht in der Lage, ein Aufrollen der Grenzschicht zum Hufeisenwirbel zu bestimmen. Die Schwäche in der Voraussage des Hufeisenwirbelsystems liegt in der Überbestimmung der Wirbelviskosität durch die beiden Modelle begründet. Aufgrund dessen wird eine Ablösung der Grenzschicht und ein Aufrollen zum Wirbel gehemmt. Aufgrund der Mängel die beide Modelle in der Bestimmung des Wirbelsystems aufweisen, ist auch deren Darstellung des lokalen Wärmeübergangs mangelhaft. Beide Modelle waren zudem nicht in der Lage ein instationäres Verhalten der Strömung heraus zu stellen.
Mit dem SST und dem DES Modell war es möglich, das vollständige Wirbelsystem vor der Vorderkante wiederzugeben. Dies zeigt sich auch in der Bestimmung des lokalen Wärmeübergangs, der durch das DES Modell qualitativ in bester Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ermittelt wird. Beide Modelle bestimmen eine hohe Wirbelstärke, sind aber nicht in der Lage die Produktion der turbulenten kinetischen Energie ausreichend zu erfassen. Dies liegt darin begründet, dass die Beteiligung der normalen Produktionsterme der Reynoldsspannungen an der Produktion der turbulenten kinetischen Energie unterbestimmt wird. Das instationäre Verhalten des Hufeisenwirbels kann durch das SST und das DES Modell herausgestellt werden. Die Fluktuationen des Wirbelsystems sind unterbestimmt.
Mit einer zunehmenden Knotendichte steigt auch die berechnete Wirbelstärke an. Dies gilt mit Ausnahme des k-ω Modells für alle Turbulenzmodelle, ist im Fall des k-ϵ Modell jedoch nur in geringem Maß festzustellen. Die Begründung für diesen Effekt liegt in der vorhandenen numerischen Diffusion, deren Einfluss mit reduzierter Knotendichte steigt. Die Knotendichte hat weiterhin deutliche Auswirkung auf die Position der Wirbel. Diese befinden sich mit zunehmender Knotendichte in geringerer Distanz zur Vorderkante.
Für die Strömungskonfiguration der Umströmung eines symmetrischen Schaufelprofils gilt im Gegensatz zur Strömungskonfiguration der Filmkühlung, dass eine ausreichende räumliche und zeitliche Diskretisierung, sowie ein Turbulenzmodell mit reduziertem Mo-

dellierungsgrad, wie die DES, die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefert. Die vorhandene numerischen Diffusion ist nicht förderlich, da sich diese negativ auf die Darstellung der Wirbelstrukturen und den damit verbundenen Wärmeübergang auswirkt.

Zur Untersuchung der Superposition beider Strömungskonfigurationen werden entsprechend neben dem k-ϵ Modell, das SST und DES Modell ausgewählt. Es werden weiterhin Netze verschiedener Knotendichten gegenübergestellt.
Die Betrachtung der **Strömungskonfiguration des Ausblasens von Kühlluft in den Eckbereich vor der Vorderkante** zeigt die gleichen Ansprüche an Turbulenzmodellierung und Diskretisierung, wie auch für die Strömungskonfiguration der Umströmung eines symmetrischen Schaufelprofils. Aufgrund des hohen Maßes an instationärem Strömungsverhalten war jedoch nur eine transiente Berechnung der betrachteten Strömungskonfiguration möglich.
Die Kühlluft wird, im Gegensatz zum Strömungsfall der Filmkühlung in eine verzögerte Hauptströmung ausgeblasen. Dies hat zur Folge, dass die Strömung, iduziert durch den entgegengerichteten Druckgradienten, von zahlreichen Ablösungen und Wirbelstrukturen dominiert wird. Diese bestimmen die Entwicklung der adiabaten Filmkühleffektivität nach dem Ausblasen.
Die Wiedergabe der Wirbelstrukturen ist essentiell zur Prognose der Filmkühleffektivitätsverteilung. Die Verwendung eines geeigneten Modells und einer ausreichenden Netzauflösung ist notwendig, um diese Wirbelstrukturen darzustellen. Die Ergebnisse des DES Modells in Verbindung mit dem Netz größter Knotendichte weisen hier die beste Übereinstimmung mit dem Experiment auf.

Literaturverzeichnis

[1] Dubbel, H. ; Beitz, W. ; Grote, K.H.: *Dubbel-Taschenbuch.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2011

[2] Han, J. C. ; Dutta, S. ; Ekkad, S. V.: *Gas turbine heat transfer and cooling technology.* Taylor&Francis, 2000

[3] Leylek, J.H. ; Zerkle, R.D.: Discrete-Jet Film Cooling: A Comparison of Computational Results with Experiments. In: *ASME Paper 93-GT-207* (1993)

[4] Barthet, S. ; Kulisa, P.: Numerical investigation of film cooling flow induced by cylindrical and shaped holes. In: *Annals on the New York Academy of Science Issue HEAT TRANSFER IN GAS TURBINE SYSTEMS* 934 (2001), S. 369–376

[5] Wang, H.P. ; Olson, S.J. ; Goldstein, R.J. ; Eckert, E.R.G.: Flow Visualisation in a Linear Turbine Cascade of High Performance Turbine Blades. In: *Journal of Turbomachinery* 119 (1997), S. 1–8

[6] Miscallaneous ; Laboratory, National Energy T. (Hrsg.): *The Gas Turbine Handbook.* USA.Gov, U.S. Departement of Energy, Doe Office of Fossil Energy, National Energy Technology Laboratory, 2006

[7] Liu, G. ; Liu, S. ; Zhu, H. ; Lapworth, B. L. ; Forest, A.E.: Endwall Heat Transfer and Film Cooling Measurements in a Turbine Cascade with Injection Upstream of Leading Edge. In: *Heat Transfer-Asian Research* 33(3) (2004), S. 141–152

[8] Kozono, S. ; Takeishi, K. ; Oda, Y. ; Seguchi, J.: Effect of Endwall Film Cooling on Horseshoe Vortex Formation at the Junction of Airfoil Leading Edge. In: *Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2011 Osaka*, 2011

