

Patrick Jagerhofer

Berechnung der stationären Strömung in einer zweistufigen Turbine mit Purge Flow

Masterarbeit

Technische Universität Graz

Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik
Vorstand: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Heitmeir

Betreuer: Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Wolfgang Sanz

Graz, Oktober 2018

Statutory Declaration

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources/resources, and that I have explicitly marked all material which has been quoted either literally or by content from the used sources.

Graz, _____
Date

Signature

Eidesstattliche Erklärung¹

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

Graz, am _____
Datum

Unterschrift

¹Beschluss der Curricula-Kommission für Bachelor-, Master- und Diplomstudien vom 10.11.2008; Genehmigung des Senates am 1.12.2008

Abstract

This thesis deals with a steady CFD (Computational Fluid Dynamics) simulation of the air flow through a one-stage high-pressure turbine, a turbine center frame with struts and a one-stage low-pressure turbine. Additionally, purge flow through altogether six cavities and tip leakage flow for both rotors is modelled, whereas the leakage flow over the low-pressure shroud band sealing is especially investigated. The simulation is performed with the institute's in-house code LINARS, which solves the RANS equations with an eddy viscosity based turbulence model. The CFD results are compared with experimental data obtained in the institute's Transonic Test Turbine Facility. Global parameters, as stagnation pressure ratio, inlet mass flows or stagnation temperatures are in satisfactory agreement with less than 2.3% deviation. However, radial distributions of local flow parameters differ more, due to the nature of a steady solution. In part one of this thesis a recap of the necessary theory and the concept of CFD is made. The second part deals with the mesh generation, solution and analysis of the results. Secondary flows and vortices are investigated in detail. Besides the finding that the purge flows sufficiently seal all six cavities, a strong interaction of the cavity flows with the secondary flows in the cascade is discovered. The low-pressure turbine leakage flow is found to be of a highly three-dimensional and complex nature.

Vorwort

Die Wahl dieser Masterarbeit war für mich sehr leicht, da ich bereits meine Bachelorarbeit bei Herrn Professor Wolfgang Sanz zum Thema CFD geschrieben habe. Daher möchte ich mich für eine abermals ausgezeichnete Betreuung bedanken. Das unbürokratische, lösungsorientierte und rasche Vorgehen von Professor Sanz hat es mir ermöglicht, stets produktiv zu sein, und seine Ratschläge haben mir wohl die eine oder andere Woche in einer Sackgasse erspart. Insgesamt hat die Befassung mit dieser Masterarbeit mein Interesse und meine Leidenschaft für CFD und Fluidodynamik noch weiter vertieft.

Des weiteren möchte ich Dr. Paul Pieringer für seine geduldige Betreuung bei der Netz-erstellung danken. Herrn Dr. Stefan Zerobin und Dipl.-Ing. Patrick Zeno Sterzinger gebührt mein Dank für die Unterstützung im Bereich der Simulationsgeometrie und für das Zurverfügungstellen der Messwerte.

Für den reibungslosen und unbürokratischen Zugang zu den High-Performance-Computing Ressourcen gilt mein Dank dem Zentralen Informatikdienst (ZID) der TU Graz.

Abschließend möchte ich mich natürlich auch bei meinen Eltern, Hermine und Erich, bedanken, welche mich mental und finanziell das ganze Studium hindurch unterstützt haben.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	iii
Kurzfassung	iv
Vorwort	v
Abbildungsverzeichnis	ix
Tabellenverzeichnis	xi
Nomenklatur	xii
1. Einleitung	1
1.1. Aufgabenstellung	2
1.2. Gliederung	3
I. Theoretische Grundlagen	4
2. Erhaltungssätze	6
2.1. Massenerhaltungssatz	6
2.2. Impulserhaltungssatz	6
2.3. Energieerhaltungssatz	7
3. Navier-Stokes Gleichungen	8
4. Turbulenz	10
4.1. Mittelung	10
4.2. Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) Gleichungen	11
4.3. Favre-Averaged Navier-Stokes (FANS) Gleichungen	11
4.4. Turbulenzmodelle	12
4.4.1. Wirbelviskositätsansatz (Approximation von Boussinesq)	12
4.4.2. Spalart-Allmaras Modell	12
4.4.3. $k - \omega$ Modelle	13
4.4.4. Turbulente Randbedingungen	13
5. Computational Fluid Dynamics (CFD)	15
5.1. Preprocessing und Netzgenerierung	15
5.2. Solver	15
5.2.1. LINARS	16
5.3. Postprocessing	16
6. Sekundärströmungen	17
6.1. Sekundärströmungen im Schaufelkanal	17

6.2.	Sekundärströmungen in der Cavity	20
7.	Non-Reflecting Boundary Condition (NRBC)	22
8.	λ_2 Kriterium	23
II.	CFD-Simulation und Ergebnisse	24
9.	CFD-Simulation	26
9.1.	Mesh	27
9.1.1.	Hochdruckstufe	28
9.1.2.	Turbine Center Frame (TCF)	28
9.1.3.	Niederdruckstufe	29
9.1.4.	Netzgitterqualität	30
9.2.	Randbedingungen	31
9.2.1.	Eintritt	32
9.2.2.	Austritt	32
9.2.3.	Wände	34
9.2.4.	Rotationssymmetrische Randbedingungen - Periodics	34
9.2.5.	Interblock	34
9.2.6.	Interface	34
9.3.	Modellierung der Luft	35
9.4.	Turbulenzmodelle	35
9.5.	Solvereinstellungen LINARS	36
10.	Ergebnisse	37
10.1.	Ausgewertete Größen	37
10.2.	Überblick des Berechnungsgebietes	39
10.3.	Ebene B	41
10.4.	Hochdruckstator	42
10.5.	Hochdruckrotor	44
10.6.	Cavities am Hochdruckrotor	47
10.6.1.	Vordere untere Cavity - HP FWD HUB	48
10.6.2.	Hintere untere Cavity - HP AFT HUB	52
10.6.3.	Vordere obere Cavity - HP FWD TIP	54
10.6.4.	Hintere obere Cavity - HP AFT TIP	55
10.7.	Ebene C und Turbine Center Frame	56
10.7.1.	Statische Wanddrücke an der TCF Schaufel	59
10.8.	Ebene D	61
10.9.	Niederdruckstator	64
10.10.	Niederdruckrotor	65
10.11.	Cavities und Dichtspalt am Niederdruckrotor	68
10.11.1.	Vordere untere Cavity	68
10.11.2.	Hintere untere Cavity	71
10.11.3.	Dichtspalt am Deckband	72
11.	Zusammenfassung	80
12.	Ausblick	81

Inhaltsverzeichnis

A. Zusätzliche Abbildungen	83
A.1. Ad Hochdruckrotor	83
A.2. Ad Niederdruckrotor + Cavities	84
A.3. Ad Dichtspalt am Deckband	85
Literatur	92

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Meridionalschnitt des Prüfstands	3
1.2.	Gesamte CFD-Geometrie	3
6.1.	Bildung des Kanalwirbels	17
6.2.	Wirbelstrukturen im Schaufelkanal [Moon und Koh, 2001], with permission from Elsevier	18
6.3.	Spaltwirbel (feststehende Gehäusewand nicht dargestellt)	19
6.4.	Grundlegende Geometrie	20
6.5.	Sekundärströmungen in Radseitenraum und Cavity	21
9.1.	Meridionalschnitt des Prüfstands - modellierter Bereich	27
9.2.	Berechnungsgebiet	28
9.3.	Domänen der Hochdruckstufe	29
9.4.	Draufsicht auf das Mesh des Turbine Center Frames	29
9.5.	Domänen der Niederdruckstufe	30
9.6.	Kontrolle des y^+ Kriteriums	32
9.7.	Mess -und Simulationswerte Ebene A	33
10.1.	Überblick Massenströme und Totaltemperaturen	40
10.2.	Massengewichtete umfangsgemittelte Radialverteilungen, Ebene B: Messung vs. CFD	42
10.3.	Überblick Hochdruckstator mit streamwise Vorticity und Stromlinien	43
10.4.	Ablösungen am Hochdruckstator	44
10.5.	Stator: Abweichung der Umfangsgeschwindigkeit vom Ebenenmittelwert	44
10.6.	Überblick Hochdruckrotor mit streamwise Vorticity und Stromlinien	46
10.7.	Entwicklung der Wirbel	46
10.8.	λ_2 -Isoflächen - Blick auf Rotorhinterkanten	47
10.9.	HP FWD HUB Cavity: Normalgeschwindigkeit und Totaltemperatur	50
10.10.	HP FWD HUB Cavity: Stromlinien	51
10.11.	HP AFT HUB Cavity: Normalgeschwindigkeit und Totaltemperatur	53
10.12.	HP AFT HUB Cavity: Stromlinien	54
10.13.	HP FWD TIP Cavity	55
10.14.	HP AFT TIP Cavity	56
10.15.	Ablösung am TCF	57
10.16.	Massengewichtete umfangsgemittelte Radialverteilungen, Ebene C: Messung vs. CFD	59
10.17.	Ablösung am TCF mit Isoflächen	60
10.18.	Statische Wanddrücke entlang TCF Schaufel in 3 Höhenschnitten	61
10.19.	Massengewichtete umfangsgemittelte Radialverteilungen, Ebene D: Messung vs. CFD	64
10.20.	Niederdruckstator: Schnitte am Austritt und Stromlinien	65

10.21.	Niederdruckrotor: Streamwise Vorticity und Stromlinien - Blick auf Hinterkante	66
10.22.	Niederdruckrotor: Streamwise Vorticity und Stromlinien - Blick auf Vorderkante	66
10.23.	Niederdruckrotor: λ_2 und Umfangswinkel	68
10.24.	LP FWD HUB Cavity: Totaltemperatur	70
10.25.	Stromlinien aus vorderer unterer LP Cavity	71
10.26.	LP AFT HUB Cavity: Schnitte und Stromlinien	72
10.27.	Überblick der Schnitte, Blick auf Rotorvorderkante	73
10.28.	Totaldruck und Totaltemperatur im Dichtspalt in mehreren Umfangs-schnitten	76
10.29.	Erste Kammer - radialer Schnitt mit Totaldruck und Stromlinien . . .	77
10.30.	Zweite, mittlere Kammer - achsialer Schnitt mit Totaldruck und Strom-linien	77
10.31.	Dritte, letzte Kammer - achsialer Schnitt mit Totaldruck und Stromlinien	78
10.32.	Stromlinien im Absolutsystem	79
A.1.	HP FWD HUB Cavity: relative Stromlinien	83
A.2.	λ_2 Isoflächen - Blick auf Rotorhinterkanten - Hub	84
A.3.	LP FWD HUB Cavity: Normalgeschwindigkeit	85
A.4.	Totaldruck am Eintritt in Kammer 1: radialer Schnitt bei $\text{Span} \approx 1$. . .	86
A.5.	Erster Dichtspalt: Totaldruck und Stromlinien	86
A.6.	Totaldruck in Kammer 2	87
A.7.	Durchströmung der Dichtgeometrie: absolute Stromlinien	89
A.8.	Durchströmung der Dichtgeometrie: relative Stromlinien	91

Tabellenverzeichnis

9.1. Geometriedaten der Schaufelreihen	26
9.2. Eintrittsrandbedingungen Schaufelkanal und Cavities	33
9.3. Randbedingung Austritt	33
9.4. Randbedingung Wände	34
9.5. Luft: Physikalische Größen	35
9.6. Solvereinstellungen LINARS	36

Nomenklatur

Abkürzungen / englische Begriffe

CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL Zahl	Courant Friedrichs Lewy Zahl, Kennzahl für Diskretisierung
Chord	normierte Sehnenlänge der Schaufel
DNS	direkte numerische Simulation
Hub	Gehäuseinnenwand
Inlet	Eintritt in das Berechnungsgebiet
Mesh / Grid	räumlich diskretisierte Geometrie
NRBC / Giles	Non-Reflecting Boundary Condition, reflexionsfreie Randbedingung
Outlet	Austritt aus dem Berechnungsgebiet
Periodic	periodische Berandungen des Berechnungsgebiets
Shroud	Gehäuseaußenwand
Span	normierte radiale Strecke von Gehäuseinnenwand (Hub) zur Gehäuseaussenwand (Shroud)
SST	Shear Stress Transport (Scherspannungstransport)
TCF	Turbine Center Frame, Turbinenzwischengehäuse mit Stützschaufeln

Symbole

α_{rad}	Radialwinkel
α_{Θ}	Umfangswinkel
δ_{ij}	Kronecker Delta
ϵ	Dissipation der turbulenten kinetischen Energie k
κ	Isentropenexponent
λ	Wärmeleitfähigkeit bzw. auch Volumenviskosität
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
$\nu_t = \nu_{turb}$	Wirbelviskosität
ρ	Dichte
σ_{ij}	Spannungstensor
ω	charakteristische Frequenz der energietragenden Wirbel
A_{ij}	Deformationsgeschwindigkeitstensor isotroper Anteil
c_p	spezifische Wärmekapazität
D_{ij}	Deformationsgeschwindigkeitstensor deviatorischer Anteil
E_{ij}	Deformationsgeschwindigkeitstensor
e	spezifische innere Energie
e^*	spezifische totale innere Energie
f^b	infinitesimale spezifische Körperkraft

I	Turbulenzintensität
k	turbulente kinetische Energie
l_m	turbulente Mischungsweglänge
Ma	Machzahl
\dot{m}	Massenstrom
$\dot{m}_{Def.}$	Massenstromdefekt
$\vec{n}_{dA\perp}$	Normaleinheitsvektor auf infinitesimalem Flächenelement dA
p, p_{Stat}	statischer Druck
p_{Tot}	Totaldruck
\dot{Q}	Wärmequellen oder -senken
q_i	Komponente des Wärmeleitungsvektors
R	spezifische Gaskonstante
Re	Reynoldszahl
T	Temperatur
T_{Tot}	Totaltemperatur
t	Zeit
u_i	Geschwindigkeitskomponente der Koordinate i
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten der kartesischen Koordinaten x, y, z
u_a, u_Θ, u_r	Geschwindigkeitskomponenten der zylindrischen Koordinaten a, Θ, r
u'_i	turbulente Geschwindigkeitsfluktuation
$\langle u \rangle$	Ensemble-Mittelwert der Geschwindigkeit
V	Geschwindigkeit (Betrag des Geschwindigkeitsvektors)

1. Einleitung

Nicht nur in der Entwicklung der Antriebe zu Land und See, sondern auch in der Branche der Luftfahrtantriebe ist ein Hauptforschungsthema die Effizienzsteigerung vorhandener Technologien. Geschichtlich konnte sich als Luftfahrtantrieb die Turbomaschine gegenüber der Kolbenmaschine aufgrund des höheren Leistungsgewichts und der nutzbaren Aufstauwirkung im Flug durchsetzen. Der grundsätzliche Aufbau eines solchen Strahltriebwerks (abgesehen von dem in Vergessenheit geratenen Patent von Maxime Guillaume aus dem Jahre 1922) ist seit Frank Whittles Patent von 1932 über „eine Gas-turbine zur Erzeugung eines energiereichen Antriebsstrahls“ derselbe [vgl. Bräunling, 2015, S. 13]. Umgebungsluft wird durch einen Axial- und/oder Radialverdichter auf ein höheres Druckniveau gebracht. In der anschließenden Brennkammer erfolgt eine thermische Energiezufuhr durch Verbrennung von Kraftstoff. Danach expandiert das heiße Rauchgas teilweise in einer Turbine, welche wiederum den Verdichter antreibt. Durch die Divergenz der Isobaren verbleibt ein Plus an potentieller Energie in Form von höherem Druck gegenüber der Umgebung. Die anschließende Düse baut diesen Überdruck auf Umgebungsdruck ab und erzeugt den Antriebsstrahl. Aus Sicht des zugrundeliegenden Joule-Kreisprozesses als Vergleichsprozess für eine Gasturbine muss zur Steigerung des thermischen Wirkungsgrades das Druckverhältnis und damit die Turbineneintrittstemperatur erhöht werden. Diese ist jedoch aufgrund der Warmfestigkeit der zur Verfügung stehenden Werkstoffe begrenzt. Abhilfe schafft hier die Kühlung der Schaufeln und des umliegenden Gehäuses mit abgezapfter Verdichterluft. Zudem müssen auch die Spalte zwischen rotierenden und feststehenden Bauteilen (sog. Cavities) im Strömungskanal mit Sperrluft, ebenfalls vom Verdichter abgezapft, abgedichtet werden [vgl. Zerobin, Peters u. a., 2018, S. 1]. Je mehr Druckluft jedoch für andere Zwecke, wie Kühlung oder Dichtung, dem Verdichter entnommen wird, umso niedriger wird der Wirkungsgrad und desto höher wird der spezifische Brennstoffverbrauch des gesamten Triebwerks [vgl. Bräunling, 2015, S. 199]. Es ergibt sich also ein Spannungsfeld aus immer höheren Turbineneintrittstemperaturen und sparsamerem Einsatz von abgezapfter Verdichterluft.

Auch war es Whittle, der erkannte, dass zur Verbesserung des Vortriebswirkungsgrades eine Bypasslösung hilfreich ist. Mit einem weiteren Patent im Jahre 1936 legte er den Grundstein für das moderne Turbofantriebwerk und kann so als der alleinige „Vater“ der heutigen Bypass-Triebwerke angesehen werden [vgl. Bräunling, 2015, S. 15]. Heute ist ein wichtiges Entwicklungsziel die Steigerung des Bypassverhältnisses, da damit der Vortriebswirkungsgrad steigt. Üblicherweise ist ein modernes Zwei-Wellen-Turbofantriebwerk so aufgebaut, dass die Hochdruckturbine den Hochdruckverdichter und die Niederdruckturbine den Niederdruckverdichter und den Fan antreibt. Niederdruckturbine und Fan laufen also mit derselben Drehzahl. Neben Festigkeitsgründen, Überschalleffekten an den Fan-Schaufelspitzen und dem Gesamtgewicht des Triebwerks, wirkt auch die mit sinkender Drehzahl abnehmende Leistungsfähigkeit der Niederdruckturbine begrenzend auf den maximalen Fan-Durchmesser. Konstruktiv wird dieses Problem in heutigen Turbofans durch ein Turbinenzwischengehäuse (TCF - Turbine Center Frame) gelöst, welches den Strömungskanal zwischen Hochdruck-

1. Einleitung

und Niederdruckturbinen radial aufweitet. Dadurch kann auch bei geringerer Drehzahl der Niederdruckwelle eine ausreichende Niederdruckturbinenleistung erzielt werden [vgl. Zerobin, 2018, S. 1]. Die Geometrie eines solchen Turbinenzwischengehäuses lässt sich am einfachsten als S-förmiger Ringkanal mit Stützschaufeln beschreiben und ist in Abbildung 1.1 zwischen den Ebenen B und C dargestellt. Die Strömung durch diesen TCF ist komplex und bestimmt die Zuströmung zur Niederdruckturbinen und damit maßgeblich deren Effizienz [vgl. Zerobin, 2018, S. 2].

Ein aktuelles Forschungsgebiet am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik konzentriert sich auf den Einfluss der weiter oben beschriebenen Sperrluftströmungen aus den Cavities der Hochdruckturbinen auf die Hauptströmung durch das Turbinenzwischengehäuse und damit auf die Zuströmung der Niederdruckturbinen, siehe auch [Zerobin, Peters u. a., 2018] und [Zerobin, Aldrian u. a., 2018]. Hierzu wurden zahlreiche Messkampagnen am institutseigenem TTTF (Transonic Test Turbine Facility) Prüfstand durchgeführt. Die Ergebnisse mündeten schließlich in der Dissertation von Dr. Zerobin [Zerobin, 2018]. Da die Anzahl der Messstellen an einem Prüfstand natürlich begrenzt ist und die Durchführung der Versuche sehr zeit- und kostenintensiv ist, bietet sich eine begleitende CFD-Untersuchung zur gegenseitigen Validierung und Verbesserung des Verständnisses an. Daraus ergibt sich die Motivation für diese Arbeit: Eine stationäre CFD-Untersuchung des Prüfstandes mit den Randbedingungen aus den Messkampagnen.

1.1. Aufgabenstellung

Ziel dieser Masterarbeit ist eine Computational-Fluid-Dynamics-Untersuchung des Mittelteils einer Flugzeugturbinen inklusive Kühlluft- und Spaltströme. Es handelt sich um die letzte Hochdruckstufe, dem Turbinenzwischengehäuse (TCF - Turbine Center Frame) und die erste Niederdruckstufe. Ein besonderes Augenmerk soll dabei auf die Modellierung und den Einfluss der Kühlluft- und Dichtspalte beider Stufen gelegt werden. Die Geometrie aller an der Strömung beteiligten Bauteile ist triebwerksrelevant, was vor allem die Gittergenerierung zu einer Herausforderung macht. Parallel zu dieser Masterarbeit werden am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik Versuche mit genau diesem Mittelteil einer Flugzeugturbinen am transsonischen Turbinenprüfstand durchgeführt. Aus diesem Grund sollen die Ergebnisse dieser Arbeit auch zur gegenseitigen Validierung zwischen Simulation und Versuch dienen.

Abbildung 1.1 zeigt den Meridionalschnitt durch den Prüfstand. Die CFD Simulation erstreckt sich von Messebenen A bis D, wobei die Messwerte in diesen Ebenen die Randbedingungen festlegen sollen. Ebenfalls erkennbar sind die Spaltgeometrien des Hochdruck- und des Niederdruckrotors, sowie die Kühlluftkanäle (Cavities) zwischen den rotierenden und feststehenden Maschinenteilen.

Die CFD-Simulation soll mit dem institutseigenen Code LINARS durchgeführt werden. Das Rechengitter steht von Ebene A bis Ebene C aus einer früheren Masterarbeit bereits zur Verfügung. Der Niederdruckteil ist neu zu vernetzen, wobei hier die Dichtspaltgeometrie des Niederdruckrotors eine Besonderheit ist. Abbildung 1.2 zeigt die gesamte Geometrie, wobei die Durchströmung in x-Richtung erfolgt und die Turbinenstufen gleichsinnig entgegen der mathematisch positiven x-Drehrichtung in Abbildung 1.2 rotieren.

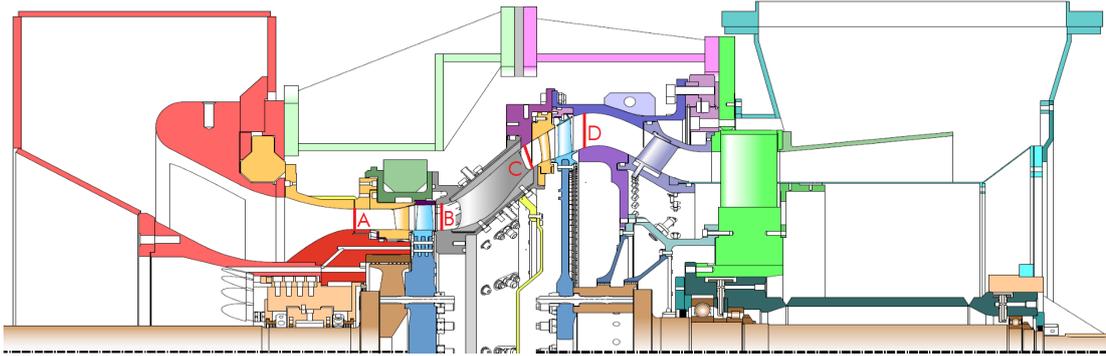


Abbildung 1.1.: Meridionalschnitt des Prüfstands

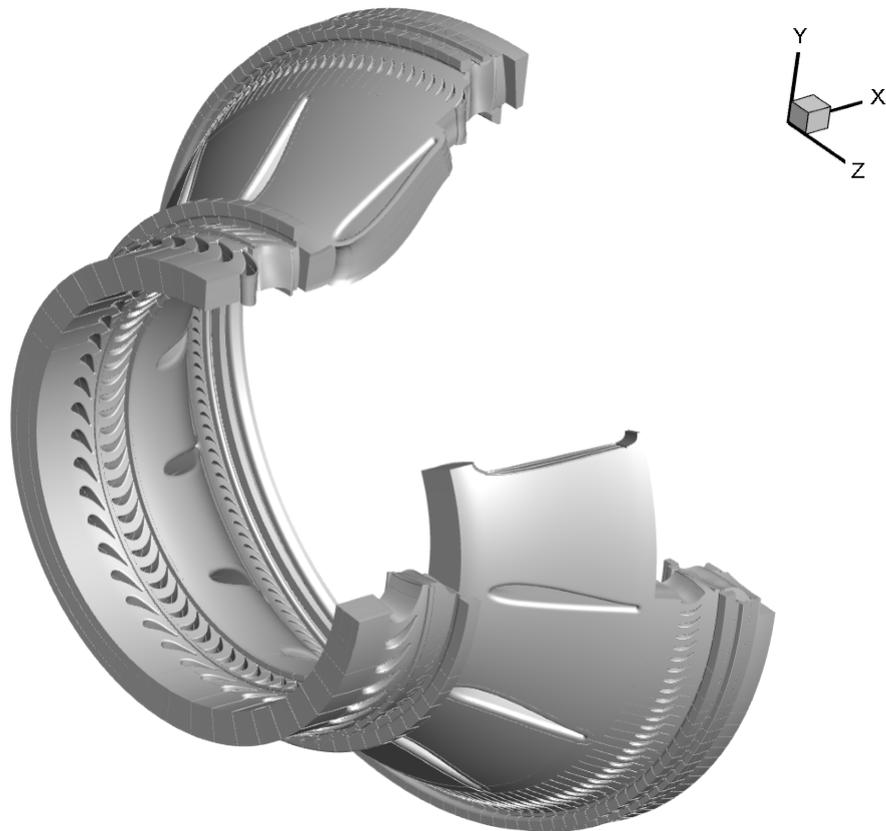


Abbildung 1.2.: Gesamte CFD-Geometrie

1.2. Gliederung

Diese Arbeit ist in einen theoretischen und einen anwendungsbezogenen Teil gegliedert. Der theoretische Teil soll die notwendigen Grundlagen und Zusammenhänge vorstellen. Vor allem die bestimmenden Differentialgleichungen, aber auch notwendige vereinfachende Modelle werden gezeigt. Dabei wird von langen Herleitungen und Beweisen Abstand genommen und auf die referenzierte Literatur verwiesen. Der zweite anwendungsbezogene Teil umfasst die eigentliche Arbeit. Dabei geht es vor allem um die Erstellung, Durchführung und Auswertung der CFD-Simulation. Die Gesamtheit der aus dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse mündet schließlich in einer Zusammenfassung.

Teil I.

Theoretische Grundlagen

Der folgende Teil 1 stammt abschnittsweise aus meiner vorangegangenen Bachelorarbeit „CFD-Simulation eines Hochdruckstators mit verschiedenen Turbulenzmodellen und CFD-Codes“ und soll einer kurzen theoretischen Einführung dienen. Dabei sollen die essentiellen Zusammenhänge, auf denen die eigentlichen Arbeitsschritte aufbauen, kurz vorgestellt werden. Es stellt nur eine überblicksmäßige Aufstellung dar. Bezüglich Herleitungen und detaillierter Behandlungen sei auf einschlägige Fachliteratur und die Quellenangaben hingewiesen.

2. Erhaltungssätze

Die folgenden Notationen verstehen sich in der Schreibweise der Einstein'schen Summenkonvention und beziehen sich auf ein infinitesimales Volumenelement dV . Dabei ist auch zu summieren, wenn ein Index durch einen Ableitungsoperator in einem Term doppelt vorkommt. Die verwendeten Variablen sind:

- Dichte ρ
- Zeit t
- Geschwindigkeit u
- räumliche Koordinate x
- Spannungstensor σ
- infinitesimale spezifische Körperkraft f^b
- spezifische innere Energie e
- statischer Druck p
- Wärmeleitung q
- und Wärmequellen oder -senken \dot{Q} .

Eine allgemeine Strömung eines Fluides lässt sich gänzlich durch folgende drei Erhaltungssätze beschreiben:

2.1. Massenerhaltungssatz

Der Massenerhaltungssatz wird auch oft als Kontinuitätsgleichung bezeichnet.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

Axiom: Masse kann weder erzeugt noch vernichtet werden [vgl. Spurk und Aksel, 2010, S. 37].

2.2. Impulserhaltungssatz

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i^b \quad (2.2)$$

Axiom: „In einem Inertialsystem ist die zeitliche Änderung des Impulses eines Körpers gleich der auf diesen Körper wirkenden Kräfte“ [Spurk und Aksel, 2010, S. 39].

Der Spannungsterm σ_{ij} kann noch in einen Druckteil und in einen viskosen Teil aufgeteilt werden. Bei sehr hohen Reynoldszahlen lässt sich der viskose Term vernachlässigen und es entstehen die Euler-Gleichungen, aus denen sich die Potentialtheorie ableiten lässt.

2.3. Energieerhaltungssatz

$$\frac{\partial \rho(e + \frac{1}{2}u_k u_k)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j(e + \frac{1}{2}u_k u_k)}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ji} u_i}{\partial x_j} + \rho u_j f_j^b - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \dot{Q} \quad (2.3)$$

Axiom: „Die zeitliche Änderung der gesamten Energie eines Körpers ist gleich der Leistung der äußeren Kräfte plus der pro Zeiteinheit von außen zugeführten Energie“ [Spurk und Aksel, 2010, S. 69].

3. Navier-Stokes Gleichungen

Unter Voraussetzung eines isotropen Newton'schen Fluids und der Stokes-Hypothese (1845) lässt sich der Spannungstensor σ weiter zerlegen und durch Deformationen ausdrücken. Unter gewissen Annahmen (Näherung erster Ordnung) hängen bis auf den thermodynamischen Druck p alle weiteren Terme nur vom Geschwindigkeitsgradient ab. Dieser lässt sich in den Deformationsgeschwindigkeitstensor E und den Rotationstensor Ω aufteilen. Da für Newton'sche Fluide eine Starrkörperrotation keine Spannungen hervorruft, lässt sich mit der dynamischen Viskosität μ und der Volumenviskosität λ der Spannungstensor folgendermaßen angeben:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\mu E_{ij} \quad (3.1)$$

Durch weiteres Aufteilen des Deformationsgeschwindigkeitstensors E in seinen isotropen Anteil A und deviatorischen Anteil D nach

$$E = A + D, \quad (3.2)$$

$$\text{mit } E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (3.3)$$

$$A_{ij} = \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) \delta_{ij}, \quad (3.4)$$

$$\text{und demnach } D = E - A, \quad (3.5)$$

lässt sich nach einigen Umformungen schreiben:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \left(\lambda + \frac{2}{3}\mu \right) \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\mu D_{ij}. \quad (3.6)$$

Mit dem deviatorischen Anteil

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (3.7)$$

lässt sich der Spannungstensor zusätzlich in die Deformationstypen aufgliedern:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} - \underbrace{\mu \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}}_{\text{Dilatation}} + \underbrace{\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{lin. Deform. } i=j \text{ Winkeländerung } i \neq j} + \underbrace{\left(\lambda + \frac{2}{3}\mu \right)}_{=0 \text{ Stokes Hypothese}} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}. \quad (3.8)$$

Dabei bedeutet der zweite Term aus kinematischer Sicht eine Dilatation des betrachteten Fluidbereichs. Die Gestalt bleibt also erhalten, das Volumen vergrößert oder verkleinert sich. Der dritte Term führt im Fall $i = j$ zu einer linearen Deformation. Der Fall $i \neq j$ führt im dritten Term zu einer Scherung. Der letzte Term wird laut Stokes-Hypothese zu Null. Dies hat zur Folge, dass die Volumenviskosität λ von

der dynamischen Viskosität μ abhängt. Außerdem bedeutet dies, dass isotrope Dilatationen keine viskosen Spannungen hervorrufen, da in Gleichung 3.8 außer dem Druck keine weitere isotrope Spannungsursache übrig bleibt. Zweiter und dritter Term ergeben zusammen den oben definierten deviatorischen Anteil D des Deformationsgeschwindigkeitstensors E . Würde die Stokes-Hypothese nicht gelten, so gäbe es auch zwei Druckbegriffe. Den thermodynamischen Gleichgewichtsdruck p und den mechanischen Druck, der vom thermodynamischen Druck um den Betrag des letzten Terms abweicht. Dieser Unterschied entsteht durch den Zeitversatz infolge der benötigten Relaxationszeit zur Erreichung des thermodynamischen Gleichgewichts bei einer Bewegung mit isotroper Dilatation. Somit geht die Stokes-Hypothese davon aus, dass diese Relaxationszeit vernachlässigbar klein ist. [vgl. Buresti, 2015]

Mit dieser Definition wird der Impulserhaltungssatz zusammen mit dem Massenerhaltungssatz und dem Energieerhaltungssatz zu den Navier-Stokes Gleichungen:

$$\text{Masse : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (3.9)$$

Impuls in Richtung i :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-p \delta_{ij} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho f_i^b \quad (3.10)$$

Energieerhaltungssatz :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho (e + \frac{1}{2} u_k u_k)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j (e + \frac{1}{2} u_k u_k)}{\partial x_j} = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_i \left(-p \delta_{ij} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) \right] + \rho u_j f_j^b - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \dot{Q} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Das Dimensionslosmachen der Navier-Stokes Gleichungen führt unter anderem zu der für die Beschreibung und den Vergleich von Strömungen essenziellen Reynoldszahl.

$$Re = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Zähigkeitskräfte}} = \frac{UL}{\nu} \quad (3.12)$$

4. Turbulenz

Eine analytisch noch immer nicht ganz geklärte Erscheinung der viskosen Strömung ist deren Stabilität, oder besser deren Instabilität. Über einer kritischen Reynoldszahl kann eine laminare Strömung zu einer turbulenten umschlagen. Es kommt zu regellosen Schwankungen der Geschwindigkeit und des Druckes. Es bilden sich Wirbelstrukturen und Turbulenzballen, die auch optisch im Versuch nachweisbar sind. Das Fluid scheint mehr Zähigkeit zu besitzen. Selbst ein eigentlich stationärer Fall wird durch die Überlagerung turbulenter Fluktuationen instationär und dreidimensional.

Da in technisch relevanten Strömungen zumeist $Re > Re_{krit}$ gilt, ist es wichtig auch diese Strömungen zu beherrschen. Interessant ist, dass die zuvor gezeigten Navier-Stokes Gleichungen diese scheinbar regellosen Fluktuationen der Strömungsgrößen bereits beschreiben können. Werden diese ohne weitere Turbulenzmodellierung direkt gelöst, spricht man von direkter numerischer Simulation (DNS). Da die Anzahl der notwendigen Rechengitterpunkte bei direkten numerischen Simulationen jedoch stark mit der Reynolds-Zahl steigt, ist diese Herangehensweise für technisch relevante Strömungen bei den heutigen Computerkapazitäten nicht möglich.

„The instantaneous range of scales in turbulent flows increases rapidly with the Reynolds number. As a result, most engineering problems, e.g. the flow around a car, have too wide a range of scales to be directly computed using DNS“ [Parviz und Krishnan, 1998].

Aus diesen Gründen ist es auch in dieser Arbeit notwendig, die Turbulenz durch Modellbildung effizienter berechenbar zu machen. Auf diese Modellierung und die verwendeten Modelle soll in einem der folgenden Kapitel näher eingegangen werden.

4.1. Mittelung

Da aus zuvor genannten Gründen die DNS keine praktikable Lösung für technische Probleme mit Turbulenz darstellt, ist ein gangbarer Weg die Mittelwertbildung. Es gibt die statistische Mittelung, bei der mit sog. Ensemble-Mittelwerten gearbeitet wird. Ein Ensemble sind mehrere Realisationen derselben turbulenten Strömung. Aus diesen Realisationen wird der Mittelwert gebildet (siehe RANS - 4.2). Außerdem existiert auch die Möglichkeit einer räumlichen Filterung des Strömungsfeldes, was im weiteren zur Large Eddy Simulation (LES) führt, ab hier nicht weiter verfolgt.

4.2. Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) Gleichungen

Mit der Reynoldszerlegung $u_i = \bar{u}_i + u_i'$ werden die Momentanwerte der Strömung u_i in einen Ensemble-Mittelwert \bar{u}_i und eine Fluktuation u_i' aufgeteilt [vgl. Spurk und Aksel, 2010, S. 224].

Durch Anwendung dieser Mittelwertbildung auf die Navier-Stokes Gleichungen und einige Umformungen erhält man die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS). Für ein inkompressibles Medium ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\frac{\partial(\bar{u}_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (4.1)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \delta_{ij} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u_i' u_j'}). \quad (4.2)$$

Hier taucht der zusätzliche Term $\frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u_i' u_j'})$ auf, welcher den Effekt der Turbulenz repräsentiert. Die Reynoldsspannungen $\overline{\rho u_i' u_j'}$ müssen nun modelliert werden, um die RANS schließen zu können. [vgl. Spurk und Aksel, 2010, S. 227]

Man spricht auch vom Schließungsproblem der Turbulenz. Dieser zusätzliche Term der Reynoldsspannungen repräsentiert die zuvor erwähnte scheinbare Zähigkeitszunahme der turbulenten Strömung.

4.3. Favre-Averaged Navier-Stokes (FANS) Gleichungen

Für (stark) kompressible Strömungen ist es vorteilhaft, eine massengewichtete Mittelwertbildung, auch bekannt als Favre-Mittelung, der Ensembles vorzunehmen.

$$\tilde{\Phi} = \frac{\overline{\rho \Phi}}{\bar{\rho}} \quad (4.3)$$

Dabei werden die Geschwindigkeiten u, v, w sowie alle thermischen Größen nach Favre und Dichte ρ sowie Druck p konventionell gemittelt. Eine Zerlegung mittels Favre Mittelung versteht sich dann folgendermaßen: $u_i = \tilde{u}_i + u_i''$.

Einsetzen der Zerlegung in die Navier-Stokes Gleichungen führt auf die Favre-Averaged Navier-Stokes Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u_i'' u_j''}). \quad (4.5)$$

[vgl. Suman und Girimaji, 2010, S. 386]

Hier wiederum taucht der zusätzliche Term $\frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u_i'' u_j''})$ auf, welcher den Effekt der Turbulenz repräsentiert. Auch hier bedarf es einer Modellierung des Terms $\overline{\rho u_i'' u_j''}$, um die FANS zu schließen.

4.4. Turbulenzmodelle

Zur Schließung der RANS bzw. FANS gibt es unterschiedliche Zugänge. Alle zielen auf eine Modellierung des bei der Mittelung entstandenen Reynolds'schen Spannungstensors $\overline{u_i' u_j'}$ bzw. $\overline{\rho u_i'' u_j''}$ ab. Hierzu gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten:

- Wirbelviskositätsansatz
- Reynolds Stress Transport (RST)

Ersterer Ansatz beruht auf der Approximation von Boussinesq unter Einführung der Wirbelviskosität oder turbulenten Viskosität. Letzterer löst im Falle des Launder-Reece-Rodi-Reynolds-Spannungs-Modells 7 Transportgleichungen für die Terme im Reynolds'schen Spannungstensor und für die Dissipation ϵ . [vgl. Schwarze, 2013, S. 140]

4.4.1. Wirbelviskositätsansatz (Approximation von Boussinesq)

Die in dieser Arbeit verwendeten Turbulenzmodelle basieren alle auf dem Wirbelviskositätsansatz und der Approximation von Boussinesq.

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{\rho k} \quad (4.6)$$

[vgl. Schwarze, 2013, S. 140]

Der letzte Term enthält die turbulente kinetische Energie k , wobei über den Index summiert wird.

$$k = \frac{\overline{u_k' u_k'}}{2} \quad (4.7)$$

Die Wirbelviskosität $\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho}$ ist abhängig vom turbulenten Strömungszustand und unabhängig vom Fluid im Gegensatz zur üblichen dynamischen oder kinematischen Viskosität.

Durch Einsetzen dieses Ansatzes werden die RANS/FANS geschlossen und es verbleibt nun noch die Ermittlung der Wirbelviskosität. Der Unterschied in den für diese Arbeit verwendeten Turbulenzmodellen liegt letztendlich in der Ermittlung der Wirbelviskosität und den dafür gelösten Transportgleichungen.

4.4.2. Spalart-Allmaras Modell

Das Spalart-Allmaras Modell wurde zwar für keine Endergebnisse benutzt, jedoch wurde es in jedem Berechnungsszenario für Voriterationen verwendet, um Konvergenz sicherzustellen.

Es ist dies ein 1-Gleichungs-Modell. In diesem Modell wird eine empirische Transportgleichung für $\tilde{\mu}$ gelöst, welche wie folgt mit der turbulenten Viskosität μ_t (oder auch Wirbelviskosität genannt) verbunden ist:

$$\mu_t = f_{v1} \tilde{\mu} \quad \text{mit} \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad \text{und} \quad \chi = \frac{\tilde{\mu}}{\mu} \quad (4.8)$$

[vgl. Schwarze, 2013, S. 147]

4.4.3. $k - \omega$ Modelle

Die $k - \omega$ Modelle berechnen die Wirbelviskosität ν_t als eine Funktion der turbulenten kinetischen Energie k und der charakteristischen Frequenz ω der energietragenden Wirbel. Im Vergleich zum Standard $k - \epsilon$ Modell, welches mit k und dessen Dissipation ϵ arbeitet, liefert das $k - \omega$ Modell bessere Ergebnisse in wandnahen Bereichen. Zwischen ω und ϵ besteht der Zusammenhang $\omega = \epsilon/k$. k und ω werden mit eigenen Transportgleichungen mit Quelltermen ermittelt. Diese Differenzialgleichungen sind dann noch zusätzlich zu den übrigen RANS/FANS-Gleichungen zu lösen. [vgl. Schwarze, 2013, S. 145]

Allgemein gehalten korreliert μ_t zum Quotienten der turbulenten kinetischen Energie k und der charakteristischen Frequenz der energietragenden Wirbel ω . Je nach verwendetem $k - \omega$ Modell (Standard-Wilcox, SST, BSL etc.) kommen noch weitere Terme, wie Maximumfunktionen hinzu, um z. B. zu hohe μ_t Werte in Freistrombereichen zu verhindern.

$$\mu_{turb} = \mu_t \sim \frac{k}{\omega} \quad (4.9)$$

[vgl. Rumsey, 2015]

Außerdem soll noch erwähnt werden, dass die $k - \omega$ Modelle empirischen Ursprunges sind. Einige Erweiterungen und Verfeinerungen begründen auf Versuchen an kanonischen Strömungen und/oder DNS Ergebnissen. Im Folgenden sollen kurz einige Merkmale des verwendeten SST $k - \omega$ Modells erläutert werden. Auf Anschreiben der Transportgleichungen für k und ω wird hier verzichtet. Diese können in [Schwarze, 2013, 142 ff.] bei Bedarf nachgeschlagen werden.