[9] Fleming, J.L. ; Simpson, R.L. ; Devenport, W.J.: An experimental study of a turbulent wing-body junction and wake flow, VPI-AOE-179 / Department of Aerospace and Ocean Engineering, Virginia Polytech Institute and State University. 1991. – Forschungsbericht

[10] Bräunling, W.: *Flugzeugtriebwerke.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2009

[11] Kang, M. ; Kohli, A. ; Thole, K.A.: Heat Transfer and Flowfield Measurements in the Leading Edge Region of a Stator Vane Endwall. In: *Journal of Turbomachinery* 12 (1999), S. 558–568

[12] Takeishi, K. ; Matsuura, M. ; Aoki, S. ; Sato, T.: An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles. In: *ASME Journal of Turbomachinery* 112 (1990), S. 488–496

[13] Jabbari, M. Y. ; Goldstein, R. J.: Film Cooling, Mass Transfer, and Flow at the Base of a Turbine Blade. In: *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 65, No3 (1993), S. 911–916

[14] Kost, F. ; Nicklas, M.: Film-cooled Turbine Endwall in a Transonic Flow Field: Part I- Aerodynamic Measurements. In: *Journal of Turbomachinery* 123 (2001), S. 709–719

[15] Nishizawa, T. ; Saiki, K. ; Nozaki, O. ; Kikuchi, K.: A Three dimensional Navier-Stokes Simulation of a Film-Cooled Turbine Stage. In: *Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2003 Tokyo, November 2-7*, 2003

[16] Thole, K.A. ; Knost, D.G.: Heat Transfer and Film Cooling for the Endwall of a First Stage Turbine Vane. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), S. 5255–5269

[17] Kunze, M. ; Vogeler, K. ; Brown, G. ; Prakash, C. ; Landis, K.: Aerodynamic and Endwall Film Cooling Investigations of a Gas Turbine Nozzle Guide Vane Appying Temperature-Sensitive Paint. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air, GT2009, June 8-12, Orlando Florida*, 2009

[18] Kitamura, T. ; Matsuura, M. ; Hada, S. ; Tsukagoshi, K. ; Takeishi, K.: Study on Heat Transfer and Film Cooling for Next Generation Industrial Gas Turbines. In: *Zeitschrift der japanischen Akademie für Gasturbinen* 37, 6 (2009), S. 392–398

[19] Goldstein, R.J.: Film Cooling. In: *Advances in Heat Transfer* 7 (1971), S. 321–379

[20] Choe, H. ; Kays, W.M. ; Moffat, R.J.: The Superposition Approach to Film-Cooling. In: *ASME -Paper No. 74-WA/HT-27* (1974)

[21] Moffat, R.J.: Turbine Blade Cooling. In: *Symposium on Heat Transfer in Rotating Machinery, Hawaii*, 1985

[22] Jung, K.: *Mehrreihige Filmkühlung an gekrümmten Oberflächen*, Universität Darmstadt, Diss., 2001

[23] Garg, V. ; Rigby, D.: Heat transfer on a film-cooled blade- effect of hole physics. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 20 (1999), S. 10–25

[24] Thole, K. A. ; Gritsch, M. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: Flowfield measurements for film cooling holes with expanded exits. In: *ASME Paper 96-GT-174*, 1996

[25] Barthet, S. ; Bario, F.: Experimental Investigation of Film Cooling Flow Induced by Shaped Holes on a Turbine Blade. In: *Annals on the New York Academy of Science* 934, Issue 1 (2001), S. 313–320

[26] Bunker, R.: A Review of Shaped Hole Turbine Film-Cooling Technology. In: *Journal of Heat Transfer* 127 (2005), S. 441–453

[27] Kelso, R.M. ; Smits, A. J.: Horseshoe vortex system resulting from the interaction between a laminar boundary layer and a transverse jet. In: *Physics of Fluids* 7(1) (1995), S. 153–158

[28] Lim, T. T. ; New, T. H. ; Luo, S.C.: On the effect of large-scale structures of a jet normal to a crossflow. In: *Physics of Fluids* 13,3 (2001), S. 770–775

[29] Sau, A. ; Sheu, T. W. H. ; Hwang, R. R. ; Yang, W.C.: Three-dimensional simulation of square jets in cross-flow. In: *Physical Review E* 69, 066302 (2004), S. 1–20

[30] Fric, T. ; Roshko, A.: Vortical structure in the wake of a transverse jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 279 (1994), S. 1–47

[31] Muppidi, S.: *Direct Numerical Simulations and Modeling of Jets in Crossflow*, University of Minnesota, Diss., 2006

[32] Kelso, R. M. ; Lim, T. T. ; Perry, A. E.: New experimental observations of vortical motions in transverse jets. In: *Physics of Fluids* 10,9 (1998), S. 2427–2429

[33] New, T.H. ; Lim, T. T. ; Luo, S. C.: Elliptic jets in cross-flow. In: *Journal of Fluid Machanics* 494 (2003), S. 119–140

[34] Peterson, S. D. ; Plesniak, M.W.: Evolution of jets emanating from short holes into crossflow. In: *Journal of Fluid Machanics* 503 (2004), S. 57–91

[35] Cortelezzi, L. ; Karagozian, A.R.: On the formation of the counter rotating vortex pair in transverse jets. In: *Journal of Fluid Mechanics* 446 (2001), S. 347–373

[36] Smith, S.H. ; Mungal, M. G.: Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow. In: *Journal of Fluid Machanics* 357 (1998), S. 83–122

[37] Vogel, D. T.: Numerical investigation of the influence of specific vortex generation on the mixing process of film cooling jets. In: *The 1998 International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, Stockholm, Schweden, 02-05June, 13 pp*, 1998

[38] Takeishi, K.: Messergebnisse der LIF, PIV Versuche bei Ausblasung aus kreisförmigen Löchern sowie aus profilierten Filmkühllöchern. (2009)

[39] Johnson, P. L. ; Shyam, V. ; Hah, C.: Reynolds-Averaged Navier-Stokes Solutions to Flat Plate Film Cooling Scenarios / NASA/TM-2011-217025. 2011. – Forschungsbericht

[40] Saumweber, C. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: Free-Stream Turbulence Effects on Film Cooling With Shaped Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 125 (2003), S. 65–73

[41] Kohli, A. ; Bogard, D.G.: Effects of Very High Free-Stream Turbulence on the Jet-Mainstream Interaction in a Film Cooling Flow. In: *Journal of T* 120 (1998), S. 785–790

[42] Colban, W. ; Thole, K. A. ; Haendler, M.: A Comparison of Cylindrical and Fan-Shaped Film-Cooling Holes on a Vane Endwall at Low and High Freestream Turbulence Levels. In: *Proceedings of GT2006, ASME Turbo Expo 2006: Land, Sea and Air, May 8-11, Barcelona, Spain*, 2006

[43] Kanani, H. ; Shams, M. ; Ebrahimi, R. ; Ahmadian, T.: Numerical simulation of film cooling effectiveness on a flat plate. In: *International Journal for numerical Methods in Fluids* 56 (2008), S. 1329–1336

[44] Takeishi, K. ; Kitamura, T. ; Komiyama, M.: Study on the thermal and flow fields of shaped film cooling holes. In: *Int. Symp. on Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, 2009

[45] Bell, C.M. ; Hamakawa, H. ; Ligrani, P.M.: Film Cooling from Shaped Holes. In: *Journal of Heat Transfer* 122 (2000), S. 224–232

[46] Thole, K. A. ; Gritsch, M. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: Flowfield Measurements for Film Cooling Holes with Expanded Exits. In: *IGTI Turbo Expo, Birmingham, UK, Paper 96-GT-174*, 1996

[47] Gritsch, M. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: Film-cooling holes with expanded exits:near hole heat transfer coefficients. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21 (2000), S. 146–155

[48] Dittmar, J. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: Assessment of Various Film-Cooling Configurations Including Shaped and Compound Angle Holes Based on Large-Scale Experiments. In: *Journal of Turbomachinery* 125 (2003), S. 57–64

[49] Guo, X. ; Schröder, W. ; Meinke, M.: Large-eddy simulations of film cooling flows. In: *Computers & Fluids* 35 (2006), S. 587–606

[50] Ames, F.E.: Aspects of Vane Film Cooling With High Turbulence: Part II-Adiabatic Effectiveness. In: *Journal of Turbomachinery* 120 (1998), S. 777–784

[51] Mayhew, J. E. ; Baughn, J.W. ; Byerley, A. R.: The effect of freestream turbulence on film cooling adiabatic effectiveness. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24 (2003), S. 669–679

[52] Al-Hamadi, A.K. ; Jubran, B.A. ; Theodoridis, G.: Turbulence Intensity Effects on Film Cooling and Heat Transfer From Compound Angel Holes With Pariticular Application to Gas Turbine Blades. In: *Energy Conversation and Management* 39, No14 (1998), S. 1449–1457

[53] Ames, F.E.: Aspects of Vane Film Cooling With High Turbulence: Part I-Heat Transfer. In: *Journal of Turbomachinery* 120 (1998), S. 768–776

[54] Voitovich, L. N.: Experimental Investigation of a turbulent Jet in a turbulent Cross Flow. In: *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 43 (1982), S. 866–868

[55] Schmidt, D.L. ; Bogard, D.G.: Effects of Free-Stream Turbulence and Surface Roughness on Film Cooling. In: *ASME Paper 96-GT-462*, 1996

[56] Kruse, H.: Effects of Hole Geometry, Wall Curvature and Pressure Gradient on Film Cooling Downstream of a Single Row / AGARD-CP-390, Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines,8, pp. 1-13. 1985. – Forschungsbericht

[57] Dückershoff, Roland: *Filmkühlung in Gebieten mit verzögerter Hauptströmung und in Bereichen lokaler Strömungsablösung*, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Diss., 2004

[58] H., Schlichting ; K., Gersten: *Grenzschichttheorie*. Springer Verlag, Heidelberg, 2006

[59] Goldstein, R. J. ; Yoshida, T.: The Influence of a Laminar Boundary Layer and Laminar Injection on Film Cooling Performance. In: *ASME Paper 81-HT-38*, 1981

[60] Sinha, A.K. ; Bogard, D. G. ; Crawford, M.E.: Gas Turbine Film Cooling: Flowfield Due to a Second Row of Holes. In: *ASME Paper 90-GT-44*, 1990

[61] Sharma, O.P. ; Butler, T. L.: Predictions of Endwall Losses and Secondary Flows in Axial Flow Turbine Cascades. In: *Journal of Turbomachinery* 109 (1987), S. 229–236

[62] Jabbari, M.Y ; Goldstein, R.J. ; Marston, K.C. ; Eckert, E.R.G.: Three dimensional flow at the junction between a turbine blade and end-wall. In: *Wärme- und Stoffübertragung* 27 (1992), S. 51–59

[63] Langston, L. S.: Crossflows in a Turbine Cascade Passage. In: *Journal of Engineering for Power* 102 (1980), S. 866–874

[64] Friedrichs, S.: *Endwall Film-Cooling in Axial Flow Turbines*, Girton College, Diss., 1997

[65] Graziani, R. A. ; Blair, M.F. ; Taylor, J. R. ; Mayle, R. E.: An Experimental Study of Endwall and Airfoil Heat Transfer in a Large Scale Turbine Blade Cascade. In: *Journal of Engineering for Power* 102 (1980), S. 257–267

[66] Giel, P.W. ; Thurmann, D.R. ; Van Fossen, G.J. ; Hippensteele, S.A. ; Boyle, R.J.: Endwall Heat Transfer Measurements in a Transonic Turbine Cascade. In: *41st Gas Turbine and Aeroengine Congress, Birmingham, United Kingdom, June 10-13*, 1996

[67] Praisner, T. J. ; Smith, C. R.: The Dynamics of the Horseshoe Vortex and Associated Endwall Heat Transfer-Part II: Time-Mean Results. In: *Journal of Turbomachinery* 128 (2006), S. 755–762

[68] Hunt, J.C.R. ; Abell, C.J. ; Peterka, J. A. ; Woo, H.: Kinematical Studies of the Flows Around Free or Surface-Mounted Obstacles; Applying Topology to Flow Visualisation. In: *Journal of F* 86 (1978), S. 179–200

[69] Baker, C.J.: The turbulent horseshoe vortex. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 6 (1980), S. 9–23