SST $k - \omega$ Modell

Ein Hauptproblem des $k - \omega$ Modells ist die Empfindlichkeit bei Freistrombedingungen. Um dies zu beseitigen, kombiniert man die Stabilität des $k - \epsilon$ Modells im freien Strom mit der robusten und genauen Formulierung des $k - \omega$ Modells in Randnähe. Das SST Modell setzt sich also aus dem Wilcox $k - \omega$ Modell am Rand und dem übersetzten $k - \epsilon$ Modell in der freien Strömung zusammen. Über eine sog. „blending function“ erfolgt ein stetiger Übergang zwischen den beiden Modellen. Durch diese Verfeinerungen kann dieses hybride Modell sowohl direkt in der Grenzschicht als auch im Freistrombereich gute Ergebnisse liefern. [vgl. Schwarze, 2013, S. 146]

4.4.4. Turbulente Randbedingungen

Bei der Definition der Randbedingungen am Eintritt und am Austritt der Simulation bedarf es neben den üblichen Strömungsgrößen (Temperatur, Druck, etc.) auch an Information über den Zustand der Turbulenz. Da eine turbulente kinetische Energie k oder eine spezifische Dissipationsrate ω unhandliche und im Versuch schwer ermittelbare Größen darstellen, benutzt man zur Definition des Turbulenzzustandes bei den Randbedingungen praktischere Größen. In dieser Arbeit wurde für das $k - \omega$ Modell die Turbulenz am Eintritt mittels Turbulenzintensität und turbulenter Mischungsweglänge (turbulence length scale) definiert. Für das Spalart-Allmaras Modell wurde das Verhältnis $\frac{\mu_t}{\mu}$ am Eintritt vorgegeben.

4. Turbulenz

Turbulenzintensität I

Die Turbulenzintensität I ist hier als der Quotient aus dem quadratischen Mittel der Geschwindigkeitsfluktuationen zur mittleren Geschwindigkeit definiert.

$$I = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \overline{u_k' u_k'}}}{\sqrt{\overline{u_k} \overline{u_k}}} \quad (4.10)$$

Für die Turbulenzintensität I gibt es zahlreiche Anhaltswerte und auch eine empirische Korrelation für Rohrströmungen. Die turbulente kinetische Energie lässt sich so am Eintritt aus der dort vorgegebenen Turbulenzintensität unter Annahme isotroper Turbulenz berechnen.

$$k = \frac{3}{2} (\sqrt{\overline{u_k} \overline{u_k}} I)^2 \quad (4.11)$$

Turbulente Mischungsweglänge l_m

Die turbulente Mischungsweglänge l_m entspricht dem Durchmesser der großen Wirbel, welche den Hauptteil der Energie in turbulenten Strömungen beinhalten. Bei voll entwickelter Turbulenz ist der maximale Wirbeldurchmesser durch die durchströmte Geometrie beschränkt. Bei entwickelten Strömungen wird oft angenommen, dass l_m in etwa zehn Prozent des hydraulisch gleichwertigen Durchmessers beträgt [vgl. Schwarze, 2013, S. 149]. In LINARS errechnet sich die spezifische Dissipationsrate ω mittels

$$\omega = \frac{k^{\frac{1}{2}}}{C_\mu^{\frac{1}{4}} l_m} \quad (4.12)$$

und der Konstante $C_\mu = 0,09$.

5. Computational Fluid Dynamics (CFD)

In diesem Kapitel soll die schematische Herangehensweise bei CFD-Simulationen kurz angerissen werden. Das grobe Schema einer CFD-Simulation gliedert sich in drei Hauptbereiche: Präprozessor, Strömungslöser und Postprozessor. [vgl. Schwarze, 2013, S. 13] Grundsätzlich gibt es zweierlei Diskretisierungen, die durchzuführen sind, um die zuvor gezeigten Differentialgleichungen lösen zu können:

Die räumliche Diskretisierung, auch Netzgenerierung (Meshing) und die Diskretisierung der zugrunde liegenden und bereits vorgestellten Differentialgleichungen. Zur Diskretisierung der Differentialgleichungen sind die üblichsten Ansätze die finite Differenzen-, finite Elemente- und finite Volumen Methode.

5.1. Preprocessing und Netzgenerierung

Die Netzgenerierung ist eine Hauptaufgabe des Preprocessing. Hierbei geht es um die räumliche Diskretisierung der kontinuierlichen zu simulierenden Geometrie. Das räumliche Modell wird hierbei in diskrete Volumina aufgeteilt. Die Eckpunkte der entstehenden Elementarzellen werden auch Nodes genannt. Man unterscheidet zwischen zellzentrierten und eckzentrierten Ansätzen, je nachdem, wo die Zellwerte örtlich gespeichert werden. Die Qualität des erstellten Meshes, vor allem moderate Aspektverhältnisse, geringe Schiefwinkeligkeit der Zellseiten und eine moderate Volumenänderung zu den Nachbarzellen sind für die Qualität der Ergebnisse entscheidend. Das in dieser Arbeit erstellte Netz wird im praktischen Teil näher vorgestellt.

Im Preprocessing werden alle für den Solver erforderlichen Einstellungen getroffen. Die zu verwendenden Modellierungen werden festgelegt, wie z. B. die zuvor besprochenen Turbulenzmodelle. Randbedingungen werden vergeben. Die Fluideigenschaften und Modelle zur Beschreibung des Fluidverhaltens (z. B. Sutherland Law für Viskosität) werden gewählt. Solverart und Solvareinstellungen werden getroffen. Zuletzt erfolgt eine Initialisierung der Simulation mit den gewählten Anfangsbedingungen.

5.2. Solver

Dies ist der eigentliche Schritt der Lösungsberechnung. Der Solver stellt die diskretisierten Gleichungen für jede Zelle des Meshes auf und löst sie in zahlreichen Iterationsschritten. Ein Konvergenzkriterium stellen die dabei aufgezeichneten Residuen dar. Oft spricht man von Konvergenz, wenn die aufgezeichneten Residuen 1. um mehrere Größenordnungen (meistens drei) abgenommen haben und 2. sich nicht

5. Computational Fluid Dynamics (CFD)

mehr weiter verändern. Jedoch sind Residuen als alleiniges Konvergenzmerkmal der Lösung ungeeignet, sie geben lediglich einen Hinweis auf mögliche Konvergenz.

5.2.1. LINARS

In dieser Arbeit wird ausschließlich mit dem institutseigenen CFD Solver *LINARS* gearbeitet. Dieser löst die RANS bzw. FANS in konservativer Form. In dieser Form stehen in den RANS bzw. FANS keine Variablen vor den Ableitungsoperatoren. Siehe hierzu auch Kapitel 4.2 mit den RANS in nicht konservativer Form und Kapitel 4.3 mit den FANS in konservativer Form angeschrieben. Konservative und nicht konservative Form sind äquivalent und lassen sich ineinander überführen. Jedoch ist die konservative Form nach der Diskretisierung genauer, da diese Formulierung (wie es der Name schon sagt) die Transportgrößen erhält, was bei der nicht konservativen Formulierung nicht garantiert ist. [vgl. Lecheler, 2009, S. 15]

Die konservativen RANS bzw. FANS werden zeit-iterativ implizit nach dem Newton-Verfahren gelöst. Es wird mit einem zellzentrierten Ansatz gearbeitet. Die Differentialgleichungen werden mit der finiten Volumen Methode (FVM) diskretisiert und auf einem räumlich blockstrukturierten Gitter gelöst. Jeder Block lässt sich hierbei einem anderen Prozessor zuweisen, was auch Block-basierte Parallelisierbarkeit genannt wird. Die reibungsfreien Flüsse (Euler) werden „upwind“ nach *Roe* diskretisiert. Der für die Reibung verantwortliche viskose Flussvektor wird zweiter Ordnung und zentral nach *Greens Satz* diskretisiert. Die räumliche Interpolation der Variablen für die Zellgrenzen erfolgt mit dem *MUSCL*-Verfahren dritter Ordnung. Um Schwingungen im Bereich von Stößen zu vermeiden, wird die *total variation diminishing (TVD)* Methode verwendet. Das sich so ergebende Gleichungssystem wird räumlich implizit mit einem *Gauss-Seidel* Verfahren gelöst, wobei die entstehenden tridiagonalen Matrizen mit dem *Thomas*-Algorithmus gelöst werden. Die Transportgleichungen für die Turbulenzmodelle werden danach gelöst.

5.3. Postprocessing

Die vom Solver aus den bestimmenden Differentialgleichungen ermittelten Ergebnisgrößen, wie Dichte, Druck, Geschwindigkeit, Turbulenzgrößen etc. müssen noch aufbereitet und in die gewünschten Zielgrößen umgeformt werden. Dem Postprocessing kommt eine nicht zu vernachlässigende Bedeutung zu, denn erst eine Aufbereitung der Fülle an Daten führt zu einer Aussage der Endergebnisse. In dieser Arbeit wurde vorwiegend mit der kommerziellen Software *TECPLOT* für das Postprocessing gearbeitet.

6. Sekundärströmungen

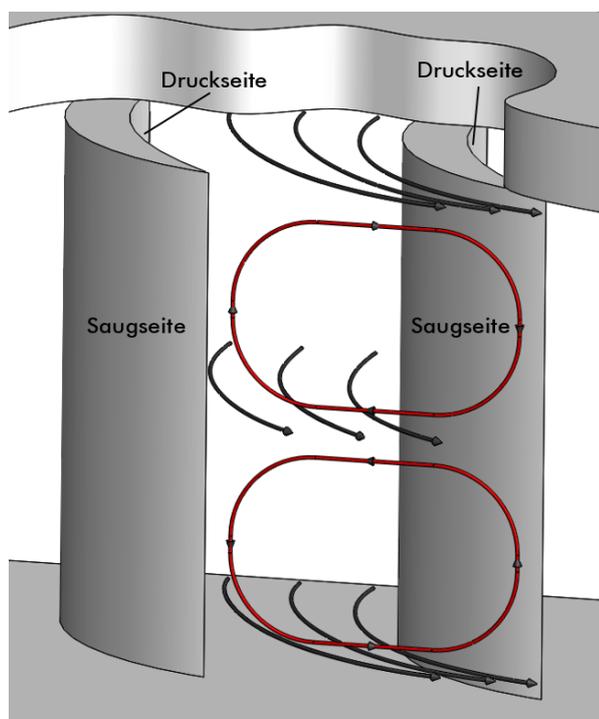
In diesem Abschnitt werden die nach vorherrschender Lehrmeinung dominierenden Sekundärströmungen in einem allgemeinen Schaufelkanal vorgestellt. Außerdem wird auf Sekundärströmungen in den Dichtspalten (Cavities) zwischen feststehender Statorgeometrie und rotierender Rotorscheibe eingegangen.

6.1. Sekundärströmungen im Schaufelkanal

Die Literatur spricht meist von 3 bis 4 unterschiedlichen Wirbelsystemen. Es sind dies

- die Hufeisenwirbel (horseshoe vortices),
- die beiden Kanalwirbel (passage vortices),
- die Eckwirbel (corner vortices) und
- bei Rotoren der Spaltwirbel (gap vortex).

Diese Wirbel machen einen nennenswerten Anteil der Verluste in einer Turbinenströmung aus, welche Sekundärverluste genannt werden. Sie treten hauptsächlich in den wandnahen Bereichen am Innengehäuse (Hub) und Außengehäuse (Shroud) auf. Besonders in diesen Bereichen weicht die Strömung von der gewollten 2D Strömung ab, die auch ein potentialtheoretischer Ansatz vorhersagen würde. [vgl. Kawai, Shinoki und Adachi, 1989, S. 375]



Die Kanalwirbel entstehen durch das Zusammenwirken von Grenzschicht an Hub bzw. Shroud und der Druckverteilung in Umfangsrichtung zwischen Druck- und Saugseite. Durch die Umlenkung der Schaufelreihe krümmt sich die Stromlinie, wodurch sich aufgrund der Zentrifugalwirkung ein Druckgefälle von Druck- zu Saugseite der benachbarten Schaufeln aufbaut. Dieses Druckprofil prägt sich auch der Grenzschicht in Hub und Shroud auf, in welcher die Strömungsgeschwindigkeit jedoch niedriger ist.

Abbildung 6.1.: Bildung des Kanalwirbels

6. Sekundärströmungen

Da aber auch hier Kräftegleichgewicht in Umfangsrichtung herrschen muss, krümmt sich die Stromlinie stärker, siehe auch Abbildung 6.1. Es kommt also zu einer Sekundärströmung in der Grenzschicht von Druck- zu Saugseite.

Aus Kontinuitätsgründen bildet sich in Kanalmitte eine Querströmung in entgegengesetzter Richtung aus. Da dieses Phänomen an Hub und Shroud gleich auftritt, kommt es zu einem gegengleich drehenden Wirbelpaar, auch Kanalwirbel genannt. [vgl. Bräunling, 2015, S. 932]

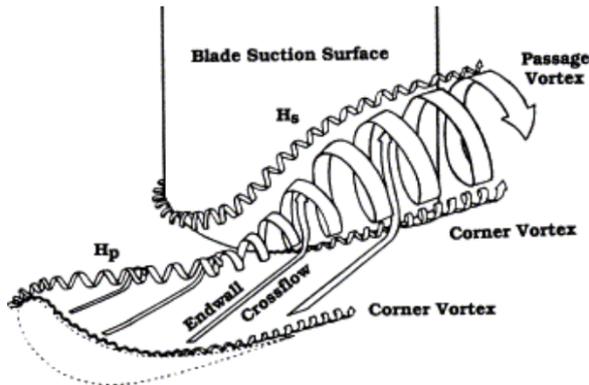
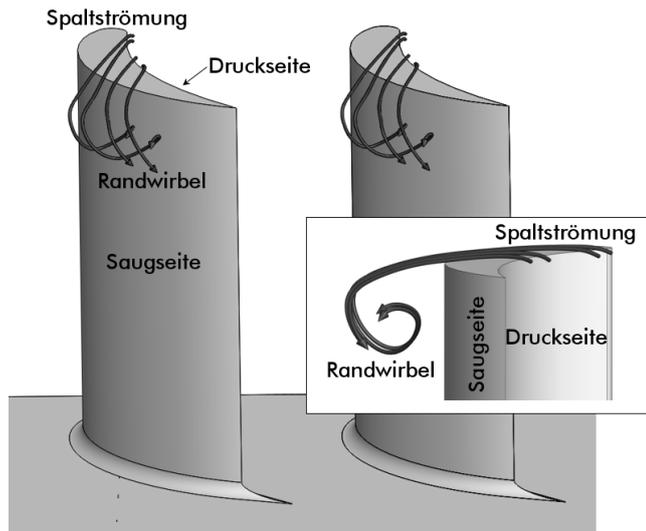


Abbildung 6.2.: Wirbelstrukturen im Schaufelkanal [Moon und Koh, 2001], with permission from Elsevier

Der Hufeisenwirbel entsteht an der Schaufelvorderkante an Hub und Shroud. Da die Strömungsgeschwindigkeit der ankommenden Strömung in der Grenzschicht geringer ist, ergibt sich dort auch ein geringerer Totaldruck an der Schaufelvorderkante. Da an der Vorderkante der Totaldruck wirksam ist und innerhalb der Grenzschicht zu Hub bzw. Shroud absinkt, kommt es an der Vorderkante zu einer Bewegung in Richtung der Gehäusewand.

In weiterer Folge bildet sich dadurch ein Wirbel im Eck bzw. den Ecken der Schaufelvorderkante. Dieser Hufeisenwirbel wird von der Strömung saug- und druckseitig in den Kanal geschleppt. Der druckseitige Arm des Hufeisenwirbels hat denselben Drehsinn wie der Kanalwirbel und verbindet sich mit diesem, siehe auch Abbildung 6.2. Außerdem tragen beide Wirbel heißeres Gas zu den Wänden und verursachen damit eine höhere thermische Belastung [vgl. Moon und Koh, 2001]. Zudem entwickeln sich auch meistens Eckwirbel entlang des Übergangs zwischen Schaufel und Gehäuse, welche gegensinnig zum Hufeisenwirbel und Kanalwirbel drehen.

Zum Spaltwirbel kommt es bei Rotoren ohne Deckband im Spalt zwischen der Stirnseite des rotierenden Rotorblattes und dem feststehenden Gehäuse. Ursache ist der Druckunterschied zwischen Druck- und Saugseite des Profils. Es kommt also zu einer Sekundärströmung von Druck- zu Saugseite, welche sich mit der Primärströmung im Kanal überlagert und so einen Wirbel bildet.



Dieser wird stromab transportiert, wie in Abbildung 6.3 dargestellt. Der Spaltmassenstrom bedeutet einen Verlust, da dieser Massenstrom keine Arbeit mehr an den Rotorschaukeln abgeben kann. [vgl. Bräunling, 2015, S. 931]

Abbildung 6.3.: Spaltwirbel (feststehende Gehäusewand nicht dargestellt)

6.2. Sekundärströmungen in der Cavity

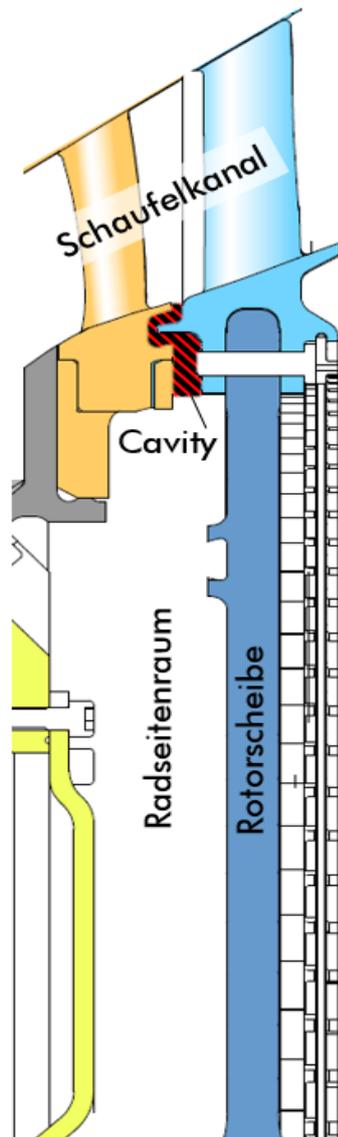


Abbildung 6.4.: Grundlegende Geometrie

Zwischen rotierender Rotorscheufelreihe und feststehender Statorschaufelreihe besteht ein berührungsloser axialer Spalt, auch Cavity genannt. Dieser axiale Spalt verbindet den Schaufelkanal mit den Radseitenräumen, siehe auch Abbildung 6.4. Um ein unzulässiges Eindringen von heißen Verbrennungsgasen in die Radseitenräume zu verhindern und die rotierenden und feststehenden Bauteile zu kühlen, wird der Radseitenraum mit Kühlluft gespeist. Diese Kühlluft erfüllt somit auch eine Dichtwirkung. Diese Luft stammt jedoch aus dem Verdichter und ist somit als energetischer Verlust zu bewerten, weshalb man bestrebt ist, den Massenstrom zu minimieren. [vgl. Sangan u. a., 2012, S. 1]

Um sich die Strömungssituation in und um einer Cavity zu veranschaulichen, ist es dienlich, zuerst die Strömung ohne Kühlluftmassenstrom zu betrachten. In Abbildung 6.5a ist der Druckverlauf in Umfangsrichtung hinter einer Schaufelreihe illustriert. Durch Verdrängungswirkung der Vorderkanten und den Nachlauf der Hinterkanten der Schaufeln kommt es zu einer periodisch schwankenden Druckverteilung. Diese prägt sich der Cavity auf und führt zu einer wechselweisen Strömung in und aus dem Radseitenraum. Dies ist der dominierende Mechanismus, der zum Heißgas-eintrag in die Radseitenräume führt. [vgl. Sangan u. a., 2012, S. 1]

Stellt man sich den Radseitenraum geschlossen, also ohne Cavity-Spalt und Zuluft, vor, so ist dies ein Ringraum mit einer feststehenden und einer rotierenden Wand. Die rotierende Rotorscheibe fördert Gas radial nach außen. Infolge dessen bildet sich eine Zirkulationsströmung aus. Wird zusätzlich in den Radseitenraum Kühlluft eingeblasen und die Cavity zum Schaufelkanal hin geöffnet, kommt es zu einer Überlagerung der Zirkulationsströmung und der in Abbildung 6.5a beschriebenen wechselweisen Strömung in und aus dem axialen Spalt. Ab einem kritischen Kühlluftmassenstrom dringen keine heißen Gase mehr in den Radseitenraum ein, wie in Abbildung 6.5b illustriert. Die Zirkulationsströmung wird radial nach oben verdrängt und darunter bildet sich eine Mischungszone zwischen frischer und zirkulierender Kühlluft. Wird der kritische Kühlluftmassenstrom unterschritten, tritt heißes Gas aus dem Schaufelkanal in den Radseitenraum ein und es bildet sich über der Zirkulationszone eine weitere Mischungszone (nicht dargestellt). [vgl. Sangan u. a., 2012, S. 2] Der nun eintre-

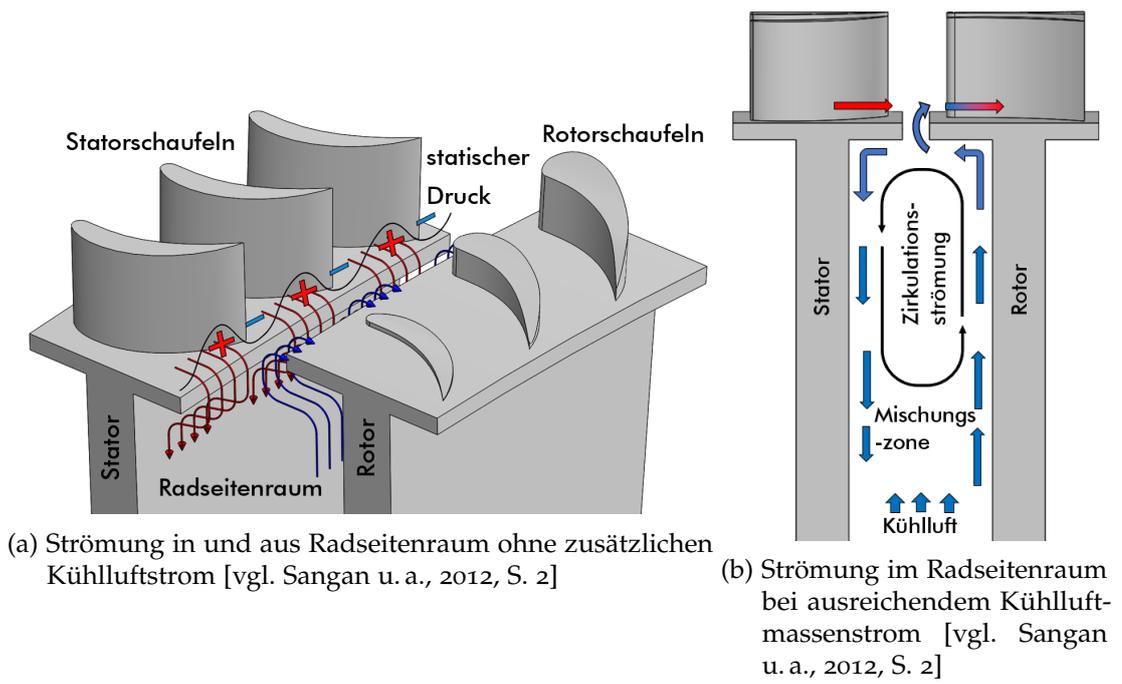


Abbildung 6.5.: Sekundärströmungen in Radseitenraum und Cavity

tende Heißgasstrom führt zu einer (meist) unzulässigen Erwärmung der mechanisch hochbelasteten Scheiben.

7. Non-Reflecting Boundary Condition (NRBC)

Die Standard-Randbedingungen legen die Strömungsvariablen (z. B. den gewünschten statischen Druck am Ausritt) entlang des gesamten Randes fest. Dadurch werden am Rand auftreffende Druckwellen (z. B. von Kompressionsstößen) wieder in das Mesh zurückreflektiert, was natürlich nichts mit der physikalischen Realität zu tun hat. Um dieses Fehlverhalten zu verhindern, gibt es die Non-Reflecting Boundary Condition, welche es den Druckwellen erlaubt, die Randbedingung zu durchschreiten, ohne Reflexionen zu erzeugen. Dies führt zu Schwankungen der Randwerte in Umfangsrichtung um einen vorgegebenen Mittelwert.

In LINARS wird der Ansatz von M. Giles (1990) verwendet.

8. λ_2 Kriterium

Neben Contour Plots der streamwise Vorticity und Stromlinien wurde in dieser Arbeit auch das sog. λ_2 Kriterium zur Visualisierung von Wirbeln benutzt, welches angelehnt an [Jinhee und Fazle, 1995] kurz hergeleitet werden soll:

Ausgangspunkt ist, dass die Existenz eines Druckminimums meist ein guter Indikator für einen Wirbel ist. Lediglich instationäre Dehnung (in dieser Arbeit irrelevant) oder viskose Dissipation des Minimums können zum Scheitern dieses Identifikationskriteriums führen. Um in einem dreidimensionalen Strömungsfeld ein Druckminimum zu identifizieren, könnte man die Eigenwerte der Hesse Matrix des Drucks $p_{,ij}$, wobei $,ij$ eine gemischte partielle Ableitung bedeutet, berechnen. Gibt es mindestens zwei positive Eigenwerte an einem Punkt, existiert eine Ebene, in welcher ein Druckminimum herrscht und durch welche folglich der Wirbel hindurch tritt. Jedoch ist die Berechnung der Hesse Matrix wegen der zweifachen Ableitung numerisch aufwendig. Es lässt sich aber durch Bildung des Gradienten der (hier inkompressiblen) Navier-Stokes Gleichung

$$\underbrace{\left[\frac{d(E_{ij})}{dt} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + E_{ik}E_{kj} \right]}_{\text{symmetrisch}} + \underbrace{\left[\frac{d(\Omega_{ij})}{dt} + \Omega_{ik}E_{kj} + E_{ik}\Omega_{kj} \right]}_{\text{antisymmetrisch}} = -\frac{p_{,ij}}{\rho} + \nu u_{i,jkk} \quad (8.1)$$

zeigen, dass unter Abspaltung des antisymmetrischen Teils (auch als Wirbeltransportgleichung bekannt)

$$\underbrace{\left[\frac{d(E_{ij})}{dt} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + E_{ik}E_{kj} \right]}_{\text{symmetrisch}} - \nu u_{i,jkk} = -\frac{p_{,ij}}{\rho} \quad (8.2)$$

übrig bleibt. Dabei ist E_{ij} der Deformationsgeschwindigkeitstensor und Ω_{ij} der Rotationsstensor, wobei gilt, dass die Summe aus beiden Tensoren den Geschwindigkeitsgradienten ergibt. $u_{i,jkk}$ ist die zweifache räumliche partielle Ableitung des Geschwindigkeitsgradienten, wobei die Ableitungen in k Richtung miteinander kontrahieren. Unter Vernachlässigung instationärer und viskoser Terme folgt nun

$$\Omega_{ik}\Omega_{kj} + E_{ik}E_{kj} = -\frac{p_{,ij}}{\rho}. \quad (8.3)$$

Die Suche nach mindestens zwei positiven Eigenwerten der Hesse Matrix des Drucks $p_{,ij}$ ist daher äquivalent zur Suche nach mindestens zwei negativen Eigenwerten der symmetrischen Matrix $(\Omega^2 + E^2)$. Ordnet man die Eigenwerte der $(\Omega^2 + E^2)$ -Matrix, so ist wiederum diese Forderung äquivalent zu der Forderung, dass der zweite Eigenwert λ_2 kleiner Null sein muss (deshalb auch der Name λ_2 Kriterium). Bei der Visualisierung liefern Iso-Flächen eines negativen λ_2 kohärente Strukturen, welche nahe dem Wirbelkern liegen.

Teil II.

CFD-Simulation und Ergebnisse

Dieser Teil beschäftigt sich mit der spezifischen Aufgabenstellung und deren Bearbeitung. Zu Beginn wird die zu untersuchende Turbine näher vorgestellt und auf die Netzgittergenerierung eingegangen. Anschließend werden die verwendeten Modelle und Stoffwerte angeführt, sowie der Solver und dessen Konfiguration gezeigt. Der Hauptteil beschäftigt sich mit der Auswertung und Interpretation der Ergebnisse.

9. CFD-Simulation

Wie anfangs in der Einführung bereits erwähnt, ist die Strömung durch den Mittelteil einer Flugzeugturbine, welche auch am institutseigenen Prüfstand aufgebaut ist, zu untersuchen. Der Simulationsbereich umfasst somit die letzte Hochdruckstufe, das Turbinenzwischengehäuse und die erste Niederdruckstufe, siehe auch Abbildungen 1.2 und 9.1. Im Strömungskanal befinden sich somit insgesamt 5 Schaufelreihen mit unterschiedlichen Schaufelzahlen. Während der Hochdruckrotor eine einfache Spaltgeometrie ohne Deckband aufweist, ist der Niederdruckrotor mit einem modernen Deckband mit berührungsfreiem doppeltem Dichtspalt in Umfangsrichtung ausgestattet. Zwischen der rotierenden Scheibe des Rotors und dem feststehenden Gehäuse der fixen Schaufeln gibt es einen ringförmigen Spalt, auch Cavity genannt. Das Eindringen von heißen Gasen aus der Hauptströmung in diese Zwischenräume ist vor allem aus Festigkeitsgründen der mechanisch hoch belasteten Rotorscheiben unzulässig. Aus diesem Grund werden diese Cavities mit einem kalten Kühlluft- oder Sperrluftstrom (auch Purge-Flow genannt) geflutet. Da in einem realen Triebwerk dieser Luftstrom vom Verdichter abgezapft wird, muss dieser Sperrluftmassenstrom aus Wirkungsgradgründen so klein wie möglich gehalten werden. Der Einfluss dieser zusätzlichen Massenströme durch die ringförmigen Spalte beeinflusst die Hauptströmung und deren Sekundäreffekte im Hauptkanal wesentlich. Hoch- und Niederdruckstufe werden jeweils vor und nach dem Rotor Hub-seitig mit Sperrluft beaufschlagt. Der Hochdruckrotor wird zudem auch von der Shroud-Seite vor und nach der Laufschaufel mit Sperrluft beaufschlagt. Die Sperrluftströme sind in Abbildung 9.1 als rote Pfeile gekennzeichnet, die schwarzen Pfeile symbolisieren die unerwünschten Spaltströme. Unter Span versteht sich die normierte radiale Koordinate von Hub (Span=0) zu Shroud (Span=1). Eine Zusammenfassung der wichtigsten Geometriedaten ist in Tabelle 9.1 aufgelistet:

Tabelle 9.1.: Geometriedaten der Schaufelreihen

	Cavity	Deckband
Hochdruckstator	-	-
Hochdruckrotor	2 Hub, 2 Shroud	nein
Stützschaufel TCF	-	-
Niederdruckstator	-	-
Niederdruckrotor	2 Hub	ja

In den in 9.1 eingezeichneten Ebenen A bis D wurden am Prüfstand Messungen mit, unter anderem, einer Fünflochsonde durchgeführt. Aus diesem Grund bieten sich die Ebenen A und D als Ein- bzw. Austrittsränder des Berechnungsgebietes an. Im Rahmen der Testläufe hat sich herausgestellt, dass die Antriebsleistung des 3MW Kompressors nicht ausreicht, um beide Turbinenstufen in ihrem Auslegungspunkt zu betreiben. Deshalb wurden zwei alternative Messkampagnen durchgeführt, in welchen jeweils die Hochdruck-, bzw. die Niederdruckturbine für sich im Auslegungspunkt läuft, die andere jedoch darunter. Für diese Arbeit wurden die Messwerte aus der

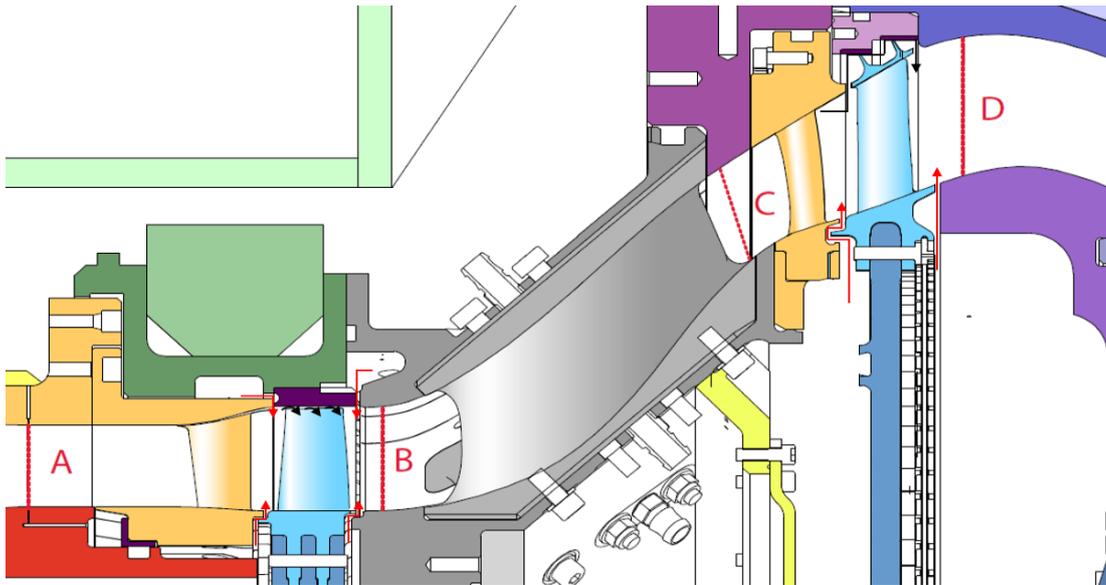


Abbildung 9.1.: Meridionalschnitt des Prüfstands - modellierter Bereich

Messkampagne als Randbedingungen gewählt, in welcher die Niederdruckturbine in ihrem Design-Betriebspunkt läuft.

9.1. Mesh

Das Netzgitter bzw. Mesh setzt auf dem bestehenden Netzgitter der Masterarbeit „Numerische Untersuchung einer Hochdruckturbine mit Kühlluftströmung“ von Manfred Egger auf. Die zu untersuchende Turbine ist von Ebene A bis Ebene C ident. Somit galt es in dieser Arbeit das bestehende Netz bezüglich Volumenverhältnis der Nachbarzellen zu verbessern und die Niederdruckstufe neu zu vernetzen. Eine Neuheit stellt hierbei die Vernetzung des Deckbandes samt doppelten Dichtspaltes des Niederdruckrotors dar. Erstellt wurde das Netz mit dem objektorientierten code-basierten Programm AiGrid3D. Das Programm wurde von Dr. Paul Pieringer im Rahmen mehrerer gemeinsamer Projekte mit dem Institut erstellt und ist vor allem auf die Bedürfnisse bei der Vernetzung von Turbomaschinen zugeschnitten. Die geometrische Ähnlichkeit der Schaufelreihen wird ausgenutzt und jede nach dem gleichen Schema vernetzt. Dabei wird eine Schaufel in mehreren Schnitten zweidimensional vernetzt und diese 2D-Netze über den Span von Hub bis Shroud zu einem 3D-Netz übersetzt.

Das gesamte Netz hat in seiner feinsten Konfiguration 16 Millionen Zellen und ist blockstrukturiert. Blockstrukturiert bedeutet, dass das Netz aus mehreren Blöcken besteht, welche in sich strukturiert aufgebaut sind. Somit lässt sich jede Zelle mit ihrer Blocknummer und ihren Gitterindizes i, j, k adressieren. Jede Schaufelreihe stellt hierbei eine Domäne dar. Innerhalb einer Domäne ist das Netz blockstrukturiert mit vollständig koinzidierenden Linienzügen an den Blockgrenzen. An Grenzen zwischen unterschiedlichen Domänen, z.B. zwischen Niederdruckstator und Niederdruckrotor, koinzidieren nur die radialen k -Linien. Die j -Linien der Umfangsrichtung passen jedoch nicht zusammen. Außerdem ist das erstellte Netz zweistufig Multigrid-fähig, um Konvergenzbeschleunigung zu erreichen. Unter Ausnutzung der Rotationsperiodizität

9. CFD-Simulation

jeder Schaufelreihe ergibt sich somit das Netz in Abbildung 9.2, dargestellt in der groben Multigridkonfiguration.

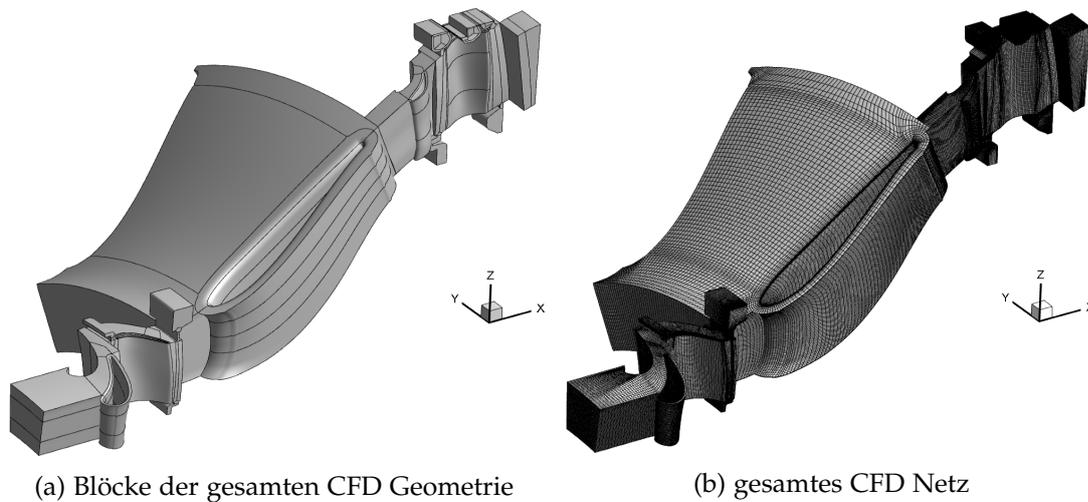


Abbildung 9.2.: Berechnungsgebiet

Das gesamte Netz besteht aus O- und H-Blöcken. O- und H-Gitter unterscheiden sich besonders durch den Verlauf von Linienzügen, die durch die Aneinanderreihung der einzelnen Zellen entstehen. Beim O-Gitter entstehen geschlossene Linienzüge, zu denen auch der äußere und innere Rand zählen. Dieser Gittertyp wurde für die Modellierung der Schaufeloberfläche verwendet. Ein H-Gitter hingegen, weist nur offene Linienzüge auf. [vgl. Schwarze, 2013, S. 25] Das H-Gitter wurde für alle übrigen Blöcke verwendet.

Außerdem ist in Abbildung 9.2a erkennbar, dass einige zellenreiche Blöcke geteilt wurden. So wurde zum Beispiel der O-Block der TCF-Schaufel gesechstelt. Der Sinn dahinter liegt in der besseren Parallelisierbarkeit des Gitters. In LINARS lassen sich unterschiedliche Blöcke unterschiedlichen Prozessoren zuweisen. Deshalb ist es vorteilhaft, wenn alle Blöcke die gleiche Größenordnung an Zellen besitzen, da dadurch jeder Prozessor für sich besser ausgelastet werden kann.

9.1.1. Hochdruckstufe

Das Netz der Hochdruckstufe konnte aus Manfred Eggers Masterarbeit [Egger, 2018] übernommen werden. Besonderheiten sind der Spalt an der Rotorschaufelspitze und die jeweils vier modellierten Cavities. Ein Überblick über die Blöcke der Hochdruckstufe ist in Abbildung 9.3a ersichtlich. Eine Seitenansicht des Hochdruckrotors und dessen Cavities ist in 9.3c abgebildet und eine Draufsicht auf die Schaufeln der Hochdruckstufe sei in 9.3b dargestellt, wobei hier die oberen Cavities ausgeblendet sind.

9.1.2. Turbine Center Frame (TCF)

Auch das Netz des Turbine Center Frames konnte aus Eggers Masterarbeit übernommen werden. Für eine verbesserte Parallelisierbarkeit wurden jedoch die meisten Blöcke weiter unterteilt. Die Draufsicht auf das Gitter des TCF ist in 9.4 abgebildet.

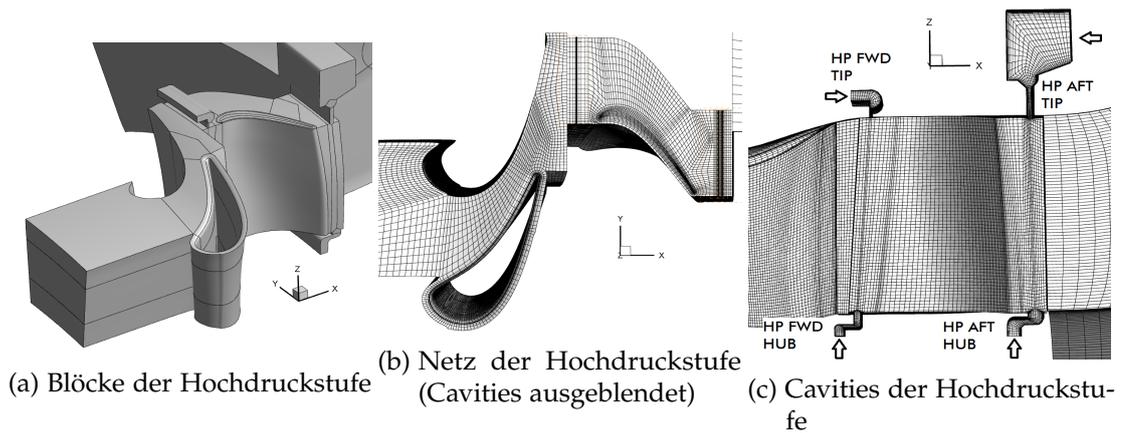


Abbildung 9.3.: Domänen der Hochdruckstufe

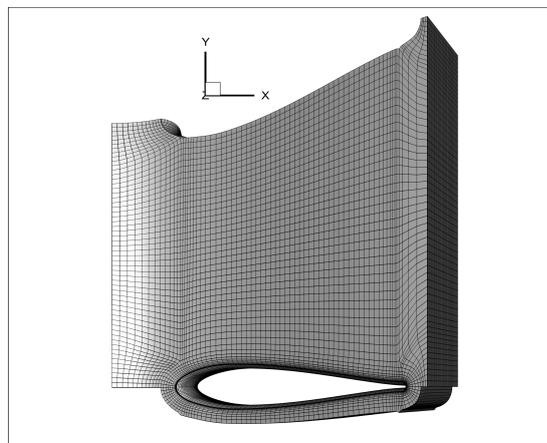


Abbildung 9.4.: Draufsicht auf das Mesh des Turbine Center Frames

9.1.3. Niederdruckstufe

Die Niederdruckstufe war in dieser Arbeit neu und somit auch neu zu vernetzen. Das gesamte Netz der Niederdruckdomäne ist in den Abbildungen 9.5a und 9.5b dargestellt. Vor allem der Niederdruckrotor weist einige Besonderheiten auf. Beide Cavities am Hub wurden modelliert (Abbildungen 9.5c und 9.5d). Durch einen keilförmigen Block am Übergang der Cavity zum Hauptkanal ist es möglich, die Zellenverdichtung normal zur Wand vom Hub über die Ecke in die Cavity Wände zu führen. Das Deckband wurde samt doppeltem radialem Dichspalt ebenfalls vernetzt und ist in 9.5e und 9.5f zu sehen. Um auch in den großen Hohlräumen über dem Deckband eine ausreichende Zellenanzahl und ein Netz von passabler Qualität zu erreichen, musste die Dichspaltgeometrie in eine Vielzahl von Blöcken unterteilt werden. Hier stellte vor allem die Vernetzung des vorspringenden Ecks der Dichtlippe (roter Kreis in Abbildung 9.5f, sowie vergrößert in Abbildung 9.5g) eine Herausforderung dar. Aus Sicht der Vernetzungstopologie besteht das Dichspaltnetz aus zwei Cavity-Netzen, die über der Laufschaufel zusammenführen und dort einen teilweise überlappenden Stoß bilden. Das bedeutet, dass die Dichspaltgeometrie zweidimensional vernetzt und anschließend um die Drehachse rotiert wird. Die Zellenbreite in Umfangsrichtung wird hierbei vom darunterliegenden Gitter des Niederdruckrotors vorgegeben. Deshalb ist es nicht möglich, dass die j -Linien (j -Index in Umfangsrichtung) am Ort des Zusammentreffens des vorderen und hinteren Spaltgitters (Stoß) zusammenpassen.