[70] Kim, S.A. ; Walker, D.A. ; Simpson, R.L.: Observation and Measurements of Flow Structures in the Stagnation Region of a Wing-Body Junction / Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VPI&SU Report VPI-E-91-20. 1991. – Forschungsbericht

[71] Praisner, T.J. ; Smith, C.R.: The Dynamics of the Horseshoe Vortex and Associated Endwall Heat Transfer - Part I: Temporal Behavior. In: *Journal of Turbomachinery* 128,4 (2006), S. 747–754

[72] Oda, Y. ; Takeishi, K. ; Kumagai, T. ; Mori, S.: The effect of boundary layer thickness on the horseshoe vortex and associated endwall heat transfer. In: *The Eighteenth International Symposium on Transport Phenomena, Daejeon, Korea*, 2007

[73] Hada, S. ; Takeishi, K. ; Oda, Y.: The Effect of Leading Edge Diameter on the Horse Shoe Vortex and Endwall Heat Transfer. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea and Air*, 2008

[74] Devenport, W. J. ; Simpson, R.L.: Turbulence structure near the nose of a wing-body junction. In: *AIAA-87-1310, 19th Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference*, 1987

[75] Simpson, R. L.: Some Aspects of Three-Dimensional Turbulent Separation. In: *Twelfth Australasian Fluid Mechanics Conference, The University of Sydney, New South Wales, December 10-15, Australia*, 1995

[76] Devenport, W. ; Simpson, R.L.: The Flow Past a Wing-Body Junction - An Experimental Evaluation of Turbulence Models. In: *Eighteenth Symposium on Naval Hydrodynamics*, 1991

[77] Baker, C.J.: The position of points of maximum and minimum shear stress upstream of cylinders mounted normal to flat plates. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 18, No3 (1985), S. 263–274

[78] Takeishi, K.: Bericht über Untersuchungen von lokalen Wärmeübergangszahlen sowie PIV für Phänomene der Wärmeströmung auf der Seitenwandfläche an der Vorderkante von symmetrischen Schaufel (deutsche Übersetzung) / University of Osaka. 2010. – Forschungsbericht

[79] Devenport, W. J. ; Simpson, R. L.: Time-dependent and time averaged turbulence structure near the nose of a wing body junction. In: *Journal of Fluid Machanics* 210, 23 (1990), S. 23–55

[80] Gand, F. ; Deck, S. ; Brunet, V. ; Sagaut, P.: Flow dynamics past a simplified wing body junction. In: *Physics of Fluids* 22 (2010), S. 115111–1–16

[81] Pierce, F.J. ; Shin, J.: The Development of a Turbulent Junction Vortex System. In: *ASME Journal of Fluid Engineering* 114 (1992), S. 559–565

[82] Reviol, R. ; Franze, R. ; Böhle, M. ; Wiedermann, A. ; Takeishi, K.: Numerical Investigations on the Effect of Vortex Structures on Local Heat Transfer. In: *Journal of Engineering and Technology* 2,1 (2012), S. 163–174

[83] Lewis, D. J. ; Simpson, R. L. ; Diller, T.: Time-Resolved Surface Heat Flux Measurements in the Wing/Body Junction Vortex. In: *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 8 (1994), S. 656–663

[84] Praisner, T.J.: *Investigation of Turbulent Juncture Flow Endwall Heat Transfer and Fluid Flow*, Lehigh University, Diss., 1998

[85] Doligalski, T.L. ; Smith, C.R. ; Walker, J.D.A.: Vortex Interactions with Walls. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 26 (1994), S. 573–616

[86] Fossen, G. James V. ; Ching, Chan Y.: Measurements of the Influence of Integral Length Scale on Stagnation Region Heat Transfer / National Aeronautics and Space Administration, Washington D.C. 20546-0001. 1994. – Forschungsbericht

[87] Bradshaw, P.: Turbulent secondary flows. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 19 (1987), S. 53–74

[88] Knost, D.G. ; Thole, K. A.: Adiabatic Effectiveness Measurements of Endwall Film-Cooling for a First-Stage Vane. In: *Journal of Turbomachinery* 127 (2005), S. 297–305

[89] Adrian, Ronald. J. ; Westerweel, Jerry: *Particle Image Velocimetry.* Cambridge University Press, 2010

[90] Tropea, Yarin A. Foss J. F. C. (Hrsg.): *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2007

[91] Baehr, H. D. ; Stephan, K.: *Wärme- und Stoffübertragung.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006

[92] Nitsche, W. ; Brunn, A.: *Strömungsmesstechnik, 2., aktualisierte und bearbeitete Auflage.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006

[93] J., Goldstein R. ; Cho, H. H.: A review of mass transfer measurements using naphthalene sublimation. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 10, Issue 4 (1995), S. 416–434

[94] Eckert, E. R. G. ; Sakamoto, H. ; Simon, T. W.: The heat/mass transfer analogy factor Nu/Sh, for boundary layers on turbine blade profiles. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001), S. 1223–1233

[95] Dishur, R. ; Böhle, M. ; Wiedermann, A. ; Takeishi, K.: Effect of turbulence modeling and mesh refinement on film cooling analysis. In: *ETC 2011*, 2011

[96] Spurk, J. ; Aksel, N.: *Strömungslehre.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2007

[97] Fröhlich, J.: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen.* B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden 2006, 2006

[98] *ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release 13.0, November 2010, ANSYS, Inc., Southpointe 275 Technology Drive, Canonsburg, PA 15317.* : *ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release 13.0, November 2010, ANSYS, Inc., Southpointe 275 Technology Drive, Canonsburg, PA 15317*

[99] Kapadia, S. ; Roy, S. ; Heidmann, J.: Detached Eddy Simulation of Turbine Blade Cooling. In: *36th Thermophysics Conference, 23-26 June, Orlando, Florida*, 2003

[100] *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide, Release 13.0, November 2010, ANSYS, Inc., Southpointe 275 Technology Drive, Canonsburg, PA 15317.* : *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide, Release 13.0, November 2010, ANSYS, Inc., Southpointe 275 Technology Drive, Canonsburg, PA 15317*

[101] Pokriefke, G.: *Numerische Analyse reibungsbehafteter Strömungen in teilgefüllten Extrudern*, Universität der Bundeswehr Hamburg, Diss., 2005

[102] Friedrich, O.: *Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe*, Technische Universität Berlin, Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik, Diss., 2010

[103] Spalart, P. R.: Young-Person's Guide to Detached Eddy Simulation Grids NASA/CR-2001-211032 / NASA. 2001. – Forschungsbericht

[104] Acharya, S. ; Tyagi, M. ; Hoda, A.: Flow and Heat Transfer Predictions for Film Cooling. In: *Annals on the New York Academy of Science Issue HEAT TRANSFER IN GAS TURBINE SYSTEMS* 934 (2001), S. 110–125

[105] Bousgarbies, J.L. ; Brizzi, L.E. ; Foucault, E.: Vorticité au voisinage d'un jet circulaire débouchant perpendiculairement dans une couche limite; cas des petits nombres der Reynolds. In: *AUM. 10 Congrès Francais de Mécanique, Paris*, 1991

[106] Iaccarino, G. ; Ooi, A. ; Durbin, P.A. ; Behnia, M.: Reynolds averaged simulation of unsteady separated flow. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24 (2003), S. 147–156

[107] Levchenya, A.M. ; Smirnov, E.M. ; Goryachev, V.D.: RANS-based numerical simulation and visualization of the horseshoe vortex system in the leading edge endwall region of a symmetric body. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 31 (2010), S. 1107–1112

[108] Constantinescu, G. ; Ettema, R. ; Koken, M. ; Muste, M.: An eddy resolving technique to predict the unsteady horseshoe vortex and wake of a cylindrical pier. In: *Second International Conference on Scour and Erosion, November 14-17, Singapore*, 2005

[109] Apsley, D.D. ; Leschziner, M. A.: Investigation of Advanced Turbulence Models for the Flow in a Generic Wing-Body Junction. In: *Flow Turbulence and Combustion* 67 (2001), S. 25–55

[110] Paik, J. ; Escauriza, C. ; Sotiropoulos, F.: On the bimodal dynamics of the turbulent horseshoe vortex system in a wing-body junction. In: *Physics of Fluids* 19 (2007), S. 20

Anhang

Experimentelle Untersuchungen

u_∞	Geschwindigkeit der Hauptströmung [m/s]	20
d	Bohrungsdurchmesser [mm]	10
δ_∞	Grenzschichtdicke der Anströmung [mm]	28,9
β	Anströmwinkel der Hauptströmung [°]	0
Re	Reynoldszahl bezogen auf den Bohrungsdurchmesser [/]	14.000
Tu_∞	Turbulenzgrad Hauptströmung [%]	0,36
T_∞	Temperatur Hauptströmung [K]	300
T_{cool}	Temperatur Kühlmedium [K]	330
$\frac{\delta_\infty}{d}$	Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Bohrungsdurchmesser [/]	3
$\frac{l}{d}$	Länge zu Durchmesserverhältnis Bohrung [/]	6
α	Anstellwinkel der Bohrung [°]	30
DR	isentropes Dichteverhältnis Kühlmedium zu Hauptströmung	0,909
M	Ausblaserate	0,5; 1; 1,5
LIF	Spürgas/Tracer	Aceton
PIV	Tracer	Olivenöl

Tabelle A-1: Übersicht der experimentellen Parameter zur Untersuchung der Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung

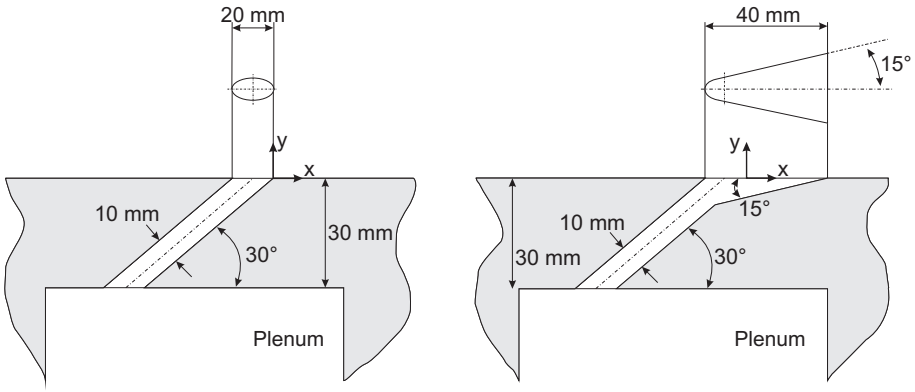


Abbildung A-1: Bohrungsgeometrien der diskreten Kühlbohrungen

u_∞	Geschwindigkeit der Hauptströmung [m/s]	20
D	Nasenkantendurchmesser Schaufelprofil [mm]	50
δ_∞	Grenzschichtdicke der Anströmung [mm]	20
β	Anströmwinkel der Hauptströmung [°]	0
Re	Reynoldszahl bezogen auf den Nasenkantendurchmesser [/]	70.000
Tu_∞	Turbulenzgrad Hauptströmung [%]	0,36
T_∞	Temperatur Hauptströmung [K]	300
$\frac{\delta_\infty}{D}$	Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Nasenkantendurchmesser [/]	0,4
MDF	Impulsverlustfaktor [/]	$2,5 \cdot 10^8$

Tabelle A-2: Übersicht der experimentellen Parameter zur Untersuchung der Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante

u_∞	Geschwindigkeit der Hauptströmung [m/s]	20
D	Nasenkantendurchmesser Schaufelprofil [mm]	50
d	Bohrungsdurchmesser [mm]	5
δ_∞	Grenzschichtdicke der Anströmung [mm]	20
β	Anströmwinkel der Hauptströmung [°]	0
Re_D	Reynoldszahl bezogen auf den Nasenkantendurchmesser [/]	70.000
Re_d	Reynoldszahl bezogen auf den Bohrungsdurchmesser [/]	7.000
Tu_∞	Turbulenzgrad Hauptströmung [%]	0,36
T_∞	Temperatur Hauptströmung [K]	300
T_{cool}	Temperatur Kühlmedium [K]	330
$\frac{\delta_\infty}{D}$	Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Nasenkantendurchmesser [/]	0,4
$\frac{\delta_\infty}{d}$	Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Bohrungsdurchmesser [/]	4
BF	Stumpfheitsgrad [/]	1,42
$\frac{l}{d}$	Länge zu Durchmesserverhältnis Bohrung [/]	8
α	Anstellwinkel der Bohrung [°]	30
DR	isentropes Dichteverhältnis Kühlmedium zu Hauptströmung	0,909
M	Ausblaserate	0,5; 1,5
LIF	Spürgas/Tracer	Aceton
PIV	Tracer	Olivenöl
PSP	Gaskombination	Luft, Stickstoff