9. CFD-Simulation

Dies ist in den Abbildungen 9.5h und 9.5i ersichtlich. Da LINARS aber nur mit zusammenpassenden Blockgrenzen arbeiten kann, ist an dieser Stelle im Netzgitter eine besondere Randbedingung erforderlich. Es ist dies die Interblock-Randbedingung, welche die Variablen in der Umfangsrichtung zwischen den Zellen interpoliert.

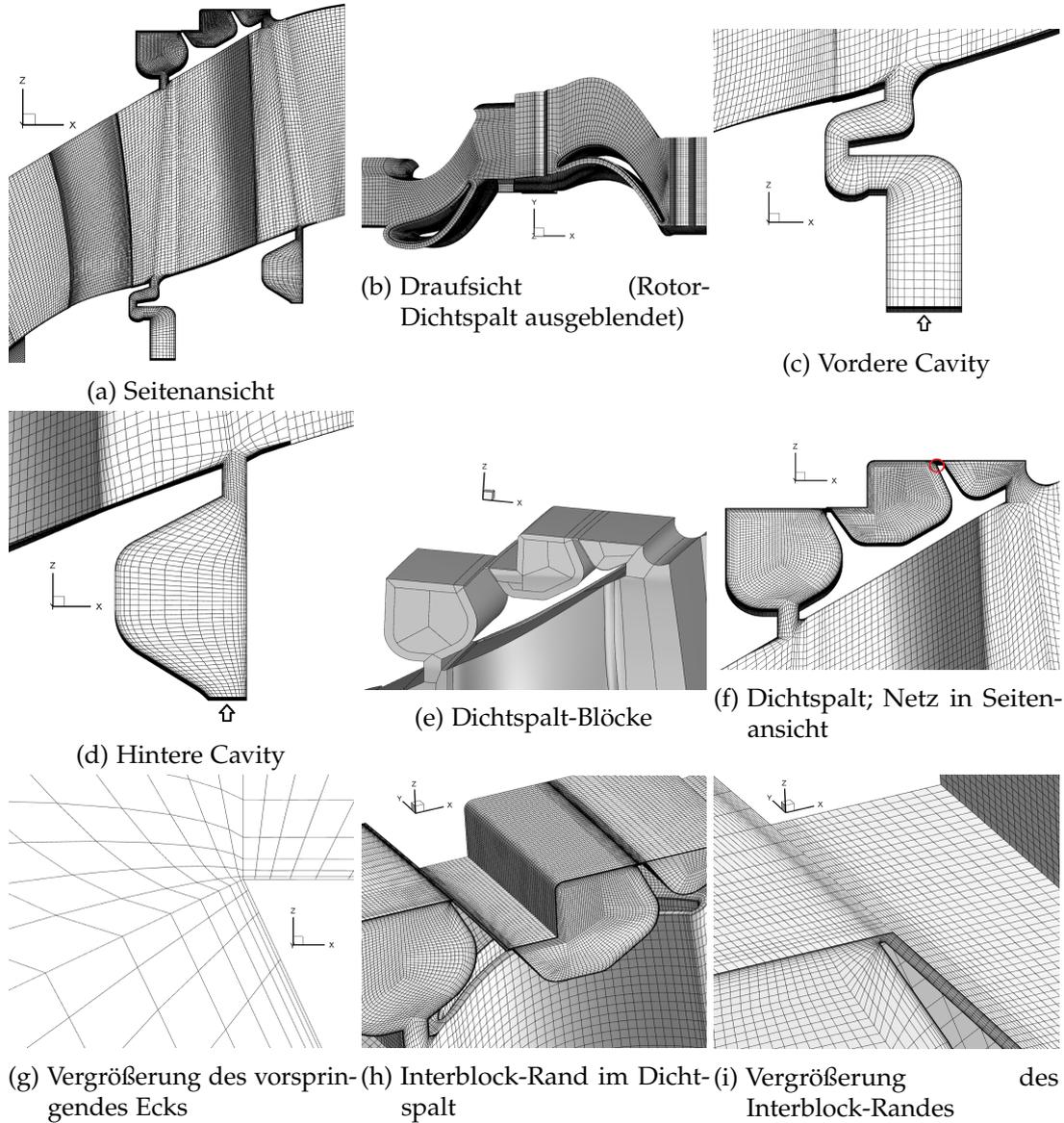


Abbildung 9.5.: Domänen der Niederdruckstufe

9.1.4. Netzgitterqualität

Die Qualität des erstellten Gitters wirkt sich direkt auf die Qualität der Lösung aus. Beim Erstellen des Netzes wurde deshalb auf möglichst rechtwinkelige Zellen mit geringem Aspektverhältnis und geringer Schiefwinkeligkeit geachtet. Dieses Bestreben konkurriert natürlich an einigen Stellen mit der zu vernetzenden Geometrie der Turbine. Dabei stellten vor allem vorspringende Ecken und scharfe Kanten eine Herausforderung dar. Neben den oben genannten Qualitätskriterien, welche jede Zelle für sich betrachten, wurde auch das Volumenverhältnis zwischen den benachbarten

Zellen kontrolliert. Ein zu hohes Volumenverhältnis führt zu einer fehlerhaften numerischen Ermittlung von Ableitungen, da diese ohne Berücksichtigung der Zellengröße und nur mit Hilfe der Indizes der Zellen ermittelt werden. Das größte ermittelte Volumenverhältnis innerhalb eines Blocks beträgt 7,4. Das größte Volumenverhältnis an den Blockgrenzen beläuft sich auf 6,9. Dies sind jedoch nur Maximalwerte. Das durchschnittliche Volumenverhältnis aller Zellen liegt nahe eins.

Da in dieser Arbeit die Grenzschicht nicht durch eine Wandfunktion, sondern durch Turbulenzmodelle (siehe auch Kapitel 9.4) berechnet werden soll, muss das Gitter an der Wand ausreichend fein aufgelöst werden. Es gilt die Faustregel, dass die wandnächste Zelle schmaler als der dimensionslose Wandabstand $y^+ = 1$ sein soll. [vgl. Schwarze, 2013, S. 155] Da aber

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad \text{und} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad \text{bzw.} \quad y^+ = \frac{\sqrt{\tau_w \rho}}{\mu} y \quad (9.1)$$

gilt, ist die notwendige Gitterauflösung am Rand erst nach der Simulation bekannt. Es handelt sich also um einen iterativen Prozess. Zur Kontrolle des y^+ Kriteriums wurde obenstehende Gleichung mit $y^+ = 1$ zu

$$y_{max} = \frac{\mu \overbrace{y^+}^{=1}}{\sqrt{\tau_w \rho}} \quad (9.2)$$

umgeformt und die Wandschubspannung τ_w nach

$$\tau_w = \left| \underline{\underline{\tau}} \vec{n}_{\perp w} \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|} \right| \quad (9.3)$$

ermittelt. Dabei ist $\underline{\underline{\tau}}$ der Spannungstensor ohne Druck, $\vec{n}_{\perp w}$ der wandnormale Einheitsvektor und \vec{v} der Geschwindigkeitsvektor. Das Ergebnis für y_{max} stellt die maximal zulässige wandnormale Dicke der Wand-nächsten Zelle dar. Wird diese Dicke nicht überschritten, kann davon ausgegangen werden, dass das Turbulenzmodell an der Wand korrekt arbeiten kann. Schließlich wurde der Grenzwert y_{max} mit dem wandnormalen Einheitsvektor $\vec{n}_{\perp w}$ multipliziert und in Tecplot zusammen mit dem Gitter dargestellt. In Abbildung 9.6 sind exemplarisch eine Schaufel des Hochdruckstators und der Dichtspalt der Niederdruckstufe dargestellt. In beiden Bildern ist ersichtlich, dass das Gitter in wandnormaler Richtung genügend fein ist, sprich, die roten Vektoren von y_{max} größer sind als die Breite der Zellen an der Wand. Besonders das Netz in Abbildung 9.6b war eine Herausforderung in der Vernetzung, da das vorspringende Eck der Dichtlippe unter Einhaltung der Netzverfeinerung für die Grenzschicht zu einem nur schwer kontrollierbaren Gitter führte.

9.2. Randbedingungen

Neben den üblichen Randbedingungen wie Eintritt, Austritt und Haftbedingung an den feststehenden oder rotierenden Wänden kamen noch zwei weitere Randbedingungen zur Anwendung. Es sind dies die bereits weiter oben erwähnte Interblock-Randbedingung und die Interface Randbedingung. Aus Gründen der Vertraulichkeit werden Zahlenwerte für Druck, Temperatur und Massenstrom nur im Verhältnis zu einer Referenzgröße dargestellt.

9. CFD-Simulation

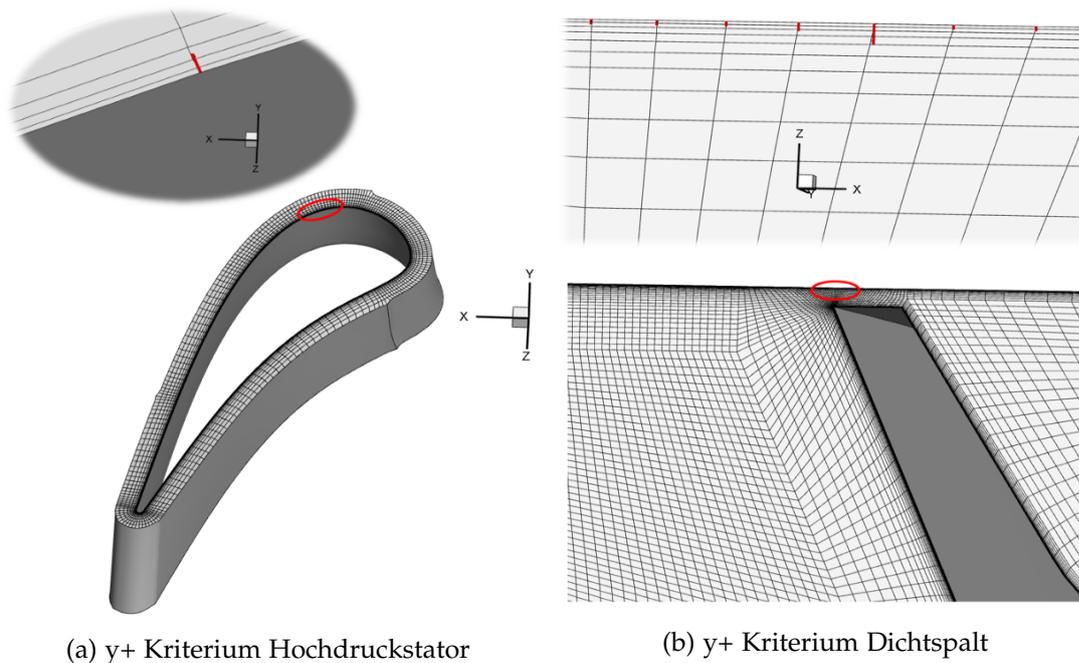


Abbildung 9.6.: Kontrolle des y^+ Kriteriums

9.2.1. Eintritt

Die Haupt-Eintrittsrandbedingung fällt mit der Messebene A am Prüfstand (Abbildung 9.1) zusammen. In Ebene A wurde mit einem Messrechen (Rake) die Totaltemperatur und der Totaldruck gemessen. Da sich diese Messwerte über den Span kaum ändern, wurden die Mittelwerte der Totaltemperatur und des Totaldrucks als konstante Eintrittsgrößen vorgegeben. Die auf die CFD Eintrittsrandbedingung bezogenen Mess- und Simulationsergebnisse sind in Abbildung 9.7 dargestellt. Außerdem wird von drallfreier Zuströmung ausgegangen. Des Weiteren werden Eintrittsrandbedingungen für die Turbulenzmodelle benötigt. Für das Spalart-Allmaras Modell wurde das Verhältnis aus turbulenter zu laminarer Viskosität $\frac{\mu_t}{\mu}$ vorgegeben. Für das SST $k - \omega$ Modell wurden die Turbulenzintensität I und die turbulente Mischungsweglänge l_m vorgegeben.

Außerdem müssen für die 4 Cavities des Hochdruckrotors und die 2 Cavities des Niederdruckrotors ebenfalls Eintrittsrandbedingungen vergeben werden. Am Prüfstand wurden neben Drücken und Temperaturen auch die Massenströme in den 6 Cavities gemessen. Deshalb wurde als Randbedingung für die Cavities abweichend von der Haupt-Eintrittsrandbedingung der Massstrom, die Totaltemperatur und die Richtung vorgegeben. Die Vorgabe der Randbedingungen für die Turbulenzmodelle erfolgt analog, wobei als turbulente Mischungsweglänge 5% der Eintrittsbreite angenommen wurde. Die festgelegten (bezogenen) Werte der Eintrittsrandbedingungen stehen in Tabelle 9.2.

9.2.2. Austritt

Der Austritt aus dem CFD Berechnungsgebiet entspricht der Messebene D des Prüfstands. In dieser Ebene wurde am Prüfstand neben Messungen der Totalgrößen auch

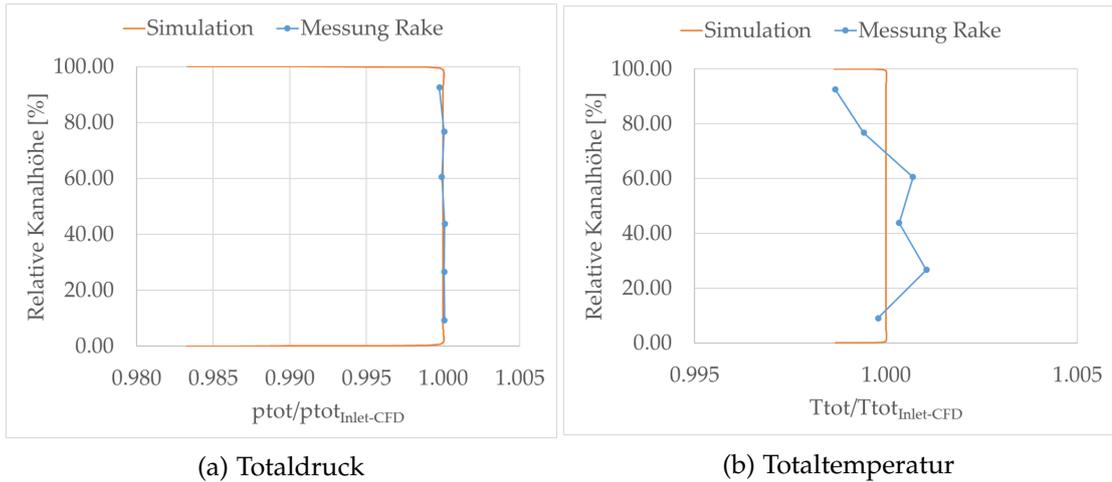


Abbildung 9.7.: Mess -und Simulationswerte Ebene A

Tabelle 9.2.: Eintrittsrandbedingungen Schaufelkanal und Cavities

	Ebene A	HP FWD TIP	HP FWD HUB	HP AFT TIP	HP AFT HUB	LP FWD	LP AFT
$\frac{T_{tot}}{T_{tot\text{Eintritt-CFD}}}$ [%]	100	80,1	80,2	76,1	73,6	76,3	76,1
$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{HP\text{ FWD HUB}}}$ [%]	-	66,98	100	93,90	91,83	54,76	35,24
turb. Mischungsweglänge [mm]	1	0,145	0,114	0,674	0,154	0,375	0,177
Turbulenzintensität []	10	5	5	5	5	5	5
Verhältnis turb. zu lam. Viskosität []	10	10	10	10	10	10	10

eine Messung des statischen Drucks an der Wand durchgeführt. Dieser Druck wird zusammen mit seiner radialen Messposition und einem radialen Kräftegleichgewicht als Randbedingung vorgegeben, wie in Tabelle 9.3 ersichtlich. Falls sich also ein Drall am Austritt einstellen sollte, kann der Druck infolge der Zentrifugalwirkung in radialer Richtung ansteigen.

Tabelle 9.3.: Randbedingung Austritt

	Ebene D
statischer Druck [bar]	0.91
radiale Position [m]	0.4089

9.2.3. Wände

Alle Wände, egal ob feststehend oder rotierend, wurden mit der klassischen Haftbedingung (no slip) und adiabat modelliert. Die rotierenden Wände, sprich Laufschaufeln samt rotierender Dichtgeometrien und Cavity Wände drehen sich in der Simulation mit den am Prüfstand gemessenen Drehzahlen. Die Drehzahlen der Hoch- und Niederdruckstufe sind in Tabelle 9.4 angegeben.

Tabelle 9.4.: Randbedingung Wände

	Hochdruckrotor	Niederdruckrotor	alle übrigen Wände
Drehzahl [U/min]	9452,5	2054,6	0
adiabat	ja	ja	ja

9.2.4. Rotationssymmetrische Randbedingungen - Periodics

Die Rotationssymmetrie aller Schaufelreihen wird ausgenutzt. Es wird also in der stationären Simulation z.B. nur ein Schaufelkanal des Hochdruckstators berechnet, wodurch sich die Domäne in Abbildung 9.2 ergibt. Die durch die Teilung entstehenden Symmetrieflächen werden so behandelt, als ob ihre Zellen direkte Nachbarn wären. Es werden also von Symmetriefläche 1 zu Symmetriefläche 2 keine Sprünge in den Variablen zugelassen.

9.2.5. Interblock

Wie in 9.1.3 erwähnt, ist eine Interblock-Randbedingung immer dann notwendig, wenn innerhalb einer Domäne Blockgrenzen mit einer nicht zusammenpassenden Gitterrichtung existieren. Mit Hilfe der Interblock-Randbedingung werden die Variablen in der nicht koinzidierenden Richtung zwischen den Zellen interpoliert. Im gesamten Netz wurde diese Randbedingung zweimal benötigt, einmal im Spaltnetz des Hochdruckrotors und das zweite Mal im Spaltnetz des Niederdruckrotors (siehe auch Abbildung 9.5i).

9.2.6. Interface

Da an den Grenzen zwischen den einzelnen Domänen die j-Linien nicht zusammenpassen, ist hier eine eigene Randbedingung notwendig. Es ist dies die Interface-Randbedingung. Die in LINARS verwendete Interface-Randbedingung unterscheidet zwischen Austritts- und Eintrittsflächen und bietet Algorithmen für stationäre und instationäre Simulationen. Für stationäre Simulationen werden die Variablen in Umfangsrichtung nach dem Prinzip der „Mixing Plane Method“ gemittelt. Dabei kann die Mittelungsmethode (einfach, flächengewichtet, massenstromgewichtet) und ob eine Non-Reflecting Boundary Condition verwendet werden soll gewählt werden.

Das Netz dieser Arbeit hat zwischen jeder Schaufelreihe eine solche Interface-Randbedingung. Es wurde mit einer massenstromgewichteten Mittelung und einer Non-Reflecting Boundary Condition gearbeitet. Ausnahme ist das Interface zwischen

dem Turbine Center Frame (TCF) und dem Niederdruckstator, da eine am TCF vorliegende Ablösung aus Konvergenzgründen keine Non-Reflecting Boundary Condition mit Massenstromgewichtung zugelassen hat. Hier musste stattdessen mit konstantem Austrittsdruck und einfacher Mittelung gearbeitet werden.

9.3. Modellierung der Luft

Der Prüfstand wird mit Luft betrieben. Da es sich um einen Kaltgasprüfstand handelt und die Totaltemperatur der Luft im Schaufelkanal zwischen ungefähr 300 und 410 Kelvin liegt, kann die Luft in der CFD Simulation als vollkommenes Gas modelliert werden. Es gelten also die Idealgasgleichungen und die spezifische Wärmekapazität c_p ist konstant. Es wird ebenfalls wegen der moderaten Temperaturänderung eine konstante Prandtl Zahl angesetzt. Die Viskosität wird temperaturabhängig nach dem Sutherland Law modelliert:

$$\mu = \mu_{ref} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{ref} + S}{T + S} \quad (9.4)$$

$$\text{mit } \mu_{ref} = 1.716 \cdot 10^5 \frac{\text{kg}}{\text{ms}}, T_{ref} = 273,15\text{K und } S = 110,4\text{K}$$

[vgl. Sutherland, 1893, S. 513].

Wenn die spezifische Gaskonstante R und der Isentropenexponent κ , sowie die dynamische Viskosität μ festgelegt sind, ergeben sich die spezifische Wärmekapazität c_p und die Wärmeleitfähigkeit λ der Luft nach Tabelle 9.5:

Tabelle 9.5.: Luft: Physikalische Größen

R - Spezifische Gaskonstante [J/kg K]	287
κ - Isentropenexponent []	1,4
Pr - Prandtl Zahl []	0,705
c_p - Spezifische Wärmekapazität [J/kg K]	$R \frac{\kappa}{\kappa-1} = 1004,5$
λ - Wärmeleitfähigkeit [W/m K]	$\lambda = \frac{\mu \kappa R}{(\kappa-1)Pr}$

9.4. Turbulenzmodelle

Da das Spalart Allmaras Modell numerisch stabil ist und wenig Rechenaufwand mit sich bringt, wurde es für das Hochlaufen der Simulation verwendet. Wenn alle übrigen Größen konvergiert sind, wurde zum genaueren SST $k - \omega$ Modell gewechselt.

9.5. Solvereinstellungen LINARS

Die theoretische Funktionsweise des in LINARS implementierten Solvers wurde bereits im ersten Teil erläutert. Hier soll nun auf die gewählten numerischen Einstellungen eingegangen werden.

Da ein sofortiger Start mit den gewünschten Druckverhältnissen zu keinen konvergenten Ergebnissen führte, musste die Simulation sozusagen aus dem Stillstand hochgefahren werden. Die Drehzahlen wurden in vier Schritten auf die Nenndrehzahl n_{Nenn} erhöht und der Austrittsdruck dementsprechend angepasst. Dabei wurde von dem vereinfachten Zusammenhang ausgegangen, dass die umgesetzte Totalenthalpie (hier auch Totaltemperaturänderung) quadratisch von der Drehzahländerung abhängt. Aus dieser neuen Totaltemperaturänderung lässt sich unter Zugrundelegung eines isentropen Prozesses ein Druckverhältnis errechnen, woraus sich der gewünschte Austrittsdruck ergibt. Die Initialisierung erfolgte mit den Totalgrößen der Eintrittsrandbedingung. Tabelle 9.6 zeigt die vier Schritte mit den jeweiligen Einstellungen.

n/n_{Nenn}	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{5}$	1
Totaldruckverhältnis Π	1,27	1,54	1,90	2,89
CFL-Zahl	10	10	10	20
Unterrelaxationsfaktor	0,4 - 0,6	0,4 - 0,6	0,4 - 0,6	0,5 - 0,8
Relaxationsmethode	ADI Algorithmus			
stationär/instationär	stationär			
TVD Verfahren	minmod limiter (erste Ordnung auf grobem Multigrid)			
kompressibel/inkomp.	kompressibel			
Multigrid	2 Stufen, letzte 1000 Iterationen ohne MG			
Newton Iterationen	1			
Gauss-Seidel Iterationen	2			

Tabelle 9.6.: Solvereinstellungen LINARS

10. Ergebnisse

Dieses Kapitel widmet sich der Auswertung der Simulationsergebnisse, sowie deren Vergleich mit den Messdaten des Prüfstands. Der Vergleich mit der Messung wird in erster Linie über radiale umfangsgemittelte Verläufe durchgeführt, da die in 9.2.6 angesprochenen Interfaces das Strömungsfeld nach jeder Schaufelreihe über den Umfang mitteln. Danach erfolgen Visualisierung und Identifikation von Wirbeln und Sekundärströmungen. Auf deren Ursache und Herkunft wird hauptsächlich über 3D-Plots mit Stromlinien, Schnitten und Iso-Flächen eingegangen. Zusätzlich sollen hier auch Rückschlüsse auf die Radialverteilungen getroffen werden. Außerdem sollen die Strömungen in und aus den Cavities sowie deren Wechselwirkungen mit der Hauptströmung durch den Schaufelkanal untersucht werden. Zuallererst folgt eine Aufstellung der ausgewerteten Größen und ein Überblick über das gesamte Berechnungsgebiet.

10.1. Ausgewertete Größen

LINARS gibt folgende Ergebnisgrößen aus:

- Dichte ρ
- Geschwindigkeiten u, v, w in x, y, z (kartesische Koordinaten)
- Statischer Druck p bzw. p_{Stat} .
- Turbulente kinetische Energie k
- charakteristische Frequenz der energietragenden Wirbel ω
- Verhältnis der turbulenten zur dynamischen Viskosität

Hierbei bezeichnet man auch die Dichte ρ , die Geschwindigkeiten u, v, w , und den statischen Druck p als die primitiven Variablen des Strömungsfeldes. Die restlichen drei Größen stammen vom Turbulenzmodell. Aus diesen Variablen werden alle zur Auswertung benötigten Größen wie folgt berechnet:

- Umfangswinkel räumlich

$$\Theta = \arctan\left(\frac{z}{y}\right) \quad (10.1)$$

- Radius

$$r = \sqrt{y^2 + z^2} \quad (10.2)$$

- Umfangsgeschwindigkeit

$$u_{\Theta} = -v \sin(\Theta) + w \cos(\Theta) \quad (10.3)$$

- Radialgeschwindigkeit

$$u_r = v \cos(\Theta) + w \sin(\Theta) \quad (10.4)$$

10. Ergebnisse

- Umfangswinkel Strömung

$$\alpha_{\Theta} = \arctan\left(\frac{u_{\Theta}}{u_a}\right) \quad (10.5)$$

- Radialwinkel Strömung

$$\alpha_{rad} = \arctan\left(\frac{u_r}{u_a}\right) \quad (10.6)$$

- Absolutgeschwindigkeit (Betrag)

$$V = |u| = \sqrt{u_a^2 + u_r^2 + u_{\Theta}^2} = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}, \text{ wobei } u_a = u \quad (10.7)$$

- Relativgeschwindigkeit

- Vektorkomponenten

$$u_{rel} = u \quad (10.8)$$

$$v_{rel} = v + \omega_{Rotor}z \quad (10.9)$$

$$w_{rel} = w - \omega_{Rotor}y \quad (10.10)$$

, wobei ω_{Rotor} die jeweilige Turbinendrehzahl in rad/s ist.

- Betrag

$$|u|_{rel} = \sqrt{u_{rel}^2 + v_{rel}^2 + w_{rel}^2} \quad (10.11)$$

- Temperatur

$$T = \frac{p_{Stat.}}{\rho R} \quad (10.12)$$

- Machzahl

$$Ma = \frac{V}{\sqrt{\kappa RT}} \quad (10.13)$$

- Massenstrom

$$\dot{m} = \int_{\text{Eintritts- / Austrittsfläche}} \rho \vec{u} \vec{n}_{dA\perp} dA \quad (10.14)$$

- Massenstromdefekt (ausgenommen innerhalb der Cavities, dort gilt eine andere Definition)

$$\dot{m}_{Def.} = \frac{|\dot{m}_{ein} - \dot{m}_{aus}|}{\dot{m}_{ein}} \quad (10.15)$$

- Totaldruck

$$p_{Tot} = p_{Stat.} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (10.16)$$

- Totaltemperatur

$$T_{Tot} = T \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2\right) \quad (10.17)$$

- Massengewichteter Totaldruck durch Fläche A

$$p_{Tot, \dot{m}, A} = \frac{\int \rho \vec{u} \vec{n}_{dA\perp} p_{Tot} dA}{\dot{m}_A} \quad (10.18)$$

- Massengewichtete Totaltemperatur durch Fläche A

$$T_{Tot, \dot{m}, A} = \frac{\int \rho \vec{u} \vec{n}_{dA\perp} T_{Tot} dA}{\dot{m}_A} \quad (10.19)$$

- Totaldruckabnahme

$$\Delta p_{Tot,v} = \frac{p_{Tot,\dot{m},ein} - p_{Tot,\dot{m},aus}}{p_{Tot,\dot{m},ein}} \quad (10.20)$$

- Totaltemperaturabnahme

$$\Delta T_{Tot,v} = \frac{T_{Tot,\dot{m},ein} - T_{Tot,\dot{m},aus}}{T_{Tot,\dot{m},ein}} \quad (10.21)$$

- Vorticity

$$\overrightarrow{Vorticity} = \text{rot } \vec{u} \quad (10.22)$$

- Streamwise Vorticity

$$Vorticity_{streamwise} = \frac{\overrightarrow{Vorticity} \vec{u}}{|u|} \quad (10.23)$$

10.2. Überblick des Berechnungsgebietes

Abbildung 10.1 zeigt die Massenströme und Totaltemperaturen an unterschiedlichen Stellen der Turbinenstufen. Dabei werden Versuch und Simulation gegenübergestellt. Bei den Massenströmen und Totaltemperaturen aus der Simulation und der Messung handelt es sich um massenstromgewichtete Mittelwerte der jeweils durchströmten Fläche. Ausgewertet wurden der Eintritt in das Simulationsgebiet (Ebene A), der Austritt (Ebene D), die Interface-Ränder davor und danach sowie die Blockgrenzen jeweils direkt vor und nach den Rotorscheufeln. Außerdem wird der sich bei der Durchströmung der Cavities ergebende Massenstromfehler $\dot{m}_{Def.}$ entlang des Cavitynetzes in der Simulation angegeben. Die Massenstromfehler sind in den Cavities folgendermaßen definiert: $\dot{m}_{Def.}$ entspricht der maximalen Abweichung der ermittelten Massenströme durch alle Netzflächen quer zur Strömungsrichtung innerhalb des jeweiligen Cavity-Netzes, dividiert durch den Cavity-Eintrittsmassenstrom. Der Wert in Klammern ist mit Berücksichtigung des erhöhten Massenstromfehlers an den Blockgrenzen berechnet, der Wert außerhalb der Klammern berücksichtigt das Umfeld der Blockgrenzen nicht. Auch hier muss aus Gründen der Vertraulichkeit von der Angabe von Absolutwerten abgesehen werden. Die Massenströme werden prozentuell auf den Eintrittsmassenstrom (Ebene A) des Versuchs am Prüfstand berechnet. Die Totaltemperaturen werden ebenfalls auf die Totaltemperatur am Eintritt bezogen.

Die auffällig großen Massenstromfehler $\dot{m}_{Def.}$ der Simulationsergebnisse in den Cavities sind zum einen der keilförmigen Gestaltung des Netzgitters (siehe auch Abbildung 9.5d) am Übergang in den Hauptkanal, zum anderen der Massenstromermittlung an den Blockgrenzen durch Tecplot geschuldet. Es hat sich nämlich gezeigt, dass der Massenstromfehler hauptsächlich im Nahbereich von Blockgrenzen dominiert und außerhalb von Blockgrenzen wieder sinkt. Aus diesem Grund sind die Massenstromfehler in Klammern auch größer. So stimmt zum Beispiel die Summe aus Massenstrom nach der ersten Interface Randbedingung und den einzelnen HP-Cavity-Eintrittsmassenströmen mit dem Massenstrom vor der zweiten Interface Randbedingung besser überein, als es die in den Cavity-Blockgrenzen ermittelten Massenstromfehler erwarten lassen. Während der reale Massenstromdefekt über die Domäne des Hochdruckrotors zwischen den oben genannten Interface Randbedingungen 0,115 Prozent beträgt, lassen die Maximalwerte der Massenstromdefekte in den Cavities einen globalen Fehler von bis zu 0,3 Prozent erwarten. Die Massenstromfehler in den Cavities setzen sich also aus

10. Ergebnisse

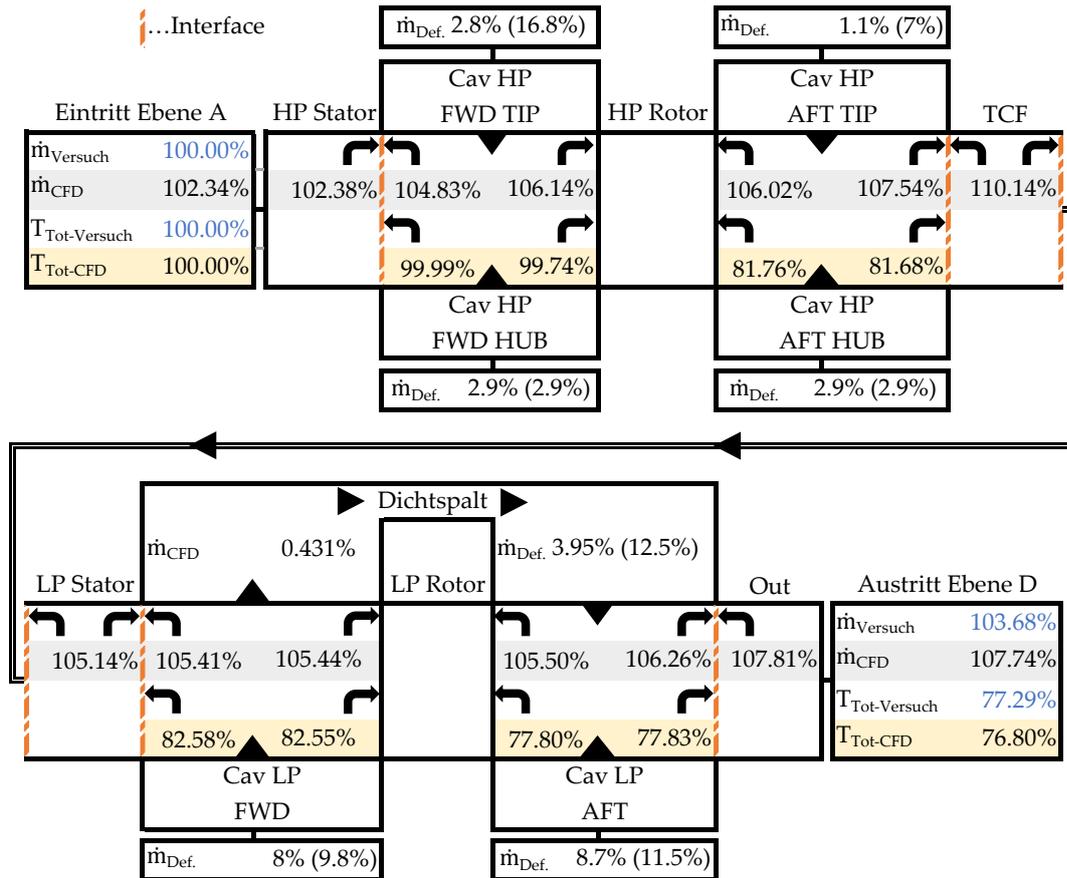


Abbildung 10.1.: Überblick Massenströme und Totaltemperaturen

einem echten Fehler aus der CFD Berechnung mit LINARS und einem fiktiven Fehler aus der Integrationsroutine von Tecplot zusammen. Beide Fehleranteile haben nach obiger Rechnung dieselbe Größenordnung. Dennoch sollte in Zukunft von der Verwendung eines keilförmigen Überganges zwischen Cavity und Hauptströmungskanal abgesehen werden. Weiters beträgt der Massenstromdefekt innerhalb der Domäne des Niederdruckrotors (zwischen vorletztem und letztem Interface) 0,131 Prozent, während die vorliegenden Massenstromdefekte in den beiden Cavities einen gesamten Massenstromfehler über die Niederdruckrotordomäne von bis zu 0,206 Prozent erwarten lassen. Die übrigen Domänen (Statoren und TCF) weisen vergleichsweise geringe Massenstromdefekte von bis zu 0,04 Prozent auf. Der Großteil der Massenstromfehler entsteht an den Interface Randbedingungen. Über diese Randbedingungen hinweg wird Masse von bis zu 2,6 Prozent erzeugt, oder bis zu 5 Prozent vernichtet. Dabei muss angemerkt werden, dass das Interface, welches 5% Masse vernichtet, zwischen TCF und Niederdruckstator liegt und wie oben bereits erwähnt, die Strömungsablösung der TCF Schaufel abschneidet.

Die Abweichung der Totaltemperatur zwischen Simulation und Versuch beträgt am Austritt (Ebene D) 0,49 Prozent. Der Energieumsatz der CFD Simulation stimmt also trotz großer Massenstromdefekte und massiver Ablösung am TCF gut mit dem Messergebnis überein.

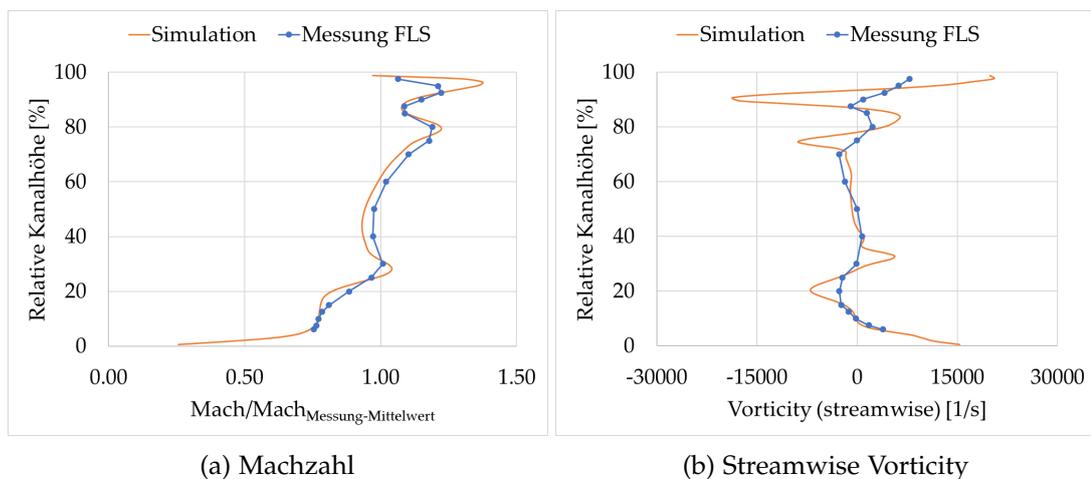
Außerdem soll der geringe Leckagemassenstrom der Niederdruckturbine von 0.431% des Eintrittsmassenstroms hervorgehoben werden. Die Geometrie wurde mit, aus

dem Versuch am Prüfstand gewonnenen, Heißspaltmaß modelliert. Auf die komplexe Überströmung des Deckbandes wird in Abschnitt 10.11.3 eingegangen.

10.3. Ebene B

In den folgenden Abschnitten folgt ein Vergleich zwischen Simulation und Messungen am Prüfstand mittels umfangsgemittelter Radialverteilungen in den Ebenen B, C und D. Die Messwerte wurden am institutseigenen Prüfstand im Rahmen eines Forschungsprojekts mittels Fünflochsonden (FLS) und im Falle der Totalgrößen zusätzlich mit einem Messrechen (Rake) gewonnen. Machzahl, Drücke und Temperaturen sind jeweils auf den Mittelwert des FLS Messwerts bezogen. Umfangs- und Radialwinkel haben einen um den Mittelwert des FLS Messwerts verschobenen Nullpunkt.

Abbildung 10.2a zeigt gute Übereinstimmung der Machzahl zwischen Versuch und Simulation. Obwohl die streamwise Vorticities von Versuch und Simulation in 10.2b im Mittel übereinstimmen, zeigt sich die radiale Verteilung der Simulation lebhafter. Ein möglicher Grund dafür ist, dass in einem feineren Netz Gradienten besser aufgelöst werden können. Das Netz der CFD-Berechnung ist im Vergleich zum Gitter der Messpunkte am Prüfstand feiner. Der Verlauf des statischen Drucks scheint zwar dieselben Tendenzen zu liefern, jedoch zeigt sich eine konstante Abweichung zwischen Messung und Versuch. Diese Abweichung des statischen Drucks zwischen Versuch und Messung überträgt sich ebenfalls auf die Verläufe des Totaldrucks. Der qualitative Druckverlauf zwischen der Simulation und dem Messergebnis mittels Fünflochsonde stimmt überein. Die Radialverteilungen der statischen Temperaturen in 10.2e zeigen vor allem starke Abweichungen bei etwa 30, 80 und 90 Prozent relativer Kanalhöhe. In denselben Höhen zeigen auch die Machzahl und die streamwise Vorticity Abweichungen zwischen CFD und Messung. Dieselben Ausreißer zeigen sich auch im Verlauf der Totaltemperatur. Ähnlich wie bei den Verläufen der statischen Temperatur stimmen Messung und Simulation bei den Verläufen des Umfangswinkels im Mittel mäßig bis gut überein, jedoch mit starken Abweichungen bei 30%, 80% und 90% relativer Kanalhöhe. Bei den obersten drei Messpunkten des Radialwinkels handelt es sich um eine messverfahrensbedingte Abweichung.