Tabelle A-3: Übersicht der experimentellen Parameter zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Kühlluftstrahl und Wirbelstrukturen im Eckbereich vor der Vorderkante

Numerische Untersuchungen

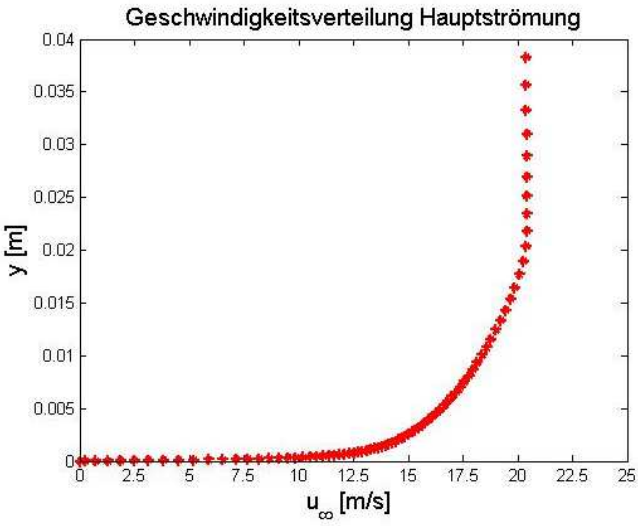


Abbildung A-2: Geschwindigkeitsverteilung der Hauptströmung

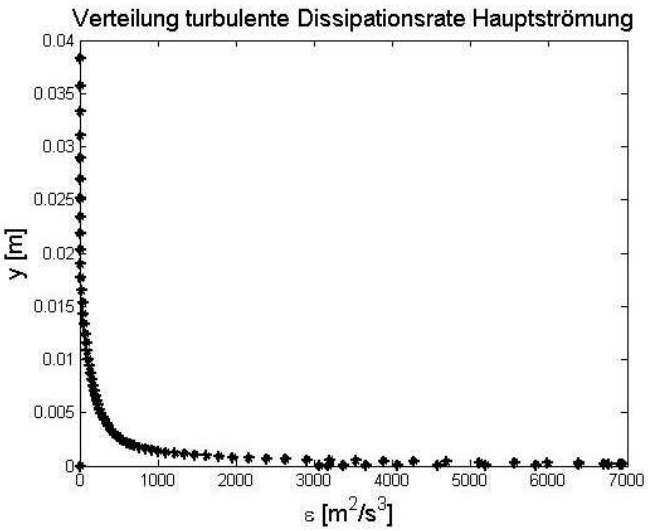


Abbildung A-3: Verteilung der turbulenten Dissipation der Hauptströmung

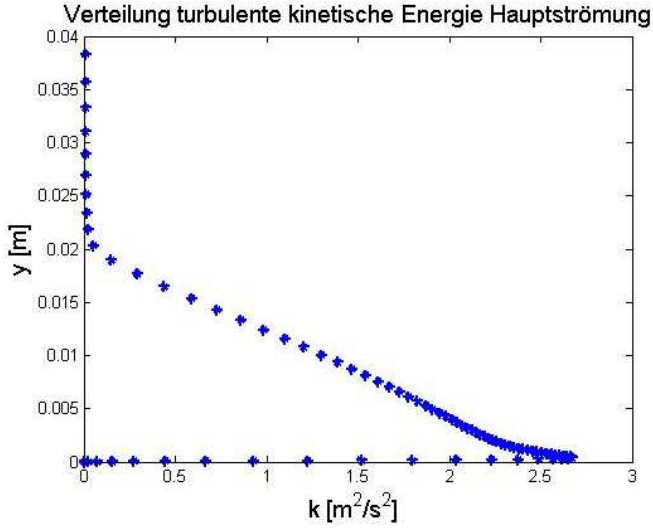


Abbildung A-4: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie der Hauptströmung

Filmkühlung aus einer diskreten Bohrung

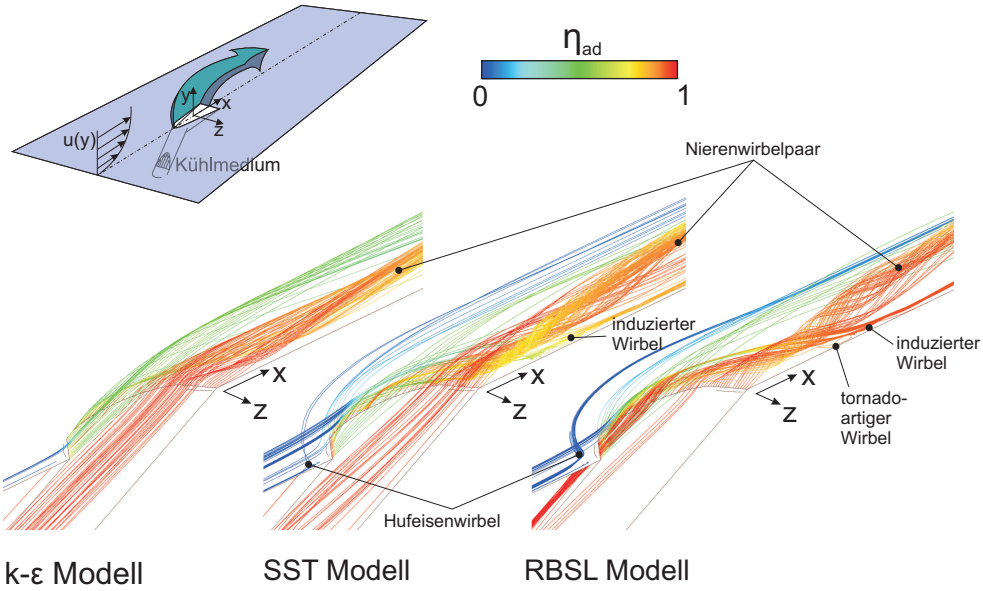


Abbildung A-5: Stromlinien der Wirbelstrukturen bei einer Ausblaserate von M=0,5, Vergleich der Turbulenzmodelle Netz E [95]

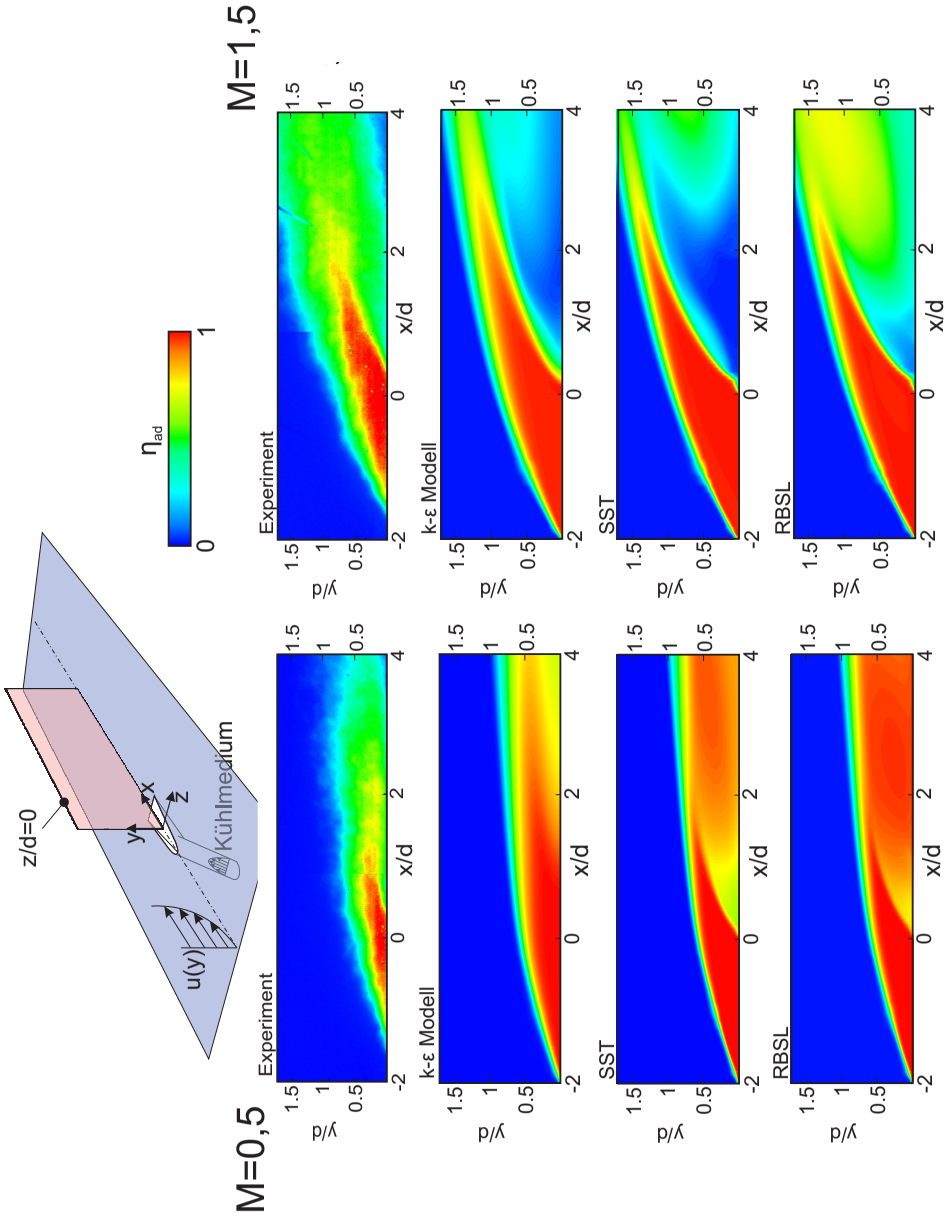


Abbildung A-6: Verteilung der Filmkühleffektivität in der Symmetrieebene, Vergleich der Turbulenzmodelle Netz E bei einer Ausblaserate von M=0,5 und M=1,5