10. Ergebnisse

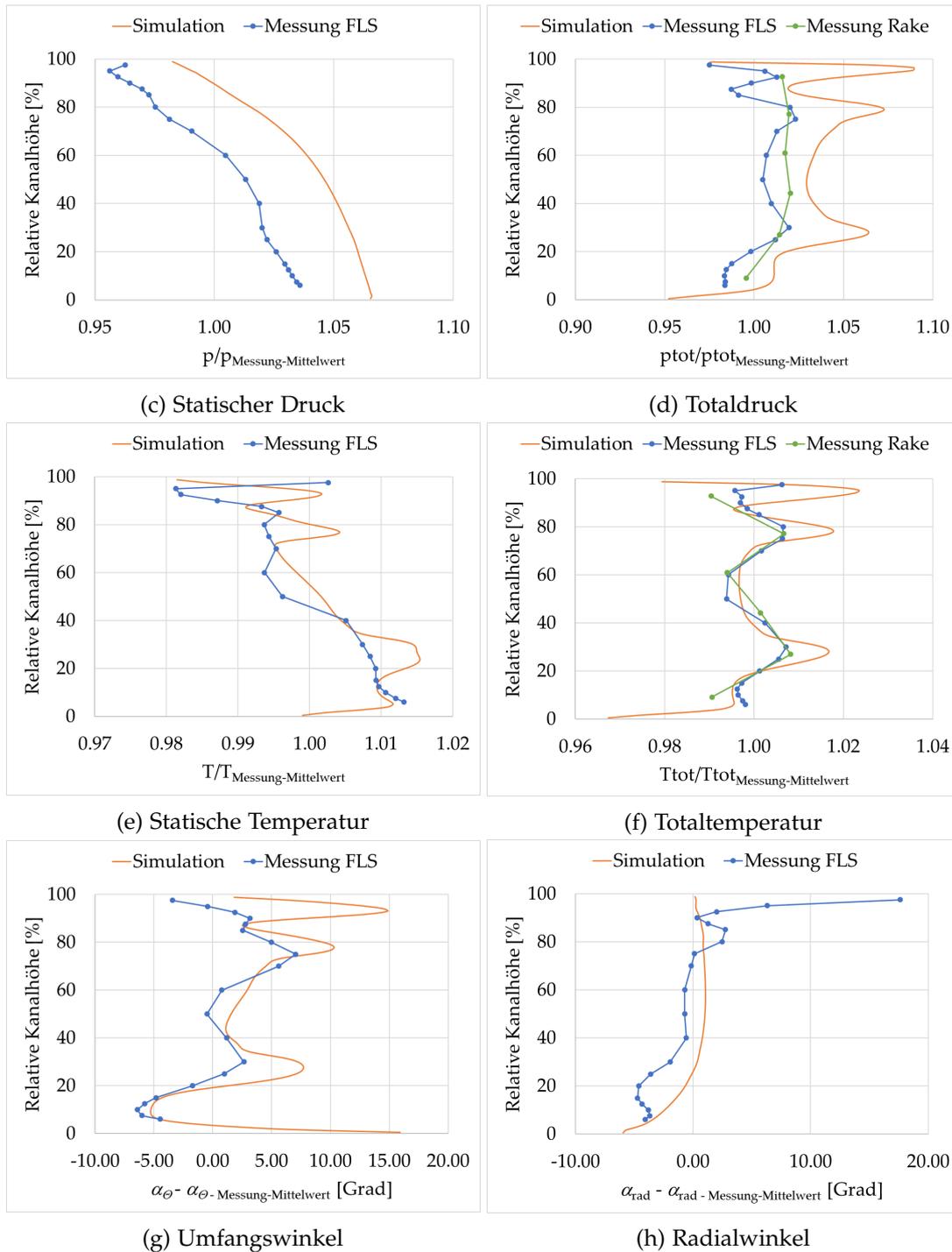


Abbildung 10.2.: Massengewichtete umfangsgemittelte Radialverteilungen, Ebene B: Messung vs. CFD

10.4. Hochdruckstator

Da die Strömung durch die Hochdruckstufe bereits in einer anderen Masterarbeit [Egger, 2018] behandelt wurde, soll in dieser Abhandlung nur auf neue oder bisher wenig beleuchtete Phänomene eingegangen werden.

Abbildung 10.3 zeigt einen Überblick über die Domäne des Hochdruckstators mit

einem Konturplot der streamwise Vorticity und einem Isolinien-Plot des Vorticity Absolutwerts am Statoraustritt. Positive (rote) streamwise Vorticity bedeutet einen mathematisch nach der Rechte-Hand-Regel positiv rotierenden Wirbel. Blau bedeutet respektive mathematisch negativ rotierend. Alle folgenden Vorticity Plots sind gleich aufgebaut. Die violetten Stromlinien sind Teil des druckseitigen Hufeisenwirbels, grüne Stromlinien gehören zum saugseitigen Hufeisenwirbel. Die blauen Stromlinien gehören zum oberen Kanalwirbel. Diese Zugehörigkeit wird dadurch gewährleistet, dass die Seeding-Punkte der entsprechenden Stromlinien in den dazugehörigen Wirbel gesetzt werden. Das hat jedoch die Konsequenz, dass die Stromlinien auch vor dem Entstehen und nach dem Verschwinden des dazugehörigen Wirbels angezeigt werden. Zum Beispiel existieren die grünen Stromlinien des saugseitigen Hufeisenwirbels bereits stromauf der Schaufelvorderkante und stromab nach dessen Dissipation. Der untere Kanalwirbel ist im gezeigten Schnitt praktisch nicht erkennbar. Er ist schwächer ausgeprägt als der obere Kanalwirbel und verliert an der Schaufelhinterkante seine Gestalt durch die Interaktion mit der unteren Ablösung. Die oberen und unteren saugseitigen Arme der Hufeisenwirbel verlieren bis zur Schaufelhinterkante ihre Rotation. Die druckseitigen Hufeisenwirbelarme überqueren in der Grenzschicht den Schaufelkanal zur gegenüberliegenden Saugseite und werden Teil des oberen und unteren Kanalwirbels.

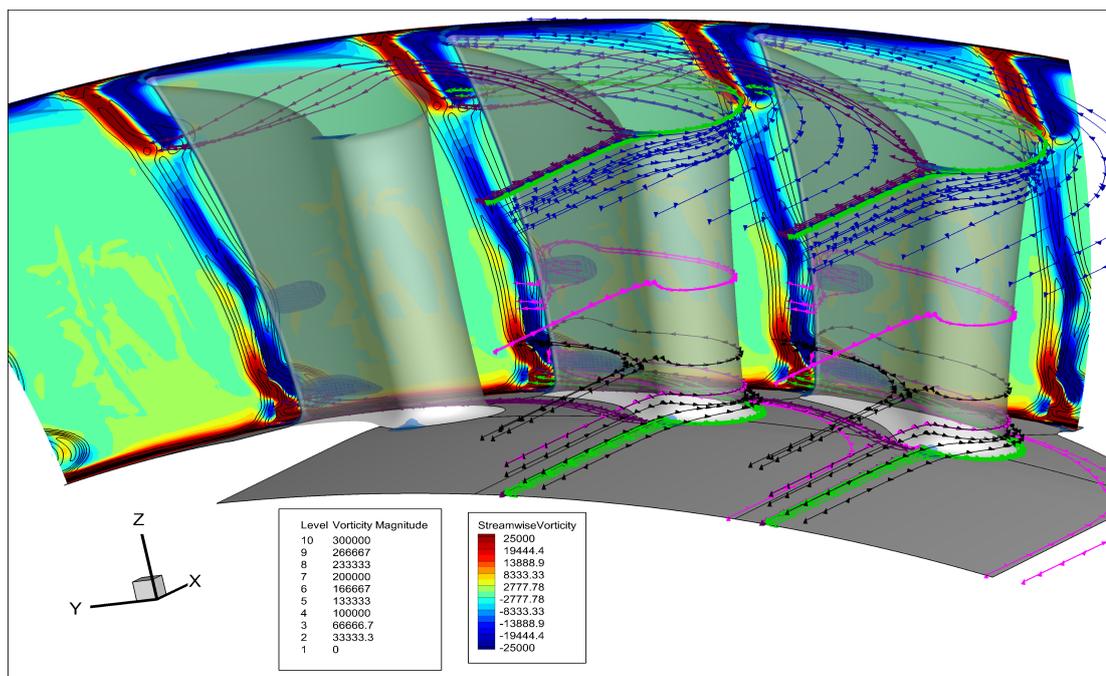


Abbildung 10.3.: Überblick Hochdruckstator mit streamwise Vorticity und Stromlinien

Wie in Kapitel 9 erwähnt, läuft die Hochdruckstufe nicht in ihrem Auslegungspunkt. Das Totaldruckverhältnis der Hochdruckturbinen ist zu niedrig. Es kommt vermutlich deshalb zu zwei Ablöseblasen saugseitig nahe der Hinterkante. Die hauptsächlich an der Ablösung beteiligten Stromlinien sind in den Abbildungen 10.3 und 10.4 pink eingefärbt. Außerdem ist auch eine Stromlinie des druckseitigen Hufeisenwirbels an der unteren Ablösung beteiligt.

10. Ergebnisse

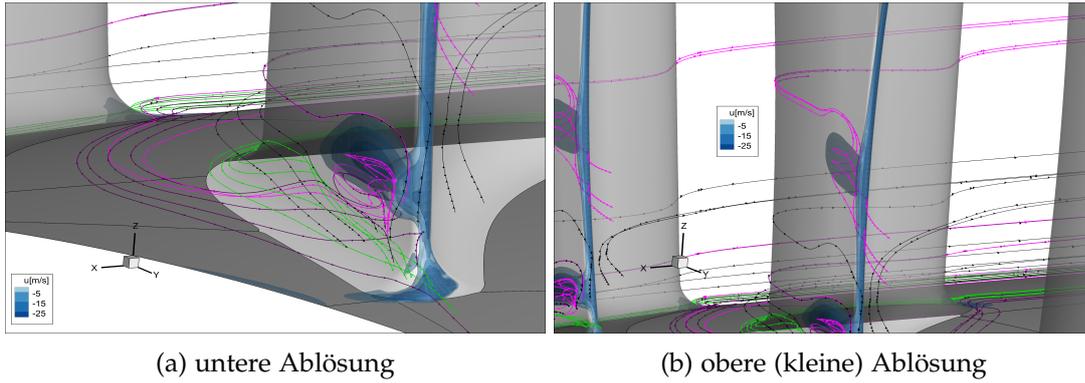


Abbildung 10.4.: Ablösungen am Hochdruckstator

In Abbildung 10.4 sind zudem Isoflächen negativer Axialgeschwindigkeiten dargestellt, um Rückströmungsgebiete der Ablösungen zu zeigen. Diese Ablösungen führen erwartungsgemäß zu einer Minderumlenkung. Die Auswirkung zeigt sich in Abbildung 10.5. Es ist die Abweichung der Umfangsgeschwindigkeit von ihrem Mittelwert in der gezeigten Ebene dargestellt. Dabei zeigt sich vor allem, dass die beiden Ablösungen aus 10.4 sowie oberer und unterer Hufeisenwirbel stromab zu Gebieten mit verminderter Umlenkung führen. Jede Stromlinie des oberen Hufeisenwirbels mündet im Gebiet 1 in Abbildung 10.5. Die Stromlinien der oberen Ablösung münden in 2, die der unteren Ablösung und die des unteren Hufeisenwirbels münden in 3.

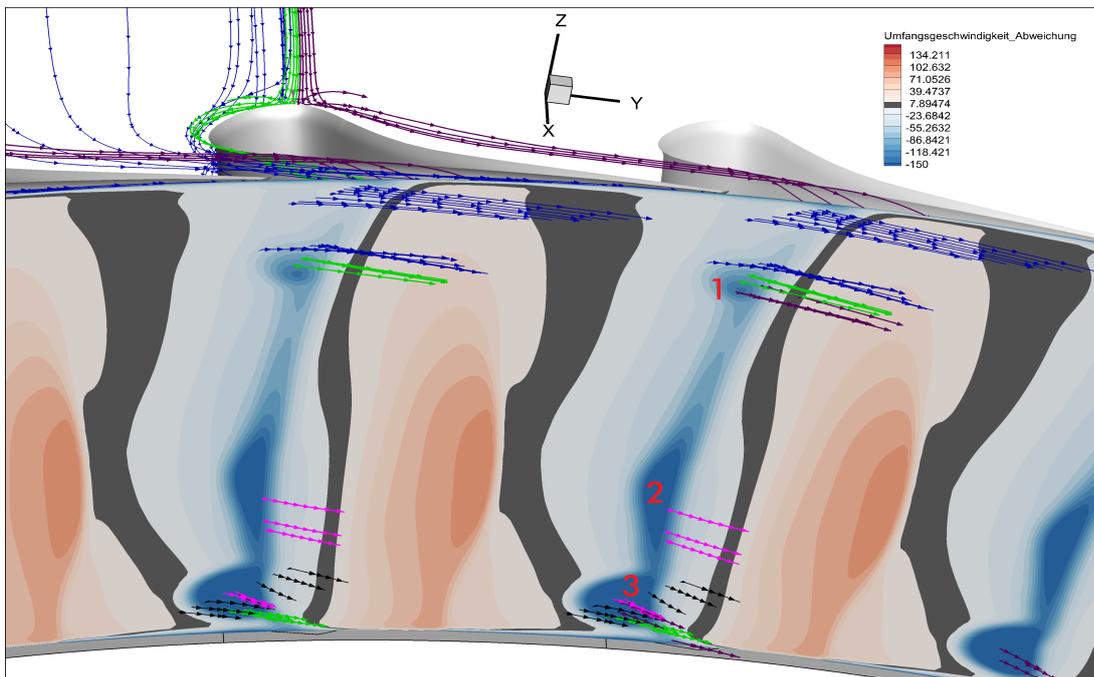


Abbildung 10.5.: Stator: Abweichung der Umfangsgeschwindigkeit vom Ebenenmittelwert

10.5. Hochdruckrotor

Da der Hochdruckrotor mit hohem Druckverhältnis und niedriger Höhe vergleichsweise starke Sekundärströmungen und Wirbel hat, sollen an diesem exemplarisch die

vorgefundenen Wirbelsysteme vorgestellt werden. Abbildung 10.6 zeigt die streamweise Vorticity am Austritt aus dem Hochdruckrotor. Die Darstellungsmethodik ist analog zu Abbildung 10.3. Von oben nach unten lassen sich die Wirbel und Sekundäreffekte wie folgt identifizieren:

- Relative Kanalhöhe = 100%: Grenzschicht; Ebenfalls zusammen mit der Strömung aus oberer hinterer Cavity als oberster positiver Ausschlag im radialen Verlauf 10.2b erkennbar.
- Relative Kanalhöhe = 90%: Spaltwirbel (Tip Leakage Vortex, TLV); negativer Drehsinn, oberster negativer Peak in Diagramm 10.2b.
- Relative Kanalhöhe = 80%: Vereinigung von oberem Kanalwirbel (Passage Vortex) und unterem Ast des Scraping Vortex (PV+SV); Beide Wirbel haben einen mathematisch positiven Drehsinn und vereinigen sich. Als zweiter positiver Peak von oben in besagtem Diagramm erkennbar. In Abbildung 10.8 und 10.6 sind beide Arme des Scraping Vortex erkennbar.
- Relative Kanalhöhe = 75%: Vereinigung von Reaktionswirbel und Concentrated Shed Vortex (RV+CSV); Da Wirbel nur paarweise und mit entgegengesetztem Drehsinn existieren können, entsteht im Kanal ein Wirbel als Reaktion auf das System PV+SV. Dabei wird der Reaktionswirbel in dieser Arbeit, um ihn von einem Hufeisenwirbel zu unterscheiden, so definiert, dass ein Reaktionswirbel erst deutlich nach der Schaufelvorderkante entsteht. Dieser Reaktionswirbel vereinigt sich an der Schaufelhinterkante mit dem sich dort bildenden und gleichsinnig drehenden Concentrated Shed Vortex. Ebenfalls als Ausschlag im Diagramm 10.2b sichtbar und dargestellt in Abbildung 10.8.
- Relative Kanalhöhe = 25%: Druckseitiger Ast des Hufeisenwirbels und Concentrated Shed Vortex (CSV+HV), wobei auch die Stromlinien des saugseitigen Hufeisenwirbels hier münden, jedoch ihren Drehsinn am Weg durch den Schaufelkanal verlieren. Dieses System steigt bis zur Ebene B radial weiter nach oben und ist dort in der radialen Verteilung bei in etwa 33% relativer Kanalhöhe zu sehen. Auch hier vereinigen sich zwei gleichdrehende Wirbelsysteme.
- Relative Kanalhöhe = 20%: Unterer Kanalwirbel (PV). Der untere Kanalwirbel dreht mathematisch negativ und ist bei selber radialer Höhe im Diagramm zu finden.
- Relative Kanalhöhe = 0%: Grenzschicht; Ebenfalls zusammen mit der Strömung aus unterer hinterer Cavity als unterster positiver Ausschlag im radialen Verlauf 10.2b erkennbar.

Neben den Concentrated Shed Vortices existiert im Nachlauf der Schaufel auch eine Nachlaufscherfläche (Trailing Edge Vortex Sheet, TVS). Die Ursache beider Sekundärströmungen liegt in der vertikalen Geschwindigkeitskomponente an der Schaufelwand. Diese ist an Saug- und Druckseite aufgrund der Kanalwirbel gegengleich gerichtet.

Um die Entwicklung dieser Wirbel zu visualisieren, wurde ein um die radiale Achse gedrehter Schnitt durch drei nebeneinanderliegende Schaufelkanäle gelegt. Zusätzlich wurden in Abbildung 10.7 Oberflächenstromlinien auf die Schnittebene projiziert. Der Scraping Vortex wandert entlang der Schaufellänge radial nach innen, während sich über ihm allmählich der Spaltwirbel entwickelt. Der Reaktionswirbel ist im vorderen Teil der Schaufel noch nicht vorhanden, sondern entwickelt sich erst ab etwa der Schaufelmitte, bevor er sich anschließend mit dem Concentrated Shed Vortex verbindet. Der saugseitige Hufeisenwirbel ist über die gesamte Schaufellänge präsent und steigt mit steigender Entfernung von der Schaufelvorderkante radial nach oben, bevor er sich an der Schaufelhinterkante mit dem Concentrated Shed Vortex verbindet.

10. Ergebnisse

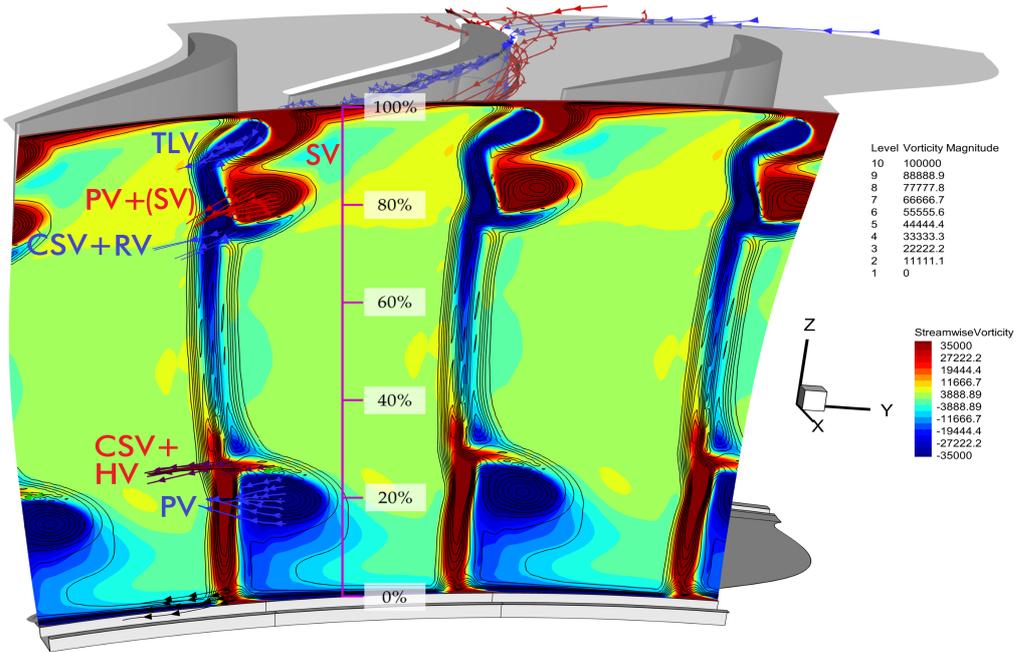


Abbildung 10.6.: Überblick Hochdruckrotor mit streamwise Vorticity und Stromlinien

Auch der untere Kanalwirbel bewegt sich, wie alle übrigen Wirbelsysteme radial zur Kanalmitte hin.

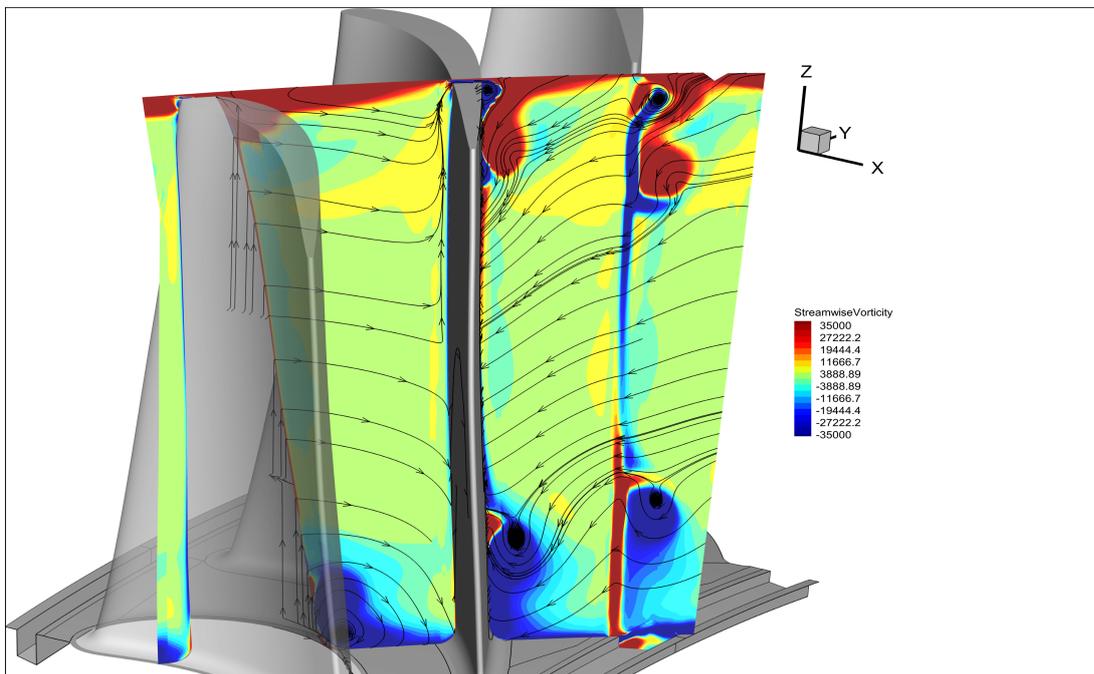


Abbildung 10.7.: Entwicklung der Wirbel

Eine weitere oft überlegene Art der Visualisierung von Wirbeln sind λ_2 -Isoflächen. Die Theorie dazu wurde im Teil I hergeleitet. Abbildung 10.8 zeigt den Austritt aus dem Hochdruckrotor mit λ_2 -Isoflächen, welche zusätzlich mit der Streamwise Vorticity eingefärbt sind. So lassen sich auf einen Blick Ort, Größe und durch die Farbgebung auch Drehsinn der Wirbelsysteme identifizieren. So zeigt sich, dass sich

das Wirbelsystem aus Scraping Vortex (SV) und Kanalwirbel (PV) im vorderen Teil des Schaufelkanals in zwei separate Wirbel Y-förmig aufteilt. Der obere Arm des Scraping Vortex (SV) dissipiert nahe der Schaufelhinterkante, während der untere Arm, vom Kanalwirbel getragen, an Stärke zunimmt. Die Vereinigung von Reaktionswirbel RV und Concentrated Shed Vortex (CSV) an der Hinterkante ist gut erkennbar. Auch der Verlauf und die Entwicklung der übrigen Wirbelsysteme, wie dem unterem Kanalwirbel (PV), wird gut sichtbar.

Es bleibt noch anzumerken, dass die Wahl des Wertes für die λ_2 -Isoflächen das Aussehen des Ergebnisses stark beeinflusst. Außerdem zeigt ein bestimmter Wert für λ_2 , ähnlich wie bei einer Zwiebel nur eine „Schale“, d.h. nur eine von vielen konzentrischen, den Wirbelkern einhüllenden Oberflächen. Ein zu sensibel gewählter (zu hoher) Iso-Wert bringt jeden kleinsten Wirbel zur Anzeige, während ein zu grob gewählter (zu niedriger) Iso-Wert schwächere Wirbelsysteme ausblendet.

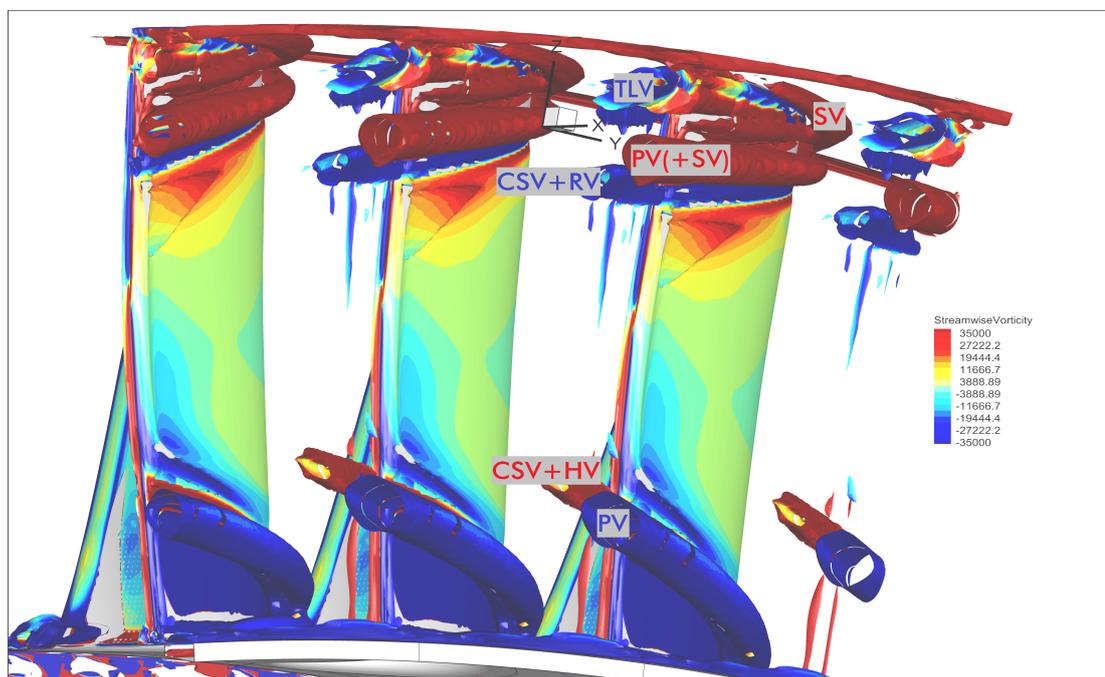


Abbildung 10.8.: λ_2 -Isoflächen - Blick auf Rotorhinterkanten

10.6. Cavities am Hochdruckrotor

Aufbau und Nomenklatur der Cavities des Hochdruckrotors sind in Abbildung 9.3c dargestellt. Da in einer früheren Masterarbeit bereits Massenströme über den Umfang und multiple Schnitte mit Druck und Flächenstromlinien dieser Cavities untersucht wurden, widmet sich diese Arbeit neuen, noch nicht untersuchten Effekten. Von besonderem Interesse ist dabei, ob ein Heißgaseinzug stattfindet, und wie die Purge-Strömung aus den Cavities mit der Hauptströmung im Schaufelkanal interagiert.

Zur Untersuchung des Heißgaseinzugs wurde die neue Variable $V_{\perp A-Mesh}$ eingeführt. Dank des verwendeten blockstrukturierten Netzes existiert immer eine Netzfläche $A - Mesh$, welche von einer sozusagen perfekten, unverwirbelten Strömung näherungsweise rechtwinkelig durchströmt wird. Bildet man das innere Produkt aus der

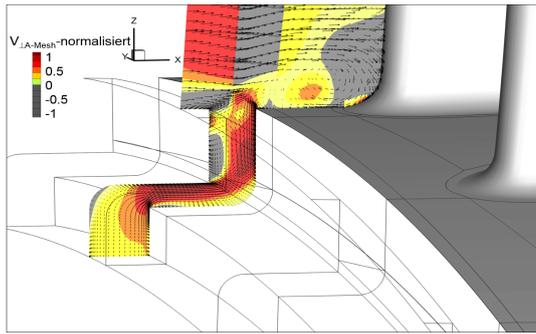
Flächennormale der durchströmten Netzgitterebene und dem Geschwindigkeitsvektor nach

$$V_{\perp A-Mesh} = \vec{n}_{\perp A-Mesh} \vec{u}, \quad (10.24)$$

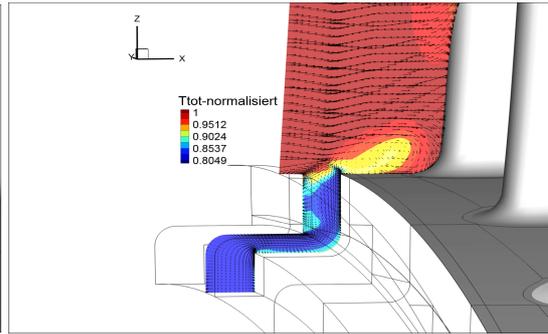
so hat das Ergebnis ein positives Vorzeichen, wenn Fluid aus den Netzebenen, respektive heraus aus der Cavity, strömt. Ein negatives Vorzeichen bedeutet demnach Einströmen und somit Heißgaseinzug. Da die Netzflächen eines strukturierten Netzes der Kanalkontur folgen, können auch Cavities mit schiefen oder abgewinkelten Kanalgeometrien untersucht werden. Dies stellt einen entscheidenden Vorteil gegenüber der Untersuchung der Radialgeschwindigkeit dar und hat die Einführung dieser neuen Variable motiviert.

10.6.1. Vordere untere Cavity - HP FWD HUB

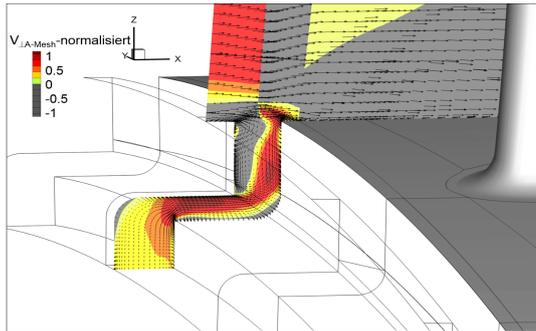
Abbildung 10.9 zeigt fünf über eine Teilung des Rotors verteilte Schnitte mit $V_{\perp A-Mesh}$ links und T_{Tot} rechts als Konturplot sowie Tangentialvektoren in den einzelnen Schnitten. In der Cavity bedeuten negative Werte von $V_{\perp A-Mesh}$ ein Rückströmen und sind deshalb grau überzeichnet. Außerdem ist die Totaltemperatur ein weiterer Indikator für den Heißgaseinzug in die Cavity. Der erste Schnitt bei 0 % liegt direkt an der Schaufelvorderkante. Hier sieht man am Fuß der Schaufel den Hufeisenwirbel und anhand der Totaltemperaturverteilung, dass sich in dieser Zone Sperrluft (Purge Flow) mit der Hauptströmung mischt. Abbildung 10.9a liefert keinen Hinweis auf Heißgaseinzug, da es keine zum Hauptkanal verbundene graue Zone gibt. Im oberen Bereich der Cavity existiert ein gegen den Uhrzeigersinn rotierender Wirbel, welcher über die gesamte Teilung hinweg besteht. Bei 22% und 88% der Teilung kommt es zum stärksten Heißgaseinzug. Hier gibt es eine kohärente Region mit Strömung ins innere der Cavity bis zum scharfen Eck am Ende des vertikalen Kanals. Die Umlenkung in den horizontalen Kanal verhindert weiteres Eindringen. Günstigerweise vollzieht sich der Heißgaseinzug nur auf der feststehenden Gehäusesseite. Hier steigt die Totaltemperatur um etwa 30 K. Die mechanisch höher belastete rotierende Seite ist durchgehend von Sperrluft benetzt. Außerdem ist bei 66% der Teilung in Abbildung 10.9h erkennbar, dass die Sperrluft aus der Cavity eine Ablösung im Hauptkanal verursacht. Ursache des verstärkten Heißgaseinzugs bei 22 % ist die aufstauende Wirkung der stromab liegenden Schaufelvorderkante. Entscheidend für Ein- oder Ausströmen ist dabei stets das vorliegende statische Druckfeld. Bei 88% der Teilung ist die Ursache des Einzugs nicht völlig erklärbar, sie könnte jedoch mit der stromab liegenden Ablösung bei 66% zusammenhängen.



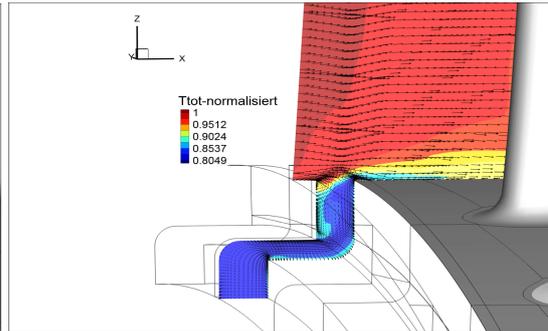
(a) $V_{\perp A-Mesh} - 0\%$



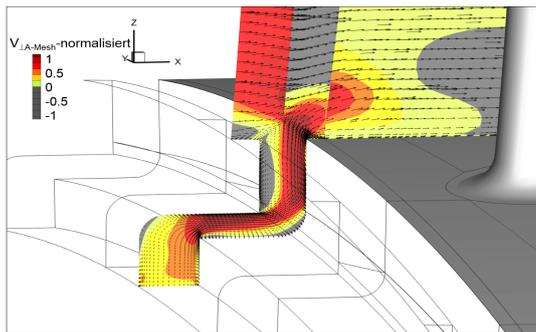
(b) $T_{Tot} - 0\%$



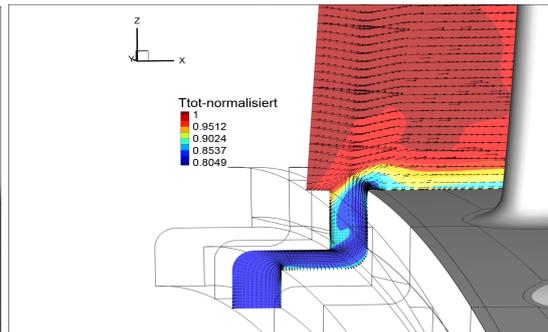
(c) $V_{\perp A-Mesh} - 22\%$



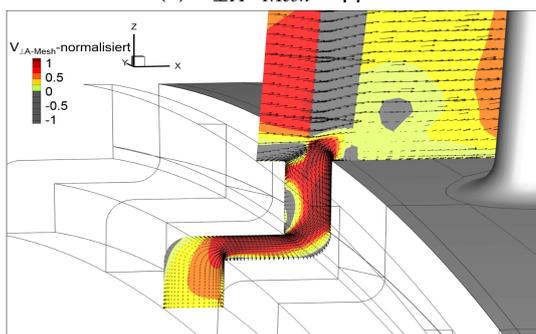
(d) $T_{Tot} - 22\%$



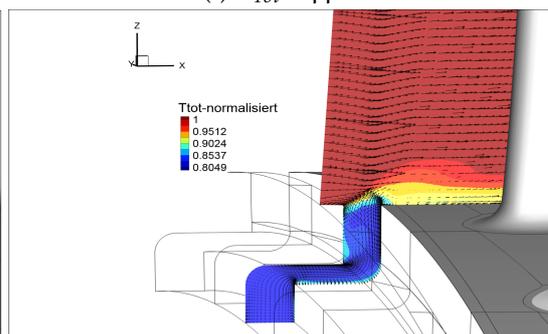
(e) $V_{\perp A-Mesh} - 44\%$



(f) $T_{Tot} - 44\%$



(g) $V_{\perp A-Mesh} - 66\%$



(h) $T_{Tot} - 66\%$

10. Ergebnisse

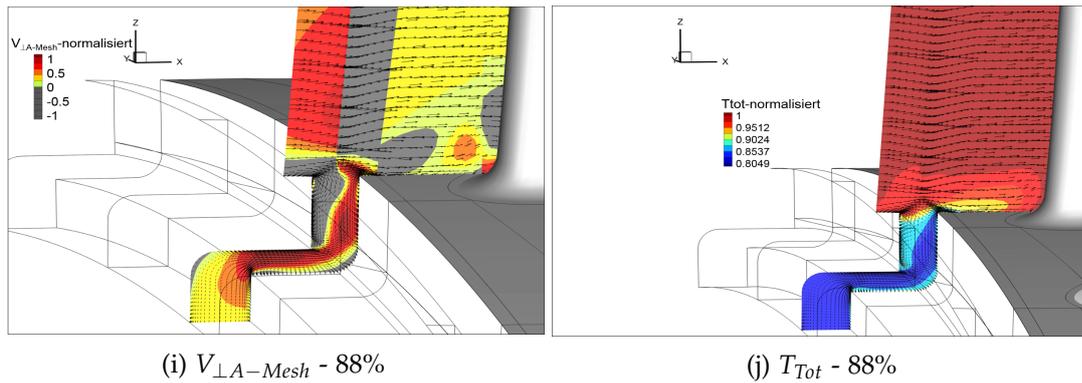
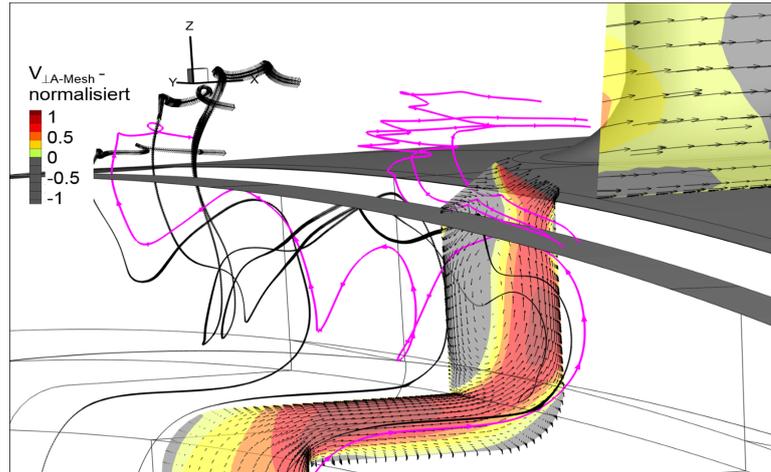


Abbildung 10.9.: HP FWD HUB Cavity: Normalgeschwindigkeit und Totaltemperatur

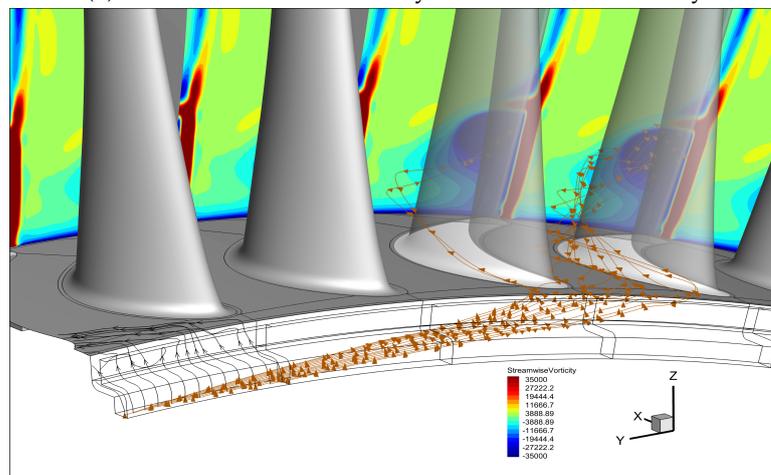
Da tangentielle Vektorfelder und tangentielle Stromlinien einer Schnittfläche die dritte Raumrichtung ausblenden, sind in Abbildung 10.10 dreidimensionale Stromlinien dargestellt. 10.10a zeigt einen $V_{\perp A-Mesh}$ - Schnitt bei 22% der Teilung zusammen mit Stromlinien im Absolutsystem. Die Seeding-Stelle der Stromlinien liegt am Cavity-Eintritt. Es handelt sich also um Stromlinien der Sperrluft. Der Wirbel im oberen Teil der Cavity ist dabei gut zu erkennen.

In 10.10b wurden sowohl Stromlinien im Absolutsystem (schwarz), als auch Stromlinien im Relativsystem (braun), am Cavity-Eintritt gleich verteilt über eine Teilung eingebracht. Dabei teilen sich je eine Absolutstromlinie und eine Relativstromlinie einen Seeding-Punkt. Eine der schwarzen absoluten Stromlinien geht in den oben angesprochenen Wirbel über. Die restlichen strömen ohne Umwege in den Schaufelkanal. Interessant ist, dass jede der braunen Stromlinien des Relativsystems im unteren Kanalwirbel mündet. Die Sperrluftströmung steht also mit der Sekundärströmung des Kanalwirbels in einem Zusammenhang. Aus einer früheren Masterarbeit von Manfred Egger [Egger, 2018] geht auch hervor, dass die Sperrluft aus der Cavity die Wirbelsysteme im Schaufelkanal radial zur Mitte drückt.

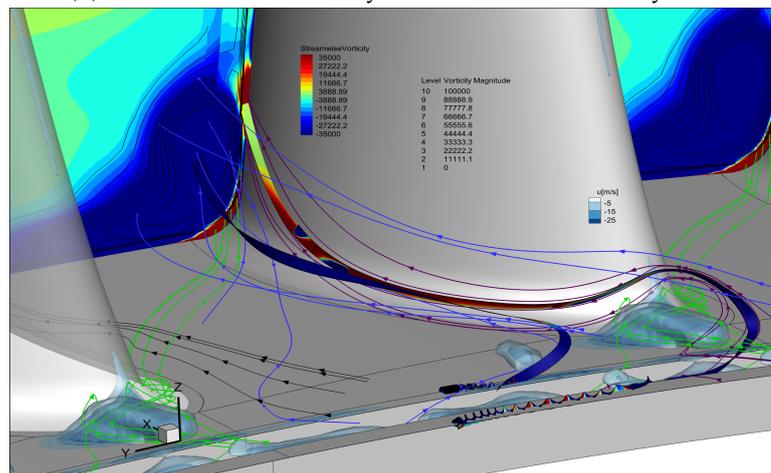
Die dritte Abbildung 10.10c zeigt die relativen Stromlinien der in 10.5 besprochenen Sekundärströmungen am Hub des Hochdruckrotors. Dabei ist besonders auffällig, dass viele der Stromlinien entweder aus der Cavity als Sperrluft kommen, oder in die Cavity vorübergehend aus der Hauptströmung gezogen werden, bevor sie weiter stromab den Kanal- oder den Hufeisenwirbel bilden. Die mögliche Ursache für diesen Zusammenhang ist, dass das Gas dieser Stromlinien impulsärmer als die restliche Hauptströmung ist. Die Strömung aus den Cavities hat dadurch eine längere Verweilzeit innerhalb des Druckfeldes im Schaufelkanal und ist damit auch anfälliger eine Sekundärströmung zu bilden. Die blauen Isoflächen zeigen Regionen mit negativer Axialgeschwindigkeit. Sie zeigen die Rückströmung im Inneren des Hufeisenwirbels und die bereits in Abbildung 10.9h identifizierte Ablösung an. Das Stromlinienband des saugseitigen Hufeisenwirbels (violett) ist in der streamwise Vorticity eingefärbt und zeigt, dass der positive Drehsinn entlang der Stromlinien erhalten bleibt. Der saugseitige Hufeisenwirbel wird dabei vom Kanalwirbel eng an die Schaufelwand gedrängt und radial stark nach oben befördert. Auch dieses Stromlinienband taucht zuerst in die Cavity ein.



(a) Stromlinien im Absolutsystem - Wirbel in Cavity



(b) Stromlinien aus Cavity - Relativ- vs. Absolutsystem



(c) Stromlinien durch Cavity - Relativsystem

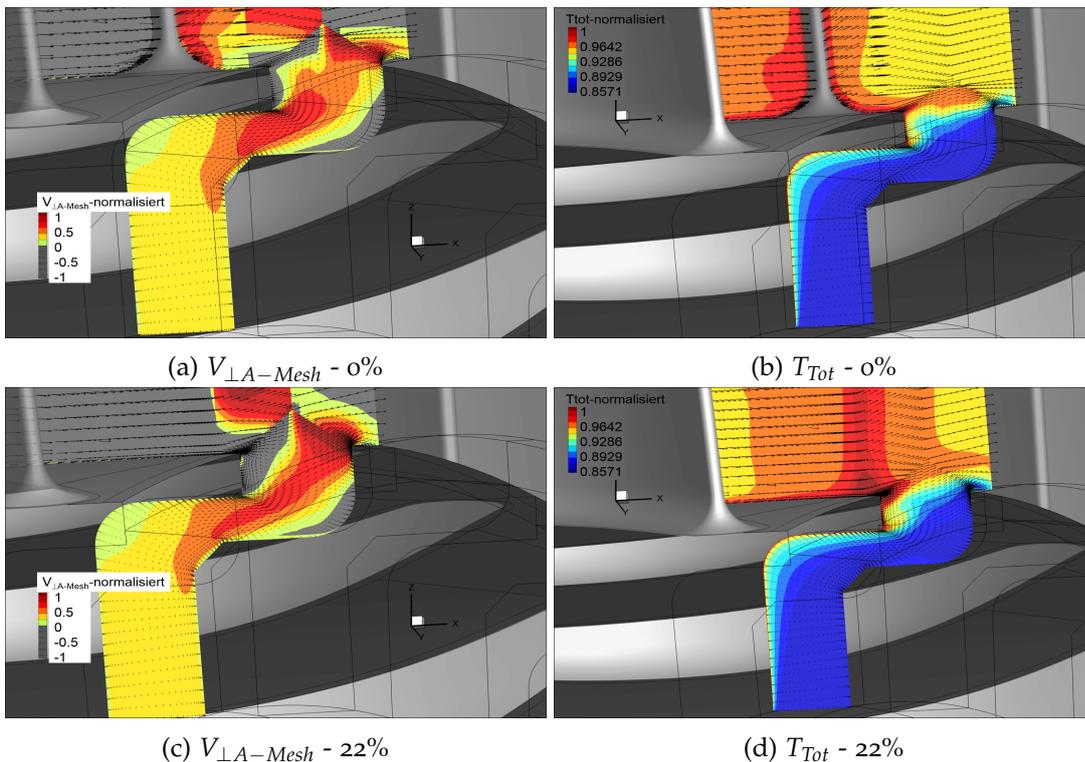
Abbildung 10.10.: HP FWD HUB Cavity: Stromlinien

10.6.2. Hintere untere Cavity - HP AFT HUB

Die hintere untere Cavity wird auf dieselbe Art untersucht. Abbildung 10.11 ist analog zu 10.9 aufgebaut. Die größte, bis zum Schaufelkanal reichende Zone mit Rückströmung befindet sich im oberen vertikalen Kanal der Cavity an der rotierenden Seite der Wand. Gleich wie bei der vorderen Cavity wird weiteres Rückströmen durch eine scharfkantige Umlenkung in einen horizontalen Kanalabschnitt unterbunden. Der stärkste Heißgaseinzug ist hier bei 22-44% der Teilung in den Abbildungen 10.11d und 10.11f zu beobachten. Hier gelangt bis zu 50 K heißere Luft in den oberen vertikalen Kanal der Cavity. Die restlichen, tiefer liegenden Bereiche der Cavity bleiben frei von Heißgaseintrag.

Das schmale heiße Band, das in allen Schnitten der Totaltemperatur an der linken Cavity-Wand zu sehen ist, zeigt nur, dass diese die rotierende Wand ist. Sperrluft wird ähnlich einer Reibungspumpe von der Wand mitgenommen und erhält so Impuls in Umfangsrichtung. Bei Betrachtung der Totaltemperatur über die Schnitte von 0% bis 88% erkennt man den Nachlauf der Laufschaufel als heiße Zone. Dieser heiße Nachlauf wandert von Schnitt zu Schnitt über die Cavity hinweg. Dabei ist zu erkennen, dass durch den zuvor beschriebenen Heißgaseinzug und einen Wirbel nahe der oberen linken Kante heiße Luft dieses Nachlaufs im oberen Teil der Cavity verweilt.

Das Rückströmgebiet an der feststehenden Cavity-Wand am Radius zwischen oberem vertikalem und horizontalem Kanal ist kein Heißgaseinzug, sondern Teil des dort über alle Schnitte existierenden Wirbels.



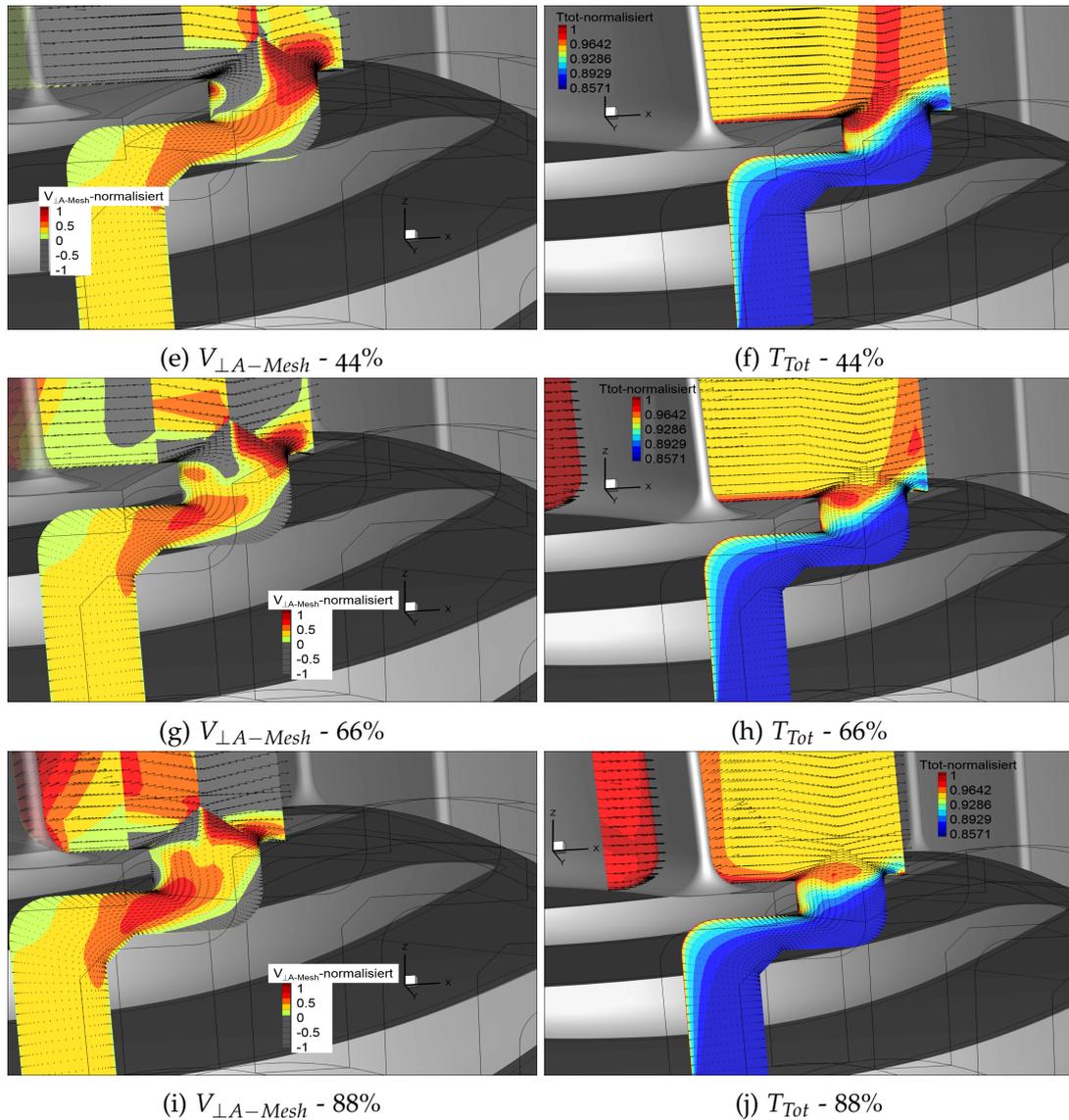
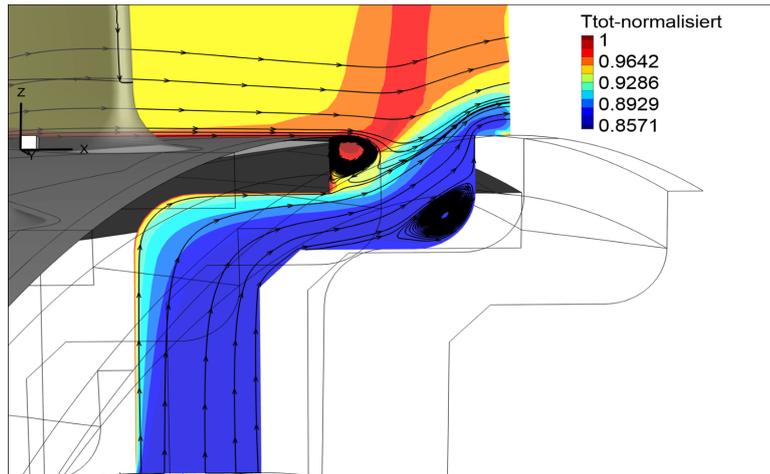


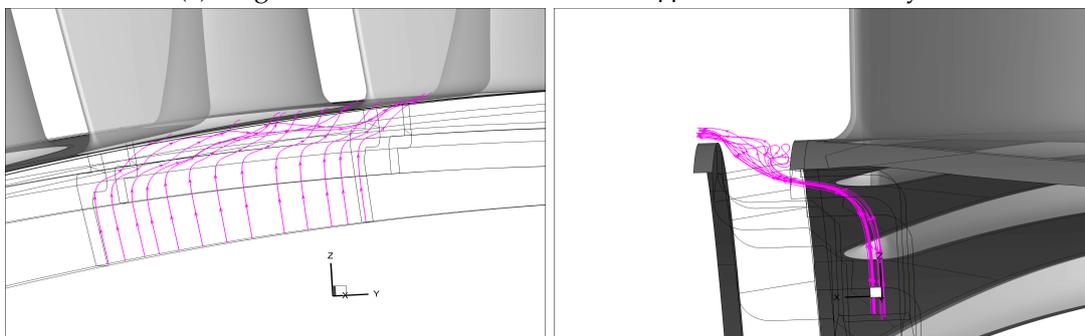
Abbildung 10.11.: HP AFT HUB Cavity: Normalgeschwindigkeit und Totaltemperatur

In Abbildung 10.12a ist nochmals die Totaltemperaturverteilung bei 44% der Teilung zusammen mit tangentialen Stromlinien dargestellt. Die Stromlinien zeigen beide im Uhrzeigersinn rotierenden Wirbel. Der obere Wirbel zieht heiße Luft aus dem Hauptkanal in die Cavity und ist somit am Heigaseintrag beteiligt. Der untere Wirbel besteht zu 100% aus Sperrluft und verengt den effektiven Strömungsquerschnitt für die Sperrluft. Außerdem führt der untere Wirbel zu einer flacheren Ausströmung aus der Cavity. Dies ist für die Strömung im Hauptkanal vorteilhaft.

Abbildungen 10.12b und 10.12c zeigen dreidimensionale Stromlinien des Sperrluftstromes in zwei Ansichten. Die Seeding Punkte sind am Cavity-Eintritt gleichmäßig über eine Teilung platziert. Die Sperrluftströmung wird allmählich von der Rotation der bewegten Cavity-Wand mitgenommen. Zwei der zehn Stromlinien werden in den oberen Wirbel gezogen. Durch den unteren Wirbel gelangen die Stromlinien unter einem viel flacheren Winkel in den Hauptkanal, als es die Kontur der Cavity-Geometrie vermuten lassen würde.



(a) tangentielle Stromlinien des Schnitts 44% - Wirbel in Cavity



(b) Stromlinien aus Cavity - Absolutsystem - Blick von Hinten (c) Stromlinien aus Cavity - Absolutsystem - Seitenansicht

Abbildung 10.12.: HP AFT HUB Cavity: Stromlinien

10.6.3. Vordere obere Cavity - HP FWD TIP

Da die Strömung durch die vordere obere Cavity in Umfangsrichtung keine signifikante Variation aufweist, wird in Abbildung 10.13 jeweils nur der $V_{\perp A-Mesh}$ und T_{Tot} Schnitt durch die Schaufelvorderkante gezeigt. Der $V_{\perp A-Mesh}$ Schnitt zeigt keinen Hinweis auf Heißgaseinzug. Die Rückströmung rechts oben in der Cavity gehört zu einem gegen den Uhrzeigersinn drehenden Wirbel. Die Totaltemperaturverteilung liefert einen Einblick in Einströmung und Mischung von Sperrluft und Hauptströmung. Der Cavity-Strom tritt mit nahezu rechtem Winkel ein. Dadurch wird die auf den Rotorspalt ankommende Hauptströmung abgelenkt. An der Totaltemperaturverteilung vor der Schaufelspitze lässt sich ablesen, dass der Großteil der Luft vor dem Spalt aus dem Cavity-Strom stammt. Die Strömung aus der Cavity dürfte also eine verdrängende und abdichtende Wirkung vor dem Spalt haben. Dies zeigt auch Abbildung 10.13c der absoluten Stromlinien des Sperrluftstroms. Jede der am Cavity-Eintritt über eine Teilung gleichmäßig eingebrachten Stromlinien läuft über oder endet am Dichtspalt der Laufschaufel. Die höherwertige, impulsreichere Strömung des Hauptkanals wird dabei teilweise nach unten verdrängt und nimmt an der Impulsübertragung teil. Dies könnte auch eine Erklärung dafür sein, warum sich der Spaltwirbel des Hochdruckrotors in Abbildung 10.7 relativ spät entwickelt. Außerdem existiert nach dem Cavity-Austritt eine kleine Ablöseblase (nicht dargestellt).

Die relativen Stromlinien aus der Cavity in Abbildung 10.13d zeigen ein aus Abschnitt 10.6.1 bekanntes Bild. Im Relativsystem münden die Stromlinien in einem der Wirbelsysteme des Schaufelkanals. Dabei geht die Sperrluftströmung entweder in den Scraping Vortex (SV) oder dessen Reaktionswirbel (RV) über. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass jede relative Stromlinie der vorderen Cavities in einen der Wirbel im Schaufelkanal übergeht.

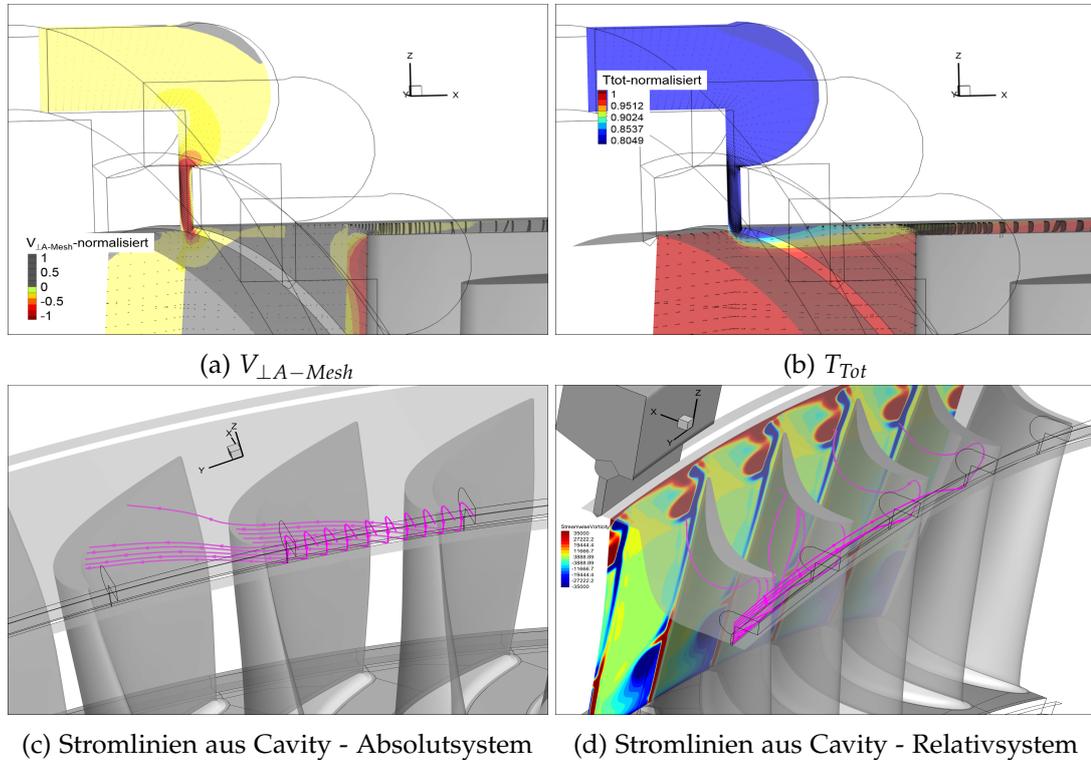


Abbildung 10.13.: HP FWD TIP Cavity

10.6.4. Hintere obere Cavity - HP AFT TIP

In der hinteren oberen Cavity zeigt sich ebenfalls keine signifikante Änderung in Umfangsrichtung, weshalb auch hier nur eine Schnittebene in Abbildung 10.14 gezeigt wird. Der $V_{\perp A-Mesh}$ Schnitt liefert keinen Hinweis auf Heißgaseinzug, da es keinen kohärenten, bis in den Hauptkanal reichenden rückströmenden Bereich gibt. Dies wird auch von der Totaltemperaturverteilung bestätigt. An der linken Gehäusewand im unteren Teil der Cavity gibt es einen flachen Bereich der Rückströmung. Dieser ist Teil eines flachen im Uhrzeigersinn drehenden Wirbels. Weiters sieht man, wie die heiße Zone des Spaltwirbels gerade den Cavity-Austritt passiert, und links daneben den Spaltwirbel der Schaufel eine Teilung weiter. Ob der Austritt des Cavity-Sperrluftstroms eine Ablösung verursacht, lässt sich wegen der unmittelbar stromabwärts gelegenen Interface-Randbedingung nicht mit völliger Sicherheit feststellen.

10.14c zeigt absolute Stromlinien der Sperrluftströmung. Die Seeding Punkte sind gleichmäßig über Teilung und Höhe der Cavity Eintrittsrandbedingung verteilt.

10. Ergebnisse

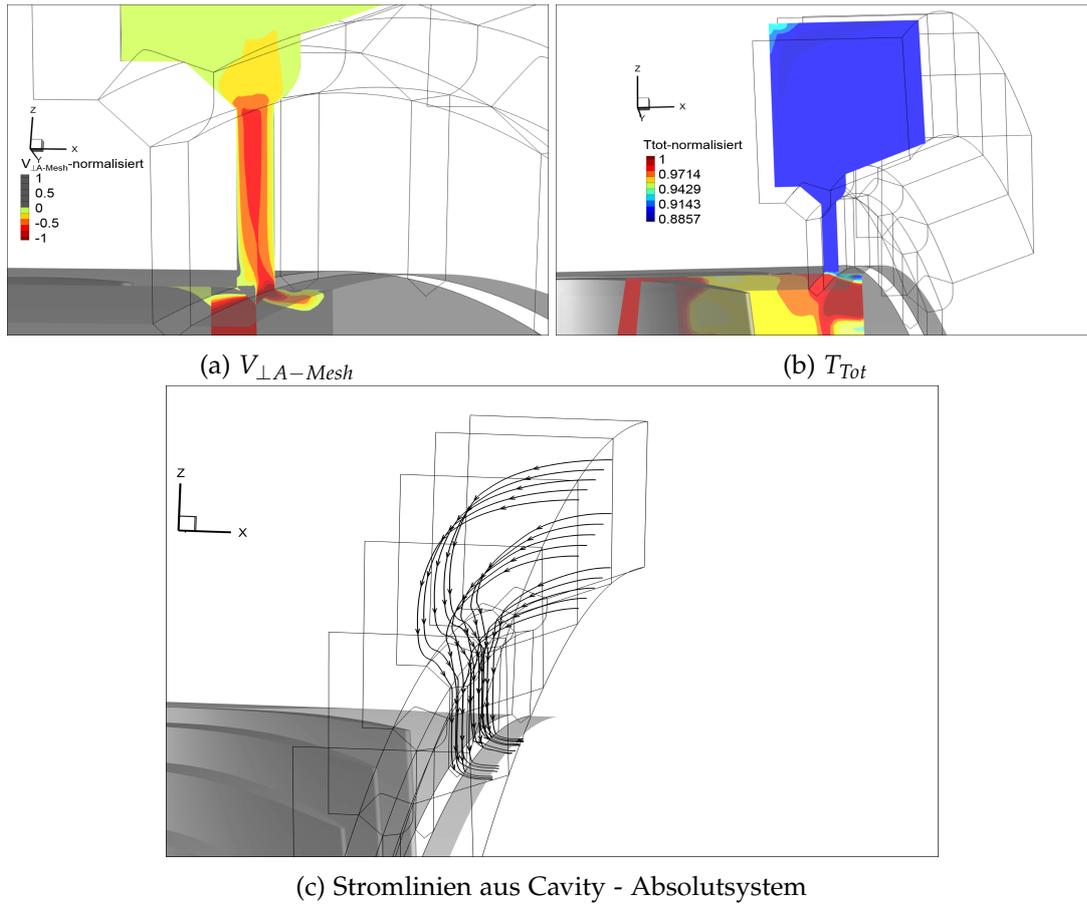


Abbildung 10.14.: HP AFT TIP Cavity

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass alle Hochdruck-Cavities durch die Sperrluftströmung ausreichend abgedichtet sind. Es kommt zu keinem nennenswerten Heißgaseinzug. Die Regionen mit Rückströmung in den unteren Cavities dringen in keine tieferliegenden Strukturen ein. Ab der Umlenkung in den horizontalen Kanal sind beide unteren Cavities vollständig dicht.

10.7. Ebene C und Turbine Center Frame

Der Aufbau der folgenden Diagramme 10.16 ist vollkommen analog zu den Diagrammen in Ebene B. Es sind massengewichtete umfangsgemittelte Radialverteilungen von Mess- und Simulationsergebnissen dargestellt. Die Messebene C ist eigentlich keine Ebene, sondern eine Kegelstumpfmantelfläche mit 12 Grad Neigungswinkel zur Vertikalen.

Da die Hochdruckturbine nicht in ihrem aerodynamischen Auslegungspunkt läuft, ist ihre Austrittsströmung drallbehaftet. Der Umfangswinkel beim Eintritt in den TCF bewegt sich teilweise im unteren zweistelligen Bereich (in Grad). Dieser Drall reicht aus, um in Versuch und Simulation eine Ablösung auf einer Seite der TCF Schaufel hervorzurufen. Diese ist in Abbildung 10.15 dargestellt. Sichtbar ist der Totaldruck unmittelbar vor der Interface-Randbedingung und gleichmäßig am Eintritt

verteilte Stromlinien. Die Stromlinien innerhalb der Ablösung sind rot, die „gesunden“ schwarz. Das Problematische an der Ablösung in der Simulation ist, dass sie von der Interface-Randbedingung zwischen TCF und Niederdruckstufe abgeschnitten wird. Eine Rückströmung ist in diesem Randbedingungstyp nicht vorgesehen und so kommt es dort zu großen numerischen Fehlern. Es kommt an der Berührungsfläche zwischen Interface und Ablösung zu einer unphysikalischen Produktion von Temperatur, obwohl die massenbezogene innere totale Energie e^* dort nicht zunimmt. Jedoch kommt es an dieser Stelle zu einer unphysikalischen Abnahme der Dichte ρ , was den Temperaturanstieg erklären könnte. Ursache für die Dichteabnahme (=Massenverlust) könnte wiederum das Unterbinden der Rückströmung durch das Interface sein.

Außerdem sieht man, dass die roten Stromlinien der Ablösung am Austritt (=Interface) abgeplattet wirken. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass sich das Interface auch negativ auf die Größe der Ablösung auswirkt. Die Ablösung der Simulation ist wesentlich größer als im Versuch: Die maximale Ausbreitung in radialer Richtung beträgt in etwa 72% der Kanalhöhe bei der CFD Lösung und 38% im Versuch. Die maximale Ausbreitung in Umfangsrichtung beträgt in etwa 37% der Teilung bei der CFD Lösung und 15% im Versuch.

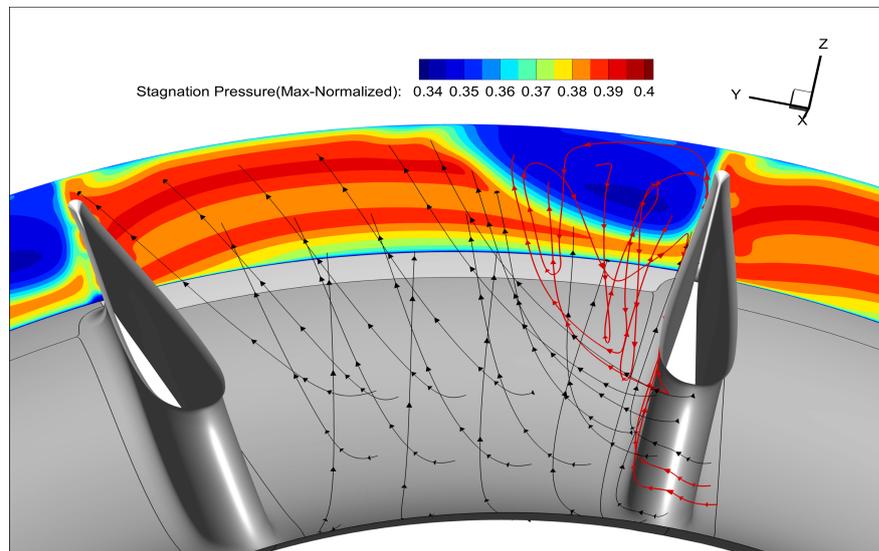


Abbildung 10.15.: Ablösung am TCF

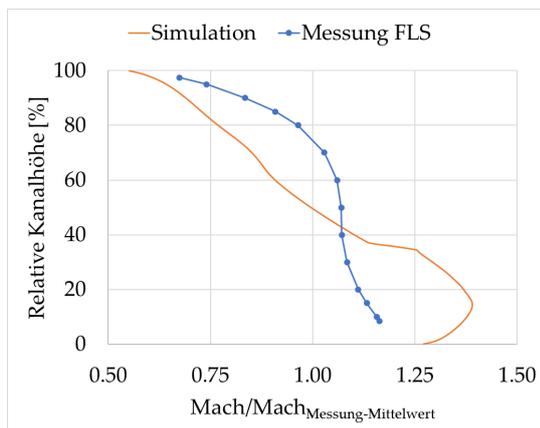
Abbildung 10.16a zeigt die Radialverteilungen der Machzahl von Messung und Simulation. Hier gibt es einen großen Unterschied zwischen Versuch und CFD von über 25% bei 20% relativer Kanalhöhe. Der qualitative Verlauf der Machzahl des CFD-Ergebnisses zeigt die Verdrängungswirkung des Ablösegebietes. In Abbildung 10.15 ist diese Verdrängung der schwarzen Stromlinien durch die abgelöste Strömung gut erkennbar. Die Ablösung versperrt einen so großen Bereich des TCF Austritts, dass dessen Diffusorwirkung eingeschränkt wird. Überraschend ist deshalb, dass die Radialverteilungen des statischen Drucks 10.16c am Hub nur um 1,3% abweichen und am Shroud sogar übereinstimmen. Hier reicht anscheinend das Plus an statischem Druck der Simulation gegenüber dem Versuch in Ebene B (10.2c) aus, um den Druckverlust durch Wegfall der Diffusorwirkung zu kompensieren. Die Totaldruckverläufe 10.16d zeigen dieselben Tendenzen wie die Machzahlverläufe. Beim Verlauf der statischen 10.16e und totalen 10.16f Temperatur ist der oben erwähnte numerische Fehler der Interface Randbedingung zu erkennen. Ab 40% relativer Kanalhöhe, also untere Grenze des Ablösegebietes, steigen Temperatur und Totaltemperatur der Simulation

10. Ergebnisse

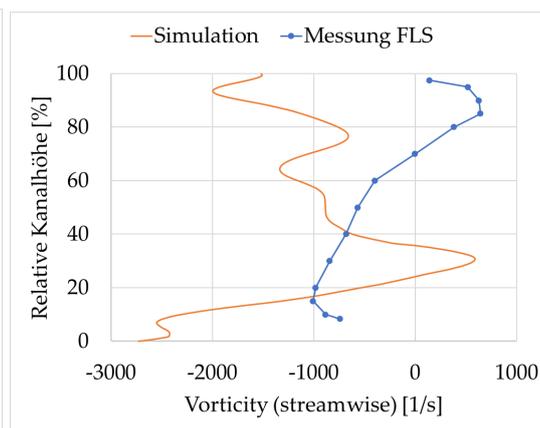
stark an. Die maximale Temperaturabweichung zwischen Versuch und CFD beträgt 4,7%. Diese unphysikalische Produktion von Temperatur pflanzt sich ab der Ebene C stromabwärts fort und ist noch in Ebene D in den Diagrammen 10.19e und 10.19f sichtbar.

Beim Umfangswinkel ist die Verdrängung der Strömung durch die Ablösung in der Simulation gut erkennbar. Mit steigendem Radius nimmt der Umfangswinkel zu, was ebenfalls in 10.15 an den Stromlinien zu sehen ist. Ab 40% Kanalhöhe nimmt die Abweichung zwischen Versuch und Simulation stetig zu und erreicht am Shroud über 20 Grad. Bei den Radialverläufen in 10.16h sind die quantitativen Abweichungen kleiner, das qualitative Aussehen der Verläufe jedoch stark unterschiedlich. Unter Ausscheidung des obersten Messergebnisses wegen einer messverfahrensbedingten Abweichung beläuft sich die maximale Abweichung zwischen Simulation und Messung auf 4 Grad bei 95% relativer Höhe.

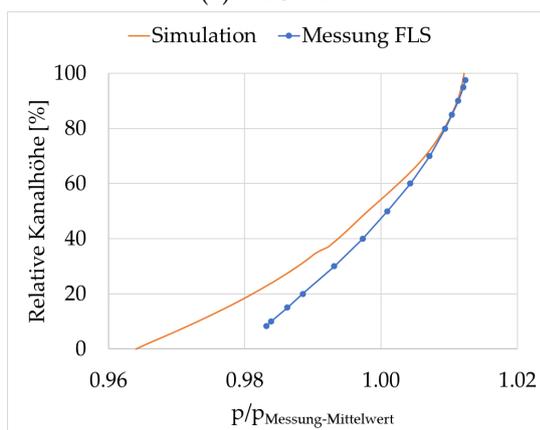
Aufgrund der großen Ablösung und der dort vorherrschenden regellos verwirbelten Strömung liefert die streamwise Vorticity der Simulation in 10.16b keinen interpretierbaren Verlauf. Die meisten Verläufe der Simulation weisen zwischen 30 und 40 Prozent einen Knick auf, weil an dieser Stelle die Ebene C durch die Interface Randbedingung stößt.



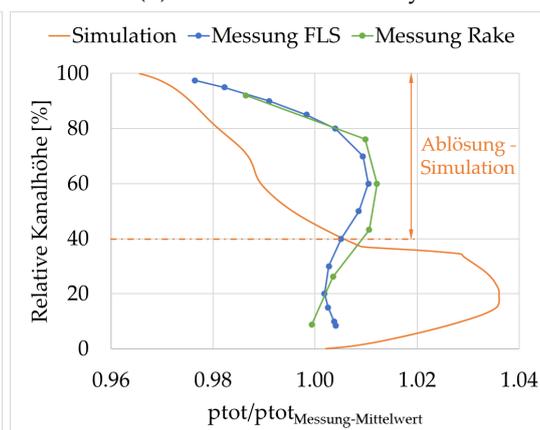
(a) Machzahl



(b) Streamwise Vorticity



(c) Statischer Druck



(d) Totaldruck

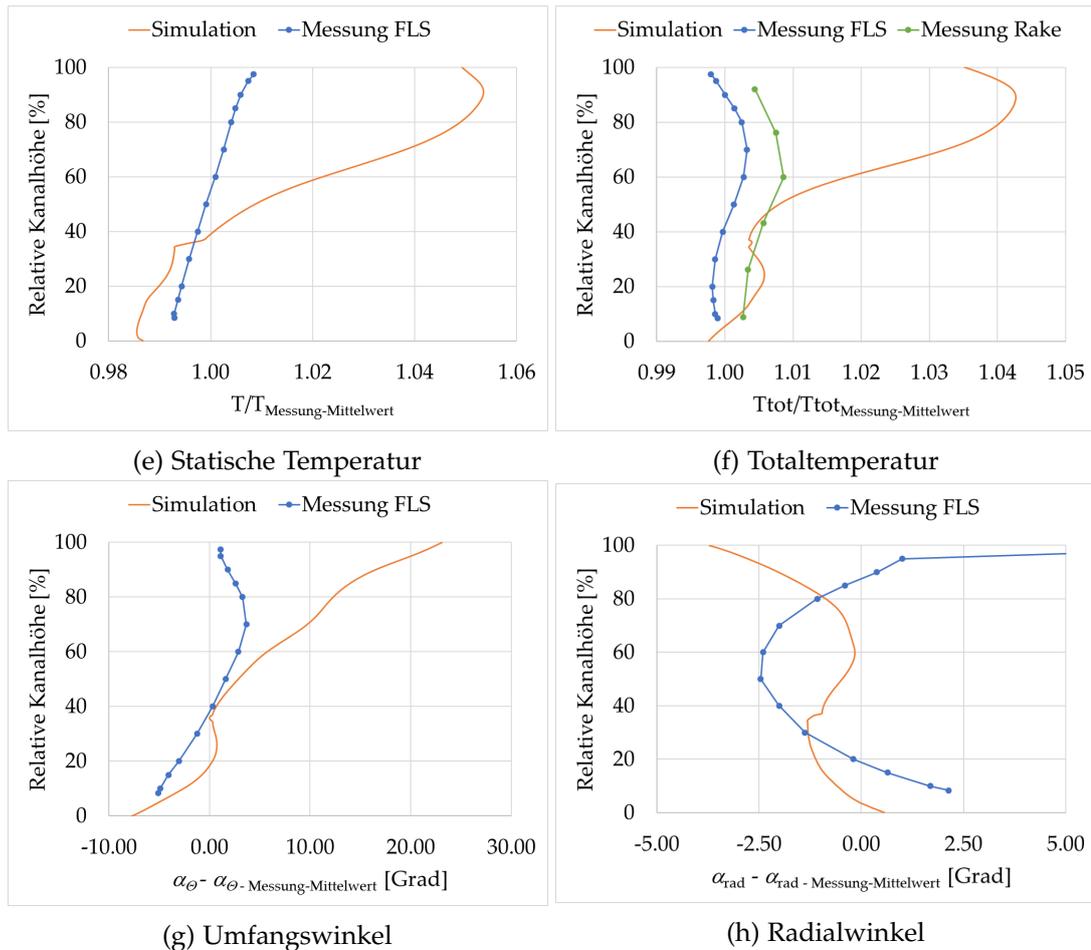


Abbildung 10.16.: Massengewichtete umfangsgemittelte Radialverteilungen, Ebene C: Messung vs. CFD

Mit Hilfe von Abbildung 10.17 soll die konkrete Gestalt der Ablösung gezeigt werden. Der Konturplot am Austritt aus dem TCF, also direkt an der Interface Randbedingung, zeigt den normierten Betrag der Geschwindigkeit. Bezugsgeschwindigkeit ist die maximal in der Simulation vorkommende. Neben denselben Stromlinien wie oben sind zusätzlich Isoflächen negativer Axialgeschwindigkeit eingeblendet. Diese zeigen den Bereich, in dem Rückströmung innerhalb der Ablösung auftritt. So bewegt sich die Luft innerhalb der Ablösung am Übergang zur „gesunden“ Strömung erwartungsgemäß in Strömungsrichtung und nahe am Shroud entgegen. Die Rezirkulationszone mit Axialgeschwindigkeiten von über -30m/s ist mit dem dunkelsten Blau als innerste Isofläche zu erkennen. Das gesamte Rezirkulationsgebiet erstreckt sich von kurz hinter der Schaufelvorderkante bis zum Austritt aus der TCF Domäne. Auch die roten, abgelösten Stromlinien legen beinahe die ganze Schaufellänge entgegen der Strömungsrichtung zurück.

10.7.1. Statische Wanddrücke an der TCF Schaufel

Neben den vier Messebenen A-D wurden am Prüfstand auch an der Oberfläche der TCF Schaufeln Messungen durchgeführt. Es wurden an drei unterschiedlichen Höhen die statischen Wanddrücke entlang der Sehnenlänge gemessen. Diese Messwerte sollen nun mit den Drücken aus der Simulation verglichen werden. Da die Anströmung der TCF Schaufeln drallbehaftet ist, werden die beiden Schaufelseiten in Druck- und

10. Ergebnisse

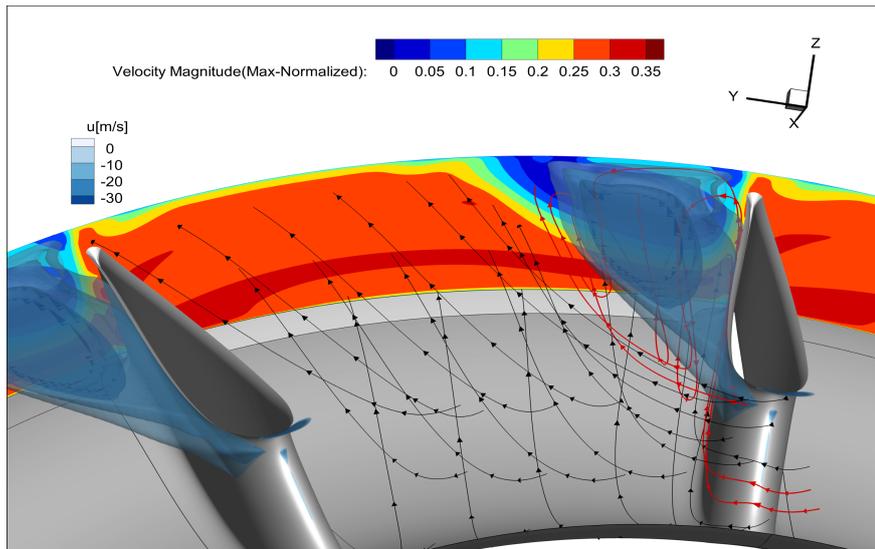


Abbildung 10.17.: Ablösung am TCF mit Isoflächen

Saugseite unterschieden, wohlwissend dass dies nichts mit der ursprünglichen Design-Intention zu tun hat. Außerdem muss noch angemerkt werden, dass die Messwerte ohne Messunsicherheit (nicht vorhanden) angegeben werden und gewisse Messpunkte wegen undichter Messleitungen auszuschneiden sind. Die Totaldruckmessungen an der Schaufelvorderkante wurden gänzlich weggelassen, da zwei von drei Messstellen fehlerhaft waren.

Bei 15% relativer Kanalhöhe zeigt Abbildung 10.18a große Unterschiede zwischen Versuch und Messung. Der vierte gelbe Messpunkt wird ausgeschieden, da dessen Absolutwert sehr nahe am Umgebungsdruck des Versuchstages liegt und Undichtigkeiten in der Messkette hier deshalb nicht ausgeschlossen werden können. Die maximale Abweichung zwischen Versuch und Simulation ist druckseitig beim erstem Messpunkt zu finden und beträgt 14%. In Versuch und Simulation gibt es durch die drallbehaftete Anströmung einen Druckunterschied zwischen Druck- und Saugseite. Weiters zeigt der qualitative Verlauf der Kurven, dass der Druck entlang der Schaufel im Versuch steigt, in der Simulation aber sinkt. Die Diffusorwirkung geht in der Simulation aufgrund der oben diskutierten Ablösung verloren.

In Abbildung 10.18b ist wieder der vierte gelbe Messpunkt auszuschneiden. Ab 50% relativer Sehnenlänge stimmen Versuch und Simulation druckseitig gut überein. Der Unterschied zwischen Saug- und Druckseite ist in der Simulation größer. Da beide saugseitigen Verläufe ab 50% der Sehnenlänge annähernd konstant bleiben, kann davon ausgegangen werden, dass hier in Simulation und Versuch die Ablösung einsetzt. Der größte Unterschied zwischen CFD und Versuch findet sich saugseitig beim ersten Messpunkt mit etwa 9%. Die quantitativen und qualitativen Abweichungen zwischen CFD und Versuch sind bei 50% Kanalhöhe geringer als bei 15%.

Bei 85% Kanalhöhe in Abbildung 10.18c stimmen Messung und Simulation trotz Ablösung am besten überein. Außer dem ersten saugseitigen Messpunkt, welcher mit hoher Wahrscheinlichkeit auszuschneiden ist, beträgt die maximale Abweichung zwischen Versuch und CFD 3.5%. Der Unterschied zwischen Saug- und Druckseite ist auch hier in der Simulation größer, was wieder auf die größere Ablösung der Simulationsergebnisse zurückzuführen ist. Am saugseitigen Druckverlauf der Simulation ist erkennbar, dass die Ablösung schon bei 5% der Sehnenlänge einsetzt. Bei

den Versuchsdaten kann diesbezüglich keine Aussage gemacht werden, da es so weit vorne keine Messpunkte gibt. Die druckseitigen Verläufe passen gut zusammen und der Druck nimmt auch in der Simulation über die Sehnenlänge leicht zu.



Abbildung 10.18.: Statische Wanddrücke entlang TCF Schaufel in 3 Höhenschnitten

10.8. Ebene D

Ebene D ist zugleich die Austrittsebene der CFD Simulation. Die Randbedingungen sind Kapitel 9.2.2 zu entnehmen. Die massengewichtete umfangsgemittelten Radialverteilungen sind analog zu Ebene B und C erstellt worden. Die Verläufe des statischen Drucks von Messung und Simulation in 10.19c haben unterschiedliche Steigungen. Während der Druck in der Simulation über den Radius nur um 0.7% zunimmt, beträgt die Druckzunahme über die Kanalhöhe in der Messung 5%. Ursache für diesen großen Unterschied ist die örtliche Lage der Austrittsrandbedingung (=Ebene D) in der Simulation. Das Schnittbild des Prüfaufbaus 9.1 zeigt, dass nach der Ebene D der Kanal eine bogenförmige Umlenkung erfährt. Diese Umlenkung wirkt sich im Prüfstand stromaufwärts auf die Druckverteilung aus und erklärt die höhere Steigung

des radialen Druckverlaufs der Messung. Diese Information fehlt in der Simulation, wodurch sich die Strömung am Austritt so verhält, als ob der Kanal nach Ebene D geradlinig weiterführen würde. Für die Zukunft ist es also besser, den Austritt entweder hinter den Bogen zu legen oder die gemessene radiale Druckverteilung als Randbedingung zu verwenden.

Da der Gegendruck am Shroud in der Simulation um 3,5% geringer ist als am Prüfstand, ist dort auch die Machzahl der Simulation um bis zu 20% größer. Unterhalb der 60% Kanalhöhe stimmen die Machzahlverläufe von Simulation und Messung besser überein. Die Peaks im Machzahlverlauf bei 20% und 90% relativer Kanalhöhe dürften mit dem dort liegenden Kanalwirbeln in Verbindung stehen. Die Totaldruckverläufe in 10.19d passen qualitativ gut zusammen. Die Abweichung der beiden Messverfahren mit Fünflochsonde und Messrechen ist vergleichbar groß wie die Abweichung zwischen Simulation und Fünflochsonde. Die Spitze bei 20% Höhe im Simulationsergebnis stammt vom Geschwindigkeitsverlauf (vgl. 10.19a).

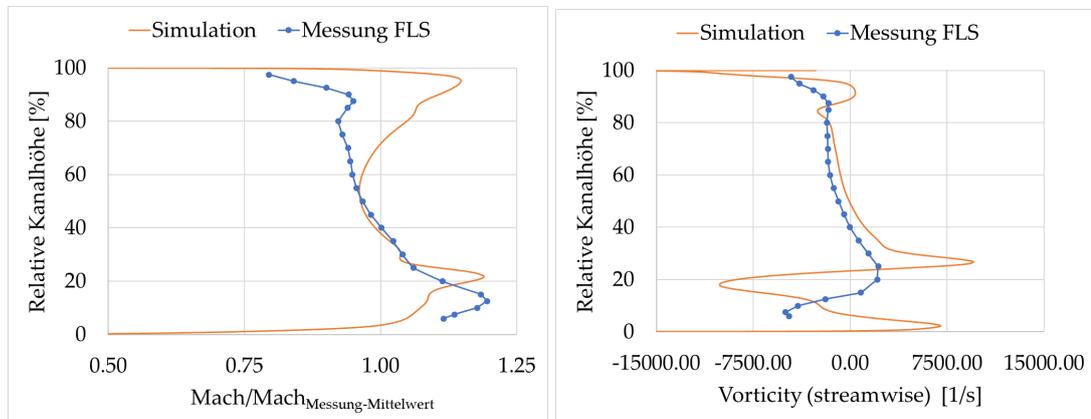
Bei statischer und totaler Temperatur ist der in 10.7 schon erwähnte numerische Fehler durch die Interface Randbedingung nach dem TCF erkennbar. Die dort im Bereich der Ablösung unphysikalisch erzeugte Temperatur geht durch die Niederdruckturbine hindurch und führt zu einem zunehmenden Abweichen der Simulationsverläufe mit steigendem Radius. Die Delle bei 90% Höhe des Simulationsergebnisses kommt von dem dort vorliegenden Kanalwirbel und dessen Scherfläche als Gegenspieler. Beide führen zu einer Durchmischung und damit zu einer Vergleichmäßigung der Temperaturverläufe. Der abermals starke Anstieg der statischen und totalen Temperatur zwischen 95% und 100% ist auf den energetisch reicheren Leckagestrom durch die Dichtspalte der Niederdruckturbine zurückzuführen.

Der Austritt aus der Niederdruckturbine erfolgt mit Gegendrall. Der Austritt aus hinterer Cavity und Dichtspalt erfolgt mit Mitdrall. Aus diesem Grund steigt der radiale Verlauf des Umfangswinkels der Simulation an den Rändern stark an. Der positive Peak des Umfangswinkels bei 20% Höhe ist mit dem Kanalwirbel in Verbindung zu bringen. Positiver Winkel bedeutet hierbei Minderumlenkung und damit Verlust. Dies passt auch mit der dort örtlich höheren Temperatur und Geschwindigkeit zusammen. Die Strömung hat hier also weniger Energie im Schaufelkanal abgegeben. Die Herkunft des negative Peaks des Umfangswinkels der CFD Lösung bei 10% relativer Kanalhöhe lässt sich auf die Region unmittelbar unter dem Kanalwirbel zurückverfolgen. Dessen Ursache ist jedoch unklar.

Der Radialwinkel der Simulation in 10.19h stimmt an Hub und Shroud mit den Wandwinkeln überein. Die Abweichung des obersten Messpunktes ist wie in Ebene B und C dem Messverfahren zuzuschreiben. Die großen qualitativen und quantitativen Unterschiede (über 10 Grad Abweichung) zwischen Simulation und Messung sind der oben schon besprochenen unglücklichen Wahl der Austrittsrandbedingung und dessen Position geschuldet.

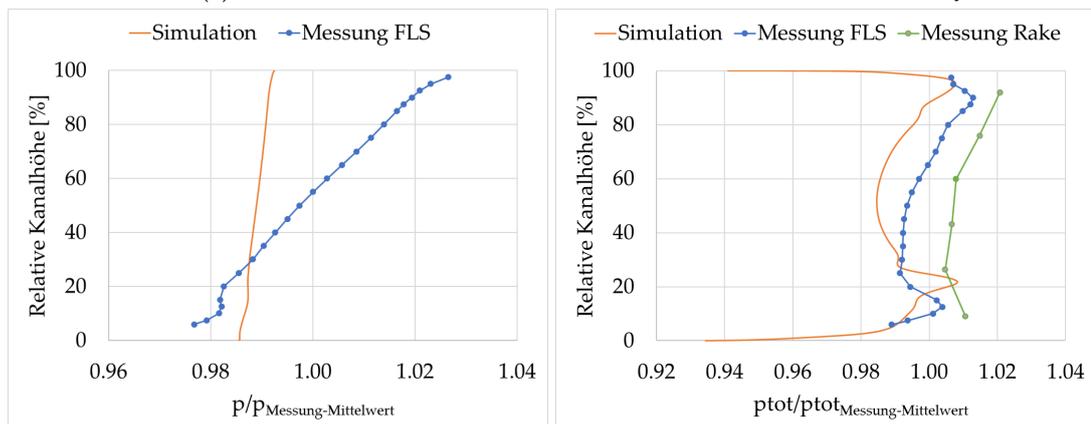
Die streamwise Vorticities aus Versuch und Simulation stimmen in der Kanalmitte von 30 bis 80 Prozent gut überein. Außerhalb der Kanalmitte machen sich Sekundärströmungen und Wirbel in der stationären CFD Lösung viel stärker bemerkbar. Bei Null und Hundert Prozent der Kanalhöhe ist jeweils die Scherschicht zwischen Purge Strömung aus der hinteren Cavity und der Hauptströmung bzw. zwischen Leckageströmung über das Deckband und Hauptströmung sichtbar. Für die positive Beule im Simulationsergebnis bei 90% Höhe ist der obere Kanalwirbel verantwortlich. Der untere, stärker ausgeprägte Kanalwirbel erzeugt den negativen Peak bei 20% der

Kanalhöhe. Der positive Peak bei 25% ist dem unteren Reaktionswirbel und dem unteren Concentrated Shed Vortex zuzuschreiben. Bei 85% der Höhe gibt es noch eine kleine Ausbeulung ins Negative. Dies ist der obere, viel schwächere Reaktionswirbel zusammen mit dem oberen Concentrated Shed Vortex hinter der Schaufelhinterkante. Der unterste positive Peak bei etwa 2% relativer Kanalhöhe entsteht durch den Eckwirbel am Laufschaufelfuß.



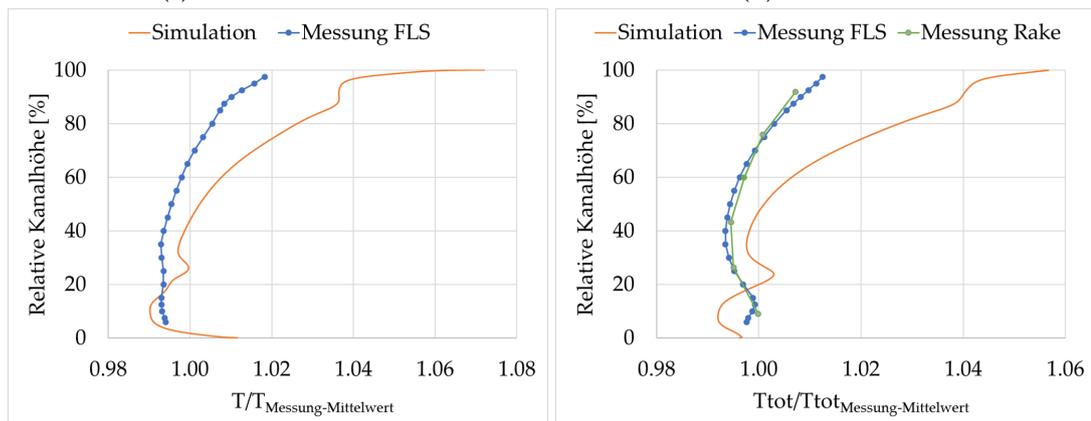
(a) Machzahl

(b) Streamwise Vorticity



(c) Statischer Druck

(d) Totaldruck



(e) Statische Temperatur

(f) Totaltemperatur

10. Ergebnisse

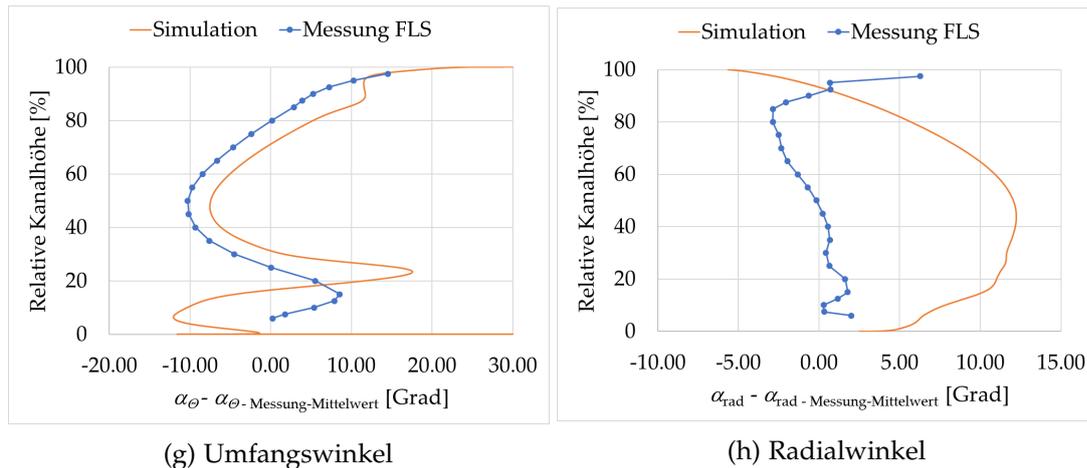


Abbildung 10.19.: Massengewichtete umfangsgemittelte Radialverteilungen, Ebene D: Messung vs. CFD

10.9. Niederdruckstator

Da die Niederdruckstufe mit einem geringeren Totaldruckverhältnis als die Hochdruckstufe läuft und im Gegensatz zur Hochdruckstufe auch in ihrem Auslegungspunkt betrieben wird, sind Ausdehnung und Intensität von Sekundärströmungen und Wirbeln geringer. (Vergleiche dazu Abbildung 10.20a und 10.3.) Oberer und unterer Kanalwirbel (PV) sind nur schwach ausgebildet. Der untere, nach der Rechten-Hand-Regel positiv drehende Kanalwirbel setzt sich aus den roten Stromlinien und den Stromlinien beider Arme des unteren Hufeisenwirbels zusammen. Die Einbringung der Stromlinien erfolgt analog wie in Abschnitt 10.4. Abbildung 10.20b zeigt, dass der druckseitige Ast des Hufeisenwirbels seinen Drehsinn beibehält und mit dem Kanalwirbel verschmilzt. Der saugseitige Ast verliert seinen Drehsinn und seine Stromlinien gehen ebenfalls in den (roten) Kanalwirbel über. Am Stromlinienband erkennt man den Übergang vom negativen Drehsinn des Hufeisenwirbels auf positiven Drehsinn des Kanalwirbels. Zusätzlich ist links neben dem Kanalwirbel die Nachlaufscherfläche (Trailing Edge Vortex Sheet, TVS) der Statorschaufel in blau (=negativer Drehsinn) zu sehen.

Die Ausprägung des oberen Kanalwirbels ist noch geringer. Bereits nach der Schaufelhinterkante nimmt seine Vorticity rasch ab und er dissipiert gänzlich bis zum Übergang in die Rotordomäne. Links neben dem oberen Kanalwirbel ist die obere Nachlaufscherfläche zu erkennen. Beide Arme des oberen Hufeisenwirbels verlieren kurz nach der Schaufelvorderkante ihren Drehimpuls und dissipieren. Ihre streamwise Vorticity ist bereits kurz nach der Schaufelvorderkante nicht mehr vorhanden (nicht dargestellt). Ein Concentrated Shed Vortex wurde am Hochdruckstator nicht gefunden.

Abbildung 10.20c zeigt die Abweichung des Umfangswinkels vom Durchschnittswert des dargestellten Schnittes am Statoraustritt. Blaue Flächen bedeuten eine Minderumlenkung, rote Flächen eine überdurchschnittliche Umlenkung durch den Stator. Man sieht, dass die Zonen mit Minderumlenkung mit den oben beschriebenen Kanalwirbeln zusammenfallen. Zusätzlich zeigt sich auch, dass der untere, stärkere Kanalwirbel auch die stärkere Minderumlenkung hervorruft.

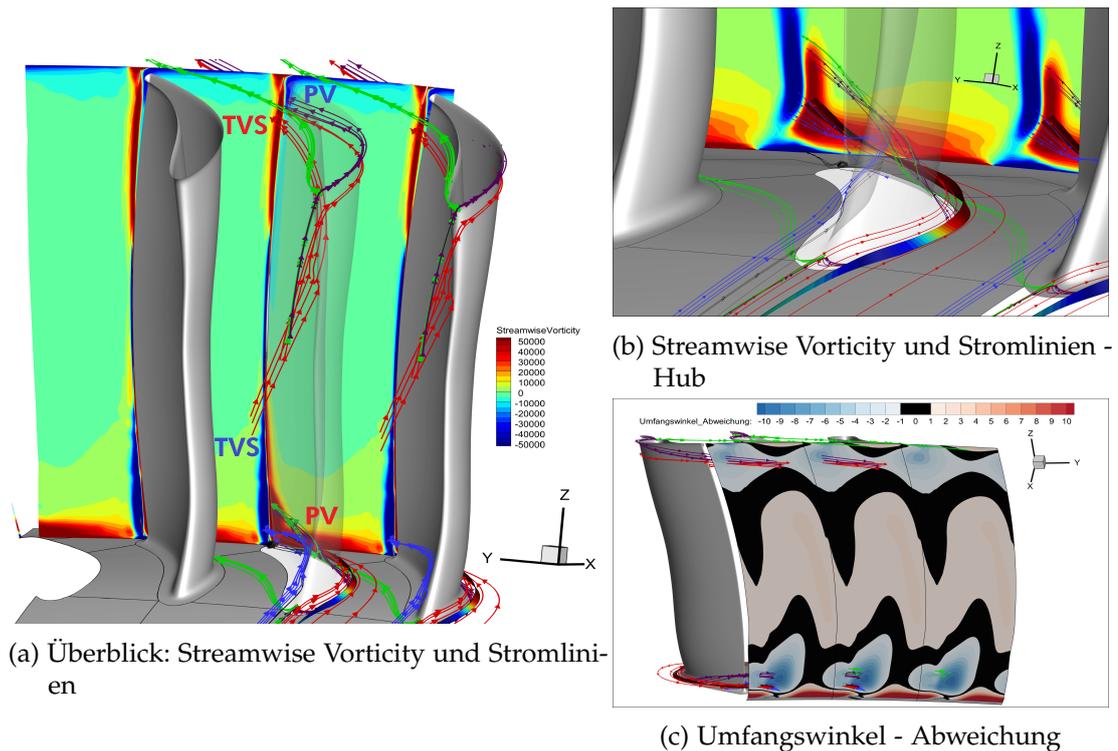


Abbildung 10.20.: Niederdruckstator: Schnitte am Austritt und Stromlinien

10.10. Niederdruckrotor

Auch beim Niederdruckrotor sind Ausdehnung und Intensität der Wirbel geringer als beim Hochdruckrotor. Abbildung 10.21 liefert eine Illustration zur radialen Verteilung der streamwise Vorticity 10.19b der weiter stromab gelegenen Ebene D. Die einzelnen Peaks aus dem Diagramm korrespondieren mit den bei der jeweiligen Höhe vorliegenden Wirbeln. Von unten beginnend ist der saugseitige Eckwirbel (CV) bei 2% Kanalhöhe erkennbar. Dieser ist zusätzlich durch gelbe Stromlinien gekennzeichnet und rotiert mathematisch positiv. Darüber befindet sich der untere Kanalwirbel (PV) mit negativem Drehsinn. Diesem sind blaue Stromlinien zugeordnet. Daneben und etwas darüber bei etwa 20% Höhe sieht man das System aus Reaktionswirbel RV (auf den Kanalwirbel) und Concentrated Shed Vortex (CSV). Diesen Wirbeln sind rote Stromlinien zugeordnet. Im oberen Abschnitt des Kanals bei 90% Höhe liegen der positive Kanalwirbel und die negativ drehende Vereinigung aus Reaktionswirbel und Concentrated Shed Vortex nebeneinander. Es bleibt noch anzumerken, dass der gezeigte Schnitt vor den Austritten der hinteren Cavity und des oberen Dichtspalts liegt. Deshalb ist die in 10.8 angesprochene Scherfläche zwischen Hauptströmung und Cavity- bzw. Leckagestrom bei Null und Hundert Prozent Höhe hier noch nicht vorhanden.

Abbildung 10.22 zeigt denselben Schnitt und dieselben Stromlinien wie 10.21, jedoch mit umgekehrter Blickrichtung auf die Rotorvorderkanten. Druck- und saugseitiger Arm des Hufeisenwirbels sind wie gehabt durch violette bzw. grüne Stromlinien gekennzeichnet. Der Drehimpuls beider Hufeisenwirbelpaare dissipiert noch innerhalb der Schauffellänge. Die Intensität der Hufeisenwirbel ist also weniger ausgeprägt

10. Ergebnisse

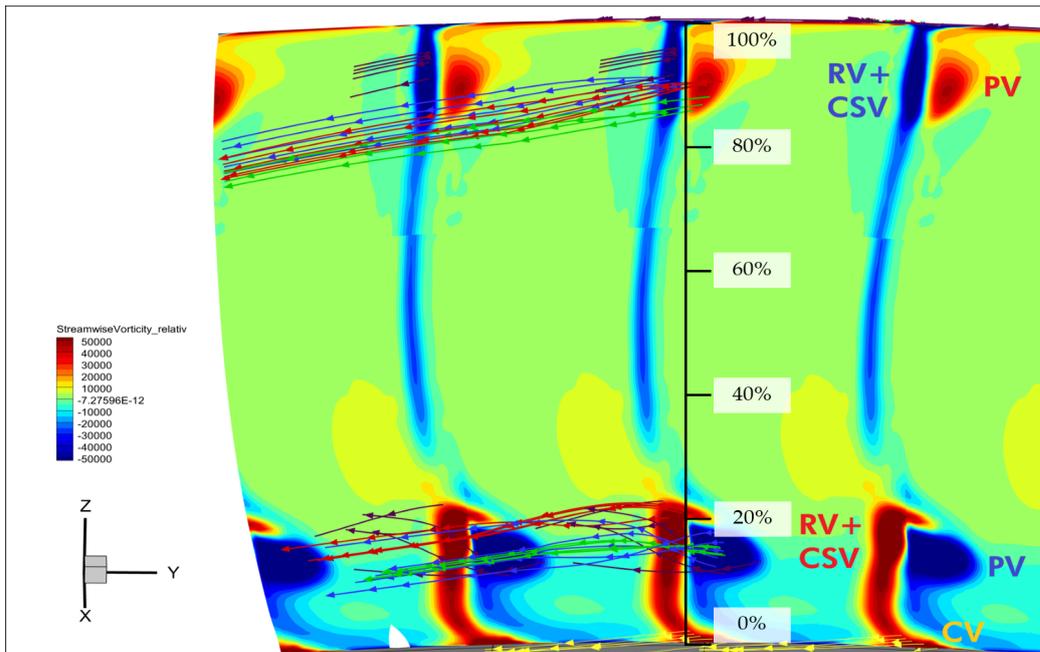


Abbildung 10.21.: Niederdruckrotor: Streamwise Vorticity und Stromlinien - Blick auf Hinterkante

als in der Hochdruckstufe. Die Stromlinien des unteren, saugseitigen Hufeisenwirbels münden im unteren Kanalwirbel. Die Stromlinien des unteren, druckseitigen Hufeisenwirbels teilen sich auf Kanalwirbel und Reaktionswirbel auf. Beim Verlauf der Stromlinien des oberen Hufeisenwirbels verhält es sich ähnlich. Alle gezeigten Stromlinien münden in einem der oberen Wirbelsysteme.

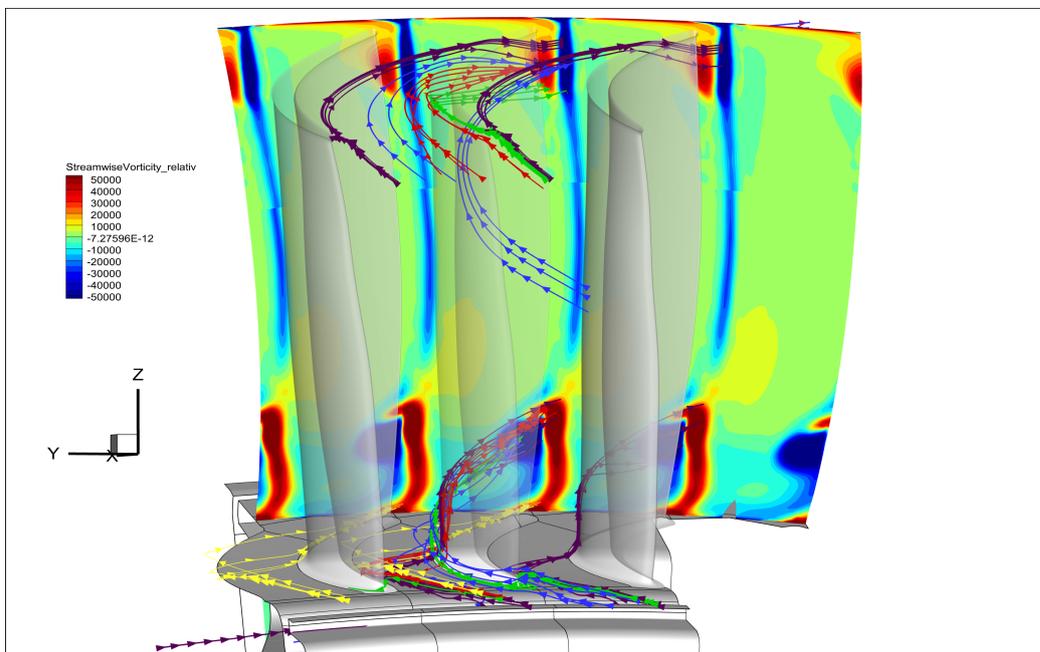
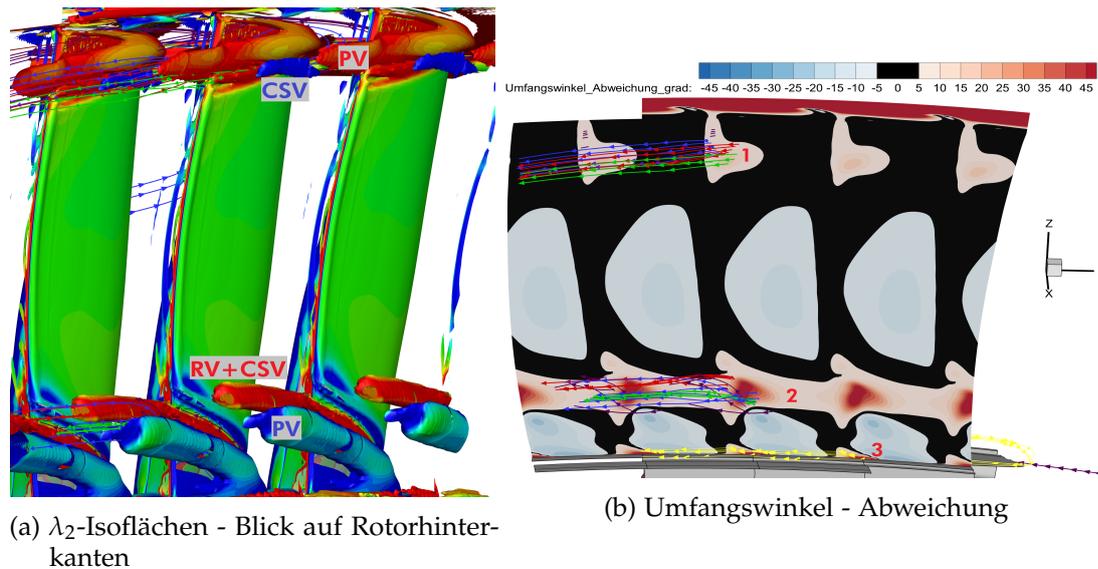


Abbildung 10.22.: Niederdruckrotor: Streamwise Vorticity und Stromlinien - Blick auf Vorderkante

Die λ_2 -Isoflächen in 10.23a geben einen weiteren Einblick auf Größe und Lage der Wirbel im Niederdruckrotor. Die Blickrichtung ist auf die Rotorhinterkante und die Isoflächen sind in der Streamwise Vorticity eingefärbt. Der Eckwirbel konnte mit

dieser Darstellungsmethode nicht zur Anzeige gebracht werden, da sich dieser zu nahe an der unteren Grenzschicht befindet. Der untere Kanalwirbel (PV) steigt an der Saugseite der Schaufel radial nach oben. Ab der Schaufelhinterkante bleibt seine Lokalisation konstant, ehe der Kanalwirbel durch die Sperrluft aus der hinteren Cavity weiter nach oben zu 20% der Kanalhöhe gedrängt wird (In dieser Abbildung nicht mehr sichtbar). Darüber entwickelt sich an der Saugseite der Laufschaufel der Reaktionswirbel (RV). Dieser hat einen positiven, zum Kanalwirbel entgegengesetzten Drehsinn und ist dessen Gegenstück. An der Schaufelhinterkante ist die Verbindung von Reaktionswirbel und dem dort entstehenden Concentrated Shed Vortex (RV+CSV) zu erkennen. Der obere, positiv drehende Kanalwirbel ist kleiner und schwächer ausgeprägt als der untere. Er sinkt auch nach der Schaufelhinterkante radial weiter nach unten. Der obere Reaktionswirbel ist nicht zu sehen, da er gänzlich vom Kanalwirbel verdeckt wird. Die Vereinigung von Reaktionswirbel und Concentrated Shed Vortex ist oben wegen der Wahl des λ_2 -Isowertes nicht dargestellt. Ein höherer Wert hätte dies zwar zur Anzeige gebracht, jedoch hätte dies auch zu einer vermehrten Anzeige von ungewollten, nicht aussagekräftigen Strukturen geführt. Die Wirbel enden auch nicht kurz hinter der Schaufelhinterkante, so wie es die λ_2 -Isoflächen vermuten lassen. Sie verlieren lediglich an Wirbelstärke, wodurch λ_2 abnimmt und die Isoflächen so in ein geschlossenes Ende übergehen. Es sei deshalb nochmals darauf hingewiesen, dass die Wahl des konkreten λ_2 -Isowertes eine entscheidende und diffizile Rolle hat.

Die Abweichung des (absoluten) Umfangswinkels vom Ebenenmittelwert am Rotoraustritt ist in 10.23b illustriert. Wie in Abschnitt 10.8 zum radialen Verlauf des Umfangswinkels 10.19g argumentiert, bedeutet eine positive Abweichung des Umfangswinkels einen Verlust infolge von Minderumlenkung. Es ergibt sich das schlüssige Bild, dass jede verlustbehaftete Zone mit Hilfe der Stromlinien mit einem oder mehreren Wirbeln in Verbindung gebracht werden kann. So wird die Zone 1 in 10.23b von den Stromlinien der oberen Wirbelsysteme, nämlich Kanalwirbel, Hufeisenwirbel, Reaktionswirbel und Concentrated Shed Vortex, durchstoßen. Zone 2 wird durch die unteren Wirbelsysteme selber Zusammensetzung verursacht. Dabei ist die Minderumlenkung in Zone 2 stärker als in 1, weil die unteren Wirbel auch dementsprechend stärker ausgeprägt sind. Zone 3 wird durch den unteren Eckwirbel verursacht und verschmilzt stromab mit dem Purge Flow aus der hinteren Cavity. Die Erkenntnisse der radialen Verteilung des Umfangswinkels 10.19g in Ebene D stimmen also mit den hier gewonnenen Beobachtungen überein.

Abbildung 10.23.: Niederdruckrotor: λ_2 und Umfangswinkel

10.11. Cavities und Dichtspalt am Niederdruckrotor

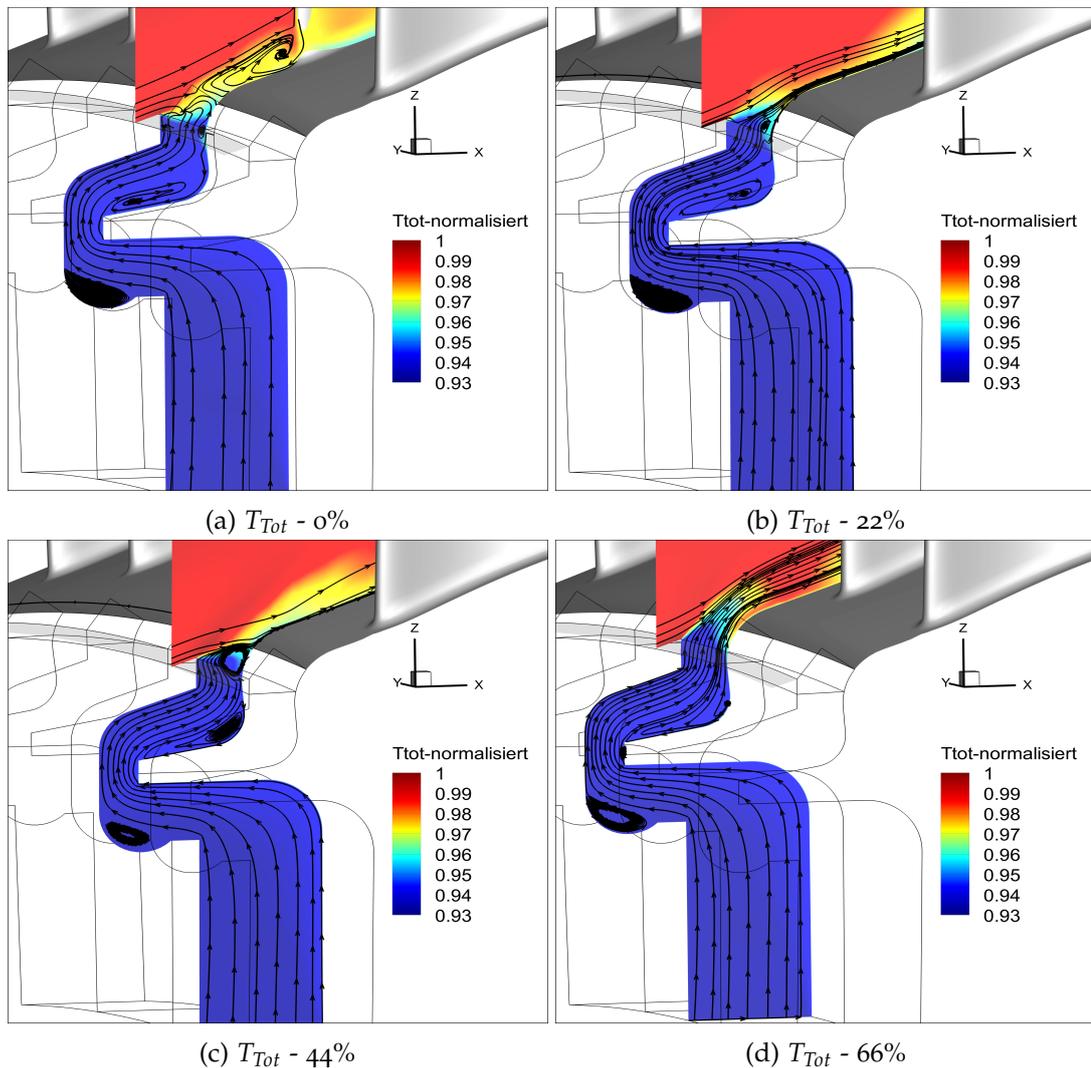
Die Cavities und die Dichtgeometrie des Niederdruckrotors wurden bisher in keiner Arbeit numerisch untersucht. Vor allem die Modellierung und Simulation eines Deckbands mit doppeltem Dichtspalt war in LINARS Neuland. Das Netz und die Geometrie von Cavities und Dichtspalt ist in Abbildung 9.5 dargestellt. Die Untersuchung der Cavities erfolgt auf dieselbe Art und Weise wie bei den Cavities des Hochdruckrotors. Heißgaseinzug, Sekundärströmungen und die Wechselwirkung mit der Hauptströmung im Schaufelkanal stehen im Vordergrund. Die komplizierte und hochgradig dreidimensionale Durchströmung der Dichtgeometrie am Deckband wird mittels multipler Schnitte und Stromlinien visualisiert.

10.11.1. Vordere untere Cavity

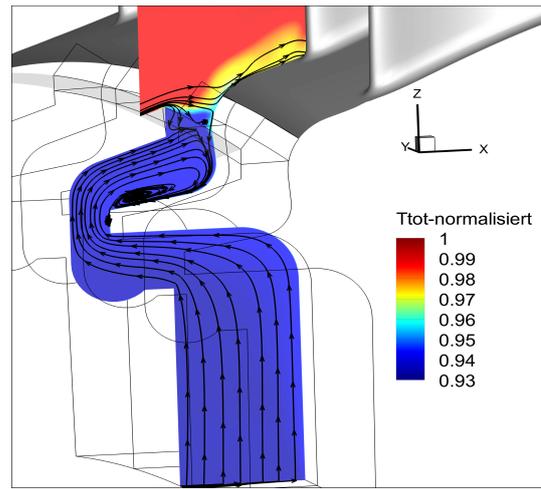
Abbildung 10.24 zeigt fünf über eine Teilung gleichmäßig verteilte Schnitte durch die vordere untere Cavity. Es ist die normalisierte Totaltemperatur aufgetragen. Zusätzlich sind zur Schnittebene tangentielle Stromlinien eingeblendet, um Wirbel und Heißgaseinzug zu visualisieren.

Der erste Schnitt 10.24a bei 0% Teilung geht durch die Schaufelvorderkante. Am Fuß der Schaufel ist der Hufeisenwirbel gut erkennbar. Betreffend Wirbel innerhalb der Cavity zeigen sich in Umfangsrichtung große Unterschiede. Der oberste Wirbel nahe dem Austritt nimmt bei 44% der Teilung die Hälfte des Querschnitts ein und ist im nächsten Schnitt bei 66% der Teilung nicht mehr vorhanden. Der Wirbel im unteren rechten abgerundeten Eck ändert seine Position und Größe über eine Teilung. Dabei scheint dieser Wirbel eine dreidimensionale Struktur zu besitzen, die ausgehend von 88% der Teilung kleiner wird und näher in das abgerundete Eck wandert.

Bei Betrachtung der tangentialen Stromlinien könnte man zu dem Schluss kommen, dass der maximale Heißgaseinzug im 88%-Schnitt vorhanden ist und bis ans Ende des oberen horizontalen Kanals reicht. Da aber der Sperrluftstrom 7% geringere Totaltemperatur als die Strömung im Hauptkanal hat, lässt sich auch mithilfe der Totaltemperaturverteilung die Mischung der beiden Ströme und der Heißgaseinzug gut erkennen. Anhand der Totaltemperatur lässt sich in besagtem Schnitt nur ein viel geringerer Heißgaseinzug feststellen. Dies ist ein gutes Beispiel dafür, dass schnitttangentiale Stromlinien wenig Aussage über die wahre Bewegung eines Fluidteilchens in einer stationären 3D Strömung liefern können. Sie sind lediglich eine Verbindung der tangentialen Geschwindigkeitsvektoren des Schnittes, jedoch zur Wirbelidentifikation ausreichend. Der tatsächlich stärkste Heißgaseinzug ist bei 22% der Teilung an der rotierenden Cavity-Wand zu finden. Dieser ist vernachlässigbar klein. Die vordere Cavity ist also durch den Sperrluftstrom ausreichend abgedichtet.



10. Ergebnisse

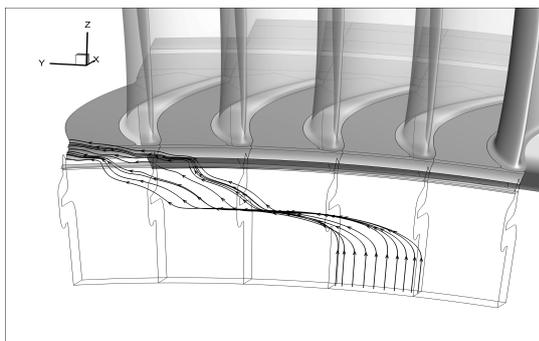


(e) T_{Tot} - 88%

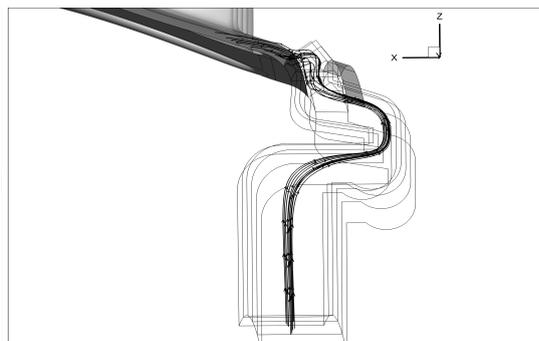
Abbildung 10.24.: LP FWD HUB Cavity: Totaltemperatur

Dreidimensionale Stromlinien sind in Abbildung 10.25 dargestellt. In 10.25a und 10.25b sieht man Stromlinien im Absolutsystem, welche am Cavity-Eintritt gleichmäßig über eine Teilung eingebracht wurden. Ab der ersten Umlenkung im Kanal der Cavity nimmt die Sperrluftströmung vermehrt Impuls in Umfangsrichtung von der rotierenden Wand auf. Nach drei Teilungen erreicht die Sperrluft den Schaufelkanal. Interessant ist, dass trotz der oben festgestellten zahlreichen Wirbel im Schaufelkanal keine der Stromlinien verwirbelt ist.

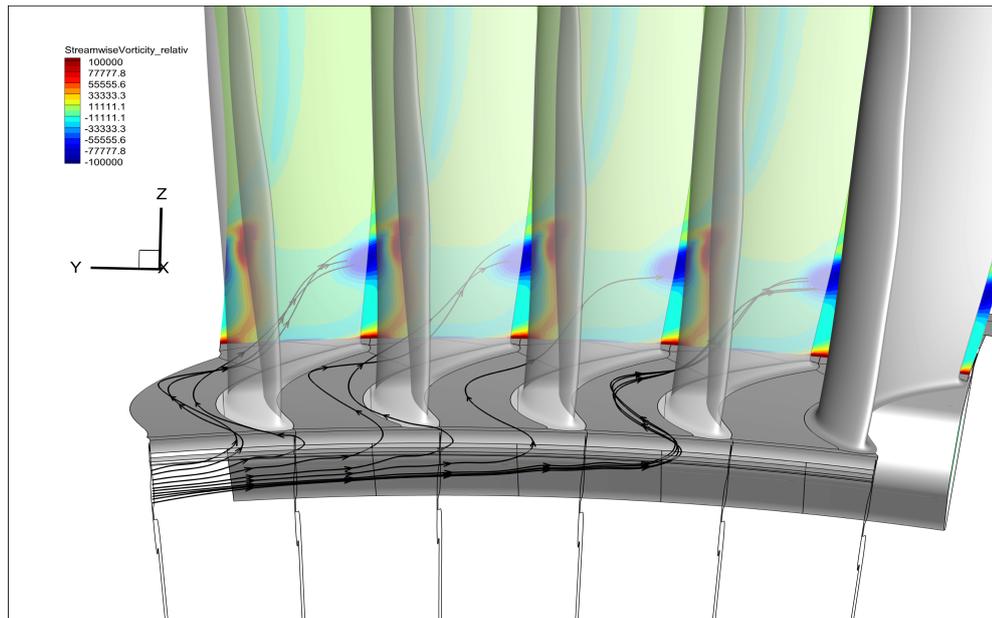
In 10.25c sind Stromlinien aus der Cavity im Relativsystem dargestellt. Es zeigt sich, wie bereits in der Hochdruckstufe, dass jede der relativen Stromlinien aus der Cavity in einer Sekundärströmung des Hauptkanals münden. In diesem Fall ist die Sperrluftströmung am unteren Kanalwirbel beteiligt.



(a) Stromlinien - Absolutsystem - Vorne



(b) Stromlinien - Absolutsystem - Seite



(c) Stromlinien im Relativsystem

Abbildung 10.25.: Stromlinien aus vorderer unterer LP Cavity

10.11.2. Hintere untere Cavity

Die Strömung in der hinteren Cavity des Niederdruckrotors ist in Umfangsrichtung nahezu konstant. Deshalb kann auf die Darstellung mehrerer Schnitte über eine Teilung verzichtet werden. In 10.26a ist stellvertretend ein Schnitt mit normalisierter Totaltemperatur und tangentialen Stromlinien dargestellt. Der im Uhrzeigersinn rotierende Wirbel auf mittlerer Höhe der Cavity verändert in Umfangsrichtung seine Größe und Intensität nicht. Der wärmere Streifen an der bewegten Cavity-Wand zeigt gleich wie in Abschnitt 10.6.2 die Pumpwirkung durch Reibung. Im Schaufelkanal darüber erkennt man den Nachlauf, sowie den Eckwirbel des Niederdruckrotors als heiße Zone. Diese Zone wandert auch gleich wie in 10.6.2 über die Cavity hinweg. Heißgaseinzug konnte in keiner Umfangsposition festgestellt werden. Die Cavity ist durch den Sperrluftstrom vollständig dicht. Der Wirbel in der Cavity zusammen mit der Pumpwirkung der rotierenden Cavity-Wand „verbiegt“ die Strömung in Richtung der rotierenden Wand.

Zur Visualisierung der dreidimensionalen Strömung in der Cavity wurden absolute Stromlinien gleichmäßig über eine Teilung am Cavity-Eintritt eingebracht. Abbildung 10.26b zeigt dabei die Cavity aus der Seitenansicht und 10.26c aus der Ansicht von der Rückseite. An der Seitenansicht erkennt man, dass die Sperrluftströmung vertikal in den Hauptkanal eintritt und stark umgelenkt wird. Ablösungen ließen sich jedoch trotzdem keine feststellen. Die Ansicht von der Rückseite zeigt, wie die Sperrluftstromlinien allmählich Drall an der rotierenden Cavity-Wand aufnehmen. Die Strömung in der Cavity erfolgt im Mitdrall. Die Hauptströmung tritt hingegen mit Gegendrall aus der Turbine aus. Am Cavity-Austritt wird die Sperrluft von der Hauptströmung in Gegendrallrichtung mitgerissen, es kehrt sich dort also ihr Drall um.

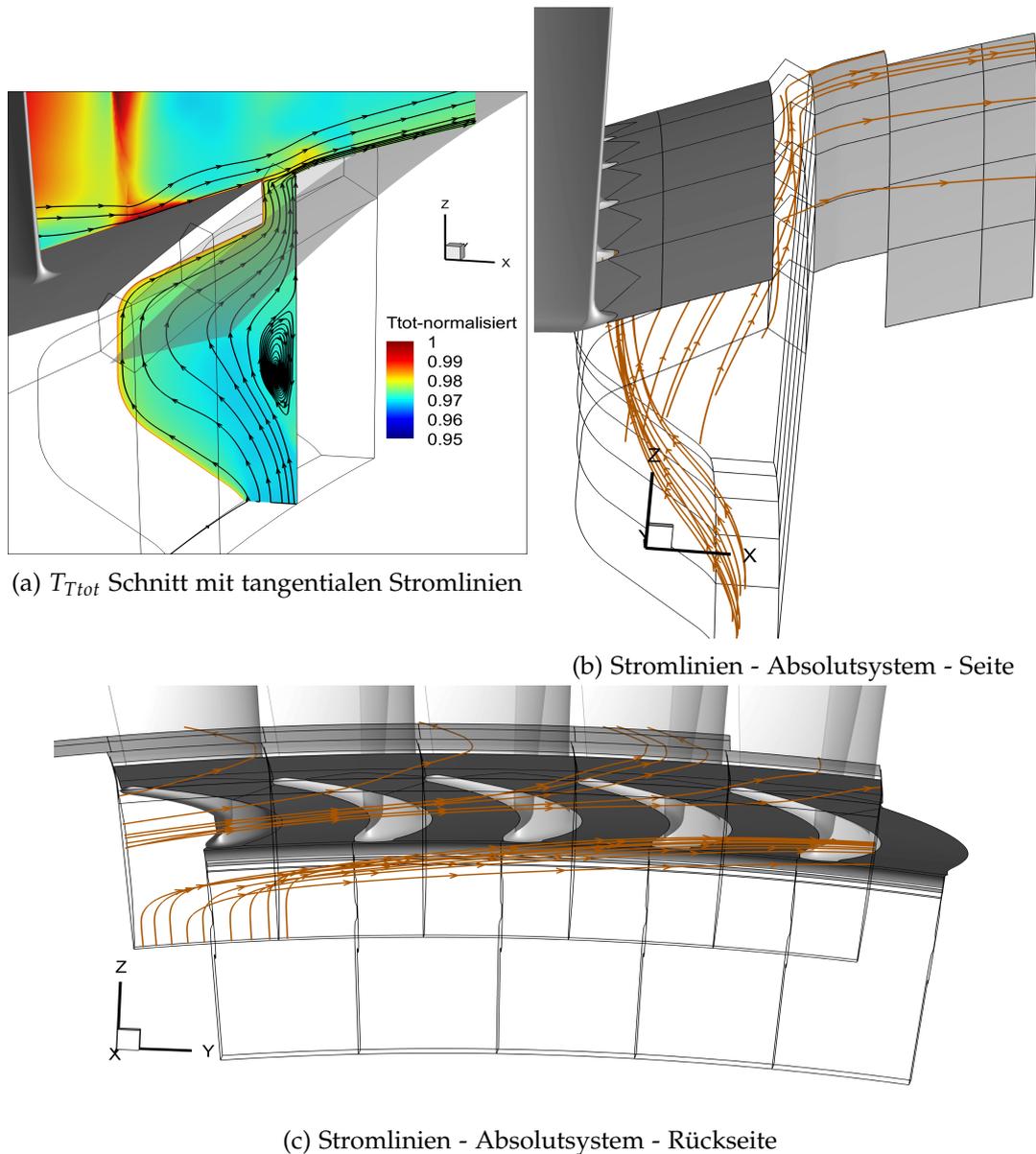


Abbildung 10.26.: LP AFT HUB Cavity: Schnitte und Stromlinien

10.11.3. Dichtspalt am Deckband

Die Geometrie über dem Deckband des Niederdruckrotors lässt sich in drei Kammern, getrennt durch zwei radiale Dichtlippen bzw. Dichtspalte unterteilen. Die Strömung innerhalb der Kammern ist hochgradig dreidimensional. Zur Strömungsvisualisierung kommen achsiale, radiale und Umfangsschnitte mit Totaldruck und Totaltemperatur zum Einsatz. Außerdem soll mit einer Kombination aus dreidimensionalen und schnitt-tangentialen Stromlinien eine deutliche Darstellung erreicht werden. Ausgangspunkt sind, wie bei den Cavities, mehrere Umfangsschnitte über eine Teilung. Abbildung 10.27 zeigt die Lage der insgesamt 9 Schnitte. Der Ausgangsschnitt 0% liegt an der Schaufelvorderkante.

Abbildung 10.28 zeigt neun Umfangsschnitte von Totaldruck und -temperatur. Zusätz-

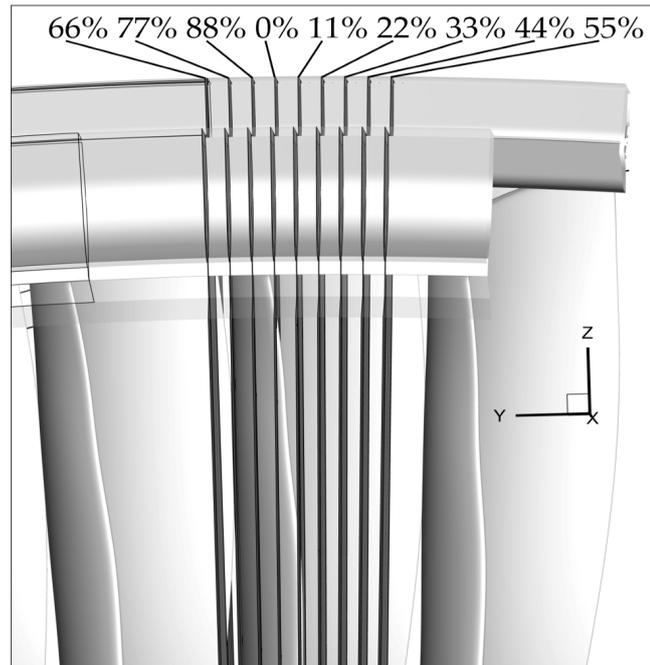


Abbildung 10.27.: Überblick der Schnitte, Blick auf Rotorvorderkante

lich sind schnitttangentele Stromlinien eingeblendet. Um die einzelnen Wirbel besser adressieren zu können, sind diese in 10.28a von 1 bis 7 durchnummeriert. Totaldruck und -temperatur sind wie üblich aus Vertraulichkeitsgründen normiert dargestellt. Die Totaldruckverteilung variiert in der Dichtgeometrie über die Teilung hinweg wenig. Innerhalb eines Schnittes findet die größte Totaldruckänderung erwartungsgemäß an den Dichtlippen statt. Der statische Druck (nicht dargestellt) verändert sich innerhalb der Kammern wenig. Deshalb zeigen unterschiedliche Totaldrücke in einer Kammer unterschiedliche Geschwindigkeiten an. So sieht man zum Beispiel, dass in der mittleren Kammer an der oberen, feststehenden Gehäusewand am linken Eck niedrigere Geschwindigkeiten herrschen.

Vernachlässigt man die Pumpwirkung durch die bewegte Wand des Schaufeldeckbandes, kann man die Strömung in den ersten beiden Kammern als isoenergetisch und adiabatisch betrachten. Dieser Typ von Strömung besitzt die Eigenschaft, dass seine Totalenthalpie eine Invariante ist. Da die Luft in der Simulation als perfektes Gas modelliert wurde, ist auch die Totaltemperatur eine Invariante. Demzufolge kann eine Änderung der Totaltemperatur in den ersten beiden Kammern nicht stattfinden. Dennoch sieht man in der ersten Kammer in Abbildung 10.28r bei 88% lokal eine Abnahme der Totaltemperatur von über einem Prozent. Da ein physikalischer Grund ausgeschlossen werden kann, handelt es sich um einen numerischen Fehler der Simulation. Wirft man einen Blick auf die Stromlinien, erkennt man, dass in diesem Bereich Wirbel Nummer 2 ist. Dieser Wirbel liegt dreidimensional im Raum. Ausgehend von 88% wandert sein Kern von Schnitt zu Schnitt (88%-0%-11% usw.) nach rechts oben zur ersten Dichtlippe. In 10.28o bei 77% der Teilung ist Wirbel 2 nicht vorhanden. Auch in der mittleren Kammer lassen sich unphysikalische Änderungen der Totaltemperatur ausmachen, die mit Wirbel 3 und 4 in Zusammenhang stehen. Hier sind die Totaltemperaturfehler mit weniger als 0.5% jedoch kleiner.

Die Totaltemperaturverteilung in der dritten Kammer wird primär nicht von numerischen Fehlern verursacht, sondern von den Wirbeln 5-7. Diese fördern energieärmere

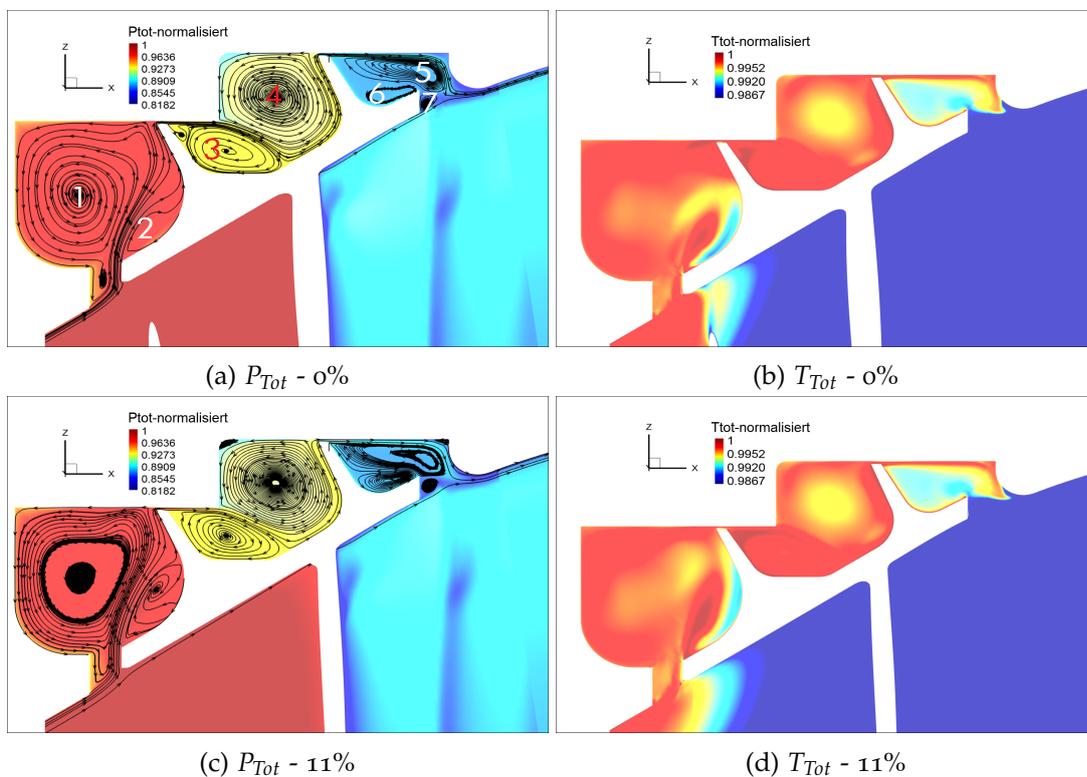
10. Ergebnisse

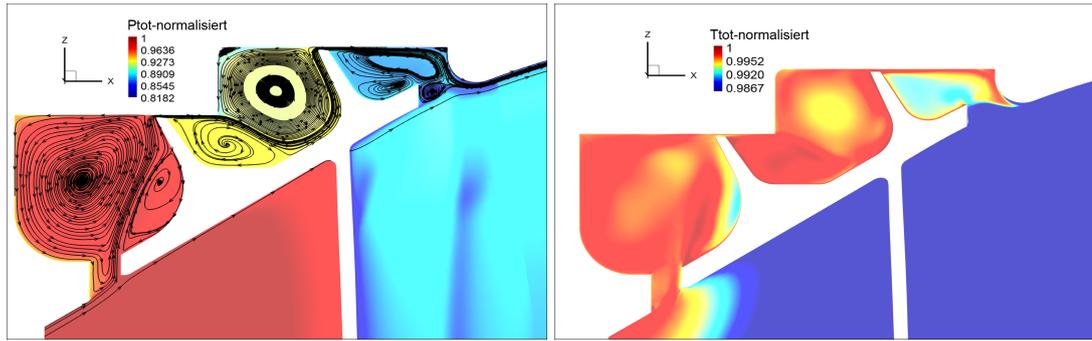
Luft aus dem Hauptkanal zurück in die dritte Kammer. Dies ist auch an den Stromlinien in 10.28a ersichtlich.

Wirbel Nummer 1 existiert über die gesamte Teilung und erstreckt sich über den Großteil der ersten Kammer. Wirbel 3 und 4 sind in Größe, Position und Intensität über den Umfang wenig veränderlich. Generell variiert die gesamte Strömung in der mittleren Kammer wenig in Umfangsrichtung. Ursache dafür sind die Dichtlippen. Druckunterschiede in Umfangsrichtung werden dort bis zu einem gewissen Grad ausgeglichen. Grund für den Ausgleich ist die der Durchströmung des Dichtspalts überlagerte Scherströmung zwischen äußerer fester und innerer rotierender Wand. Durch Wirbel 3 und 4 wird zudem der kürzeste Weg für eine Leckagestromlinie verlängert. Zusätzlich bewirkt Wirbel 4, dass der Leckagestrom um das scharfe Eck des zweiten Dichtspalts strömen muss, um in die letzte Kammer zu gelangen. Somit kann davon ausgegangen werden, dass diese beiden Wirbel die Dichtwirkung unterstützen. Auch Wirbel 5 und 7 verlängern den Weg für den Leckagestrom. In 10.28i und 10.28k bei 44% und 55% ist dieser Weg besonders lang und wird von den beiden Wirbeln S-förmig umgeleitet.

In den Schnitten im Bereich der Schaufelvorderkante 77%, 88%, 0%, 11%, 22% und 33% strömt Luft aus dem Hauptkanal in den Spaltraum. In den restlichen Schnitten (44%, 55% und 66%) ist ein Ausströmen aus der ersten Kammer in den Schaufelkanal sichtbar. Ursache für diese Variation in Umfangsrichtung ist der Aufstau durch die Schaufelvorderkante des Rotors.

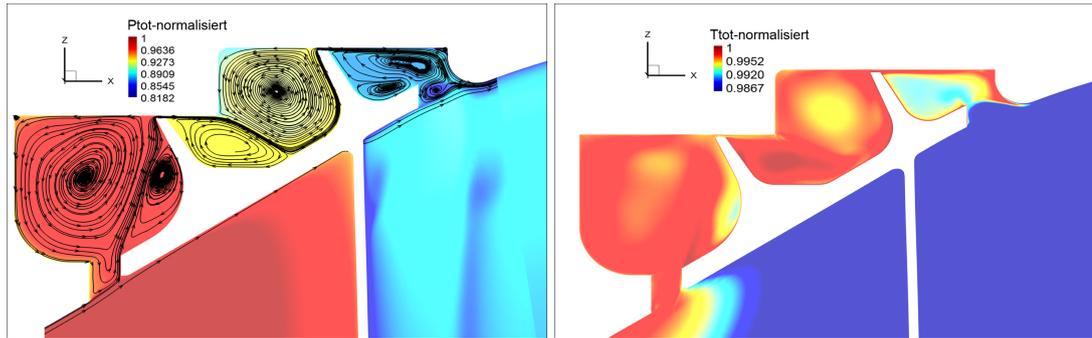
Im Bereich der Schaufelhinterkante (55%, 66%, 77% und 88%) existiert Wirbel 7 nicht. Dies hängt ursächlich mit dem Nachlauf der Rotorschaukeln zusammen.





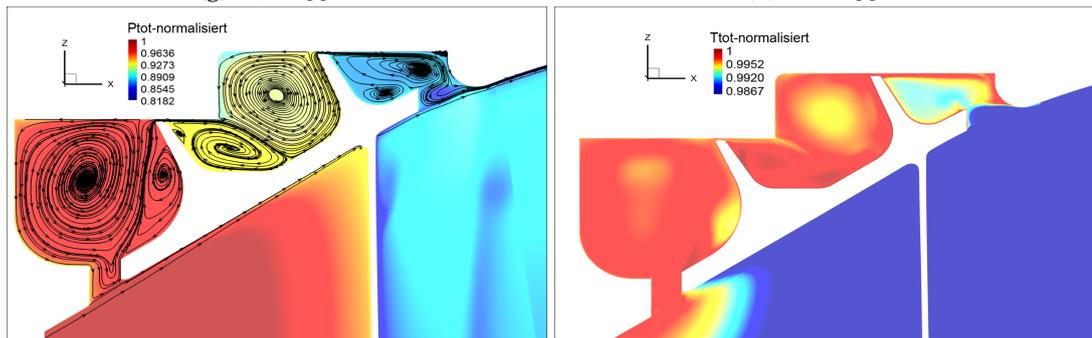
(e) P_{Tot} - 22%

(f) T_{Tot} - 22%



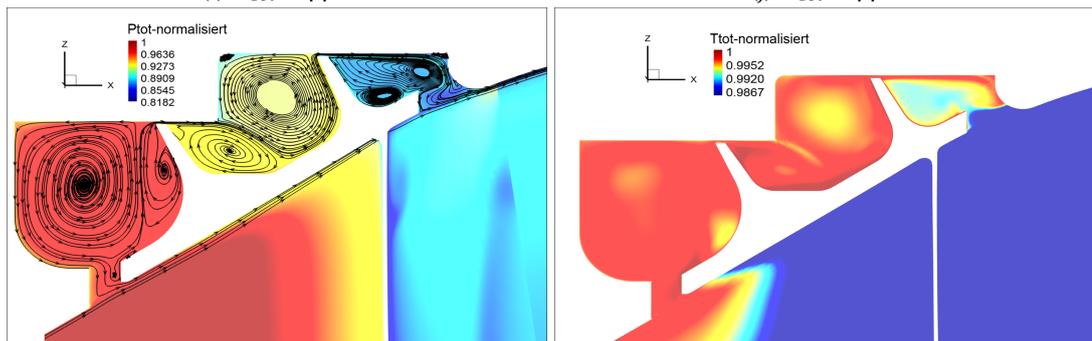
(g) P_{Tot} - 33%

(h) T_{Tot} - 33%



(i) P_{Tot} - 44%

(j) T_{Tot} - 44%



(k) P_{Tot} - 55%

(l) T_{Tot} - 55%

10. Ergebnisse

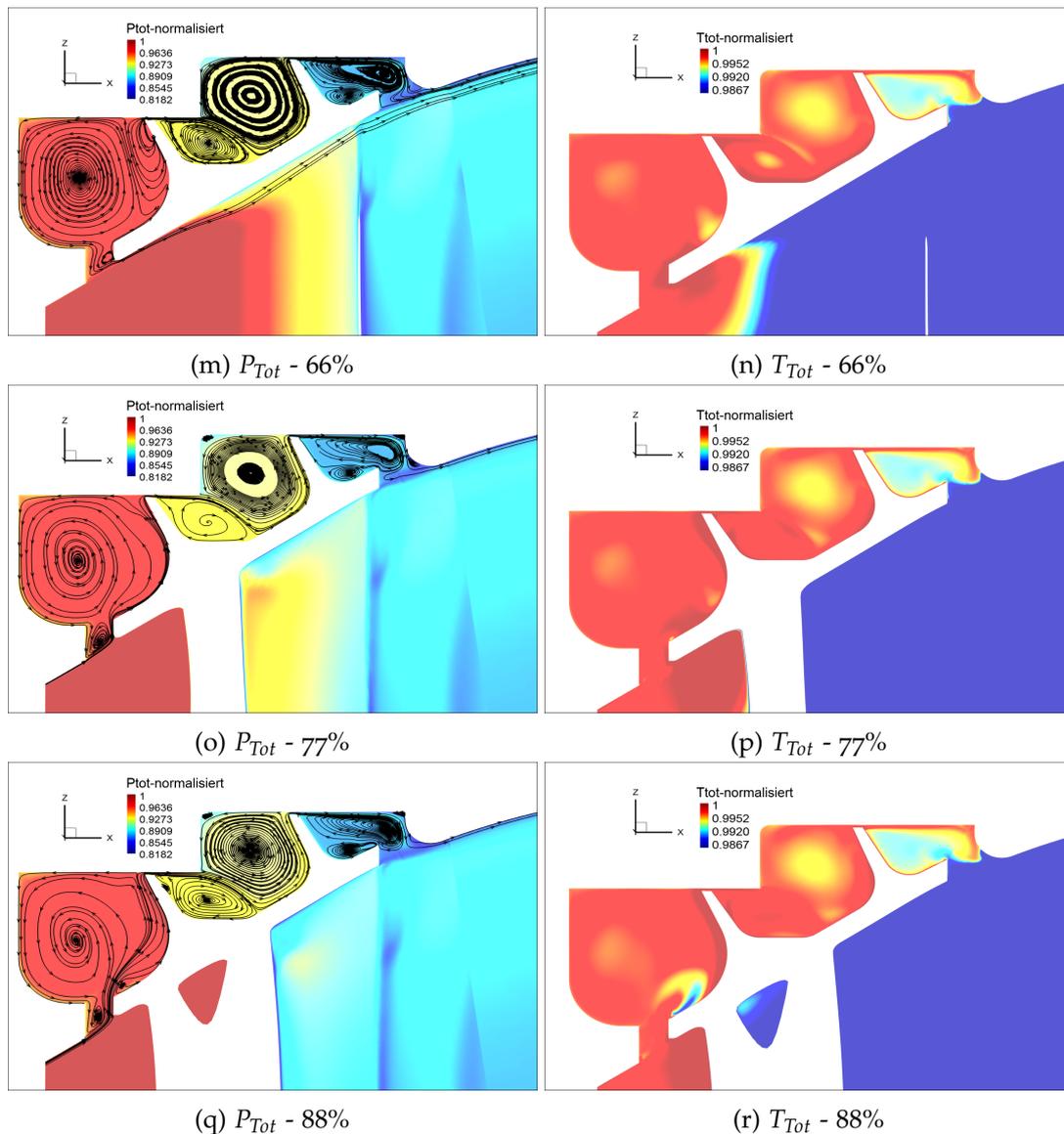


Abbildung 10.28.: Totaldruck und Totaltemperatur im Dichtspalt in mehreren Umfangsschnitten

Abbildung 10.29 zeigt die dreidimensionale Strömung in der ersten Kammer. Es sind dreidimensionale Stromlinien sowie schnitttangentele Stromlinien im Relativsystem dargestellt. Der große, sich über mehrere Teilungen erstreckende Wirbel ist Nummer 1 aus Schnitt 10.28a. Der Totaldruck innerhalb des Wirbels ändert sich wenig. Die „knäulartige“ Stromlinie, am besten erkennbar in 10.29a, gehört zu Wirbel Nummer 2. Es handelt sich dabei um einen sog. „Vortex Breakdown“. Vermutlich verursacht dieser Wirbelzusammenbruch die oben adressierten numerischen Totaltemperaturfehler im Bereich von Wirbel 2. Die Totaldruckverteilung im Umfeld des Wirbelzusammenbruchs ist ungleichmäßig. Die Zonen des hohen Totaldrucks stammen von den Schaufelvorderranten darunter. Da innerhalb der Kammern der statische Druck nahezu konstant ist, sieht man in der Totaldruckverteilung eigentlich die Geschwindigkeitsverteilung. Die roten Flecken stellen also Zonen erhöhter Geschwindigkeit dar. Dies sind die bevorzugten Durchtrittszonen des Leakagestroms durch den gezeigten Schnitt. Die Aufstauwirkung der Schaufeln wirkt sich weniger stark auf eine Variation des statischen Drucks als auf die Variation der Geschwindigkeit und damit des Totaldrucks aus. Stichproben zwischen Bereichen mit maximalem und minimalem statischem

Druck der gezeigten Schnittfläche ergeben eine Variation von 430 Pa. Stichproben des Totaldrucks an derselben Stelle ergeben einen Unterschied von 3490 Pa.

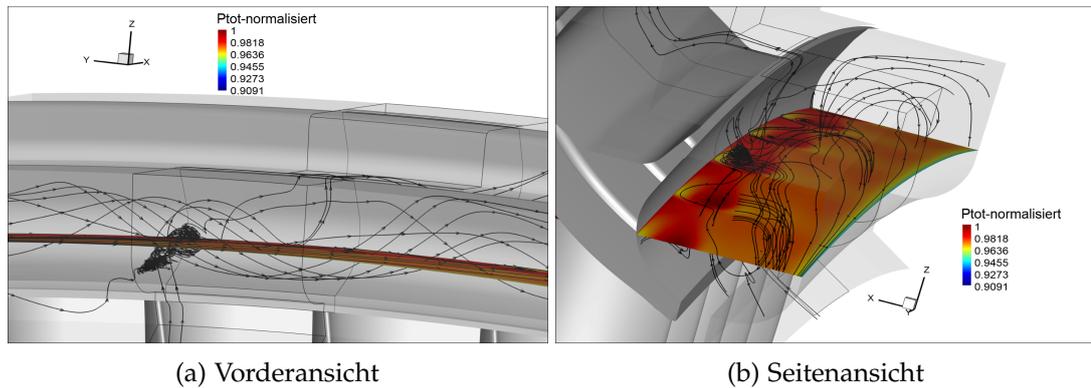


Abbildung 10.29.: Erste Kammer - radialer Schnitt mit Totaldruck und Stromlinien

Die Strömung durch die zweite, mittlere Kammer ist in Abbildung 10.30 zu sehen. Im achsialen Schnitt sind Totaldruck und schwarze tangentielle Stromlinien im Relativsystem dargestellt. Zusätzlich sind relative dreidimensionale Stromlinien in pink eingblendet. Auch hier sieht man in der Totaldruckverteilung eigentlich Geschwindigkeitsunterschiede. Die maximale statische Druckdifferenz in gezeigtem Schnitt beträgt 400Pa, während die maximale totale Druckdifferenz 4600Pa beträgt. Die Seitenansicht 10.30b zeigt, dass der achsiale Schnitt durch Wirbel 3 und 4 geht. Der Totaldruck im unteren Wirbel 3 ist um etwa 2% höher als in Wirbel 4. Die Geschwindigkeit ist in diesem Wirbel also höher als in Wirbel 3. An den schwarzen tangentialen Stromlinien sieht man, dass der achsiale Schnitt in beiden Wirbeln durch die abwärtsströmende Seite tritt. Der Totaldruck in Wirbel 3 zeigt zudem eine schwache Variation von etwa 1% in Umfangsrichtung. Verfolgt man die Druckverteilung stromauf zurück, lässt sich feststellen, dass diese schwache Variation durch die Schaufelvorderkante verursacht wird. Der Einfluss der Schaufelgeometrie ist jedoch in Kammer zwei durch den vorgelagerten Dichtspalt geringer als in der ersten Kammer. Die pinken Stromlinien zeigen das Zusammenspiel von Leakagestrom und Wirbeln. Die Wirbel nehmen den Großteil des in den Kammern zur Verfügung stehenden Raumes ein. Besonders in mittlerer und hinterer Kammer wird der Leakagestrom durch die Wirbel zu Umwegen gezwungen. Interessant ist dabei auch, dass die Stromlinien, die die mittlere Kammer durchqueren, nicht in einen Wirbel übergehen oder aus einem Wirbel stammen. Der Leakagestrom und die Wirbelströmungen durchmischen sich in der stationären Lösung also wenig.

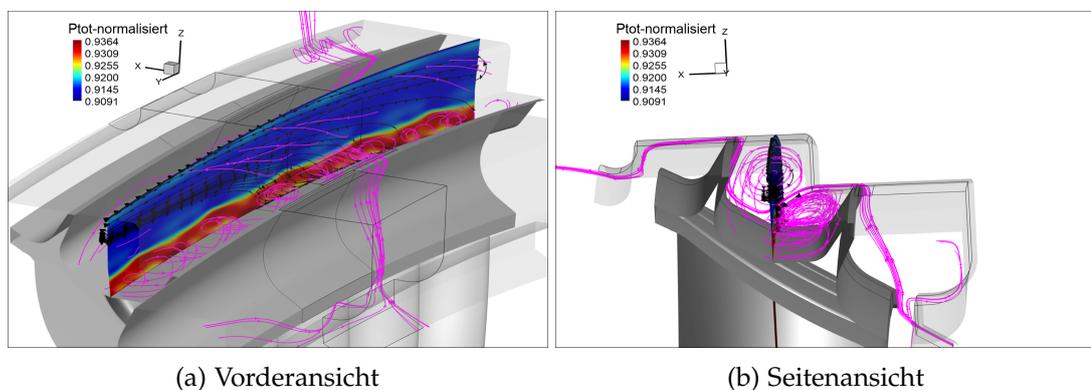


Abbildung 10.30.: Zweite, mittlere Kammer - achsialer Schnitt mit Totaldruck und Stromlinien

10. Ergebnisse

Die dreidimensionale Strömung in der dritten, letzten Kammer ist in Abbildung 10.31 dargestellt. Es gibt wieder einen achsialen Schnitt mit Totaldruckverteilung und dreidimensionalen Stromlinien im Relativsystem. Die Wirbel 5 und 7 werden von der achsialen Ebene geschnitten. Der Totaldruck in Wirbel 5 ist über den Umfang gleichmäßiger als in Wirbel 7. Dies stimmt mit den Umfangsschnitten in 10.28 überein, da sich Wirbel 5 über den Umfang nur wenig ändert. Wirbel 7 ist wegen des Schaufelnachlaufs starken Änderungen in Umfangsrichtung unterworfen. Von Wirbel 6 sind aus Gründen der Übersichtlichkeit keine Stromlinien dargestellt. Außerdem ist an den Stromlinien, wie oben bereits angemerkt, erkennbar, dass es Rückströmung vom Schaufelkanal in den Wirbel 7 gibt. Insgesamt ist die Strömung in der letzten Kammer ähnlich stark dreidimensional ausgeprägt wie in der ersten Kammer.

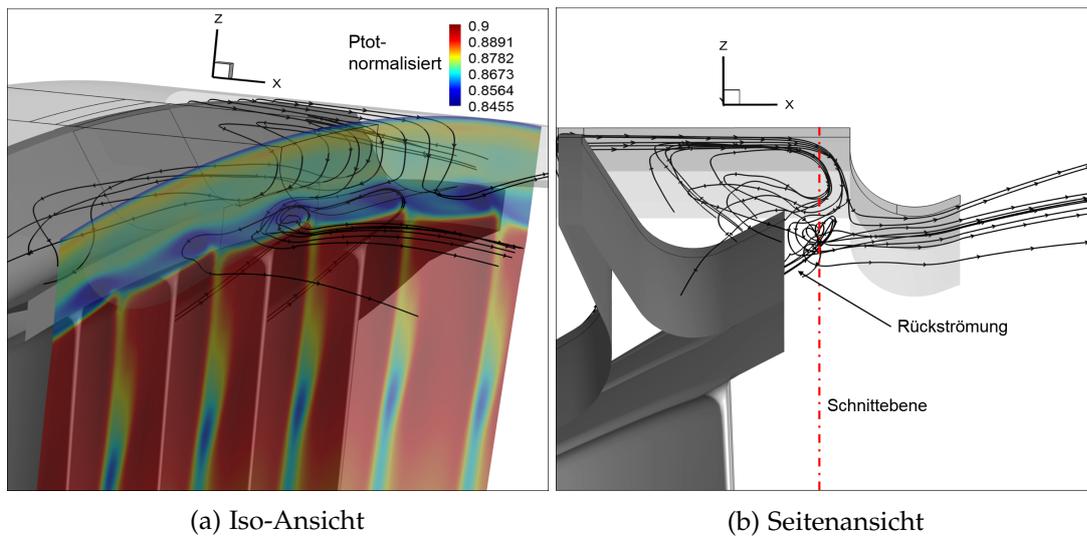


Abbildung 10.31.: Dritte, letzte Kammer - achsialer Schnitt mit Totaldruck und Stromlinien

Abschließend soll in 10.32 die Durchströmung der Dichtgeometrie der Niederdruckturbinen im Absolutsystem gezeigt werden. Durch die Rotation des Deckbandes wird der Leakagestrom zwischen Eintritt und Austritt aus dem Dichtraum um mindestens 15 Teilungen, also 38 Grad, verschleppt. Einige Stromlinien verbleiben noch länger im Dichtraum, da sie in einen der Wirbel gezogen werden. Der Aufenthalt in der ersten Kammer ist am längsten.

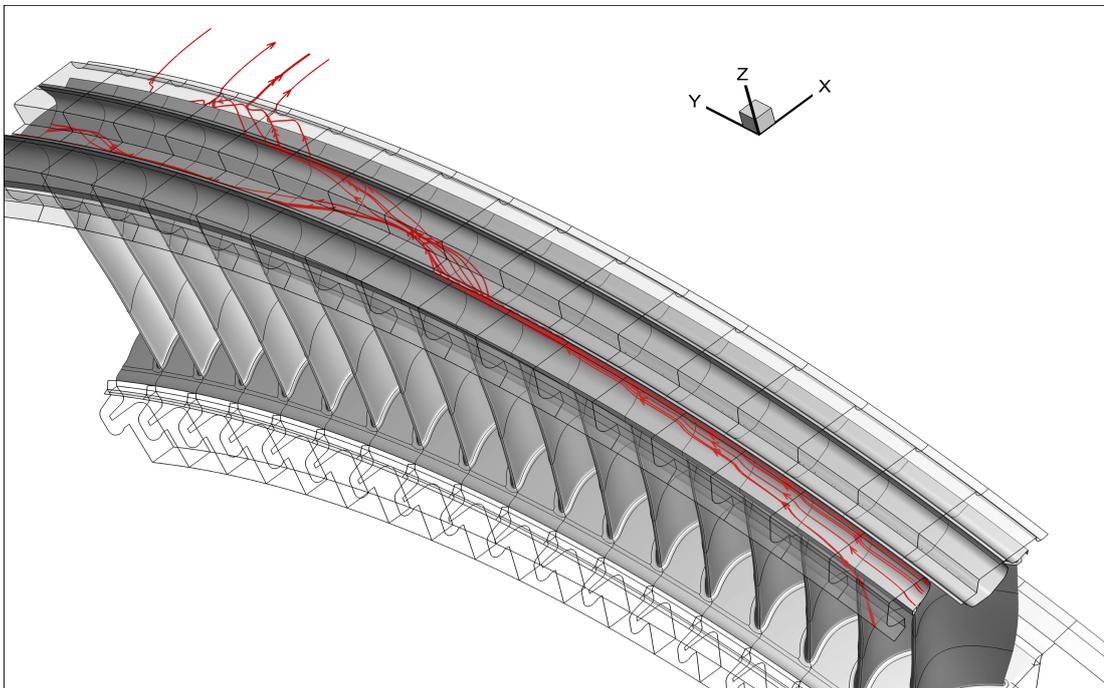


Abbildung 10.32.: Stromlinien im Absolutsystem

11. Zusammenfassung

Kernstück dieser Arbeit war eine stationäre CFD Berechnung der Strömung durch den Mittelteil einer Flugzeugturbine. Dabei wurde die letzte Hochdruckstufe, das Turbinenzwischengehäuse (TCF) und die erste Niederdruckstufe betrachtet. Zusätzlich wurden die radialen Spalte zwischen rotierender Scheibe und feststehendem Gehäuse (Cavities) zusammen mit den dort eingebrachten Sperrluftströmen modelliert. Die Spaltgeometrien des Hochdruck- und des Niederdruckrotors wurden realitätsgetreu vernetzt. Dabei war die Spaltgeometrie am Deckband des Niederdruckrotors eine Neuheit und erforderte eine aufwendige Vernetzungsstrategie. Die stationäre RANS Simulation erfolgte mit dem institutseigenem Code LINARS mit dem $k - \omega$ SST Turbulenzmodell.

Was die globalen Strömungsgrößen, wie Totaldruckverhältnis der Hoch- und Niederdruckstufe, Massenströme und Totaltemperaturen an Ein- und Austritt aus dem Simulationsgebiet betrifft, konnte eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Messergebnissen erreicht werden. Innerhalb der Turbinengeometrie wurden jedoch vor allem in Ebene C nach dem TCF große Abweichungen zwischen CFD und Messung aufgrund einer Ablösung an der TCF Schaufel festgestellt. Diese existiert zwar auch im Versuch, jedoch wird die Ablösung in der Simulation von der Mixing Plane der Interface-Randbedingung abgeschnitten, was zu numerischen Fehlern führt.

Jeder der Schaufelkanäle wurde auf Sekundärströmungen und Wirbel untersucht. Dabei wurden alle klassischen, aus den Lehrbüchern bekannten Wirbelsysteme, wie Kanalwirbel, Hufeisenwirbel, Eckwirbel, Spaltwirbel, Concentrated Shed Vortex und Scraping Vortex mindestens in einem Schaufelkanal gefunden. Da die Hochdruckstufe außerhalb ihres Auslegungspunktes läuft und mit einem höheren Totaldruckverhältnis als die Niederdruckstufe betrieben wird, sind in der Hochdruckstufe die Sekundäreffekte und Wirbel stärker ausgeprägt. Die vier Cavities des Hochdruckrotors und zwei Cavities des Niederdruckrotors wurden auf Heißgaseinzug untersucht. Dabei konnte festgestellt werden, dass alle sechs Cavities durch die Sperrluft (Purge Flow) ausreichend abgedichtet werden. Die rotierenden Turbinenscheiben werden also vor Erwärmung infolge von Heißgaseinzug aus dem Hauptkanal geschützt. Außerdem wurde beobachtet, dass alle relativen Stromlinien der stromauf gelegenen Cavities in die Sekundärwirbel des Schaufelkanals münden. Es existiert also ein klarer Zusammenhang zwischen Sperrluftströmung und Sekundärströmung im Schaufelkanal.

Die Leckageströmung über dem Deckband des Niederdruckrotors ist hochgradig dreidimensional. Es konnten sieben Wirbelsysteme in den drei Kammern der Dichtgeometrie identifiziert werden. Die Aufstauwirkung der Schaufelvorderkante und der Nachlauf der Schaufelhinterkante führen zu starken Variationen der Strömung in Umfangsrichtung über dem Deckband. Einige Wirbel unterstützen sogar die Dichtwirkung.

12. Ausblick

Der nächste logische Schritt wäre eine instationäre Simulation. Dadurch würde die oben genannte Problematik zwischen Interface-Randbedingung und Ablösung am TCF wegfallen. Außerdem könnte die Entwicklung und gegenseitige Beeinflussung der Wirbel und Sekundärströmungen über ihre Schaufelreihe hinaus untersucht werden. Dies gilt vor allem auch für den Nachlauf und die Ablösung der TCF Schaufel. Allerdings müssten für eine instationäre Simulation die Schaufelzahlen angepasst werden. Mit den Schaufelzahlen der aktuellen Konfiguration müssten für eine instationäre Rechnung 180 Grad des Umfangs modelliert und berechnet werden. Abgesehen von der immensen Berechnungszeit führt dies zudem auch zu sehr großen Datenmengen, die eine Auswertung erschweren.

Zusätzlich sollte für künftige Simulationen des Prüfstands die Austrittsrandbedingung überarbeitet werden. Der Austritt aus dem Simulationsgebiet muss entweder hinter die Krümmung des Prüfstandkanals gelegt werden, oder man wählt eine gemessene radiale Druckverteilung als Austrittsrandbedingung. Zudem muss eine bessere Vernetzungsmethode zwischen Cavity und Hauptkanal erarbeitet werden. Der keilförmige Blockrand führt zu Massenstromfehlern. Erfolgsversprechend ist die Einführung eines weiteren Blocks, welcher nach dem Vorbild der Niederdruckdichtgeometrie vor dem vorspringenden Eck des Dichtspalts die Linienzüge auffächert.

Appendix

Anhang A.

Zusätzliche Abbildungen

In diesem Anhang sind zusätzliche Abbildungen in größerer Auflösung dargestellt, welche zum unmittelbaren Verständnis nicht notwendig sind, jedoch eine weitere Perspektive oder zusätzliche Information liefern. Die Darstellungsreihenfolge stimmt mit der Kapitelreihenfolge überein.

A.1. Ad Hochdruckrotor

Abbildung A.1 zeigt eine weitere Ansicht des Hochdruckrotors und dessen vordere untere Cavity mit relativen Stromlinien. In rosa markiert ist die Stromlinie, welche aus dem Hauptkanal stammt und am tiefsten in die Cavity-Geometrie gezogen wird. Sie markiert also die Stelle des maximalen Heißgaseinzugs.

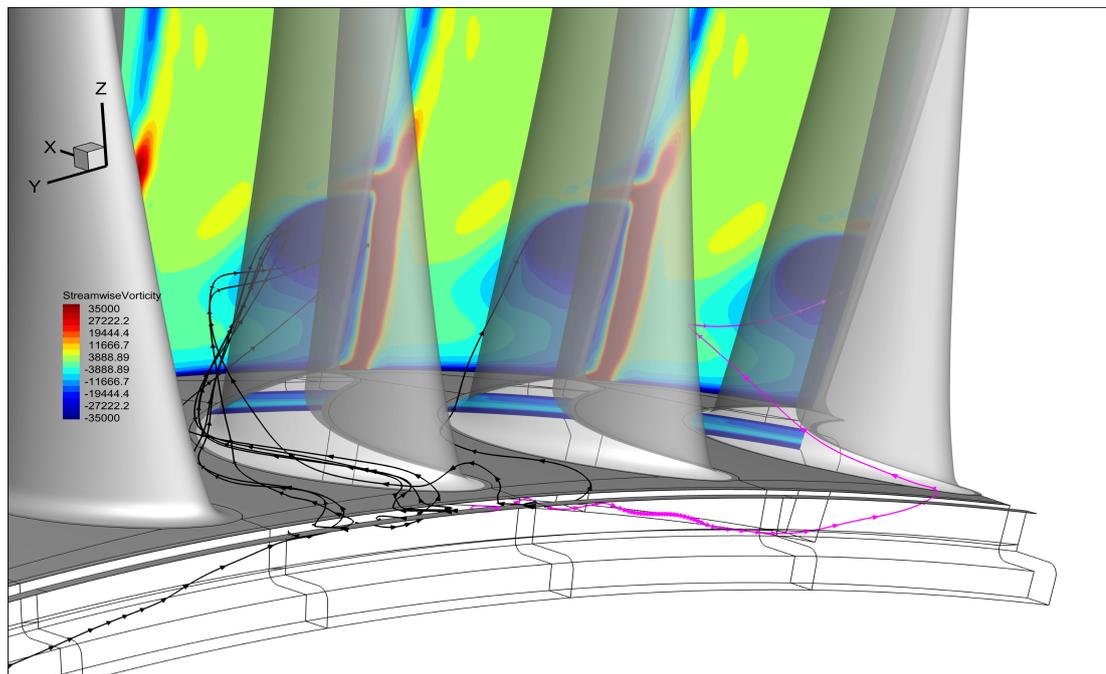


Abbildung A.1.: HP FWD HUB Cavity: relative Stromlinien

A.2. Ad Niederdruckrotor + Cavities

Die zusätzliche Abbildung A.2 der λ_2 -Isoflächen am Hub zeigt das Wirbelsystem aus einer anderen Perspektive. Neben Kanalwirbel und Reaktionswirbel mit Concentrated Shed Vortex ist auch eine zweite, schwächer ausgebildete λ_2 -Isofläche des Kanalwirbels nahe am Hub zu erkennen. Innerhalb des Kanalwirbels gibt es somit zwei lokale Maxima der Wirbelintensität.

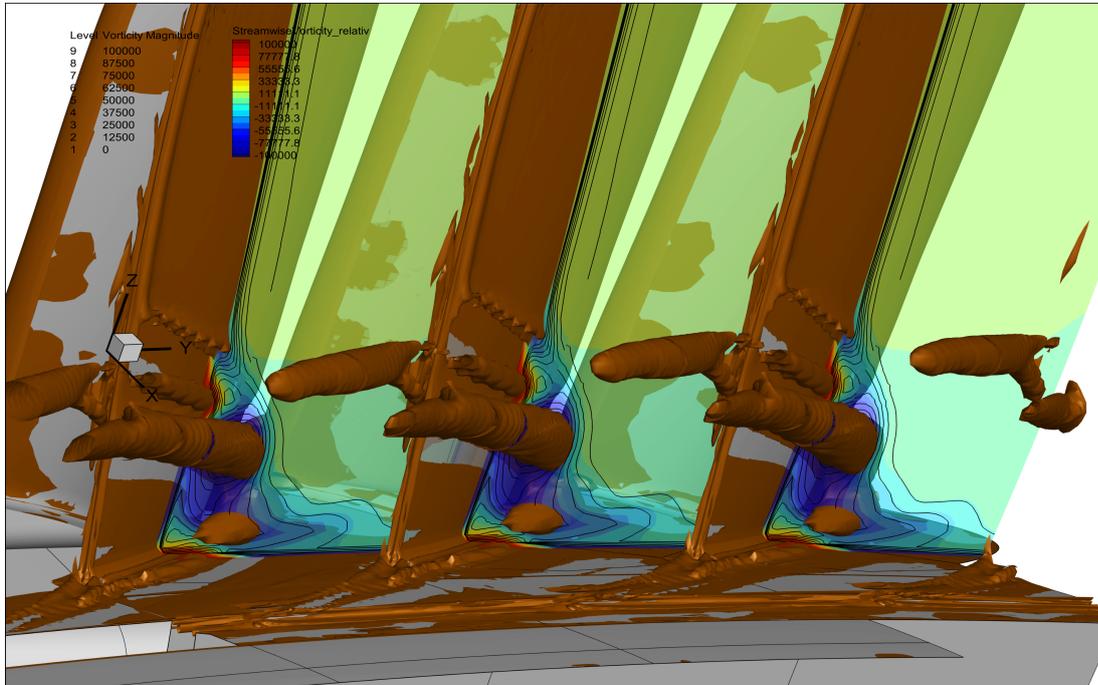
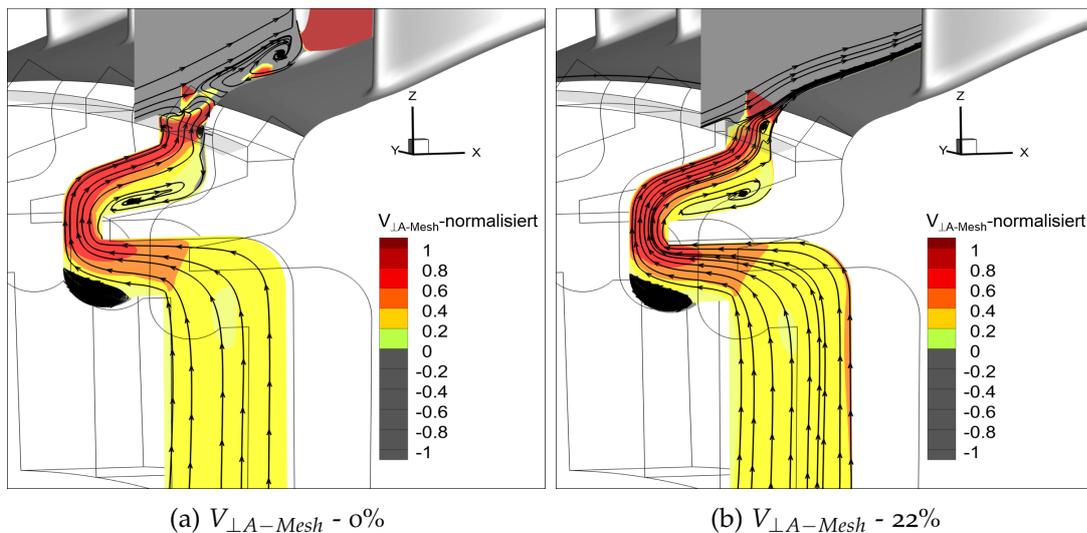


Abbildung A.2.: λ_2 Isoflächen - Blick auf Rotorhinterkanten - Hub

Abbildung A.3 ergänzt die Totaltemperaturschnitte der vorderen Cavity des Niederdruckrotors. Schnittposition und relative Stromlinien sind äquivalent zu den korrespondierenden Totaltemperaturschnitten in der Arbeit.



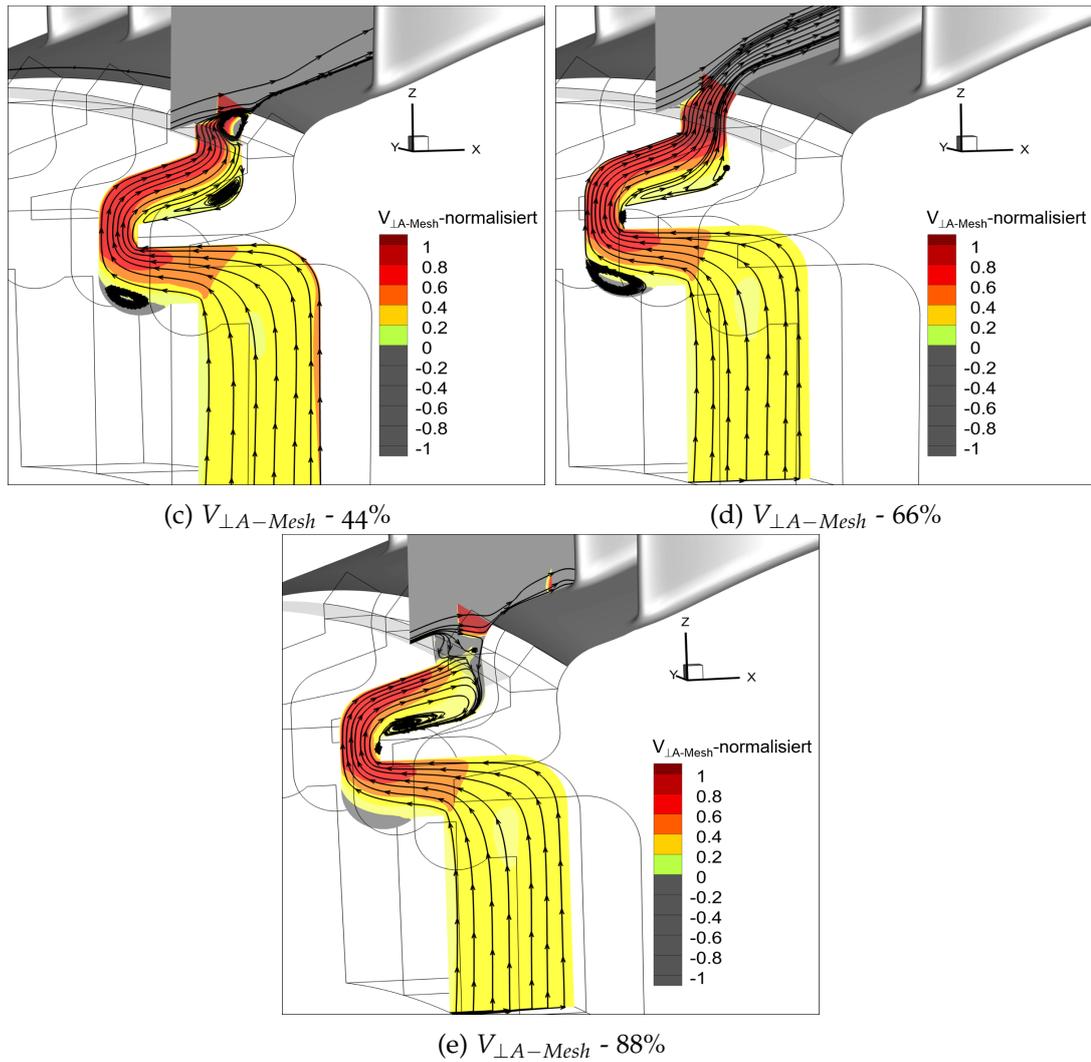


Abbildung A.3.: LP FWD HUB Cavity: Normalgeschwindigkeit

A.3. Ad Dichtspalt am Deckband

Abbildung A.4 zeigt die Totaldruckverteilung in einem radialen Schnitt vor den Rotorschaukeln und im Eintrittskanal in die Dichtgeometrie. Der aufstauende und verdrängende Einfluss der Schaukelvorderkanten ist gut erkennbar.

Auch in der Totaldruckverteilung im ersten Dichtspalt in A.5b erkennt man den Einfluss der Schaukelvorderkanten an den periodischen Bereichen höheren Totaldrucks in Umfangsrichtung. Die relativen Stromlinien in A.5a geben einen weiteren Einblick in die Durchströmung der Dichtgeometrie und die dort vorliegenden Wirbel.

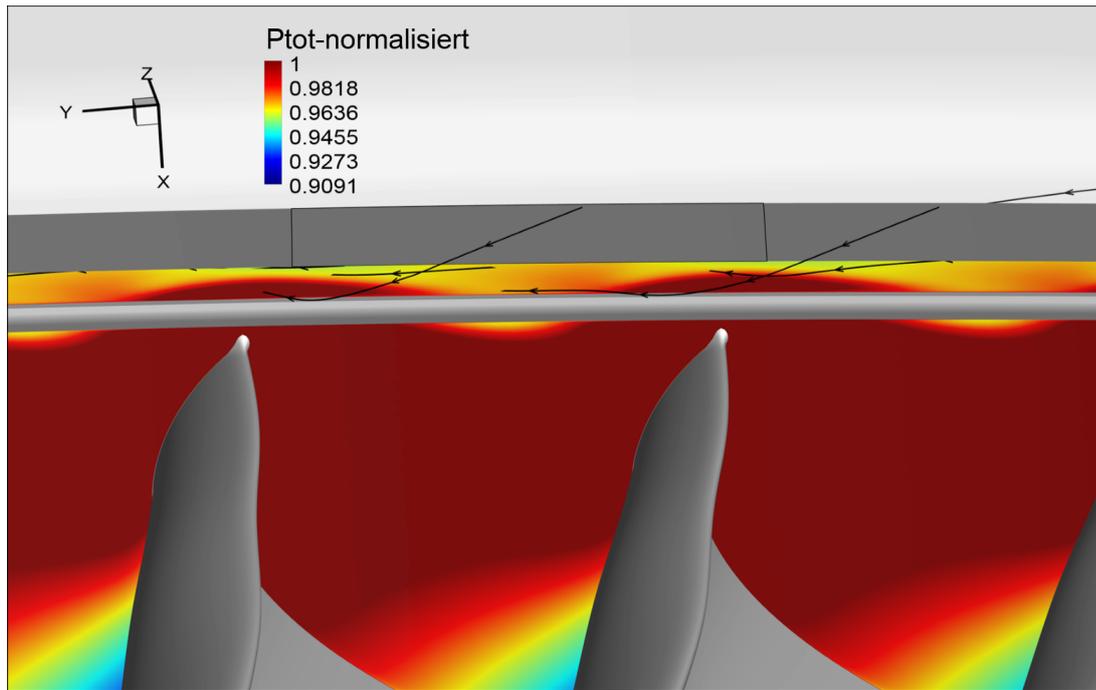
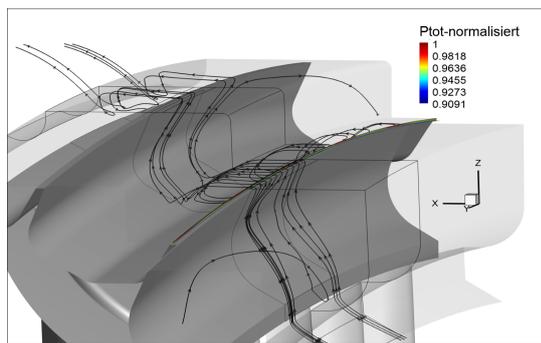
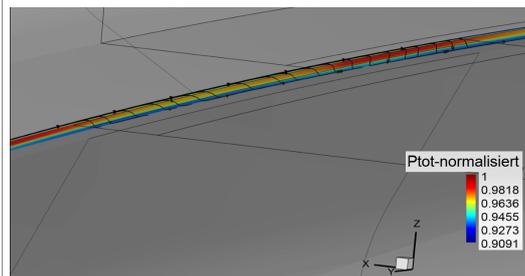


Abbildung A.4.: Totaldruck am Eintritt in Kammer 1: radialer Schnitt bei $\text{Span} \approx 1$



(a) relative Stromlinien



(b) Totaldruckverteilung erster Spalt - achsialer Schnitt und tangentialer Stromlinien

Abbildung A.5.: Erster Dichtspalt: Totaldruck und Stromlinien

Auch in der mittleren Kammer der Dichtgeometrie lässt sich eine Variation des Totaldrucks in Umfangsrichtung in A.6 im Bereich des unteren Wirbels feststellen.

Die Abbildungen A.7 illustrieren in mehreren Ansichten die Durchströmung der Dichtgeometrie. In A.7a ist beispielsweise am Verlauf der untersten Stromlinie die Wirkung der Schaufelvorderkanten gut sichtbar.

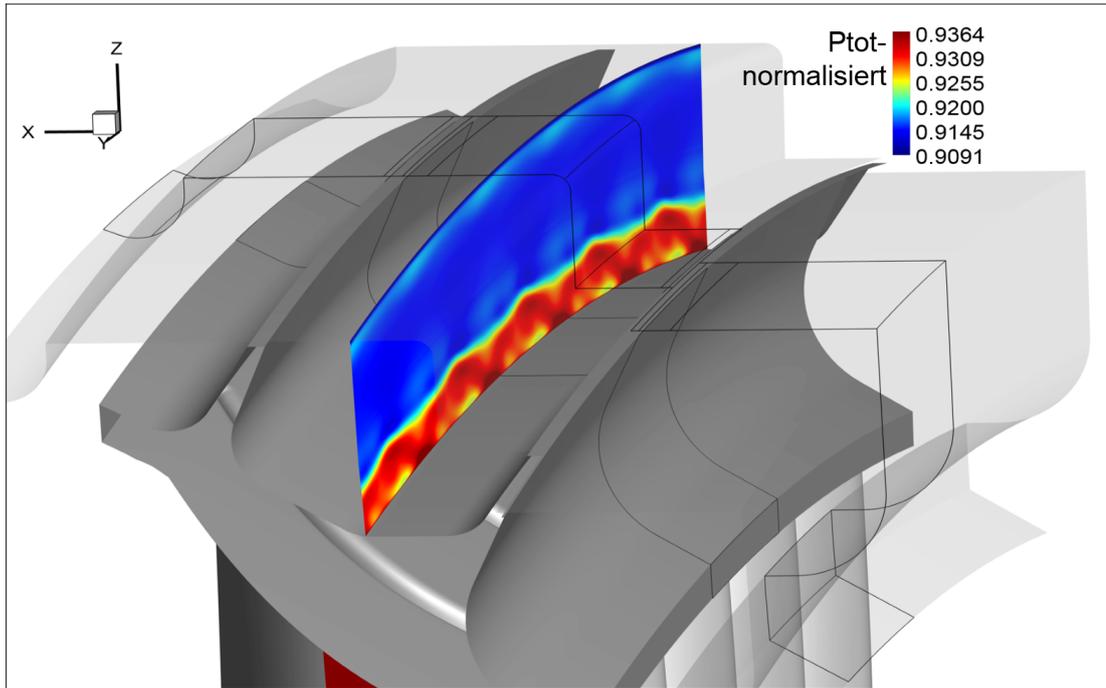
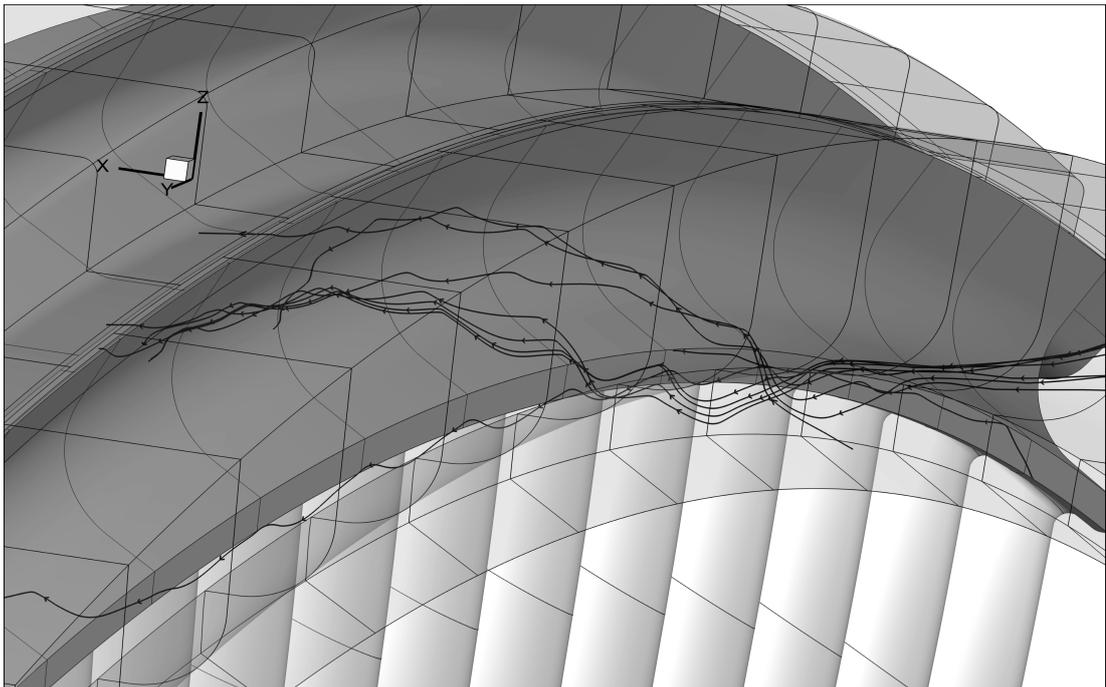
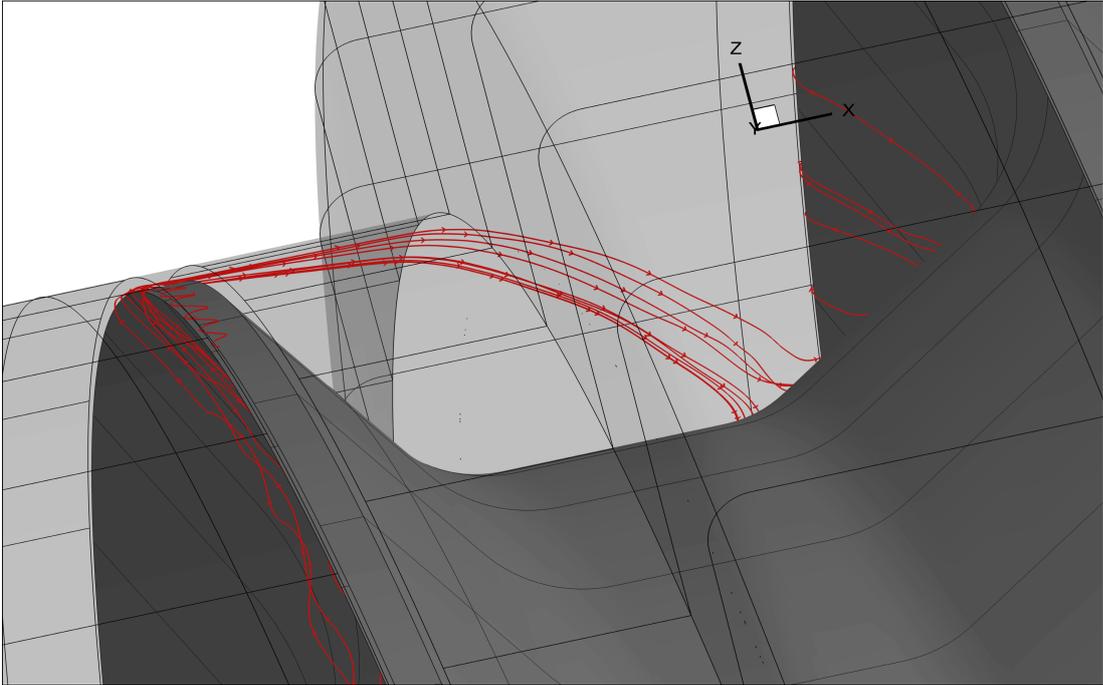


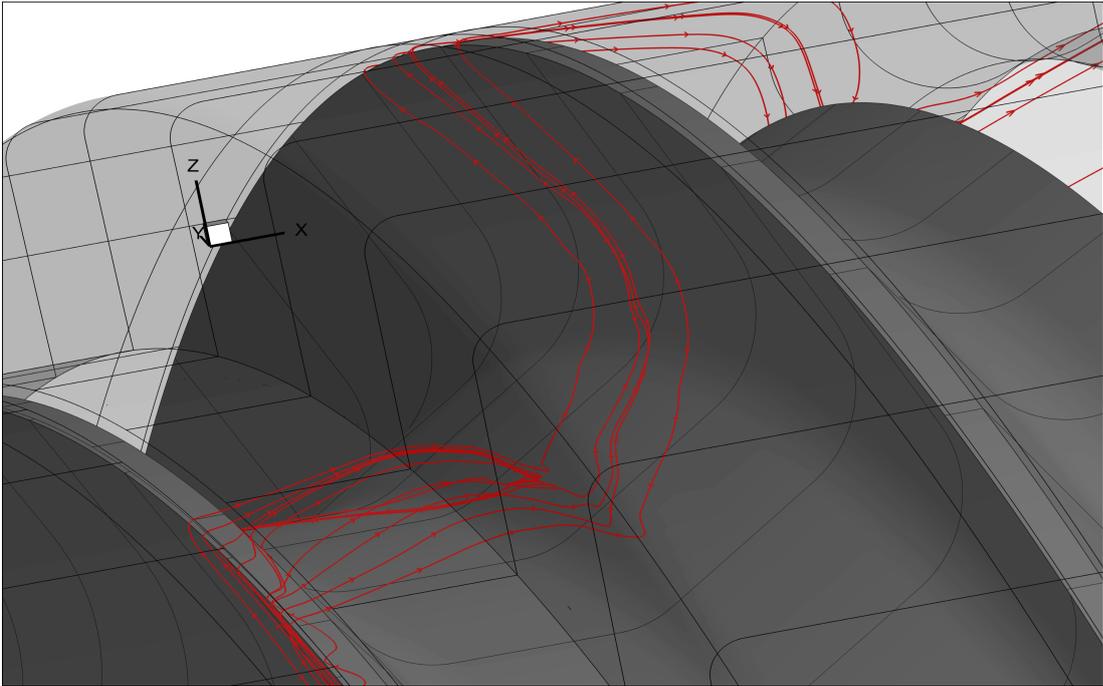
Abbildung A.6.: Totaldruck in Kammer 2



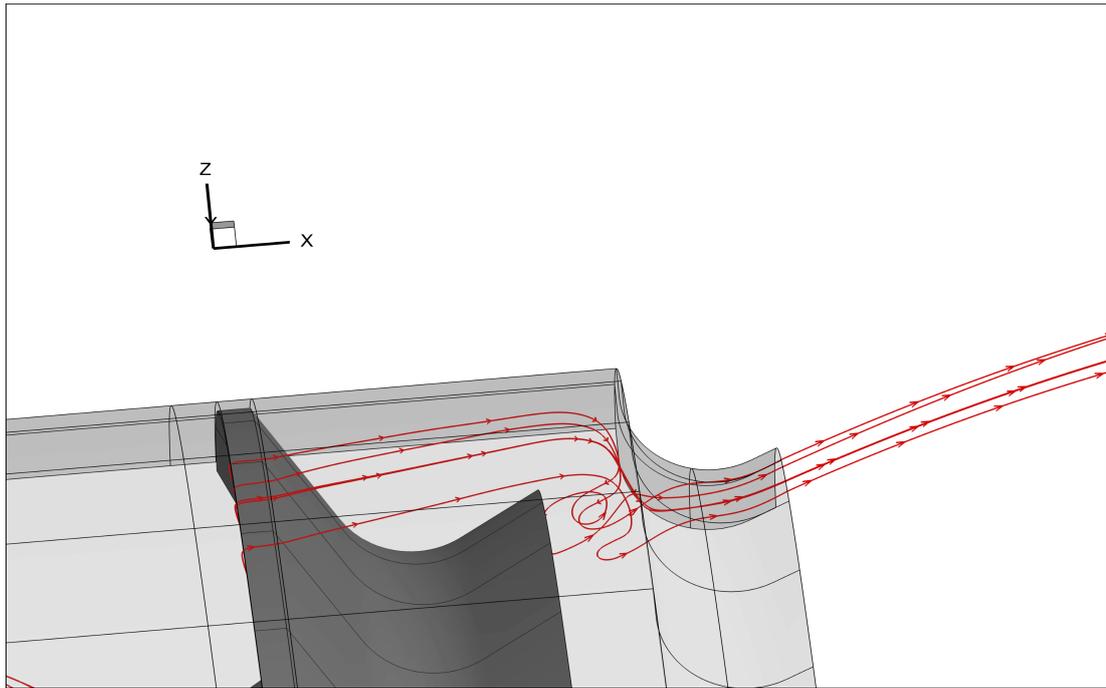
(a) Erste Kammer: absolute Stromlinien



(b) Zweite Kammer: absolute Stromlinien



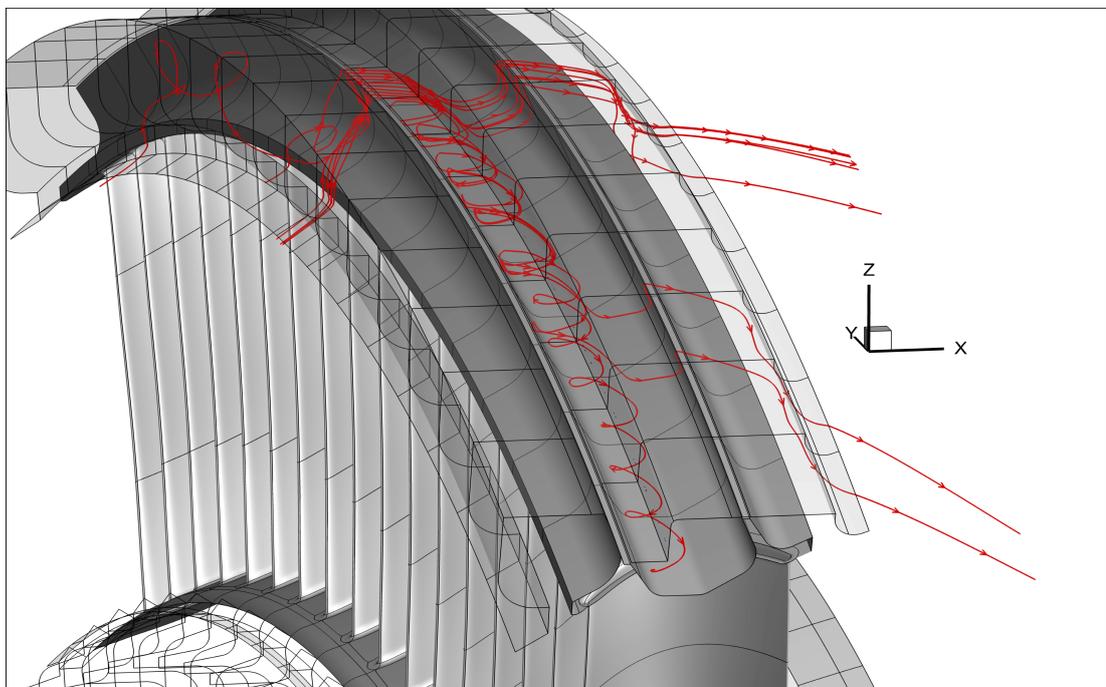
(c) Zweite Kammer: absolute Stromlinien



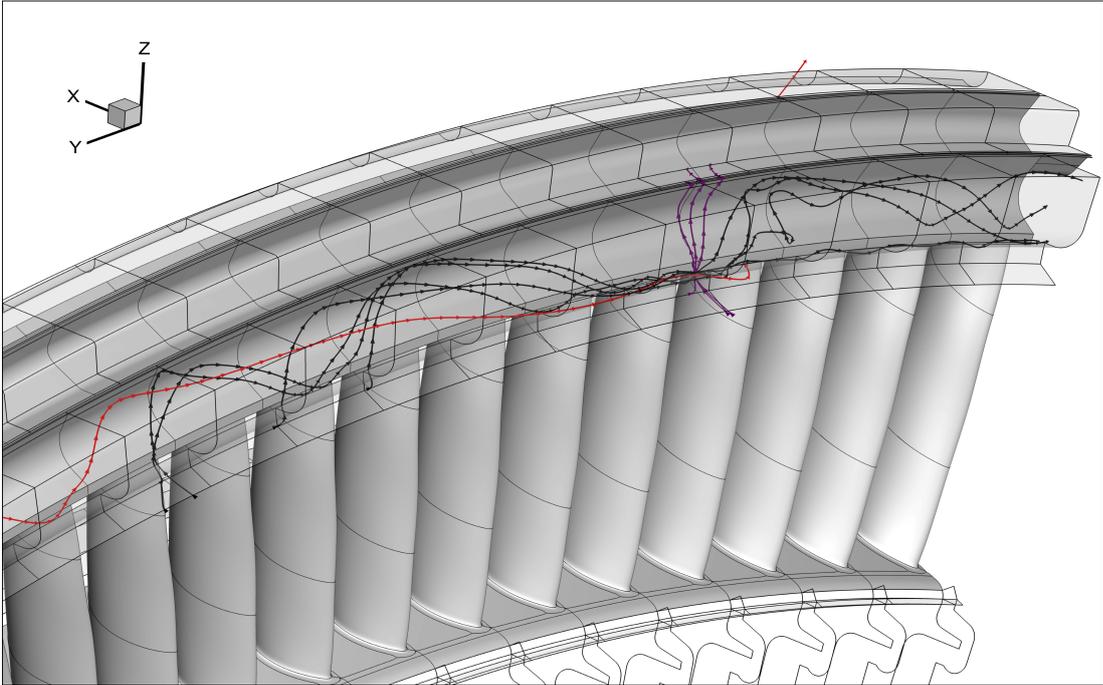
(d) Dritte Kammer: absolute Stromlinien

Abbildung A.7.: Durchströmung der Dichtgeometrie: absolute Stromlinien

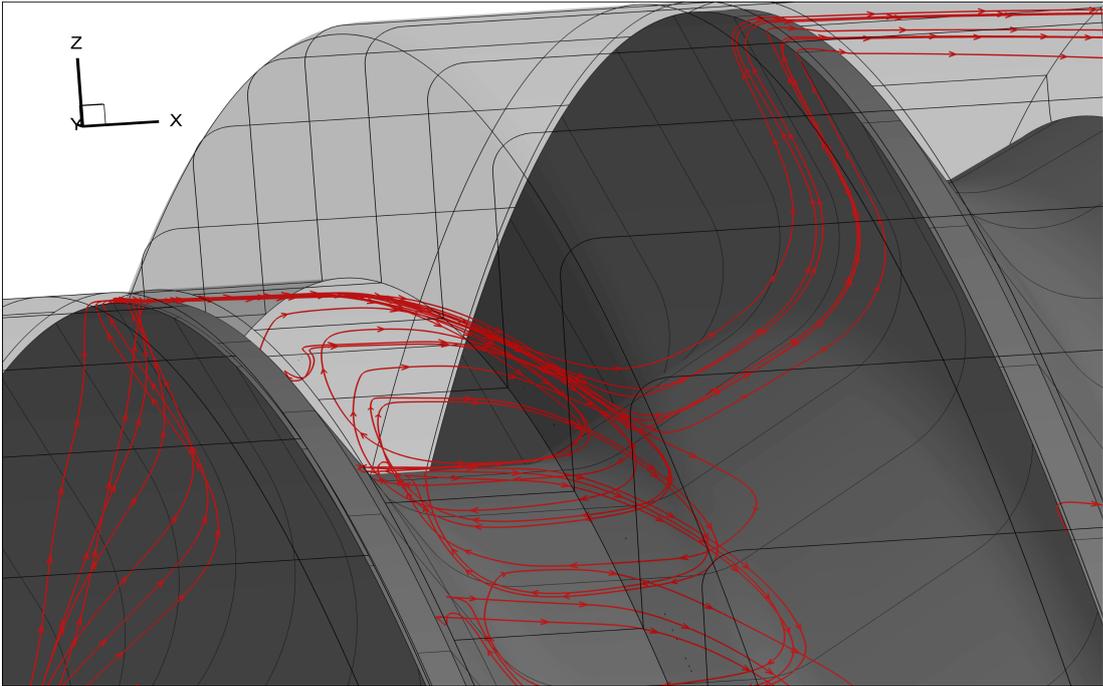
In Abbildung A.8 sind zusätzliche Ansichten der relativen Stromlinien über dem Deckband des Niederdruckrotors dargestellt. Die rote Stromlinie in A.8b kennzeichnet einen in den Hauptkanal rückströmenden Bereich. Diese Rückströmung gibt es aufgrund der periodizität der Lösung und der Mixing-Plane stromauf in jedem Schaufelkanal.



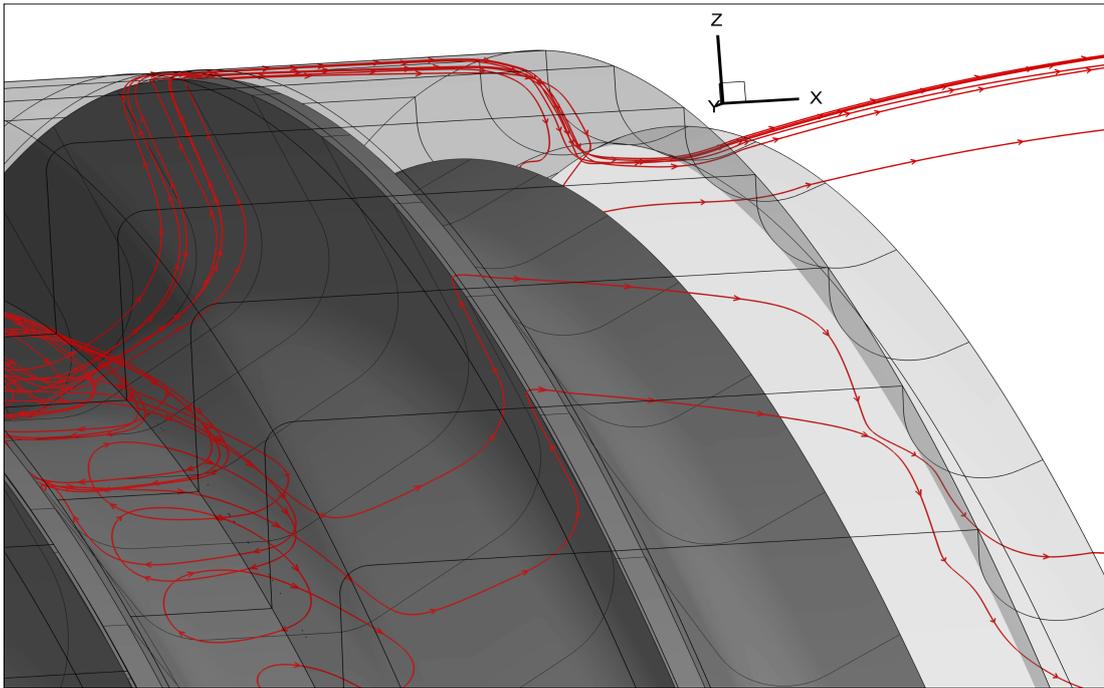
(a) Dichtspalt: relative Stromlinien



(b) Erste Kammer: relative Stromlinien



(c) Zweite Kammer: relative Stromlinien



(d) Dritte Kammer: relative Stromlinien

Abbildung A.8.: Durchströmung der Dichtgeometrie: relative Stromlinien

Literatur

- Bräunling, Willy J.G. (2015). »Thermische Turbomaschinen«. In: *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, S. 681–938. ISBN: 978-3-642-34539-5. DOI: 10.1007/978-3-642-34539-5_8. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-642-34539-5_8 (siehe S. 1, 18, 19).
- Buresti, Guido (2015). »A note on Stokes' hypothesis«. In: *Acta Mechanica* 226.10, S. 3555–3559. ISSN: 1619-6937. DOI: 10.1007/s00707-015-1380-9. URL: <https://doi.org/10.1007/s00707-015-1380-9> (siehe S. 9).
- Egger, Manfred (2018). *Numerische Untersuchung einer Hochdruckturbine mit Kühlluftströmung* (siehe S. 28, 42, 50).
- Jinhee, Jeong und Hussain Fazle (1995). »On the identification of a vortex. JFM 285, 69–94«. In: 285, S. 69–94 (siehe S. 23).
- Kawai, Tatsuo, Shuji Shinoki und Tsutomu Adachi (1989). »Secondary Flow Control and Loss Reduction in a Turbine Cascade Using Endwall Fences«. In: *JSME international journal. Ser. 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties* 32.3, S. 375–387. DOI: 10.1299/jsmeb1988.32.3_375 (siehe S. 17).
- Lecheler, Stefan (2009). »Die Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik«. In: *Numerische Strömungsberechnung: Schneller Einstieg durch ausführliche praxisrelevante Beispiele*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, S. 8–40. ISBN: 978-3-8348-9267-6. DOI: 10.1007/978-3-8348-9267-6_2. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-8348-9267-6_2 (siehe S. 16).
- Moon, Young J. und Sung-Ryong Koh (2001). »Counter-rotating streamwise vortex formation in the turbine cascade with endwall fence«. In: *Computers and Fluids* 30.4, S. 473–490. ISSN: 0045-7930. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0045-7930\(00\)00026-8](https://doi.org/10.1016/S0045-7930(00)00026-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793000000268> (siehe S. 18).
- Parviz, Moin und Mahesh Krishnan (1998). »DIRECT NUMERICAL SIMULATION: A Tool in Turbulence Research«. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 30.1, S. 539–578. DOI: 10.1146/annurev.fluid.30.1.539. eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.30.1.539>. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.30.1.539> (siehe S. 10).
- Rumsey, Christopher (2015). *The Menter Shear Stress Transport Turbulence Model. Turbulence Modelling Resource*. Langley Research Center, NASA. URL: <http://turbmodels.larc.nasa.gov/sst.html> (besucht am 23.07.2016) (siehe S. 13).
- Sangan, Carl M. u. a. (2012). »Experimental Measurements of Ingestion Through Turbine Rim Seals—Part I: Externally Induced Ingress«. In: *Journal of Turbomachinery* 135.TURBO-11-1229 (2), S. 10. DOI: 10.1115/1.4006609 (siehe S. 20, 21).
- Schwarze, Rüdiger (2013). »Turbulente Strömungen«. In: *CFD-Modellierung: Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, S. 129–180. ISBN: 978-3-642-24378-3. DOI: 10.1007/978-3-642-24378-3_6. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-642-24378-3_6 (siehe S. 12–15, 28, 31).
- Spurk, J.H. und N. Aksel (2010). *Strömungslehre-Einführung in die Theorie der Strömungen*. 8. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer (siehe S. 6, 7, 11).

- Suman, Sawan und Sharath S. Girimaji (2010). »On the Invariance of Compressible Navier–Stokes and Energy Equations Subject to Density-Weighted Filtering«. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 85.3, S. 383–396. ISSN: 1573-1987. DOI: 10.1007/s10494-010-9269-0. URL: <https://doi.org/10.1007/s10494-010-9269-0> (siehe S. 11).
- Sutherland, William (1893). »LII. The viscosity of gases and molecular force«. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 36.223, S. 507–531. DOI: 10.1080/14786449308620508. eprint: <https://doi.org/10.1080/14786449308620508>. URL: <https://doi.org/10.1080/14786449308620508> (siehe S. 35).
- Zerobin, Stefan (2018). *Aerodynamic Performance of Turbine Center Frames under the Presence of High-Pressure Turbine Rotor Purge Flows* (siehe S. 2).
- Zerobin, Stefan, Christian Aldrian u. a. (2018). »Aerodynamic Performance of Turbine Center Frames With Purge Flows—Part II: The Influence of Individual Hub and Tip Purge Flows«. In: 140(6).TURBO-17-1224. DOI: 10.1115/1.4039363 (siehe S. 2).
- Zerobin, Stefan, Andreas Peters u. a. (2018). »Aerodynamic Performance of Turbine Center Frames With Purge Flows—Part I: The Influence of Turbine Purge Flow Rates«. In: 140(6).TURBO-17-1223. DOI: 10.1115/1.4039362 (siehe S. 1, 2).