Das turbulente Wirbelsystem im Eckbereich vor der Vorderkante

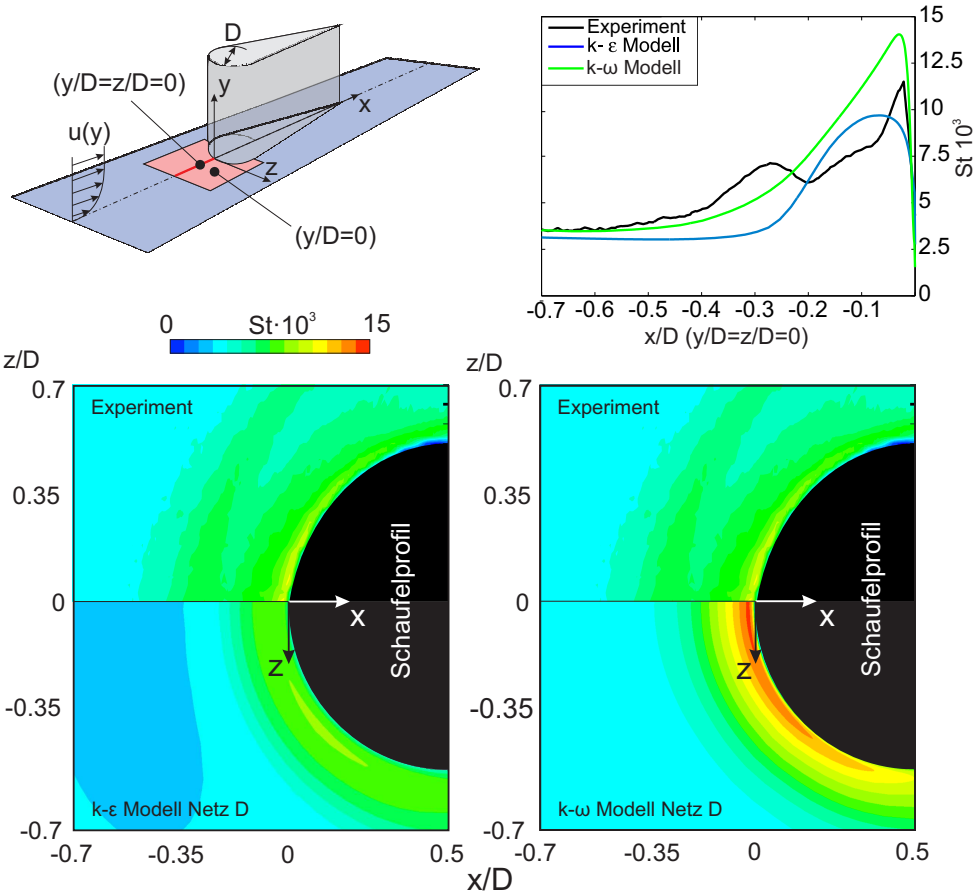


Abbildung A-7: Stantonzahlverteilung in der Ebene y/D=0, Vergleich des Experiments mit dem $k-\epsilon$ und $k-\omega$ Modell, Netz D

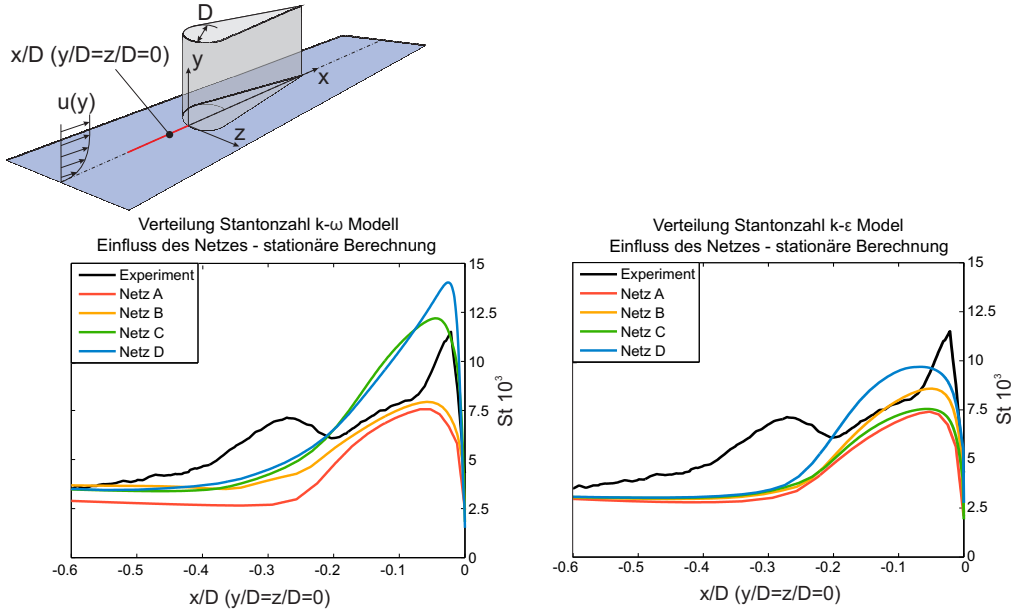


Abbildung A-8: Stantonzahlverteilung, y/D=z/D=0, Vergleich des Experiments mit dem $k-\epsilon$ und $k-\omega$ Modell, Netz A-D

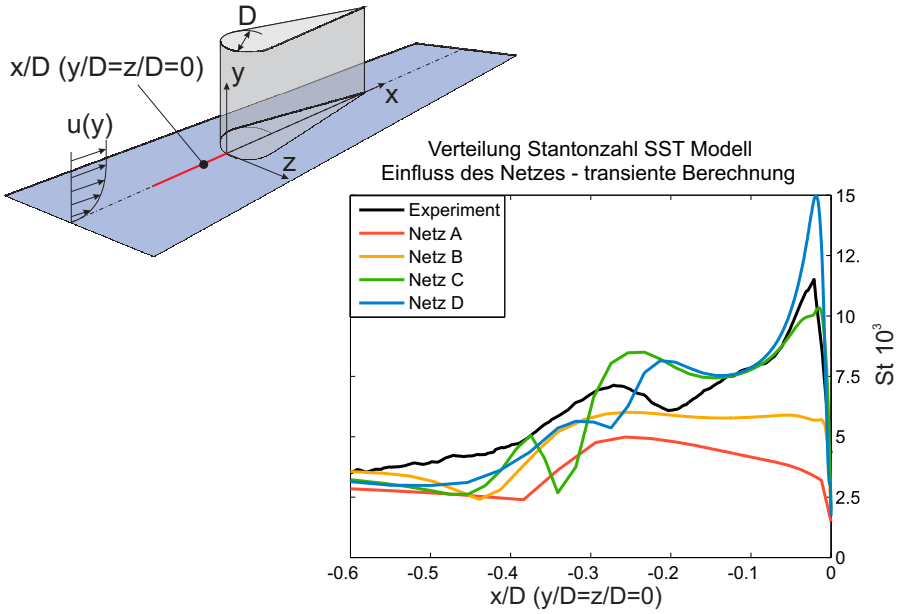


Abbildung A-9: Einfluss des Rechennetzes auf die berechnete Verteilung der Stantonzahl vor der Vorderkante in Verbindung mit dem SST Modell [82]

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Rebecca Reviol, geb. Dishur

Schulbildung

08/1988 - 07/1992	Grundschule Heilberscheid
08/1992 - 05/2001	Gymnasium Marienschule Limburg/Lahn Abschluss: Abitur

Hochschulbildung

10/2001 - 06/2008	Technische Universität Kaiserslautern Studium des Maschinenbaus Vertiefungsrichtung: Konstruktionstechnik, Werkstofftechnik Abschluss: Diplom-Ingenieurin Maschinenbau

Beruflicher Werdegang

08/2008 - 06/2009	Technische Universität Kaiserslautern Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen
07/2009 - 03/2012	Bergische Universität Wuppertal, Dienstort Kaiserslautern Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Sicherheitstechnik
04/2012 - 07/2012	Technische Universität Kaiserslautern Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen