



# **Numerische Untersuchung des Wärmeübergangs und der Strömung von Statorschlitzmodellen**

Diplomarbeit

durchgeführt von

**Schrittwieser Maximilian**

Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik  
der Technischen Universität Graz

Vorstand: Univ.Prof. Dr. techn. Dipl.-Ing. Franz Heitmeir

Betreuer: Dr. techn. Dipl.-Ing. Andreas Marn  
Dipl.-Ing. Thorsten Selic

Graz, im Oktober 2011

---

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei meinen Betreuern DI Dr. Andreas Marn und DI Thorsten Selic für die fachliche Betreuung seitens der TU Graz bedanken.

Ebenso danke ich DI Dr. Ernst Farnleitner und DI Dr. Gebhard Kastner von der Andritz Hydro AG, welche mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden sind und mir das Verfassen dieser Arbeit überhaupt erst ermöglicht haben.

Meinen Freunden und meinem Bruder, mit denen ich unzählige Erlebnisse während unserer gemeinsamen Studienzeit erleben und genießen durfte, einen besonderen Dank.

Großer Dank gebührt meinen Eltern, ohne die dieses Studium niemals möglich gewesen wäre. Durch ihre moralische und finanzielle Unterstützung ermöglichten sie mir 7 wunderschöne Jahre in Graz.

Einen herzlichen Dank an meine Ehefrau und meine Tochter für die Unterstützung jeglicher Art, für das Verständnis und die entgegengebrachte Liebe im Laufe meines Studiums.

# Eidesstattliche Erklärung

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

Graz, am .....

.....

(Unterschrift)

# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der numerischen Simulation des Wärmeüberganges und der Strömung in den Luftschlitzen des Stators eines Hydrogenerators. Für die vorliegende Untersuchung stehen CFD Daten zur Verfügung, die sowohl als Vergleichswerte der Simulationsergebnisse dienen als auch für die Definition der Anströmungsrandbedingungen der neu zu generierenden Modelle. Die Arbeit wurde mit dem Programm ANSYS CFX V13 und des Netzgenerators ICEM CFD durchgeführt.

Ziel dieser Arbeit ist die für die Beziehung Rotor Stator zur Verfügung stehenden Referenzmodelle in dem Programmpaket ANSYS CFX zu vergleichen. Zu Beginn wurden die Ähnlichkeiten bzw. Abweichungen der Gesamtmodelle über alle vorhandenen Luftschlitze im Stator ausgearbeitet.

Der folgende Teil der Untersuchungen befasst sich mit Qualitäts- und Sensitivitätsstudien, wobei die physikalischen Hauptparameter als Funktion der Modellparameter bestimmt werden. Um mit einer praktikablen Zellenanzahl zu arbeiten, werden kleine Modelle, Einzelschlitzmodelle, verwendet. Die komplexen Einlassrandbedingungen auf der Rotorseite werden mit Hilfe vorliegender Ergebnisse, für die jeweiligen zueinander gehörigen Referenzmodelle, der CFX Gesamtmodelle für Rotor und Stator bestimmt. Deswegen wurde ein Polsektormodell (1/10 Umfang) und ein Nutsektormodell (1/132 Umfang) erstellt um diese, im weiteren Schritt, mit den Gesamtmodellen zu vergleichen, ob eine derartige Vereinfachung überhaupt getroffen werden kann.

Weitere Aufgaben sind die Untersuchung der kleinen Modelle im Vergleich zu den Gesamtmodellen, eine Qualitätsstudie durch Variation methodischer Modellparameter und ebenso eine Untersuchung von Korrelationen bezüglich Wärmeübergangskoeffizienten bzw. Druckverlustkoeffizienten.

# Abstract

The present diploma thesis deals with the numerical simulation of the heat transfer and the fluid flow in the stator slots of a hydro generator. For this analysis, CFD data was available as reference values for the simulation results as well as for the inlet conditions of the new model to be generated. The simulation was carried out with the program ANSYS CFX V13 and the mesh generator ICEM CFD.

The aim of this work is to compare the relationship of the rotor and stator reference models in the software package ANSYS CFX. The similarities / differences of the total slots available on all models need to be compared before further investigations can be carried out.

Another main objective is to carry out quality and sensitivity studies, where the main physical parameters are determined as a function of model parameters. To work with a viable cell number, small, single-slot models are used. The complex inlet boundary conditions on the rotor side have been created by using existing results for each respective associated reference model which together comprise the total CFX models for the rotor and stator. Therefore a model of one pole section (1 / 10 scale) and a stator slot section (1 / 132 scale) were created to compare with the overall models to determine whether such a simplification can be made at all.

Other tasks include the examination of the small models in comparison to the overall model, a qualitative study by varying model parameters and methodology as an investigation of correlations in terms of heat transfer coefficients and pressure loss coefficients.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Danksagung</b>	<b>2</b>
<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>3</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>4</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>6</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>9</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2 Aufgabenstellung</b>	<b>18</b>
<b>3 Grundlagen</b>	<b>20</b>
3.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik .....	20
3.1.1 Massenerhaltung .....	21
3.1.2 Impulserhaltung .....	21
3.1.3 Energieerhaltung .....	21
3.1.4 Fluidgesetze .....	22
3.2 Dimensionslose Kennzahlen .....	24
3.2.1 Impulsgleichung .....	24
3.2.2 Energiegleichung .....	25
3.3 Gleichungen für turbulente Strömungen .....	26
3.4 Wirbelviskositätsmodelle .....	28
3.4.1 0-Gleichungs- Modelle .....	28
3.4.2 1-Gleichungs- Modelle .....	29
3.4.3 2-Gleichungs-Modelle .....	29
3.4.4 Wandbehandlung .....	32
3.5 Wärmeübertragung .....	35
3.5.1 Ebenen Platte .....	36
3.5.2 Rohrströmung .....	37
3.5.3 Modellierung der Wärmeübertragung in CFX .....	41
3.6 Numerische Methoden .....	42
3.6.1 Finite Differenzen Methode .....	42

3.6.2	Finite Elemente Methode .....	42
3.6.3	Finite Volumen Methode.....	42
3.6.4	Diskretisierung in ANSYS CFX .....	43
3.7	Fehlerquellen.....	45
3.8	Netzgenerierung .....	47
3.8.1	Abschätzung von $y^+$ .....	48
3.8.2	Netzqualität .....	48
<b>4</b>	<b>Statorschlitzmodelle</b> .....	<b>50</b>
4.1	Gesamtmodell .....	50
4.2	Polsektormodell.....	54
4.3	Nutsektormodell.....	55
4.4	Vergleich der Modelle .....	56
4.5	Parametrisiertes Grundmodell.....	57
4.5.1	Kontroll- und Wandflächen.....	59
4.5.2	Solvereinstellungen .....	63
<b>5</b>	<b>Auswertung</b> .....	<b>71</b>
5.1	Vergleich CFX- Frozen Rotor- Gesamtmodell mit CFX- Stage- Gesamtmodell .....	71
5.1.1	Massenstromverlauf .....	73
5.1.2	Temperaturverläufe .....	78
5.1.3	Wärmeübergang .....	81
5.1.4	Druckverläufe .....	83
5.1.5	Geschwindigkeitsverläufe .....	91
5.1.6	Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse .....	96
5.2	Vergleich CFX - Polsektormodell mit CFX – Nutsektormodell.....	96
5.2.1	Massenstromverlauf und Dichteänderung.....	98
5.2.2	Geschwindigkeitsverlauf.....	99
5.2.3	Wärmeübergang .....	108
5.2.4	Druckverläufe.....	114
5.2.5	Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse .....	118
5.3	Vergleich aller Modelle .....	118
5.3.1	Massenstrom und Dichte .....	118
5.3.2	Geschwindigkeitsverläufe .....	120
5.3.3	Wärmeübergang .....	122
5.3.4	Druckverläufe.....	127
5.3.5	Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse .....	130
5.4	Netzstudie.....	130
5.4.1	Wärmeübergangskoeffizienten.....	131
5.4.2	Druckverluste .....	137
5.4.3	Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse .....	139

<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>141</b>
<b>7</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>144</b>
<b>8</b>	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>146</b>
<b>9</b>	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>152</b>
<b>10</b>	<b>Anhang</b>	<b>153</b>
10.1	Auflistung für die zur Simulation erzeugten verschiedenen Modelle.....	153
10.2	Auflistung sämtlicher Auswerteparameter im Programmpaket ANSYS CFX ...	155

---

# Nomenklatur

## Abkürzungen

$C$		allgemeine Konstante
$c_p$	[J/kgK]	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_v$	[J/kgK]	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$Ec$	[-]	Eckert- Zahl
$e$	[J/kg]	spezifische innere Energie
$e_t$	[J/kg]	spezifische totale Energie
$f_i$	[m/s <sup>2</sup> ]	Vektor der Massenkraft
$Gr$	[-]	Grasshof- Zahl
$g$	[m/s <sup>2</sup> ]	Erdbeschleunigung
$h$	[J/kg]	spezifische Enthalpie
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
$L, l$	[m]	Länge
$l_m$	[m]	Prandtlscher Mischungsweg
$m$	[kg]	Masse
$Nu$	[-]	Nusselt- Zahl
$n_i$	[1]	Oberflächennormalvektor
$Pr$	[-]	Prandtl- Zahl
$p$	[N/m <sup>2</sup> ]	Druck
$Q$	[W]	Wärmemenge
$Q$		allgemeiner Quellterm
$q, q_j$	[W/m <sup>2</sup> ]	Wärmestromvektor
$R$	[J/kgK]	Gaskonstante
$Re$	[-]	Reynolds- Zahl
$S$	[m <sup>2</sup> ]	Element der Oberfläche
$St$	[-]	Stanton- Zahl
$T$	[K]	Temperatur
$t$	[s]	Zeit
$u, v, w$	[m/s]	Geschwindigkeitsvektoren in x-, y- und z- Richtung
$u_i$	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor
$u_\tau$	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit
$V$	[m <sup>3</sup> ]	Volumen
$w$	[g/mol]	molare Masse

$x, y, z$	[m]	Raumrichtungen
$x_i$	[m]	kartesischer Raumvektor

## Indizes

$(\bullet)^S$	Oberfläche
$(\bullet)^V$	Volumen
$(\dot{\bullet})$	Strömungsgröße
$(\overline{\bullet})$	zeitlicher Mittelwert
$(\bullet)'$	Schwankungsgröße
$(\bullet)^+$	dimensionslose Größe
$(\bullet)_{Ref}$	Referenzgröße
$(\bullet)_0$	Ausgangsgröße
$(\bullet)_\infty$	Außenströmung

## Griechisch

$\alpha$	[W/m <sup>2</sup> K]	Wärmeübergangskoeffizient
$\beta$	[1/K]	isobare Ausdehnungskoeffizient
$\Delta T$	[K]	Temperaturdifferenz
$\delta$	[m]	Grenzschichtdicke
$\delta_{ij}$		Kronecker- Delta
$\delta_T$	[m]	Temperaturgrenzschichtdicke
$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	isentropie Dissipationsrate
$\Phi$		allgemeine Zustandsgröße
$\Phi_\mu$	[N/m <sup>2</sup> s]	viskose Dissipation
$\kappa$	[-]	Isentropenexponent
$\lambda$	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
$\mu$	[Ns/m <sup>2</sup> ]	dynamische Leitfähigkeit
$\mu_t$	[Ns/m <sup>2</sup> ]	turbulente Viskosität
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	Kinematische Viskosität
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\sigma_{ij}$	[N/m <sup>2</sup> ]	Spannungstensor
$\tau$	[N/m <sup>2</sup> ]	Schubspannung
$\tau_{ij}$	[N/m <sup>2</sup> ]	deviatorischer Spannungstensor
$\tau_w$	[N/m <sup>2</sup> ]	Wandschubspannung
$\Theta$	[-]	dimensionslose Temperatur
$\Omega$	[-]	Kollisionsfunktion
$\omega$	[1/s]	spezifische Dissipationsrate

# 1 Einleitung

Auf Grund des wachsenden Industrie- und Lebensstandards steigt auch die Nachfrage an Primärenergie. 2009 betrug der Gesamtenergieverbrauch in Österreich 2.496 PJ, davon beträgt die Verwendung an elektrischer Energie 211 PJ was in etwa 11,8% entspricht [21]. Um somit die Versorgungssicherheit weltweit zu gewährleisten und die Emissionsbelastungen zu senken, muss einerseits das Hauptaugenmerk auf regenerative Energien gesetzt werden und andererseits die Verfahren zur Energiegewinnung optimiert werden. Diese Optimierung kann durch eine Verbesserung des Gesamtprozesses oder einzelner Bauteile erfolgen. Um einen besseren Wirkungsgrad durch eine Bauteiloptimierung zu gewährleisten muss man sich über die genaue Funktion des Bauteils bewusst sein. Man sollte sich speziell mit seinen Nachteilen auseinandersetzen um dadurch die lokalen Schwächen, welche Verluste nach sich ziehen, erkennen und durch gewisse Maßnahmen diese zu verringern bzw. einen besseren Betrieb anzustreben.

Diese Arbeit befasst sich mit der Kühlung einer Maschine, welche bei der Energiegewinnung bei Wasserkraftanlagen eingesetzt wird. Diese Maschine wird als Generator bezeichnet und besitzt im Prozess die Aufgabe, Energie umzuwandeln. Somit wird die Form der Energie von Bewegungsenergie in elektrische Energie übergeführt. Diese Generatoren, welche größtenteils als Synchrongeneratoren ausgeführt sind, bestehen aus einem feststehenden Ständer (Stator) und einem im Ständer rotierenden Läufer (Rotor).

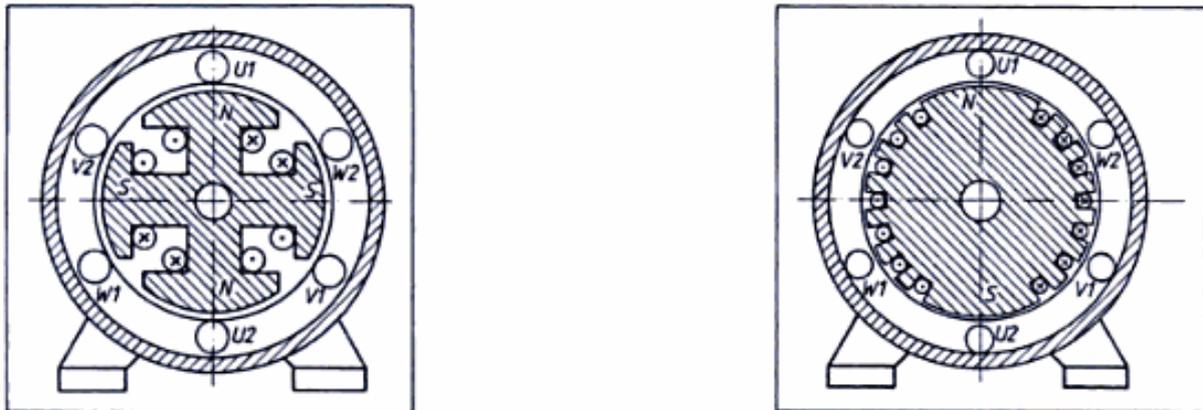
Für große Leistungen konstruiert man Synchronmaschinen stets als Innenpolmaschinen. Die Magnetpole befinden sich bei dieser Bauart auf dem Läufer und führen die Drehbewegung aus. Den relativ geringen Erregerstrom zur Erzeugung des Läufermagnetfeldes führt man über Schleifringe zu. Der Ständer trägt die Drehstromwicklung, sodass die Drehstromleistung ohne Schleifringe unmittelbar übertragen werden kann.

Für den Läufer der Synchronmaschinen muss man, konstruktiv bedingt, zwei Bauarten unterscheiden. Dies sind zum einen so genannte Schenkelpolmaschinen und zum anderen Vollpolmaschinen. Schenkelpolmaschinen, welche auch als „Hydrogeneratoren“ bezeichnet werden, haben auf dem Läufer einzelne, ausgeprägte Magnetpole, die paarweise auf dem Umfang angeordnet sind. Auf Grund des Platzbedarfs für die Einzelpole haben die Läufer einen großen Durchmesser und eignen sich nur für kleine Drehzahlen, welche auch bei Wasserkraftanlagen verwendet werden.

Bei höheren Drehzahlen werden die Fliehkräfte so groß, sodass man die Maschine als so genannte Vollpolläufer, welche auch als „Turbogeneratoren“ bezeichnet werden, ausführen muss. Diese werden deshalb massiv aus Chrom- Nickel- Stahl mit außergewöhnlichen Festigkeitswerten gebaut und besitzen einen verhältnismäßig kleinen Außendurchmesser, dafür aber eine umso größere Baulänge. Hier ist die Erregerwicklung in ausgefräste Nuten

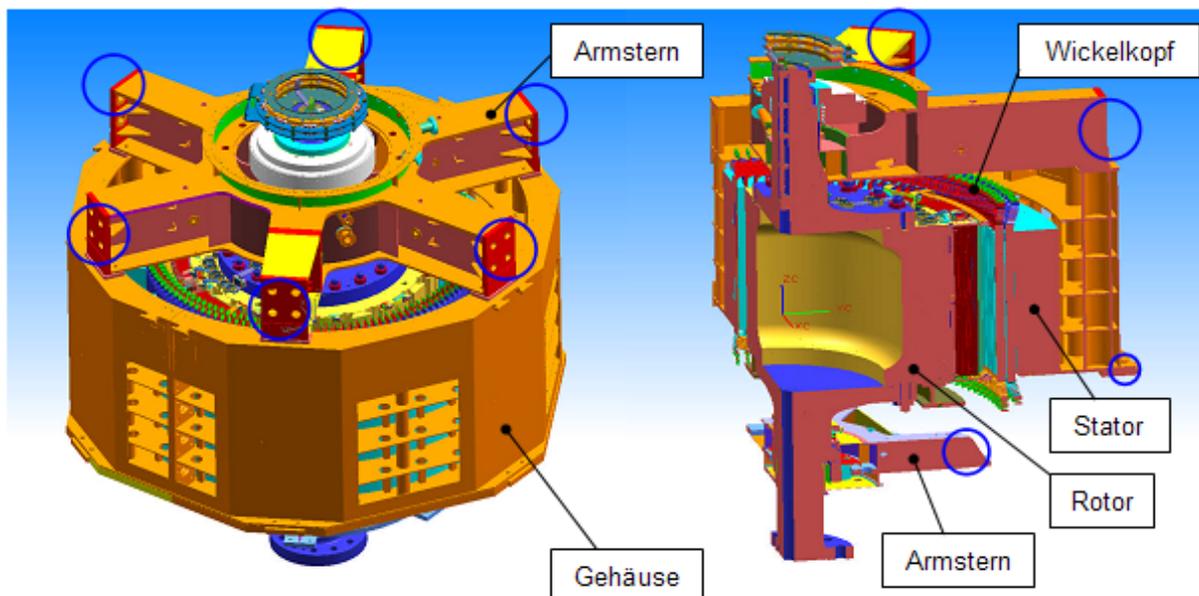
untergebracht und wird von Keilen gehalten. Diese Generatorbauart wird meist in Dampfkraftwerken eingesetzt, wo mit höchsten Drehzahlen gearbeitet wird [10].

Die Abbildung 1.1 veranschaulicht diese beiden unterschiedlichen Bauformen.



**Abbildung 1.1: Synchronmaschine mit Schenkelpolläufer (links) und mit Vollpolläufer (rechts) [10]**

Anhand von Abbildung 1.2 wird eine Zusammenstellung eines solchen „Hydrogenerators“ und ein 90°- Schnitt veranschaulicht. In dieser Abbildung erkennt man sehr gut die Komplexität, mit welcher solche Maschinen aufgebaut sind.



**Abbildung 1.2: Hydrogenerator (links); Schnitt durch einen Hydrogenerator (rechts)**

Im linken Bild verdecken die Befestigungsbauteile das Innenleben des Generators. In den beiden Armsternen ist die Lagerung der Welle des Rotors angeordnet. Der obere Armstern wird durch eine Schraubenverbindung in dem Maschinenhaus vorgespannt, gekennzeichnet durch die blauen Kreise. Diese Befestigung wirkt sich positiv auf die Schwingungsbeanspruchung aus. Die rechte Abbildung zeigt die Bauteile, welche für die Energieumwandlung verantwortlich sind, den Rotor und den Stator. Weiters erkennt man den unteren Armstern und das Gehäuse. Beide Bauteile werden mit dem Untergrund verschraubt,

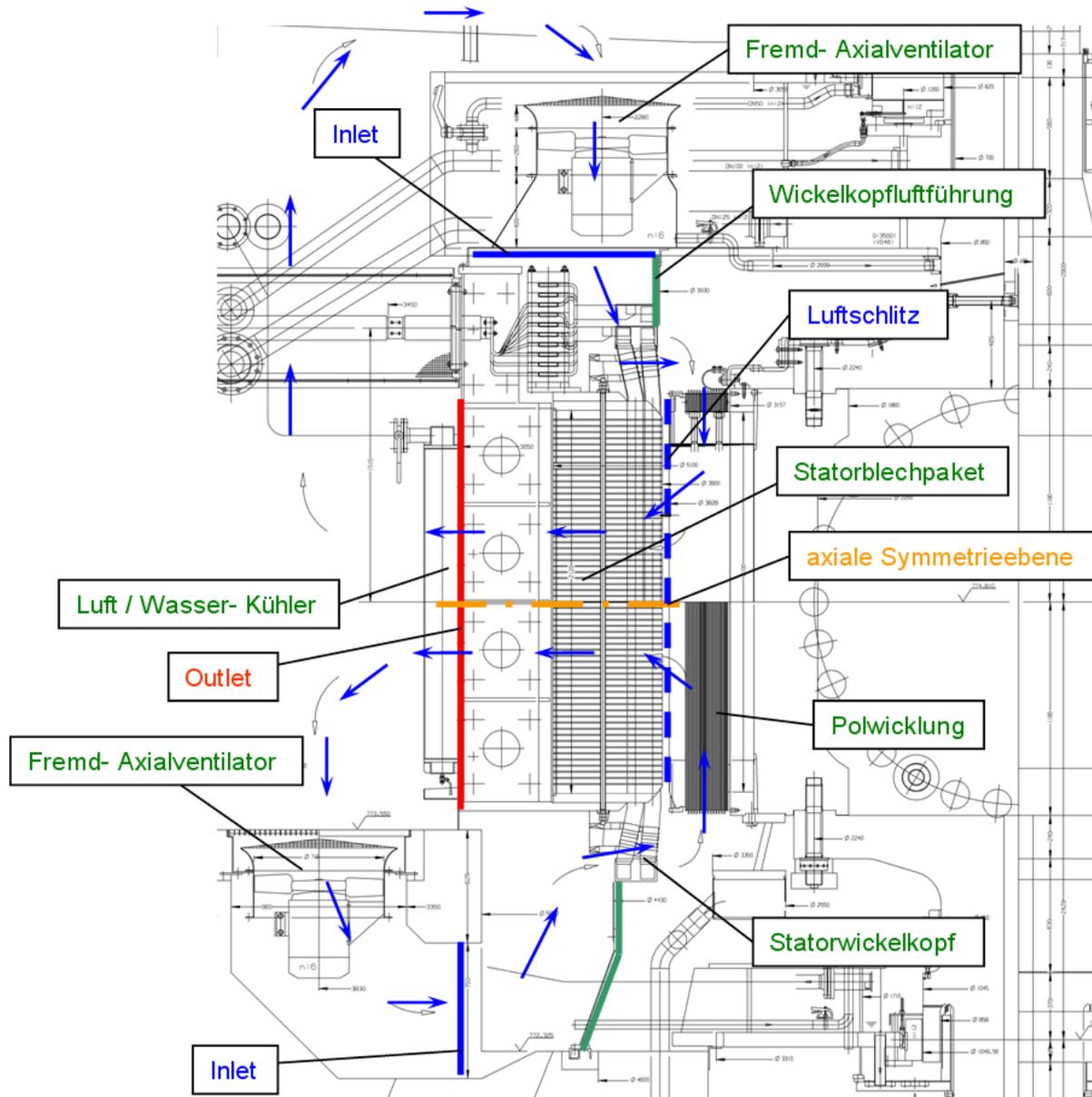
mit den blauen Kreisen in Abbildung 1.2 gekennzeichnet, um einen sicheren und stabilen Betrieb der Maschine zu gewährleisten.

Bei dieser Energieumwandlung entstehen unweigerlich Verluste, welche eine Temperaturerhöhung der Generatorbauteile bewirkt und somit ohne Gegenmaßnahmen zur Änderung der Betriebscharakteristik und im denkbar schlechtesten Fall zur Bauteilschädigung führen können. Die auftretenden Verluste setzen sich aus der Stromumleitung, der Ummagnetisierung und den Reibungsverlusten der mechanischen Komponenten zusammen. Die dadurch lokal entstehende Wärme muss mit Hilfe eines Kühlmediums abgeführt werden, um die ausgelegte Betriebscharakteristik des Generators zu gewährleisten. Deswegen müssen gewisse Grenztemperaturen entsprechend DIN EN 60034-1 eingehalten werden. Je nach Bauart und Betriebsweise gibt es eine Vielzahl an verschiedenen Verfahren und Medien, um dies zu gewährleisten. Auf Grund der hohen Anforderungen an das Kühlsystem sind diese Verfahren in DIN EN 60034-6 genormt. Hier kommen flüssige Medien wie Wasser, und in speziellen Fällen Öl, und gasförmige Medien wie Luft und Wasserstoff, zum Einsatz. Ausschlag gebend für die Auswahl des Mediums ist die auftretende Verlustleistung, so wird Luft bei geringen und Wasser bzw. Wasserstoff bei höheren abzuführenden Verlustleistungen verwendet.

Für die optimale Auslegung der Kühlung dieser Bauteile spielt die Berechnung des sehr komplexen Wärmeübergangs an den Wärmeübertragungsflächen eine tragende Rolle. Dieser wird in den meisten Fällen unter der Verwendung von numerischen Methoden berechnet.

Bei einer Anwendung von numerischen Methoden sind immer der Aufwand und die Rechenzeit ausschlaggebend. Deswegen ist es von Vorteil darauf zu achten ob für das zu berechnende Modell Vereinfachungen getroffen werden können. In diesem Fall nutzt man die Periodizität in Umfangsrichtung, da der Generatortyp Nestil mit 10 Polen bestückt ist und jeweils ober- und unterhalb zwischen zwei Polen ein Ventilator montiert ist. Dadurch besitzt jedes Segment die exakt gleichen Einlassbedingungen und man generiert nur einen einzigen Pol, welcher ein Segment von  $36^\circ$  einnimmt. Auf Grund des gleichen Ventilatorstyps an der jeweiligen Ober- und Unterseite des Generators, kann axial gesehen auch eine Symmetriebedingung aufgestellt werden. Deswegen wird nur eine axiale Hälfte modelliert.

Abbildung 1.3 zeigt den Kühlluftkreislauf der Maschine. Die Kaltluft wird von Fremdventilatoren angesaugt und über die Luftführungen zum Wickelkopfbereich gefördert. Dadurch wird die Luft schon etwas aufgeheizt. Als nächstes strömt das Fluid durch die Pollücke des Rotors und bekommt eine Energiezufuhr, welche sich aus thermischer und kinetischer Energie zusammenfassen lässt. Das hohe drallbehaftete Kühlmedium strömt vom Luftschlitz in den Statorschlitz. Durch die Strömung entlang des Stators kommt ein Energieaustausch zustande. Am Ende des Stators befindet sich die Wangenblechkammer, auf deren radialem Ende der Kühler befestigt ist. Dort wird die Luft mit Hilfe von Wasser wieder auf die Auslegungstemperatur gekühlt und anschließend wieder vom Fremdventilator angesaugt. Das Kühlschema wird Serienventilation genannt, da zuerst der Wickelkopf und anschließend der Pol mit dem Stator angeströmt wird. Die Luftführungsbleche sind in grün dargestellt. Man erkennt denselben Kühlkreislauf im oberen und unteren Teil der Maschine, deswegen wird die schon zuvor erwähnte axiale Symmetriebedingung in der Mitte des Stators, in der Mitte des 31. Schlitzes, definiert.



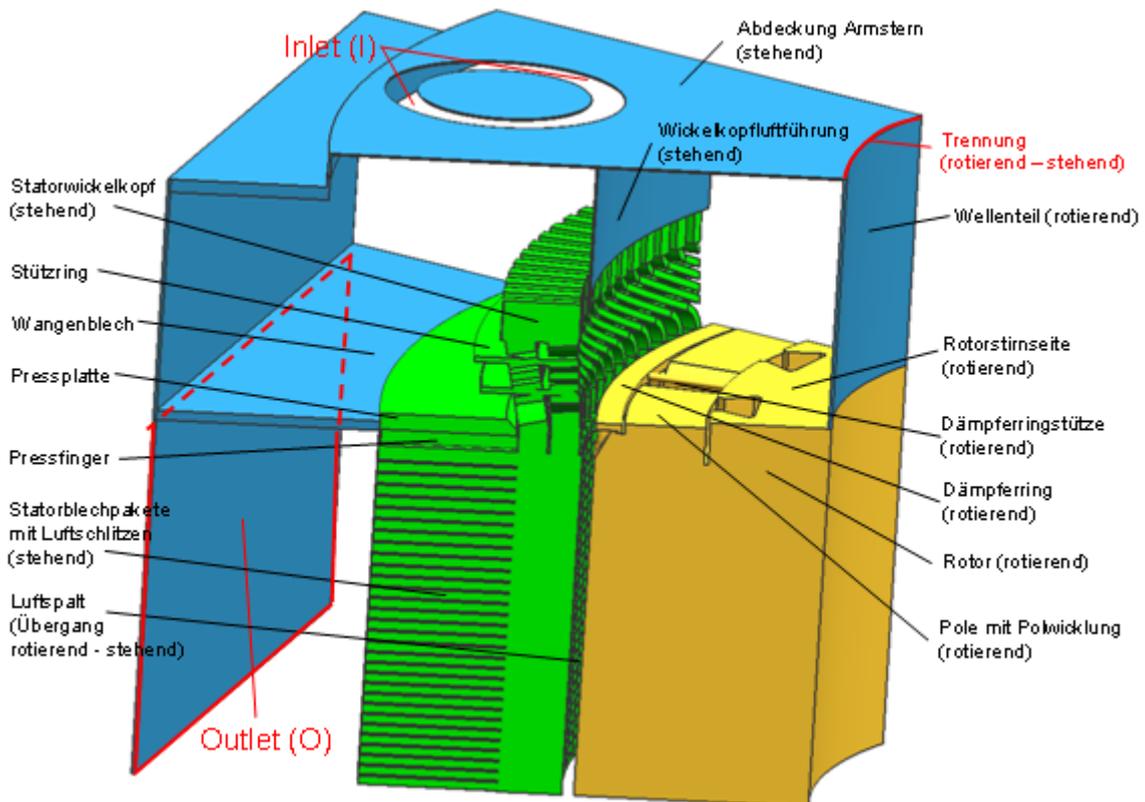
**Abbildung 1.3: Kühlluftkreislauf des Generators Nestil**

Um ebenfalls auch die Periodizität zu erkennen ist in der Abbildung 1.4 der Aufbau des Gesamtmodells gezeigt. Diesen Ausschnitt nennt man 1/10 Polsegment, weil er den  $36^\circ$  des Poles entspricht. Axial gesehen wird nur eine Hälfte dieses Segmentes generiert, da auf Grund der Symmetrie eine beidseitig gleiche Anströmung erfolgt und man aus diesem Grund nur 30,5 statt der insgesamt 61 Schlitze erstellen und lösen muss.

Die Rotor- Stator Interaktion in dem Luftschlitz ist für die Berechnung und für die daraus abgeleiteten Ergebnisse von großem Interesse. Um eine transiente Simulation zu vermeiden wird mit den Hilfsmitteln, welche bei der stationären Simulation zu Verfügung stehen, eine Lösung mit numerischen Methoden angestrebt.

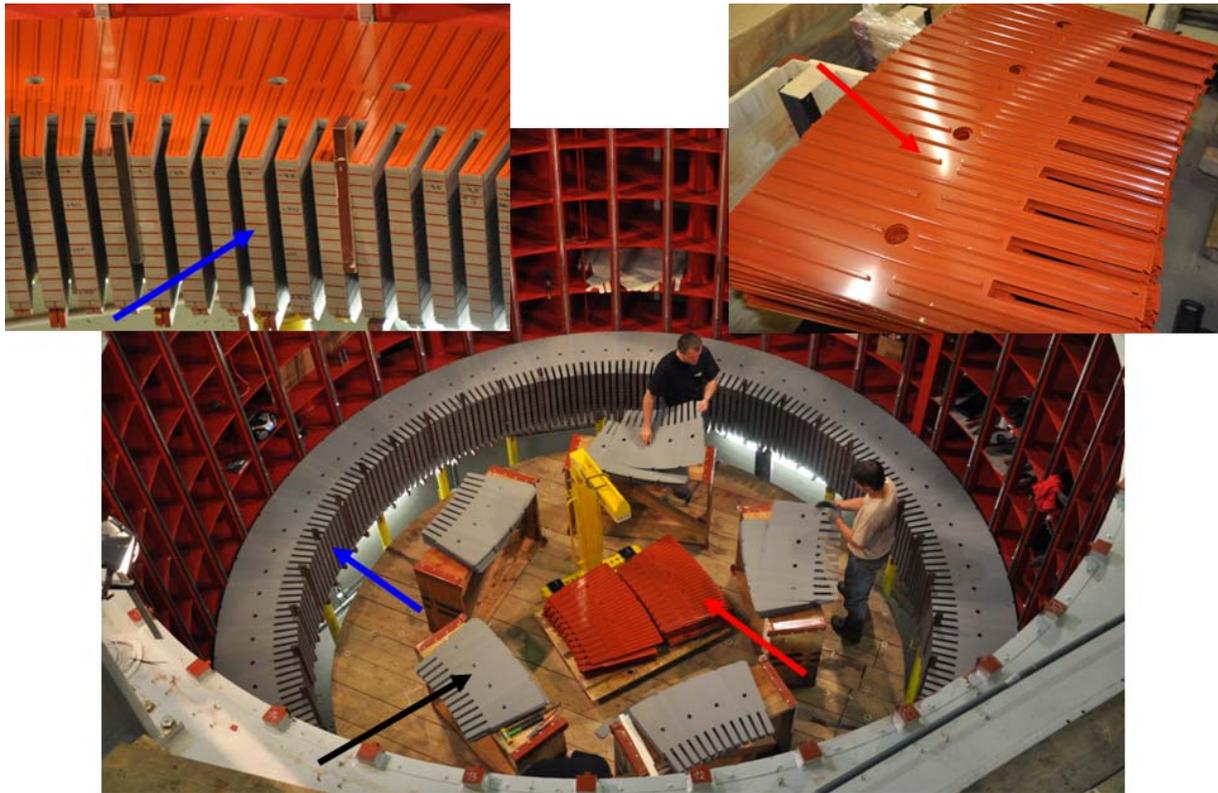
Bei der stationären Simulation werden die Bauteile jeweils in ihrem Referenzsystem betrachtet. Somit wird die Strömung in den jeweiligen Komponenten als stationär wahrgenommen. Des Weiteren muss man nun diese Referenzmodelle, sogenannte „Multiple

Frame of Reference“ (MFR), miteinander koppeln. Diese Koppelung kann nun mit zwei Methoden erfolgen, nämlich über das „Frozen Rotor“- oder das „Stage“- Interface.



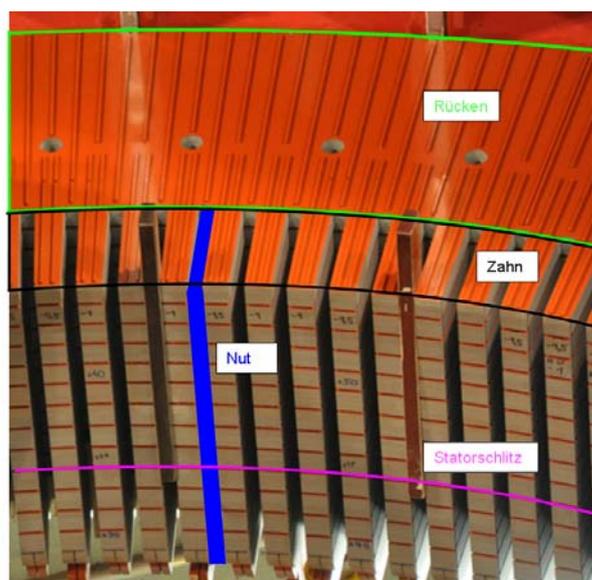
**Abbildung 1.4:** Darstellung des CFD Gesamtmodells und der Spezifikation der Bauteile

Der Stator selbst besteht zum einen aus dem Statorblechpaket und zum anderen aus den Luftschlitzen durch diese das Kühlmedium strömt. In Abbildung 1.5 wird der Aufbau eines Stators dargestellt. Das Blechpaket wird durch aufeinander geschichtete graue Bleche (mit schwarzem Pfeil markiert), welche eine ausgestanzte Geometrie besitzen, erzeugt. In einem gewissen axialen Abstand sind jeweils Distanzstücke angeordnet um die Luftschlitze bzw. Statorschlitze zu erzeugen (rote Bleche mit rotem Pfeil markiert). Die Dicke dieser einzelnen Bleche beträgt 0,5 mm und das gesamte Eisenpaket beträgt 32 mm. Durch diese Distanzstücke bleibt ein Schlitz mit 6 mm frei durch welchen das Kühlmedium durchströmen kann (blauer Pfeil).



**Abbildung 1.5: Aufbau des Stators des Generatortyps Limberg**

Durch diese Statorschlitz, siehe Abbildung 1.6, strömt in der Simulation die Luft und dort findet auch der Energieaustausch statt. In der Nut (blau) wird der isolierte Ober- und Unterstab positioniert und gehalten. Die Kerne der beiden Stäbe bestehen aus Kupfer und sind mit einer Isolierung umwickelt. Diese Stäbe besitzen eine sehr hohe Temperatur im Inneren und verursachen hauptsächlich die Wärmeverluste bzw. bewirken auch ein Aufheizen des gesamten Eisenpaketes. Dadurch gibt auch das Eisenpaket, welches in den Rückenbereich (grün) und dem Zahnbereich (schwarz) aufgeteilt wurde, unterschiedlich Wärme ab.

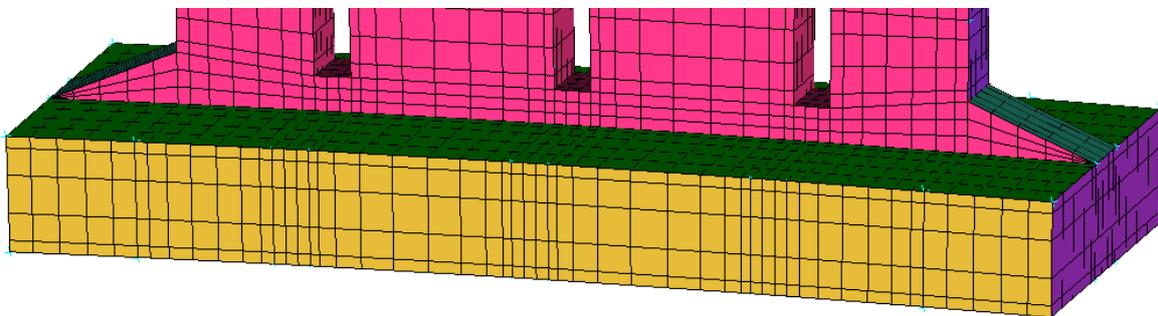


**Abbildung 1.6: Statorschlitz des Generatortyps Limberg**

Die Kühlung des Stators erfolgt somit in den Statorschlitz. In dem Blechpaket des Stators sind in einem gewissen axialen Abstand immer jene Luftschlitze angeordnet durch die das Kühlmedium strömen kann und Energie aufnehmen bzw. abtransportieren kann. Auf Grund der Lage der Schlitze im Stator werden sie auch als Statorschlitz bezeichnet.

Die Schlitze stellen für die Kühlluftströmung den Bereich größter Totaldruckverlustes dar. Für die Verringerung der Ventilationsverluste im Generator ist der Statorschlitz (insbesondere der Statorschlitzeneintritt) deshalb ein maßgeblicher Bereich. Die Ausführung der Geometrie ist in diesem Bereich entscheidend für die Kühlung und daraus resultierend für den Gewinn des Wirkungsgrades. Eine gleichmäßige Anströmung der Wände in den Kanälen ist aus diesem Grund anzustreben um dort die abgebende Wärme kontinuierlich abzuführen.

Wie in Abbildung 1.7 gut zu erkennen ist, wird eine Variante mit abgeschrägtem Nutkeil verwendet. Dieser sogenannte Nutkeil bezeichnet die seitliche Abschrägung, welche den Einlass in die vier mittig angeordneten Kanäle charakterisiert.



**Abbildung 1.7: Ausführung der Variante mit abgeschrägtem Nutkeil**

Die Ausführung dieses Einlasses in die Strömungskanäle hat in Hinblick auf Verluste und Wärmeübergangskoeffizienten die meisten Vorteile vorzuweisen. Dies wurde schon in früheren Arbeiten untersucht. Dabei variierte man die Form dieses Einlasses. Es wurden trapezförmige, rechteckige und einfache/ doppelte keilförmige Ausführungen generiert und in den weiteren Schritten miteinander verglichen. Bei diesem Vergleich zeigte sich, dass der Nuteinlass als doppelt angeordneter Keil die besten Eigenschaften erzielte. Ausschlaggebend dafür waren die bessere Führung bzw. Einleitung der Strömung in die Kanäle, dadurch stellte sich auch bei dieser Variante der geringste Druckverlust ein [23].

Die Kühlung von Wasserkraftgeneratoren ist sehr komplex und wird unter anderem mittels CFD- Methoden berechnet, wobei meist ein großer Generatormodell mit sehr großer Zellenanzahl modelliert werden muss, sodass Modell- Parameterstudien schwer durchführbar sind. Einen speziellen Teilbereich eines derartigen Generatormodells stellt die rechnerische Behandlung des konvektiven Wärmeübergangs im Bereich Statorschlitz dar. Für diesen ist die Auflösung der wärmeabgebenden Wände relevant, deshalb muss ein sehr feines Netz in diesen Berechnungen gegeben sein.

## 2 Aufgabenstellung

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Strömung und der Wärmeübergang in den Luftschlitzen des Stators eines Hydrogenerators numerisch untersucht werden.

Zum einen wurde ein bereits ausgewertete FLUENT- Gesamtmodell und zum anderen zwei unausgewertete CFX- Gesamtmodelle, seitens der Andritz Hydro AG, zur Verfügung gestellt. Der Unterschied der beiden CFX- Modelle ist in der Stator Rotor Interaktion definiert.

Im ersten Schritt sollten diese Gesamtmodelle ausgewertet und miteinander verglichen werden, um eine Aussage über die Ergebnisse der unterschiedlichen Simulationsprogramme zu gewinnen. Des Weiteren ist zu untersuchen, wie sich die verschiedenen ANSYS CFX Referenzmodelle, Frozen Rotor und Stage, zueinander verhalten bzw. welche Größenordnung deren Abweichungen einnehmen. Auch die Abweichungen zwischen den einzelnen Programmpaketen ist eine wichtige Erkenntnis, die man sich durch die Berechnung und Auswertung erhofft.

Mit dem Wissen, dass für eine Berechnung des Wärmeübergangs eine sehr feine Auflösung des Netzes an den Wänden gegeben sein muss und dies bei den sehr großen Gesamtmodellen nicht erreichbar ist, sollen Einzelschlitzmodelle erstellt werden, um mit diesen Netzstudien durchzuführen. Auch hier sollen verschiedene Interface- Modelle verglichen werden. Die Einlassrandbedingungen sollen aus dem jeweils zugehörigen CFX- Gesamtmodellen erzeugt werden. Dadurch ist eine Untersuchung des Einflusses von numerischen Modellparametern in diesem Bereich gewährleistet. Somit ergeben sich für alle Schlitze Vergleichsmöglichkeiten mit den Gesamtmodellen. Es soll dies nun vorerst für die Eintrittsrandbedingung am 20. Schlitz gezeigt werden, für dessen Auswahl nur seine Position im Stator ausschlaggebend ist. Da der 20. Schlitz zum einen nicht unmittelbar in der Nähe der Symmetriebedingung der axialen Hälfte des 31. Schlitzes angeordnet ist und dieser zum anderen nicht in der Nähe der Einlassbedingungen, dort wo der 1. Schlitz seine Lage besitzt, liegt. Dadurch erhofft man sich eine Lösung, welche jener eines gemittelten Schlitzes gleichrangig ist.

Auf Grund der ständigen Optimierung diverser Bauteile sollte ein parametrisiertes Modell im ANSYS DesignModeller erzeugt werden, um gegebenenfalls in naher Zukunft bestimmte Geometrien zu verändern. Speziell der Einlassbereich ist von großer Bedeutung, da dort die größte Änderung der Strömung bei verschiedenen Varianten erfolgt und dadurch auch eine Änderung der Strömungsparameter und damit verbundenen Verlusten mit sich bringt.

Ein ebenso wichtige Thematik in der Untersuchung sind Qualitäts- oder Sensitivitätsstudien an den Einzelschlitzmodellen, wobei die physikalischen Hauptparameter (z.B. Massenstrom, Druckdifferenzen, Wärmeübergangskoeffizienten, Temperatur, Geschwindigkeiten, usw.) als Funktion methodischer Modellparameter ( $y^+$ , Turbulenzmodell, Wandbehandlung, usw.) bestimmt werden.

Abschließend können auch Korrelationen bezüglich Wärmeübergangs- oder Druckverlustkoeffizienten als Funktion von Geschwindigkeitsparametern untersucht werden.

Die Berechnungen erfolgten mit Hilfe des Programmpaketes ANSYS CFX V13 und die Netzgenerierung erfolgte mit dem Programm ICEM CFD.

Die Diplomarbeit wurde am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik und in der Abteilung GH RD2 der Firma Andritz Hydro AG in Weiz durchgeführt.

# 3 Grundlagen

In diesem Kapitel wird der verwendete Formelapparat und dessen Grundlage veranschaulicht, ebenso wie die Vorgehensweise der numerischen Berechnung.

## 3.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Die Grundgesetze der Strömungsmechanik basieren auf die Erhaltung der drei Grundgrößen Masse, Impuls und Energie.

Die Darstellung der Gleichungen ist dabei von dem jeweiligen gewählten Koordinatensystem abhängig. Prinzipiell unterscheidet man zwischen zwei Betrachtungen: der Lagrange'schen Betrachtung (massenfestes System) und der Euler'schen Betrachtung (ortsfestes System). In den meisten technischen Fällen erfolgt die Darstellung in Euler Koordinaten.

Mit Hilfe des Reynolds'schen Transporttheorems wird die zeitliche Änderung einer Größe  $\Phi$  in einem Volumen in einen lokalen und einen konvektiven Term zerlegt [8].

$$\frac{d}{dt} \int_V \Phi dV = \int_V \frac{\partial \Phi}{\partial t} dV + \oint_{S(V)} \Phi u_j n_j dS \quad (3.1)$$

Falls zusätzlich zu diesen Termen Quellterme an der Oberfläche und auch im Inneren des Volumens auftreten, haben diese auch einen Einfluss auf die Größe  $\Phi$ . Diese müssen sich mit der lokalen und konvektiven Änderung im Gleichgewicht befinden.

$$\int_V \frac{\partial \Phi}{\partial t} dV + \oint_{S(V)} \Phi u_j n_j dS = \int_V Q^V dV + \oint_{S(V)} Q^S n_j dS \quad (3.2)$$

Wendet man nun den Gauß'schen Integralsatz an, um die Oberflächenintegrale in Volumenintegrale überzuführen und vernachlässigt die Integranden, da das Integral für beliebige Volumina gilt, so ergibt sich folgende Erhaltungsgleichung in differentieller Form.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \Phi u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial Q_j^S}{\partial x_j} + Q^V \quad (3.3)$$

Wendet man diese Gleichung auf die Größen Masse, Impuls und Energie an erhält man die Grundgleichungen der Strömungsmechanik, welche im Folgenden angegeben werden. Jene Gleichungen sind für alle Fluide und Strömungszustände gültig.

### 3.1.1 Massenerhaltung

**Axiom:** Masse kann weder erzeugt noch vernichtet werden.

Die Erhaltungsgleichung der Dichte  $\rho$  lautet in Indexschreibweise ohne Quellen und Senken:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.4)$$

### 3.1.2 Impulserhaltung

**Axiom:** Die zeitliche Änderung des Impulses eines Körpers = Summe der am Körper angreifenden Oberflächen- und Volumenkräfte.

Für den Impuls  $\rho u_i$  ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i \quad (3.5)$$

Nach dem 1. Newton'schen Grundgesetz treten hier als Quellterme Massenkräfte sowie auf das Volumen einwirkende Kräfte auf.  $\sigma_{ij}$  ist der Spannungstensor, der in einen hydrostatischen und einen deviatorischen Anteil aufgespaltet wird.

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (3.6)$$

Hierbei ist  $p$  die erste Invariante des Spannungstensors  $p = \frac{1}{3}\sigma_{ij}$  und  $\tau_{ij}$  der Tensor der Scherspannungen. Zusammen mit den Volumenkräften  $f_i$  ergibt sich

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i \quad (3.7)$$

### 3.1.3 Energieerhaltung

**Axiom:** Zeitliche Änderung der kinetischen und inneren Energie eines Körpers = Summe der Leistungen der am Körper angreifenden Kräfte, der durch Leitung und transportierten Wärmeleistungen und der Wärmezufuhr aus inneren Wärmequellen.

Analog zur Impulsgleichung lässt sich auch eine Gleichung für die gesamte spezifische innere Energie des Körpers definieren:

$$\rho e_t = \rho \left( e + \frac{u_i u_i}{2} \right) \quad (3.8)$$

Aus dem Axiom erhält man somit:

$$\frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i e_t}{\partial x_j} = - \frac{\partial u_i p}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho u_i f_i + \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + Q \quad (3.9)$$

### 3.1.4 Fluidgesetze

Um das Gleichungssystem zu schließen sind noch zusätzliche Gleichungen nötig. In dieser Arbeit wurden nur isentropische Newton'sche Fluide verwendet. Die folgenden thermischen Zustandsgleichungen beschreiben den Zusammenhang von Dichte  $\rho$ , Druck  $p$ , Temperatur  $T$  und spezifische totale Energie  $e_t$  für ein thermisch ideales Gas [6].

$$\frac{p}{\rho} = R \cdot T \quad (3.10)$$

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (3.11)$$

$$R = c_p - c_v \quad (3.12)$$

$$e = c_v \cdot T = \frac{1}{(\kappa - 1)} \frac{p}{\rho} \quad (3.13)$$

$$e_t = \frac{1}{(\kappa - 1)} \frac{p}{\rho} + \frac{u_i u_i}{2} \quad (3.14)$$

Mit Hilfe des Stokes'schen Reibungsgesetzes ergibt sich der Zusammenhang zwischen dem Strömungsfeld  $u_i$  und den Schubspannungen  $\tau_{ij}$  für ein Newton'sches Fluid [8].

$$\tau_{ij} = \mu \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (3.15)$$

Indem man diesen Zusammenhang nun in die Gleichung für die Impulserhaltung einsetzt, ergeben sich die so genannten Navier- Stokes'schen Gleichungen.

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( - p \delta_{ij} + \mu \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \right) + f_i \quad (3.16)$$

Bei inkompressiblen Medien kann man diese Gleichung weiter vereinfachen, indem man noch die kinematische Viskosität  $\nu$  definiert. Dabei wird  $\mu$  als dynamische Viskosität bezeichnet.

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{f_i}{\rho} \quad (3.18)$$

Der Wärmestrom  $q$  im Medium wird durch das isotrope Wärmeleitgesetz nach Fourier bestimmt [6].

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (3.19)$$

Der Wärmeübergang zwischen einem Medium und einer ruhenden Wand wird mit dem Ansatz, der als „Newton’sches Kühlgesetz“ bekannt ist, errechnet. Dieses beschreibt den Wärmeübergang als proportional zur Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid. Wobei der Proportionalitätsfaktor die sogenannte Wärmeübergangszahl  $\alpha$  ist.

$$q = \alpha(T_w - T_\infty) \quad (3.20)$$

Im Weiteren müssten auch andere Größen, wie die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und die dynamische Viskosität  $\mu$  bestimmt werden. Mit dem Gesetz nach Sutherland können diese Parameter berechnet werden.

$$\frac{\mu(T)}{\mu_0(T)} = \frac{T_{\text{Ref}} + S}{T + S} \cdot \left( \frac{T}{T_{\text{Ref}}} \right)^n \quad (3.21)$$

$S$  ist die Sutherland Konstante und der Temperaturexponent  $n$  wird als 1,5 angenommen. Analog dazu kann die oben angeführte Formel auch für die Wärmeleitfähigkeit genutzt werden, wobei  $\frac{\mu(T)}{\mu_0(T)}$  durch  $\frac{\lambda(T)}{\lambda_0(T)}$  substituiert wird [2].

Das Programmpaket ANSYS CFX verwendet standardmäßig ein Modell zur Berechnung der Viskosität, dass sich aus der kinetischen Gastheorie herleitet (wie das Modell von Sutherland ebenfalls). Die dynamische Viskosität wird dabei folgendermaßen berechnet [2]:

$$\mu = 26,69 \frac{\sqrt{wT}}{\Omega(T)\sigma^2} \quad (3.22)$$

$$\sigma = 0,809 \cdot V_C^{\frac{1}{3}} \quad (3.23)$$

Hier ist  $w$  die molare Masse,  $\Omega$  eine Kollisionsfunktion und  $\sigma$  der Kollisionsdurchmesser, welcher sich aus Gleichung (3.23) berechnet, und  $V_C$  das kritische molare Volumen darstellt.

Dieses Modell wurde von Chung, Lee und Starling publiziert [2].

## 3.2 Dimensionslose Kennzahlen

Aus den zuvor gezeigten Grundgleichungen lassen sich nun einige Kennzahlen herleiten. Dazu werden zuerst die Grundgleichungen der Strömungsmechanik dimensionslos gemacht [22]. Dies geschieht, indem man die dimensionsbehafteten in jene dimensionslosen Variablen transformiert.

Die charakteristischen Größen sind durch den Indizes 0 gekennzeichnet.

$$\begin{aligned}
 t^* &= \frac{t \cdot U_0}{L_0} & u_i^* &= \frac{u_i}{U_0} & u_j^* &= \frac{u_j}{U_0} & x_i^* &= \frac{x_i}{L_0} & x_j^* &= \frac{x_j}{L_0} \\
 \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_0} & p^* &= \frac{p}{\rho_0 U_0^2} & T^* &= \frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \frac{T - T_0}{T_W - T_\infty}
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

Anschließend setzt man die dimensionslosen Variablen in die jeweiligen Gleichungen ein und erhält dadurch dimensionslose Kennzahlen.

### 3.2.1 Impulsgleichung

Somit ergeben sich folgende dimensionslose Navier Stokes Gleichungen:

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial u_i^* u_j^*}{\partial x_j^*} = -\frac{1}{\rho^*} \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{\mu_0}{U_0 \rho_0 L_0} \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left[ \left( \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) \right] + g_i \frac{L_0}{U_0^2} \tag{3.25}$$

Dadurch erhält man einen Term, der als Reynoldszahl bezeichnet wird.

$$\text{Re} = \frac{U_0 L_0}{\frac{\mu_0}{\rho_0}} = \frac{U_0 L_0}{\nu_0} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}} \tag{3.26}$$

Die Reynolds- Zahl ist relevant zur Charakterisierung von Strömungen, z.B. zur Unterscheidung zwischen laminarer und turbulenter Strömung. Bei einer Rohrströmung ist die Strömung turbulent wenn  $\text{Re} > 2300$  ist bzw. erst ab  $\text{Re} > 10000$  als eindeutig turbulent an zu sehen ist [24]. Wobei bei  $\text{Re} < 2300$  die Strömungen wieder abklingen und sie deswegen als laminar deklariert sind.

Die Froude- Zahl ist auch eine spezielle Kennzahl die sich als Term in der obigen Gleichung herauskristallisiert.

$$\text{Fr} = \frac{U_0}{\sqrt{g_i L_0}} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Schwerkraft}} \tag{3.27}$$

Diese Kennzahl scheint mit der Wirkung der Schwerkraft auf. Die Schwerkraft ist von entscheidender Bedeutung bei Strömungen auf Grund des thermischen Auftriebes und bei Wellen an freien Oberflächen.

Wenn es sich um eine thermisch getriebene Strömung handelt kommt stattdessen die Grashof-Zahl zur Anwendung.

$$Gr = \frac{g_i \beta (T_W - T_\infty) \cdot L_0^3}{\nu^2} = \frac{\text{Auftriebskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}} \quad (3.28)$$

$$\beta = - \left. \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_{p=\text{const}} \quad (3.29)$$

Der isobare Ausdehnungskoeffizient wird mit  $\beta$  bezeichnet. Entscheidend ist hier das Verhältnis  $\frac{Gr}{Re^2}$ . Nur wenn dieses die Größenordnung  $\frac{Gr}{Re^2} \ll O[1]$  hat kann der Auftriebsterm vernachlässigt werden.

### 3.2.2 Energiegleichung

Die Energiegleichung in dimensionsloser Form lautet [22]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + u_i^* \frac{\partial T^*}{\partial x_j^*} &= \frac{U_0^2}{c_p \Delta T} \frac{1}{\rho^*} \left( \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + u_j^* \frac{\partial p^*}{\partial x_j^*} \right) \\ &+ \frac{\lambda}{\mu_0 c_p} \frac{\nu_0}{U_0 L_0} \frac{1}{\rho^*} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left( \frac{\partial T^*}{\partial x_j^*} \right) + \frac{U_0^2}{c_p \Delta T} \frac{\nu_0}{U_0 L_0} \frac{\Phi_\mu^*}{\rho^*} \end{aligned} \quad (3.30)$$

Aus dieser Gleichung erhält man nun eine weitere Kennzahl, die Eckert- Zahl.

$$Ec = \frac{U_0^2}{c_p \Delta T} = \frac{\text{kinetische Energie}}{\text{Enthalpiedifferenz}} \quad (3.31)$$

Sie beschreibt den Einfluss der Kompressibilität des Mediums auf den Energietransport.

Die Prandtl- Zahl ist ebenfalls in dieser Gleichung ersichtlich, sie ist folgendermaßen definiert:

$$Pr = \frac{c_p \mu_0}{\lambda_0} = \frac{\text{Geschwindigkeitsdiffusion}}{\text{Temperaturdiffusion}} \quad (3.32)$$

Die Prandtl- Zahl verbindet, die für den Wärmeübergang relevanten Felder. Deswegen ist sie ein Maß für das Verhältnis der Temperatur- und Strömungsgrenzschichten zueinander.

$$Pr = \frac{\delta_t}{\delta} \quad (3.33)$$

An der Wand muss sich aus den Gleichungen nach Fourier und Newton derselbe Wärmestrom einstellen, was bedeuten würde, dass

$$\alpha(T_W - T_\infty) = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (3.34)$$

Macht man diese Gleichung dimensionslos so erhält man [8]:

$$\frac{\alpha L}{\lambda} = - \left. \frac{\partial \Theta^*}{\partial y^*} \right|_{y^*=0} \quad (3.35)$$

$$\Theta = \frac{T - T_F}{T_W - T_F} \quad (3.36)$$

Wobei  $\Theta$  die dimensionslose Temperatur,  $T_W$  die Wandtemperatur und  $T_F$  die Fluidtemperatur ist. Somit ergibt sich folgender Ausdruck:

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} = \frac{-\lambda \left( \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right|_{y=0}}{\frac{\lambda}{L} (T_W - T_F)} = \frac{\text{wirkliche Wärmestromdichte}}{\text{Wärmestromdichte bei ruhendem Fluid}} \quad (3.37)$$

Die Nusselt-Zahl ist ein dimensionsloser Temperaturgradient an der Wand. Die Nusselt-Zahl ist immer  $Nu \geq 1$  und kann auch als Verhältnis von konvektiv übertragener Wärme zur durch Leitung übertragener Wärmemenge gesehen werden. Die Nusselt-Zahl und auch die Wärmeübergangszahl sind ortsabhängig!

### 3.3 Gleichungen für turbulente Strömungen

Turbulente Strömungen sind durch regellose Schwankungen der Geschwindigkeit und des Druckes gekennzeichnet. Diese Schwankungsbewegungen der Flüssigkeitsballen treten längs und quer zur Strömungsrichtung auf.

Um diese Phänomene berechnen zu können muss Raum und Zeit sehr fein aufgelöst werden, was in den meisten Fällen zu enormen Rechenaufwand führt. Eine analytische Berechnung ist deswegen nicht mehr möglich und somit muss die Lösung dieser Gleichungen numerisch erfolgen. Eine solche Berechnung der turbulenten Strömung erfordert folgende Diskretisierung des Strömungsgebietes:

- Die zeitliche Schrittweite muss kleiner sein als die Dauer der kleinsten Schwingung
- Die räumliche Schrittweite muss kleiner sein als die kleinste Struktur in der Strömung

Die „**Direct Numeric Simulation**“ (DNS) erfüllt diese Kriterien. Die fluktuierenden Strömungsgrößen werden an jedem Ort und zu dem Zeitpunkt als Lösung der Navier-

Stokes'schen- Gleichungen direkt berechnet. Diese Methode ist aber für hohe Reynolds-Zahlen aber nicht durchführbar, da sie eine derart hohe Anzahl von Gitterpunkten des Rechennetzes erfordert ( $N \sim Re^{3/4}$ ), welche die derzeitigen und zukünftigen Computerkapazitäten übersteigt. Es würde auch der Aufwand der Rechenzeit für die zeitliche Diskretisierung mit dem Faktor  $Re^{1/2}$  steigen.

Für technische relevante Anwendungen beschränkt man sich daher auf die Berechnung von Mittelwerten der gesuchten Strömungsgrößen, wie z.B. die „Large Eddy Simulation“ (LES) oder die „Reynolds Average Numerical Solution“ (RANS).

Bei der „**Large Eddy Simulation**“ (LES) wird statt einer zeitlichen Mittelung eine räumliche Filterfunktion angewendet um die großen und kleinen Wirbelstrukturen zu trennen. Die Navier- Stokes Gleichungen werden tiefpassgefiltert, sodass nur die großen Wirbelstrukturen berücksichtigt werden und direkt berechnet werden. Die hochfrequenten kleinen Wirbelstrukturen müssen modelliert werden. Die Überlegung dieser Annahme ist, dass die kleinen Wirbelstrukturen eine höhere Isotropie aufweisen als die großen und die tieffrequenten Strukturen somit auch sehr stark von der Geometrie und den Modellrandbedingungen abhängig sind. Damit ist die benötigte Rechenleistung im Vergleich zur DNS deutlich geringer.

Die „**Reynolds Averaged Navier Stokes**“ (RANS) werden als numerische Methode zur Berechnung von turbulenten Strömungen am häufigsten verwendet. Die Strömungsgrößen werden als zeitlich statistisch fluktuierende Zufallsvariable angesehen. Es werden die Zustände des turbulenten Strömungsfeldes in einen zeitlich konstanten Mittelwert und einen Fluktuationwert aufgespalten [25].

Laut Reynolds- Zerlegung:

$$\Phi_i = \bar{\Phi}_i + \Phi'_i \quad (3.38)$$

Wobei der Reynolds- Mittelwert im Folgenden definiert ist:

$$\bar{\Phi}_i = \frac{1}{T} \int \Phi_i dt \quad (3.39)$$

Setzt man nun in die Navier Stokes- Gleichungen die Reynoldsmittelung für die Parameter Druck und Geschwindigkeit ein, erhält man folgende Gleichung unter Vernachlässigung des Schwerkrafttermes:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta \bar{p}}{\delta x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3.40)$$

Der Term  $\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}$  wird als „Reynold'scher Spannungstensor“ bzw. „Reynoldsspannung“ bezeichnet. Er ergibt sich auf Grund der Schwankungen. Da nun das Gleichungssystem noch nicht geschlossen ist, weil noch kein Zusammenhang zwischen den Reynoldsspannungen und

den im Strömungsfeld auftretenden Größen existiert, kommen folgende Modellansätze zum Einsatz. Diese wie im folgenden Punkt beschrieben ermöglichen uns, das Gleichungssystem zu lösen.

### 3.4 Wirbelviskositätsmodelle

Die Wirbelviskosität ist eine eingeführte Strömungsgröße um die Wirkung der Turbulenz auf die Strömung zu beschreiben und die zuvor erwähnten Gleichungssystem zu schließen. Dadurch kann man turbulente Strömungen durch einen einzigen Spannungstensor beschreiben.

Wirbelviskositätsmodelle basieren sehr häufig auf dem Ansatz von Boussinesq, welcher eine Analogie zwischen viskosen und turbulenten Spannungen annimmt. Dieser führt die turbulente kinematische Viskosität  $\mu_t$  (auch Wirbelviskosität genannt) ein, mit der der turbulente Spannungstensor  $\tau_{ij}$  unter weiteren Vereinfachungen berechnet werden kann.

Man erhält folgende Beziehung wobei  $k$  als die turbulente kinetische Energie definiert ist [25].

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.41)$$

$$k = \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \quad (3.42)$$

Dadurch sind alle Unbekannten, bis auf  $\mu_t$  verschwunden. Es existiert eine sehr große Anzahl von Wirbelviskositätsmodellen zur Definition der Wirbelviskosität  $\mu_t$ , welche nach Anzahl der zu lösenden Gleichungen eingeteilt werden.

#### 3.4.1 0-Gleichungs- Modelle

Das erste Modell zur Beschreibung der turbulenten Viskosität ist die Mischungsweg Hypothese nach Prandtl. Dabei wird angenommen, dass die Wirbelviskosität proportional der Geschwindigkeitsfluktuation und einer Mischungslänge, welche empirisch bestimmt wird, ist. Somit ist die Größe  $\mu_t$  eine Eigenschaft des Strömungsfeldes und nicht eine Funktion des Fluids.

$$\mu_t = l_m^2 \left| \frac{d \bar{u}}{dy} \right| \quad (3.43)$$

Dadurch werden keine weiteren Gleichungen benötigt, da die turbulente Viskosität direkt aus bekannten Größen berechnet werden kann. Dieses System ist, auf Grund der Einfachheit, nur für spezielle Strömungen anwendbar.

### 3.4.2 1-Gleichungs- Modelle

Eingleichungsmodelle benutzen eine Gleichung um den Transport einer bestimmten Größe zu lösen. Als ein solches Modell bezeichnen sich das 1 Gleichungssystem nach Prandtl oder auch das Spalart- Allmaras Modell.

Das Modell nach Prandtl verwendet die von ihm definierte turbulente kinetische Energie  $k$  als Erhaltungsgröße, für welche eine zusätzliche Gleichung definiert wird.

Das Modell nach Spalart- Allmaras hingegen bedient sich einer speziell modifizierten Form  $\tilde{\nu}_t$  der dynamischen Viskosität  $\nu_t$ , mit welcher nun ebenfalls eine Transportgleichung gelöst wird.

Dieses Modell wird hauptsächlich bei aerodynamischen Strömungen verwendet, speziell für Strömungen in Turbinenstufen liefert es gute Ergebnisse.

### 3.4.3 2-Gleichungs-Modelle

Bei solchen Modellen wird neben der turbulenten kinetischen Energie  $k$  eine zusätzliche Erhaltungsgröße eingeführt. Die speziell in dieser Arbeit verwendeten Zweigleichungsmodelle werden nun veranschaulicht.

#### 3.4.3.1 k-ε Modell

Das k-ε Modell verwendet als zusätzlichen Parameter die isotrope Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie  $\varepsilon$ , welche durch folgende Beziehung definiert ist.

$$\varepsilon = \nu \left( \frac{\overline{\partial u_i' \partial u_i'}}{x_k x_k} \right) \quad (3.44)$$

Somit lauten die neuen Transportgleichungen [26]:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_{kb} - \rho \varepsilon \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} (P_k + P_{kb}) - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (3.46)$$

In dieser Gleichung beschreibt  $P_k$  die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie bedingt durch die mittleren Geschwindigkeitskomponenten.

$$P_k = \frac{2}{3} k \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (3.47)$$

$P_{kb}$  und  $P_k$  beschreiben den Einfluss von Auftriebstermen und die dazugehörigen Gleichungen können aus dem ANSYS Solver Theory Guide [4] entnommen werden.

Die turbulente Viskosität wird im k-ε Modell aus folgender Definition berechnet:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.48)$$

Aus Dimensionsgründen wird die obige Gleichung meist durch ein turbulentes Längenmaß

$l_t = \frac{k^{2/3}}{\varepsilon}$  und ein turbulentes Geschwindigkeitsmaß  $U_t = \sqrt{k}$  angeschrieben.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{U_t}{l_t} \quad (3.49)$$

$C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$ ,  $C_\mu$ ,  $\sigma_\varepsilon$  und  $\sigma_k$  sind experimentell ermittelte Konstanten.

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad C_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

Vergleicht man nun die turbulente Spannung aus dem k-ε Modell mit der einer DNS Rechnung, so zeigt sich im Bereich von  $y^+ < 60$  eine deutliche Abweichung zwischen den Ergebnissen [16]. Als  $y^+$  wird dabei der dimensionslose Wandabstand bezeichnet der sich aus folgender Beziehung berechnet:

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (3.50)$$

Wobei  $u_\tau$  als die Schubspannungsgeschwindigkeit mit in die Berechnung eingeht.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.51)$$

Eine Änderung der Modellkonstanten führte ebenfalls zu keiner Angleichung der beiden Rechenwerte. Die Schlussfolgerung ist somit, dass der Fehler in der Bestimmung des Geschwindigkeitsmaßstabes und des Längenmaßstabes eingeht.

Durch die Einführung einer „Low Reynolds Modifikation“, welche die Konstante  $C_\mu$  durch eine Dämpfungsfunktion in der Wandnähe verringert, wäre eine mögliche Verbesserung.

Des Weiteren könnte man Wandfunktionen verwenden um die Differentialgleichungen nicht bis in den semiviskosen Bereich lösen zu müssen.

### 3.4.3.2 k- $\omega$ Modell

Das Standard k-  $\omega$  Modell nach Wilcox erhält man durch Substitution von  $\varepsilon = C_\mu k \omega$ . Somit werden die turbulente kinetische Energie  $k$  und deren spezifische Dissipationsrate  $\omega$  aus den folgenden Transportgleichungen berechnet [26].

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 \quad (3.53)$$

$P_k$  ist, auch bei diesem Zweigleichungsmodell, die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie (Gleichung 2.46).

Im k-  $\omega$  Modell berechnet sich die turbulente Viskosität aus jenem Zusammenhang:

$$\mu_t = C_\mu \frac{k}{\omega} \quad (3.54)$$

Die Modellkonstanten haben folgende Standardwerte:

$$\beta' = 0,09 \quad \alpha = \frac{5}{9} \quad \beta = \frac{3}{40} \quad \sigma_k = 2,0 \quad \sigma_\omega = 2,0$$

Das k-  $\omega$  Modell hat den großen Vorteil, gegenüber dem k-  $\varepsilon$  Modell, dass es ohne „Low Reynolds Modifikation“ den Wärmeübergang und die Reibung an der Wand fehlerfrei bestimmt, da es bei der Überführung der  $\varepsilon$ - in die  $\omega$ - Gleichung einen Term vernachlässigt. Die Vernachlässigung dieses Terms lässt eine zusätzliche Dissipation in den semi- viskosen Bereichen bis ungefähr  $y^+ \approx 50$  zu. Dieser Term nennt sich „Cross Term Diffusion“. Auf Grund der Vernachlässigung erhält man aber eine erhöhte Sensitivität des Modells gegenüber Fernfeld- und Eintrittsrandbedingungen für  $\omega$ .

### 3.4.3.3 Shear Stress Transport Modell nach Menter (SST- Modell)

Ein von Menter vorgeschlagenes Modell, welches die Vorteile des k- $\varepsilon$  und des k-  $\omega$  Modells vereint und somit die Nachteile beider Verfahren ausblendet ist das sogenannte „Shear Stress Transport“ Modell. Es nutzt die Vorzüge des k-  $\omega$  Modells in der Nähe der Wand und die Robustheit des k- $\varepsilon$  Modells in der Fernfeldrandbedingung.

Die wird mit der oben schon genannten „Cross Term Diffusion“ bewerkstelligt. Mit Hilfe einer glatten Schaltsfunktion wird der Term in Wandnähe mit 0 multipliziert und ab der Mitte der Grenzschicht wird der Term dazu verwendet um  $\omega$  zu bestimmen [16].

Die Transportgleichungen des SST Modells lauten [26]:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega \quad (3.55)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_j \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma}{v_t} P_k^2 - \beta \rho \omega + (1 - F_1) 2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.56)$$

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, c_1 \varepsilon) \quad (3.57)$$

Die Konstanten der Turbulenzmodelle sind abhängig vom Wandabstand, deshalb muss für jede Zelle der Wandabstand im Rechengitter bestimmt sein um die Konstanten des jeweiligen Volumens zu berechnen.

$$\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_2) \Phi_2 \quad (3.58)$$

$$\sigma_{k1} = 2,0 \quad \sigma_{\omega 1} = 2,0 \quad \kappa = 0,41 \quad \gamma_1 = 0,5532 \quad \beta_1 = 0,075 \quad \beta^* = 0,09$$

$$\sigma_{k2} = 2,0 \quad \sigma_{\omega 2} = 2,0 \quad c_1 = 10 \quad \gamma_2 = 0,4403 \quad \beta_2 = 0,0828$$

Die entsprechenden Schaltfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  sind für das Turbulenzmodell in [26] zu finden.

Um die Probleme der beiden Modelle, welche bei positiven Druckgradienten entstehen, zu beheben, wurde von Menter die turbulente Schubspannung neu definiert. Durch diese Definition vermeidet man eine Überschätzung der Gradienten im logarithmischen Bereich der Grenzschicht. Der „Limiter“ für die kinematische Viskosität lautet

$$v_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, \sqrt{2S F_2})} \quad (3.59)$$

Die Viskosität hängt mit der Transportgleichung von  $k$  zusammen, da sie proportional zu  $\alpha_1 k$  ist. Deswegen bezeichnet sich dieses Verfahren mit „Shear Stress Transport“.

### 3.4.4 Wandbehandlung

Ein sehr wichtiger Aspekt, bei der Turbulenzmodellierung ist das Verhalten der Strömung an der Wand. Dieses ist durch große Geschwindigkeitsgradienten charakterisiert, ausgehend von der Definition der Haftbedingung an der Wand. Es spielt auch der Übergang der Reynoldszahlen, welche hohe Werte in der freien Strömung und niedrige Werte in Wandnähe besitzen eine Rolle.

Bei einer Wandgrenzschicht bilden sich verschiedene Schichten aus, wie man in der Abbildung 3.1 erkennt. Die laminare Unterschicht (I) befindet sich direkt an der Wand wo die molekulare Viskosität überwiegt. Die nächste Schicht wird als „Buffer Layer“ bezeichnet, dieser trennt die laminare Unterschicht (I) von der turbulenten Innenschicht (II). Die turbulente Innenschicht (II) folgt in seinem Aufbau dem logarithmischen Wandgesetz. Die weitest entfernte Schicht von der Wand bezeichnet man mit turbulenter Außenschicht (III).

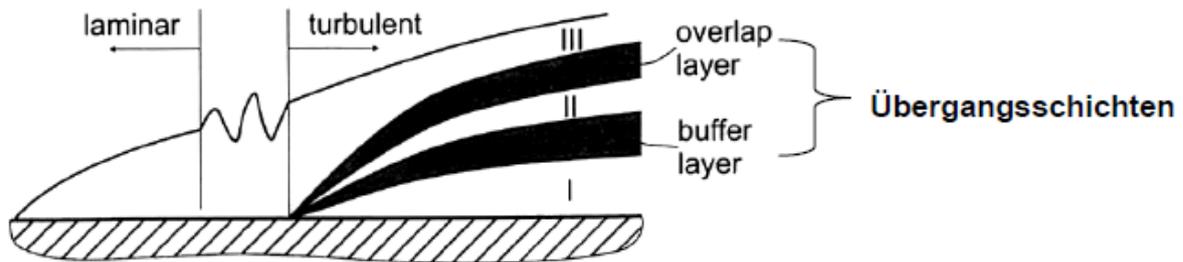


Abbildung 3.1: Schichten der turbulenten Grenzschichtströmung [8]

Man benötigt eine sehr hohe Zellenanzahl des Rechengitters um die Grenzschicht bei der Simulation vollkommen aufzulösen. Dies würde zu einem immensen Zeit- und Speicheraufwand führen. Deswegen muss man solche Probleme umgehen um trotzdem eine gewissermaßen exaktes Ergebnis zu erlangen.

ANSYS CFX bietet dazu folgende Möglichkeiten: -) Scaleable Wall Function

-) Automatic Near Wall Treatment

Die unter ANSYS CFX als definierten Standard- Wandfunktionen nennen sich „Skalierbare Wandfunktion“ bei der Verwendung des  $k-\epsilon$  Turbulenzmodells und „Automatische Wandfunktion“ bei dem Gebrauch des SST- Turbulenzmodells.

Wandfunktionen dienen dazu, um unter Verwendung des logarithmischen Wandgesetzes eine einfache Berechnung der Grenzschicht an der Wand zu gewährleisten. Das Wandgesetz prägt der Strömung in einer bestimmten Entfernung entsprechende Bedingungen auf um dadurch rechenintensive Schritte zu vermeiden.

### 3.4.4.1 Scaleable Wall Functions

Dazu verwendet man das logarithmische Wandgesetz [25]:

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \quad (3.60)$$

Die Konstanten  $\kappa$  und  $B$  wurden experimentell ermittelt und die Werte dafür sind üblicherweise  $\kappa = 0,4$  und  $B = 5,5$ . Die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  ist folgendermaßen definiert

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.61)$$

Für diese Bedingung muss gelten, dass die erste Zelle in Wandnähe innerhalb des logarithmischen Teiles des Wandgesetzes liegt. Bei hohen Reynoldszahlen ist diese Bedingung einfach zu gewährleisten, jedoch nicht bei niederen. Diese Formulierung wird bei  $y^+ \rightarrow 0$  singular.

Bei der skalierbaren Wandfunktion begrenzt man den verwendeten  $y^+$  Wert mit einem „Limiter“, dass der Wert von  $y^+ = 11,06$  nicht unterschritten wird. Bei diesem

dimensionslosen Wandabstand überschneiden sich das logarithmische und lineare Wandgesetz. Die Limiterfunktion und das logarithmische Wandgesetz sehen wie folgt aus

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(\tilde{y}^+) + B \quad (3.62)$$

$$\tilde{y}^+ = \max(y^+, y_{\text{lim}}^+) \text{ wobei } y_{\text{lim}}^+ = 11,06 \quad (3.63)$$

Dadurch ist der Wert für  $\tilde{y}^+$  von fein aufgelösten Wänden unabhängig vom Netz. Es bewirkt jedoch eine Verschiebung der laminaren Unterschicht in die Wand, weil die erste Wandzelle als in der logarithmischen Grenzschicht liegend aufgefasst wird. Da die Dicke der viskosen Unterschicht bei kleinen Reynoldszahlen zunimmt, kann das somit zu Problemen führen.

### 3.4.4.2 Automatic Near Wall Treatment

Die skalierbare Wandfunktion stellt bei Strömungen, die durch niedrige Reynoldszahlen  $Re < 10^5$  charakterisiert sind, ein Problem, infolge der Vernachlässigung des inneren Bereichs der Grenzschicht, in Massen- und Impulsbilanz dar. Der Massenstrom bei einer Rohrströmung kann somit einen Fehler von 10% und mehr ergeben [26]. Aus diesem Grund ist es von Bedeutung eine Funktion zu definieren, welche automatisch zwischen der Verwendung der Wandfunktion auf eine „Low Reynolds Formulierung“ umschaltet. Dazu benutzt man das  $k$ - $\omega$  Modell, welches in der viskosen Unterschicht eine analytische Formulierung von  $\omega$  enthält. Der Grundgedanke ist den Wert von  $\omega$  zwischen der Wandfunktion und der wandnahen Formulierung zu schalten. Man wendet den Gebrauch einer Schaltfunktion an, die an der Wand 1 und für freie Strömungen 0 wird [26]. Dadurch soll die Lösung der Berechnung unabhängig vom dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  sein und ebenfalls von der Anzahl der in der Grenzschicht angeordneten Zellen.

Es wird dennoch für Wärmeübergangssimulationen weiterhin ein dimensionsloser Wandabstand von  $y^+ \leq 1$  empfohlen [2].

Die Lösungen für  $\omega$  in der laminaren Unterschicht und logarithmischen Wandregion lauten [26]:

$$\omega^{\text{vis}} = \frac{6\nu}{0,075y^2} \quad (3.64)$$

$$\omega^{\text{log}} = \frac{1}{0,3\kappa} \frac{u_\tau}{y} \quad (3.65)$$

Zusammengefügt ergibt sich die untere Gleichung:

$$\omega_1(y^+) = \left( \omega_{\text{vis}}^2(y^+) + \omega_{\text{log}}^2(y^+) \right)^{0,5} \quad (3.66)$$

Eine ähnliche Formulierung dazu für die Wandgeschwindigkeiten:

$$u_{\tau}^{vis} = \frac{U_1}{y^+} \quad (3.67)$$

$$u_{\tau}^{log} = \frac{U_1}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C} \quad (3.68)$$

$$u_{\tau} = \left( (u_{\tau}^{vis})^4 + (u_{\tau}^{log})^4 \right)^{0,25} \quad (3.69)$$

### 3.5 Wärmeübertragung

Unter Annahme des „idealen Gases“ wie unter (2.10) kann man sich die Erhaltungsgleichung für die Enthalpie herleiten [21].

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial h}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \Phi_{\mu} + \dot{Q} \quad (3.70)$$

$\Phi_{\mu}$  ist dabei die viskose Dissipation für Newton'sche Fluide und lässt sich wie folgt darstellen:

$$\Phi_{\mu} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \quad (3.71)$$

Es lässt sich jetzt aus der der Transportgleichung und unter Annahme des idealen Gases, einer inkompressiblen Strömung mit konstanter Dichte und mit Hilfe der Fourier'schen Wärmeleitung die Temperatur- Transportgleichung herleiten.

$$\rho c_v \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + \Phi_{\mu} + \dot{Q} \quad (3.72)$$

Wird anschließend noch der Dichteunterschied auch in der Impulsgleichung infolge der Temperaturdifferenz berücksichtigt, so wird dieser thermische Auftrieb als Massenkraft in der Gleichung berücksichtigt.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \nu \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + f_i \beta (T - T_{\infty}) \quad (3.73)$$

### 3.5.1 Ebenen Platte

#### Laminare Plattengrenzschicht

Der Wärmeübergang an einer ebenen Platte mit konstanter Wandtemperatur lässt sich aus den Grenzschichtgleichungen für den Impuls und der Temperatur mit Hilfe einer Ähnlichkeitslösung herleiten [22].

Somit erhält man folgende Grenzschichtgleichungen für eine stationäre, inkompressible, zweidimensionale Strömung:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.74)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (3.75)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3.76)$$

Die Lösung der Geschwindigkeitsgrenzschicht ergibt sich mit Hilfe eines Ähnlichkeitsprinzips [22]. Somit ist der allgemeine Ansatz für die Stromfunktion  $\psi = R_{(x)} f_{(\eta)}$

mit  $R_{(x)} = \frac{U_{(x)}}{g_{(x)}}$  und mit der Ähnlichkeitsvariable  $\eta = y \cdot g_{(x)}$  definiert. Die dimensionslose

Temperatur  $\mathcal{G}_{(\eta)} = \frac{T_{(x,y)} - T_F}{T_\infty - T_{(F)}}$  ist ebenfalls definiert. Somit ergibt sich die Falkner- Skan

Gleichung für die Geschwindigkeit  $f'''' + \alpha f f'' + \beta(1 - f'^2) = 0$  und diese Gleichung für die Temperatur  $\mathcal{G}'' + \text{Pr} \cdot f \cdot \mathcal{G}' = 0$ .

Für die Falkner- Skan Gleichung existiert eine Ähnlichkeitslösung  $f_{(\eta)}$  nur dann, wenn beide

Koeffizienten  $\alpha = \frac{U' g - U g' }{\nu g^3}$  und  $\beta = \frac{U''}{\nu g^2}$  konstant sind.

Für den Wärmestrom und die Nusselt- Zahl erhält man mit der Ähnlichkeitslösung [22]:

$$q = -\lambda(T_0 - T_w) \frac{\mathcal{G}'_{(0)}}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\text{Re}_x}}{x} \quad (3.77)$$

$$Nu_x = \frac{\alpha_x x}{\lambda} = \sqrt{\text{Re}_x} \frac{\mathcal{G}'_{(0)}}{\sqrt{2}} \quad (3.78)$$

Würde man  $\mathcal{G}'_{(0)}$  mit numerischer Berechnung auswerten, ergibt sich eine lokale Nusselt- Zahl der ebenen Platte mit

$$Nu_x = 0,332 \cdot \sqrt{\text{Re}_x} \cdot \text{Pr}^{1/3} \quad (3.79)$$

### Turbulente Plattengrenzschicht

Die Reynolds'sche Analogie besagt, dass wenn die Prandtl- Zahl  $Pr = 1$  und der Druckgradient  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$  ist, ein direkter Zusammenhang zwischen der Wärmestromdichte  $q_w$  an der Wand und der Wandschubspannung  $\tau_w$  existiert.

$$Nu = \frac{1}{2} c_f Re \quad (3.80)$$

Bzw. nach der Colburn Analogie, welche folgendermaßen lautet [7]:

$$St \cdot Pr^{2/3} \cong \frac{1}{2} c_f \quad (3.81)$$

Dabei wird die Stanton- Zahl  $St$  verwendet, welche das Verhältnis zwischen der gesamten übertragenen Wärme zur thermischen Kapazität des Mediums beschreibt.

$$St = \frac{\alpha}{u \cdot \rho \cdot c_p} = \frac{Nu}{Re \cdot Pr} \quad (3.82)$$

Somit erhält man einen Zusammenhang für die Nusselt- Zahl:

$$Nu = \frac{1}{2} c_f \cdot Re \cdot Pr^{1/3} \quad (3.83)$$

Setzt man einen Reibungskoeffizienten für moderate Reynolds- Zahlen  $c_f = 0,0592 \cdot Re_x^{-1/5}$  ein, welcher aus experimentellen Zusammenhängen entstand, ergibt sich eine lokale Nusselt- Zahl [12]:

$$Nu = 0,0296 \cdot Re_x^{4/5} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.84)$$

## 3.5.2 Rohrströmung

In dieser Arbeit ist die Durchströmung von Kanälen und Rohren von besonderem Interesse, da das zu untersuchende Bauteil genau dieser Art von Strömung entspricht. Man spricht sozusagen von „internen Strömungen“ und nicht wie die oben genannten „externen Strömungen“. Der gravierende Unterschied zwischen diesen zwei Bezeichnungen ist jener, dass bei internen Strömungen, sich die Grenzschichtdicke nicht beliebig ausbreiten kann, da die begrenzenden Wände das Wachstum beeinträchtigen. Deswegen kann sich bei diesen Durchströmungen verschiedener Geometrien ein sogenannter entwickelter Zustand einstellen.

Somit kommt neben dem Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Strömung auch noch die Unterscheidung von entwickelter und nicht entwickelter Strömung zur Diskussion.

Folgendes muss für thermisch entwickelte Strömungen gelten [8]:

$$\frac{d}{dx} \left[ \frac{T_{w(x)} - T_{(r,x)}}{T_{w(x)} - T_{m(x)}} \right] = 0 \quad (3.85)$$

Hierbei entspricht  $T_{w(x)}$  der Wandtemperatur,  $T_{m(x)}$  der mittleren Fluidtemperatur und  $T_{(r,x)}$  der lokalen Fluidtemperatur. Dadurch ergibt sich folgende wichtige Aussage für thermisch entwickelte Strömungen, dass sowohl bei  $T_w = const.$  als auch bei  $q_w = const.$  der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  ebenfalls konstant ist und somit keine Funktion von  $x$  ist. Allerdings ist die Konstante in den beiden Fällen auch verschieden groß.

Im Anlaufbereich ist dies jedoch nicht der Fall, dort ist der Wärmeübergangskoeffizient sehr wohl von  $x$  abhängig. So ist bei  $x = 0$  die thermische Grenzschicht  $\delta_t$  gering und somit der Wärmeübergangskoeffizient hoch.  $\delta_t$  wird mit zunehmender Lauflänge größer und  $\alpha$  nimmt solange ab bis der thermisch entwickelte Zustand erreicht ist.

Entscheidend ist deshalb die Länge des turbulenten hydraulischen Einlaufbereiches  $X$  bei einem gewissen Rohrdurchmesser  $D$ . Laut einer guten Näherung gilt [12]:

$$\frac{X}{D} \cong 10 \cong \frac{X_t}{D} \quad (3.86)$$

### Globale Energiebilanz

Aus der Enthalpiebilanz ergibt sich für ein Rohr mit konstantem Querschnitt und unter Vernachlässigung der viskosen Terme [8]:

$$Q = \dot{m} c_p (T_{m,aus} - T_{m,ein}) \quad (3.87)$$

Der differentielle Wärmestrom eines differentiellen Elementes des Rohres mit der mittleren Temperatur  $T_m$  würde lauten:  $dQ = \dot{m} c_p \left( \frac{dT_m}{dx} \right)$ . Weiters gilt  $dQ = q_w dA = q_w U dx$  mit  $U = D\pi$  und  $q_w = \alpha(T_w - T_m)$ . Dadurch erhält man:

$$\frac{dT_m}{dx} = \frac{\alpha D \pi}{\dot{m} c_p} (T_w - T_m) \quad (3.88)$$

Das Ergebnis der Energiebilanz aus der Gleichung (3.88) für konstanter Wärmestrom  $q_w = const$  und  $\dot{m} c_p = const$  folgt:

$$\frac{dT_m}{dx} = \frac{q_w D \pi}{\dot{m} c_p} = f(x) \quad (3.89)$$

Nach einer Integration von  $x = 0$  bis zu einer Stelle  $x$  im Rohr folgt:

$$T_{m(x)} = T_{m,ein} + \frac{q_w D \pi}{\dot{m} c_p} x \quad (3.90)$$

Diese Randbedingung  $q_w = const$  entspricht der Gegebenheit bei elektrisch beheizten Wänden, konstanter Beaufschlagung der äußeren Wandoberfläche durch Strahlung oder bei speziell geregelter Kühlung oder Beheizung.

Für konstante Wandtemperatur  $T_w = const$  ergibt sich mit gemittelter Wärmeübergangszahl

$$\bar{\alpha}_k = \frac{1}{x} \int_0^x \alpha_{(x)} dx :$$

$$\frac{\Delta T_{aus}}{\Delta T_{ein}} = \frac{T_w - T_{m(x)}}{T_w - T_{m,ein}} = \exp\left(-\frac{D\pi x}{\dot{m}c_p} \bar{\alpha}_k\right) \quad (3.91)$$

In den meisten Fällen findet diese Randbedingung  $T_w = const$  bei vielen Berechnungen speziell bei Phasenübergängen oder bei geregelter Kühlung oder Beheizung ihre Anwendung. Die übertragene Wärme  $Q$  ergibt sich dann aus

$$Q = D\pi\bar{\alpha}_k \Delta T_{log} \quad (3.92)$$

Dabei ist die logarithmische Temperaturdifferenz  $\Delta T_{log}$  folgend definiert:

$$\Delta T_{log} = \frac{\Delta T_{aus} - \Delta T_{ein}}{\ln\left(\frac{\Delta T_{aus}}{\Delta T_{ein}}\right)} \quad (3.93)$$

Die Gleichung (3.92) kann man zu dieser Schreibweise umformen

$$Q = \dot{m}c_p (\Delta T_{ein} - \Delta T_{aus}) = \dot{m}c_p \Delta T_{ein} \left(1 - e^{-\frac{\bar{\alpha}_k x}{\dot{m}c_p}}\right) \quad (3.94)$$

Diese Gleichung (3.94) gibt den Zusammenhang zwischen dem übertragenen Wärmestrom und der Differenz der mittleren Fluidtemperaturen zwischen Eintritt und Austritt wieder.

### Bestimmung der Nusselt-Zahl

Bei laminarer Strömung ergibt sich für den Fall der konstanten Wärmestrom  $q_w = const$  folgende Nusselt-Zahl (3.95) und für den Fall der konstanten Wandtemperatur  $T_w = const$  jene Nusselt-Zahl (3.96) [8].

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} = 4,36 \quad (3.95)$$

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} = 3,66 \quad (3.96)$$

Für die turbulente Strömung in Rohren im thermisch voll entwickelten Bereich kommt die Colburn Analogie zur Anwendung [7].

$$Nu = \frac{1}{2} c_f \cdot Re \cdot Pr^{1/3} \quad (3.97)$$

Man erhält folgende mittlere Nusselt- Zahl in der Colburn Gleichung wenn der Widerstandsbeiwert des Rohres mit  $c_f = 0,048 \cdot Re^{1/5}$  gewählt wird.

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{4/5} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.98)$$

Eine allgemeinere Schreibweise des gleichen Zusammenhanges ergibt sich aus der Version nach Dittus- Boelter:

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{4/5} \cdot Pr^n \quad (3.99)$$

In dieser Gleichung (oben) werden die Koeffizienten mit  $n = 0,4$  bei Wärmezufuhr  $T_w > T_m$ , bzw. mit  $n = 0,3$  bei Wärmeabfuhr  $T_w < T_m$  gewählt.

Diese Gleichungen sind gültig in einem Wertebereich der Prandtl- Zahlen von  $0,7 < Pr < 160$  und der Reynolds-Zahlen von  $2500 < Re < 1,25 \cdot 10^6$ .

Eine weitere Korrelation gibt es nach Gnielinski, welche in einen Gültigkeitsbereich von  $0,5 < Pr < 1,5$  und  $10^4 < Re < 1,25 \cdot 10^6$  fällt:

$$Nu = 0,0214 \cdot (Re^{4/5} - 100) \cdot Pr^{0,4} \quad (3.100)$$

Eine detailliertere Näherung zeigt die untere Gleichung, welche Gnielinski als Variante der Korrelation von Petukho und Kirilov darstellt [7].

$$Nu = \frac{\frac{f}{8} (Re_D - 10^3) Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\left(\frac{f}{8}\right) (Pr^{2/3} - 1)}} \left[ 1 + \left(\frac{d_i}{l}\right)^{2/3} \right] \quad (3.101)$$

Der dimensionslose Reibungskoeffizient wird mit einer Näherung von Petukhov definiert [7]:

$$f = (1,8 \cdot \lg_{10}(Re_D) - 1,5)^{-2} \quad (3.102)$$

Der Term  $\left[ 1 + \left(\frac{d_i}{l}\right)^{2/3} \right]$ , welcher von Hauser erstmals eingeführt wurde, veranschaulicht die

Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Durchmesser und der Länge des Rohres [26]. In einem Wertebereich von  $0,5 < Pr < 2000$  und  $2300 < Re_D < 5 \cdot 10^6$ , besteht eine Genauigkeit von 10% wenn man mit Messwerten vergleicht.

Um die lokale Nusselt- Zahl zu erhalten muss man die Gleichung (3.101) nach der Länge  $l$  differenzieren.

$$Nu_x = \frac{\frac{f}{8} (\text{Re}_D - 10^3) \text{Pr}}{1 + 12,7 \sqrt{\left(\frac{f}{8}\right) (\text{Pr}^{2/3} - 1)}} \left[ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{d_i}{x}\right)^{2/3} \right] \quad (3.103)$$

Diese oben veranschaulichten Näherungen gelten für einen kreisförmigen Kanalquerschnitt. Verwendet man den sogenannten hydraulischen Durchmesser  $d_h$  an Stelle des Durchmessers  $d$ , so kann man diese Zusammenhänge auch auf jeden beliebigen Querschnitt anwenden.

$$d_h = 4 \frac{A}{U} \quad (3.104)$$

### 3.5.3 Modellierung der Wärmeübertragung in CFX

Wie auch die Geschwindigkeitsgrenzschicht folgt die Temperaturgrenzschicht einem dimensionslosen Temperaturprofil. Dieses dimensionslose Temperaturprofil ist definiert als [4]:

$$T^+ = \frac{\rho c_p y^+ (T_w - T_\infty)}{q_w} \quad (3.105)$$

Durch Umformen erhält man den Wärmestrom an der Wand  $q_w$ :

$$q_w = \frac{\rho c_p y^+}{T^+} (T_w - T_\infty) \quad (3.106)$$

Die dimensionslose Temperatur  $T^+$  errechnet sich je nach ausgewählter Wandbehandlung wie unten angeführt.

#### Skalierbare Wandfunktion

Für skalierbare Wandfunktionen folgt der das dimensionslose Temperaturprofil dem logarithmischen Wandgesetz analog zur Geschwindigkeitswandfunktion

$$T^+ = 2,12 \ln(y^+) + \beta \quad (3.107)$$

$$\text{mit } \beta = \left(3,85 \text{Pr}^{1/3} - 1,3\right)^2 + 2,12 \ln(\text{Pr}) \quad (3.108)$$

#### Automatic Wall Treatment

Die Automatische Wandbehandlung berechnet die dimensionslose Temperaturverteilung mit Hilfe einer Schaltfunktion, welche die Komponenten der laminaren Unterschicht mit denen des logarithmischen Wandgesetzes verbindet. Diese Formulierung wurde von Kader eingeführt [9].

$$T^+ = \text{Pr } y^+ e^{-\Gamma} + \left[2,12 \ln(y^+) + \beta\right] e^{-\Gamma} \quad (3.109)$$

$$\text{mit } \Gamma = \frac{0,01(\text{Pr } y^+)^4}{1 + 5 \text{Pr}^3 y^+} \quad (3.110)$$

## 3.6 Numerische Methoden

Die oben angeführten Gleichungen bilden nun ein geschlossenes System von gekoppelten, nichtlinearen und partiellen Differentialgleichungen. Diese Gleichungen können im Allgemeinen durch keine analytische Berechnung gelöst werden, sodass für die Auswertung nur numerische Methoden in Frage kommen. Die Differentialgleichungen werden mit unterschiedlichen Verfahren in algebraische Gleichungen umgeformt und können anschließend gelöst werden. Im Folgenden werden solche geeigneten Verfahren kurz beschrieben.

### 3.6.1 Finite Differenzen Methode

Bei der Finiten Differenzen Methode werden die Differentiale der Erhaltungsgleichungen durch geeignete Differenzausdrücke der örtlichen Nachbarpunkte angenähert. Die Grundlage der Überführung bildet die Taylorreihenentwicklung, mit der ein gesuchter Funktionswert  $y(x_{i+1})$  durch den Nachbarpunkt  $y(x_i)$  ausgedrückt werden kann [18].

### 3.6.2 Finite Elemente Methode

Das Gebiet wird bei dem Finiten Elemente Methode (FEM) in endliche (finite) Elemente unterteilt. Es werden Ansatzfunktionen für diese Teilelemente definiert, welche nur an dem jeweiligen Element einen Wert annimmt und an allen anderen Elementen null ist. Die Lösung des Problems ist somit die Summe der Ansatzfunktionen. Man erhält somit ein Gleichungssystem, das numerisch gelöst werden kann. Die Konstanten der Ansatzfunktionen werden durch Einsetzen in die Erhaltungsgleichungen bestimmt, sodass sich dadurch das herbeigeführte Residuum über das Volumen minimiert oder verschwindet. Anbei werden die Residuen mit einer Gewichtsfunktion versehen, weswegen das Verfahren den Namen „Methode der gewichteten Residuen“ trägt [13] bzw. [14].

### 3.6.3 Finite Volumen Methode

Das Arbeitspaket ANSYS CFX verwendet das Finite Volumen (FV) Verfahren, wobei das Kontrollvolumen in diskrete endliche Kontrollvolumen unterteilt wird. Die Differentialgleichungen werden im nächsten Schritt über die finiten Volumen integriert. Um die Grundgleichung der „Finite Volumen“ Methode zu erhalten muss die folgende Transportgleichung für ein Skalar  $\Phi$  in differentieller Form über das Volumen  $V$  integriert werden [13].

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \Phi}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) \right) + S_\Phi \quad (3.111)$$

Wobei  $\Gamma$  der zu  $\Phi$  gehörige Diffusionskoeffizient und  $S_\Phi$  der Quellterm der Größe  $\Phi$  ist. Folgende Formulierung erhält man nach der Integration über das Kontrollvolumen und Anwendung des Gauß'schen Integralsatzes.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \Phi dV + \int_S \rho u_j \Phi n_j dS = \int_S \Gamma \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) n_j dS + \int_V S_\Phi dV \quad (3.112)$$

Dadurch entstehen Volumenintegrale und Oberflächenintegrale. Die Volumenintegrale beschreiben Quellterme oder Summationsgrößen und die Oberflächenintegrale repräsentieren die Summe der Flüsse über die Volumengrenzen.

Die Gleichungen werden anschließend von diesen Integralen ausgehend diskretisiert. Die Volumenintegrale werden hierbei mittels eines für das Kontrollvolumen repräsentativen Werts approximiert, der im Weiteren mit dem Volumen des Kontrollelements multipliziert wird.

Es existieren Integrationspunkte für die Oberflächenintegrale an den Begrenzungsflächen für welche Werte berechnet werden. Da die benachbarten Volumina dieselben Werte für ihre Transportgleichungen verwenden, sind diese Punkte konservativ. Das wiederum zu der Tatsache führt, dass die erhaltenen Gleichungen die Erhaltungsbedingungen der Grundgrößen wie Masse, Impuls und Energie erfüllen.

Im Simulationsprogramm ANSYS CFX ist das Lösungsfeld in den Gitterknoten gespeichert, aber es ist erforderlich die Gradienten an Zwischenpunkten zu kennen. Dabei wird eine für den Finite Volumen Ansatz überlagerte Finite Elemente Funktion verwendet. Es gilt dadurch für jede Größe  $\Phi$  [4]

$$\Phi = \sum_{i=1}^N N_i \Phi_i \quad (3.113)$$

Es gilt für die Formfunktion an einen Knoten:

$$\sum_{i=1}^N N_i = 1 \quad N_i = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (3.114)$$

Die Formulierung der Formfunktion ist deshalb vom Elementtyp des Kontrollvolumens abhängig.

### 3.6.4 Diskretisierung in ANSYS CFX

#### Der transiente Term

Zwei unterschiedliche Methoden stehen zur Verfügung um den transienten Term anzunähern. Zum einen eine Rückwärtsdiskretisierung 1. Ordnung, wo die zeitliche Änderung der Größe  $\Phi$  mit einer Taylorreihenentwicklung angenähert wird und alle Terme höherer Ordnung nicht berücksichtigt werden. Man erhält somit einen Fehler dieses Verfahrens mit der Größenordnung  $O[\Delta t]$ .

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \Phi dV = V \left( \frac{\rho \Phi - \rho^0 \Phi^0}{\Delta t} \right) \quad (3.115)$$

Jene Terme mit den oberen Index 0 bezeichnen die Werte der Variable  $\Phi$  des vergangenen Zeitschrittes.

Zum anderen kann man ein Verfahren 2. Ordnung verwenden. Dabei erfolgt der Abbruch der Reihenentwicklung nach dem zweiten Term, was einem Fehler der Größenordnung  $O[\Delta t^2]$  nach sich zieht.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \Phi dV = V \frac{1}{\Delta t} \left( \frac{3}{2} \rho \Phi - 2 \rho^0 \Phi^0 + \frac{1}{2} \rho^{00} \Phi^{00} \right) \quad (3.116)$$

Diese Methode ist nicht begrenzt und kann zur Oszillation der Lösung führen [4].

### Der Konvektionsterm

Die Diskretisierung der Oberflächenintegrale erfolgt über Integrationspunkte, kurz IP genannt, an dem Zentrum der jeweiligen Fläche. Der Konvektionsterm ist damit durch die untere Gleichung formuliert

$$\int_S \rho u_j \Phi \vec{n}_j dS = \sum_{IP} \dot{m}_{IP} \Phi_{IP} \quad (3.117)$$

$$\text{mit } \dot{m}_{IP} = (\rho u_j \Delta n_j)_{IP} \quad (3.118)$$

Um die Flüsse in den Integrationspunkten  $\Phi_{IP}$  zu bestimmen sind in ANSYS CFX mehrere Verfahren festgelegt. Es kann jedoch allgemein für den Wert am Integrationspunkt angeschrieben werden

$$\Phi_{IP} = \Phi_{UP} + \beta \nabla \Phi \Delta \vec{r} \quad (3.119)$$

Dabei ist der Wert des „Upwind“ gelegenen Punktes mit  $\Phi_{UP}$  bezeichnet und der Vektor zu diesem mit  $\vec{r}$ . Mit dem Gauß'schen Divergenztheorems berechnet man aus den Werten an den IP den Gradienten der Größe  $\Phi$ .

$$\nabla \Phi = \frac{1}{V} \sum_{IP} (\Phi \Delta \vec{n})_{IP} \quad (3.120)$$

Man hat nun abhängig vom Faktor  $\beta$  und der Berechnung des Gradienten von  $\Phi$  mehrere Methoden zur Auswahl um den Konvektionsterm zu berechnen [4]:

- 1st Order Upwind

Für  $\beta = 0$  bedeutet, dass der Wert an den Integrationspunkten ident mit den Upwindwerten ist. Die Diskretisierung entspricht einem Upwind Verfahren 1ster Ordnung. Die Abbildung 3.2 veranschaulicht die Verschmierung, hervorgerufen durch den Fehler zweiter Ordnung [1].

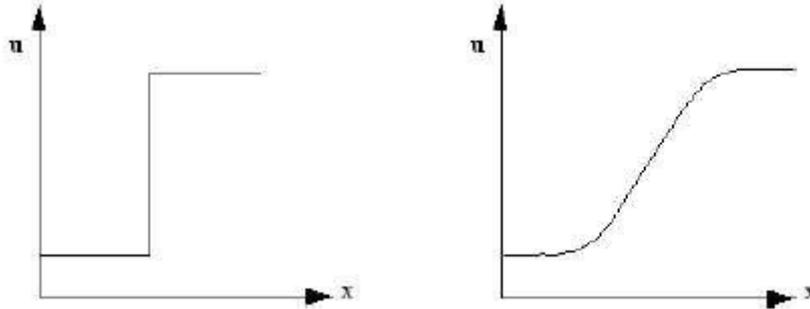


Abbildung 3.2: Numerischer Fehler des Verfahrens erster Ordnung [4]

- Specific Blend Faktor

Um die Diskretisierungsfehler des Upwind Verfahrens zu vermindern setzt man die Grenzen für den Faktor  $\beta$  wie folgt  $0 < \beta < 1$ . Der Fehler dritter Ordnung bewirkt eine erhöhte Dispersion der Lösung, dadurch kommt es zur Oszillation [1]. Das ist der Abbildung 3.3 zu entnehmen.

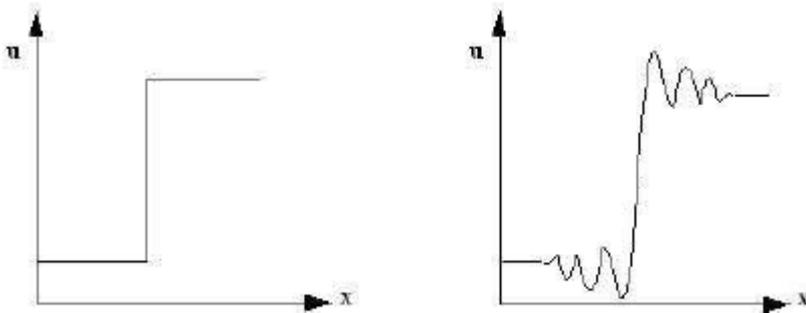


Abbildung 3.3: Numerischer Fehler des Verfahrens zweiter Ordnung [4]

- Zentrales Differenzverfahren

Setzt man  $\beta = 1$  und verwendet den lokalen Gradienten des Elementes für  $\nabla\Phi$  ergibt sich ein zentrales Differenzverfahren dessen Fehler von der Größenordnung  $O[\Delta x^2]$  ist.

- High Resolution

Bei diesem Verfahren wird  $\beta$  für jede Rechenzelle separat berechnet. Hierbei ist das Ziel den Wert so nahe wie möglich an 1 zu halten ohne neue Extrema zu definieren. Entwickelt wurde dieses Verfahren von Barth und Jespersen.

### 3.7 Fehlerquellen

Die in einem numerischen Berechnungsprozess auftretenden Fehler können grundsätzlich in 3 Gruppen eingeteilt werden:

- Modellierungsfehler
- Diskretisierungsfehler
- Lösungsfehler

### **Modellierungsfehler**

Der Modellierungsfehler ist der Unterschied zwischen der realen Lösung des auftretenden Problems und der exakten Lösung der Differentialgleichungen der Strömungsmechanik. Diese Fehler sind vom Anwender beeinflussbar und entstehen hauptsächlich durch die getroffenen Annahmen und Vereinfachungen im Zuge der mathematischen Modellbildung, wie beispielweise:

- Geometrievereinfachungen
- Definition der Randbedingungen
- Annahmen bezüglich Stoffwerten und deren Gesetze
- Auswahl der Turbulenzmodelle

### **Diskretisierungsfehler**

Den Unterschied zwischen der exakten Lösung der Differentialgleichung und der Lösung des diskreten linearen Gleichungssystems wird als Diskretisierungsfehler bezeichnet. Dieser Fehler muss bei einem feiner werdenden Netz verschwinden, um somit Konvergenz zu gewährleisten. Ein Verfahren wird dann als konsistent bezeichnet, wenn sich die Differenzgleichung bei feiner werdendem Netz immer näher an die Differentialgleichung herantastet. Um solche Fehler abschätzen zu können ist z.B. die Richardson- Extrapolation gebräuchlich [11] bzw. [25].

Die Abweichung des numerischen Verfahrens von der exakten Lösung bezeichnet man als Abbruchfehler. Der bei einem Einschrittverfahren erhaltene Fehler für die Lösung des Anfangswertproblems lautet [13]:

$$\delta(t_a, y_a, h) = y(t + h(t_a, y_a)) - y_h(t + h(t_a, y_a)) \quad (3.121)$$

Die Anfangswerte werden dabei als  $t_a, y_a$  bezeichnet und  $h$  als die Schrittweite.  $y$  ist die exakte Lösung,  $y_h$  die Lösung der Näherung nach einem Zeitschritt und  $\delta$  der lokale Abbruchfehler.

Die Netzgenerierung hat ebenfalls einen erheblichen Einfluss auf die Diskretisierungsfehler. Näheres dazu in Kapitel 3.8.2.

### **Lösungsfehler**

Diese Fehler entstehen im Lösungsprozess des Solvers und beinhalten sowohl Iterationsfehler als auch Rundungsfehler. Iterationsfehler werden durch das Residuum im Berechnungsprozess beschrieben und Rundungsfehler werden durch das Speichern der errechneten Werte in den endlichen Stellen fassenden Speicher hervorgerufen. Es kann auch ein Fehler im Programm- Code vorhanden sein und sollte somit niemals ausgeschlossen werden.

Die Programmpakete ANSYS CFX und FLUENT verwenden verschiedenen Verfahren für die numerische Berechnung der Erhaltungsgleichungen. Das explizite Verfahren wird bei der numerischen Lösung im Programmpaket FLUENT angewendet und ANSYS CFX setzt das implizite Verfahren ein.

Dabei versteht man unter expliziten Verfahren solche, die den Strömungszustand zum neuen Zeitpunkt ( $t+1$ ) aus den Werten zum Zeitpunkt  $t$  berechnen. Dies wird für jeden Netzknoten einzeln durchgeführt. Diese Verfahren sind sehr einfach anwendbar, sie unterliegen jedoch sehr niederen Stabilitätsgrenzen.

Implizite Verfahren hingegen berechnen die neuen Strömungszustände simultan in allen Netzknoten und sind daher theoretisch unbegrenzt stabil. Der höhere numerische Aufwand bei der Lösung wird durch die rasche Konvergenz leicht aufgehoben.

Zusammenfassend sind diese Fehlerquellen in Abbildung 3.4 nach ihrem zeitlich auftretenden Einflusses in der Chronologie des Prozesses einer CFD- Berechnung angeführt.

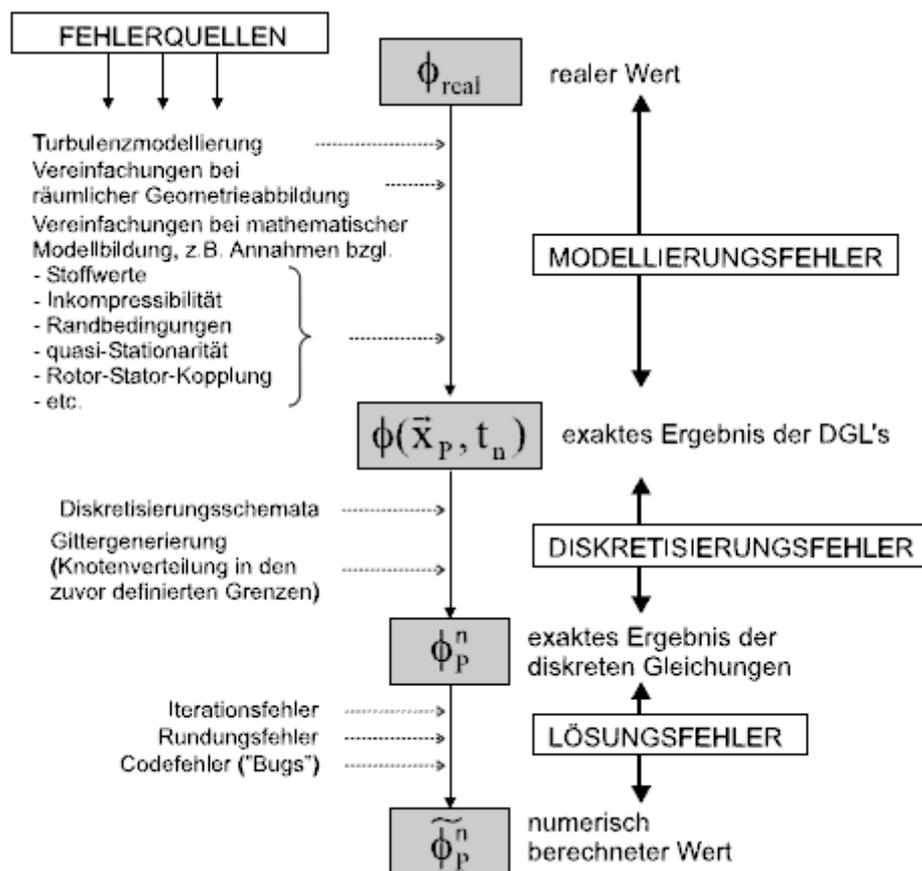


Abbildung 3.4: Auftretende Fehler bei einer CFD- Berechnung [11]

### 3.8 Netzgenerierung

Die in dieser Arbeit vorkommenden Netze wurden mit Hilfe des Programmes ICEM erzeugt. Deswegen sind die unten angeführten Bezeichnungen auch programmspezifisch.

### 3.8.1 Abschätzung von $y^+$

Mit Hilfe der Reynolds- Zahl  $Re = \frac{uL}{\nu}$  und des empirischen Zusammenhangs für den Widerstandsbeiwert  $c_f = 0,0027 \cdot Re^{-1/7}$  sowie dessen Definition  $c_f = \left(\frac{u_\tau}{u_\infty}\right)^2$ , hat man die Möglichkeit die Definition des dimensionslosen Wandabstands  $y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}$  umzuformen und es ergibt sich für den Wandabstand des ersten Gitterknoten des Netzes folgende Formulierung

$$y = \sqrt{74}y^+L \frac{Re_x^{1/14}}{Re_L} \quad (3.122)$$

Man erhält dadurch die Größe der ersten Rechenzelle durch die Abschätzung von  $Re_x = K \cdot Re_L$  und die Annahme  $K^{1/14} \approx 1$ .

$$y = \sqrt{74}y^+L Re_L^{-13/14} \quad (3.123)$$

Die Mindestanzahl an den Zellen innerhalb der Grenzschicht wird mit 10 für eine Wandfunktion und mit 15 für eine Low- Reynolds Formulierung angegeben.

### 3.8.2 Netzqualität

Es sind diverse Anforderungen zu beachten, welche sich mit dem Aufbau und Merkmalen des Netzes befassen. Grund dafür sind die Anforderungen an die spätere Berechnung, da bei der Netzgenerierung, unter Einhaltung dieser Richtlinien, eine schnellere Konvergenz und Minimierung von Diskretisierungsfehler der Simulation erreicht werden kann bzw. auszuschließen sind. Es sind nun die drei wichtigsten Hauptkriterien beschrieben [19].

#### Orthogonality

Ein Maß für die Verzerrung der in dem Netz enthaltenen Elemente ist die Orthogonalität. Diese Anforderung spielt bei der Berechnung der Flüsse über die Grenzen des Elementes eine sehr wichtige Rolle, da das Skalarprodukt aus dem Flussvektor und dem Normalvektor der Oberfläche gebildet wird. Der Name orthogonal bedeutet rechtwinklig, deshalb soll für Hexaedernetze ein Winkel von  $90^\circ$  gegeben sein um eine Konvergenz zu erreichen. Sollte der Winkel stark von diesen geforderten  $90^\circ$  abweichen, kann man eine schlechte Konvergenz oder aber auch Divergenz der Lösung erwarten. Der gemeinte Winkel ist in Abbildung 3.5 als roter Kreisbogen um den gelben Eckpunkt dargestellt.

#### Expansion Rate

Die Expansionsrate eines Rechennetzes beschreibt das Verhältnis der benachbarten Kontrollvolumen. Dieser Parameter hat eine Wirkung auf den transienten Term und der vorhandenen Körperkräfte des Rechenergebnisses. Es wird von ANSYS ein maximaler Wert von 20 empfohlen. Die Abbildung 3.5 veranschaulicht die unterschiedlich großen Volumen der zwei Blöcke in grün.

### Aspect Ratio

Das Längenverhältnis bezeichnet das Verhältnis der kleinsten zu der größten Seitenkante des Kontrollvolumens. Ein hoher Wert führt zu hohen Rundungsfehlern in der numerischen Berechnung und einer schwierigen Konvergenz der zu diskretisierenden Gleichungen. Diese verschiedenen Seitenlängen des Elements sind in Abbildung 3.5 mit den blauen Pfeilen dargestellt. Laut ANSYS soll dieses Verhältnis den maximalen Wert von 100 nicht überschreiten. Die Elemente innerhalb der Grenzschicht bilden jedoch eine Ausnahme und können Werte jenseits von 100 annehmen. Es wird ein Größenbereich von  $10^5 - 10^6$  definiert.

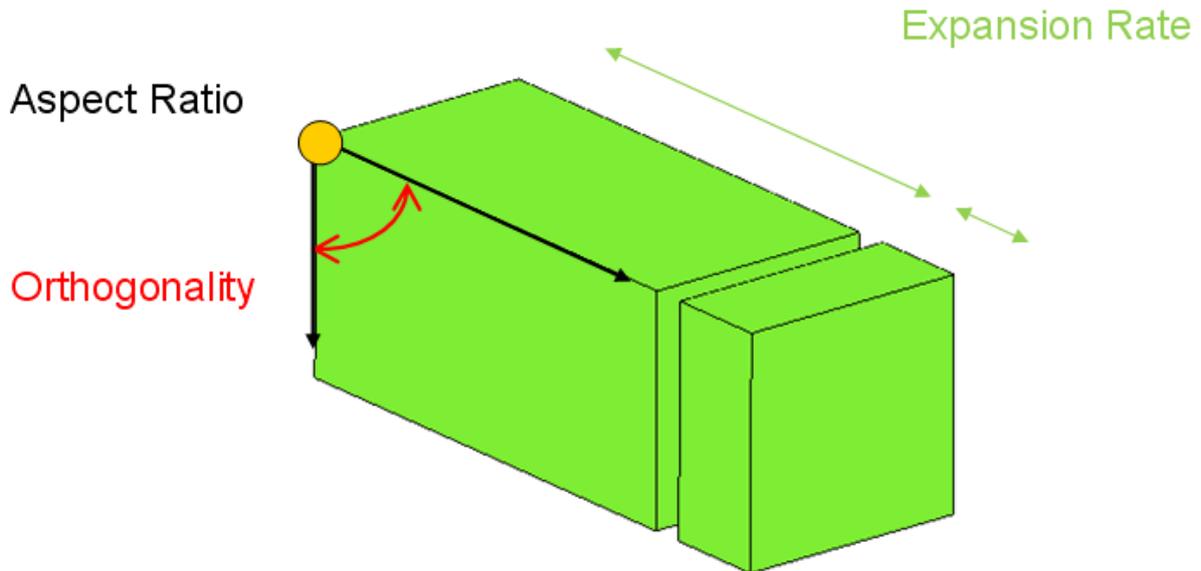


Abbildung 3.5: Darstellung der Größen zur Beschreibung der Netzqualität

# 4 Statorschlitzmodelle

Dieses Kapitel gibt Aufschluss über die verschiedenen Modelle und deren Zusammenhang bzw. deren Unterschiede im Laufe der Berechnungen. Es werden ebenfalls die im Laufe der Simulation und Auswertung verwendeten Flächen beschrieben und dargestellt.

Grundsätzlich sollen diese verschiedenen Modelle verglichen werden:

- FLUENT Gesamtmodell (FLUENT GM)
- CFX Frozen Rotor Gesamtmodell (CFX GM FR)
- CFX Stage Gesamtmodell (CFX GM ST)
- CFX Polsektormodell (CFX PSM)
- CFX Nutsektormodell (CFX NSM)

Die in der Klammer angeführten Bezeichnungen beziehen sich auf das Programm, das Modell und das Referenzmodell. Bei den Einzelschlitzmodellen wurde auf die Bezeichnung des Referenzmodells verzichtet, da diese Modelle nur in einer Form vorhanden sind. Das FLUENT- Gesamtmodell ist nur als Frozen Rotor Modell vorhanden.

## 4.1 Gesamtmodell

Das Gesamtmodell ist als vereinfachtes Modell eines Hydrogenerators zu verstehen. Dabei wurde nur ein kleiner Ausschnitt modelliert, da man bei diesem Bauteil die vorhandene Periodizität und Symmetrie ausnutzen kann und dadurch die Elementanzahl reduzieren konnte. Mit Hilfe dieser Modelle sollen vor allem die Eintrittsbedingungen für die Einzelschlitzmodelle erzeugt werden.

Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau des generierten Gesamtmodells. Dabei ist zu erkennen, dass nur ein Segment mit dem Winkelbereich von  $36^\circ$  in der Umfangsrichtung und von diesem vorhandenen Segment nur die axiale Hälfte erzeugt wurde. Die axiale Vereinfachung ergab sich auf Grund des Ventilationsschemas, welches auf der oberen- und unteren axialen Hälfte identisch ist. Deswegen wurde eine Symmetriebedingung in der Hälfte des 31. Schlitzes definiert um somit die Hälfte der Elemente auszusparen. Die periodische Symmetriebedingung wurde auch wegen dem Ventilationsschema getroffen, da der Lüfter zwischen 2 Polen angeordnet ist und somit die Einlassbedingung für jedes Polsegment gleich

ist. Deswegen wurde die Bezeichnung 1/10 Polesegment eingeführt, da der Generator Nestil aus 10 Polen besteht und ein Polesegment modelliert wurde.

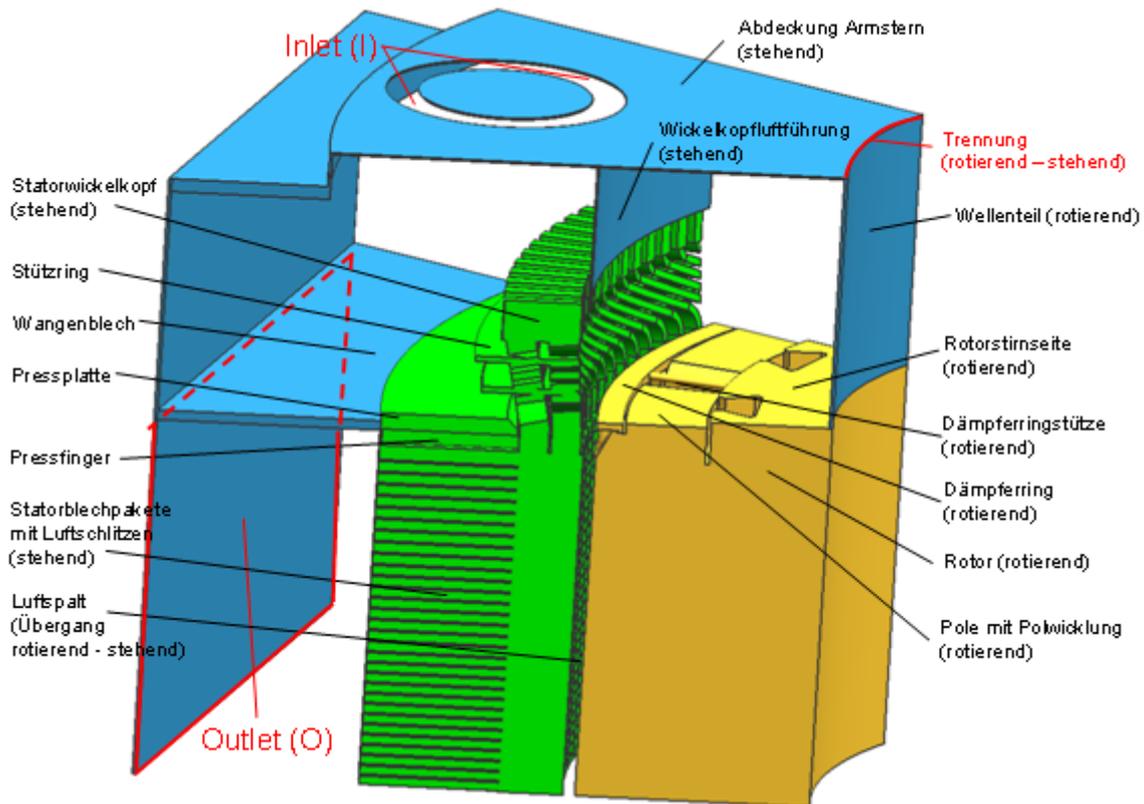


Abbildung 4.1: Darstellung des CFD Gesamtmodells und der Spezifikation der Bauteile

Es wurde neben dem Statorblechpaket (grün) auch andere relevante Bauteile erzeugt und mitberechnet. Speziell die Beziehung zwischen dem Rotor und dem Stator ist in den Gesamtmodellen zu berücksichtigen.

Bei der stationären Simulation werden die Bauteile jeweils in ihrem Referenzsystem betrachtet. Somit wird die Strömung in den jeweiligen Komponenten als stationär wahrgenommen. Des Weiteren muss man nun diese Referenzmodelle, sogenannte „Multiple Frame of Reference“ (MFR), miteinander koppeln. Diese Koppelung kann nun mit zwei Methoden erfolgen, nämlich über das „Frozen Rotor“- oder das „Stage“- Interface.

Das „Frozen Rotor“- Modell berechnet die Strömungsgrößen mit Hilfe eines Wechsel in das jeweilige Bezugssystem, indem man die Größen lokal von dem einen in das andere Referenzmodell übergibt. Die Position der beiden Referenzmodelle zueinander wird beibehalten, deswegen auch „Frozen Rotor“. Dadurch sind die Ergebnisse der Rechnung von der Stellung der Referenzmodelle zueinander abhängig.

Das „Stage“- Modell mittelt die Strömungsgrößen in der Umfangsrichtung, die axiale Verteilung wird aber nicht gemittelt. Deswegen ist die Stellung der Referenzmodelle zueinander bedeutungslos, d.h. es ist nicht relevant wie das Nutsegment am Umfang angeordnet ist, da die Positionierung durch die Mittelung verloren geht bzw. nicht in die weitere Berechnung eingeht. Die Umfangsmittelung erfolgt durch Aufspalten der Einlassflächen in axiale Bänder, welche dann je Band gemittelt werden.

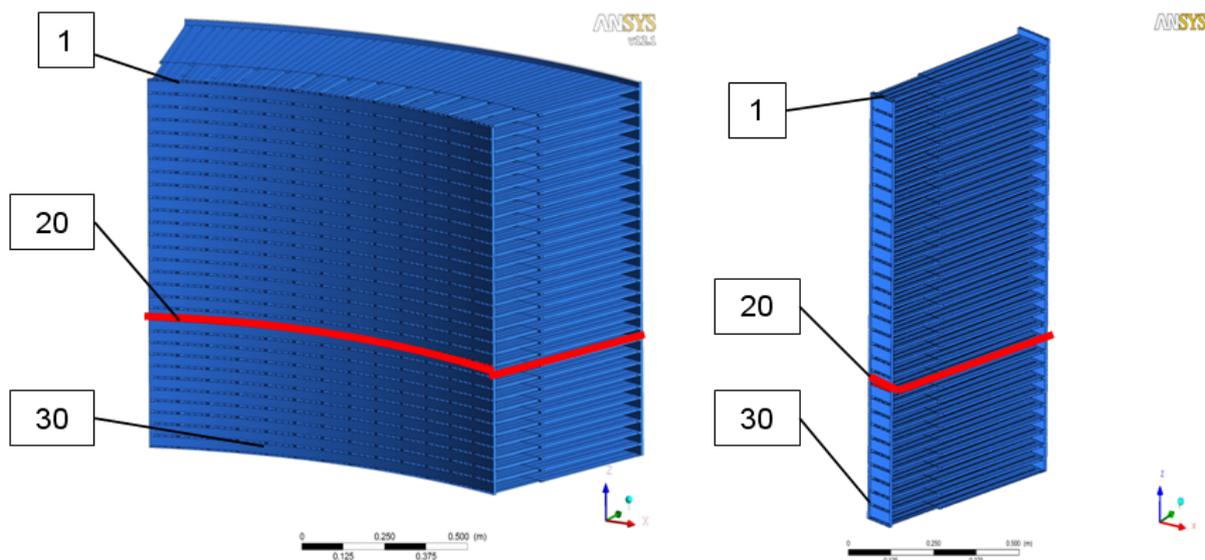
Es ist auch der Luftspalt gekennzeichnet, die Position an der die lokalen Einlassrandbedingungen in den Gesamtmodellen erzeugt werden und an die Sektormodelle übergeben werden.

Der Unterschied zwischen Frozen Rotor- und dem Stage- Modell ist jener, dass beim Stage-Modell auf der Einlassfläche die übertragenen Parameter in Umfangsrichtung für jede Zelle gemittelt wurden. Somit wurde ein 1/10 Pol- Modell zu einem 1/132 Pol- Modell kompensiert. Die Bezeichnung ergibt sich aus der Beziehung das ein Pol aus 13,2 Nuten besteht. Es ergab sich somit eine Elementeneinsparung von 44 %. Dies wird später im Kapitel 5.1 detaillierter beschrieben.

Mit Hilfe der CFX- Gesamtmodelle sollen nun die Einlass- Randbedingungen für die 3 Einlassbedingungen, für jeden der 30 Schlitzes, bestimmt werden. Der 31. Schlitz wird auf Grund seiner Lage in der Symmetrieebene vernachlässigt. Es können somit Profile ausgeschrieben werden, welche als Einlassbedingungen für das Polsektormodell, aus dem FrozenRotor- Modell, und das Nutsektormodell, aus dem Stage- Modell, dienen.

Die Abbildung 4.2 veranschaulicht die Größe des Frozen Rotor Gesamtmodells im Gegensatz zum Stage Gesamtmodell. Mit Hilfe dieser Abbildung kann man sich sehr schnell einen Eindruck von den unterschiedlichen Größen der Modelle verschaffen und deren Zusammenhang mit der unterschiedlich hohen Anzahl der Elemente.

Rot markiert ist die Lage des 20. Schlitzes, dessen Einlassparameter werden als Randbedingung für die späteren Modelle verwendet. Diese Parameter erhält man durch das Ausschreiben eines Profils an den Einlassflächen der CFX Gesamtmodelle. Das dadurch erzeugte Profil enthält alle Informationen der gewünschten Parameter an jedem Zellenmittelpunkt und übergibt diese an die Elemente der neuen Modelle weiter, wenn sich jene an der gleichen Position des Koordinatensystems befinden.

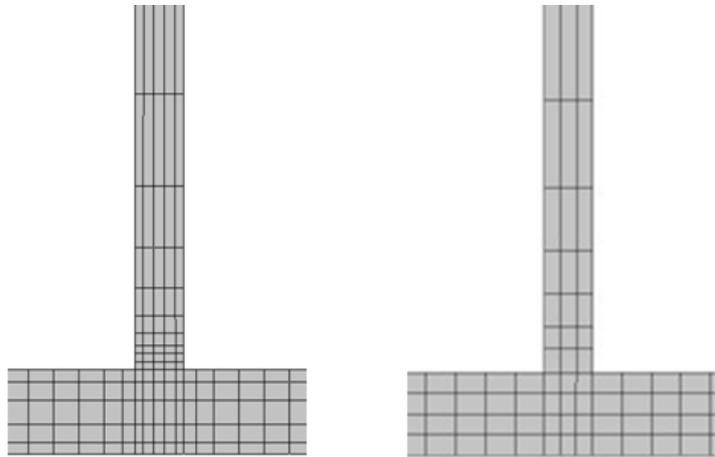


**Abbildung 4.2: Statorsegment des CFX FR GM (links) und CFX ST GM (rechts)**

Um einen Vergleich überhaupt gewährleisten zu können ist darauf zu achten, dass zwischen den einzelnen Modellen dieselbe Netzstruktur herrscht. Da es bei unterschiedlichen Netzen schon zu relativ großen Abweichungen der Rechenergebnisse kommen kann. Der Grund ist, dass die übertragenen Einlassrandbedingungen approximiert werden, wenn die Anordnung

der Zellen unterschiedlich ist. Das bedeutet, wenn das Element zwischen zwei anderen Elementen liegt und somit die Kanten und Knoten nicht exakt aufeinanderliegen wird ein Mittelwert zwischen den Ergebnissen der jeweiligen Elemente oder an den jeweiligen Flächen gebildet und vorgegeben. Somit sind die Randbedingungen schon teilweise verfälscht und aus diesem Grund wurde vorerst das Netz des CFX- Gesamtmodells für das Pol- und Nutsektormodell übernommen, in den Auswertungen wird dies mit Original bezeichnet. Dieses Netz unterscheidet sich deutlich von dem FLUENT- Netz, welches schon vor einiger Zeit erstellt wurde.

Dieses in FLUENT generierte Netz besitzt in den Bereich des Polschlitzes keine erkennende Struktur der Hexaeder und in unmittelbarer Nähe, welches dann in den Statorschlitz in ein strukturiertes Hexaeder- Netz übergeführt wird. Auch die Auflösung der Wand ist in dieser Simulation eher unbefriedigend, denn in dem Luftschlitz sind nur 3 Elemente axial angeordnet. Abbildung 4.3 veranschaulicht die Wandauflösungen der unterschiedlich verwendeten Rechenprogramme.



**Abbildung 4.3: Wandauflösung des 20. Schlitzes; CFX- Gesamtmodell (links) und FLUENT- Gesamtmodell (rechts)**

In Tabelle 4.1 sind die unterschiedlichen Anzahlen der Elemente und Knoten der Gesamtmodelle veranschaulicht. Dabei werden die Knoten- und Elementanzahl für das gesamte generierte Modell (wie Stator, Rotor, Wickelkopf usw.) und nur für das Bauteil Statorschlitz angegeben. Da nur an dem Statorschlitz ausgearbeitet wird, ist diesem „lokalen“ Bereich mehr Aufmerksamkeit zu schenken. Somit ist aus der unteren Tabelle ersichtlich, dass das FLUENT- Netz eine sehr geringe Anzahl an Elementen besitzt. Im Kapitel 5.3 werden die ausgewerteten Ergebnisse der unterschiedlichen Modelle detailliert besprochen.

**Tabelle 4.1: Knoten- und Elementanzahl der verschiedenen Gesamtmodelle**

	FLUENT	CFX FrozenRotor	CFX Stage
Gesamtmodell Knotenanzahl	6.261.482	18.712.539	10.447.461
Gesamtmodell Elementanzahl	7.039.882	16.359.599	9.702.347
Statorschlitz Knotenanzahl	3.732.532	8.986.716	698.940
Statorschlitz Elementanzahl	2.615.267	7.235.735	556.595

Hinzu kommt noch, dass das Programmpaket FLUENT bei Strömungen natürlicher Konvektion, hoher rotationsbehafteten Strömungen, Strömungen poröser Medien und Strömungen in stark gekrümmten Bereichen das PRESTO! (PREssure STaggering Option) - Diskretisierungsschema verlangt. Grund dafür ist, dass zur Diskretisierung der Impulsgleichung neben dem Massenstrom auch das Druckfeld benötigt wird. Somit müssen die Druckwerte zwischen den Elementflächen interpoliert werden. Dieses Standard Schema ist nur zulässig wenn die Druckgradienten klein sind. Da in diesem Fall sehr große Druckgradienten vermutet werden, wird das PRESTO!- Schema verwendet. Das Prinzip ist die versetzte Anordnung des Druckgitters, wobei die Interpolation der Druckgradienten entfällt. Das wird dadurch bewerkstelligt, dass das Zentrum der Druckgitterzelle auf den Eckpunkten des Kontrollvolumens liegt und man somit eine höhere Rechengenauigkeit erzielt. Eine weitere Vorgabe dafür ist die Verwendung von Hexaederelementen im Rechennetz [5].

## 4.2 Polsektormodell

Das Polsektormodell erstreckt sich radial innen bis zur Luftspaltmitte und axial bis zur Mitte zwischen 2 Schlitzen und in Umfangsrichtung wie das CFX- Frozen Rotor Modell über den gesamten Polbereich (1/10tel Umfang).

Die Eintrittsbedingungen werden wie schon erwähnt für jeden Schlitz aus den Ergebnisdateien des CFX- Frozen Rotor Modells gelesen. Somit ergibt sich für jeden Schlitz eine Vergleichsmöglichkeit mit dem Gesamtmodell und auch mit den anderen Modellen.

Veranschaulicht in Abbildung 4.4 ist das Polsektormodell, welches nur aus einem Schlitz besteht. Es besteht grundsätzlich aus 13,2 Nutsegmenten. Es ist anzumerken, dass das dreizehnte Nutsegment sich aus der einen Hälfte am Beginn der Zählweise und aus der am Ende angeordneten Hälfte zusammensetzt. In der folgenden Arbeit werden unterschiedlichste Parameter oder diverse Abbildungen des Polsektormodells gemacht, welche sich nur auf einen bestimmten Abschnitt beziehen. Um deshalb detailliert festzulegen wie die Nummerierung der Nuten erfolgt ist dies ebenfalls detailliert vorgegeben. So wird die Nummerierung im Uhrzeigersinn fortgesetzt. Der Pfeil definiert die Richtung der Rotation.

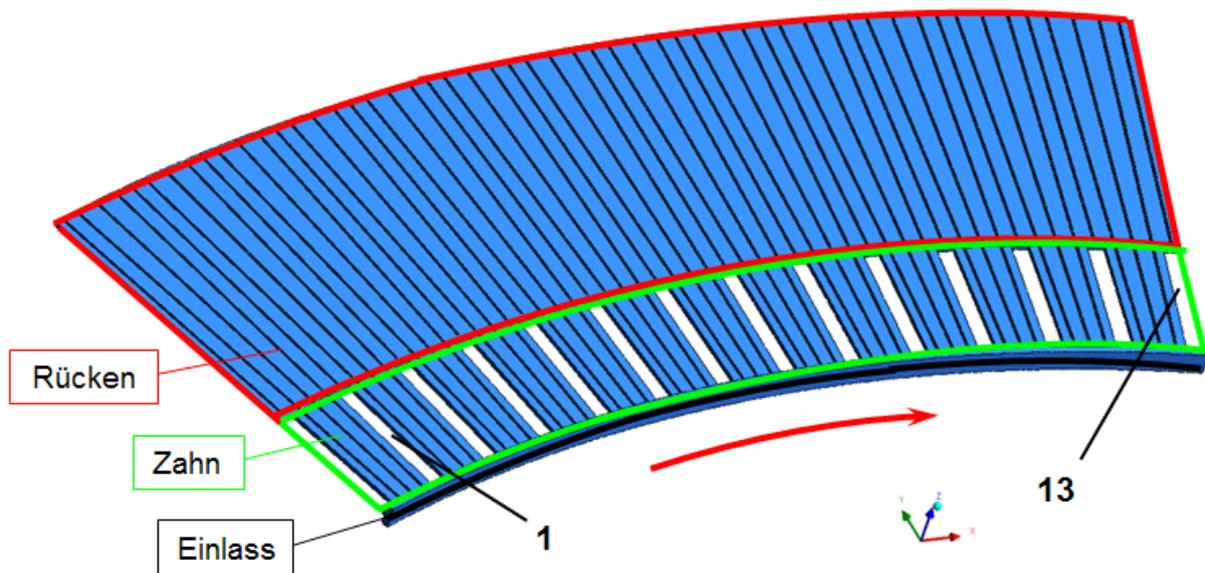


Abbildung 4.4: Polsektormodell

### 4.3 Nutsektormodell

Die radiale und axiale Erstreckung entspricht der dem Polsektormodell, in Umfangsrichtung ist aber nur ein Nutsektor (1/132) modelliert, identisch wie beim CFX- Stage Modell.

Die Eintrittsrandbedingungen werden wie schon erwähnt für jeden Schlitz aus den Ergebnisdateien des CFX- Stage Modells gelesen. Somit ergibt sich für jeden Schlitz eine Vergleichsmöglichkeit mit dem Gesamtmodell und auch mit den anderen Modellen.

In Abbildung 4.5 ist das Nutsektormodell dargestellt, welches ebenfalls nur aus einem Schlitz besteht. Die Definition der Rotation ist ebenfalls mit dem Pfeil in Rot gekennzeichnet.

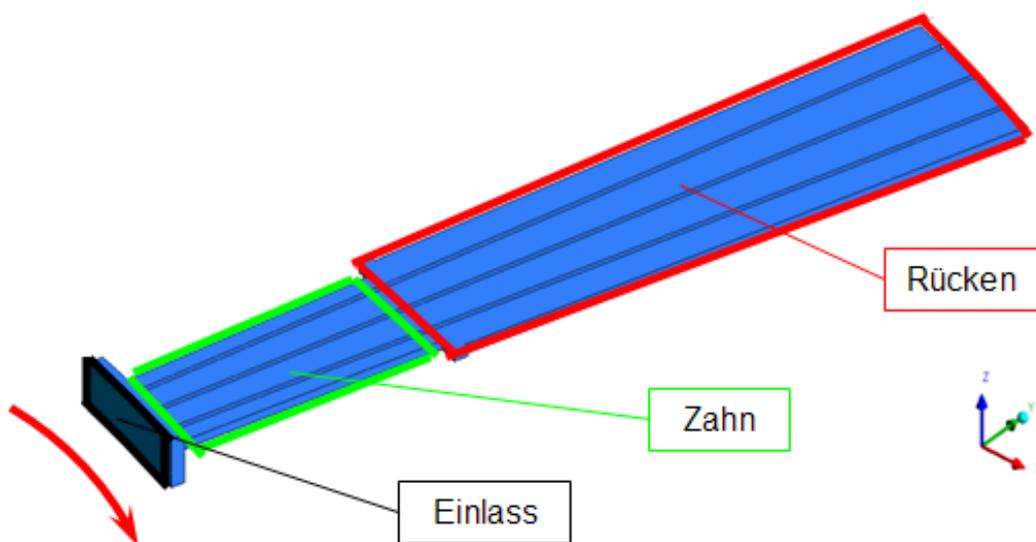


Abbildung 4.5: Nutsektormodell

## 4.4 Vergleich der Modelle

In Tabelle 4.2 ist eine detaillierte Darstellung der größten Unterschiede, der verschiedenen Modelle, gegeben.

Wie man dieser Tabelle entnehmen kann sind die zu treffenden Einstellungen der Diskretisierung schwer zu vergleichen, da in FLUENT verschiedene Diskretisierungsschemen wie auch Relaxionsfaktoren vorgegeben wurden. Man sollte noch berücksichtigen, dass CFX die Gleichungen mit Hilfe eines impliziten Solver und FLUENT mit einem expliziten Solver löst. Dadurch kommen auch schon numerische Abweichungen zustande, die man nicht mehr ausgleichen kann und sich in unterschiedliche Ergebnisse der verschiedenen Simulationen auswirken.

Ein weiterer gravierender Unterschied sind die verschiedenen Turbulenzmodelle und die dazugehörige Auflösung des Wandgebietes. Das FLUENT- Modell weist auch eine gröbere Netzstruktur auf, was ebenfalls zu Abweichungen führt. Speziell in der Achsrichtung (z-Richtung) der Luftschlitze im Stator sind nur 3 Elemente angeordnet, was zu einen ungenauen Ergebnis führen könnte und die Berechnung an den Wänden mit Sicherheit fehlerbehaftet ist, weil an der Wand ein sehr hoher dimensionsloser Wandabstand zu erwarten ist. Des Weiteren kommt hinzu, dass ein unstrukturiertes Netz vorherrscht. Ein weiterer Punkt, der gegen dieses Netz spricht, ist die Verwendung von Tetraedern als Gitterelemente.

Das FLUENT Gesamtmodell wurde mit dem „Multiple Frame of Reference“- Modell berechnet, was ebenfalls dem Frozen Rotor Referenzmodell, wie es im CFX bezeichnet wird, entspricht.

**Tabelle 4.2: Spezifikation der Unterschiede der diversen Statorschlitzmodelle**

	FLUENT GM	CFX GM FR	CFX GM ST	CFX PSM	CFX NSM
Software	FLUENT	CFX	CFX	CFX	CFX
Referenzmodell	MFoR	FrozenRotor	Stage	-	-
Gesamtmodell Knotenanzahl	6.261.482	18.712.539	10.447.461	-	-
Gesamtmodell Elementanzahl	7.039.882	16.359.599	9.702.347	-	-
Statorschlitz Knotenanzahl	3.732.532	8.986.716	698.940	252.948	19.212
Statorschlitz Elementanzahl	2.615.267	7.235.735	556.595	193.180	14.570
Polbereich	1/10	1/10	1/132	1/10	1/132
Schlitzanzahl	61/2	61/2	61/2	1	1
Turbulenzmodell	k-ε	SST	SST	k-ε, SST	k-ε, SST
Wandbehandlung	Standart			Automatic	Automatic
Kompressibel	+	+	+	+	+
Wärmeübergang	Total Energy	Total Energy	Total Energy	Total Energy	Total Energy
incl. viscous work	+	-	-	-	-
Randbedingung	T <sub>w</sub> =konst.	T <sub>w</sub> =konst.	T <sub>w</sub> =konst.	T <sub>w</sub> =konst.	T <sub>w</sub> =konst.
Wandgeschwindigkeit	No slip wall	No slip wall	No slip wall	No slip wall	No slip wall
Einlassrandbedingung	CFD Rechnung	CFD Rechnung	CFD Rechnung	Profile	Profile
Diskritisierung Schema	PRESTO	High Resolution	High Resolution	High Resolution	High Resolution
Turbulenz Numerik	1 <sup>st</sup> und 2 <sup>nd</sup> Order	1 <sup>st</sup> Order	1 <sup>st</sup> Order	1 <sup>st</sup> Order	1 <sup>st</sup> Order
Konvergenzkriterium	1,E-03 oder 1,E-04	1,E-04	1,E-04	1,E-04	1,E-04

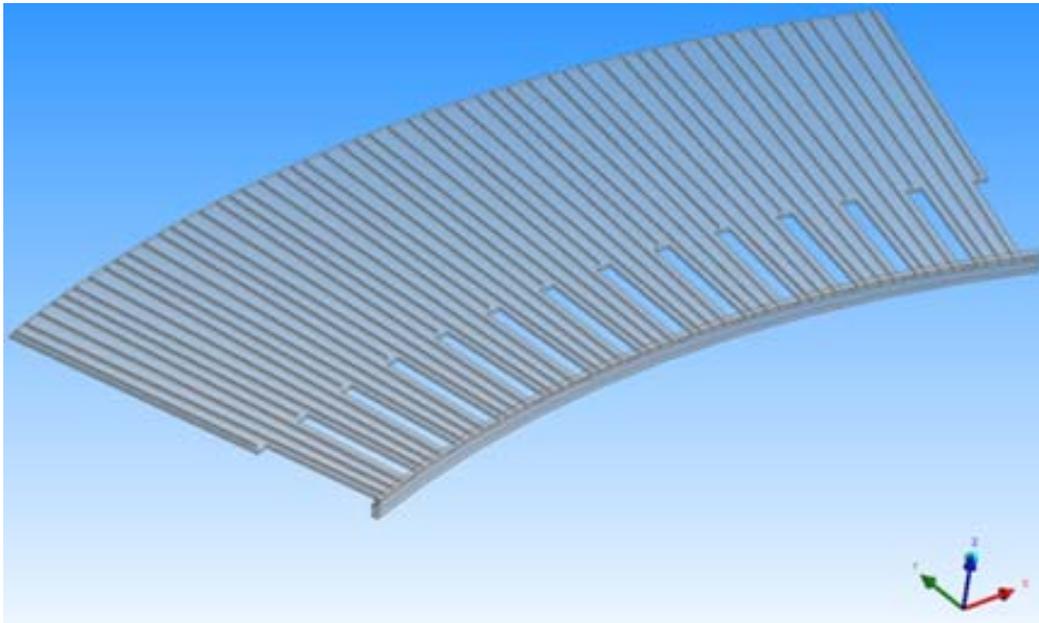
Die Simulation der Gesamtmodelle wurde von einem externen Unternehmen durchgeführt. Das FLUENT- Modell wurde auf Grund der geringen Rechnerleistung zu diesem Zeitpunkt vergeben. Die CFX- Gesamtmodelle wurden wegen der hohen Auftragslage und der Nutzung des, bei den Lizenzen mit gekauften, Supports von dem Software Hersteller ANSYS generiert und simuliert.

Die Auswertung der CFX- Gesamtmodelle erfolgt im Zuge dieser Diplomarbeit. Die Simulation und Auswertung der Einzelschlitzmodelle wurde ebenfalls im Zuge dieser Arbeit durchgeführt. Um eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den verschiedenen Modellen zu gewährleisten, wurden die Netze und die Simulationsparameter von den CFX- Gesamtmodellen für die ersten Vergleiche übernommen.

## 4.5 Parametrisiertes Grundmodell

Mit Hilfe dieses parametrisierten Grundmodells ist man in der Lage diverse Größen für den Statorschlitz zu modellieren, in Hinblick auf die Umfangs-, Radial- und Achsialrichtung. Dadurch werden, die in diesem Kapitel beschriebenen Modelle, erzeugt und anschließend im Programmpaket ICEM CFX, ein für die Berechnung genügend hochwertiges Rechengitter erstellt.

Zur Festlegung der Modellgeometrie wurde mit dem Programm ANSYS- DesignModeller ein parametrisiertes Modell eines Statorschlitzes erzeugt, ein sogenanntes Polsektormodell wie in Abbildung 4.6 gut ersichtlich.



**Abbildung 4.6: Geometrie eines Polsektormodelles**

Die Abmessungen Bohrungsdurchmesser, Statoraußendurchmesser, Winkelbereich sowie Steganzahl je Stab wurden einer vorhandenen CFD- Untersuchung „Nestil“ der Andritz Hydro AG entnommen, siehe Tabelle 4.3. Diese Abmessungen entsprechen den Hauptabmessungen, die für jede spezielle Variante eines Generators definiert sind.

**Tabelle 4.3: Geometrieparameter aus der CFD- Untersuchung „Nestil“**

Modellinnendurchmesser	3880 mm
Bohrungsdurchmesser	3900 mm
Statoraußendurchmesser	5100 mm
Winkelbereich („Pole Pitch“)	36°
Anzahl Stäbe gesamt	132
Anzahl Stäbe im Modell	13
Schlitzbreite	6 mm
Breite Blechpaket	26 mm
Stegbreite	3.16 mm

Die radial innere Begrenzung (Fläche INLETRADIAL – siehe Abbildung 4.10) des Modells fällt dabei mit der radialen Mitte des Luftspaltes in der Nestil- Geometrie zusammen. Dieser Luftspalt befindet sich zwischen Rotor und Stator. Die axialen Begrenzungsflächen

(BEGRENZUNG\_AXIAL\_OBEN und BEGRENZUNG\_AXIAL\_UNTEN – siehe Abbildung 4.14) des Modells im Bereich des Luftspaltes befinden sich in der axialen Mitte zwischen zwei Schlitzen.

Die folgende Abbildung 4.7 zeigt das erzeugte Netz für alle CFX- Modelle, da diese mit demselben Modell erzeugt wurden. Die Netzstruktur wurde dabei belassen um die numerischen Fehler und dadurch reproduzierbare Abweichungen minimal zu halten. Dabei wurden die für die Strömung wichtigen Geometrieänderungen detailliert aufgezeigt. Die rot dargestellte Kanalerweiterung ist dafür von großem Interesse. Ebenfalls der Bereich für die Einlassbedingung, da hier die Strömung mit einem hohen Drall behaftet ist (blau). In grün wird die Auflösung der Wand gezeigt, da dieser Bereich, und vor allem dessen Modellierung ausschlaggebend für die Berechnung des Wärmeübergangs ist.

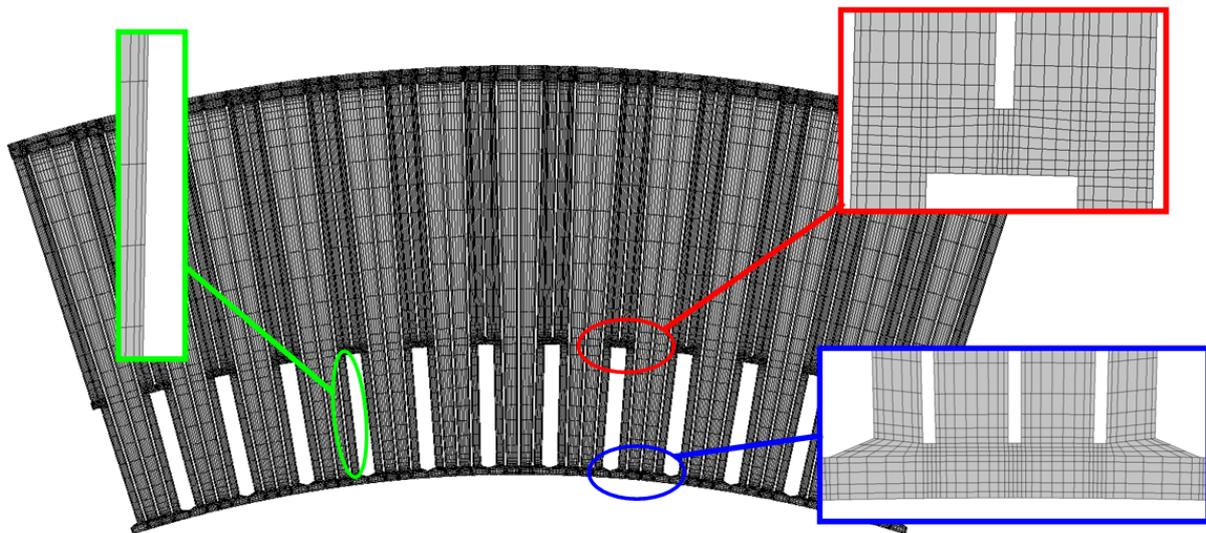


Abbildung 4.7: Netzstruktur der CFX- Netze

## 4.5.1 Kontroll- und Wandflächen

Zur Datenauswertung wurden die in den folgenden Abbildungen dargestellten Kontroll- und Wandflächen festgelegt. Im Einklang mit bisher durchgeführten CFD- Untersuchungen wurden dabei im Statorschlitzeinlassbereich vier Strömungskanäle („A“ bis „D“) definiert.

In der Abbildung 4.8 sind die Positionen der Kanäle „A“, „B“, „C“ und „D“ dargestellt. Die in der folgenden Arbeit noch oft verwendeten Wandflächen Rücken und Zahn sind ebenfalls spezifiziert. Der rote Pfeil beschreibt wieder die Strömung im Einlass. Für die Untersuchung der Strömung sind die Kanäle von großem Interesse, da in diesen Kontrollflächen liegen an denen die Parameter ausgeschrieben werden. In den einzelnen Strömungskanälen befinden sich jeweils drei, senkrecht auf die Strömungsrichtung orientierte Kontrollflächen – zum Beispiel im Kanal „A“ die Flächen SAI (unmittelbar stromab des Statorschlitzeinlasses), SAM (auf Höhe der Stabmitte) und SAE (auf Höhe des Stabendes).

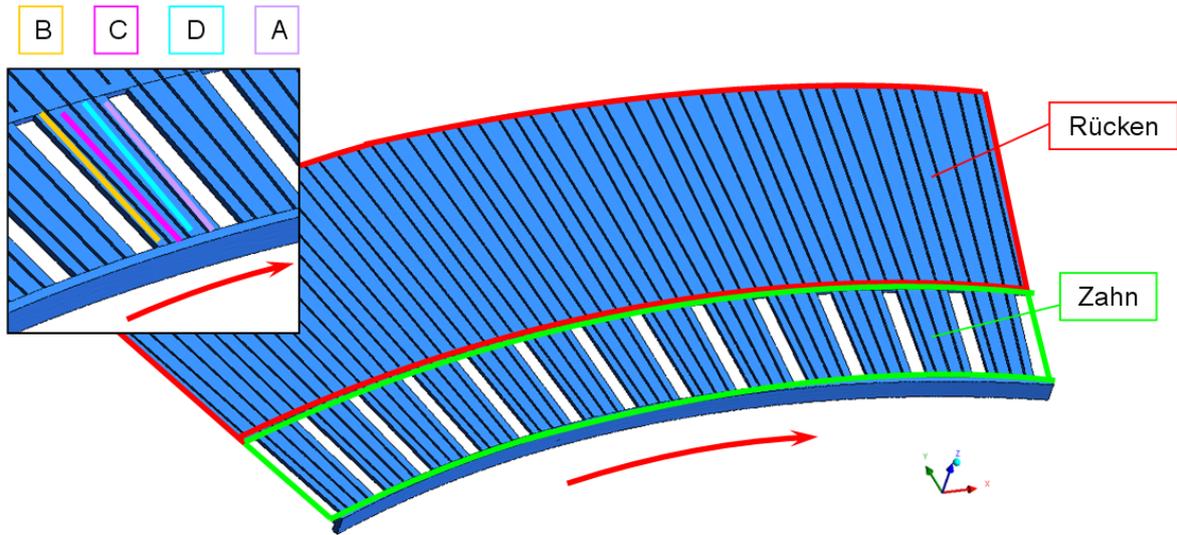


Abbildung 4.8: Lage der Kanäle A bis D im Modell

Der Strömungskanal „A“ befindet sich zwischen Stab und angrenzendem Steg, und zwar auf der im Kühlluftstrom stromauf gelegenen Seite des Stabes. Analog dazu befindet sich der Strömungskanal „B“ auf der im Kühlluftstrom stromab gelegenen Seite des Stabes ebenfalls zwischen Stab und angrenzendem Steg. Die Strömungskanäle „C“ und „D“ werden seitlich von Stegen begrenzt – „C“ befindet sich stromauf von „D“. Die Strömungskanäle und die darin befindlichen Kontrollflächen sind in der Abbildung 4.9 dargestellt, der rote Pfeil beschreibt die Einlassbedingung.

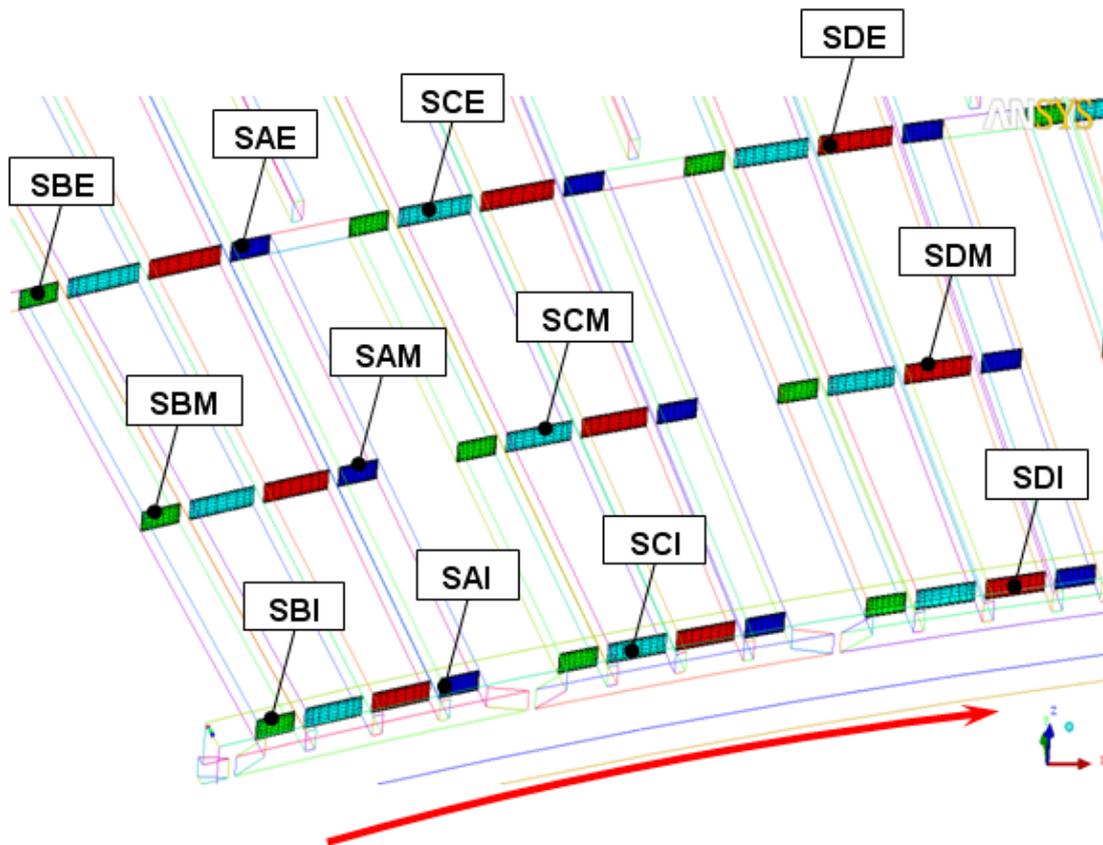


Abbildung 4.9: Kontrollflächen in den Strömungskanälen A bis D

Die Kontrollfläche SI ist exakt am Statoreintritt (am Bohrungsdurchmesser) lokalisiert und dehnt sich ausschließlich über die durchströmten Bereiche aus (siehe Abbildung 4.10).

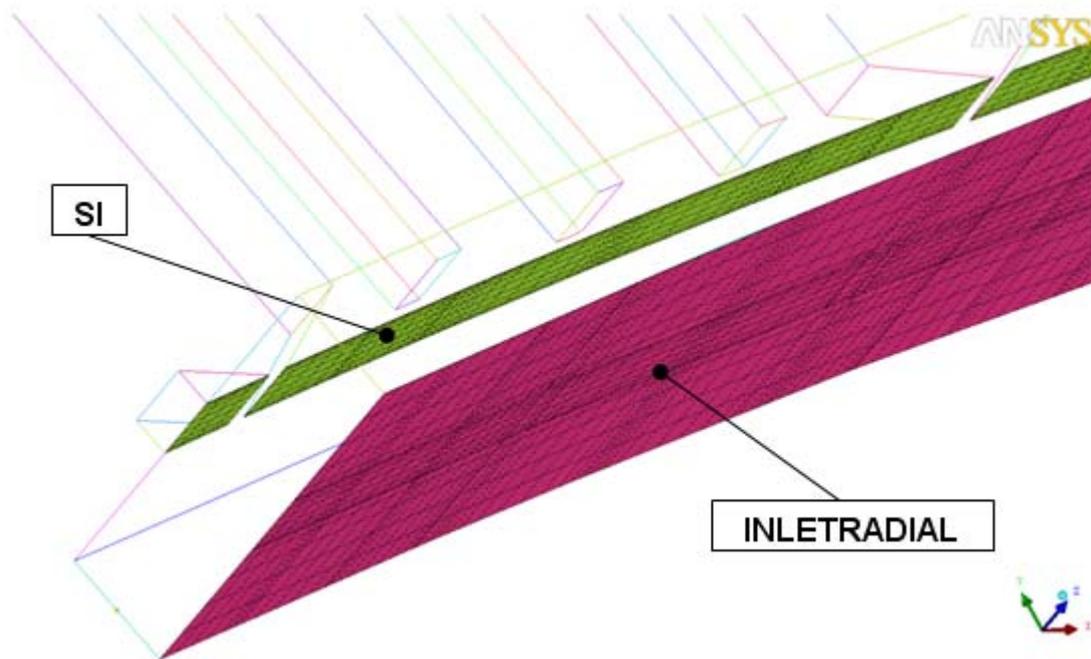


Abbildung 4.10: Kontrollflächen am Einlass bzw. in dessen unmittelbarer Nähe

Die periodischen Begrenzungen in Umfangsrichtung (STATOR\_INLET\_PERIODIK\_LINKS) und in radialer Erstreckung (OUTLET) sind in Abbildung 4.11 gezeigt. Die periodische Bezeichnung ist ebenfalls auch auf der rechten Seite vorhanden und mit STATOR\_INLET\_PERIODIK\_RECHTS bezeichnet.

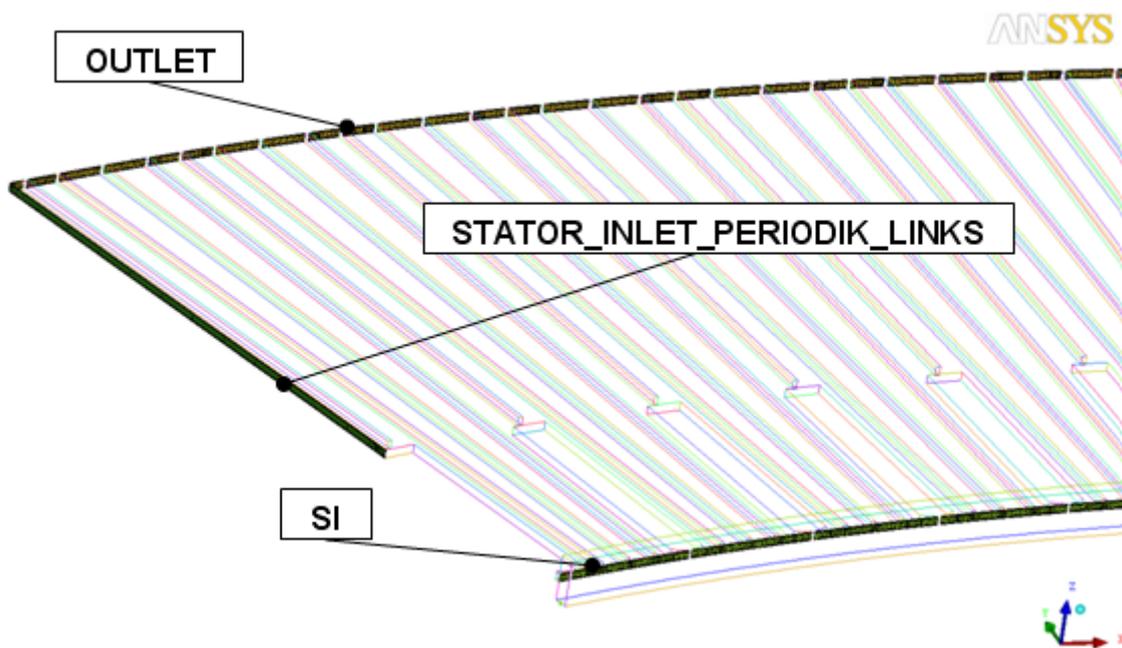


Abbildung 4.11: Kontrollflächen der äußeren Begrenzungen

Die Wandflächen am Zahn (Z1) und am Rücken (R1) werden für die Auswertung der Wärmeübergangskoeffizienten herangezogen (siehe Abbildung 4.12). Die Fläche Z1 setzt sich aus sämtlichen, die Strömungskanäle A bis D begrenzenden Wandflächen zusammen. Die Fläche R1 wiederum fasst sämtliche, die Strömung begrenzenden Wandflächen am Statorrücken zusammen.

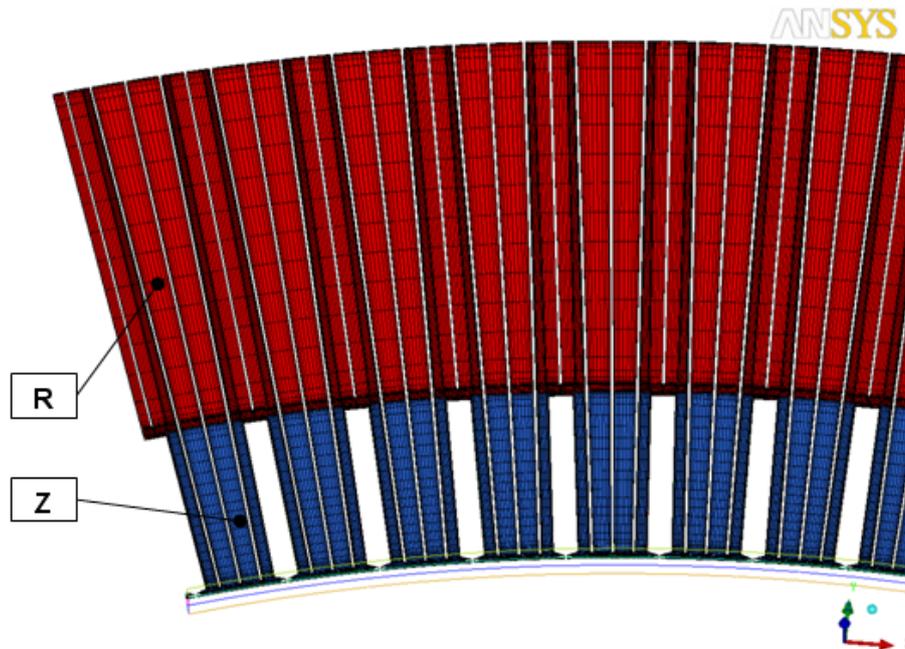


Abbildung 4.12: Wandflächen

Die Wandflächen der Nut N1\_G, N1\_V, N1\_H und N1\_K sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Abkürzung G steht dabei für die Bezeichnung der Wandfläche am Nutgrund, V für die Vorderseite und H für die Hinterseite der Nut. An diesen Wandflächen werden ebenfalls in den darauffolgenden Berechnungen die Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt.

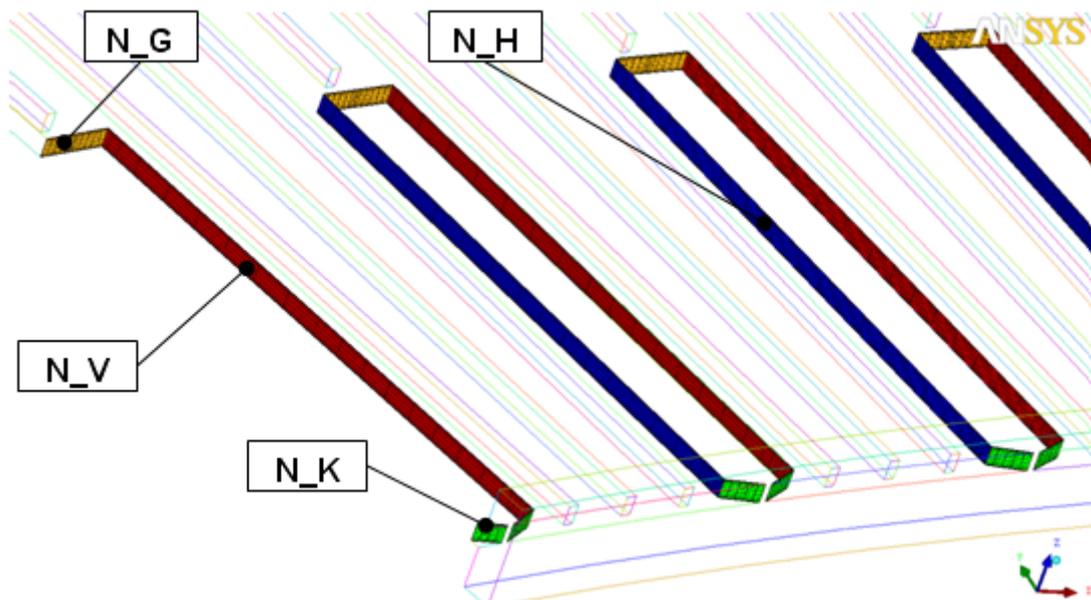


Abbildung 4.13: Wandflächen der Nut

In Abbildung 4.14 sind die axialen Begrenzungen (Flächen BEGRENZUNG\_AXIAL\_OBEN und BEGRENZUNG\_AXIAL\_UNTEN), die periodische Kontrollfläche (INLET\_PERIODIK\_LINKS) und die Wandfläche E3\_EISEN erkennbar. Auch hier ist die Kontrollfläche mit dem Namen INLET\_PERIODIK\_RECHTS auf der rechten Seite gegeben.

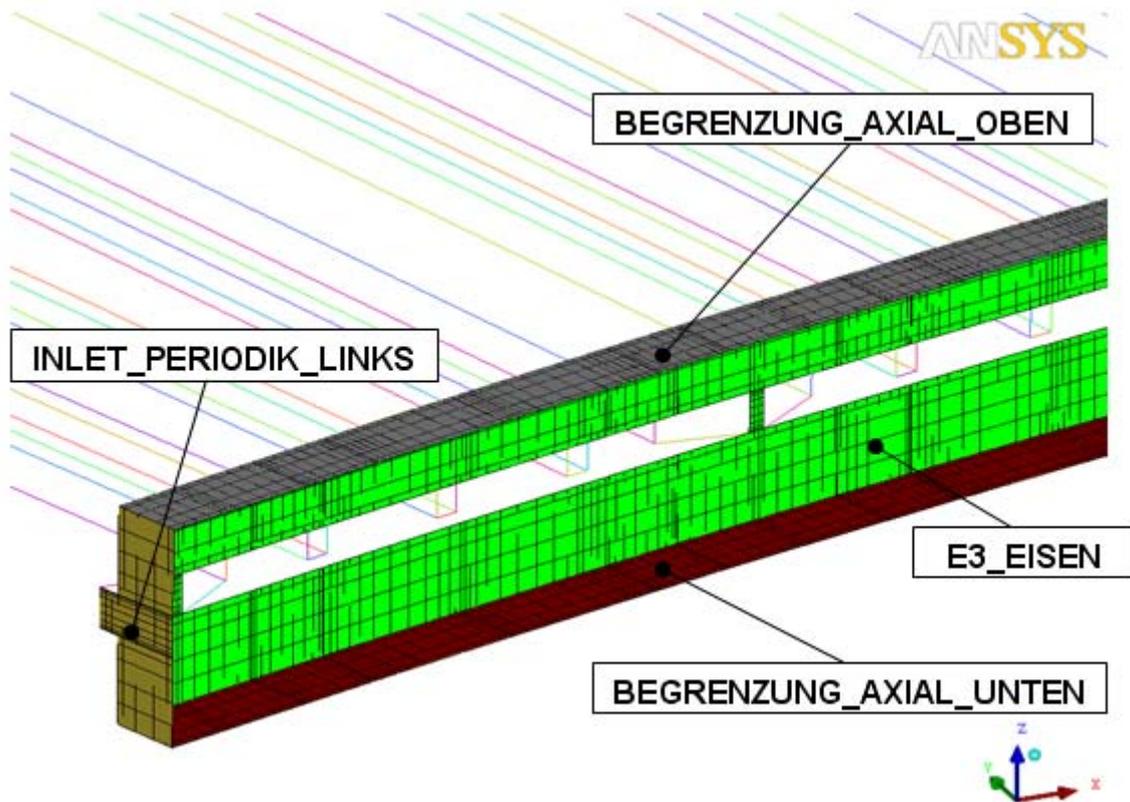


Abbildung 4.14: Wandflächen im Einlassbereich bzw. in dessen unmittelbarer Nähe

## 4.5.2 Solvereinstellungen

### 4.5.2.1 Randbedingungen

Grundsätzlich können Fluid- Begrenzungen, als externe Flächen gesehen werden, welche die folgenden Randbegrenzungen definieren, wie in Abbildung 4.15 veranschaulicht:

- Inlet – das Fluid fließt in erster Linie in den Bereich
- Outlet – das Fluid fließt in erster Linie aus dem Bereich
- Opening – das Medium kann gleichzeitig in und aus dem Bereich fließen; das ist nicht möglich für Bereiche mit mehreren als einem gegenwärtigen Medium
- Wall – undurchlässige Wandbedingung des Fluidflusses
- Symmetry Plane – eine Ebene mit geometrischer Symmetrie und Fluss-Symmetrie

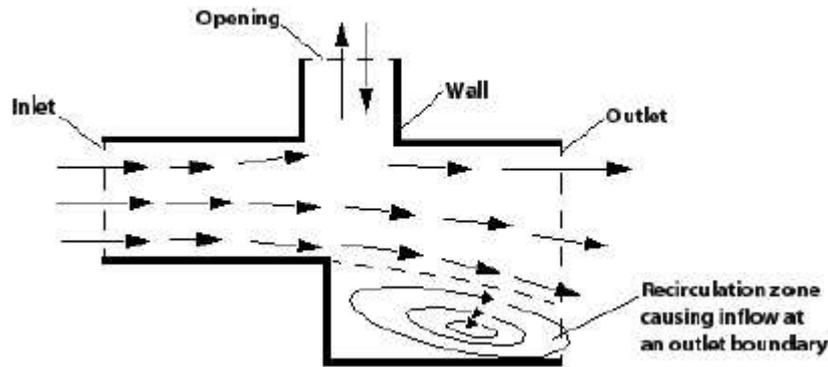


Abbildung 4.15: Verschieden definierte Randbedingungen im ANSYS CFX [2]

Für die Konvergenz der Rechnung ist die korrekte Definition der Randbedingung sehr bedeutend. Laut ANSYS CFX gibt es daher eine empfohlene Konfiguration der Randbedingung welche als „besonders robust“ deklariert sind, nämlich Geschwindigkeit  $u$  oder Massenstrom  $m$  am Einlass und den statischen Druck am Auslass [2].

### Einlass

In der Berechnung mussten Einlassrandbedingungen für die 3 Einlässe, BorderAxialOben, BorderAxialUnten und Inletradial, gefunden werden. Da man das Polsektormodell und Nutsektormodell mit den Gesamtmodellen vergleichen musste, erstellte man sich an diesen Einlässen Profile und erhielt so den Geschwindigkeitsvektor, die Temperatur, die turbulente kinetische Energie und die turbulente kinetische Dissipationsenergie. Diese Informationen gibt man für jedes Element vor.

### Auslass

Da man hier nicht genau weiß, wie sich der Fluid- Fluss einstellen wird bzw. ob sich in diesem Bereich Rückströmungen oder Wirbel (siehe Abbildung 4.15) ausbilden, wurde der Auslass als „Opening“ definiert. Somit können Konvergenzprobleme minimiert werden. Es wird jedoch am Outlet ein Relativdruck mit 0 [Pa] vorgegeben und als thermische Randbedingung eine Temperatur von 351 [K]

### Wände

Die Wände werden als „No Slip Wall“ definiert, was bedeutet, dass die Relativgeschwindigkeit des Fluids in Wandnähe gleich null entspricht, „Haftbedingung“. Als thermische Randbedingung wurden die Flächen an der Nut (N20\_G, N20\_H, N20\_K und N20\_V) mit 388 K, die Eisenfläche (E3\_Eisen) ebenso wie die Zahnfläche (Z20) mit 365 K und die Rückenfläche (R20) mit 358 K definiert. Diese Werte wurden aus vorliegenden Messungen eruiert und in die Berechnung übernommen.

Da dieses Bauteil rotationssymmetrisch ist wurde nur 1/10 Pol bei dem FLUENT Gesamtmodell, dem CFX- Frozen Rotor- Gesamtmodell und dem Polsektormodell und 1/132 Pol beim CFX- Stage- Gesamtmodell und dem Nutsektormodell modelliert. Die Begrenzungsflächen in Umfangsrichtung werden mit Periodik\_Inlet\_links, Periodik\_Inlet\_Rechts, Periodik\_Stator\_links und Periodik\_Stator\_rechts bezeichnet. Die Periodizität erlaubt die Verwendung einer einfacheren Geometrie, z.B. eines Segmentes anstatt des gesamten Generatormodells. Es können nun die linke und die rechte Seite der Geometrie durch eine interne Rotation der Achse verbunden werden, und somit ist ein

überströmen möglich, das bedeutet eine Überführung des Fluides und dessen Parameter mit demselben Winkel.

#### **4.5.2.2 Fluideinstellung**

Das Medium wird für alle Simulationen als „Air ideal Gas“ definiert, da es sich hier um kompressible Strömungen handelt. Das Modell verwendet das ideale Gasgesetz um die lokalen Dichteunterschiede im Medium zu berechnen.

Diese Zusammenhänge sind geeignet für kompressible Strömungen unter gewissen Bedingungen [2]:

- Bei niedrigen Drücken ( $\sim 1$  bar), unabhängig von der Temperatur
- Bei hohen Drücken ( $\gg 1$  bar), vorausgesetzt die Temperatur ist entsprechend hoch

#### **4.5.2.3 Wärmeübergang / Totalenergie**

Die Modelle für den Wärmeübergang werden verwendet um die Temperatur aus dem Fluss zu berechnen. Wärmeübergang durch Leitung, Konvektion und turbulenter Mischung und viskoser Arbeit sind berücksichtigt.

Prinzipiell gibt es die Auswahlmöglichkeit zwischen 2 Modellen:

##### **Thermal Energy**

Als Transportgleichung für die Energie verwendet dieses Modell die vereinfachte Gleichung (3.70) für den Enthalpietransport. Diese Variante der Wärmeübergangsberechnung findet in erster Linie für Strömungen mit geringen Geschwindigkeiten und geringen Dichteunterschieden Anwendung. Es wird bei dieser Option die viskose Dissipation außer Acht gelassen.

##### **Total Energy**

Die Gleichung (3.9) wird als Transportgleichung für die Totalenergie verwendet. Dieses Modell soll bei der akustischen Berechnung oder bei Strömungen mit  $M > 0,3$  verwendet werden.

Es wird für alle Simulationen die Einstellungsoption „Total Energy“ gewählt. Die viskose Dissipation wird vernachlässigt.

#### **4.5.2.4 Turbulenzmodell und Wandbehandlung**

Für die folgenden durchgeführten Simulationen wurden ausschließlich folgende 2-Gleichungs- Turbulenzmodelle herangezogen: k- $\epsilon$  und SST.

Es wurden keine Veränderungen an den Konstanten vorgenommen. Als Wandfunktion wurde die Einstellung für das SST- Modell mit „Automatisch“ gewählt, unabhängig vom  $y^+$  der verschiedenen Rechenetze. Dadurch wurde eine interne automatische Wandbehandlung durchgeführt. Das k- $\epsilon$ - Modell hingegen verwendet bei jedem  $y^+$  eine skalierbare Wandfunktion.

#### 4.5.2.5 Diskretisierung

Das standardisierte Benutzerinterface des Simulationspaketes ANSYS CFX ermöglicht es, die Diskretisierung der Konvektionsterme, der transienten Terme, sowie die Transportgleichungen für die Turbulenzgrößen  $k$  und  $\varepsilon$  bzw.  $\omega$  gruppiert zu definieren. Dabei wird die Diskretisierung für die Erhaltungsgleichungen mit der Bezeichnung „Advanced Scheme“ und die Diskretisierung für die Größen des Turbulenzmodelles mit „Turbulence Numerics“ beschrieben. Diese Arbeit verwendet für „Turbulence Numerics“ First Order und für „Advection Scheme“ die Einstellung High Resolution.

Diese Schemata wurden schon zuvor im Kapitel 3.6.4 vorgestellt.

#### 4.5.2.6 Konvergenz

Das Residuum  $R$  ist die Abweichung im linearisierten Gleichungssystem, der aus den diskretisierten Gleichungen entsteht. Die Residuen werden, einerseits um ein brauchbares Konvergenzkriterium zu erhalten, und andererseits um sie besser beobachten zu können, normalisiert. Das unter ANSYS CFX als Standard definiertes Konvergenzkriterium ist ein Root Mean Square (RMS) Residuum von  $10^{-4}$ . Das entspricht dem mittels „Residual Normalisation Procedure“ normalisierte Residuum der jeweiligen Variable über das Kontrollvolumen. Dieses ist für ein beliebiges Skalar  $\Phi$  geben durch folgende Beziehung [4]:

$$[\tilde{r}_\Phi] = \frac{[r_\Phi]}{a_p \Delta\Phi} \quad (4.1)$$

In dieser Gleichung ist  $r_\Phi$  das dimensionsbehaftete Residuum im Kontrollvolumen,  $a_p$  ein Koeffizient des Kontrollvolumens und  $\Delta\Phi$  eine repräsentative Größe der zu normalisierenden Variable im Kontrollvolumen. Die normalisierten Residuen besitzen die Eigenschaft, dass sie unabhängig von der Initialisierung des Volumens sind.

Bei der durchgeführten Berechnung wurde ein Residuum von  $10^{-4}$  gewählt. Die minimale Anzahl der Iterationen liegt bei 1 und die maximale Anzahl wurde, um die Rechendauer einer nicht konvergierenden Lösung zu begrenzen, auf 2000 Iterationen definiert.

Die Berechnung des internen Zeitschrittes wurde mit der Option „Automatisch“ festgelegt.

Es existieren ebenfalls für alle Simulationen Monitorpunkte, die die charakteristische Größe des Druckes am Einlass und Auslass der Systemgrenzen aufzeichnet. Diese Verläufe müssen stationär sein, sprich vollständig konvergiert sein.

#### 4.5.2.7 Auswertungsparameter

Die Kühlung des Generators stellt die Hauptaufgabe des Ventilators dar. Es ist von höchster Relevanz die Wärme mit Hilfe der kalten Luftströmung an der Wärmeübertragungsfläche abzuführen um dadurch die Leistung des Generators aufrecht zu erhalten. Als dimensionsloser Parameter für die Wärmeübertragung ist die Nusselt-Zahl, wie in Gleichung (3.37) beschrieben. Bei Rohrströmungen wird allerdings der hydraulische Durchmesser  $d_h$  als charakteristische Länge  $L$  verwendet, wie man der Gleichung (3.104) entnehmen kann.

Die Größe dieser Werte ist durch die Geometrie gegeben oder aus Stofftabellen oder aber aus dem CFX- Post- Processor bestimmt.

Es muss deswegen nur noch der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  im CFX bestimmt werden, welcher als lokaler Wert  $\alpha_{(x)}$  im definiert ist

$$\alpha_{(x)} = \frac{q_{(x)}}{T_{W(x)} - T_{m(x)}} \quad (4.2)$$

Wobei  $T_{m(x)}$  die mittlere Temperatur der Kanalströmung an der jeweiligen Position x ist. Diese berechnet sich aus folgender Gleichung, welche sich aus dem Produkt des Massenstromes  $\dot{m}$  und der spezifischen Enthalpie h bei der Temperatur  $T_m$  dem Enthalpiestrom  $\dot{H}$  entspricht[17].

$$T_{m(x)} = \frac{1}{\rho_m u_m A} \int_A \rho u T dA \quad (4.3)$$

Global betrachtet mittelt man anstatt über den Querschnitt besser über das gesamte Kontrollvolumen

$$T_m = \frac{1}{\rho_m u_m V} \int_V \rho u T dV \quad (4.4)$$

Ebenfalls könnte man die mittlere Temperatur aus Eingangstemperatur und Ausgangstemperatur zu berechnen.

$$T_{bulk} = \frac{T_m(x = x_{in}) + T_m(x = x_{out})}{2} \quad (4.5)$$

Der Wärmestrom  $\dot{q}$  lässt sich wie auch die Wandtemperatur für jede Wandzelle direkt im CFX- Post Prozessor berechnen.

CFX stellt ebenfalls einen lokalen „Wall Heat Transfer Coefficient“ (WHTC) zur Verfügung. Die Definition dieser Wärmeübergangskoeffizienten entspricht jener der in der Literatur beschriebenen. Somit lautet er:

$$\alpha_{WHTC} = \frac{q_{(x)}}{T_{W(x)} - T_{NW(x)}} \quad (4.6)$$

Ein Problem stellt dabei die wandnahe Temperatur  $T_{NW(x)}$  („Near Wall Temperature“) dar. Der Verlauf der Temperatur innerhalb der Temperaturgrenzschicht ist analog zum Verlauf der Geschwindigkeit aus einer Wandfunktion für die Temperatur. Die Temperatur  $T_{NW}$  entspricht der mittleren Temperatur der wandnächsten Zelle. Wegen des starken Temperaturgradienten an der Wand, ist diese Temperatur sehr stark von der Größe der Zelle abhängig. Je geringer der Wert  $y^+$  der ersten Zelle des Rechengitters, desto geringer ist die Temperaturdifferenz

$\Delta T = T_W - T_{NW}$  und der Wärmeübergangskoeffizient steigt immer weiter an. Man sieht in Abbildung 4.16, dass sich für die Kontrollvolumen an der Wand die mittlere Geschwindigkeit immer weiter der Geschwindigkeit der Randbedingung, in diesem Fall  $u=0$  m/s, annähert. Je mehr sich dieses Volumen nun verfeinert, desto mehr gleicht sich die mittlere Geschwindigkeit der Wandgeschwindigkeit an. Dies ist analog auf das Temperaturprofil umzulegen.

Um diesen Fehler abzuwenden wird der Wärmeübergangskoeffizient mit der Temperatur aus der Gleichung (4.4) berechnet.

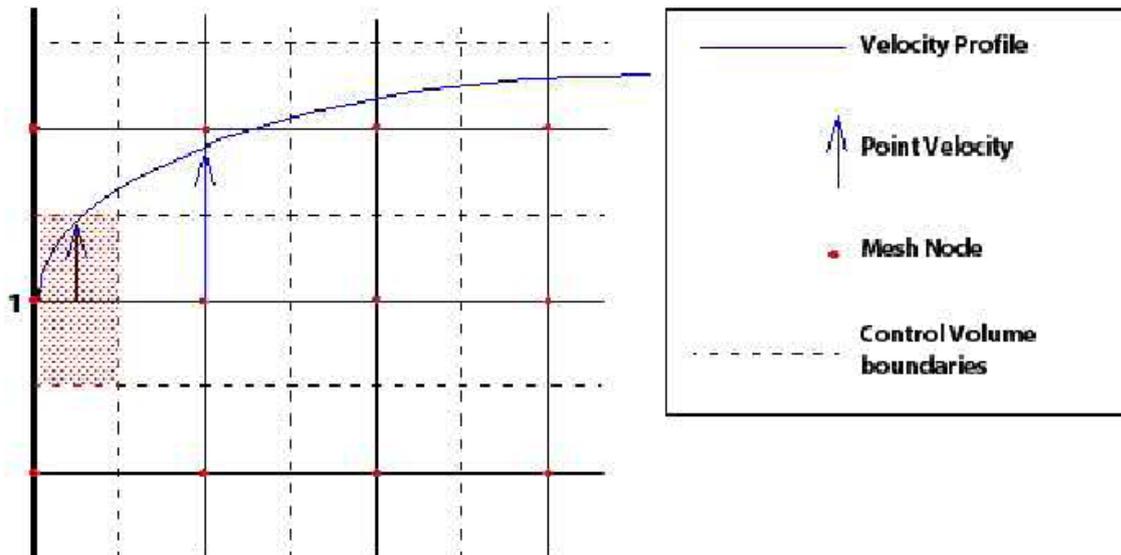


Abbildung 4.16: Geschwindigkeitsprofil und Kontrollvolumen in Wandnähe [7]

In der folgenden Arbeit werden verschiedene Wärmeübergangskoeffizienten berechnet.

Auf Grund der jahrelangen Erfahrung und den vielen Sparten, in welchen die Andritz Hydro AG Forschung und Entwicklungsarbeit leistet, werden Firmenintern 3 verschiedene Parameter für die Berechnung des Wärmeübergangsparmeters verwendet. Dadurch wird auch die interne Zusammenarbeit der unterschiedlichen Geschäftsbereiche erleichtert und die allgemeine Verwendung ist deswegen bekannt.

Der in diversen Literaturen verwendete Buchstabe  $\alpha$  wird durch  $hav$  ersetzt.

Der am häufigsten verwendete Mittelwert ist der  $hav\_alpha$  Wärmeübergangskoeffizient welcher sich wie folgt berechnet:

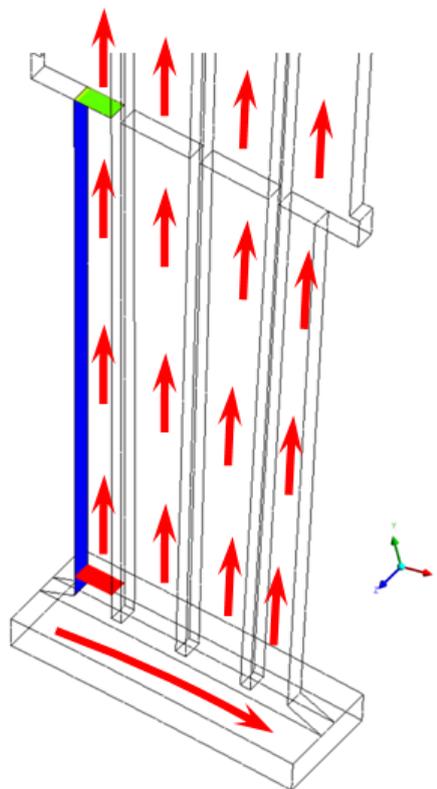
$$hav\_alpha = \frac{q_n}{T_{Wn} - T_{refn}} \quad (4.7)$$

$$T_{refn} = \frac{1}{2}(T_{in} + T_{out}) \quad (4.8)$$

In Gleichung (4.7) bezeichnet der Index n die jeweilige Kontrollfläche. Die Wandtemperatur wird aus dem Programm CFX aus der Gleichung (4.6) bzw. Kapitel 3.5.3 berechnet.

Die Referenztemperatur ist eine gemittelte Temperatur und wird aus der Gleichung (4.8) berechnet. Diese Temperatur ist, wie man erkennt, ein Mittelwert aus der Temperaturdifferenz zwischen Ein- und Ausströmfläche. Dadurch bezieht man sich auf die in den Strömungskanälen berechnete Temperaturabweichung vom Einlass bis zum Auslass des Kanals.

Abbildung 4.17 zeigt die Wärmeübertragungsfläche  $Nut_V$ , in Blau, und die Strömungsflächen, an den jeweils die gemittelte Temperatur berechnet wird. Dabei ist die Einlassfläche (rot) und die Auslassfläche (grün) dargestellt. Die Wärmestromdichte und die Wandtemperatur werden dabei auf der Nutvorderseite ausgewertet. Die roten Pfeile deuten die Durchströmung der Kanäle an. Um die Referenztemperatur zu berechnen wird nur dieser Kanal zur Auswertung herangezogen, welcher auch in dessen unmittelbarer Nähe ist, um eine verfälschte Temperatur auszuschließen.



**Abbildung 4.17: Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten  $hav\_alpha$**

Eine weitere Definition ist in Gleichung (4.9) angeführt. Dabei wird die Temperaturdifferenz aus der Wandtemperatur und der „Gamma- Referenztemperatur“ aus dem Programmpaket CFX berechnet. Diese Referenztemperatur entspricht der berechneten wandnahen Temperatur der ersten Zelle im Strömungsgebiet und wird aus ANSYS CFX ausgegeben.

$$hav\_gamma = \frac{q_n}{T_W - T_{ref\gamma}} \quad (4.9)$$

Die dritte Form des Wärmeübergangskoeffizienten entspricht der des Programmpaketes ANSYS CFX welcher in der Gleichung (4.6) definiert wurde. Deshalb ergibt sich:

$$hav\_gamma^* = \alpha_{WHTC} \quad (4.10)$$

Die Wärmeübergangskoeffizienten  $hav\_gamma$  und  $hav\_gamma^*$  sind auf Grund ihrer Definition nur von der Wandbehandlung abhängige Parameter.

Der Wärmeübergangskoeffizient  $hav\_alpha$  hingegen ist dies nicht, da die Temperaturdifferenz von den in den Kanälen angeordneten Strömungsflächen bestimmt wird.

Deswegen ist dieser Wärmeübergangskoeffizienten nicht von dem Temperaturprofil abhängig und dadurch ist dieser Parameter auch der ausschlaggebende für die folgenden Auswertungen.

Man kann somit den  $hav\_gamma$ - Wert als einen lokalen Wert bezeichnen. Hingegen bezeichnet man den  $hav\_alpha$ - Wert als einen globalen Wert, wegen der Mittelung an den diversen Kontrollflächen. Dieser Mittelwert wird aus den Eintritts- und Austrittsgrößen über die gesamte Länge der Kontrollfläche gebildet.

# 5 Auswertung

In diesem Kapitel werden die ausgewerteten Ergebnisse der Berechnungen veranschaulicht und beschrieben. Es werden die Modelle verglichen und die Ergebnisse der Qualitätsstudie dargestellt.

## 5.1 Vergleich CFX- Frozen Rotor- Gesamtmodell mit CFX- Stage- Gesamtmodell

Der Unterschied dieser beiden Modelle ist die verschiedene Simulation der Rotor- Stator Interaktion. In dem Programmpaket ANSYS CFX ist eine transiente und stationäre Simulation möglich. So werden bei der transienten Simulation die tatsächlichen zeitabhängigen Wechselwirkungen zwischen den rotierenden und stehenden Bauteilen modelliert. Die rotierenden Komponenten werden für jeden Zeitschritt entsprechend ihrer Drehzahl weitergedreht. Diese Modellierung des Problems erfordert jedoch einen sehr hohen Rechenaufwand, weil die Simulation einer Umdrehung sehr viele Zeitschritte erfordert und meist mehrere Umdrehungen simuliert werden müssen um ein brauchbares Ergebnis zu erhalten.

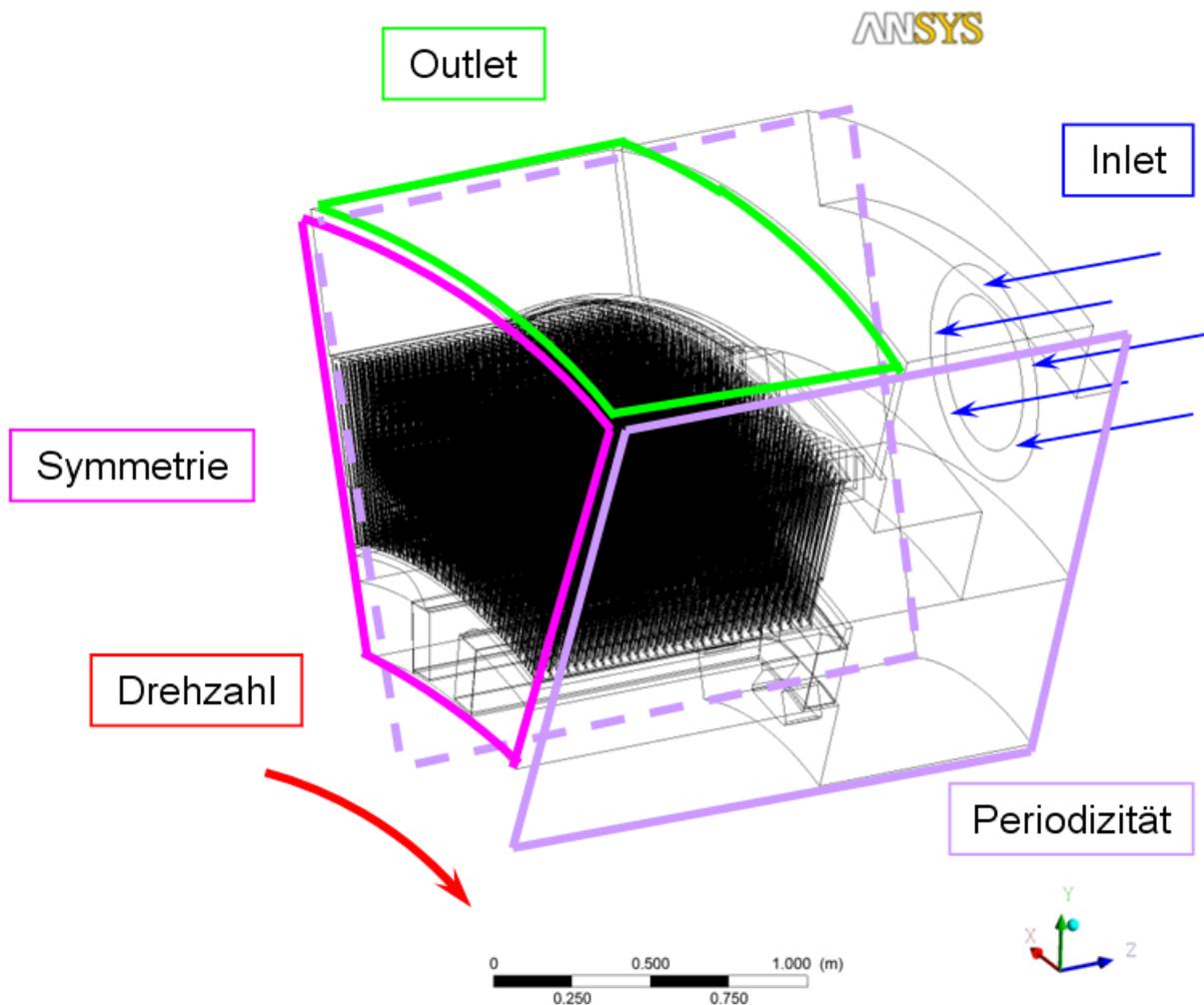
Bei der stationären Simulation werden die Bauteile jeweils in ihrem Referenzsystem betrachtet und durch den „Multiple Frame of Reference“ (MFR), miteinander koppeln. Diese Koppelung erfolgt über das „Frozen Rotor“- bzw. das „Stage“- Interface.

In der folgenden Abbildung 5.1 sind die verschiedenen Verteilungen der Geschwindigkeit dargestellt. Dabei wurde der Geschwindigkeitsplot der Absolutgeschwindigkeit auf der Fläche INLETRADIAL am 20. Schlitz der beiden Gesamtmodelle dargestellt. Man erkennt, dass bei dem FrozenRotor- Modell die Unterschiede in Umfangsrichtung sehr stark von der jeweiligen Position der beiden Referenzmodelle zueinander variieren. Hingegen beim Stage-Modell ein Mittelwert für die jeweilige Zelle gebildet wird. Dabei wird in 13 Nutsegmenten aufgeteilt und anschließend jeweils die gleiche Zelle gemittelt und als eine Zelle dargestellt und als Randbedingung am Einlass vorgegeben. Die Legende ist dabei von den auftretenden minimal und maximal Geschwindigkeiten des Polsektormodells begrenzt um sowohl die höchste als auch die niedrigste auftretende Geschwindigkeit zu berücksichtigen. Die Unterschiede im Nutsektormodell hingegen sind dabei annähernd konstant bzw. besitzen nur eine sehr geringe Abweichung zueinander.



**Abbildung 5.1: Vergleich der Geschwindigkeiten am Einlass Inletradiel des 20. Schlitzes; FrozenRotor Gesamtmodell (oben ) und Stage Gesamtmodell (unten)**

Die Randbedingungen, welche für die Berechnung der Gesamtmodelle vorgegeben werden, sind in der Abbildung 5.2 dargestellt. Diese Bedingungen gelten sowohl für das gezeigte Frozen Rotor-, als auch für das Stage- Gesamtmodell. Die Randbedingungen am Inlet sind definiert durch den Volumenstrom mit 3 m<sup>3</sup>/s und einer Kaltlufttemperatur von 40°C. Die Drehzahl des Rotors ist mit 600 U/min vorgegeben. Am Outlet wird ein Druck von 101325 Pa vorgeschrieben. Die Periodizität und die axiale Symmetrie wird dabei genutzt. Die Randbedingung für die beheizten Wandflächen nehmen die Werte 85 °C am Rücken, 115 °C an den Nutflächen und 92 °C an dem Zahn bzw. Eisen ein. Die komplizierte Erwärmung des Poles wird durch ein externes Programm vorgegeben.



**Abbildung 5.2: Randbedingungen für die Berechnung des FrozenRotor Gesamtmodells**

Diese Definitionen gelten selbstverständlich auch für das Stage- Modell.

## 5.1.1 Massenstromverlauf

Um einen übereinstimmenden Vergleich der Strömungsgrößen überhaupt zu erreichen, ist das Hauptkriterium eine ähnliche Verteilung des Massenstroms, da die Einlassrandbedingungen für den Statorschlitzbereich durch den Geschwindigkeitsvektor ( $u$ ,  $v$  und  $w$ ), die Temperatur, die turbulente kinetische Energie und die turbulente kinetische Dissipation vorgegeben werden. Der Massenstrom setzt sich aus den Geschwindigkeitsvektoren und der Dichte zusammen und somit ist es ein Einfaches die Geschwindigkeitsvektoren durch den Massenstrom über die verschiedenen Schlitze an der jeweiligen Strömungsfläche SI (entspricht der zuvor beschriebenen Kontrollfläche SI in den Einzelschlitzmodellen), zu veranschaulichen.

Wie in Abbildung 5.3 erkennbar ist die Abweichung der Massenströme zwischen den Modellen minimal. Die maximale Abweichung bei Schlitz Nr. 5 beträgt 11,39% und die gemittelte Abweichung beträgt 4,58%. Die Bezugswerte der prozentualen Berechnung der Abweichung sind die jeweiligen Werte am 20. Schlitz des Frozen Rotor Modells. Deswegen, weil in den weiter folgenden Schritten der 20. Schlitz näher untersucht wird. Der Unterschied im 20. Schlitz beträgt 0,06 kg/s, wobei dabei der Massenstrom des Stage- Modells über dem des Frozen Rotor Modells liegt. Diese Bezugsgröße setzt sich in der weiteren Auswertung fort, immer mit dem Parameter des Frozen Rotor Modells. Der Gesamtmassenstrom am Einlass beträgt 3,319 kg/s.

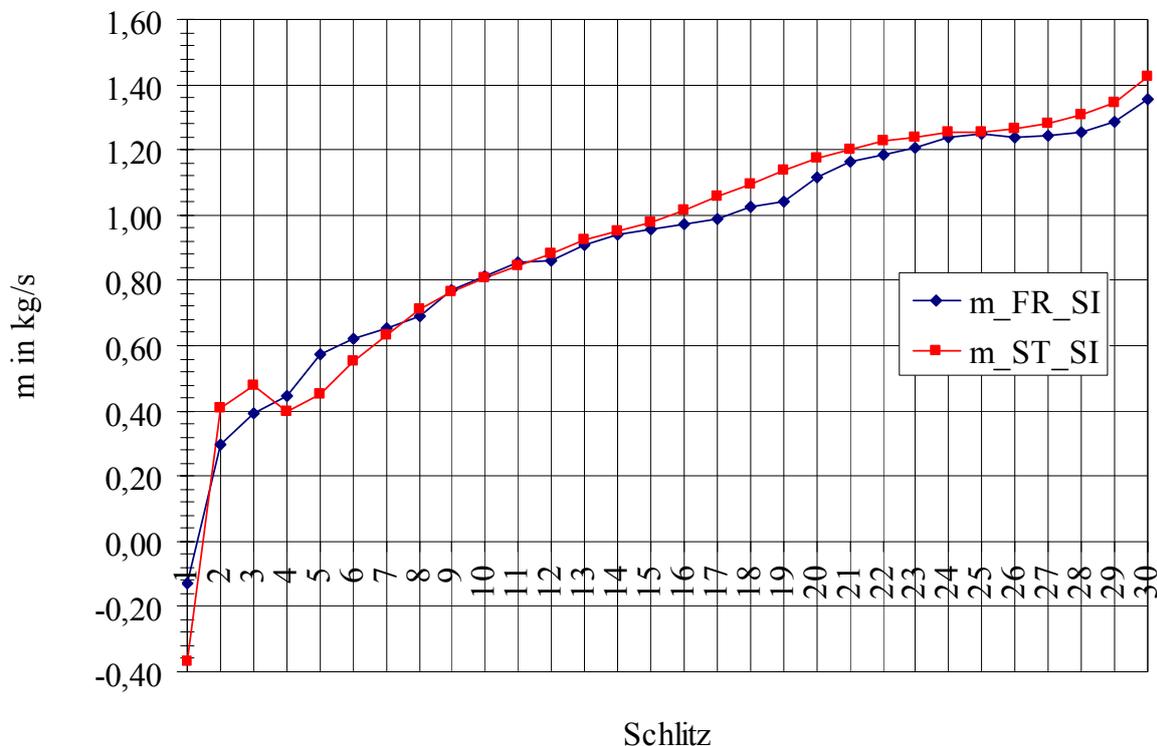


Abbildung 5.3: Massenstromverteilung an der Strömungsfläche SI über alle Schlitze

Der Massenstrom steigt je mehr man sich dem 30. Schlitz annähert. Dieser Massenstromanstieg wird durch die axiale Symmetriebedingung verursacht, da sich die

beiden Kühlluftströme in der Mitte des Modells treffen und sich dort, logischer weise, mehr Massenstrom durch die angeordneten Schlitze hindurch strömt.

Man erkennt außerdem, dass sich im 1. Schlitz ein negativer Massenstrom einstellt. Man spricht in diesem Schlitz von einer Rückströmung, welche sich noch bei den anderen Auswerteparameter auf die Ergebnisse auswirkt.

In den Abbildung 5.5 bis Abbildung 5.7 wird eine Ebene durch die Mitte des Strömungskanal B gelegt (blaue Linie) und die jeweiligen Parameter veranschaulicht mit der Drehrichtung (roter Pfeil).

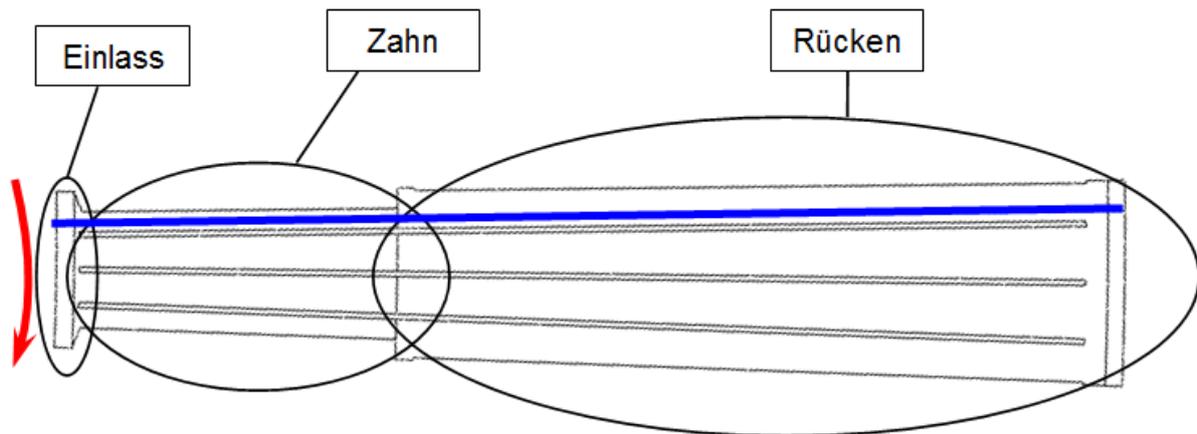


Abbildung 5.4: Definition der Ebene in Kanal B im CFX- Gesamtmodell Stage

Die Strömungsrichtungen des 1. und 20. Schlitzes werden in der Abbildung 5.5 dargestellt. Die Rückströmung entsteht durch das verhinderte Einströmen des Kühlmittels, verursacht, durch die hohe Drallgeschwindigkeit, welche im Luftspalt herrscht. Die Luftführung wirkt sich auch negativ auf den Massenstrom aus, da in diesem Bereich durch eine Führungskante des Statorbleches, rote Kontur, das Einströmen verhindert wird.

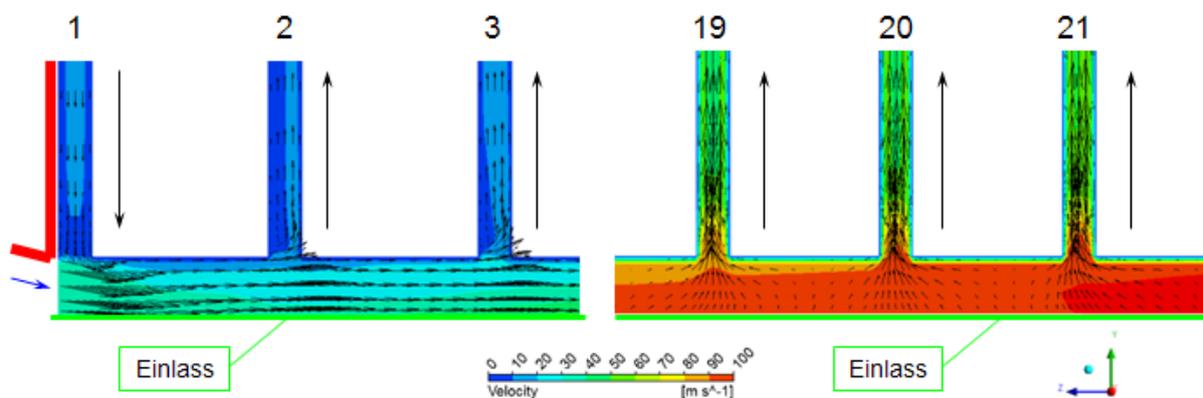
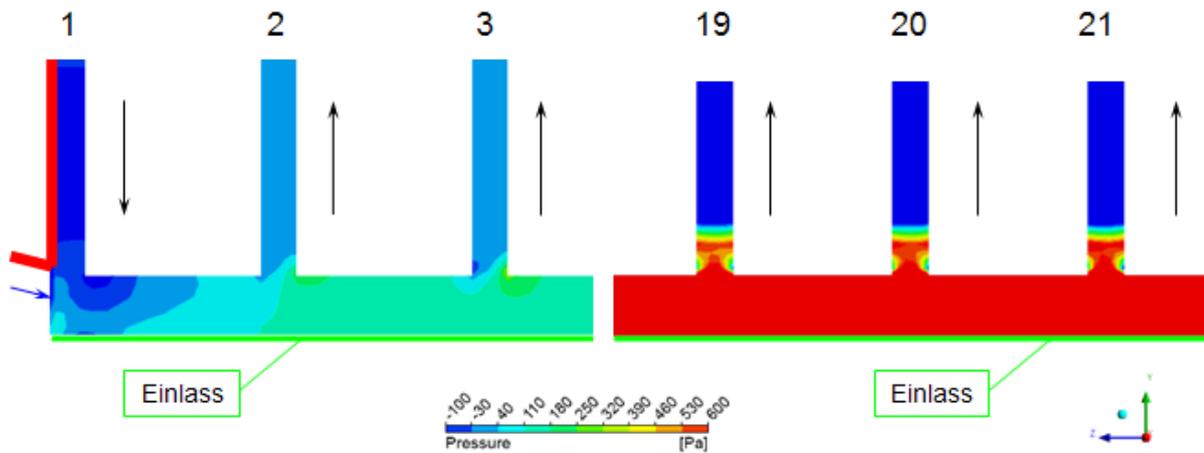


Abbildung 5.5: Geschwindigkeitsvektoren und -plot im CFX- Gesamtmodell Stage über die axiale Länge einiger ausgewählter Statorschlitzes

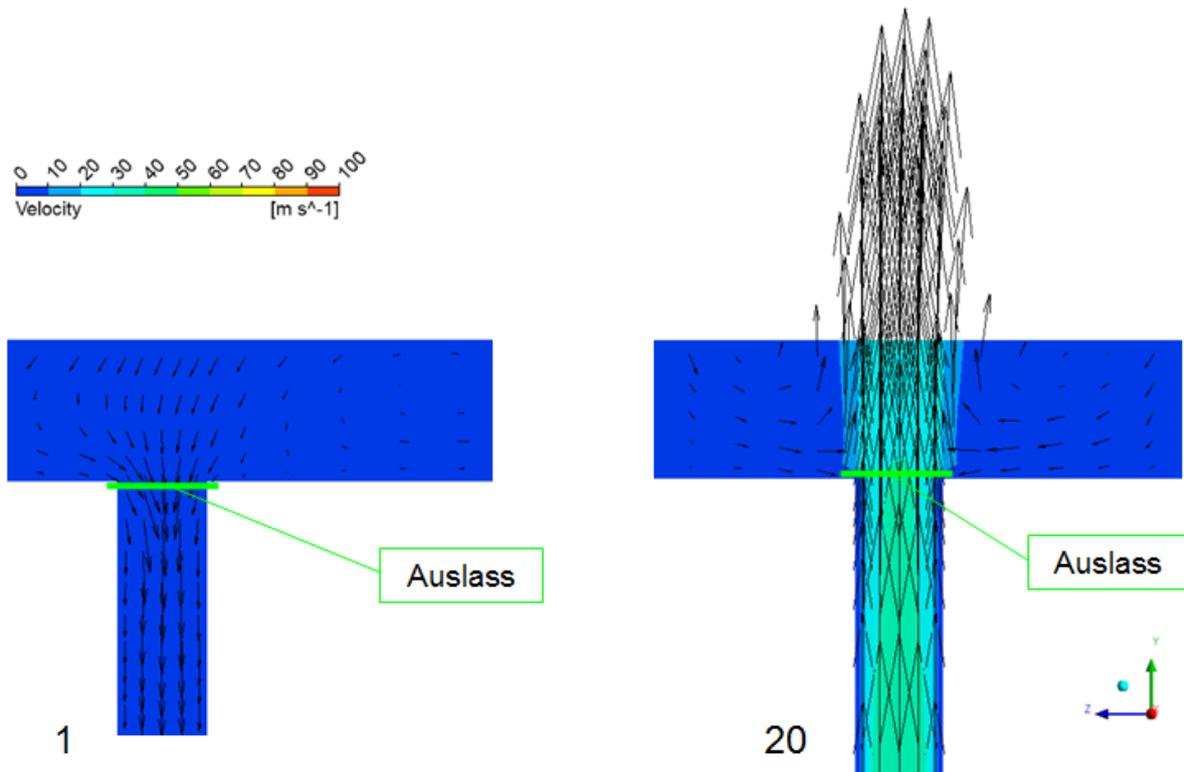
Durch die Führungskante und das starke Einströmen ab dem 2. Schlitz entsteht im 1. Schlitz eine Sogwirkung, was zu dem negativen Massenstrom führt. Diese Aussage wird durch die

Abbildung 5.6 bestätigt. Im Bereich des ersten Schlitzes herrscht ein Unterdruck in dessen Einlass. Im 20. Schlitz hingegen zeigt sich erst ein Unterdruck in dem Zahnbereich.



**Abbildung 5.6 Statischer Druckplot im CFX- Gesamtmodell Stage über die axiale Länge einiger ausgewählter Statorschlitzes**

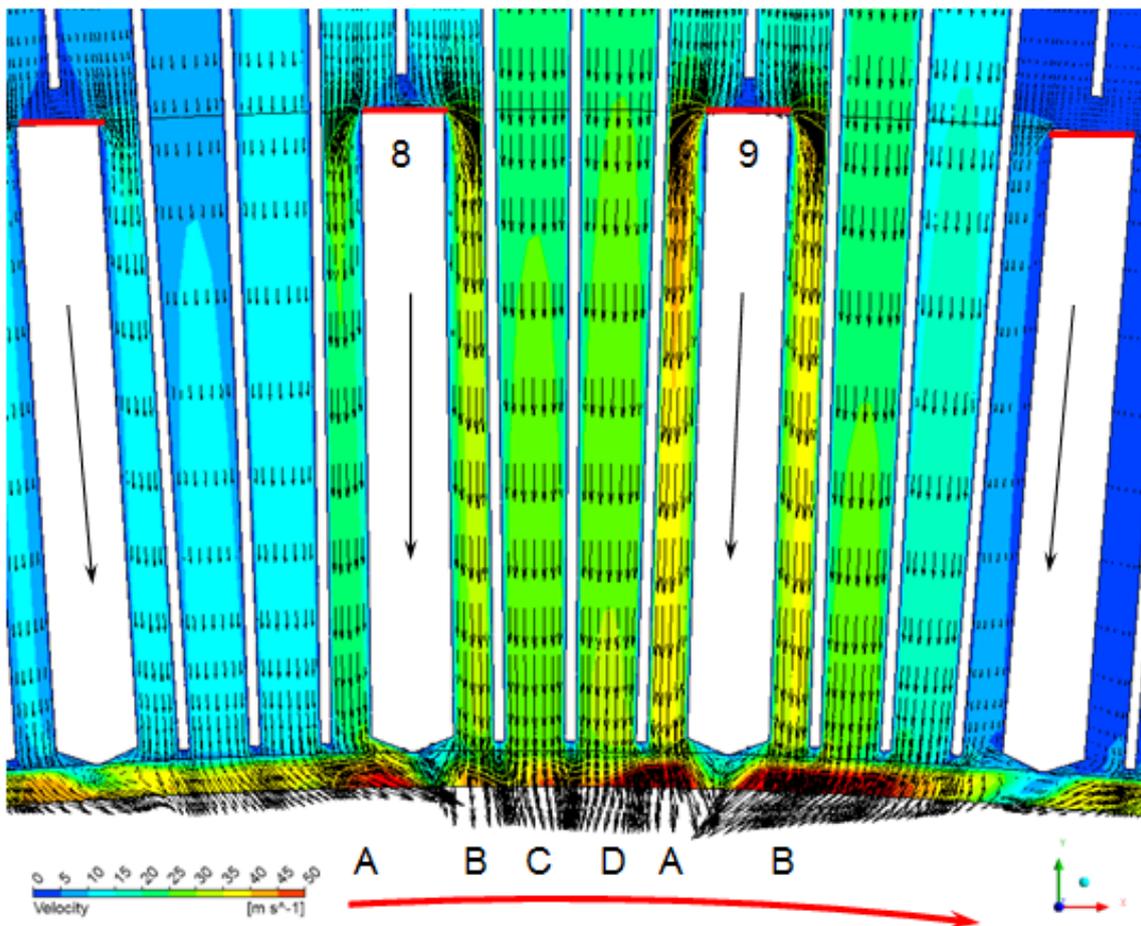
Die Durchströmung des 1. Schlitzes erfolgt somit von dem Bereich des Auslasses, deswegen wird in Abbildung 5.7 dieser Bereich mit den Geschwindigkeitsvektoren dargestellt. Man erkennt, wie die Luft von oben durch den 1. Schlitz strömt. Hingegen ist die Gegebenheit beim 20. Schlitz ein erwartetes Ausströmen des Kühlmediums.



**Abbildung 5.7: Geschwindigkeitsvektoren und -plot am Auslass des 1. und 20. Schlitzes im CFX-Gesamtmodell Stage**

Diese Rückströmung zeigt auch der folgende Geschwindigkeits- Plot, wie in Abbildung 5.8 gezeigt, in der Mitte des ersten Luftschlitzes in dem Frozen Rotor Gesamtmodell. Dabei ist wiederum der jeweilige Standpunkt der Nut des Stators zum Rotor von Relevanz. Man erkennt, dass über den Umfang die Geschwindigkeiten in den Kanälen sehr starke Abweichungen besitzen.

Hinzu kommt noch die Verengung des Strömungskanals A und B im Bereich Nut Grund, was eine Beschleunigung des Mediums nach sich zieht (rote Linie).



**Abbildung 5.8: Geschwindigkeitsvektoren und -plot des 1. Schlitzes im CFX Gesamtmodell Frozen Rotor**

Als Vergleich dazu dieselbe Darstellung in Abbildung 5.9 an Hand des 20. Schlitzes. Man erkennt die größere Geschwindigkeit im Einlassbereich. Die Skalierung der Legende wurde, wegen der besseren Vergleichbarkeit zu dem bereits gezeigten 1. Schlitz, belassen.

Die Drehrichtung ist mit dem roten Pfeil dargestellt.

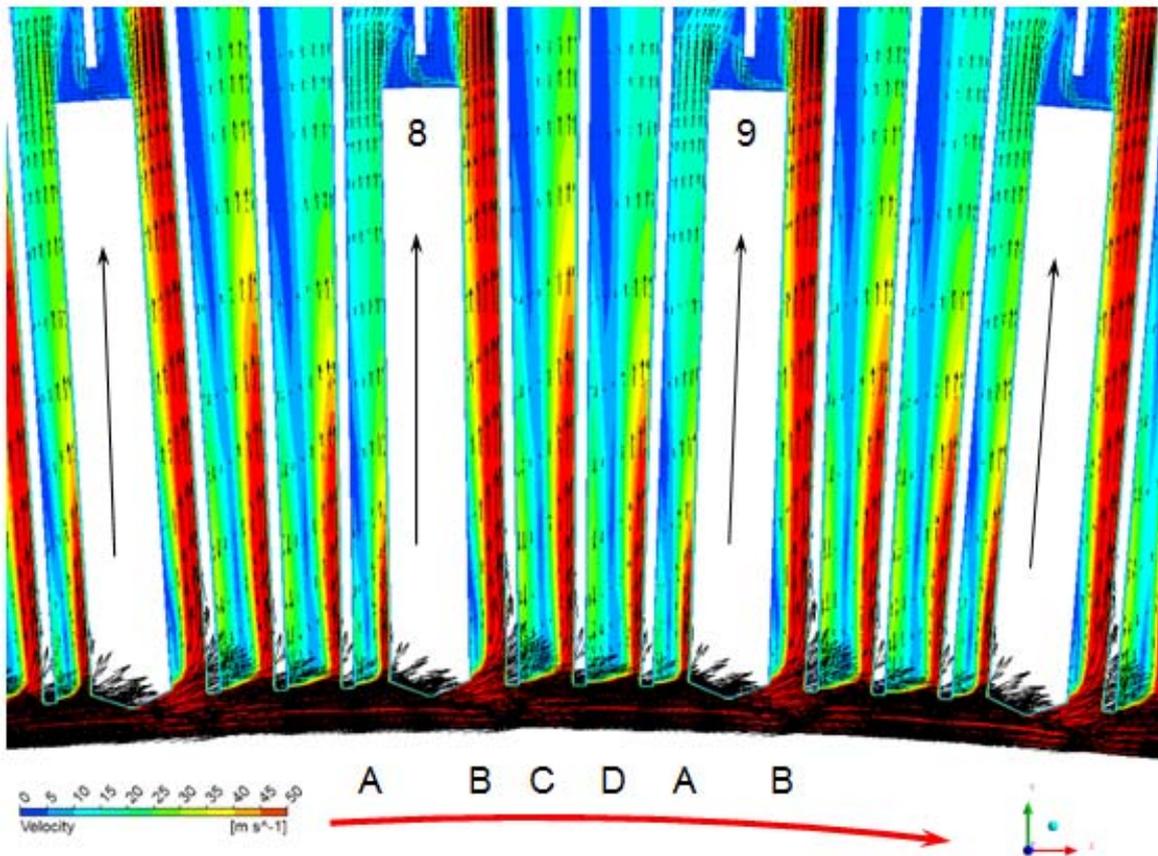


Abbildung 5.9: Geschwindigkeitsvektoren und -plot des 20. Schlitzes im CFX Gesamtmodell Frozen Rotor

Hingegen im Nutsektormodell auf Grund der Mittelung diese Geschwindigkeit und somit der negative Massenstrom sehr viel geringer ausfällt, als beim Frozen Rotor Referenzmodell, siehe Abbildung 5.10. Dabei wurde auch als Vergleich der 20. Schlitz dargestellt. Man erkennt die größeren Geschwindigkeiten im Schlitz, welche sich aus dem steigenden Massenstrom über die Schlitzanzahl zurückzuführen lassen. Der rote Pfeil beschreibt abermals die Drehrichtung der Maschine bzw. die Einströmrichtung des drallbehafteten Kühlmediums.

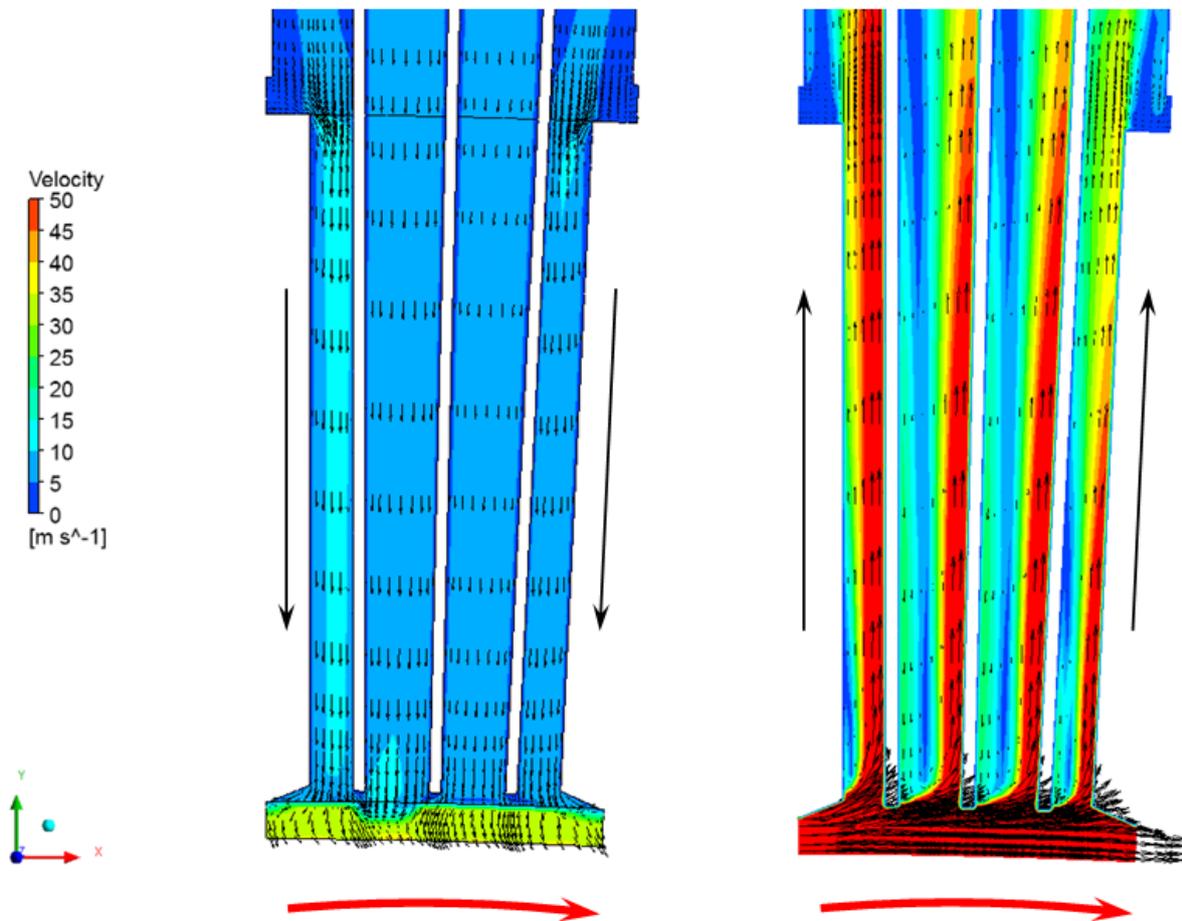


Abbildung 5.10: Geschwindigkeitsvektoren und -plot im CFX Gesamtmodell Stage; 1. Schlitz (links) und 20. Schlitz (rechts)

## 5.1.2 Temperaturverläufe

Die Temperatur spielt ebenfalls eine wichtige Rolle in diesem Vergleich, da man mit diesem Parameter weiter wichtige Strömungsgrößen, wie z.B. den Wärmeübergang usw. berechnet. Wie in Kapitel 4.5.2.7 gezeigt ist die Temperatur vom Massenstrom abhängig. Außerdem ist die anfallende Wärme durch die Ventilation abzuführen, somit müssen die Wärmeübertragungsflächen mit kühler Luft beaufschlagt werden. Die Temperatur des Mediums muss deswegen in einem gewissen Temperaturbereich liegen um den Wärmeaustausch zu gewährleisten.

Die durchgezogenen Linien deklarieren die Verläufe der Temperatur bei dem Frozen Rotor Modell und die strichlierten, die des Stage Modells. Die Kontrollflächen sind durch die Farben rot für Inlet und blau für Outlet gekennzeichnet. In dieser Abbildung 5.11 ist ersichtlich, dass die größten Unterschiede rund 41,5% bei der Kontrollfläche SI sind. Diese Abweichung wird durch die schon beschriebene Rückströmung im 1. Schlitz verursacht. Die Luft strömt deshalb nicht durch den Statorschlitz und es kommt zu einer Erwärmung in diesem Bereich. Die warme Luft, welche aus dem 1. Schlitz strömt, mischt sich im Einlassbereich mit der kalten Luft, welche sich dadurch erwärmt. Die wärmere Luft strömt dann in den nächsten Schlitz, den zweiten. Je weiter man sich von dem 1. Schlitz entfernt

desto weniger beeinflusst die Rückströmung die Einlasstemperatur. Es zeigt sich dadurch, dass sich die Temperaturverläufe entlang der Schlitze immer mehr angleichen und so ein Mittelwert der Abweichungen von 7,31% entsteht. Die Abweichungen der Verläufe am Einlass sind charakterisiert durch die unterschiedlich starken Rückströmungen des Massenstroms.

Hingegen ist die gemittelte Abweichung bei der Kontrollfläche Outlet 1,82% und der maximale Wert tritt beim 2. Schlitz auf mit 5,71%. Die Verläufe an der Outlet Kontrollfläche sind auf Grund der entwickelten Strömung nahezu gleich.

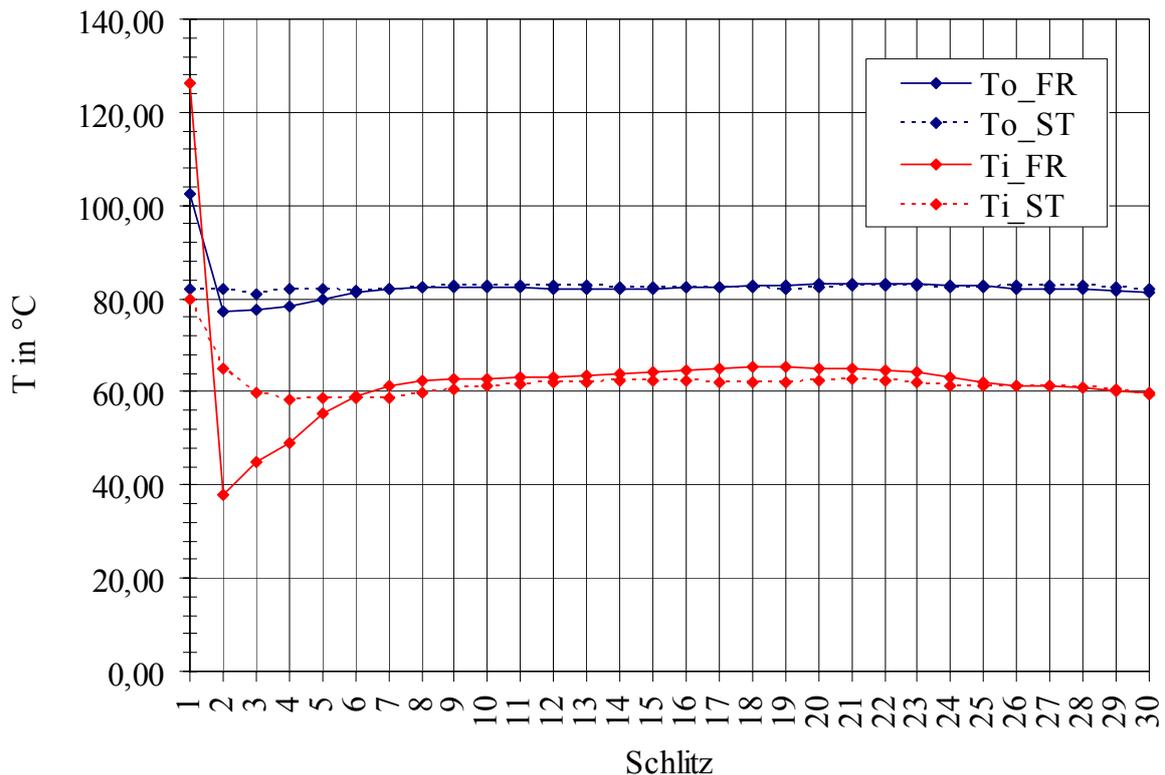


Abbildung 5.11: Temperaturverteilung an der Strömungsfläche SI und Outlet über alle Schlitze

Somit zeigt sich, dass die Luft den Zustand um die 65 [°C] am Eintritt für das Frozen Rotor Modell und um die 62 [°C] für das Stage- Modell am 20. Schlitz annimmt und so in die Statorschlitze strömt um die Wärme abzuführen. Diese Temperaturen sind Randbedingungen für die Einzelschlitzmodelle.

Abbildung 5.12 veranschaulicht die Temperatur, welche das Kühlmedium Luft in dem ersten Statorschlitz annimmt. Man erkennt die in dunkelblau dargestellte kühle Luft, welche ausschließlich in den mit dem schwarzen Kreis unterlegten Kanälen in die gewünschte Richtung radial nach außen strömt. In den anderen Abschnitten ist die Luftführung von radial außen nach radial innen. Somit strömt die warme Luft am Auslass in Richtung des Einlasses und wird weiter erwärmt. Dasselbe gilt ebenfalls für das Stage Gesamtmodell.

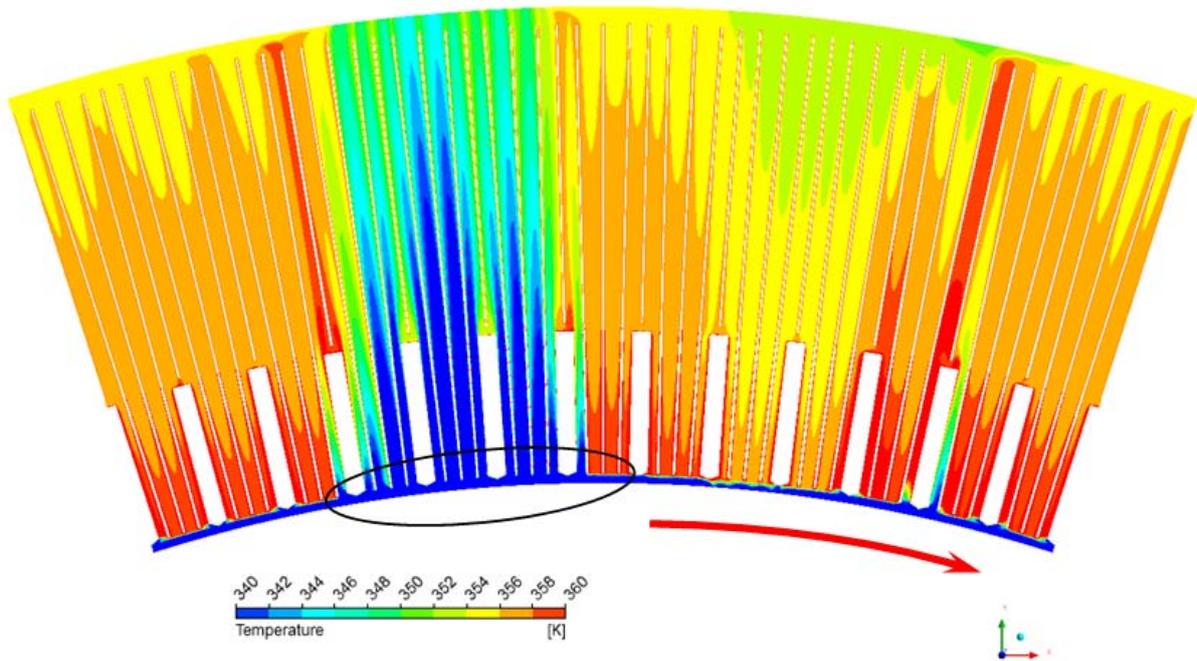


Abbildung 5.12: Temperatur in der Mitte des 1. Schlitzes im Frozen Rotor Gesamtmodell

Die Durchmischung der Lufttemperaturen ist in den beiden Abbildung 5.13 und Abbildung 5.14, jeweils für den Ein- und Auslass des Stage Gesamtmodells. Man sieht, dass die erwärmte Temperatur, welche vom 2. Schlitz ausströmt in den 1. Schlitz einströmt und sich zusätzlich erwärmt über die Strömungslänge durch den Rücken und den Zahn bzw. der Nut. Dadurch ist die Temperatur der Auswertefläche SI, wie in Abbildung 5.11, weit über der Kaltlufttemperatur. In den unteren Abbildungen beschreiben die schwarzen Pfeile die Durchströmung der jeweiligen Statorschlitz.

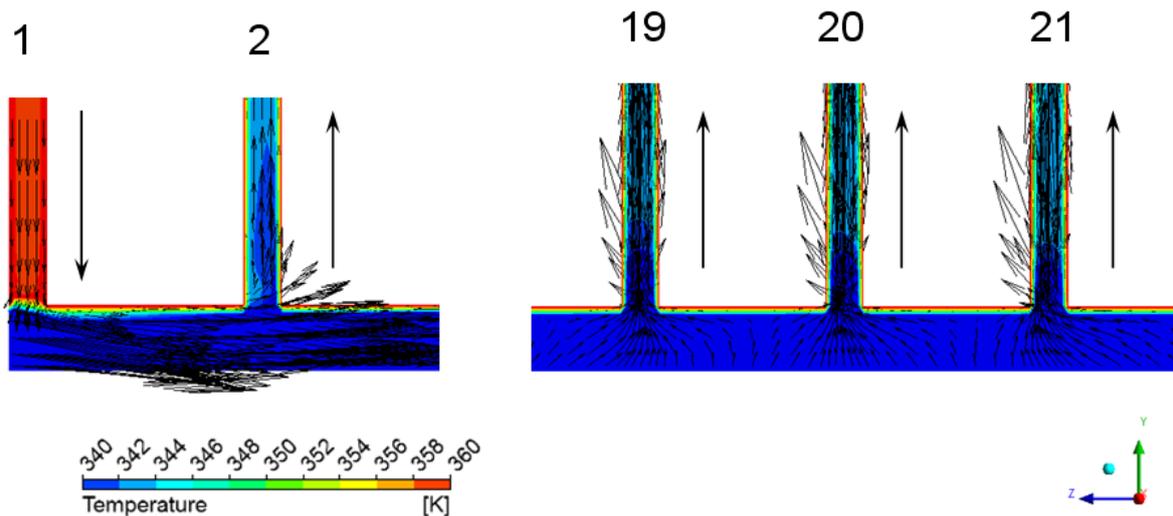
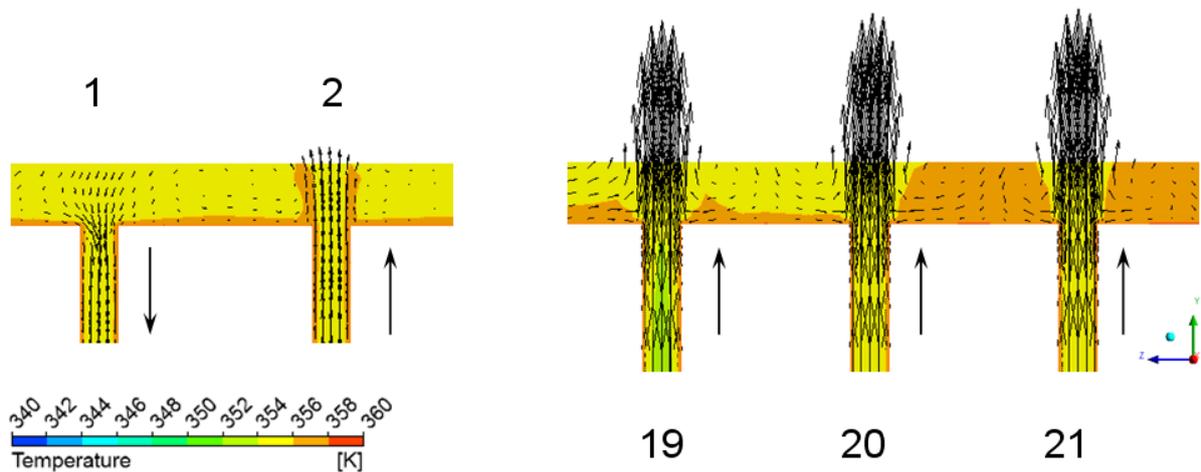
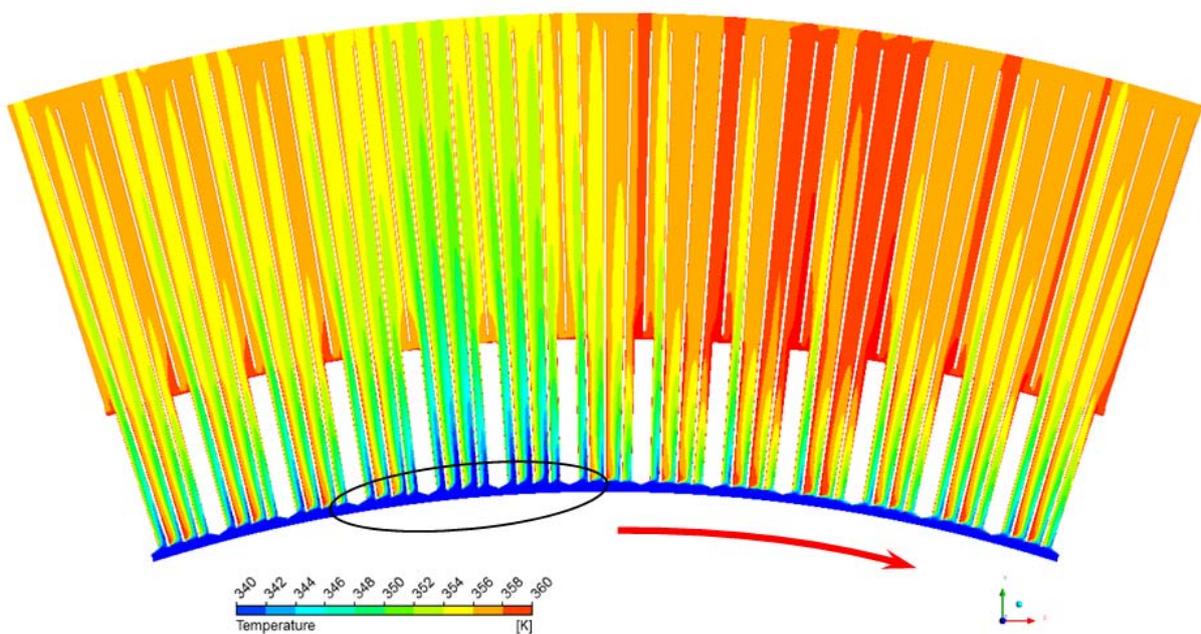


Abbildung 5.13: Temperaturplot und Geschwindigkeitsvektoren an ausgewählten Schlitzes des CFX-Gesamtmodell Stage am Einlass



**Abbildung 5.14: Temperaturplot und Geschwindigkeitsvektoren an ausgewählten Schlitzen des CFX-Gesamtmodell Stage am Auslass**

Als Vergleich dazu den Temperaturverlauf im 20. Schlitz des CFX FrozenRotor Gesamtmodells, in Abbildung 5.15. Wenn man diese beiden Temperaturplots, für den 1. und 20. Schlitz, vergleicht zeigt sich, dass in der Mitte des 20. Schlitzes schon deutlich niedrigere Temperaturen herrschen, als im ersten Schlitz.



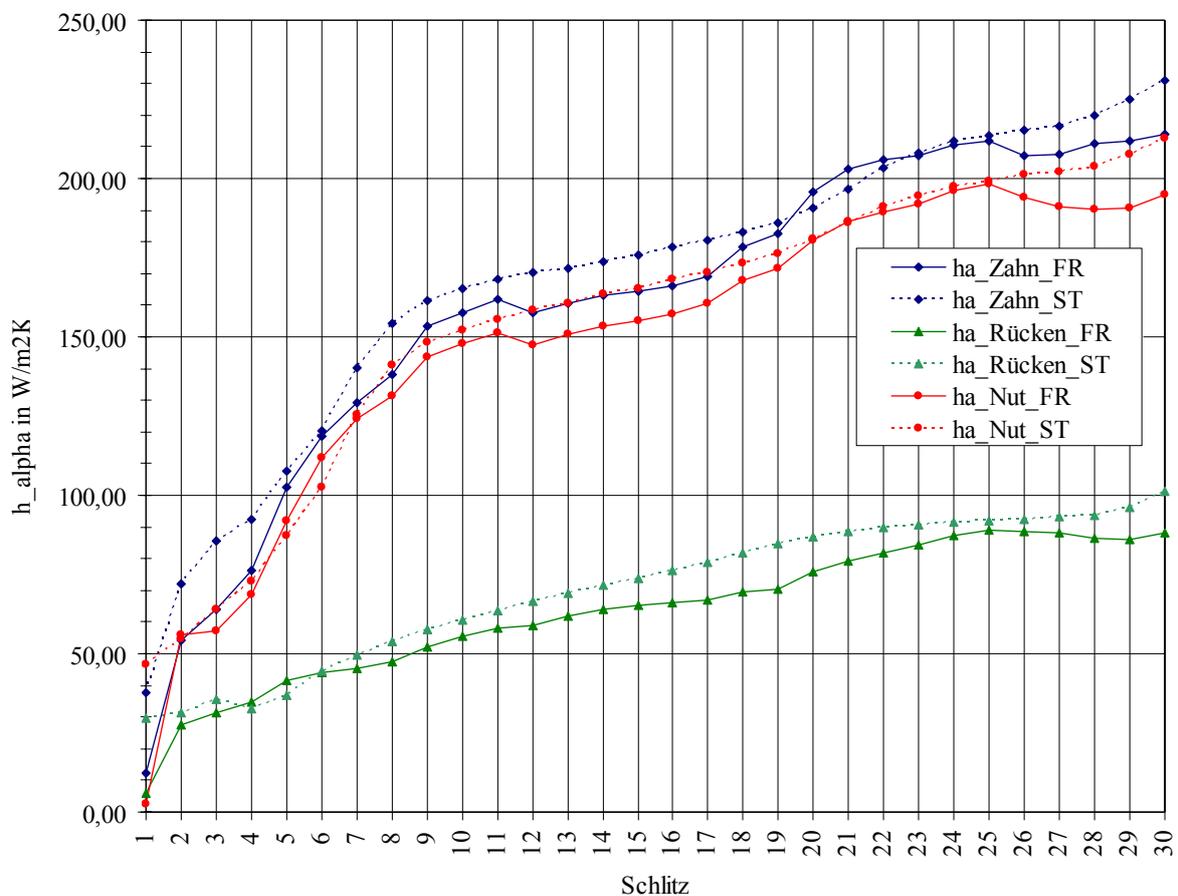
**Abbildung 5.15: Temperatur in der Mitte des 20. Statorschlitzes in dem Frozen Rotor Gesamtmodell**

### 5.1.3 Wärmeübergang

Der Wärmeübergangskoeffizient ist ein sehr wichtiger Parameter für die Kühlung in den Statorschlitzes. Generell zeigt sich, resultierend aus den folgenden Abbildungen, der generelle Trend, dass mit steigendem Massenstrom in den Schlitzes auch, wie nicht anders erwartet der Wärmeübergangskoeffizienten  $hav\_alpha$  ansteigt. Der Anstieg ist im Zahn- und Nutbereich deswegen höher als in dem Rückenbereich, da der Massenstrom dort höher und

die Temperatur des Kühlmediums Luft niedriger ist als in dem nachfolgenden Bereich des Rückens. Dies ist ebenfalls auch im Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{\alpha}$  zu erkennen.

In Abbildung 5.16 sind die Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{\alpha}$  für das jeweilige Gesamtmodell dargestellt. Wobei hier die farblich durchgezogenen Linien jene des CFX-Frozen-Rotor und die strichlierten Linien jene des CFX-Stage Modells sind. Die dargestellten Wärmeübergangskoeffizienten wurden an der Zahn-, Rücken- und Nutfläche berechnet. Wie unschwer zu erkennen ist, ist die Differenz der Verläufe beider Gesamtmodelle nur minimal, was beim Rücken 10,46%, beim Zahn 5,35% und bei der Nut 4,53% entspricht. Der größte Unterschied beträgt, wenn man den ersten Schlitz wiederum außer Acht lässt, bei dem Zahn am 3. Schlitz 11,03%. An dem Rücken hingegen weicht das Stage Modell um 18,96% ab und hat daher einen größeren Wert als das Frozen Rotor Modell. Wobei sich an der Nut beim 30. Schlitz eine Abweichung von 9,96% einstellt.



**Abbildung 5.16: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{\alpha}$**

Ähnliche Werte wurden auch für den Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{\gamma}$  berechnet. Der Verlauf von  $h_{\gamma}$  über die Schlitzanzahl ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Hier ist die durchschnittliche Abweichung der zwei Referenzmodelle am Rücken 9,21%, am Zahn 5,48% und an der Nut 4,93%. Die maximalen Abweichungen sind am Rücken mit 29,95% am 2. Schlitz gegeben, ebenfalls wie am Zahn mit 17,31%. Bei der Nut hingegen liegt das Stage Modell mit 15,51% unter dem Frozen Rotor Modell.

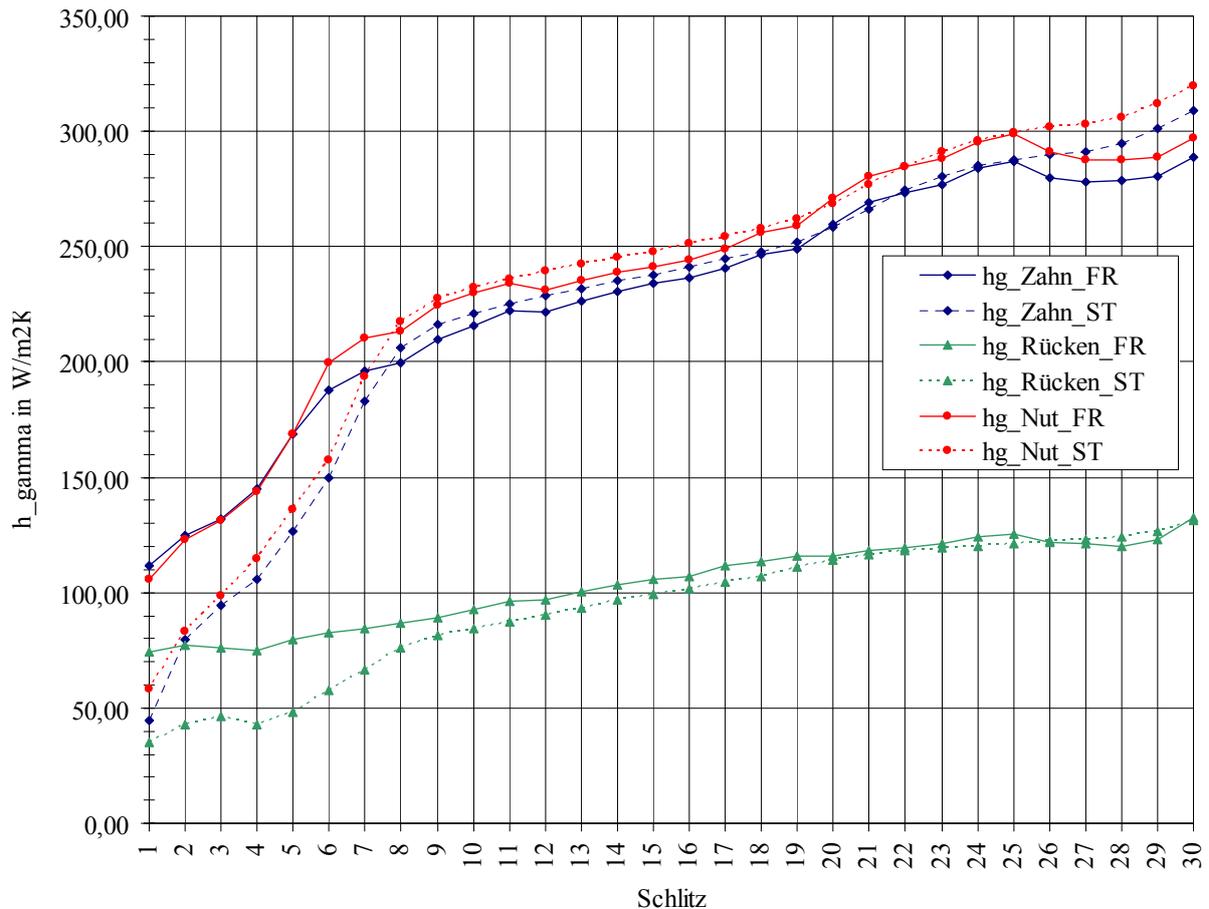


Abbildung 5.17: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{\gamma}$

Man erkennt, dass der Wärmeübergangskoeffizient, mit zunehmendem Massenstrom, ansteigt. Es ist, daraus resultierend, von Relevanz, wo sich die Lage des zu durchströmenden Schlitzes befindet und ob die Strömung entwickelt ist.

## 5.1.4 Druckverläufe

Eine wichtige Erkenntnis, um eine Aussage über die Verluste und somit über den Wirkungsgrad, sind die Größen des Druckes bzw. des Druckverlaufes über ein Strömungsgebiet. Es zeigt unter anderem auch die Effizienz des verwendeten Ventilationssystems. Man erkennt dadurch, in welchen Bereichen ein solcher Verlust entsteht und kann durch diverse Maßnahmen diesen Totaldruckverlust beheben.

In diesem Fall müssen die Druckverläufe und die Druckdifferenzen der unterschiedlichen Gesamtmodelle untersucht werden.

In der Abbildung 5.18 ist die Totaldruckdifferenz entlang der Schlitzte zu sehen. Die Druckwerte an den Flächen, wurden über alle Schlitzte massenstromgemittelt. Die Drücke an der Inletfläche wurden direkt ausgegeben. Dasselbe trifft auch auf die Abbildung 5.19 zu, wobei in diesem Diagramm nicht die Totaldruckdifferenz sondern der statische Druckdifferenz veranschaulicht wird.

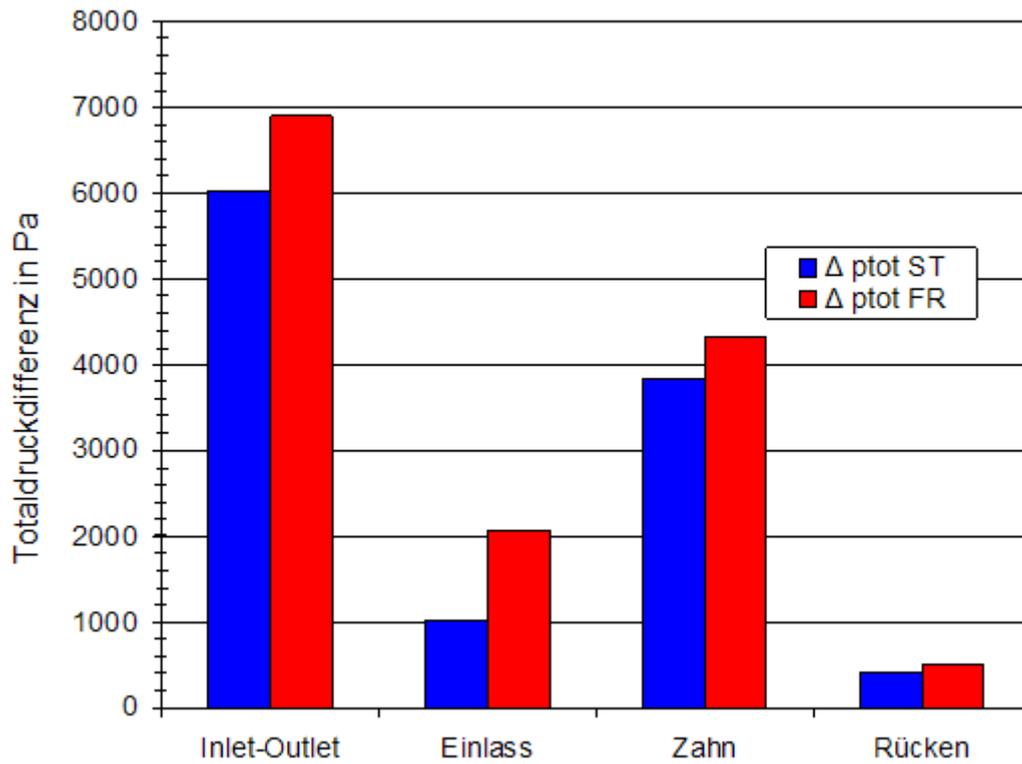


Abbildung 5.18: Druckdifferenzen des Totaldruckes

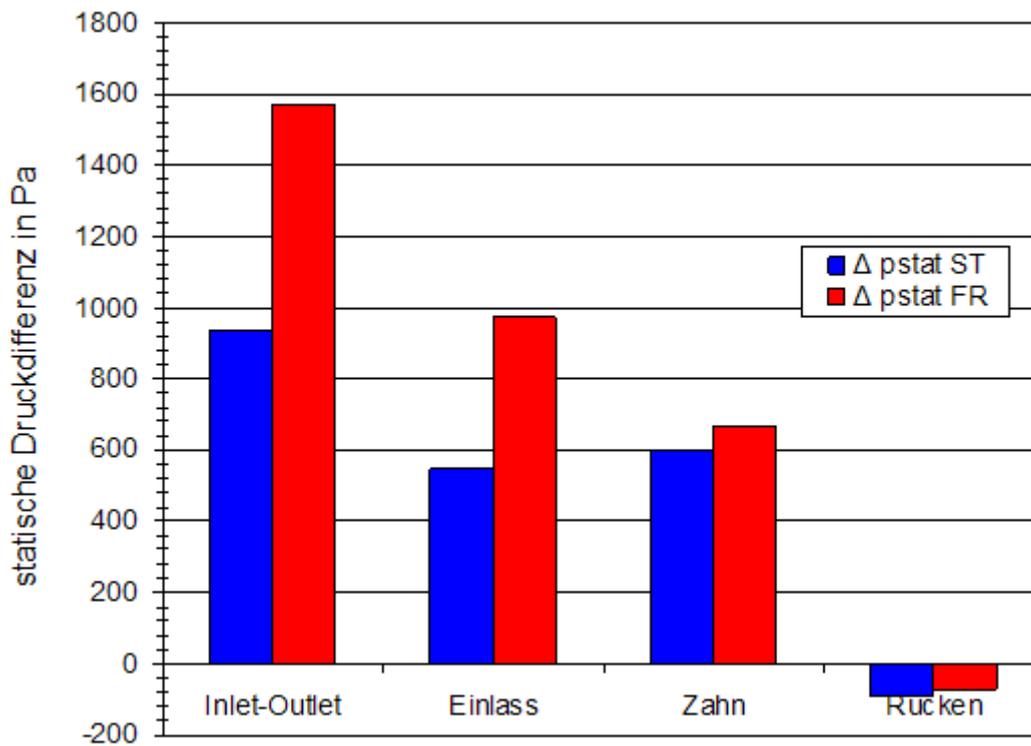
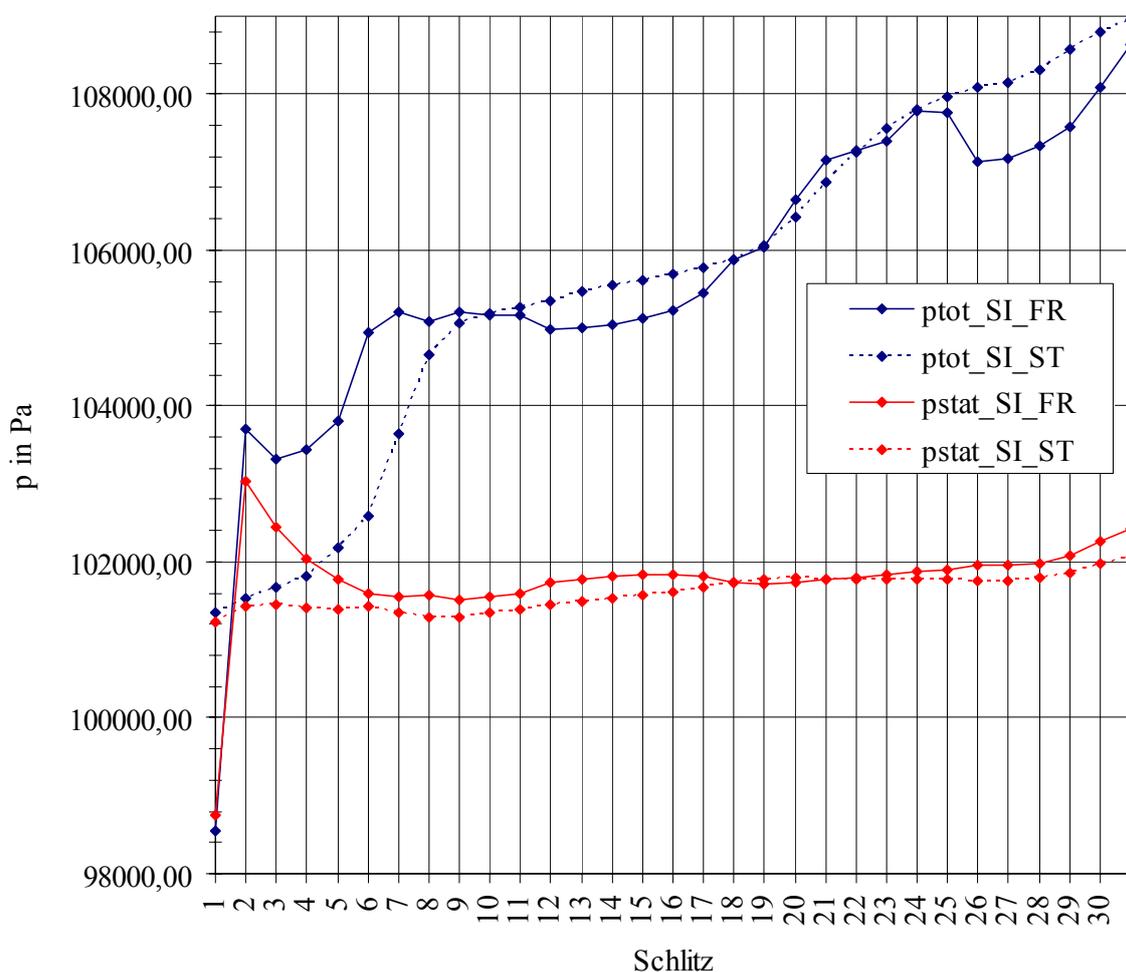


Abbildung 5.19: Druckdifferenzen des statischen Druckes

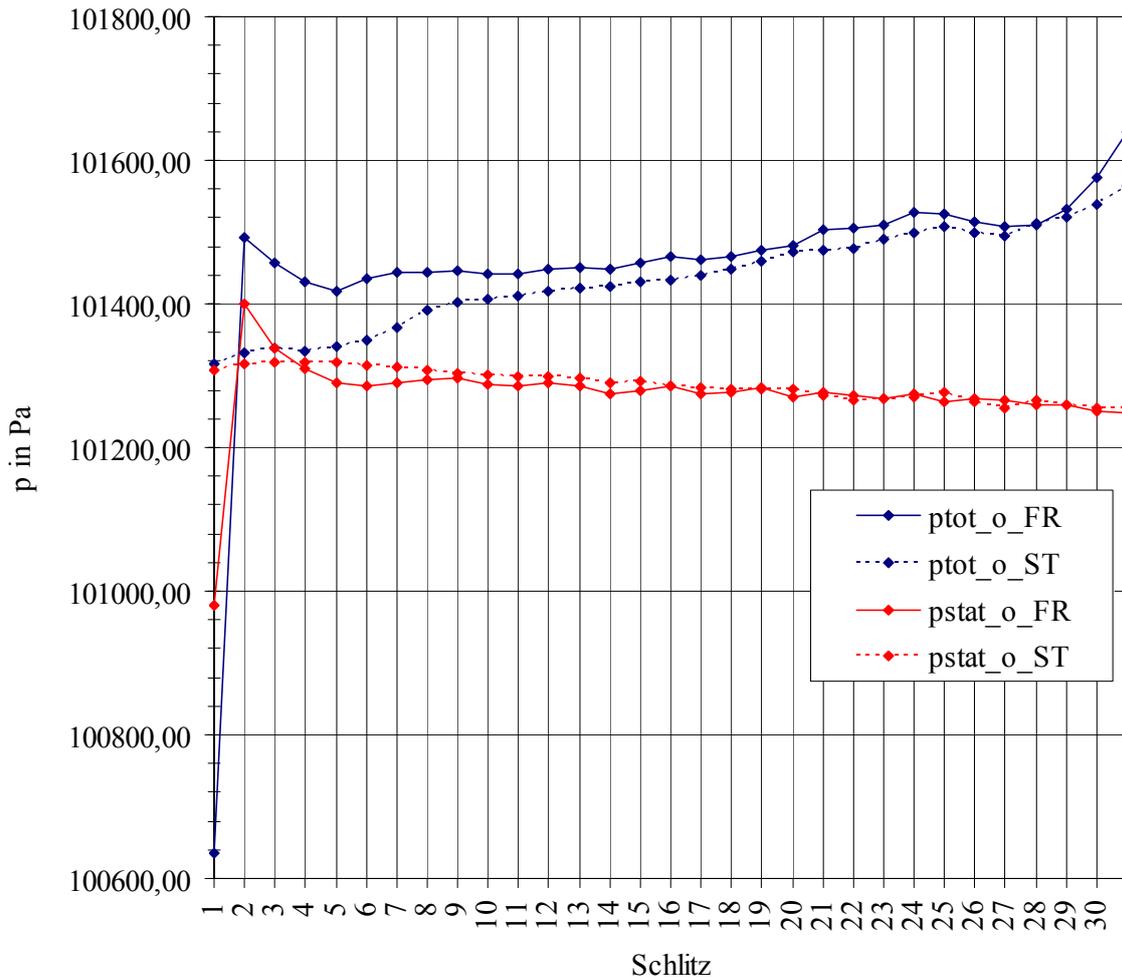
Es zeigt sich das der Trend in beiden Modellen gleich ist. Auf Grund der etwas abweichenden Einlassbedingungen der verschiedenen Referenzmodelle lassen sich die in den zuvor gezeigten Abbildungen die kleinen Unterschiede erklären. Der größte Totaldruckverlust befindet sich im Bereich des Zahnes.

In Abbildung 5.20 ist die blau durchgezogene Linie der Verlauf des Totaldruckes an der Kontrollfläche SI im Frozen Rotor Modell und strichliert dazu im Stage Modell. Dasselbe gilt für den statischen Druck der mit rot markiert ist. Es erfolgt ein allmähliches Angleichen der beiden Verläufe wie auch schon bei den anderen Diagrammen zu sehen ist. Deswegen ist auch die gemittelte Differenz des Totaldruckes 0,71% und beim statischen Druck 0,34% sehr minimal. Auch die maximalen Abweichungen sind beim Totaldruck am 6. Schlitz mit 2,2% und beim statischen Druck am 2. Schlitz mit 1,6% auch sehr gering.



**Abbildung 5.20: Druckverteilung an der Kontrollfläche SI**

Dieselbe Unterscheidung ist auch in Abbildung 5.21 getroffen worden, wobei es sich dort um die Kontrollfläche Outlet handelt. Hier erkennt man, dass die Abweichungen nicht mehr so groß sind. Diese Beobachtung lässt sich auf die Charakteristik der Strömung zurückführen, welche im Rücken als gerichtet bezeichnet werden kann. Es ergibt sich dadurch eine gemittelte Differenz von 0,06% für den Totaldruck und 0,02% für den statischen Druck, sowie einen maximalen Unterschied von 0,2% Totaldruck und 0,1% statischen Druck.



**Abbildung 5.21: Druckverteilung an der Kontrollfläche Outlet**

Außerdem ist noch zu berücksichtigen, dass sich diese Diagramme nicht auf das Nullniveau beziehen sondern bei  $\sim 100.000$  Pa beginnen, um die Verläufe besser zu veranschaulichen.

Die Unterschiede betragen beim 20. Schlitz bei der Kontrollfläche SI beim Totaldruck 224 Pa und beim statischen Druck 60 Pa. Bei der Outletfläche hingegen ist die Differenz nur mehr jeweils 10 Pa sowohl beim Totaldruck als auch bei der Auswertung für den statischen Druck.

In den folgenden Abbildung 5.22 bis einschließlich Abbildung 5.29 sind die Totaldruckverläufe in der Mitte des 1., 10., 20. und 30. Schlitzes sowohl für des Frozen Rotor- als auch für das Stage- Referenzmodell dargestellt. Es ist zu sehen, dass im 1. Schlitz nur in dem Bereich der 3. – 6. Nut ein positiver Druck vorzufinden ist und in den anderen Bereichen ein negativer, was auch die zum Einlass strömende Luft erklärt. In den weiteren Schlitzes zeigt sich, dass in den Kanälen immer ein positiver und negativer Totaldruck vorherrscht. Auch die Ablösegebiete sind im 10., 20. und 30. Schlitz sehr ausgeprägt. Der Bezugsdruck ist mit 1 bar definiert, sowohl im Stage als auch im Frozen Rotor Gesamtmodell.

Man erkennt auch die Übergebe der gemittelten Parameter vom rotierenden und stehenden Bauteil. Dieses Interface ist in der Abbildung 5.23 mit der roten Linie markiert.

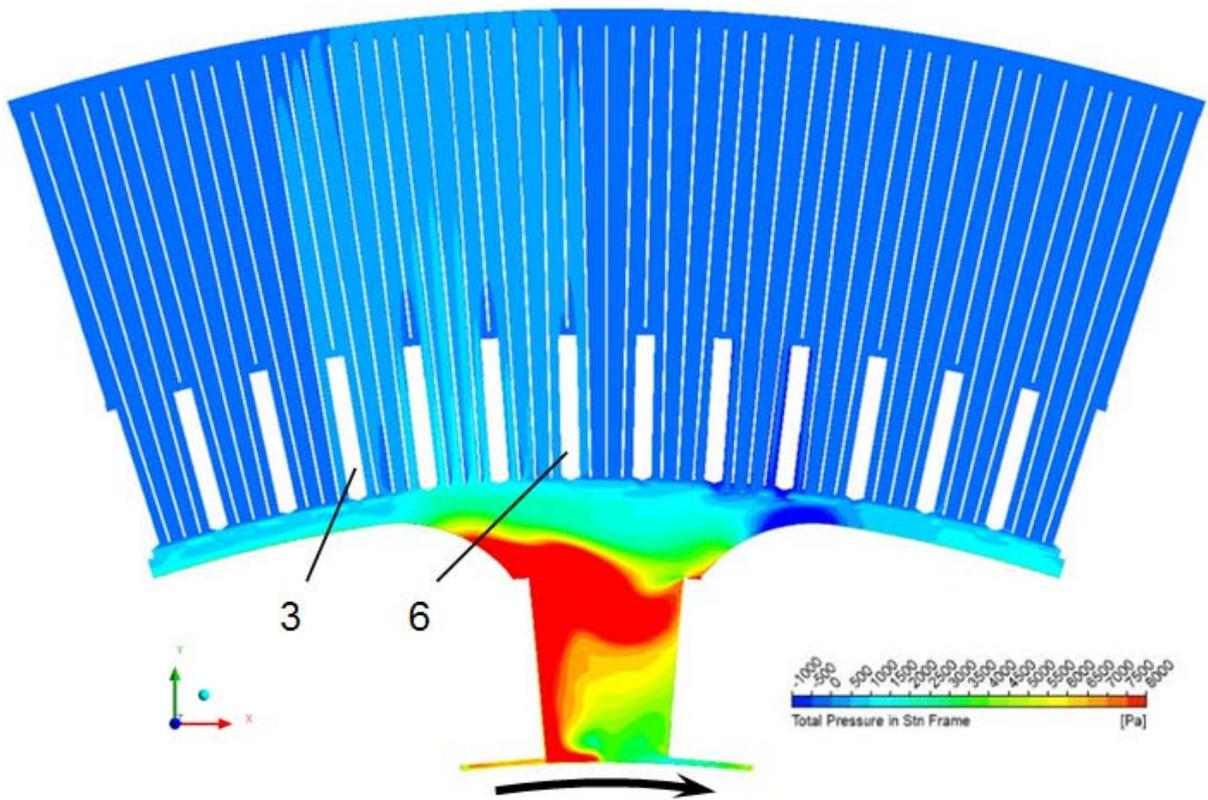


Abbildung 5.22: Totaldruckverlauf im 1. Schlitz des FrozenRotor Gesamtmodells

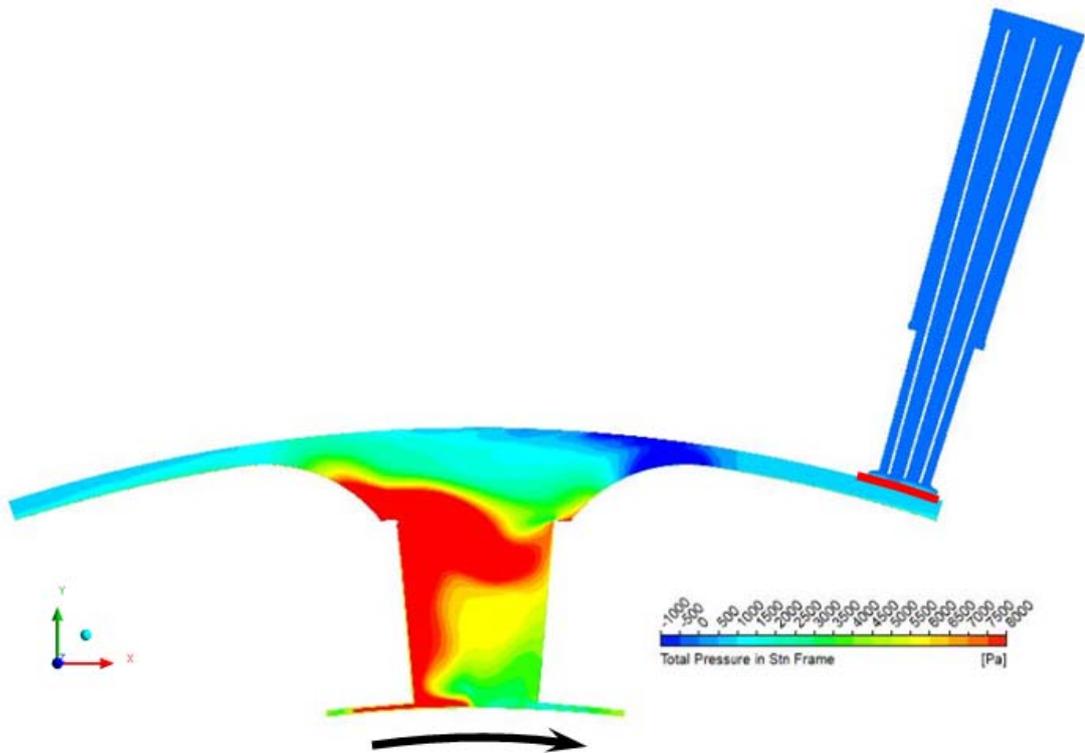


Abbildung 5.23: Totaldruckverlauf im 1. Schlitz des Stage Gesamtmodells

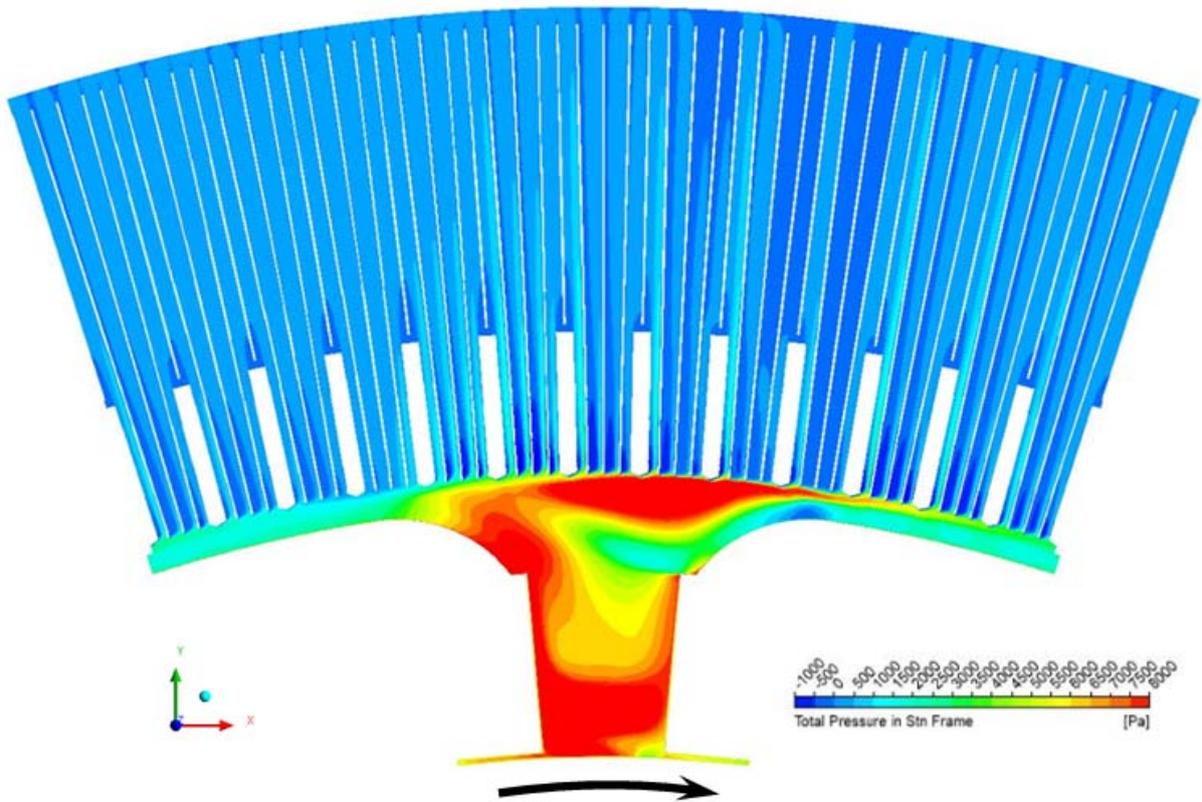


Abbildung 5.24: Totaldruckverlauf im 10. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells

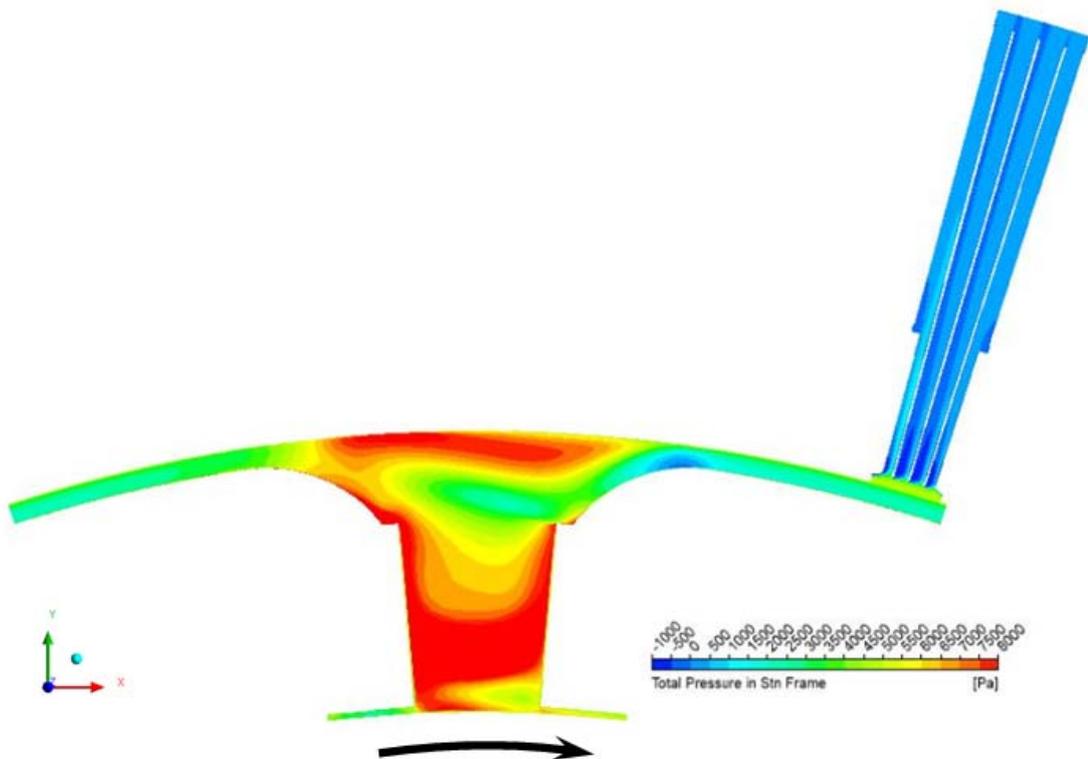


Abbildung 5.25: Totaldruckverlauf im 10. Schlitz des Stage Gesamtmodells

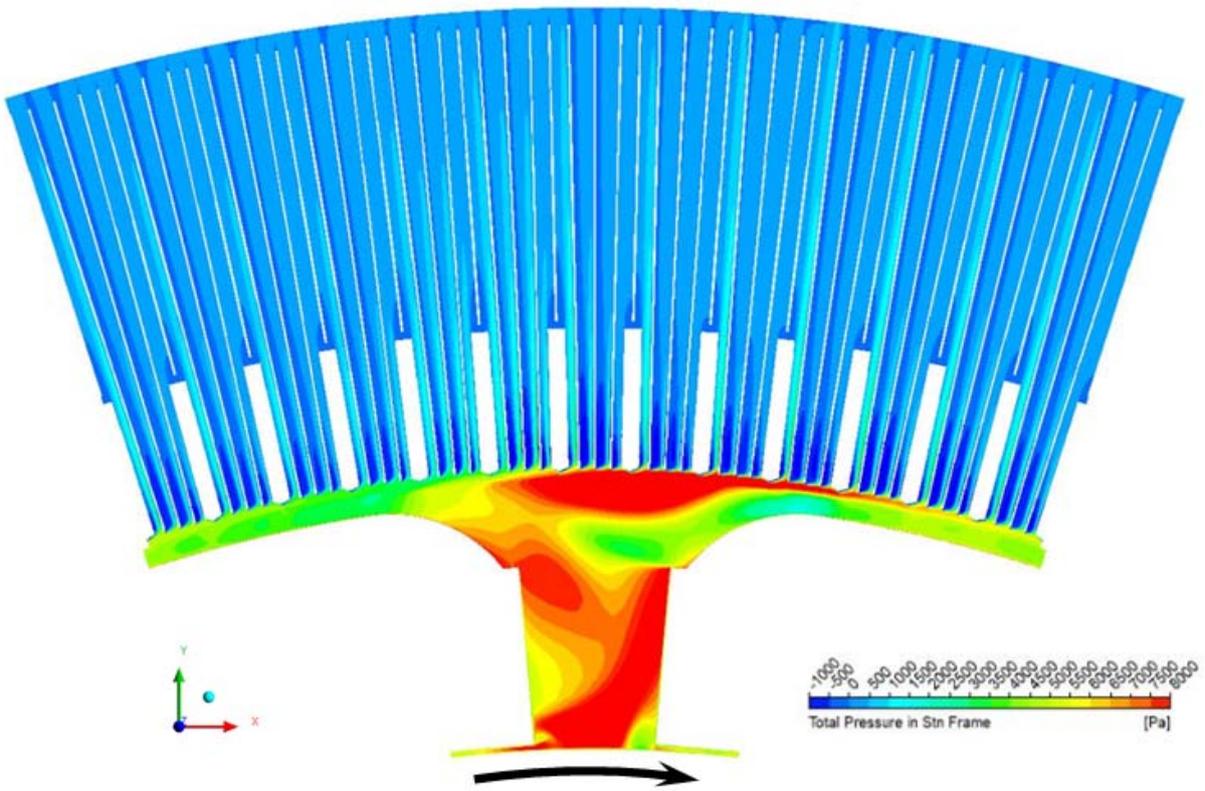


Abbildung 5.26: Totaldruckverlauf im 20. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells

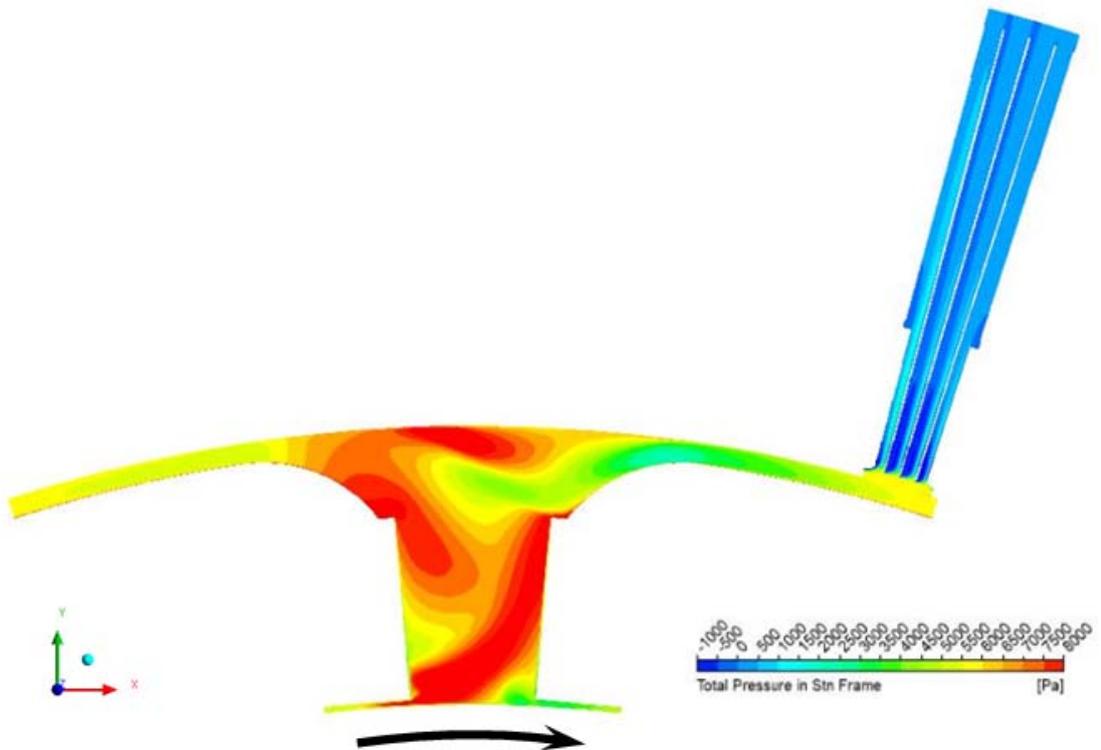


Abbildung 5.27: Totaldruckverlauf im 20. Schlitz des Stage Gesamtmodells

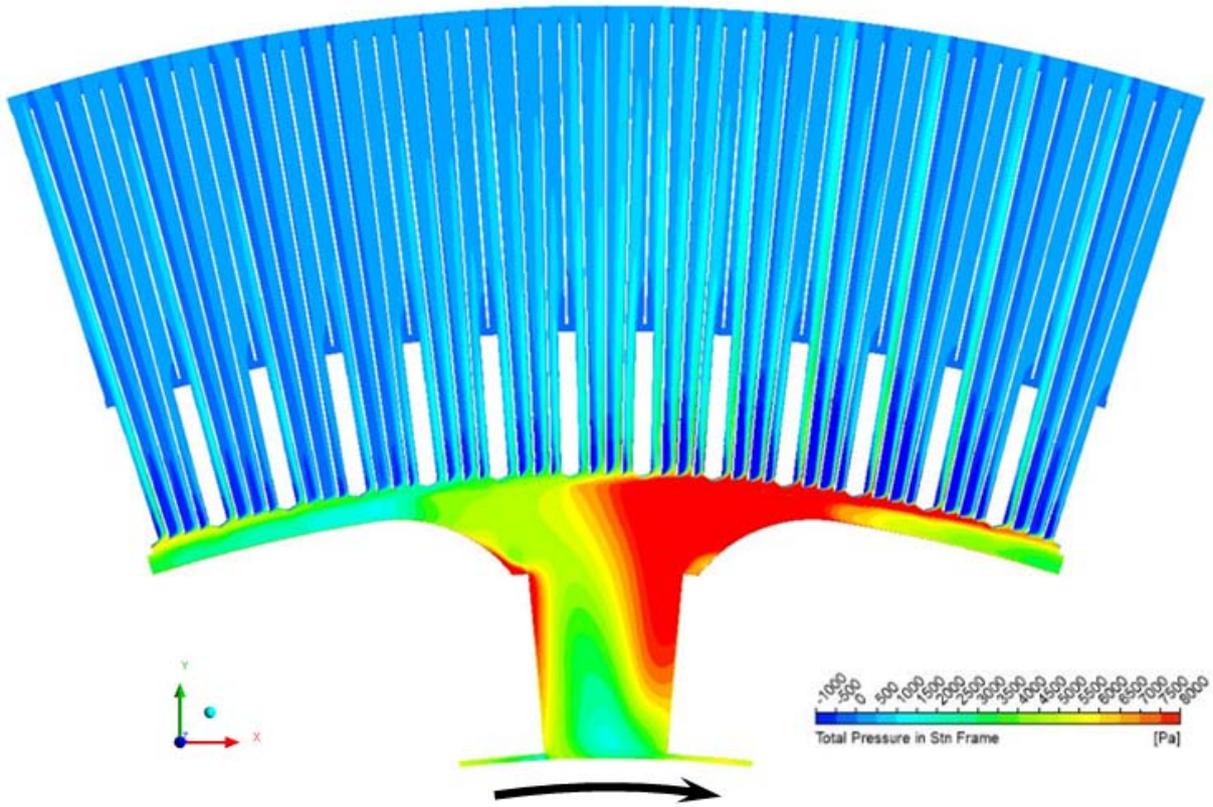


Abbildung 5.28: Totaldruckverlauf im 30. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells

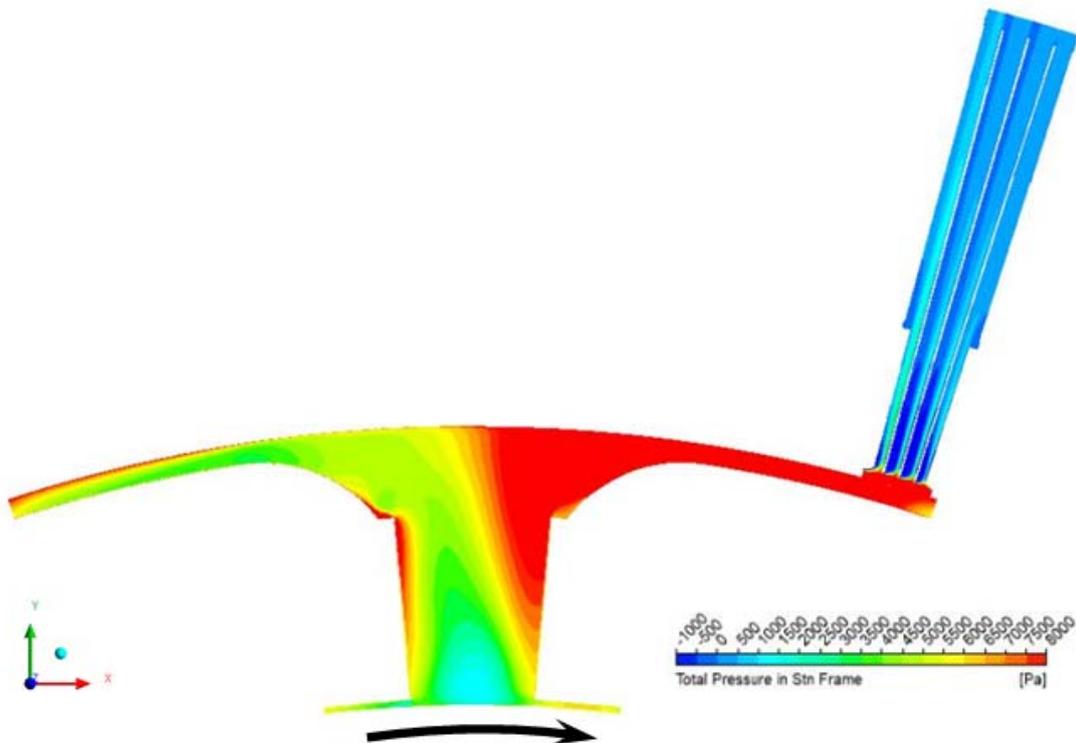


Abbildung 5.29: Totaldruckverlauf im 30. Schlitz des Stage Gesamtmodells

## 5.1.5 Geschwindigkeitsverläufe

Durch die Umfangsmittelung ergeben sich etwas andere Randbedingungen für die Geschwindigkeiten. Besonders die Drallgeschwindigkeit spielt hier in der Berechnung eine wichtige Rolle, da im Stage- Referenzmodell über den Umfang gemittelte Werte am Luftschlitz auf die Statorschlitzgeometrie übergeben werden und hier eine Ähnlichkeit nachweisbar sein muss, um einen solchen Vergleich zu rechtfertigen.

Der Verlauf der Drallgeschwindigkeit ist somit von hohem Interesse. Dieser ist in Abbildung 5.30 dargestellt. Hierbei ist ersichtlich, dass durch die Umfangsmittelung unterschiedliche Anströmparameter entstehen, deswegen weicht das Stage Modelle (rot) von dem Frozen Rotor Modell (blau) ab. Die größte Abweichung ist im Schlitz Nr. 6 mit 24,54% und die gemittelte Abweichung ist mit 10,64% beziffert.

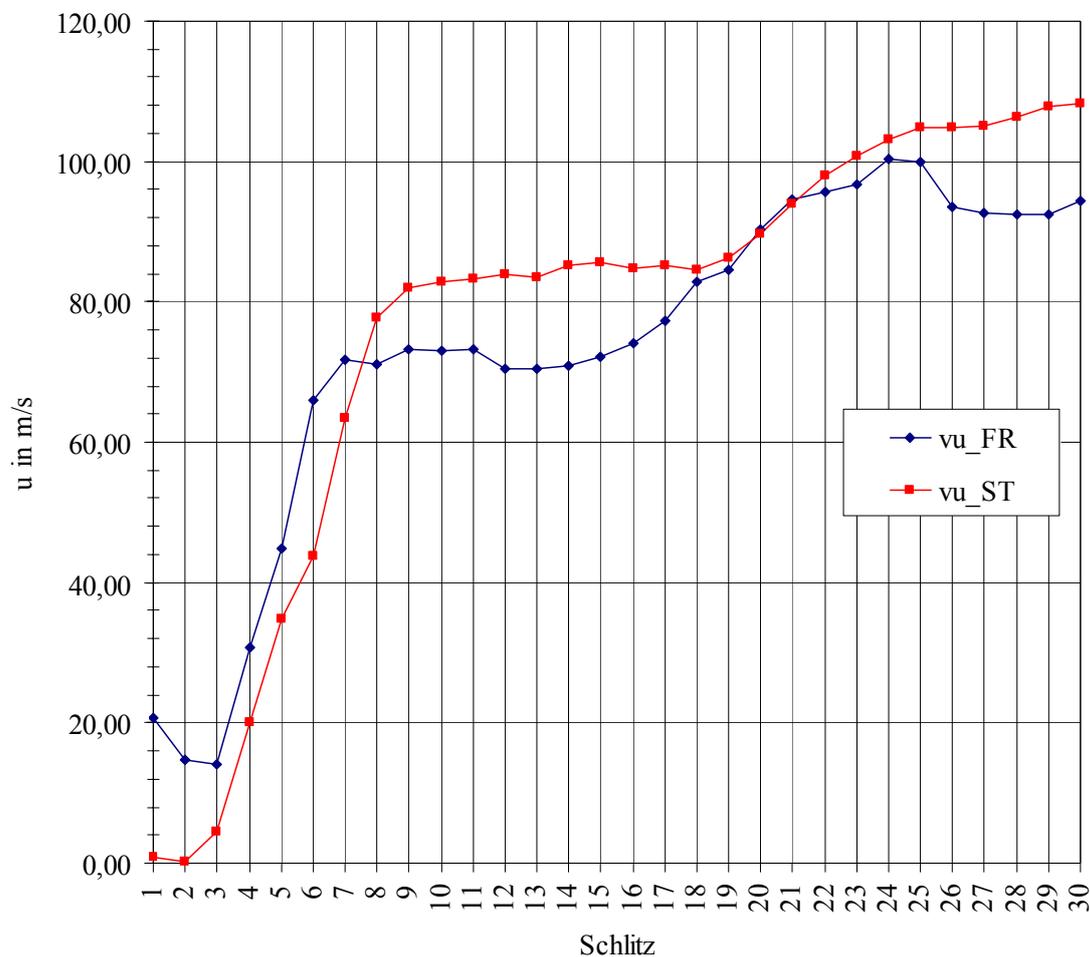


Abbildung 5.30: Verlauf der Drallgeschwindigkeit an der Fläche SI

Die folgenden Abbildung 5.31 bis einschließlich Abbildung 5.38 zeigen die Geschwindigkeitsverläufe bezogen auf das stationäre System. Dabei ist zu erkennen, dass in jedem Schlitz eine andere Strömung herrscht.

Die Skala der Geschwindigkeit im stationären System wurde auf Grund besserer Darstellung nur im positiven Bereich gewählt.

Man erkennt auch die Übergabe der gemittelten Parameter vom rotierenden und stehenden Bauteil. Dieses Interface ist in der Abbildung 5.32 mit der roten Linie markiert.

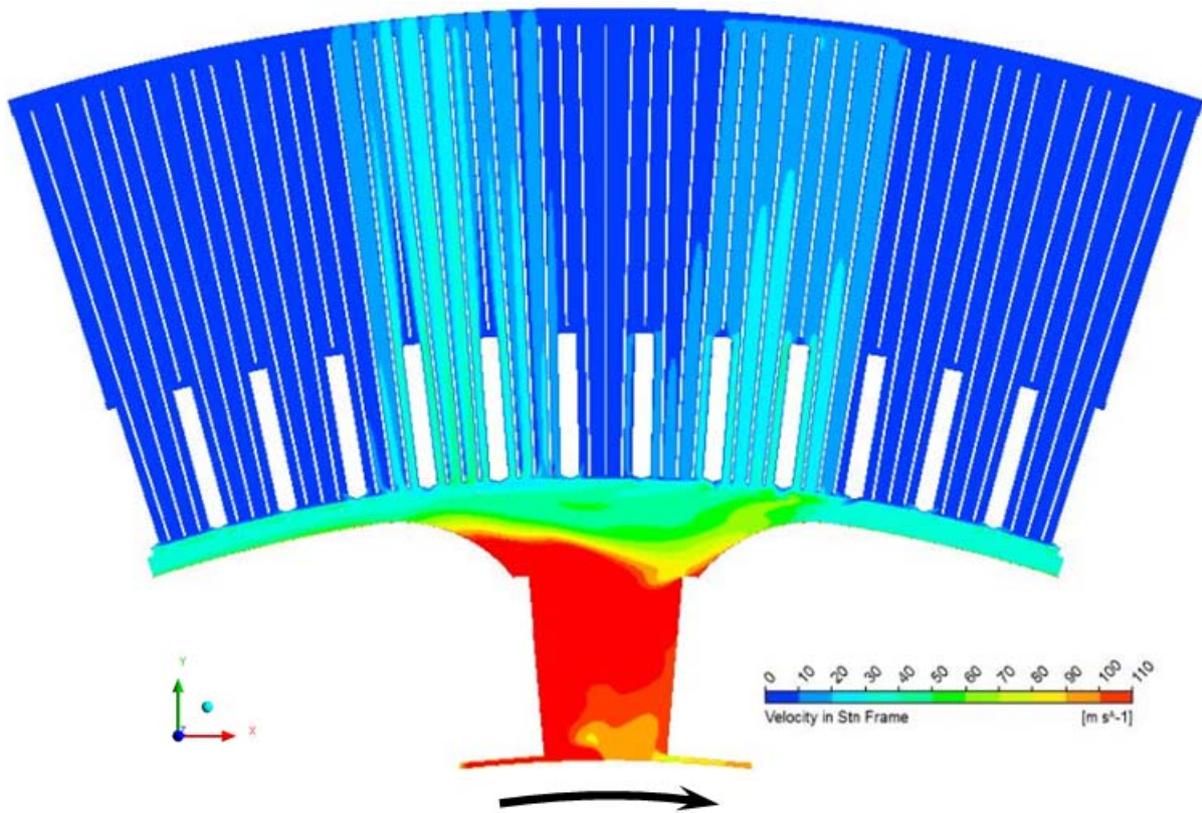


Abbildung 5.31: Geschwindigkeitsverlauf im 1. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells

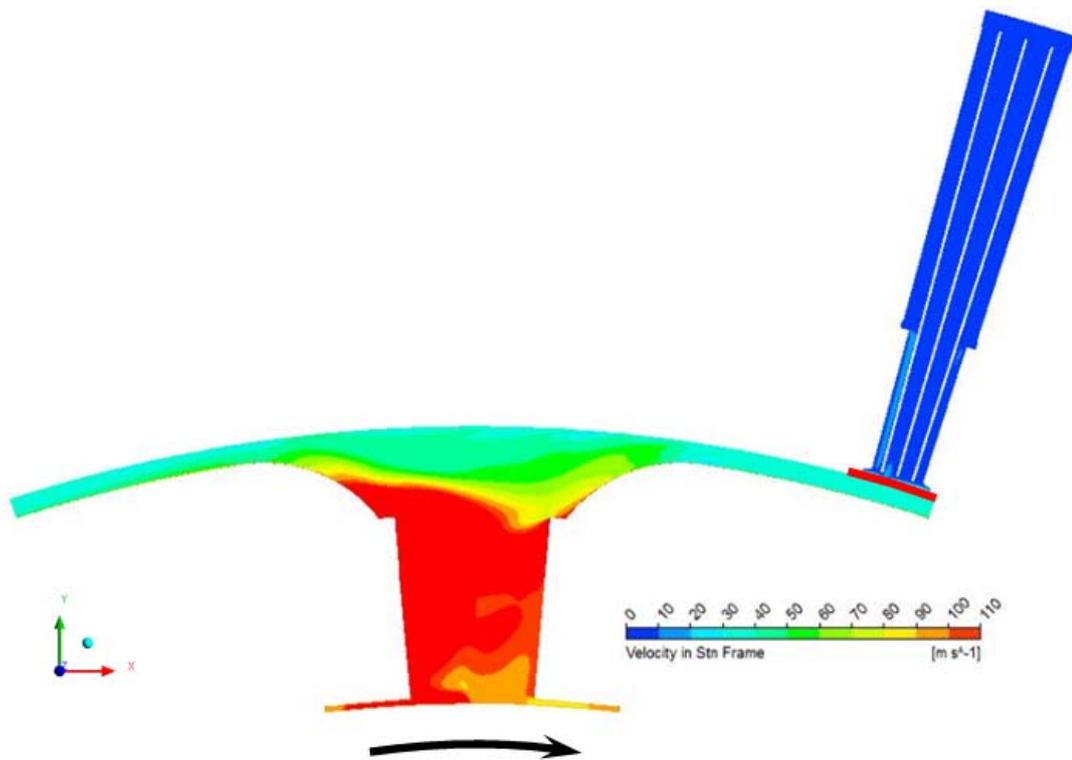


Abbildung 5.32: Geschwindigkeitsverlauf im 1. Schlitz des Stage Gesamtmodells

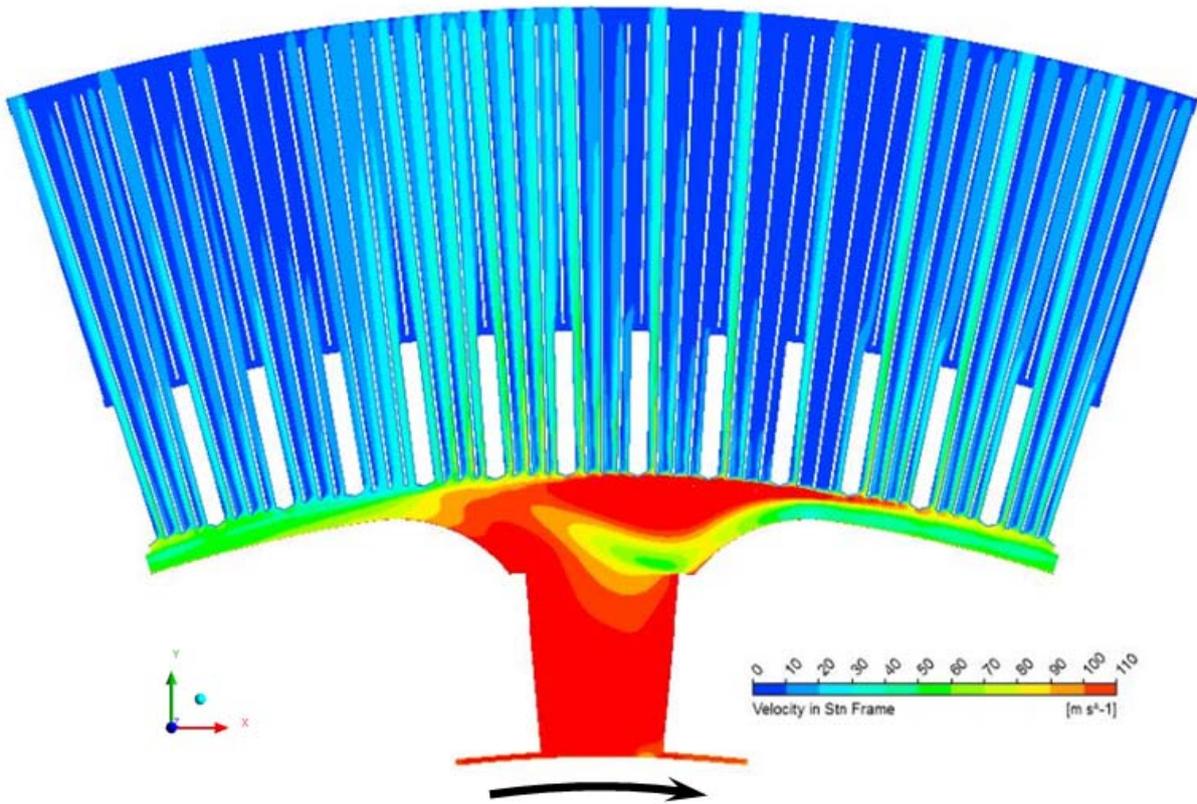


Abbildung 5.33: Geschwindigkeitsverlauf im 10. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells

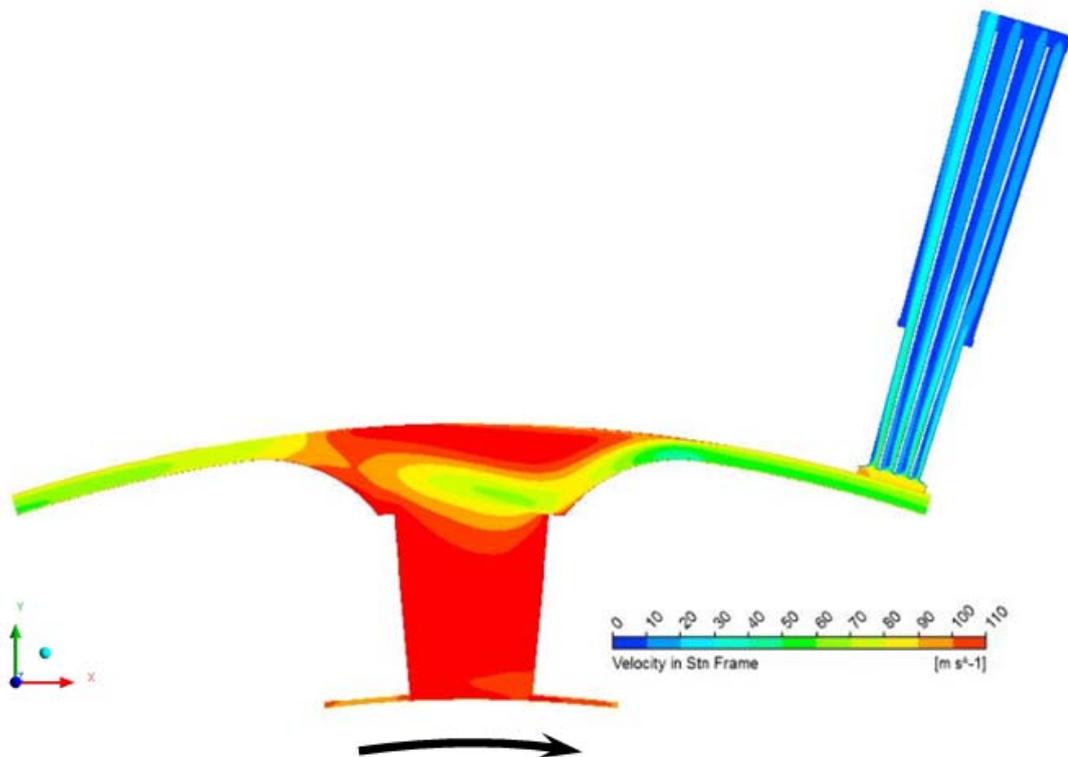


Abbildung 5.34: Geschwindigkeitsverlauf im 10. Schlitz des Stage Gesamtmodells

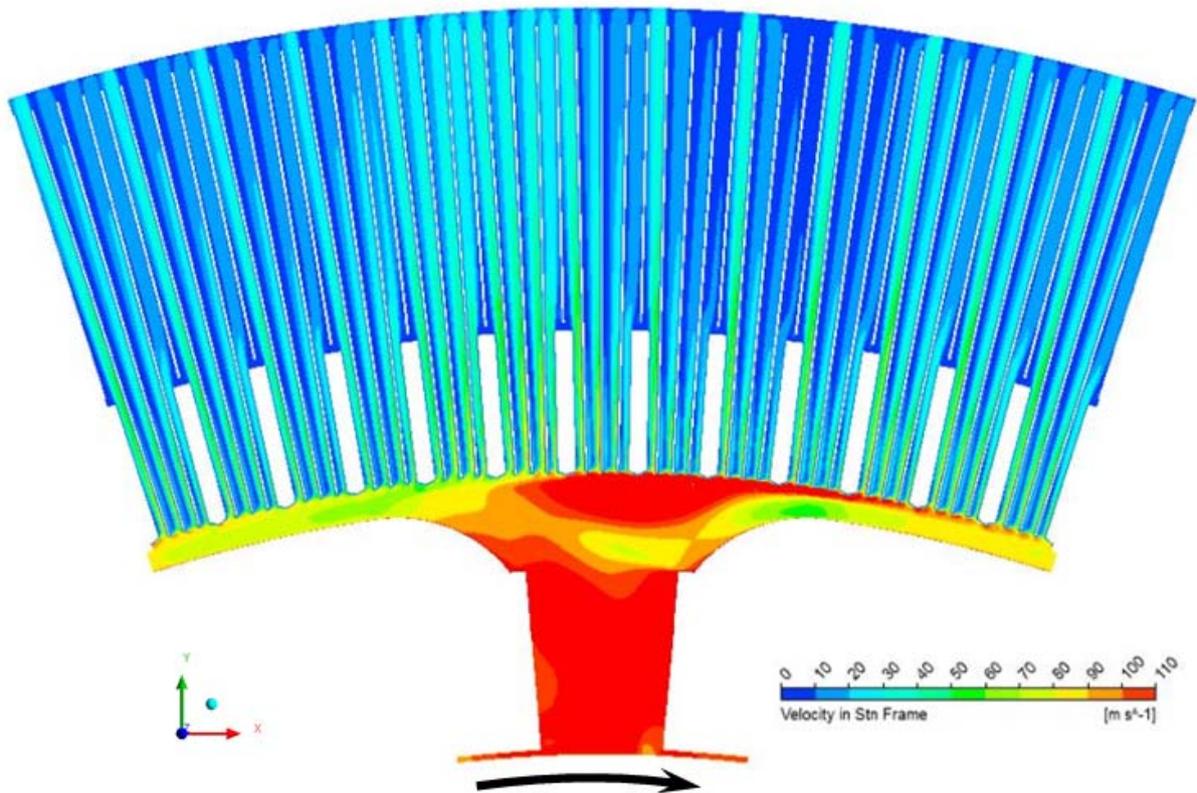


Abbildung 5.35: Geschwindigkeitsverlauf im 20. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells

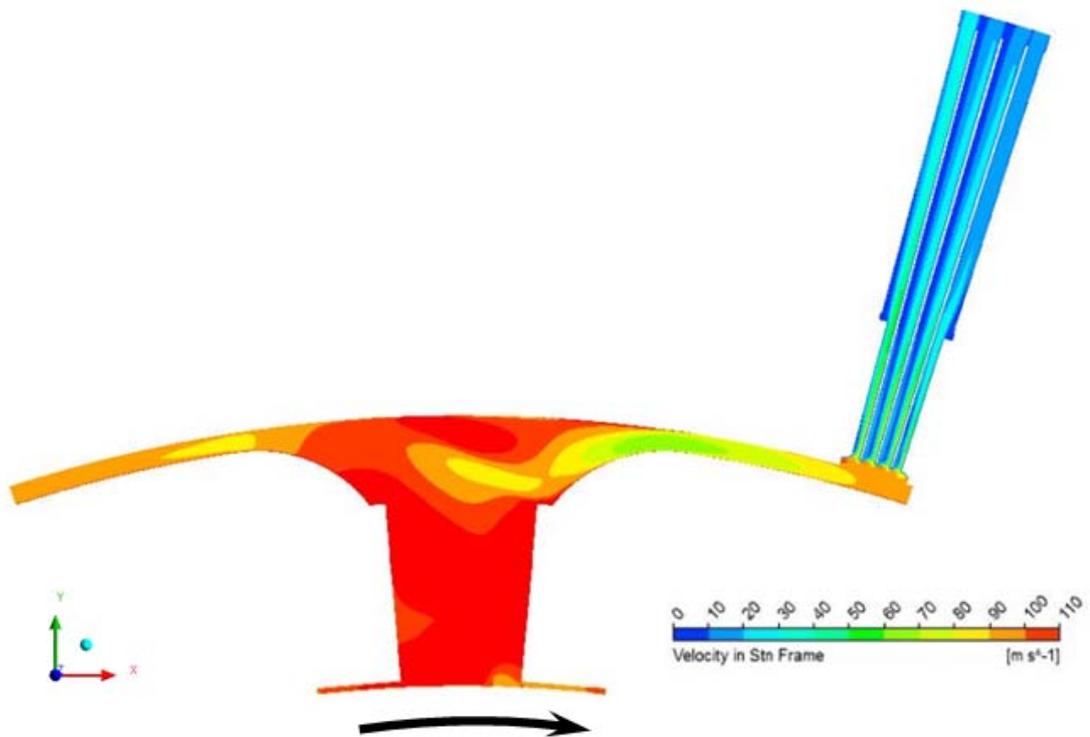


Abbildung 5.36: Geschwindigkeitsverlauf im 20. Schlitz des Stage Gesamtmodells

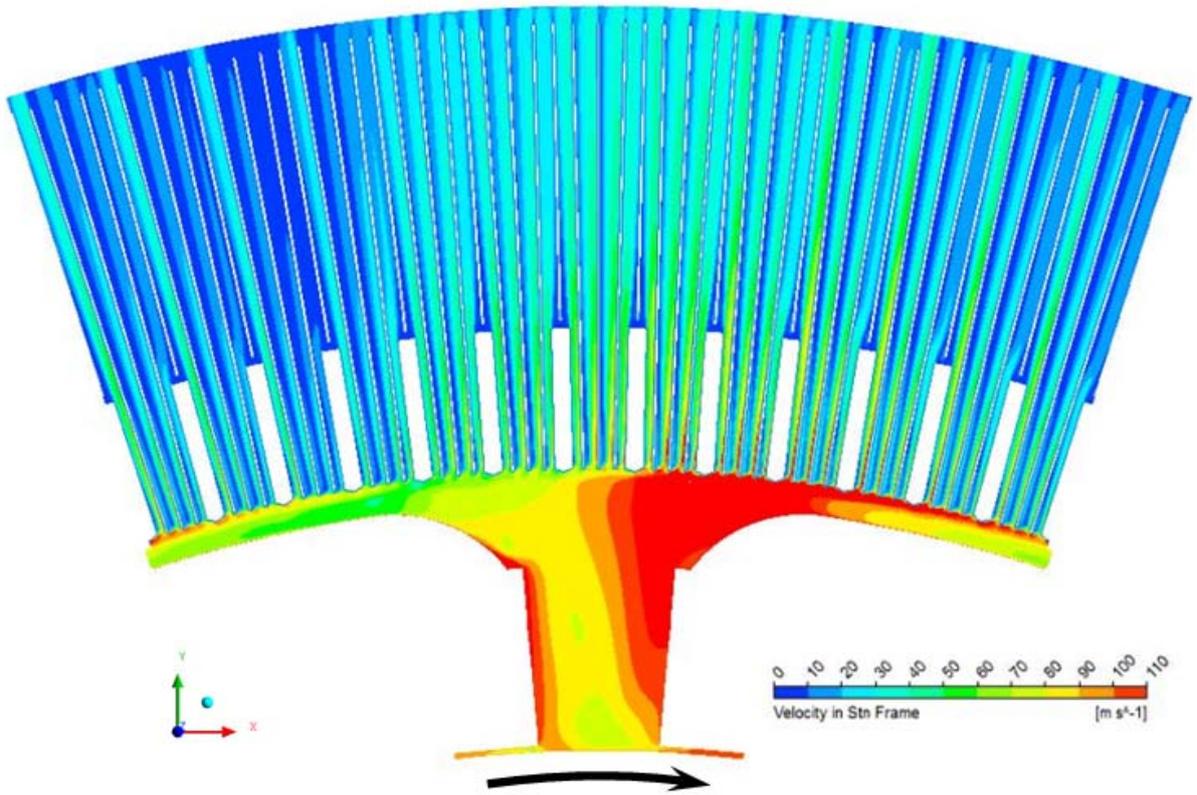


Abbildung 5.37: Geschwindigkeitsverlauf im 30. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells

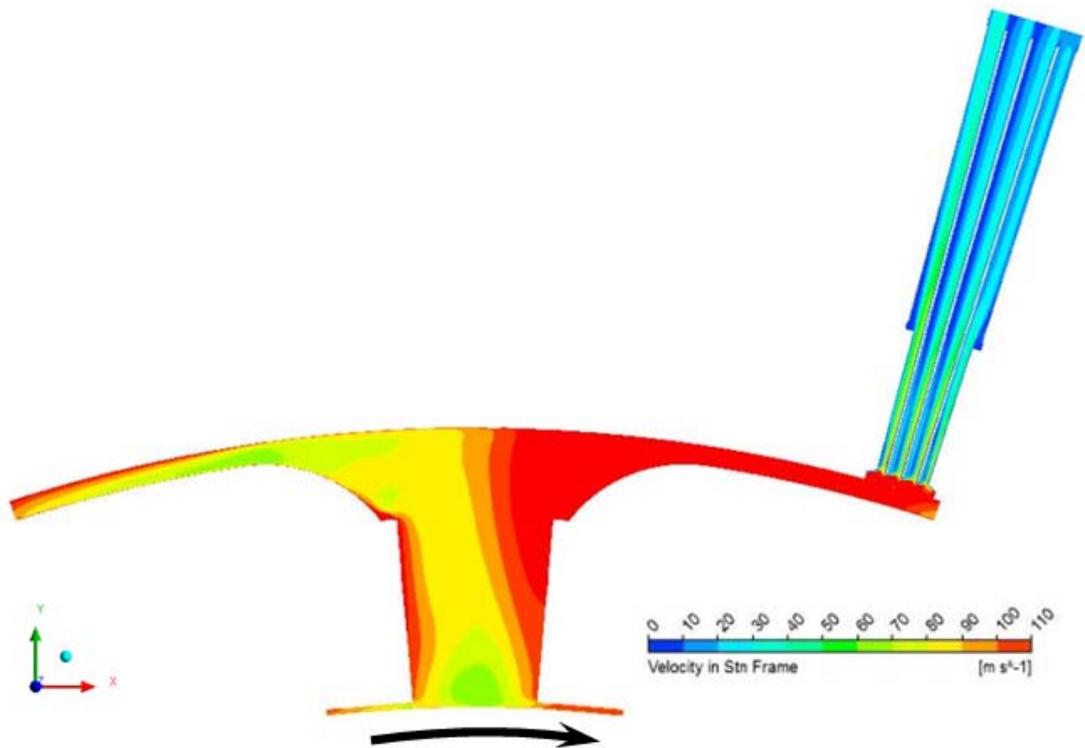


Abbildung 5.38: Geschwindigkeitsverlauf im 30. Schlitz des Stage Gesamtmodells

Eine Untersuchung der Strömung entlang des Kanals wird im folgenden Kapitel 5.2 detailliert ausgearbeitet. Dabei werden auch die in den Kanälen unterschiedlichen Anströmbedingungen, die Ablösegebiete in den unterschiedlichen Kanälen, die Stellung des Stators zum Rotor und die unterschiedliche Beaufschlagung der Wärmeübertragungsflächen untersucht.

Durch die keilförmige Geometrie an der Kontrollfläche SI ist diese Stelle genauer zu beobachten, da es hier zu einem relevanten strömungstechnischen Problem kommt. Grund dafür ist der Zuströmwinkel der sehr starken drallbehafteten Strömung.

Speziell bei den Einzelschlitzmodellen muss dieser Bereich gesondert betrachtet werden. Ebenso wie an dem Übergang von Zahn nach Rücken, da hier die Geometrie eine Kanalerweiterung vorgibt.

### **5.1.6 Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse**

Durch den Vergleich dieser beiden Modelle zeigt sich, dass abgesehen von den Parametern im ersten Schlitz und die in dessen lokaler Nähe (Schlitz zwei und drei) alle anderen relativ geringe Abweichungen aufweisen. Somit ist eine Vereinfachung durch ein so genanntes Nutsektormodell gegeben. Wie in den folgenden Diagrammen gut ausgearbeitet und veranschaulicht wird, dass sich die gemittelten Abweichungen nur minimal auswirken, so ist z.B. die Differenz der beiden Referenzmodelle beim Massenstrom geringer als 5%, bei den Temperaturen im Inlet 7,41% und beim Outlet weniger als 2%. Die Drallgeschwindigkeit, welche die Strömung charakterisiert, besitzt im Gegensatz dazu eine Differenz von 10,64%. Diese Abweichung resultiert jedoch aus der mit dem Stage Modell in Verbindung stehender Umfangsmittelung, welche verschiedene aber sehr wohl ähnliche Parameter als Einlassrandbedingungen definiert. Diese verschiedenen Randbedingungen haben minimale Unterschiede zur Folge. Man erkennt aber, dass sich die Unterschiede der auszuwertenden Parameter am Einlass des Luftschlitzes ihr Maximum besitzen und am Auslass ihr Minimum.

Es ist dadurch eine Ähnlichkeit der Modelle nachgewiesen, weiters muss jedoch eine genauere Studie oder Berechnung erfolgen. Der laut CFX vorgegebene dimensionslose Wandabstand von  $y^+ \approx 1$  kann bei der Größe eines solchen Gesamtmodells nicht realisiert werden. Grund dafür ist die CPU- Leistung und Rechenzeit. Es ist somit zu überprüfen, ob und wie sich die Auswerteparameter mit dem dimensionslosen Wandabstand verändern. Dies ist nur bei kleineren Modellen möglich, wie z.B. den hier untersuchten Polsektormodellen und Nutsektormodellen.

Eine solche Untersuchung ist mit der Begründung der um 44% geringeren Elementanzahl, der schnellere Konvergenz von 173 Iterationen und einer geringeren Rechenzeit von 13 Tagen 19 Stunden und 12 Minuten manifestiert.

## **5.2 Vergleich CFX - Polsektormodell mit CFX – Nutsektormodell**

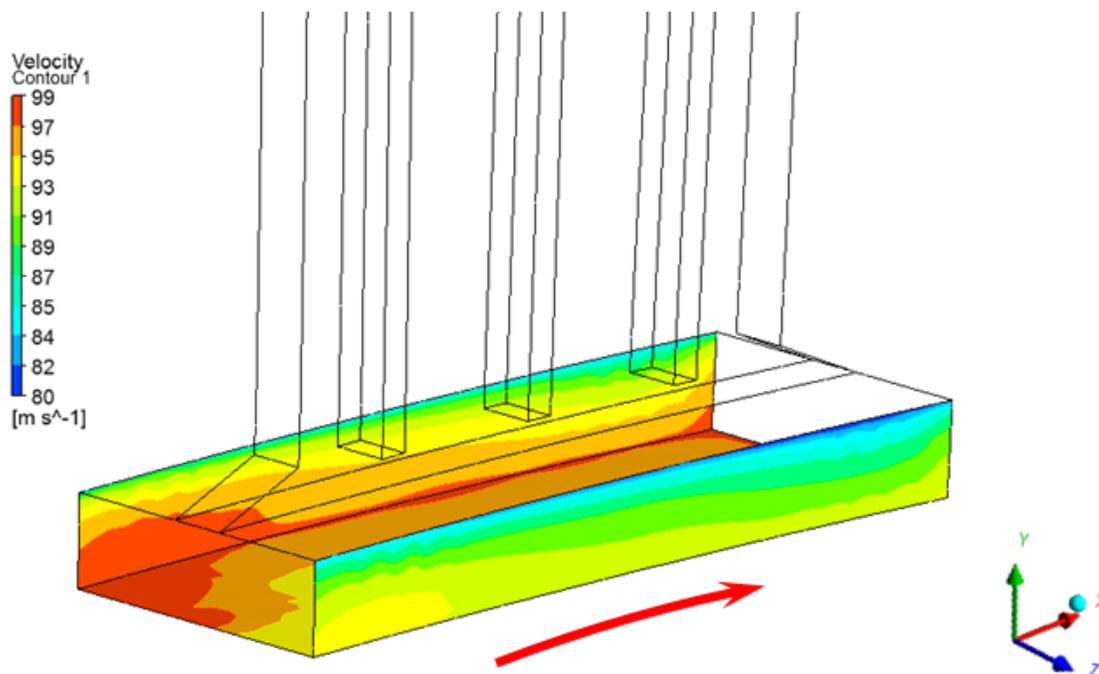
Basierend auf den in Kapitel 5.1 gewonnen Erkenntnissen soll eine weitere Untersuchung, diesmal mit kleineren Modellen, erfolgen, um zu zeigen ob auch einzelne Schlitz durch

Vorgabe von Randbedingungen berechnet werden können und ebenfalls korrekte Ergebnisse liefern.

Als Randbedingung werden im Programmpaket ANSYS CFX V13 aus den Gesamtmodellen an den Flächen Profile ausgeschrieben und diese in den neuen Modellen an den gleichen Flächen aufgeprägt. Es wurden dadurch die Gesamtmodelle, welche aus 61/2 Schlitzen bestehen, auf nur einen Schlitz reduziert. Aus den Gesamtmodellen wurden Profile an den geometrisch definierten Flächen ausgeschrieben und für die Berechnung der Einzelschlitzmodelle auf den exakt gleichen Flächen aufgeprägt. Dabei wurden die exakt gleichen Parameter von dem Frozen Rotor Gesamtmodell an das Polsektormodell übergeben und auch von dem Stage Gesamtmodell an das Nutsektormodell. Es werden deshalb auch bei diesem Vergleich Abweichungen erwartet, speziell an den Einlassflächen, die auf Grund der Mittelung in Umfangsrichtung entstehen.

Für die folgende Berechnung wurde der 20. Schlitz ausgewählt, um einen ersten Eindruck zu erhalten ob und wie sich diese Modelle voneinander unterscheiden.

An den Kontrollflächen INLETRADIAL und BEGRENZUNG\_AXIAL\_OBEN bzw. BEGRENZUNG\_AXIAL\_UNTEN werden die Geschwindigkeiten in den beiden CFX-Gesamtmodellen ausgeschrieben und dem passenden Einzelschlitzmodell vorgegeben. Die ausgeschrieben Parameter sind der Geschwindigkeitsvektor, die Temperatur, die turbulente kinetische Energie und die kinetische Dissipation. Der aufgeprägte Geschwindigkeitsplot ist in der folgenden Abbildung 5.39 dargestellt.



**Abbildung 5.39: Aufgeprägte Geschwindigkeiten am Einlass des NSM**

Um die Unterschiede der Modelle klein zu halten wurden die gleichen Netze verwendet, das heißt die Netzstruktur ist exakt dieselbe. Um dadurch eine Approximation an den, mit den Profilen zu definierenden Flächen zu vermeiden und somit numerische Fehler auszuschließen.

## 5.2.1 Massenstromverlauf und Dichteänderung

Wie auch schon bei den Gesamtmodellen ist der Massenstromverlauf in den beiden Modellen der wichtigste Parameter, da dieser die Geschwindigkeitskomponenten vereint und auch eine wichtige Information über das Medium, die Dichte, enthält. Die Massenbilanz muss innerhalb des Systems, der Geometrie, erhalten bleiben. Das heißt es muss gelten, dass die Summe der eingehenden Masse gleich der Summe der austretenden Masse ist. Dies ist in den beiden Sektormodellen der Fall. Was jedoch nicht gegeben ist, ist die Massenbilanz zwischen den einzelnen Kontrollflächen wie man in Abbildung 5.40 erkennt. Dies ist ein durch das Programm verursachtes Phänomen, da die Kontrollflächen nicht als Interfaces sondern als herkömmliche Flächen definiert wurden. ANSYS CFX V13 setzt jedoch Interfaces voraus um die Massenbilanz aufrecht zu erhalten, da durch diese Definition das Programm die einzelnen Bereiche exakt unterteilt. Somit kann das Programm auch Flüsse über diese Interfaces berechnen, speziell bei Rückströmungen ist dies relevant, da diese somit auch die Richtung der Strömung mit einem Vorzeichen deklarieren. Auf Grund dieser Erkenntnis erklärt sich der Fehler in dem Bereich zwischen Einlass und Kontrollfläche SI, da in diesem Bereich sehr hohe Geschwindigkeiten auftreten und die Strömung sehr stark umgelenkt wird. Man hat diesen Fehler im Bereich der Massenstrombilanz somit in Kauf genommen mit dem Wissen, dass diese über den Gesamtschlitz in Ordnung ist. Jedoch wird bei zukünftigen Untersuchungen sehr wohl auch ein Interface in den Kontrollflächen zu definieren sein, um solche Abweichungen, welche nur bei der Massenstrombilanz auftreten, zu vermeiden.

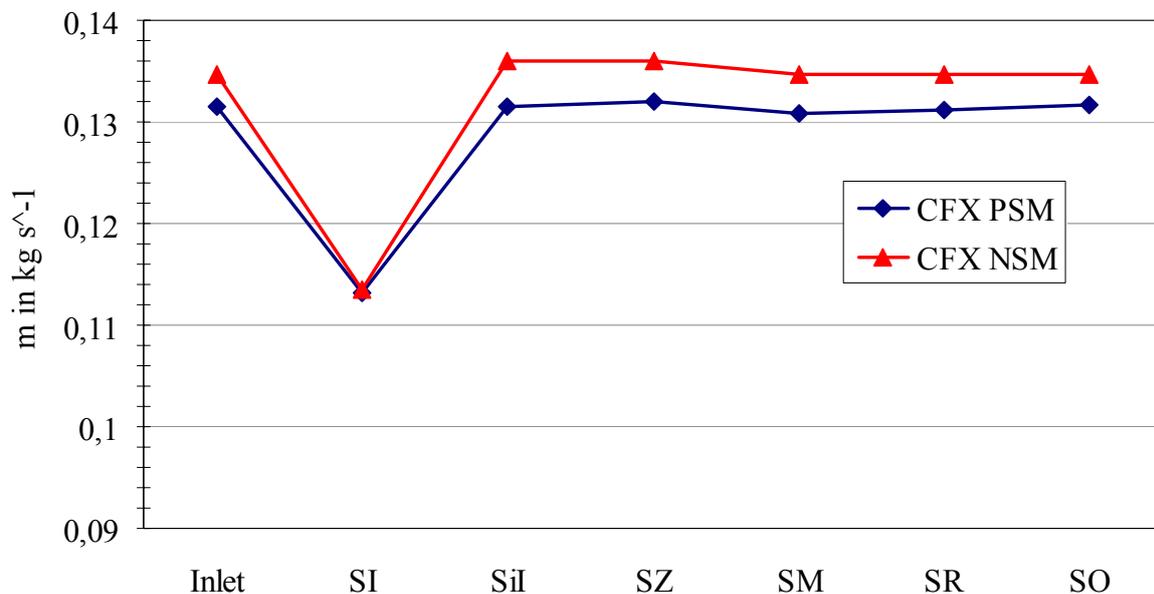


Abbildung 5.40: Massenstromverlauf entlang des 20.Schlitzes

Des Weiteren ist in Abbildung 5.40 gut erkennbar, dass sich die Massenströme der beiden Modelle über den 20. Schlitz gleich verhalten. Die Abweichung zwischen den Modellen beträgt im Mittel 2,35% und das Maximum davon bei dem Mittelwert in den unterschiedlichen Kanälen mit 3,31%.

Bei dem Verlauf der Dichte entlang des zu untersuchenden Schlitzes entnimmt man der Abbildung 5.41 keine größeren Unterschiede. Man erkennt jedoch im lokalen Bereich der Kontrollfläche SI für das Nutsektormodell einen Anstieg der Dichte um  $0,0036 \text{ kg/m}^3$ . In den

Kanälen bis hin zum Auslass nimmt auch im Nutsektormodell die Dichte wieder kontinuierlich ab. Die gemittelte Abweichung beträgt in diesem Fall 0,5% und die maximale Abweichung ist mit 1,83% an der Kontrollfläche SZ zu finden. Auch bei diesem Diagramm wurde der Koordinatenursprung der Ordinate nicht im Nullpunkt gewählt um die Verläufe deutlicher aufzuzeigen.

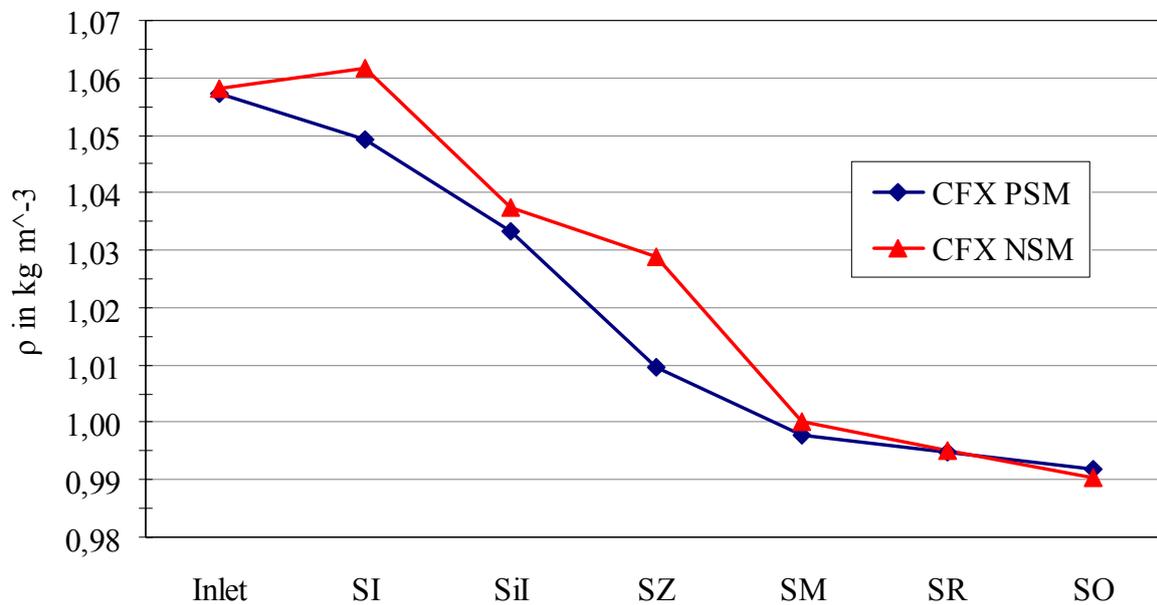


Abbildung 5.41: Dichteverlauf des 20. Schlitzes

## 5.2.2 Geschwindigkeitsverlauf

Auf Grund der vorgegebenen Profile spielen die Geschwindigkeiten eine sehr wichtige Rolle. Speziell die Drallgeschwindigkeit und die Normalgeschwindigkeiten in den Kanaleinlässen bzw. kurz vor dem Eintritt sind von Interesse. Somit sind in Abbildung 5.42 jene Größen dargestellt. Die Drallgeschwindigkeit wird mit  $u$  in m/s und die Normalgeschwindigkeit mit  $w$  in m/s bezeichnet.

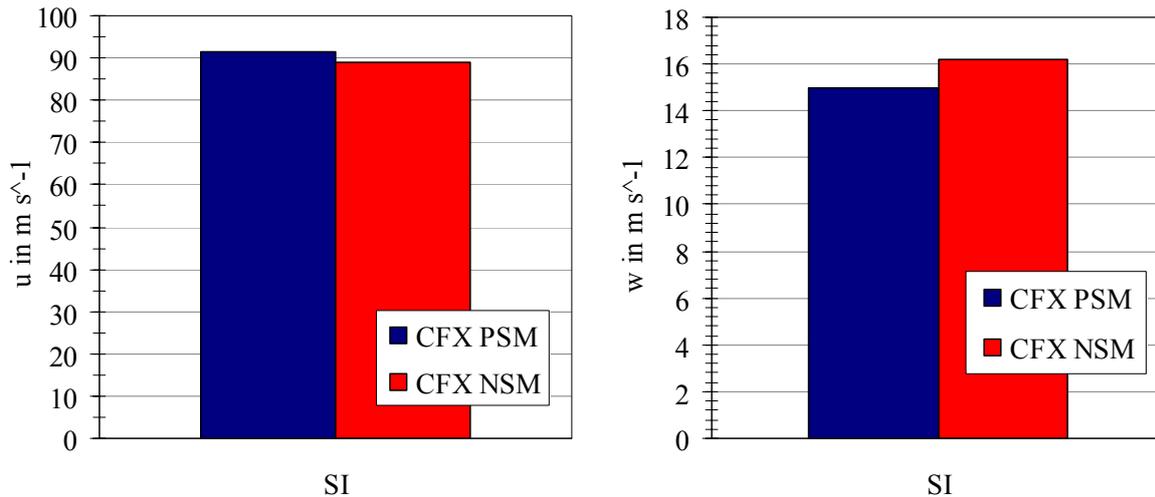


Abbildung 5.42: Drallgeschwindigkeit (links) und Normalgeschwindigkeit (rechts) an der Kontrollfläche SI

Man hat keine Differenz bei der Drallgeschwindigkeit zwischen den Sektormodellen und bei der Normalgeschwindigkeit beträgt die Differenz 1,23 [m/s], das bedeutet das Nutsektormodell liegt mit 7,58% über dem Polektormodell. Die Erkenntnis, die man dadurch erhält ist jene, dass die Umfangsgeschwindigkeit in den unterschiedenen Referenzmodellen im Bereich des Einlasses sich in ihrer Größenordnung nur minimal unterscheiden. Die selbe Beobachtung ist auch bei der radialen Verteilung gegeben.

Eine Ähnlichkeit ist in diesem Fall dadurch gegeben, da die Strömung im Bereich des Rückens mehr gerichtet ist als in den Bereichen des Einlasses und Zahnes. Deswegen ist es sinnvoll eine detaillierte Betrachtung der Strömung in Bereichen des Einlasses, Zahnes und Rückens durchzuführen. Diese Bereiche sind in Abbildung 5.43 mit Einlass, Zahn und Rücken bezeichnet.

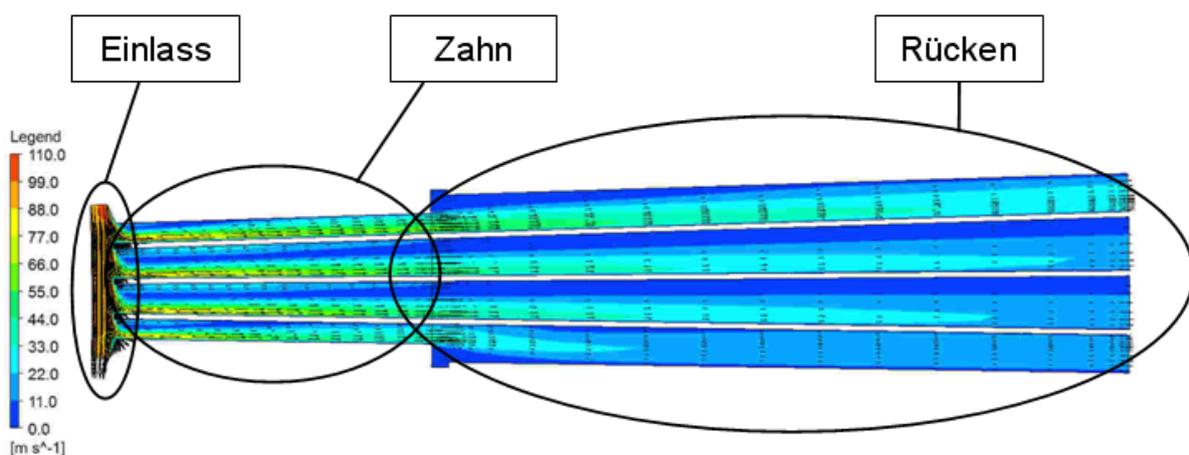


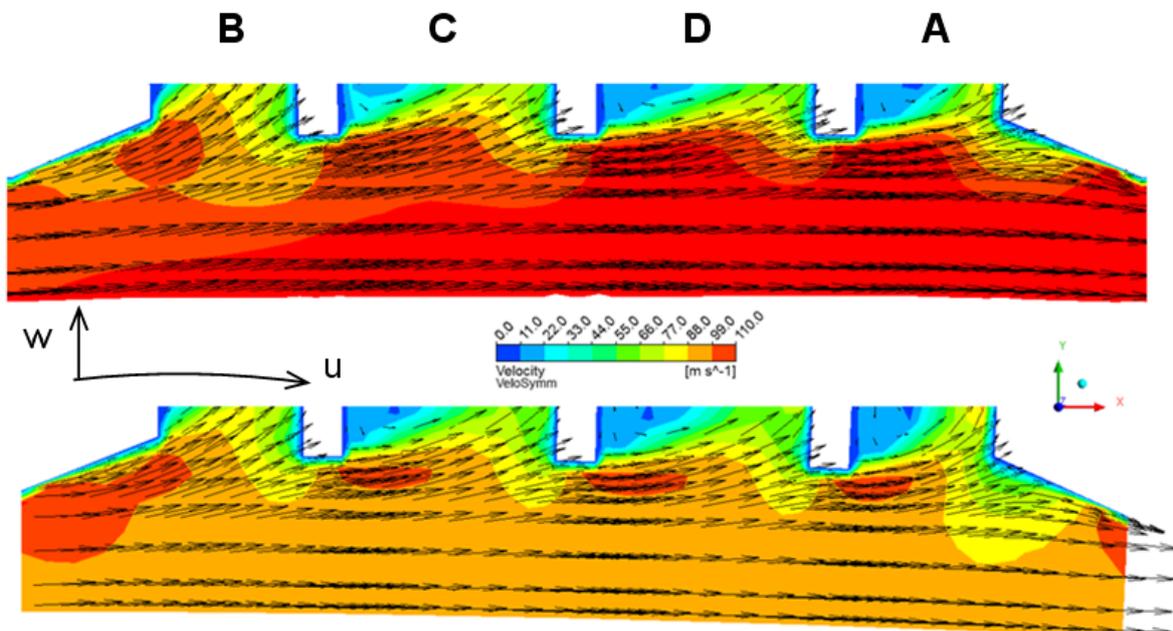
Abbildung 5.43: Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene des NSM am 20. Schlitz

Die Richtung der Strömung ist auch von Bedeutung, bei diesem Schlitz jedoch ist sie in positive  $y$ - Richtung in allen Kanälen gerichtet, abgesehen von den vorherrschenden Wirbeln.

### 5.2.2.1 Einlass

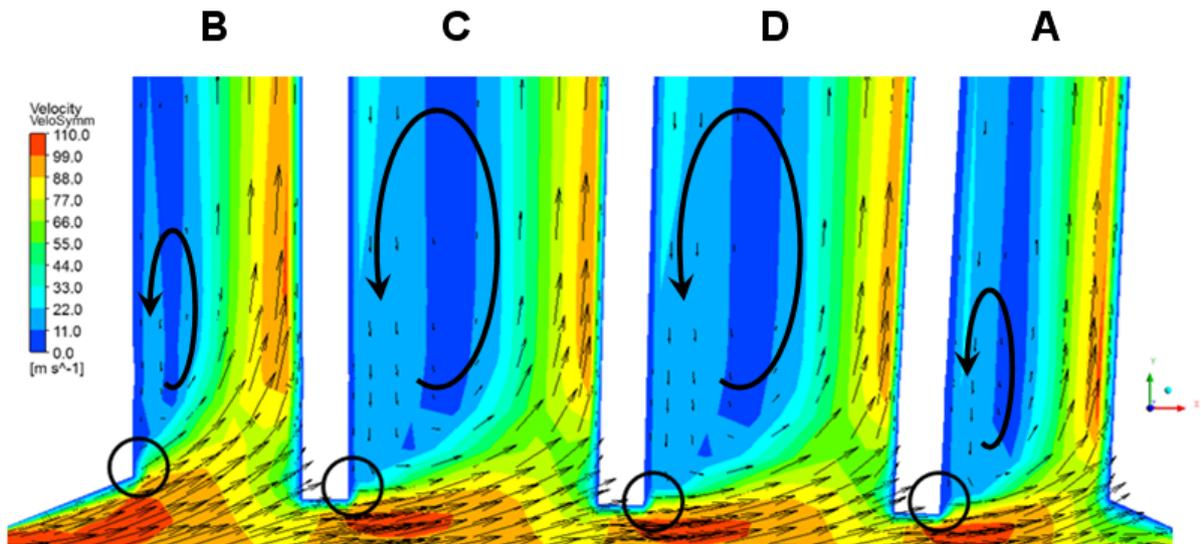
In dem Einlassbereich kommt wieder die Mittelung der Umfangskomponenten zum Tragen, welche dort lokal die größeren Abweichungen der Startbedingungen liefert. Dieser Unterschied ist in Abbildung 5.44 zu sehen, die Legende wurde auf eine obere Grenze von 110 m/s und auf eine untere Grenze von 0 m/s eingeschränkt.

Die in der Auswertung verwendeten Geschwindigkeitsvektoren sind mit  $w$  für die radiale Geschwindigkeit und mit  $u$  für die Umfangsgeschwindigkeit definiert. Im Einlassbereich dominiert die mit 100 m/s hohe Umfangsgeschwindigkeit. Die keilförmige Geometrie beeinflusst maßgeblich die Umlenkung der Strömung in den Kanal B.



**Abbildung 5.44: Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene des 20. Schlitzes bei den Kanaleinlässen zwischen 7. und 8. Nut des PSM (oben) und des NSM (unten)**

Es zeigt sich, dass die Strömung im Einlass sehr drallbehaftet ist und die Ausführung des Nutkeils sehr prägend für den weiteren Verlauf dieser Primärströmung ist. Man kann unschwer erkennen, dass sich an den Kanten, siehe Abbildung 5.45, eine Ablösung stattfindet. Die Ursache für die Ablösung ist jene, dass die Strömung der Umlenkung nach den Kanten (mit schwarzem Kreis markiert) nicht mehr folgen kann und deswegen ablöst. Dies ist nicht nur in der Symmetrieebene der Fall sondern auch in der Wandnähe, sprich in  $z$ -Richtung. Als Folgerung der Ablösung entstehen Wirbel im Zahnbereich. Diese Wirbel sind abhängig vom jeweiligen Strömungskanal unterschiedlich groß und beeinflussen den weiteren Verlauf der Strömung im Zahnbereich signifikant.



**Abbildung 5.45: Ablösung der Strömung an den Kanaleinlässen des NSM**

Dieses Strömungsproblem tritt nicht nur im Nutsektormodell auf sondern auch im Polsektormodell.

Zur qualitativen Validierung der Rechnung wurden ältere Versuchsergebnisse herangezogen. Diese Versuche wurden in der Elin GmbH im Jahre 1973 durchgeführt und waren ausschlaggebend für die heutigen Geometrien, welche in den Statorschlitzeinlässen angeordnet sind. Hierbei wollte man diverse Geometrien am Kanaleinlass testen und vergleichen. Die Bauteile der Nut, die Einlassgeometrie, welche die drallbehaftete Strömung verursacht, und der Steg zwischen dem Kanal 2 und 3 entsprechen denselben Strömungsbedingungen die in einem Statorschlitz herrschen. Auf Grund der zeitlichen Entwicklung in Hinblick auf EDV- Ressourcen wurde die Strömung in den Statorschlitzen mit Hilfe von Modellversuchen untersucht, um Aufschlüsse über die Strömungscharakteristik zu gewinnen.

Ein Resultat dieser Untersuchungen ist in Abbildung 5.46 gezeigt. In dieser Abbildung ist, durch die blauen Pfeile, die Strömungsrichtung visualisiert. Die blauen Punkte zeigen die Staupunkte an die Stromlinien abzweigen.

Die plötzliche Kanalerweiterung, welche bei den roten Punkten zu finden ist bewirkt die Verwirbelung in den Ecken, mit roten Pfeilen dargestellt. Diese Phänomen wird auch als Carnot- Stoß bezeichnet und beschreibt den Rückstoß bei plötzlicher Kanalerweiterung, welcher Verluste bzw. Verwirbelung hervorruft. Diese Kanalerweiterung ist in allen 4 Kanälen, auf Grund der Geometrie des Keiles vorhanden.

Wenn man nun der Strömung folgt zeigt sich, dass sich ab dem grünen Punkt, unter Nut 1, eine vollkommene abgelöste Strömung einstellt. Grund dafür ist ein Abriss der turbulenten Strömung, da diese der Geometrie auf Grund der hohen Geschwindigkeit nicht mehr folgen kann. An dem Staupunkt, welcher unter dem Steg, Geometrie zwischen Kanal 2 und 3, angeordnet ist, teilt sich die Strömung auf die beiden Kanäle 2 und 3 auf. Wegen der auftretenden Verwirbelung in dem Kanal 2 ist ein höherer Strömungswiderstand vorhanden und deswegen folgt das Fluid den geringeren Widerstand und strömt in den Kanal 3 ein. In dem Kanal 2 und ebenfalls im Kanal 4 ist eine Kármánsche Wirbelstraße vorzufinden.

An dem Steg im Kanal 3, ab dem gelben Punkt, tritt eine erneute Ablösung auf, gelber Pfeil. Dieser kleine Wirbel hat aber keine große Auswirkung auf den energiereicheren Massenstrom, worauf sich die Strömung wieder an die Geometrie anlegt. In diesem Kanal tritt ebenfalls bei der Einströmfläche wieder ein Carnot- Stoß auf.

Man erkennt, dass im Strömungskanal 4 eine günstigere Anströmung herrscht als im Strömungskanal 2. Deswegen bildet sich auch in diesem Kanal eine schwächere Form der Kármánsche Wirbelstraße aus. Auch hier ist ein Carnot- Stoß in der Ecke zu finden.

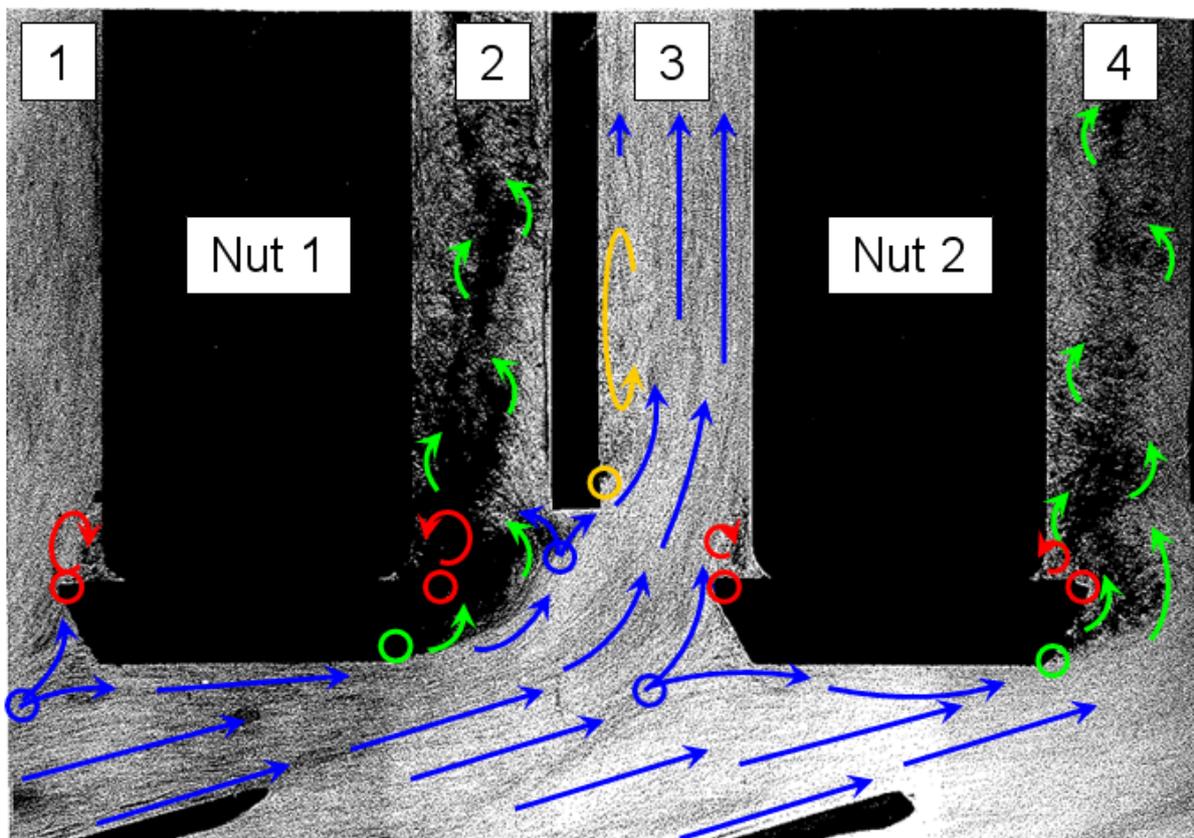


Abbildung 5.46: Modellversuch Wasserkanal

Der Generatortyp, der in dem Wasserkanal geprüft wurde entspricht nicht der CFD-Simulation, da die Maschine Nestil 3 Stege zwischen den Nuten besitzt.

### 5.2.2.2 Zahn

Auf Grund der unterschiedlichen Anströmungen in den Kanälen A, B, C und D entstehen unterschiedlich große Wirbel. Wobei in den Kanälen A und B die Größe der Wirbel sich eher in Grenzen halten hingegen aber in den mittleren Kanälen die Wirbel bis in den Bereich des Rückens hinein ausbreiten, wie aus Abbildung 5.47 ersichtlich. Die Nut- Vorderseite wird im Kanal B deswegen nicht mit hoher Geschwindigkeit beaufschlagt. Hingegen in Kanal A die Strömung mit sehr hoher Geschwindigkeit der Nut- Hinterseite folgt, was in Hinsicht des Energieaustausches anzustreben ist. Der Hintergrund dabei ist der Abtransport der Wärme durch die Erwärmung des Kühlmediums. Das Kühlmedium, welches in diesem Fall Luft ist, trifft im Kanal A direkt auf die Nutfläche auf und dabei findet der Wärmeaustausch statt.

Die turbulente Strömung in den einzelnen Kanälen und die damit verbundene Beaufschlagung der Wärmeübertragungsflächen beeinflusst die Wärmeübergangskoeffizienten bzw. die abzuführende Wärmemenge und die dadurch entstehenden Verluste signifikant.

In den Kanälen C und D findet man eine vollkommen abgelöste Strömung vor, welche sich erst in dem Bereich des Rückens wieder an die Kontur des Luftschlitzes anlegt. Dies ist mit den gelben Kreisen dargestellt.

Die magenta Kreise kennzeichnen die Stelle, an der sich die Strömung wieder an die Wand des Kanals anlegt. Man erkennt, dass sich die Lage der beiden Anlegestellen auf Grund der verschiedenen Zuströmungen im Einlass des Statorschlitzes deutlich voneinander unterscheiden.

Die rot strichlierte Linie beschreibt die Lage der Strömungsflächen der Kanäle in der Mitte des Zahnes.

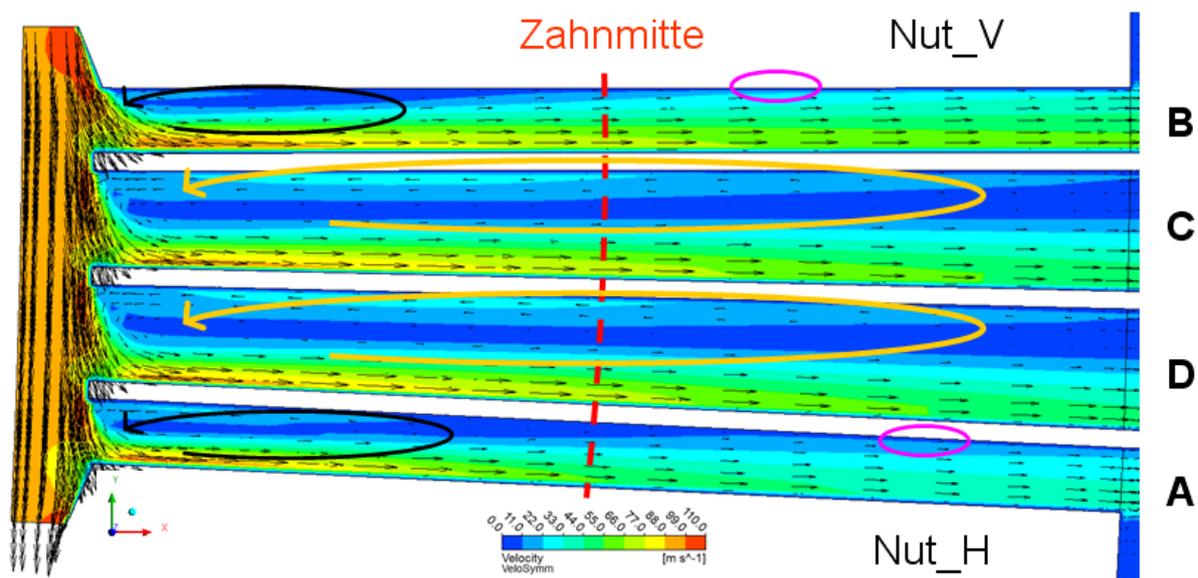


Abbildung 5.47: Wirbel im Zahnbereich des NSM

Das Verhalten der Strömung in der Zahnmitte, vermerkt in Abbildung 5.47 als rot strichlierte Linie, ist in Abbildung 5.48 aufbereitet. Die projizierten Flächen in den Kanälen auf die rot strichlierte Linie ergeben die folgenden Bilder der Strömungsgeschwindigkeiten der jeweiligen Kanäle A-D. Die Ansicht ist dabei entgegen der Strömungsrichtung gewählt, d.h. man blickt radial nach innen zum Einlass des Luftschlitzes, welcher im Stator angeordnet ist. Die Zahnmitte entspricht den Kontrollflächen SiM, wobei i für die jeweilige Bezeichnung der unterschiedlichen Kanäle steht. Es bildet sich eine Primärströmung nahe der oben und unten liegenden Begrenzungswände im Kanal des Zahnes aus. Diese bewirkt wiederum eine Sekundärströmung in den Kanälen. Auch die Bereiche mit den Rückströmungen sind gekennzeichnet durch sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten  $0 \leq u \leq 11 \frac{m}{s}$  vor allem aber durch eine negative Geschwindigkeit, welche in den mittleren Kanälen weit über die Mitte des Zahnes gehen. Dies wird anschließend auch noch im Rückenbereich überprüft bzw. dargestellt.

Die Einlasskanäle B und C weisen auf Grund ihrer Anströmbedingung eine höhere Strömungsgeschwindigkeit auf als die darauf folgenden. Grund dafür ist wie schon gezeigt das keilförmige Profil das eine geringere Umlenkung in den Kanal B verursacht. Die Luft strömt dadurch mit einer hohen Geschwindigkeit an der Fläche, welche gegenüber der Nut-Vorderseite liegt, durch den Kanal. Da die Strömung nicht der Geometrie folgt und es somit zur Ablösung in dem Bereich des Einlasses im Kanal B kommt entsteht eine Sogwirkung. Deswegen bildet sich ein Wirbel auf Grund der Ablösung in diesem Bereich aus. Die Luft in der Mitte des Zahnes wird deswegen in die Nähe der Fläche Nut\_V befördert und strömt in dessen Nähe wieder zurück in den Bereich des Einlasses, man spricht von einer Rückströmung. Dasselbe gilt für die Kanäle C, D und A, wobei die Geschwindigkeit der Sekundärströmung wegen der immer geringeren Geschwindigkeit der Zuströmung nicht so ausgeprägt ist wie in dem Kanal B.

Anzumerken ist hierbei, dass der Geschwindigkeitsplot im Polsektor zwischen der 6. und 7. Nut liegt. Es wurde dieser Bereich des Polsektormodells gewählt, da dieser die markantesten Unterschiede aufzeigt und auch dieser Bereich exakt über den Lufteinlassbereich liegt.

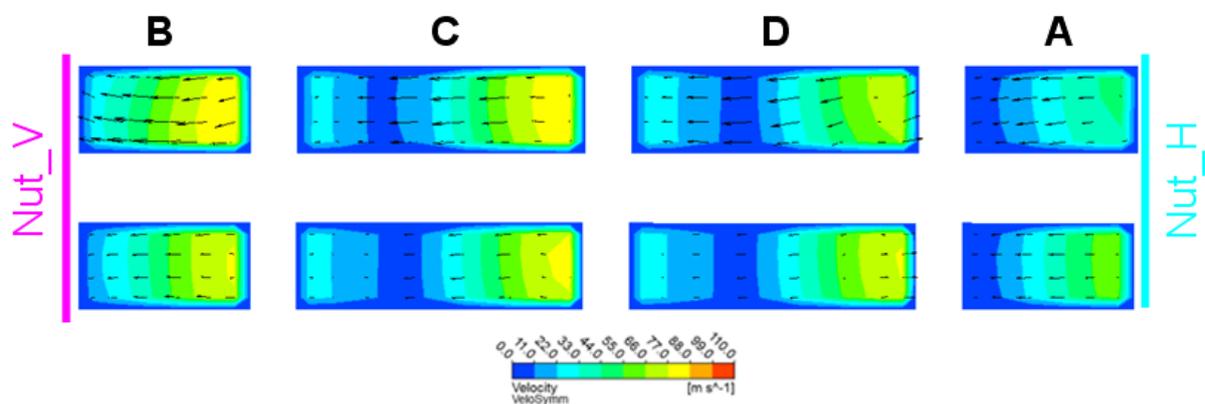


Abbildung 5.48: Sekundärströmung in der Zahnmitte des PSM (oben) und NSM (unten)

### 5.2.2.3 Rücken

Wie sich zeigt hat die Rückströmung ihre Einflüsse bis weit über den Zahn, somit muss auch der Rücken, der nach dem Zahn liegende Strömungsabschnitt, untersucht werden. Man erkennt, dass sich die Strömung in diesem Bereich wieder an die Geometrie des Luftschlitzes anlegt.

Die Abbildung 5.49 zeigt die Strömung in der Symmetrieebene entlang des Rückens am Nutsektormodell. Zusätzlich zu den bisherigen Wirbeln der Strömung kommen noch weitere in den äußeren Kanälen (A und B) hinzu, siehe unten in Abbildung 5.51. Ursache dieser ist die in diesem Bereich auftretende Kanalerweiterung. Diese wirken sich im Kanal A nicht so stark aus, da sich hier die Strömung auf Grund der geringeren Drallgeschwindigkeit und der geringeren Normalgeschwindigkeiten an der Wand entlang strömt und sich ebenfalls im Rücken auch wieder nach einer geringen Länge anlegt. Im Gegensatz dazu benötigt die Strömung im Kanal B ungefähr eine  $\frac{1}{4}$  Länge des Rückens bis auch dort eine Wiederanlegung stattfindet.

In den mittleren Kanälen C und D erkennt man, dass es ca. die Hälfte der Rückenlänge benötigt bis ein Wiederanlegen gegeben ist. Die Ablösungen stellen sich zwar durch die

Geometrieänderung im Rücken ein, werden aber durch die Geometrie am Einlass bzw. durch die Einströmung in die Kanäle maßgeblich beeinflusst.

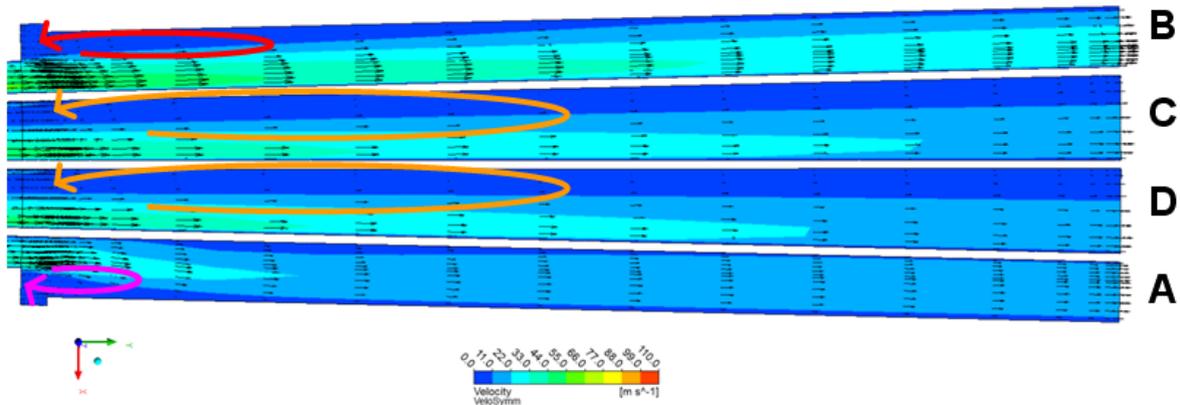


Abbildung 5.49: Strömung im Rücken des NSM

Wie schon im Bereich des Zahnes stellen sich auch im Rücken eine Sekundärströmung im Rechteckkanal ein. Man erkennt dabei auch die unterschiedlich großen Geschwindigkeiten, wobei jene im Kanal A immer am geringsten sind.

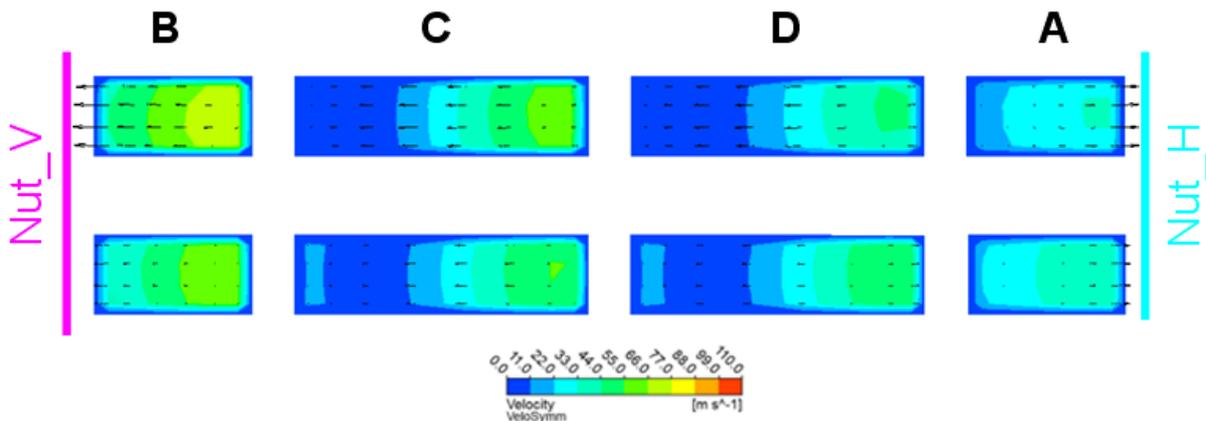


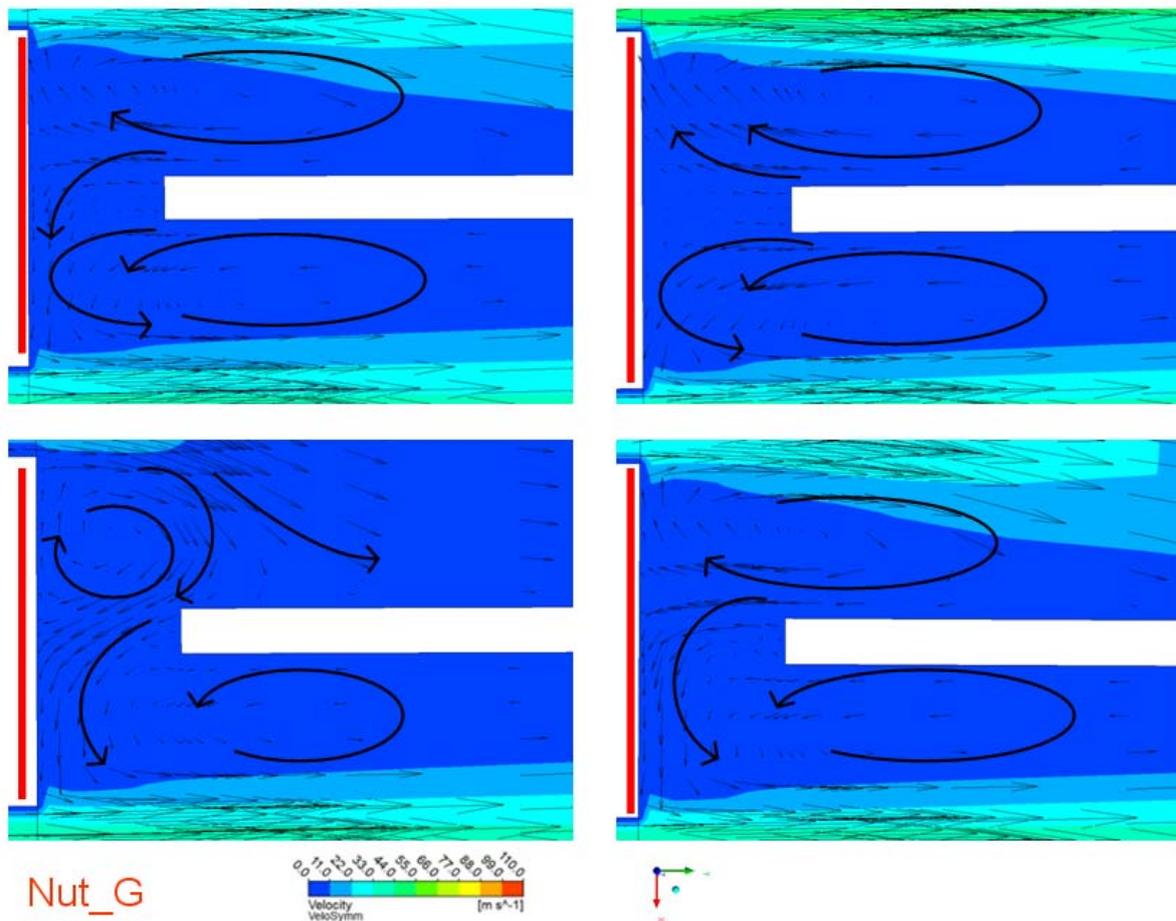
Abbildung 5.50: Sekundärströmung am Zahnende des PSM (oben) und des NSM (unten)

Beim Polsektormodell ist hingegen der Bereich der Lage des jeweiligen Nutsektors auch von Bedeutung. Es zeigt sich, dass die Mittelung der Parameter des Polsektormodells nahezu identisch ist mit jenen des Nutsektormodells. Es ist ersichtlich, dass das Verhalten des durchströmenden Fluids sehr abhängig von der Stellung des Stators zum Rotor ist, was einen erheblichen Einfluss auf die Luftzuführung hat.

Daraus resultierend erhält man auch unterschiedliche Ablösungen an den verschiedenen angeströmten Kanalerweiterungen, wie aus Abbildung 5.51 ersichtlich.

Man erkennt, dass in der Nähe des Nutgrundes ein Zusammenspiel von der Strömung aus Kanal A und B die Strömung und die Ablösung in diesem Bereich merklich beeinflussen. Der Einlass der Luft liegt direkt zwischen dem 6. und 7. Nutbereich, deshalb besitzt die Strömung mit steigender Nutbezeichnung auch eine höhere Drallgeschwindigkeiten. Es bilden sich deswegen unterschiedliche lokale Wirbel und Durchmischungen. Diese Variationen können

grob in 4 Abbildungen zusammengefasst werden, da die Änderung zwischen den einzelnen Sektoren nur minimal ist.



**Abbildung 5.51: Unterschiedliche Strömungen im Übergang Zahn Rücken über dem Nut Grund des PSM; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts)**

Die Stellung des Stators zum Rotor ist somit entscheidend für die jeweilige Anströmbedingung des Schlitzeseinlasses.

Die Geschwindigkeitsverteilung im 20. Schlitz des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells ist nochmals in der folgenden Abbildung 5.52 dargestellt. Man erkennt die Unterschiede der Geschwindigkeit in den jeweiligen Kanälen, beeinflusst von der Anströmbedingung. Die Kanäle, welche zwischen den Nuten 7 und 10 liegen, werden ungleichmäßig durchströmt. Der Kanal B besitzt dabei immer die höchste Geschwindigkeit als die anderen drei Kanäle. Deswegen weil der keilförmige Einlass das Einströmen erleichtert. In den anderen Bereichen ist die Geschwindigkeit geringer und der Geschwindigkeitsvektor ist nicht mehr direkt in Umfangsrichtung gerichtet. Dadurch wird in den anderen Bereichen die Kanäle C, D und A auch mit einer höheren Geschwindigkeit durchströmt.

Somit ist gezeigt, dass beim Referenzmodell Frozen Rotor der günstigste und ungünstigste Fall der Durchströmung eines solchen Bauteils mitberücksichtigt wird und hingegen dazu beim Stage- Referenzmodell eine gemittelte Strömung durch den Stator berechnet wird.

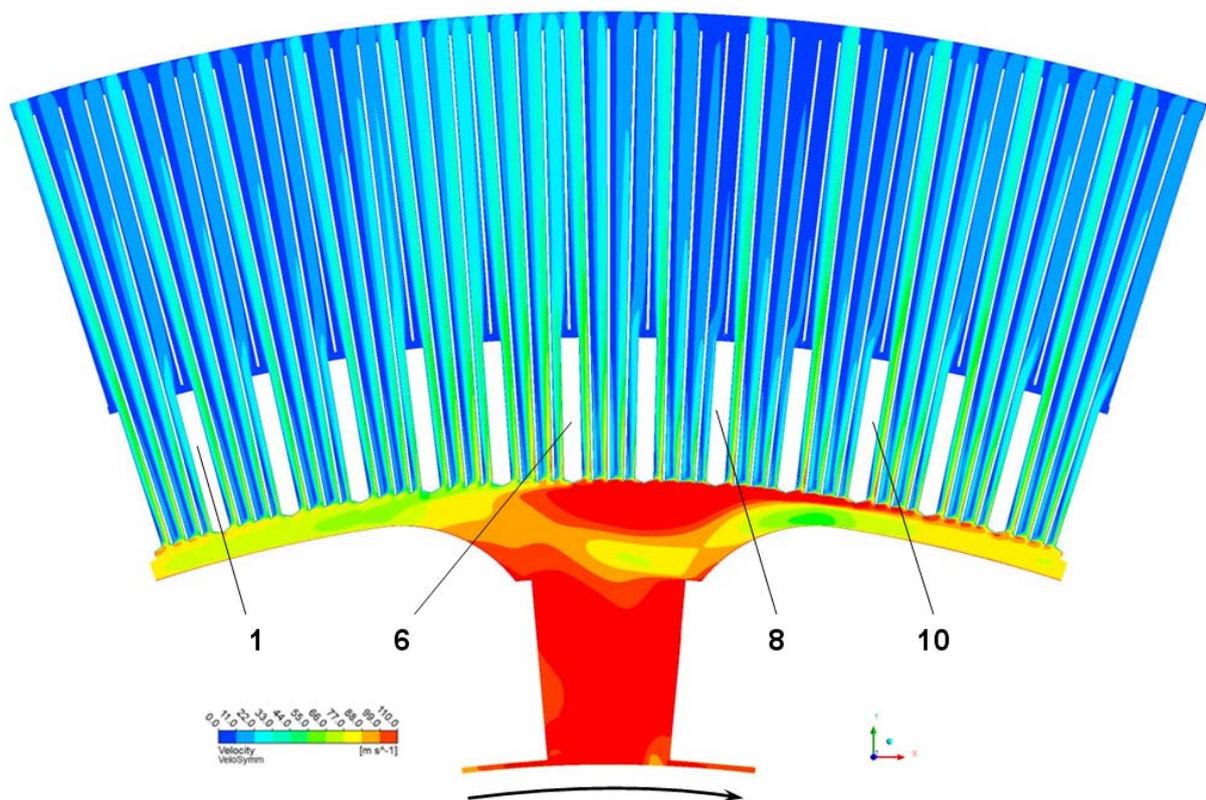


Abbildung 5.52: Geschwindigkeitsplot in der Mitte des 20. Schlitzes des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells

### 5.2.3 Wärmeübergang

Auf Grund der unterschiedlichen Durchströmung und der dadurch unterschiedlichen Beaufschlagung der Wärmeübertragungsflächen stellen sich unterschiedliche Wärmestromdichten, Wärmeübergangskoeffizienten und lokal Temperaturen des Mediums ein. Speziell die „Hotspots“ in der Nut, d.h. Gebiete mit geringerem  $\dot{Q}$ , sind dabei von Interesse.

Wichtig ist in diesem Fall der Wärmeübergangskoeffizient, da dieser Parameter eine große Aussage über die an den Wänden abgeführte Wärme zulässt. Den Wärmeübergangskoeffizienten kann man im Bereich des Stators nur sehr schwer messtechnisch erfassen und somit besitzt man keine Vergleichswerte mit der wirklichen Situation der Maschinen im Betrieb. Deswegen ist die Berechnung dieser Wärmeübergangskoeffizienten von großer Bedeutung für die Auslegung eines Belüftungssystems.

Die Abbildung 5.53 stellt den Wärmefluss über den Zahn und die Nut des Nutsektormodells bei der vorhandenen Längsströmung dar. Auf Grund der besseren Veranschaulichung wurden die Grenzen für die Skala auf die nun verwendeten gestellt. An der vorderen Nutfläche stellt sich ein lokaler Wärmestrom von  $21.775 \text{ W/m}^2$  ein.

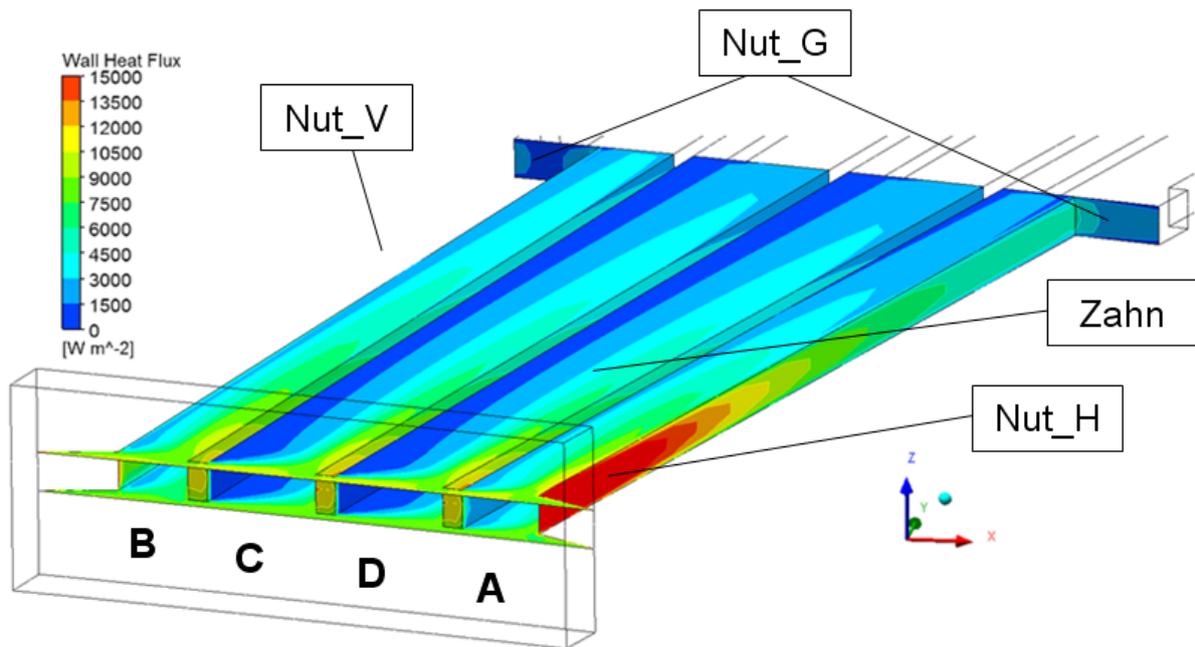


Abbildung 5.53: Wandwärmestrom am Zahn und der Nut des NSM

An der für den Wärmeaustausch günstiger angeströmten Seite der Nut, der Hinterseite, ist ein besserer Energieaustausch möglich, als hingegen bei der ungünstiger beaufschlagten, der Nut Vorderseite. Die Ablösung wirkt sich im Kanal B sozusagen positiv auf den Energieaustausch aus, da dadurch die kühle Luft durch die Turbulenzwirbel an die Wandfläche Nut\_V angetragen wird und somit ein Wärmeaustausch erfolgt. Im Bereich der günstiger angeströmten Wandfläche wirken sich die Wirbel hingegen negativ für den Energietransport aus. Somit zirkuliert ein geringer Anteil des Fluides in diesem Bereich und der größere Teil des Massenstromes beaufschlagt die Seitenwand des Zahnes. Diese Beobachtung ist nahezu in allen Bereichen, sowohl im Nutsektormodell als auch im Polsektormodell gemacht worden. Zu erkennen in Abbildung 5.54 wo sich nur ein hoher Wärmefluss an der Kante der Hinterseite der Nut einstellt.

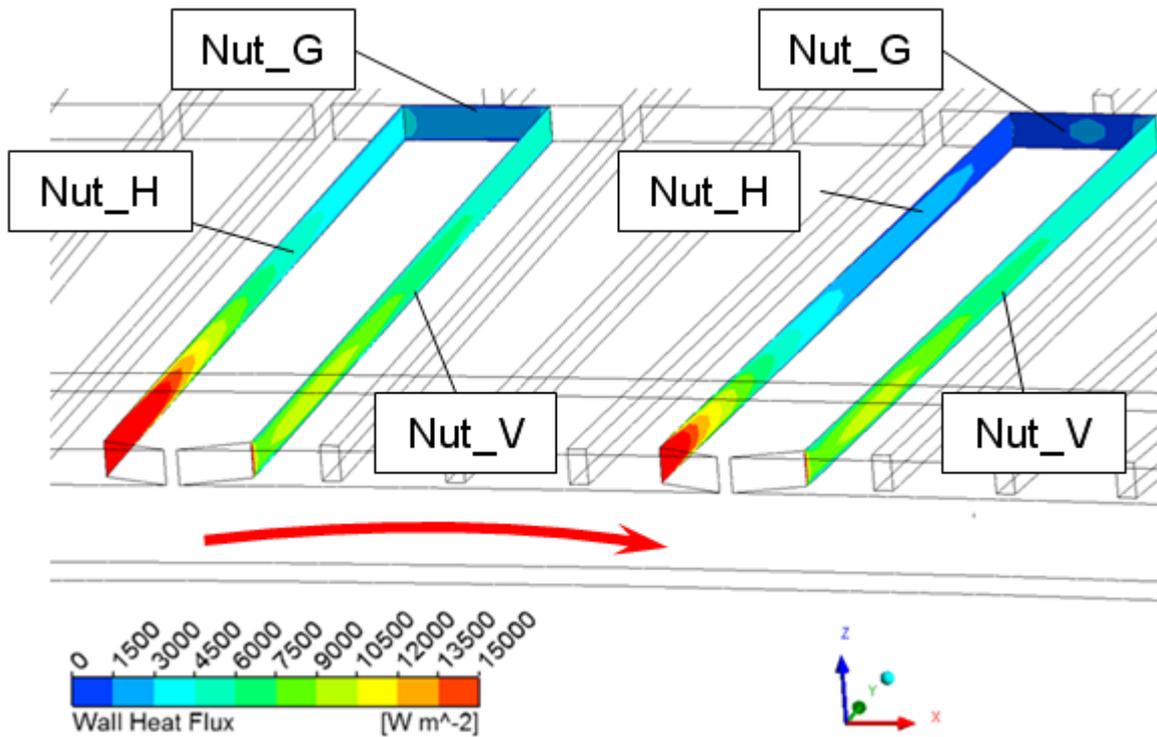


Abbildung 5.54: Wärmefluss über die 7. und 8. Nut des PSM

Am Nutgrund hingegen erzielen die Wirbel einen positiven Effekt in Hinblick auf den Wärmeaustausch. Es ist deswegen ein Zusammenhang zu den Strömungsbildern in Abbildung 5.51 gegeben, wo eben genau an diesen vier unterschiedlichen Varianten der Geschwindigkeitskomponenten, vier verschiedene Wärmeströme zu erkennen sind.

Dadurch ist bei der symmetrischen Beaufschlagung der 6. Nut der höchste lokale Wärmestrom am Nut- Grund gegeben, was sich auch bei der folgenden Abbildung herauskristallisiert. Somit werden beide Hälften mit nahezu dem gleichen kühlen Medium angeströmt.

Dies wird in Abbildung 5.55 dargestellt, wobei der Maximalwert und Minimalwert der Skala wieder begrenzt wurde um eine konstruktivere Darstellung zu erhalten.

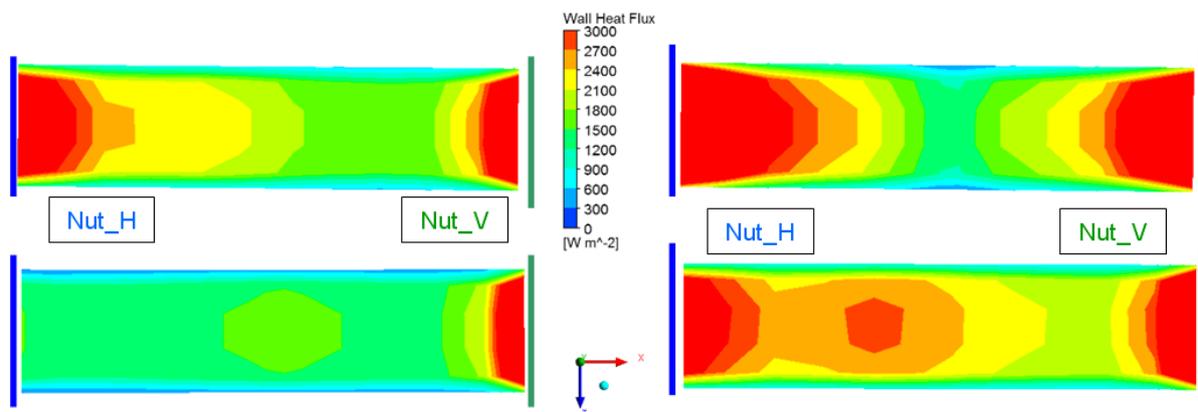
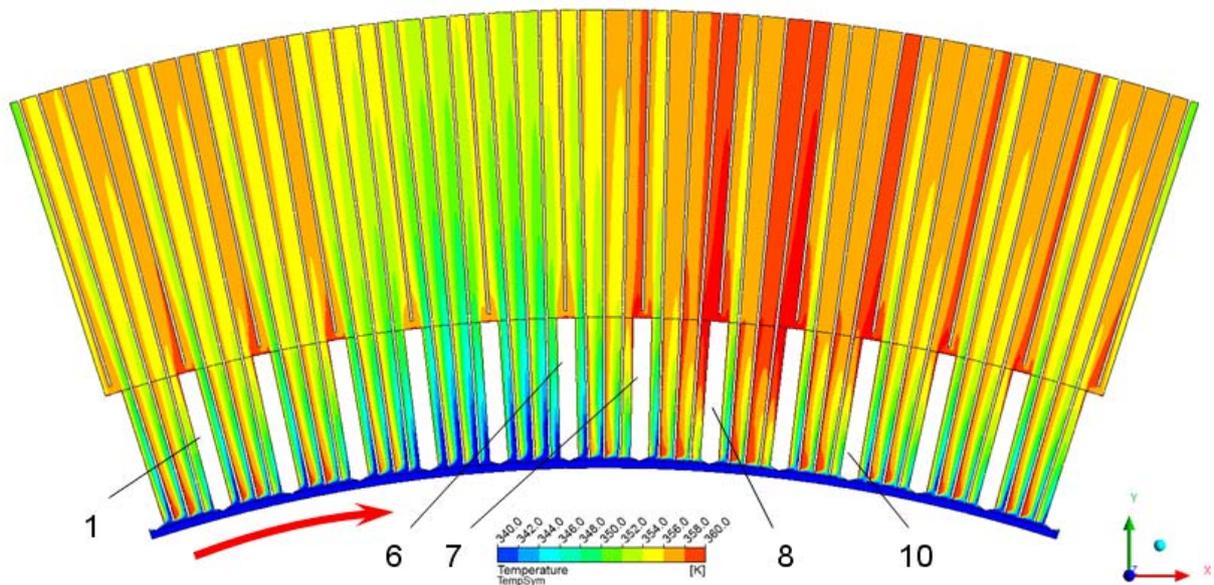


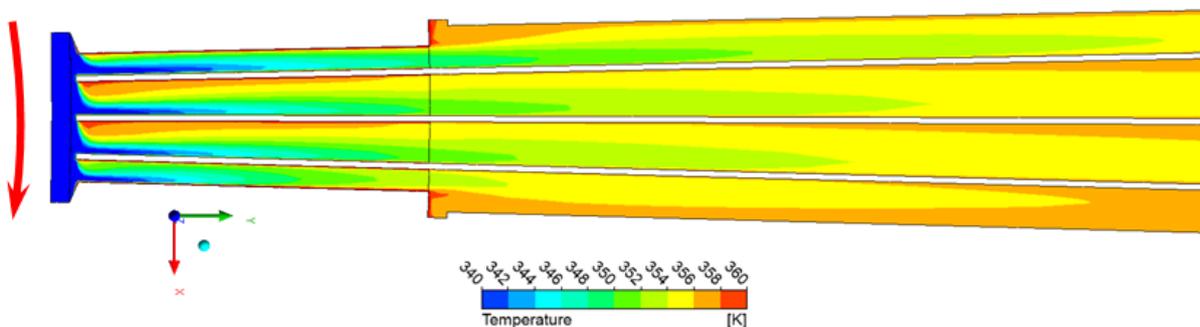
Abbildung 5.55: lokaler Wärmestrom am Nutgrund des PSM; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts)

In der nachfolgenden Abbildung 5.56 ist die Temperaturverteilung in der Symmetrieebene des Polsektors dargestellt. Es zeigt sich, dass ab der 7. Nut das Fluid eine höhere Temperatur annimmt als davor. Das ist darauf zurückzuführen, dass der Lufteinlassbereich in diesem Bereich liegt und somit die kühlere Luft durch den starken Drall von 90 m/s in die darauf folgenden Kanäle einströmt und sich durch die Wärmeübertragung an den Berührflächen aufheizt und somit die jeweiligen Generatorbauteile kühlt.



**Abbildung 5.56: Temperaturverteilung in der Symmetrieebene des PSM**

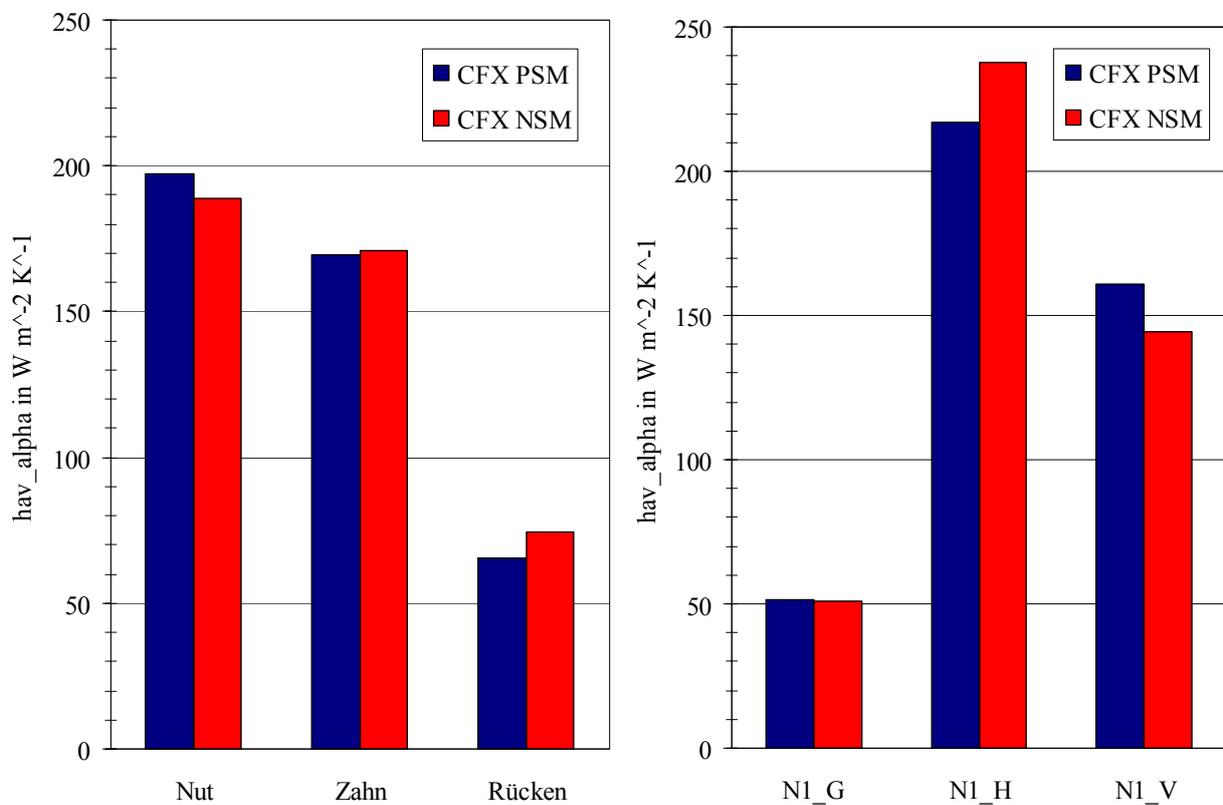
Als Vergleich dazu die Temperaturverteilung in der Symmetrieebene des Nutsektormodells.



**Abbildung 5.57: Temperaturverteilung in der Symmetrieebene des NSM**

Abschließend ist die Übereinstimmung in Abbildung 5.58 zusammengefasst, um die Vergleichbarkeit der Sektormodelle in Hinblick auf den Wärmeübergang nochmals hervorzuheben. Der Bezugswert wurde immer auf den Wert des Polsektormodells des Zahnes bezogen, sowohl bei der Auswertung von  $hav_{\alpha}$  als auch für  $hav_{\gamma}$ . Somit liegt die Abweichung des Wärmeübergangskoeffizienten am Zahn bei 0,6% und beim Rücken bei 5,11%. Bei diesen beiden Wandflächen liegt der Wert des Nutsektormodells höher als der des Polsektormodells. Bei der Nutfläche hingegen stellt sich eine flächengemittelte Abweichung von 4,86% ein, wobei das Polsektormodell hier den höheren Wert besitzt. Um die Unterschiede an den einzelnen Nutflächen merkbar zu machen ist an diesen ebenfalls ausgewertet worden. Hierbei ist die maximale Abweichung, verursacht durch die

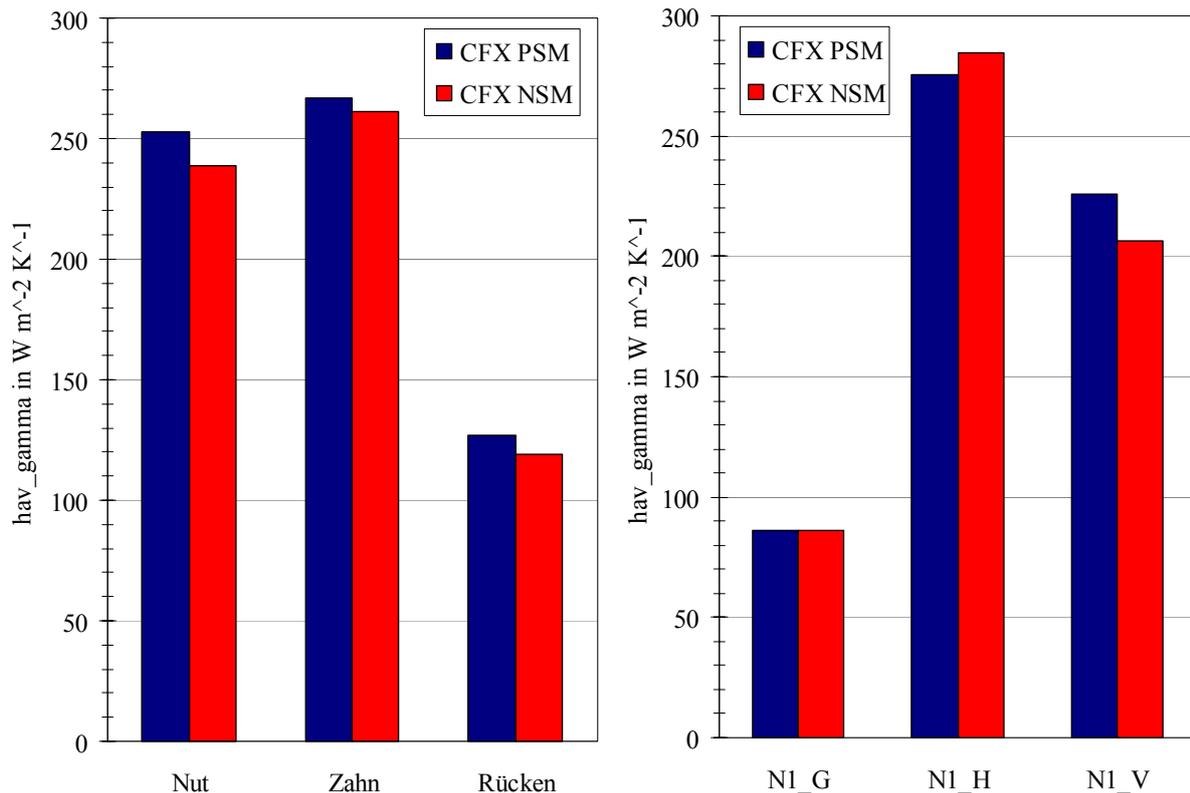
Beaufschlagung an der hinteren Seite der Nut mit 9,58%. An der Hinterseite ist ebenfalls eine nahezu gleiche Differenz mit 7,65% gegeben. Es ist jedoch erkennbar, dass zum einen das Polsektormodell den höheren Wert an der Vorderseite und zum anderen das Nutsektormodell an der Nut- Hinterseite besitzt. Am Nutgrund stellt sich ein Größenunterschied von nur 0,3% ein trotz der unterschiedlichen Ausbildung der Ablösung.



**Abbildung 5.58: Wärmeübergangskoeffizient  $hav\_alpha$  an den Wärmeaustauschflächen (links) und detailliert an den Nutflächen (rechts)**

Der Unterschied bei der Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten liegt in der Temperaturdifferenz. So bezieht sich der Gamma- Wert auf die wandnahe Temperatur und der Alpha- Wert auf einen flächengemittelten Wert der Temperatur an den Strömungsflächen.

Dazu auch der Wärmeübergangskoeffizient  $hav\_gamma$  in Abbildung 5.59 um die Unterschiede in der Größenordnung, in Hinblick auf den Vergleich mit dem  $hav\_alpha$ - Wert, welche sich in der verschiedenen Berechnungen der Wärmeübergangskoeffizienten niederschlagen. Hierbei ist auffallend, dass das Nutsektormodell immer den niedrigeren Wert einnimmt, ausgenommen an der Hinterseite der Nut. Der größte Unterschied ist bei diesem Parameter an der Nutfläche auszumachen mit einem Wert von 5,13%. Der Wärmeübergangskoeffizient am Rücken ist verhältnismäßig kleiner mit 2,96%. Das Ergebnis für die Koeffizienten am Zahn ist mit 2,24% Differenz auszumachen. Bei der Nutfläche hingegen ist an der hinteren Seite der Wert des Polsektormodells um 3,15% unter dem des Nutsektormodells. Ebenfalls wie am Nut- Grund wo die Abweichung mit 0,08% sehr gering ist. An der vorderen Seite beträgt die Differenz 6,98%.



**Abbildung 5.59: Wärmeübergangskoeffizient  $hav\_gamma$  an den Wärmeaustauschflächen (links) und detailliert an den Nutflächen (rechts)**

Das Resultat des Vergleiches ist, dass die Abweichungen des  $hav\_gamma$ - Wertes auf Grund der Mittelung an nur einer Fläche geringer ist als die des  $hav\_alpha$  Wertes.

In Abbildung 5.60 ist der Temperaturverlauf über den 20. Schlitz und die Temperaturdifferenz an der Fläche SI der beiden Einzelschlitzmodelle dargestellt. Der Temperaturverlauf, zu erkennen im linken Diagramm, über den gesamten 20. Schlitz zeigt eine Übereinstimmung des Verlaufes, wobei sich im Nutsektormodell das Fluid um  $0,5\ [^{\circ}C]$  weniger erwärmt als beim Polsektormodell. Dabei bezieht man sich auf die Auslasstemperatur. Die gemittelte Abweichung beträgt  $0,45\%$  und das Maximum befindet sich an der Kontrollfläche SiI mit  $0,66\%$  auf. Der Maßstab wurde bewusst nicht bei  $0\ [^{\circ}C]$  gewählt um die Unterschiede des Verlaufes besser darzustellen. Außerdem entnimmt man dem linken Diagramm, dass sich die beiden Kurven über den Luftschlitz immer mehr angleichen und somit die unterschiedlichen Starttemperaturen, welche auf Grund der Mittelung zu Beginn noch relativ hoch sind, am Auslass nahe zu gegen Null gehen.

Im rechten Diagramm ist ebenfalls eine Differenz der beiden Modelle auszumachen. Diese beträgt  $2\ [^{\circ}C]$  an der Kontrollfläche SI.

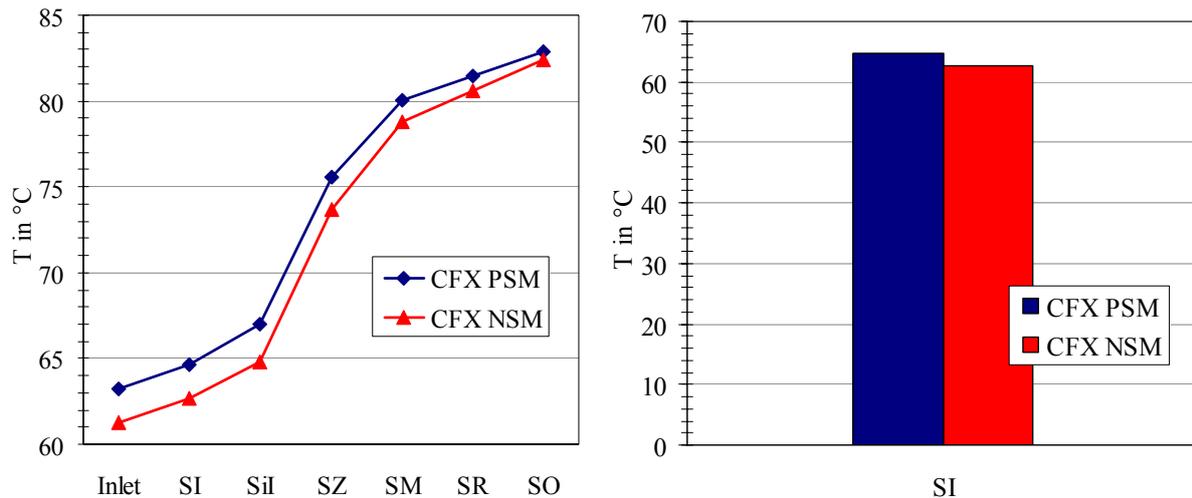


Abbildung 5.60 Temperaturverlauf des 20. Schlitzes (links) und der Vergleich der Temperatur an der Kontrollfläche SI (rechts)

## 5.2.4 Druckverläufe

Der Vergleich des Druckverlaufes zeigt wiederum, dass diese Modelle vergleichbar sind. So ist in Abbildung 5.61 der Totaldruckverlauf und der Verlauf des statischen Druckes am Inlet, auf Grund der unterschiedlichen Randbedingungen, mit einer großen Differenz versehen. Diese Abweichung klingt im Laufe des Schlitzes immer mehr ab und ist am Auslass nahezu Null. Wichtig ist dabei die Bezugsgröße in beiden Fällen gleich zu definieren. In diesem Fall bezog man sich auf den Wert des Polsektormodells an der Kontrollfläche SI. Die größte Abweichung ist wie schon erwähnt am Inlet gegeben und beträgt bei dem statischen Druck 4,08% und beim Totaldruck 20,98%. Die Mittelung der Differenz ergibt 7,34% bei der Berechnung des totalen Druckes und für die statischen Druckwerte 1,89%. Man erkennt, dass der Totaldruck eine höhere Abweichung besitzt als der statische Druck, wegen den Geschwindigkeiten, welche im Totaldruck enthalten sind.

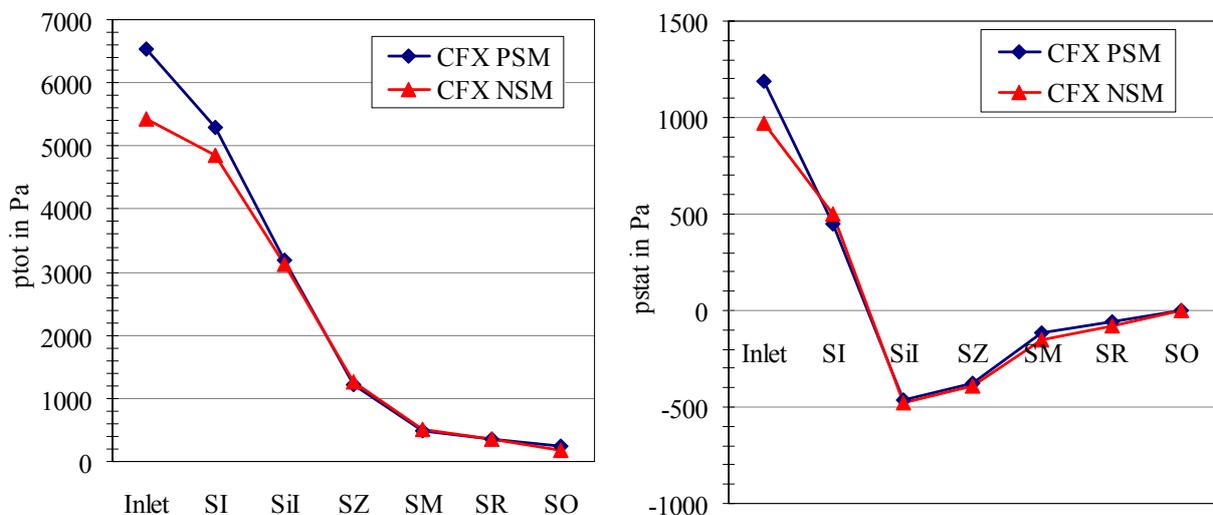
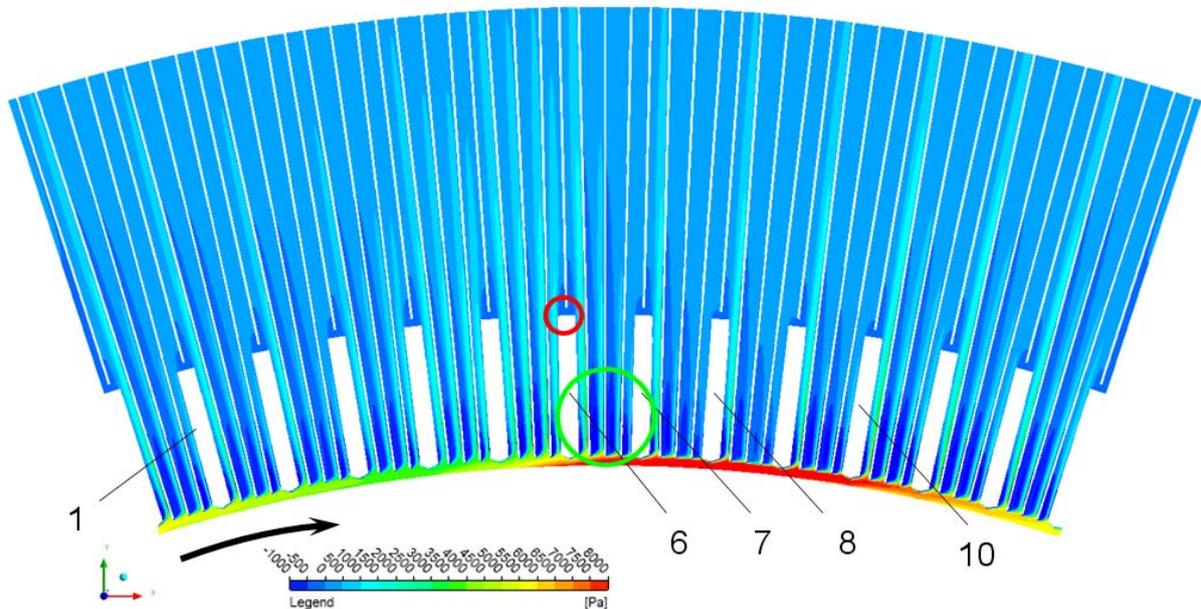


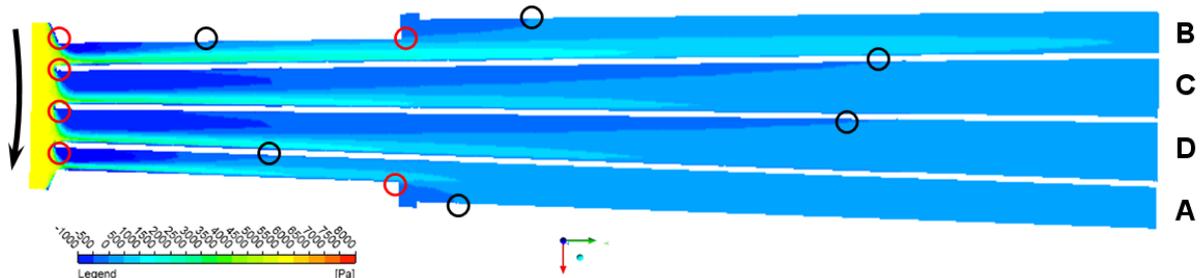
Abbildung 5.61: Druckverläufe im 20. Schlitz; Totaldruckverlauf (links) und statischer Druckverlauf (rechts)

Wenn man die Abbildung 5.62 betrachtet, zeigt sich die Abnahme des Totaldruckes über die Durchströmung des Stators. Die Bereiche in denen eine Ablösung der Strömung von der Kontur auftritt sind mit dem grünen Kreis im Zahnbereich, und mit dem roten Kreis in der Nähe des Nutgrundes, markiert. Die Auswertung bezieht sich dabei auf einen Bezugsdruck von 1 bar.



**Abbildung 5.62: Totaldruckverlauf am PSM im 20. Schlitz**

Als Vergleich zum Polsektormodell wird in der Abbildung 5.63 dazu auch der Verlauf des Totaldruckes über den Stator dargestellt. Der Beginn der Ablösung wird mit den roten Kreisen deklariert und die schwarzen Kreise markieren jene Bereiche, in denen sich die Strömung wieder an die Wand des Luftschlitzes anlegt.



**Abbildung 5.63: Totaldruckverlauf am NSM im 20. Schlitz**

Die Abbildung 5.64 stellt den Totaldruckverlauf und die Geschwindigkeitsvektoren in den Einzelschlitzmodellen dar. Dabei erkennt man, dass bei den Ablösestellen, welche mit den roten Kreisen markiert sind, ein sehr geringer Druck vorherrscht. Dabei ist der Ausschnitt des Polsektormodells wieder zwischen der 6. und 7. Nut gemacht worden. Die Drücke im Einlassbereich sind auf Grund der beiden Referenzmodelle wieder unterschiedlich.

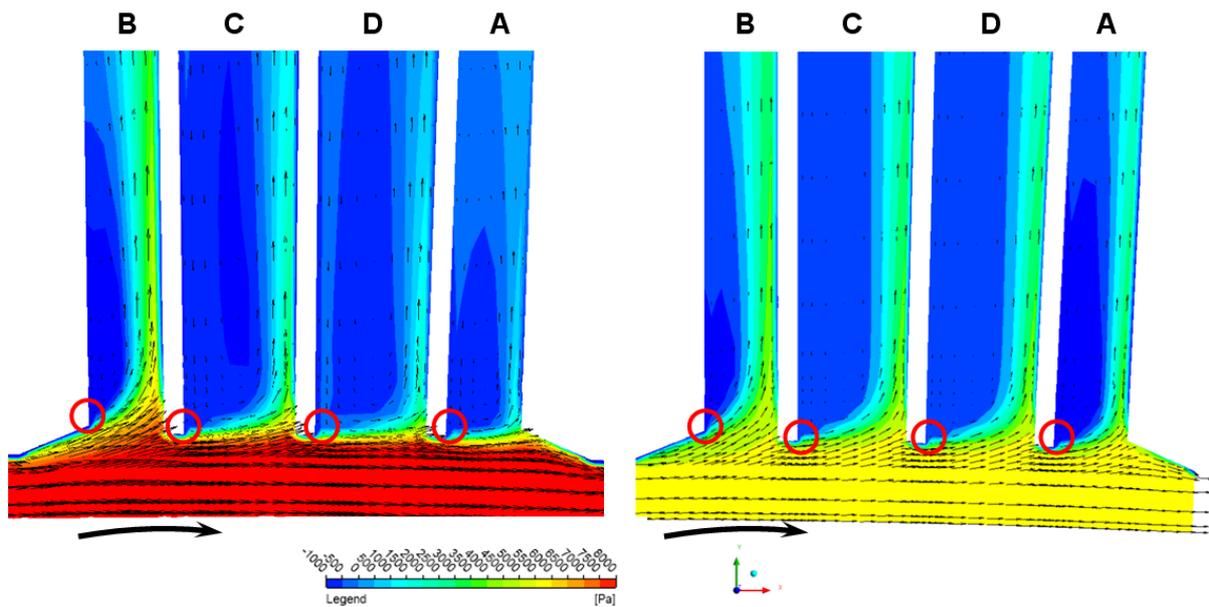


Abbildung 5.64: Totaldruckverlauf und Geschwindigkeitsvektoren im 20. Schlitz des PSM (links) und im NSM (rechts)

Das Wiederanlegen der Strömung in den Kanälen ist unterschiedlich und beeinflusst durch die Anströmung, siehe Abbildung 5.65. Wie auch schon bei den Geschwindigkeiten gezeigt, liegt die Strömung in den mittleren Kanälen C und D erst in der Hälfte des Rückenbereichs wieder an den Wänden an. Die Kanalerweiterung in den Kanälen A und B bewirkt abermals eine Ablösung (rote Kreise).

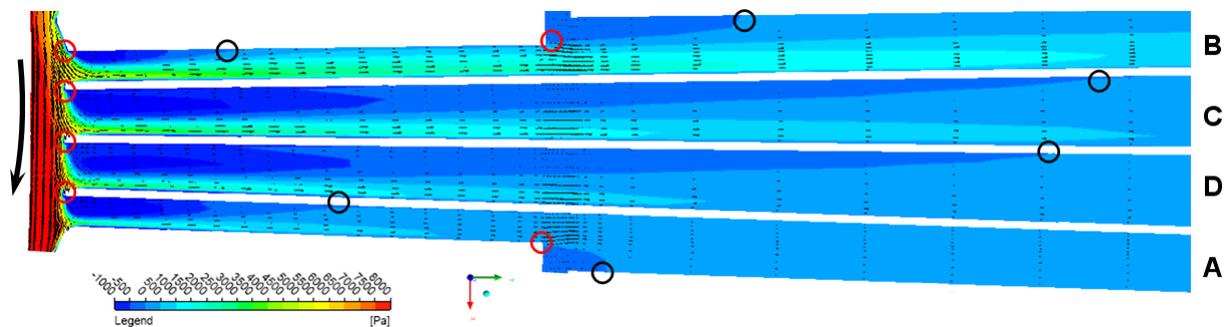


Abbildung 5.65: Totaldruckverlauf und Geschwindigkeitsvektoren im 20. Schlitz des NSM

Die Kanalerweiterung verursacht in den Kanälen A und B eine Ablösung. Besonders bei dem Polsektormodell kommt es in diesem Bereich wieder auf Grund der unterschiedlichen Anströmbedingungen auf Grund der jeweiligen Lage des Stators zum Rotor zu unterschiedlichen Geschwindigkeiten, welche die Ablösung in diesen Gebieten auf verschiedene Weise beeinflusst. In der Abbildung 5.66 sind vier Varianten aufgezeigt. Man erkennt die jeweils gleiche Position der beginnenden Ablösung, mit roten Kreisen eingezeichnet. Die Wiederanlegung ist mit den schwarzen Kreisen markiert, wobei man hier erkennt, dass die Unterschiede eine größere Streuung im Kanal A besitzen als im Kanal B. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass die Geschwindigkeiten im Kanal B immer relativ hoch im Gegensatz zum Kanal A sind, verursacht durch den im Einlass angeordneten Keil und der dadurch begünstigten Zuströmung.

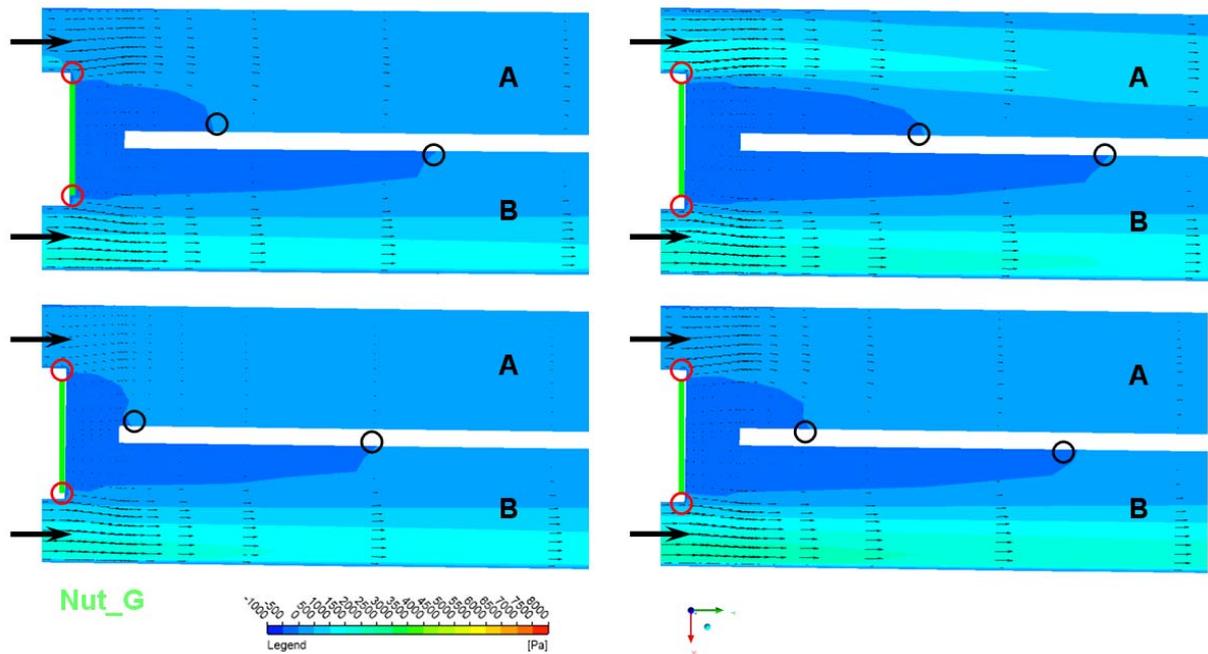


Abbildung 5.66: Totaldruckverlauf und Geschwindigkeitsvektoren im 20. Schlitz des PSM; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts)

Auch bei dem Vergleich der Druckverluste zwischen den Kontrollflächen SI und Outlet bestehen nur geringe Unterschiede. Die Abweichung des Totaldruckverlustes beziffert sich mit 393,42 Pa und beim statischen Druckverlust beträgt die Abweichung 44,72 Pa, zu sehen in Abbildung 5.67.

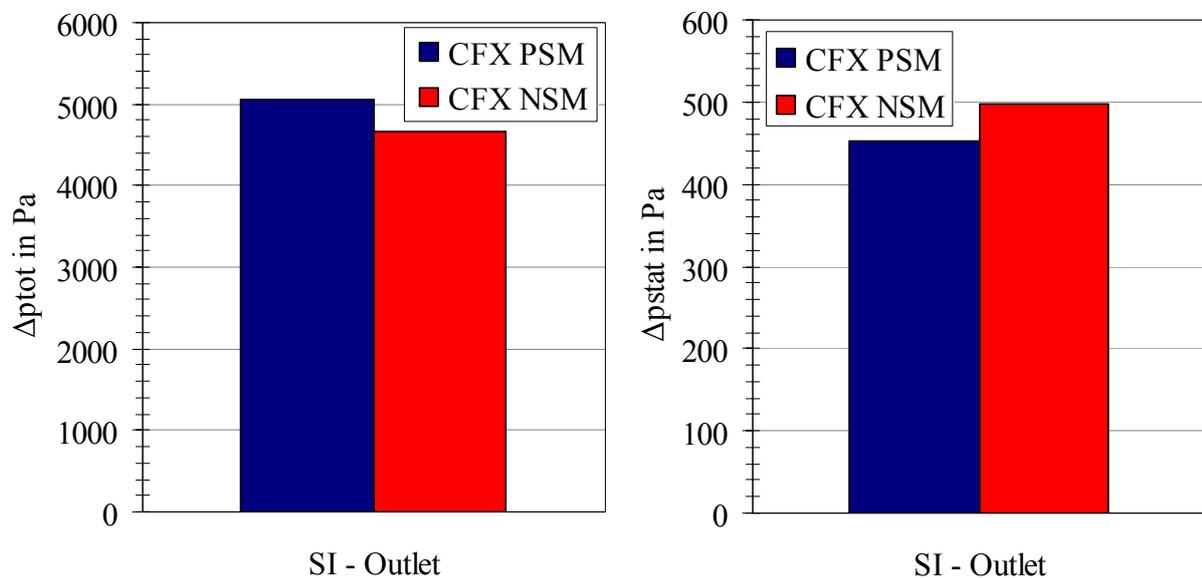


Abbildung 5.67: Druckdifferenzen zwischen den Kontrollflächen SI und Outlet; Totaldruckdifferenz (links) und statische Druckdifferenz (rechts)

## 5.2.5 Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse

Auf Grund der guten Übereinstimmung der beiden Gesamtmodelle, welche unterschiedliche Referenzmodelle in der Stator Rotor Interaktion besitzen, kann man ebenfalls Einzelschlitzmodelle (nur ein betrachteter Schlitz) berechnen. In diesem Abschnitt ist zu entnehmen, dass die beiden Sektormodelle sich ebenfalls gleich zueinander verhalten.

Die größte Abweichung wird durch die Einlassrandbedingungen hervorgerufen, welche auf Grund der Umfangsmittelung zustande kommt. Über die Länge des Schlitzes gleichen sich die jeweiligen Auswerteparameter wieder an und die Differenz wird deshalb geringer.

In Hinblick auf die Strömung ist zu erwähnen, dass sich diese in den verschiedenen Regionen des Polsektormodells, also in den unterschiedlichen Nuten, verschieden verhält und im Nutsektor eine „geglättete“ Strömung einstellt. Auch in dem Übergang Zahn zu Rücken herrschen auf Grund der Querschnittserweiterungen Wirbel welche die Nut- Grundfläche unterschiedlich beaufschlagen und damit auch zu einem unterschiedlichen lokalen Wärmeübergang führen. Global gesehen zeigen sich jedoch kaum Unterschiede.

Dies trifft auch auf den Wärmeübergang an jeder Auswertefläche zu.

## 5.3 Vergleich aller Modelle

Zusammenfassend zu den CFX Modellen werden diese, alle gemeinsam, miteinander verglichen, um deutlicher deren Eigenheiten zu beschreiben. Der Vergleich wurde für den 20. Schlitz erstellt.

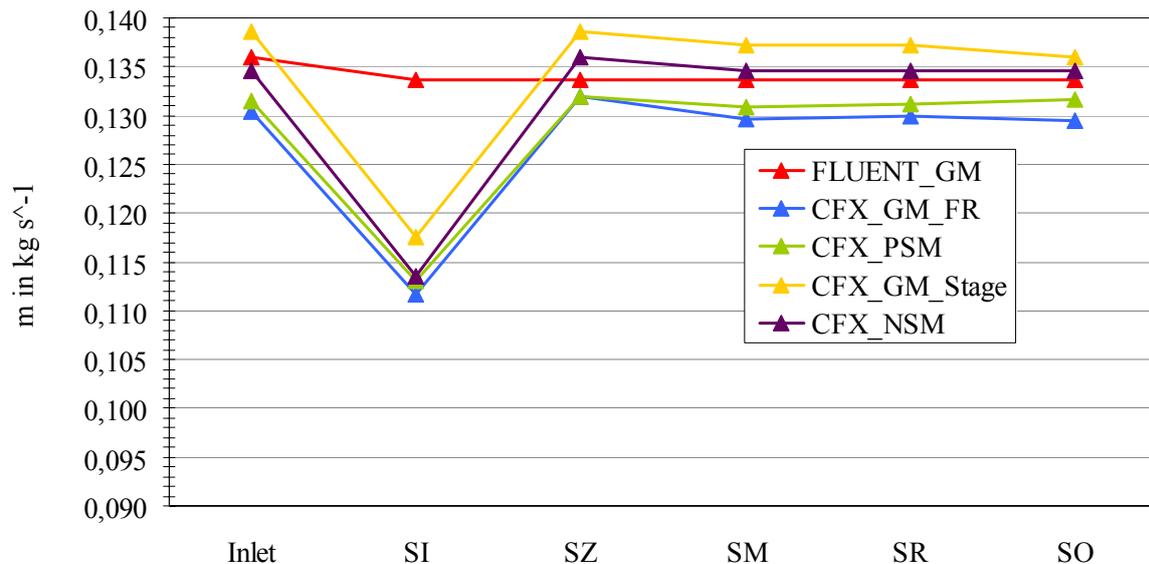
Zusätzlich zu den beiden Gesamtmodellen, zu dem Polsektormodell und dem Nutsektormodell wird nun auch das FLUENT Frozen Rotor Modell behandelt. Dadurch wird auch auf die Abweichungen der Rechenprogramme, auf Grund der unterschiedlichen Turbulenzmodelle, Wandbehandlungen und der Diskretisierung eingegangen.

Bei Strömungen mit natürlicher Konvektion, hoher rotationsbehafteter Strömungen, Strömungen poröser Medien und Strömungen in stark gekrümmten Bereichen wird vom Programmpaket FLUENT das PRESTO!- Diskretisierungsschema verlangt.

Es ist ebenfalls nochmals zu bemerken, dass das FLUENT- Modell ein anderes Netz als die CFX- Modelle aufweist. Dieses Netz ist an gewissen Bereichen nicht strukturiert und enthält in den Kanälen nur 3 Zellen in Achsrichtung.

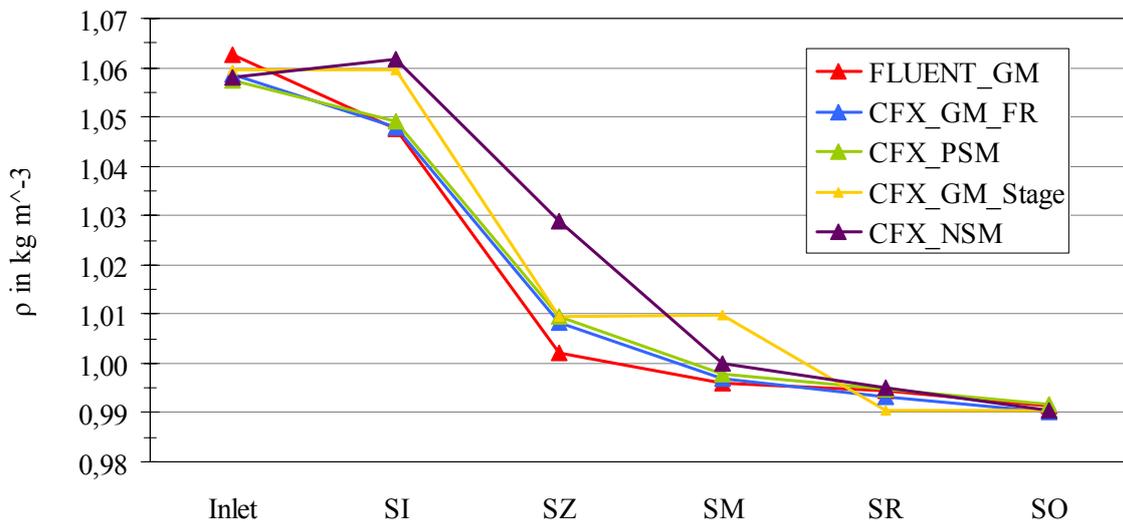
### 5.3.1 Massenstrom und Dichte

Die Abbildung 5.68 veranschaulicht den Verlauf des Massenstromes über die Kontrollflächen. Dabei besitzen die Lösung, welche mit dem Programmpaket CFX berechnet wurde eine geringe Abweichung an der Fläche SI, wie man schon unter Kapitel 5.2.1 festgestellt und erklärt hatte. Auffallend ist in diesem Fall, dass bei dem Programmpaket FLUENT die Lösung keine Abweichung von den anderen Kontrollflächen besitzt.



**Abbildung 5.68: Massenstromverlauf entlang des 20. Schlitzes der einzelnen Statorschlitzmodelle**

Auch die Verläufe der Dichte entlang des 20. Schlitzes für alle generierten Modelle, sind bei den Frozen Rotor Modelle sehr gut übereinstimmend. Die Stage Modelle weichen davon ab und besitzen Eigenheiten, welche beurteilt werden sollten. Die Anfangswerte variieren auf Grund der Approximation in diesem Bereich und erhalten anschließend eine Verdichtung, was durch die purpurne und die gelbe Linie zu erkennen ist an der Kontrollfläche SI. Des Weiteren nimmt, bis auf das Stage Gesamtmodell, die Dichte über den Schlitz kontinuierlich ab. Beim Stage Gesamtmodell ist die Dichte in der Mitte des Zahnes bis zum Ende des Zahnes konstant. Diese Beurteilung ist aus der Abbildung 5.69 zu gewinnen.



**Abbildung 5.69: Dichteverhalten entlang des 20. Schlitzes der einzelnen Statorschlitzmodelle**

### 5.3.2 Geschwindigkeitsverläufe

Der Vergleich der beiden Turbulenzmodelle und die dazugehörige Wandbehandlung ist dabei von großem Interesse um merkbare Unterschiede bzw. Gemeinsamkeiten aufzuzeigen

Im Bereich des Einlasses erkennt man dieselben Ablösungen wie auch bei der Lösung des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells. Auffallend dabei ist das sehr grobe Netz. In x- Richtung besitzt das FLUENT- Netz nur 3 Elemente in den Kanälen A und B und 6 Elemente in den Kanälen C und D, das CFX Netz hingegen 7 Elemente in den Kanälen A und B und 9 Elemente in den Kanälen C und D. Die Auflösung der Wand ist somit entsprechend grob bei der berechneten Lösung in FLUENT.

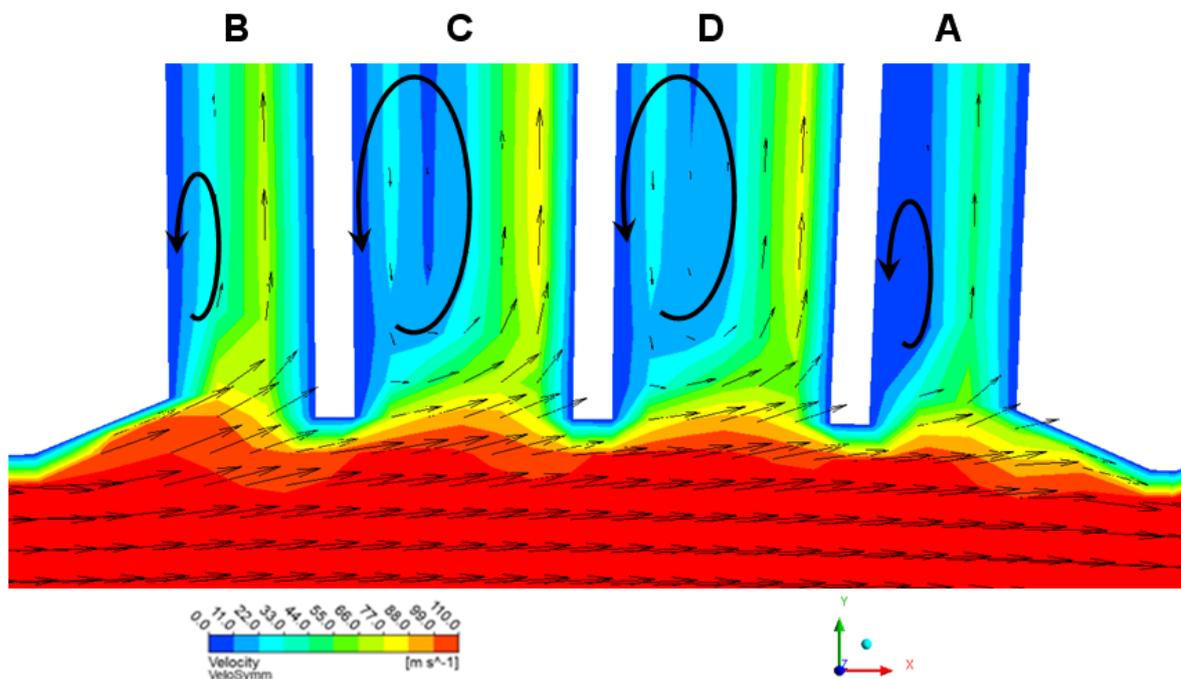


Abbildung 5.70: Geschwindigkeitsverlauf und Geschwindigkeitsvektoren am Einlass des 20. Schlitzes im FLUENT Gesamtmodell

Betrachtet man nun den gesamten Zahnbereich erkennt man in der Abbildung 5.71, dass an den magenta Linien sich keine Ablösung einstellt. Die Rückströmung stellt sich sehr wohl in den Kanälen C und D ein, zu erkennen an den gelben Kreisen.

Der blaue Kreis markiert eine, im Verhältnis zu den benachbarten Zellen, sehr große Schrittweite des Zellaufbaus, was zu numerischen Fehlern führt.

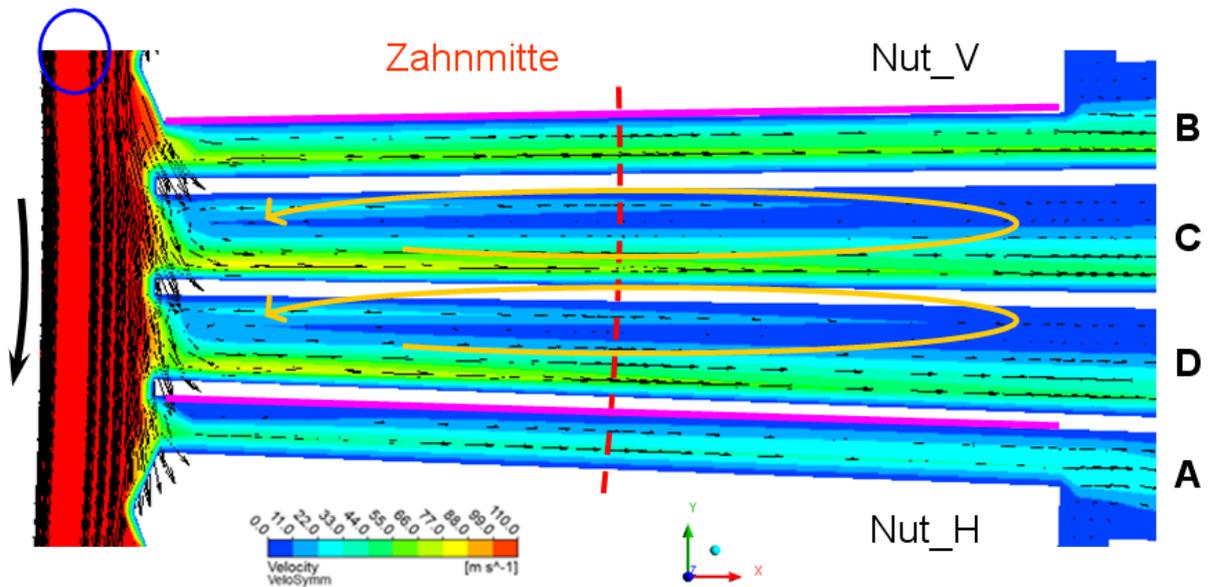


Abbildung 5.71: Geschwindigkeitsverlauf und Geschwindigkeitsvektoren über den Zahn des 20. Schlitzes im FLUENT Gesamtmodell

Die Abbildung 5.72 zeigt die Strömung auf Grund der Kanalerweiterung über dem Nut-Grund. Der Übergang im Rücken zeigt auf Grund des Netzes keine unterschiedlichen Strömungen wie man sie beim CFX Frozen Rotor Gesamtmodell vorfindet, siehe Abbildung 5.73.

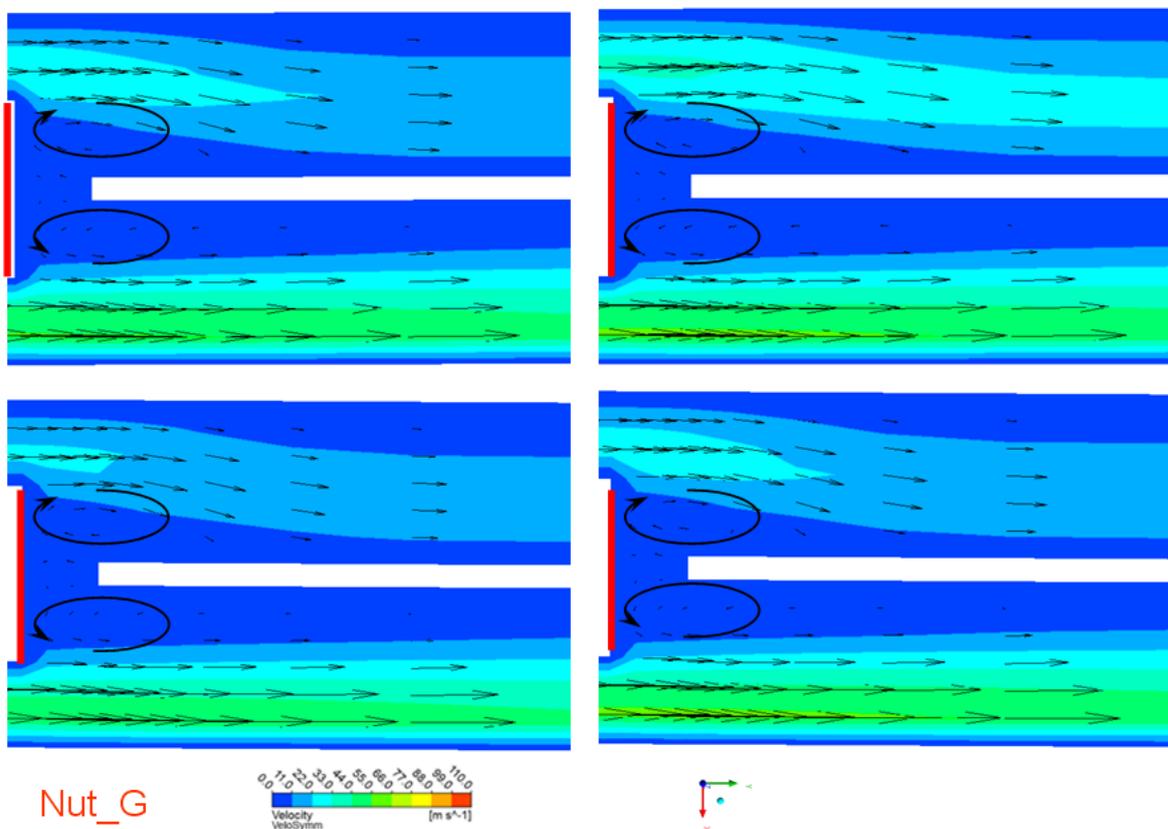


Abbildung 5.72: Unterschiedliche Strömungen im Übergang Zahn Rücken über dem Nut- Grund des FLUENT Gesamtmodells; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts)

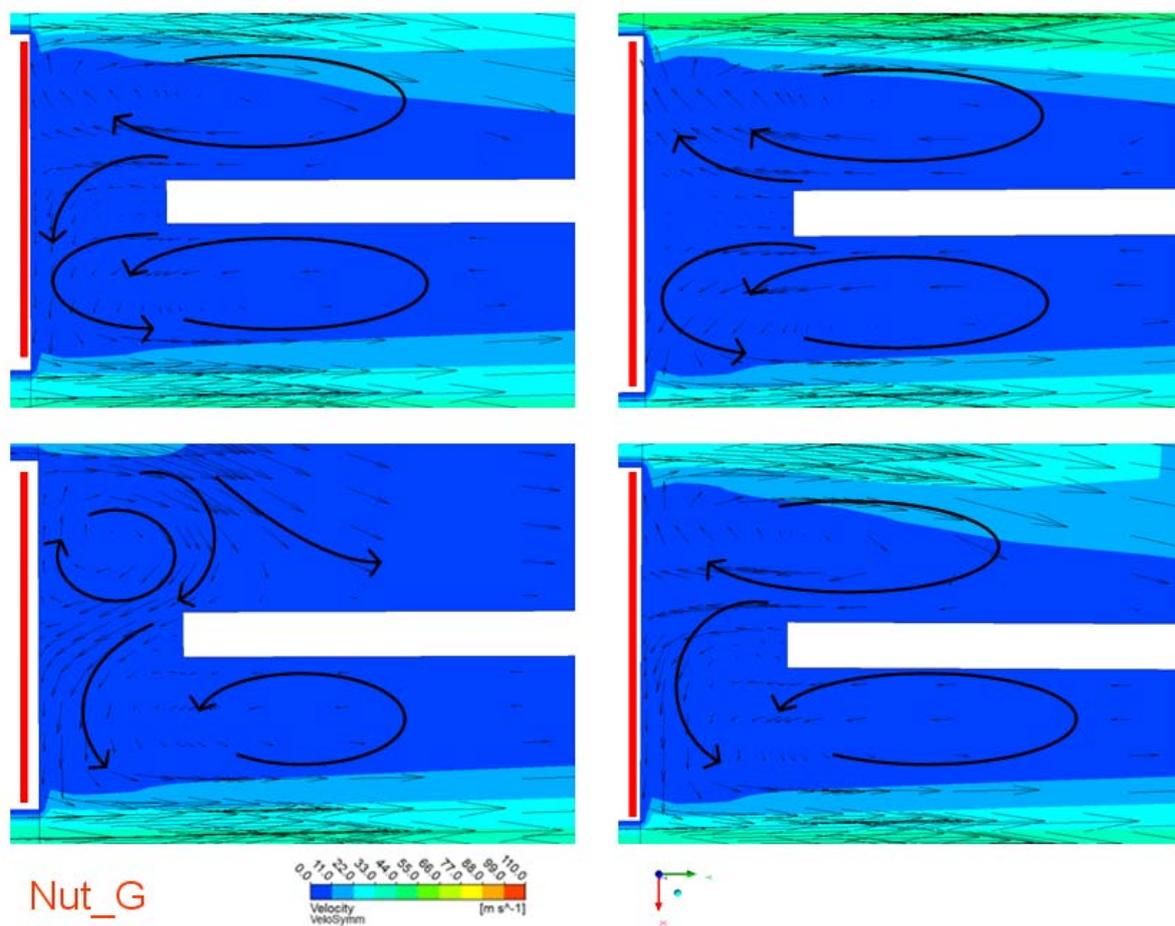


Abbildung 5.73: Unterschiedliche Strömungen im Übergang Zahn Rücken über dem Nut Grund des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts)

### 5.3.3 Wärmeübergang

Bei dem Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten der jeweiligen Wandflächen zeigen sich Unterschiede bei der Definition des Wärmeübergangskoeffizienten.

So ist bei dem Vergleich in Abbildung 5.74 die Variationen des  $hav\_alpha$ - Wertes der unterschiedlichen Modelle dargestellt. Man erkennt, dass die Unterschiede am Zahn minimal sind. Es stellt sich eine Unterschreitung des FLUENT GM mit  $61 \text{ W/m}^2\text{K}$  von dem CFX Frozen Rotor Gesamtmodell an der Nutfläche ein. Hingegen an der Zahnfläche beträgt die Differenz nur  $5 \text{ W/m}^2\text{K}$  und an der Rückenfläche ein erhöhter FLUENT Wert von  $13 \text{ W/m}^2\text{K}$ . Die Abweichungen lassen sich durch die unterschiedlich aufgelöste Wand und die generelle Netzstruktur in den Kanälen, welche beim FLUENT- Modell sehr ungünstig gewählt sind, da dieses Netz nur 3 Zellen in dem Kanal in die axiale Richtung besitzt. Diese Thematik geht somit in allen 3 ausgewerteten Wandflächen mit ein. Die Beaufschlagung der Wärmeübertragungsflächen durch die Strömung spielt dabei eine entscheidende Rolle für den Energieaustausch. Die von der Zahnfläche eingeschlossenen Kanäle, Kanal A- D, berechnen dabei einen relativ gleichen Wert. Die Rückströmungen, welche im Übergang Zahn Rücken lokal zu finden sind, beeinflussen den Rücken stark.

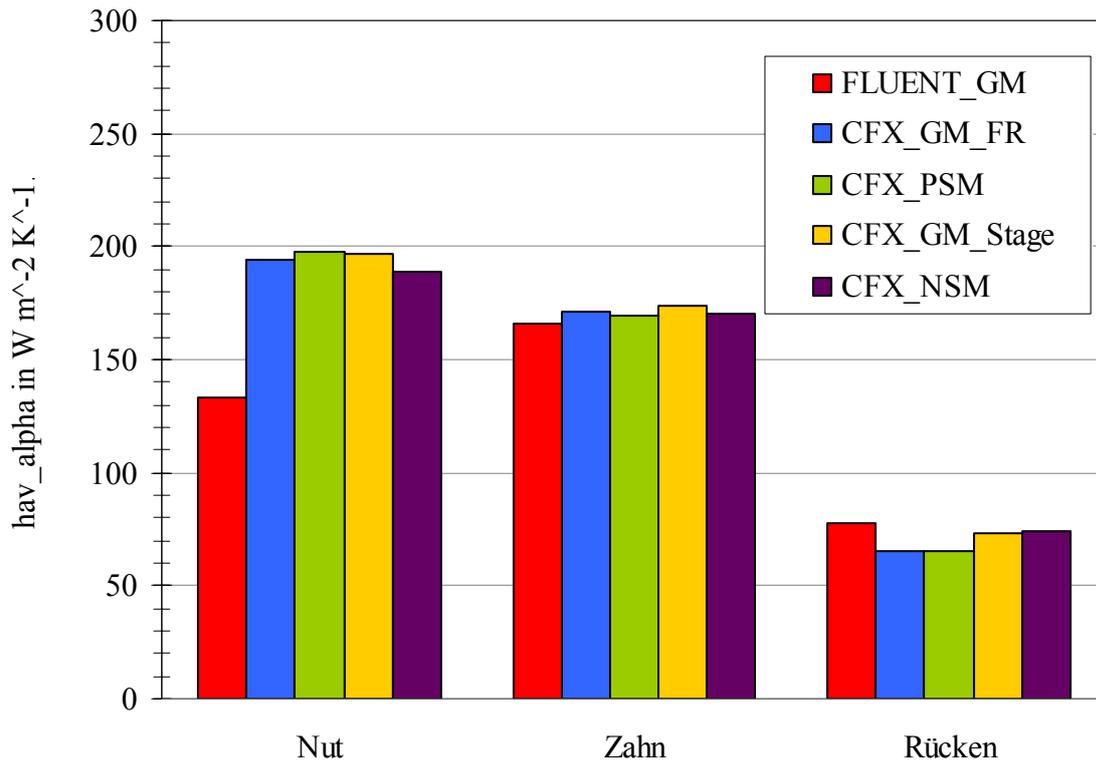


Abbildung 5.74: Wärmeübergangskoeffizient  $hav\_alpha$  der verschiedenen Modelle

Grund für die Abweichungen ist in jedem Fall, für das FLUENT- Gesamtmodell, die nicht genaue lokale Auflösung der Wand. Dieses Phänomen ist in der folgenden Abbildung 5.75 noch deutlicher zum Ausdruck gebracht. Hierbei ist der  $hav\_gamma$ - Wert eingetragen. Bei der Definition dieses Parameters geht die wandnahe Temperatur in die Temperaturdifferenz mit ein. Diese Temperatur ist wiederum vom dimensionslosen Wandabstand abhängig und nähert sich, je feiner das Netz wird, der Wandtemperatur an. Somit wird der Nenner des Wärmeübertragungskoeffizienten sehr klein und resultierend daraus sind die Werte des  $hav\_gamma$  markant höher als die  $hav\_alpha$ - Werte.

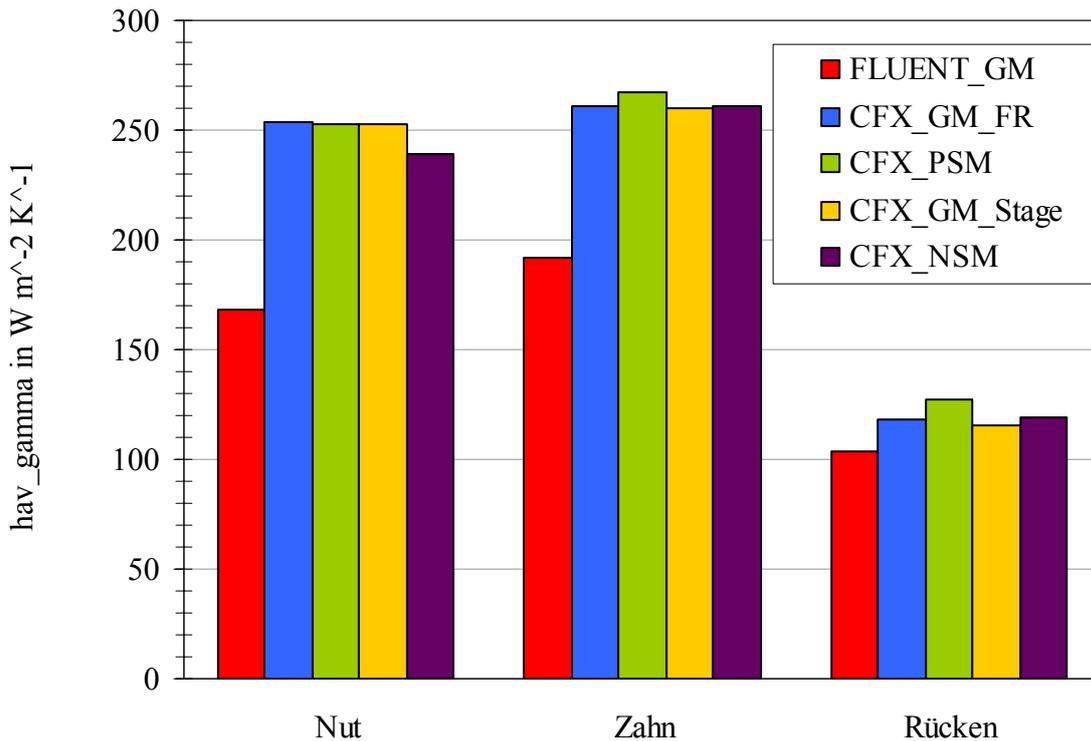


Abbildung 5.75: Wärmeübergangskoeffizient  $h_{av\_gamma}$  der verschiedenen Modelle

Die Aufspaltung in die jeweiligen Bestände der Nut kann nicht gezeigt werden, da die einzelnen Nutflächen in den Gesamtmodellen nicht separat modelliert wurden. D.h. diese sind dadurch auch nicht getrennt ansprechbar und deshalb ist eine Auswertung jeder einzelnen Nutfläche nicht möglich.

Die Temperaturverläufe, zu sehen in Abbildung 5.76, verhalten sich auch in gewisser Weise gleich, der einzige Unterschied ist die Starttemperatur, die sich auf Grund der Mittelung ergibt. Deswegen sind die Stage Gesamtmodell- Werte (gelb) und die Nutsektormodell- Werte (purpur) zu Beginn unter den der Frozen Rotor- Werte. Anschließend steigen die Temperaturen auf Grund des Wärmeüberganges in den Kanälen gleichmäßig an und sind am Outlet dann nahe zu gleich. Um eine besser Darstellung zu erhalten, wurde der Koordinatenursprung der Ordinate nicht im Nullpunkt gewählt, somit ist der Verlauf entlang des 20. Schlitzes deutlich zu sehen.

Die Temperaturverläufe zeigen die Temperaturverläufe in der Abbildung 5.78, für das FLUENT Gesamtmodell, und in der Abbildung 5.79, für das CFX Frozen Rotor Gesamtmodell. Dabei erkennt man, dass vom Zahn bis zum Beginn des Rückens das CFX Modell eine kühlere Lufttemperatur aufweist und sich dann allmählich der berechneten Temperatur in FLUENT angleicht.

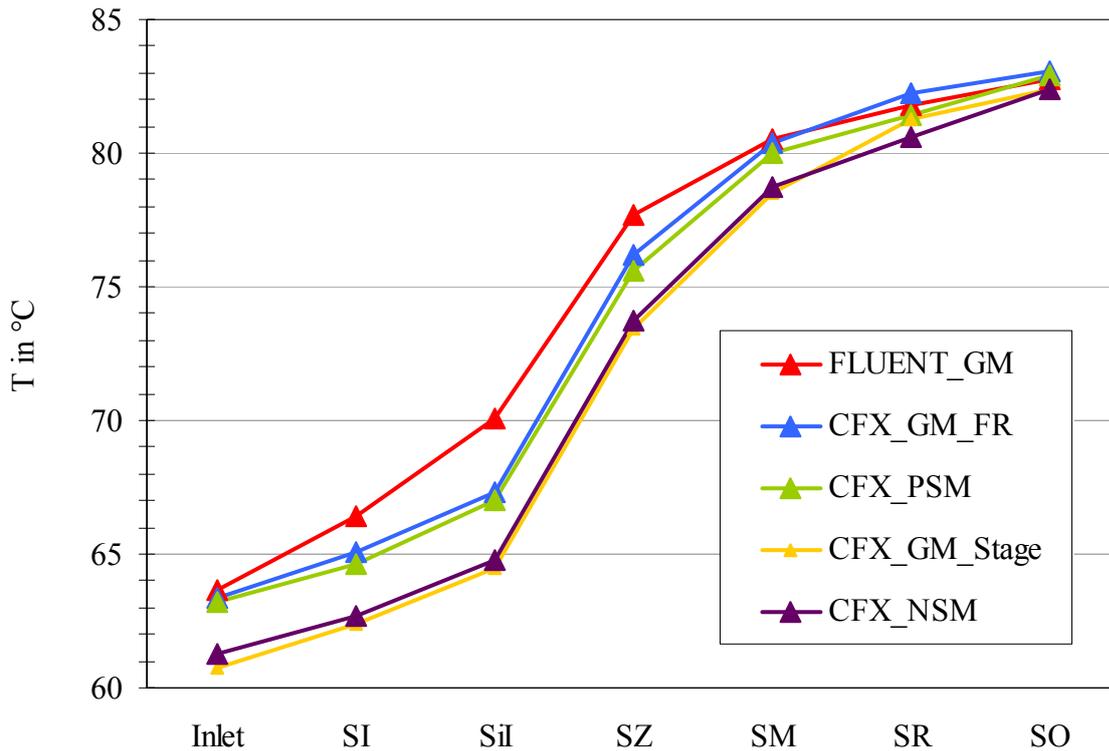


Abbildung 5.76: Temperaturverlauf entlang des 20. Schlitzes der Statorschlitzmodelle

Die Unterschiede der Temperaturen an der Kontrollfläche SI sind in Abbildung 5.77 dargestellt. Der Unterschied zwischen dem FLUENT- und dem CFX Frozen Rotor Modell beträgt dabei 1,37 [°C].

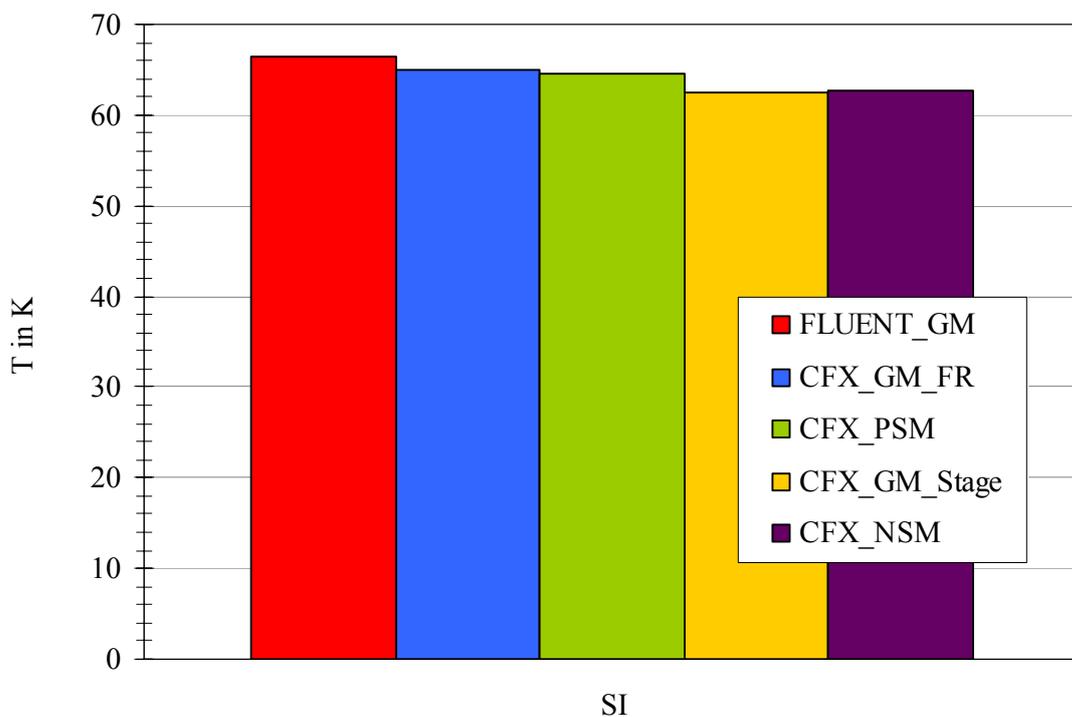


Abbildung 5.77: Temperaturdifferenz an der Kontrollfläche SI das 20. Schlitzes der Statorschlitzmodelle

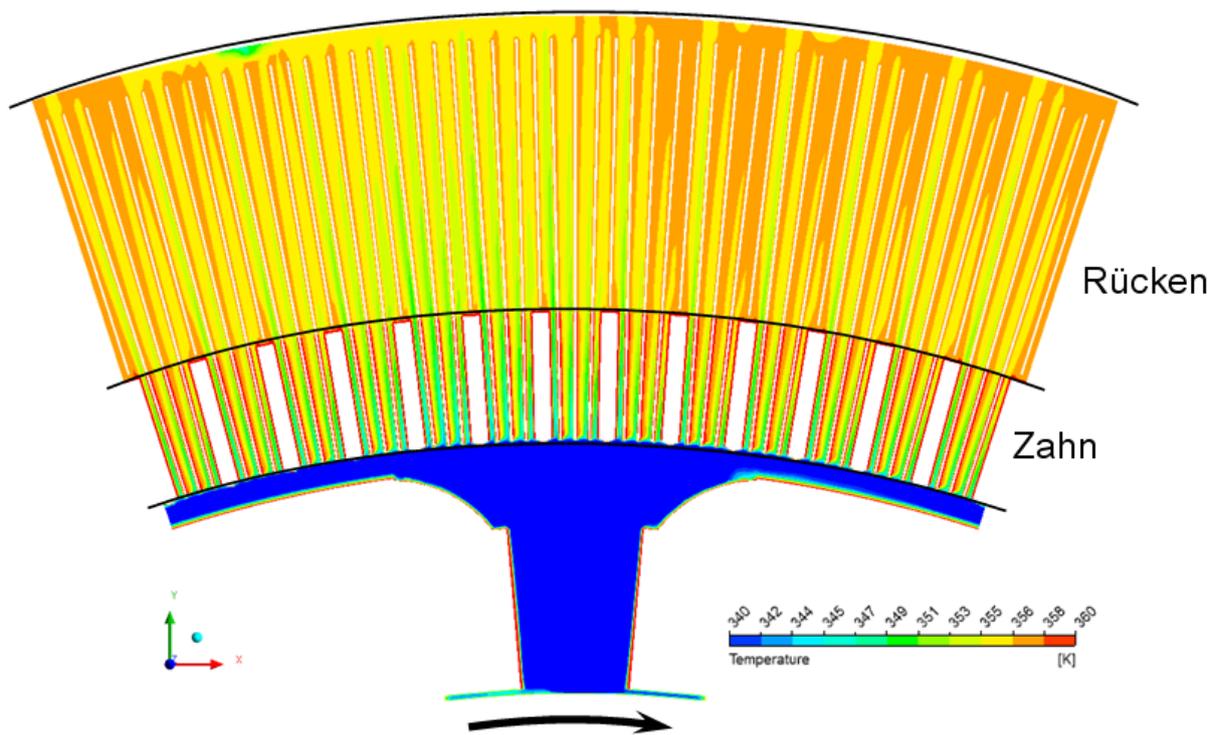


Abbildung 5.78: Temperaturverlauf im 20. Schlitz des FLUENT Frozen Rotor Gesamtmodells

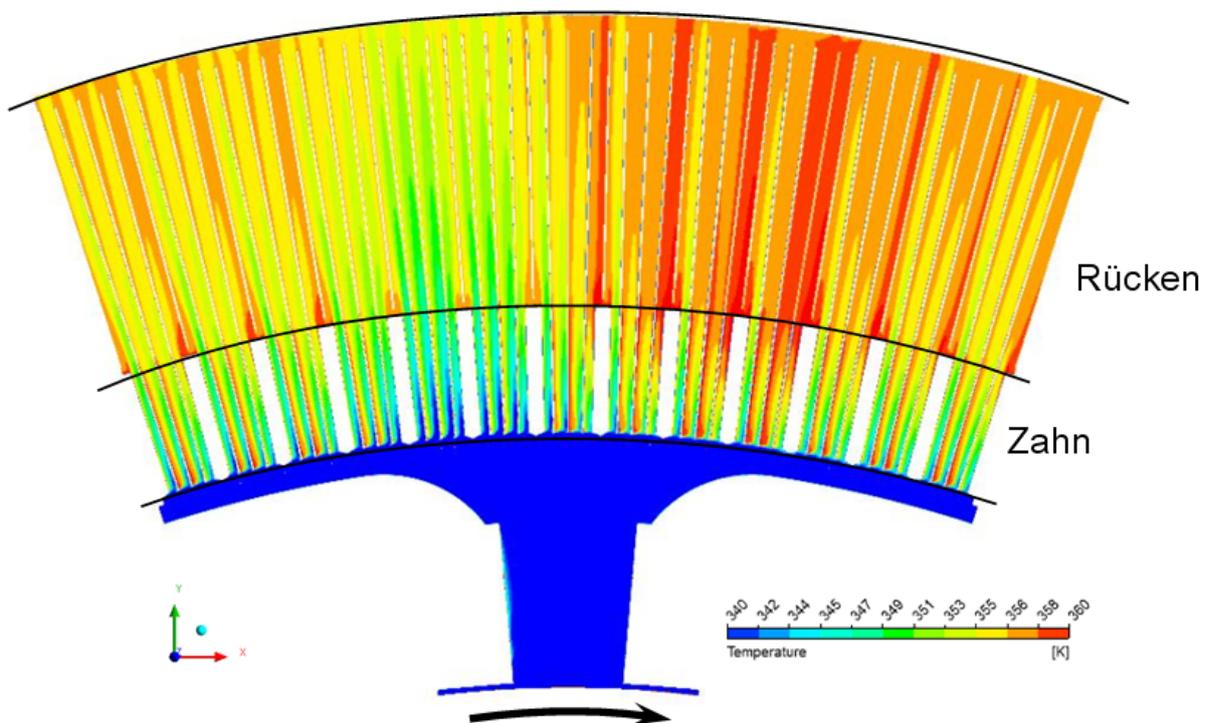


Abbildung 5.79: Temperaturverlauf im 20. Schlitz des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells

### 5.3.4 Druckverläufe

Bei den Druckverläufen hebt sich das FLUENT- Modell deutlich von den anderen Modellen ab. Hierbei spielen auch die Einstellungen der Simulationsparameter eine entscheidende Rolle.

Die jeweilig zueinander gehörenden CFX- Modelle, Polsektormodell zu Frozen Rotor Gesamtmodell und Nutsektormodell zu Stage Gesamtmodell, weichen nicht stark voneinander ab. In den Abbildung 5.80 und Abbildung 5.81 ist das erkenntlich, wobei die Unterschiede wieder durch die Aufprägung der Einlässe gegeben sind. Die Abweichungen des FLUENT- Gesamtmodells sind besonders auffällig in den Einlassbereichen, und haben dort die größten Verluste im Gegensatz zu den CFX- Modellen.

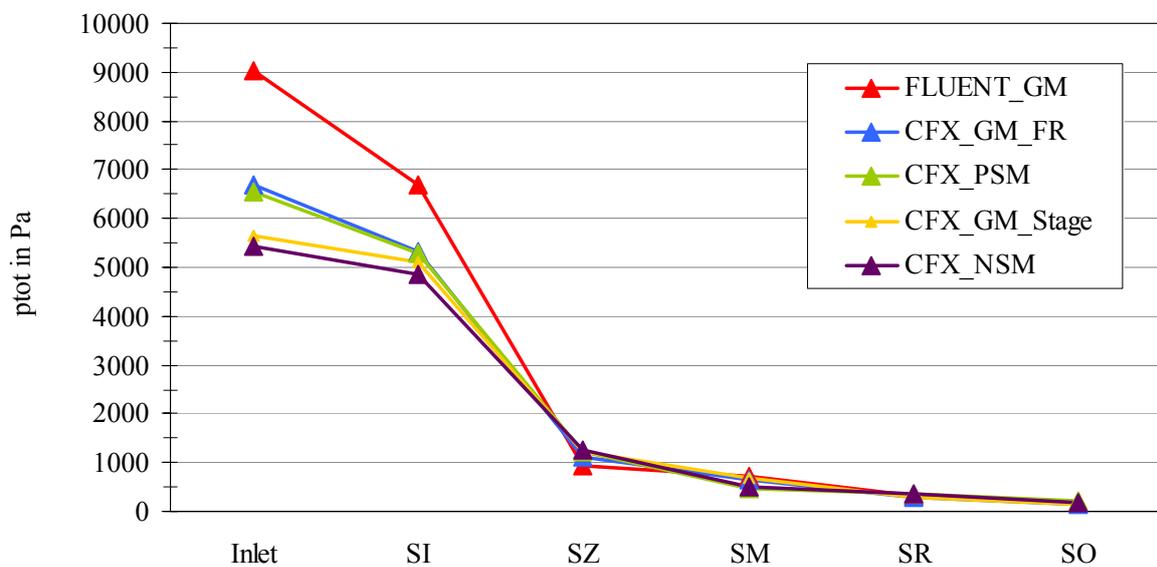


Abbildung 5.80: Totaldruckverlauf aller berechneten Modelle

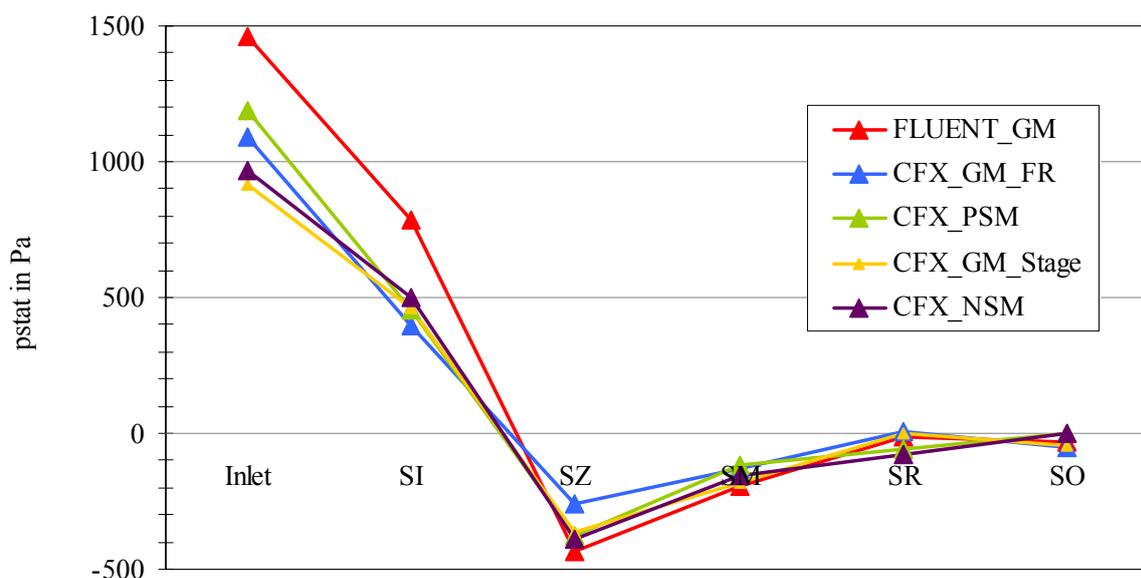


Abbildung 5.81: Statischer Druckverlauf aller berechneten Modelle

Entscheidend ist auch die Differenz zwischen den Auswerteflächen SI und Outlet. Hierbei beträgt die Differenz zwischen dem Programmpaket FLUENT zu CFX Frozen Rotor 1350 Pa. Die maximale Schwankung der CFX Modelle beträgt hingegen 509 Pa zwischen dem CFX Frozen Rotor Gesamtmodell und dem CFX Nutsektormodell. Diese Erkenntnis erhält man aus Abbildung 5.82.

Aus Abbildung 5.83 ergibt sich das Resultat, dass die Abweichung zwischen FLUENT Gesamtmodell und CFX Frozen Rotor Gesamtmodell 365 Pa beträgt. Der Unterschied in Bezug auf die CFX Modelle ergibt eine Größenordnung von 54 Pa zwischen den Gesamtmodellen Frozen Rotor und Stage.

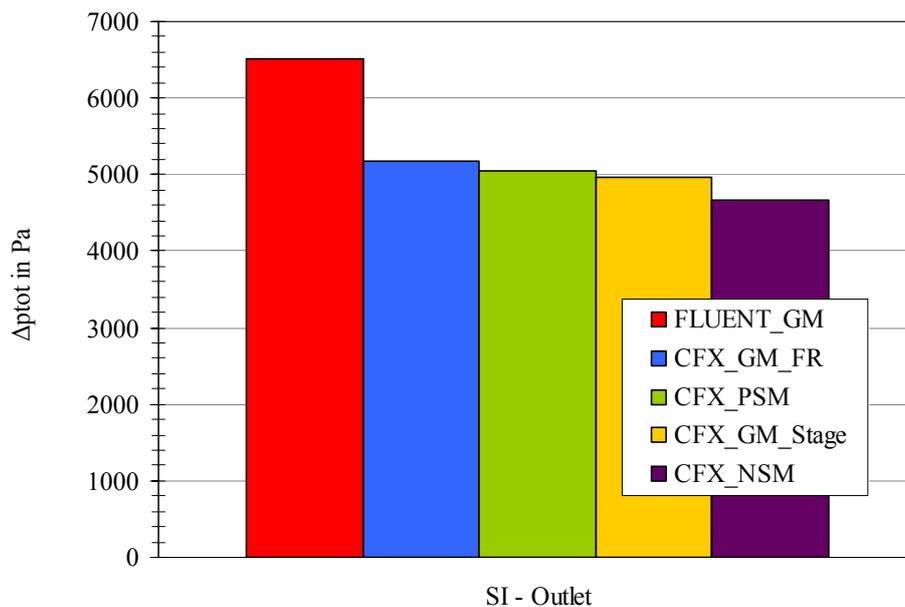


Abbildung 5.82: Totaldruckdifferenz der verschiedenen Modelle

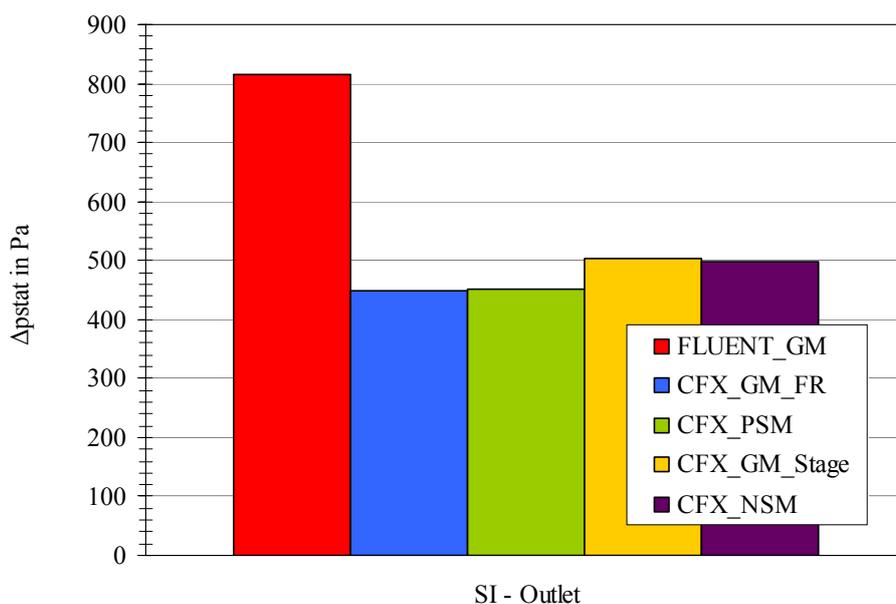


Abbildung 5.83: Statische Druckdifferenz der verschiedenen Modelle

In den Abbildung 5.84 und Abbildung 5.85 sind die Totaldruckverläufe durch den 20. Schlitz dargestellt, sowohl die Berechnung mit der Hilfe des Simulationsprogramm FLUENT, als auch die Lösung aus dem Programmpaket ANSYS CFX. Dadurch erkennt man den erhöhten Totaldruckverlauf in der FLUENT Lösung gegenüber jener im CFX, was ebenfalls mit der Abbildung 5.80 übereinstimmt.

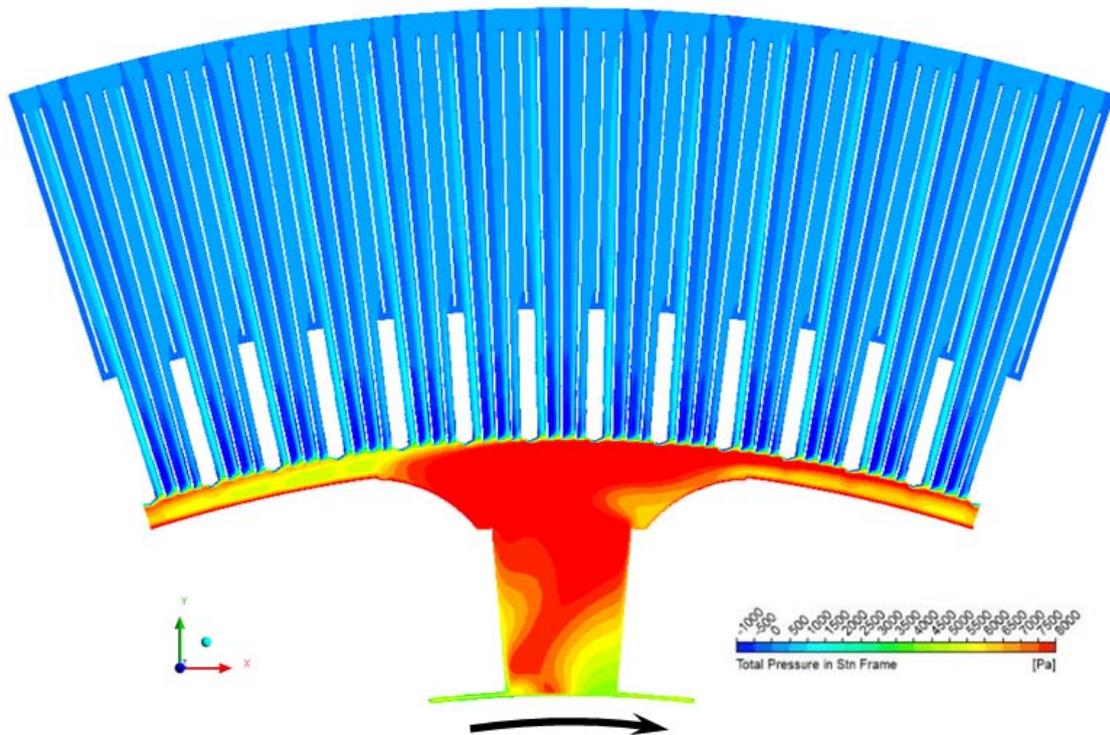


Abbildung 5.84: Totaldruckverlauf im 20. Schlitz des FLUENT Frozen Rotor Gesamtmodells

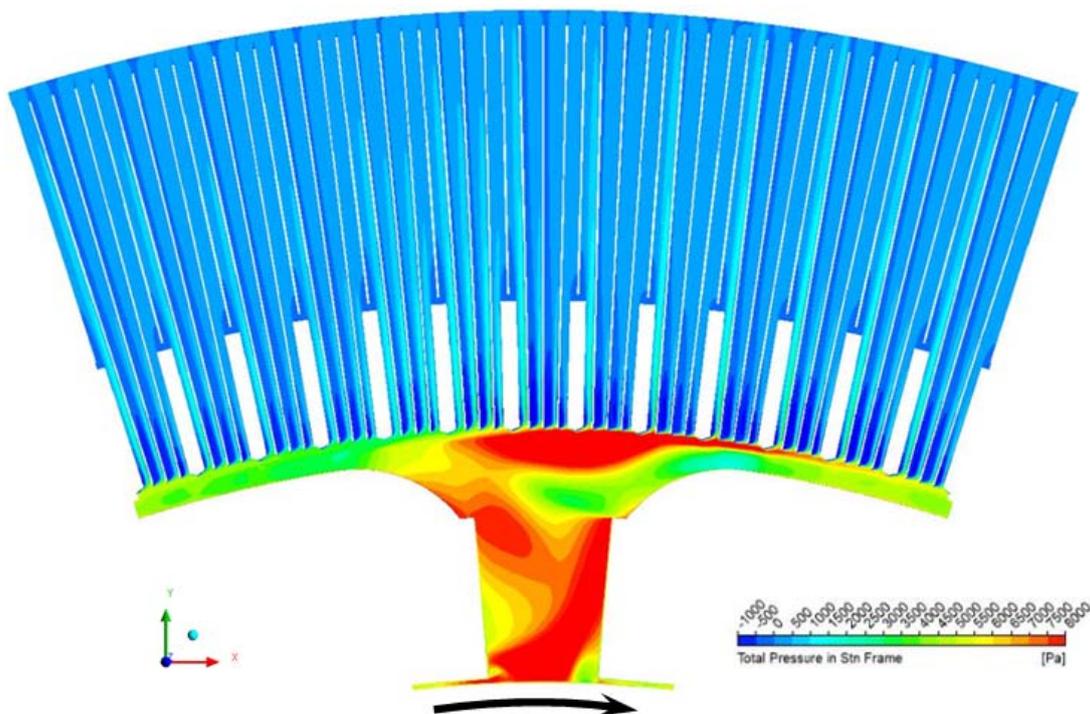


Abbildung 5.85: Totaldruckverlauf im 20. Schlitz des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells

### 5.3.5 Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse

Man erkennt durch diese Auswertung markante Unterschiede hauptsächlich hervorgerufen durch die unterschiedlichen Rechenetze. Speziell das Netz und die damit verbundenen berechneten Parameter in den Kanälen sind zu hinterfragen. Diese Aussage ist damit zu begründen, dass in diesem Bereich die Netzstruktur im Querschnitt nur aus neun Zellen besteht. Eine hochwertige Lösung ist deswegen auszuschließen.

Um den Einfluss der Diskretisierung (Druck) und des verschiedenen Turbulenzmodelles mit der Wandbehandlung (Wärmeübergangskoeffizient und Temperatur) aufzuzeigen, wäre ein feineres Netz nötig, besonders in den wandnahen Gebieten wo sich diese Unterschiede auswirken.

Die unterschiedlichen Diskretisierung des FLUENT Gesamtmodells im Gegensatz zu den CFX- Modellen bewirkt, zu der durch die Netzgenerierung hervorgerufene, noch eine zusätzliche Abweichung bei den Druckverläufen. Der Unterschied liegt in der Totaldruckdifferenz zwischen SI und Outlet bei mehr als 1500 Pa und beim statischen Druck von mehr als 300 Pa.

Die unterschiedlichen Turbulenzmodelle machen sich bei der Berechnung des Wärmeübergangs und der Temperatur bemerkbar. Das FLUENT Modell wurde mit dem k- $\epsilon$  Turbulenzmodell und einer Standard Wandfunktion berechnet, die CFX- Modelle hingegen mit dem SST- Modell und mit einer automatischen Wandfunktion. Der Unterschied ist bei dem „Gamma“- Wert gravierender, da bei diesem die Temperatur der wandnächsten Zelle eingeht und bei deren Berechnung das Turbulenzmodell ausschlaggebend ist. Der „Alpha“- Wert hingegen besitzt einer geringere Abweichung der Modelle, da dieser mit einer gemittelten Temperatur an den Strömungsflächen berechnet wird und in diesem Bereich alle Modelle mit dem k- $\epsilon$  Turbulenzmodell und ohne Wandfunktion rechnen.

Ein positiv auffallender Effekt ist die Massenerhaltung im FLUENT- Modell, welche auch ohne definierte Interfaces für die SI- Kontrollfläche gegeben ist.

## 5.4 Netzstudie

In diesem Abschnitt der Arbeit werden die unterschiedlichen Ergebnisse der Netzstudie an dem Polsektormodell und dem Nutsektormodell gezeigt.

Wegen der Erkenntnis, dass bei der Berechnung des Wärmeübergangs ein dimensionsloser Wandabstand von  $y^+ \leq 1$  (siehe Kapitel 3.4.4.2) von ANSYS CFX verlangt wird um eine genaue Berechnung zu gewährleisten und dem Wissen, dass das „Original“- Netz diese Anforderung nicht erfüllt, muss eine Netzstudie durchgeführt werden.

Um Erkenntnisse bezüglich der Unterschiede zwischen dem SST- Modell nach Menter und dem k- $\epsilon$  Modell zu gewinnen, wurden die verschiedenen Netze auch mit beiden Turbulenzmodellen gerechnet. Auch der Einfluss der skalierbaren Wandfunktion (k-  $\epsilon$  Modell) und der automatischen Wandbehandlung (SST- Modell) geht in dieser Auswertung mit ein. Die Bewerkstelligung einer solchen Analyse wurde durch eine immer feiner werdende Auflösung der Wand erzeugt.

Dazu verwendete man in dieser Arbeit eine Poisson- Verteilung. In Tabelle 5.1 ist die Verteilung aufgelistet, wobei mit der Bezeichnung  $i$  das jeweilige Netz bezeichnet wird, von „-1“ was dem größten Netz entspricht bis hin zum feinsten mit der Bezeichnung „5“. Die Formulierung der Elementanzahl erfolgt durch „ $N_j(i)$ “ und die Schrittweite mit der man sich an die Wand annähert ist mit  $\Delta_j(i)$  definiert. In beiden Fällen ist die Bezeichnung „ $j$ “ für die jeweilige Koordinatenrichtung in der die Elemente sich vermehren bzw. sich annähern. Das Netz „0“ entspricht dem Original- Netz, welches in den vorhergehenden Teilen der Diplomarbeit bereits verwendet wurde. Als Kanaltiefe wird die Erstreckung in  $z$ - Richtung bezeichnet und als Höhe Nut- Grund der Abstand zwischen Nut- Grund und der darüberliegenden Fläche des Rückens in  $y$ - Richtung.

**Tabelle 5.1: Poisson Verteilung**

$i$	Kanal A und B		Kanal C und D		Kanaltiefe		Höhe Nutgrund		Rücken über Nut	
	$N_x(i)$ )	$\Delta x(i)$ in mm	$N_x(i)$ )	$\Delta x(i)$ in mm	$N_z(i)$ )	$\Delta z(i)$ in mm	$N_y(i)$	$\Delta y(i)$ in mm	$N_x(i)$ )	$\Delta x(i)$ in mm
-1	5	2,2	7	2	3	1,6	5	1,6	3	2
0	7	1,1	9	1	5	0,8	7	0,8	5	2
1	9	0,55	11	0,5	7	0,4	9	0,4	7	1
2	11	0,275	13	0,25	9	0,2	11	0,2	9	0,5
3	13	0,1375	15	0,125	11	0,1	13	0,1	11	0,25
4	15	0,06875	17	0,0625	13	0,05	15	0,05	13	0,125
5	17	0,034375	19	0,03125	15	0,025	17	0,025	15	0,0625

Somit ergeben sich für eine höher aufgelöste Wand auch niedrigere Werte für  $y^+$  und umgekehrt für eine niedrigere Zellenanzahl höhere Werte des dimensionslosen Wandabstandes.

Anhand dieser Sensitivitätsstudie ergibt sich durch die immer feiner aufgelösten Wände auch eine höhere Anzahl von Elementen. Tabelle 5.2 zeigt die unterschiedlichen Größen der zu simulierenden Rechennetze.

**Tabelle 5.2: Größenvergleich der generierten Netze**

Name	PSM		NSM	
	Knoten	Elemente	Knoten	Elemente
Poisson -1	135.808	94.926	10.232	7.062
Original	252.948	193.180	19.212	14.570
Poisson 1	413.544	332.960	31.472	25.214
Poisson 2	621.020	517.796	47.300	39.282
Poisson 3	879.216	751.528	66.984	57.062
Poisson 4	1.191.972	1.037.996	90.812	78.842
Poisson 5	1.563.128	1.381.040	119.072	104.910

## 5.4.1 Wärmeübergangskoeffizienten

Betrachtet wird in dieser Auswertung nur der Wärmeübergangskoeffizient  $hav\_alpha$ , da dieser aus der in den Strömungsflächen enthaltenen globalen Temperatur berechnet wird. Es wird ein weiterer berechneter Wert eingeführt um diesen mit den Simulationswerten zu

vergleichen. Dieser wird, wie im VDI- Wärmehatlas hergeleitet auf die Rohrformel bezogen, wobei folgende Definition in [24] zu finden ist:

$$hav_{VDI} = \frac{Nu_m \cdot \lambda}{d_h} \quad (5.1)$$

Für einen Bereich von  $0,5 < Pr < 1,5$  berechnet sich die Nusselt- Zahl für eine Überschlagsrechnung aus [24]

$$Nu_m = 0,0214 \cdot (Re^{0,8} - 100) \cdot Pr^{0,4} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{d_h}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \quad (5.2)$$

Dieser Überschlagswert ist nur als Vergleichswert zu betrachten. Man sollte sich vor Augen halten, dass die Geschwindigkeiten die für die Berechnung der Reynoldszahl benötigt werden aus der CFD- Berechnung stammen und sich diese minimal für die unterschiedlichen Netze ändern.

In den folgenden Diagrammen ist die Aufteilung wie auch schon in den vorhergehenden Kapiteln nach den Wärmeübertragungsflächen getroffen worden.

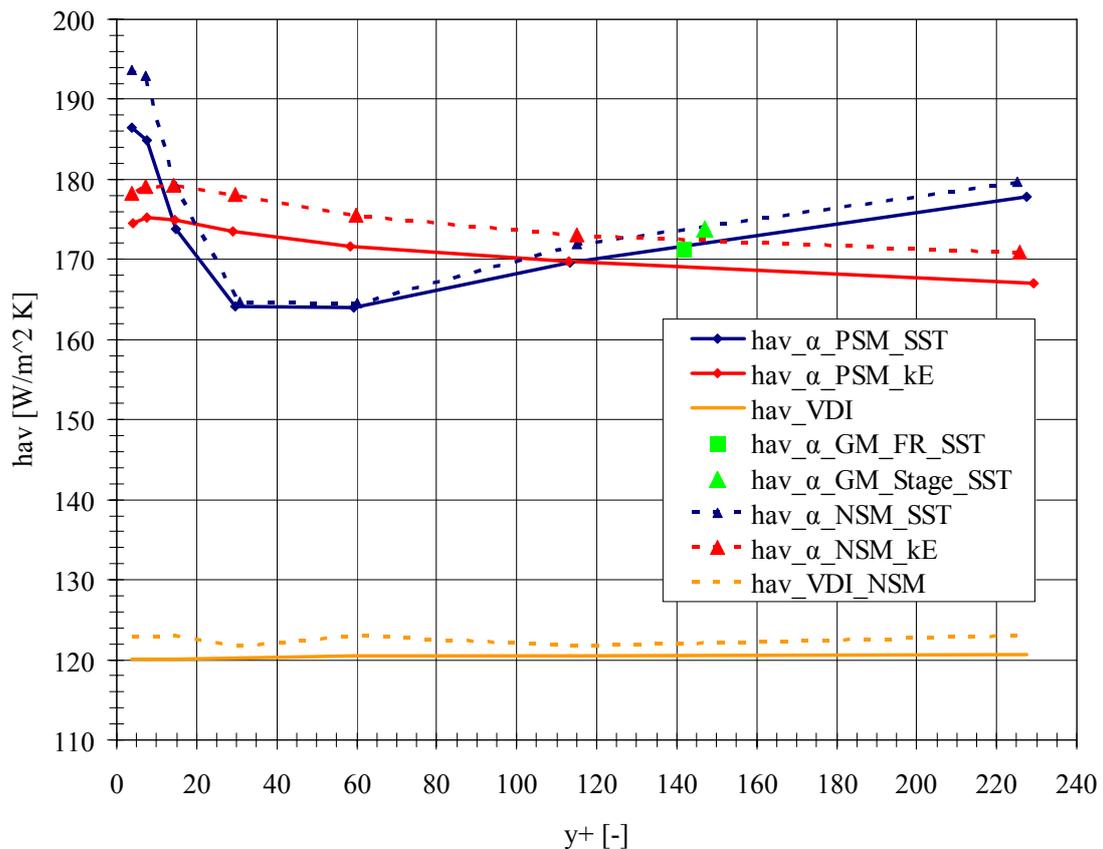
Abbildung 5.86 stellt den Wärmeübergangskoeffizienten über den dimensionslosen Wandabstand dar. Die Werte des SST- Modells mit automatischer Wandbehandlung (rot) und des k-ε Modells mit skalierbarer Wandfunktion (blau) sind dargestellt. Die Ergebnisse des Polsektormodells sind in durchgezogenen Linien und die Werte des Nutsektormodells in strichlierten Linien gekennzeichnet. Die grünen Punkte zeigen die Werte der CFX- Gesamtmodelle, welche auch in der Nähe der blauen Linien, welche das SST- Turbulenzmodell charakterisieren, angeordnet sind.

Mit Hilfe dieser Darstellung ist zu erkennen, dass im Zahnbereich die zueinandergehörigen Werte der verschiedenen Modelle bezogen auf das gleiche Turbulenzmodell nicht sonderbar hoch voneinander abweichen.

Beim k-ε Modell erkennt man das die Abweichung nahezu konstant ist, und die Ergebnisse über die verschiedenen Netze konstant sind. Dadurch ist der Einfluss des immer feiner werdenden Netzes nicht ausschlaggebend für den Wärmeübergangskoeffizienten.

Hingegen beim SST- Modell sich die Ergebnisse in dem Bereich von  $30 \leq y^+ \leq 60$  angleichen und vor und nach diesem Bereich wieder eine höhere Abweichung besitzen. Man erkennt in diesem Diagramm eine starke Abhängigkeit des SST- Turbulenzmodells mit Automatischer Wandfunktion von dem dimensionslosen Wandabstand  $y^+$ . Der Mittelwert der SST- Ergebnisse würde sich in der Nähe der k-ε Werte anordnen.

Die Rohrformel hingegen rechnet in einem Bereich weit unter den Ergebnissen. Die  $hav_{VDI}$  Werte sind auf Grund der Unabhängigkeit von dem dimensionslosen Wandabstand im Großen und Ganzen konstant, da sich die Geometrieparameter nicht ändern und die Reynolds- und Prandtl- Zahl nur minimal.



**Abbildung 5.86: Wärmeübergangskoeffizienten am Zahn des 20. Schlitzes**

Auch die Auswertung in Abbildung 5.87 stellt eine Ähnlichkeit zu dem zuvor Gezeigten dar.

Bei dieser Darstellung weicht der VDI- Wert nicht mehr so stark von den beiden Turbulenzmodellen ab. Der Grund dafür ist jener, dass im Rücken die Drallkomponente sehr gering ist und somit die Kanalströmung einer Rohrströmung sehr ähnlich ist.

Die Verläufe der Einzelschlitzmodelle sind wie auch beim Zahn ähnlich zueinander. Auch bei dieser Auswertefläche ist der Wärmeübergangskoeffizient des SST- Modells sehr stark von  $y^+$  abhängig und der des anderen 2- Gleichungsturbulenzmodells nur in einer abgeschwächten Form. Der Mittelwert des SST- Modells reiht sich wiederum in der Nähe des k- $\epsilon$  Modells an.

Es zeigt sich außerdem, dass die berechneten Koeffizienten des Nutsektormodells über den Polsektormodells liegen.

In diesem Diagramm besitzen ebenfalls die Punkte der Gesamtmodelle eine Differenz ihrer Lage. Sie positionieren sich jedoch in die Richtung der jeweilig gleichen Einzelschlitzmodelle.

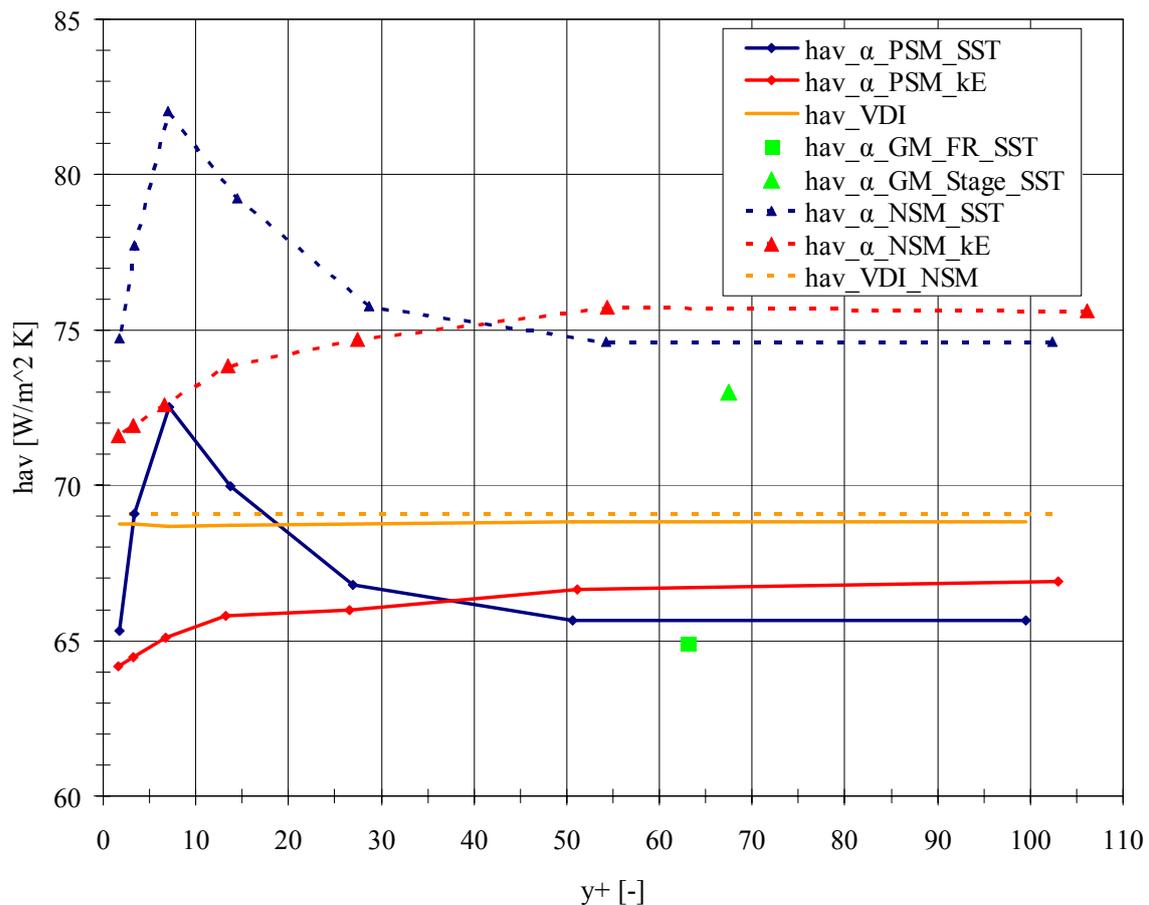


Abbildung 5.87: Wärmeübergangskoeffizienten am Rücken des 20. Schlitzes

Folgende Abbildung 5.88 zeigt die Wärmeübergangskoeffizienten an der Nutfläche. Diese wurden für die jeweiligen Teile der Nutfläche getrennt erzeugt und anschließend flächengemittelt.

Die VDI- Werte weichen hierbei sehr stark voneinander ab. Grund dafür ist die nicht exakt bestimmbare Geschwindigkeit im Nut- Grund, da in dieser Region keine Kontrollfläche vorherrscht. Eine weitere Fehlerquelle liegt bei der Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit in den Kanälen A und B für die Vorderseite und Hinterseite der Nut vor. Hierbei weichen die berechneten Variablen der Normalgeschwindigkeit um 10 m/s ab. Diese beiden Fehler haben in dem weiteren Prozess der Berechnung vehementen Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten. Dieser weicht deswegen um 35 W/m<sup>2</sup>K von den beiden VDI- Werten für Nut- und Polsektor ab.

Die Gesamtmodelle liegen in diesem Fall über den Einzelschlitzmodellen.

Wie auch schon in den beiden Fällen der Zahn- und Rückenfläche ist auch bei der Nutfläche das k-ε Modell mit nur geringen Abweichungen über die unterschiedlichen dimensionslosen Wandabstände versehen.

Der Verlauf des SST- Turbulenzmodells ist wiederum sehr stark abhängig von  $y^+$ . Das Minimum liegt in dem Diagramm bei  $y^+ = 36$  und entspricht dort  $171 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

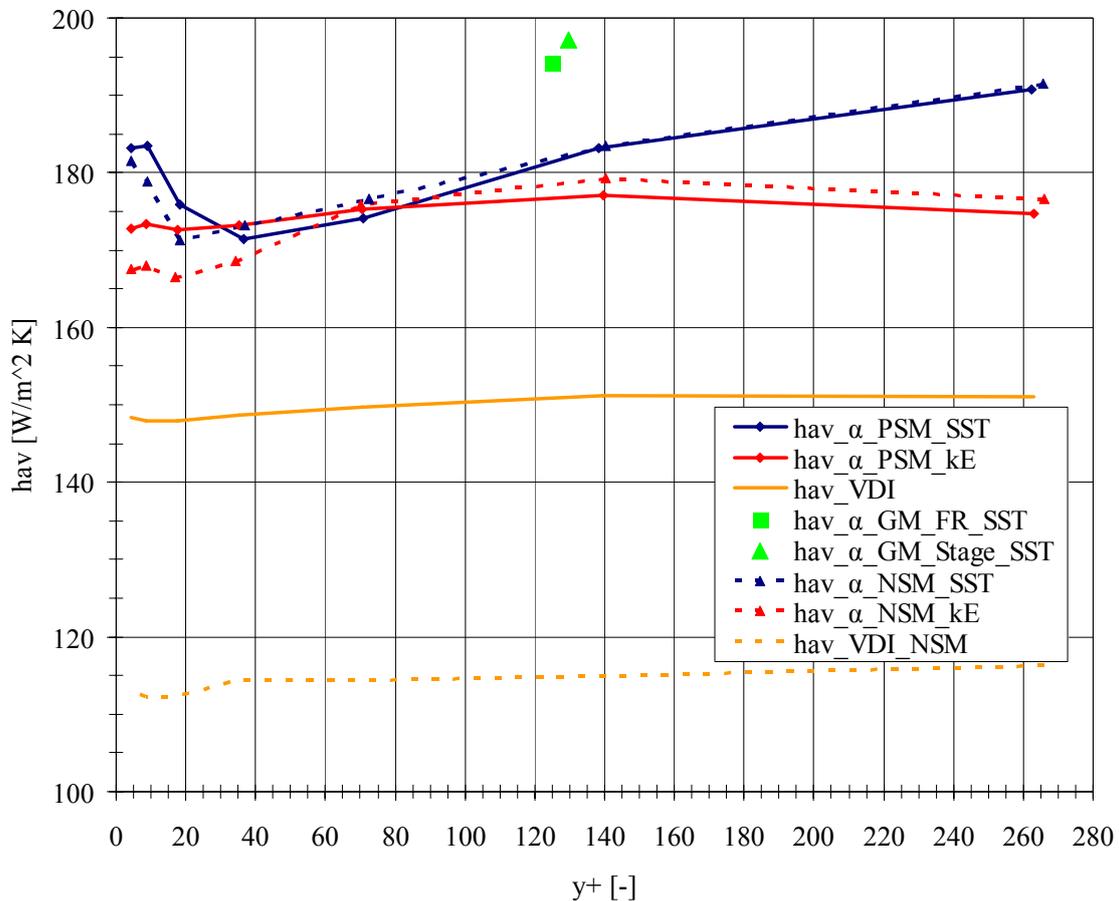
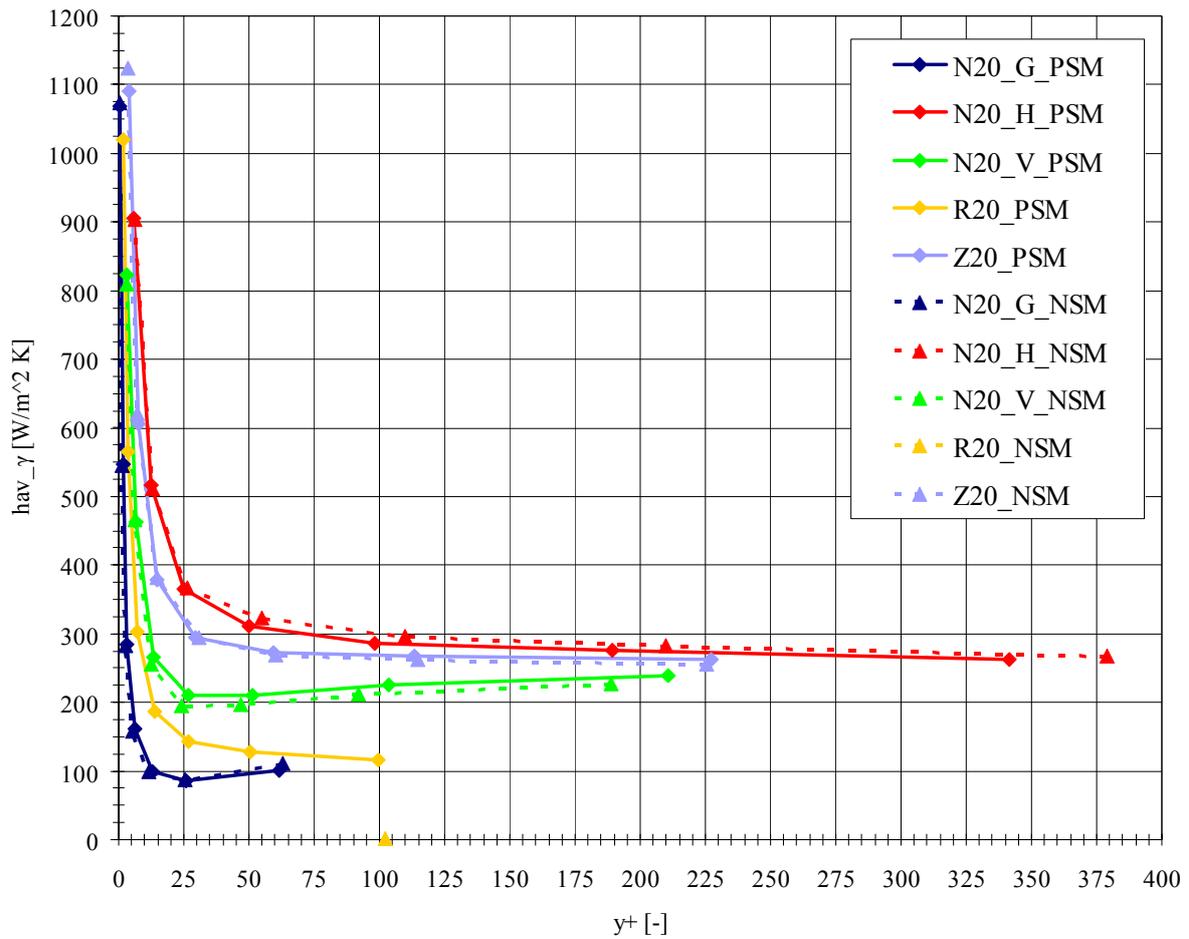


Abbildung 5.88: Wärmeübergangskoeffizienten an der Nut des 20. Schlitzes

Um die Unterschiede zu dem Wärmeübergangskoeffizienten  $hav_{\gamma}$  gegenüber  $hav_{\alpha}$  zu veranschaulichen, wird dieser in der Abbildung 5.89 dargestellt. Dabei wirkt sich der Fehler, welcher sich aus der Gleichung (4.6) ergibt, deutlich aus. Die wandnahe Temperatur  $T_{NW}$  entspricht der mittleren Temperatur der wandnächsten Zelle. Wegen des starken Temperaturgradienten an der Wand, ist diese Temperatur sehr stark von der Größe der Zelle abhängig. Je geringer der Wert  $y^+$  der ersten Zelle des Rechengitters, desto geringer ist die Temperaturdifferenz  $\Delta T = T_W - T_{NW}$  und der Wärmeübergangskoeffizient steigt immer weiter an. Deswegen werden die Wärmeübergangskoeffizienten mit dem Index „gamma“ (Gleichung (4.9)) und auch „gamma\*“ (Gleichung (4.10)) nicht als Vergleichswerte verwendet, sondern ausschließlich der Wärmeübergangskoeffizient mit dem Index „alpha“ (Gleichung (4.7)).



**Abbildung 5.89: Wärmeübergangskoeffizient  $h_{av,\gamma}$  an den Wandflächen Nut, Zahn und Rücken des 20. Schlitzes bei Verwendung des SST- Turbulenzmodells**

Unter Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{av,\gamma}$  mit Hilfe des  $k-\epsilon$  Turbulenzmodells zeigt sich ein nicht exponentialer Anstieg wie unter Verwendung des SST-Modells. Diese Beobachtung kann man der Abbildung 5.90 entnehmen.

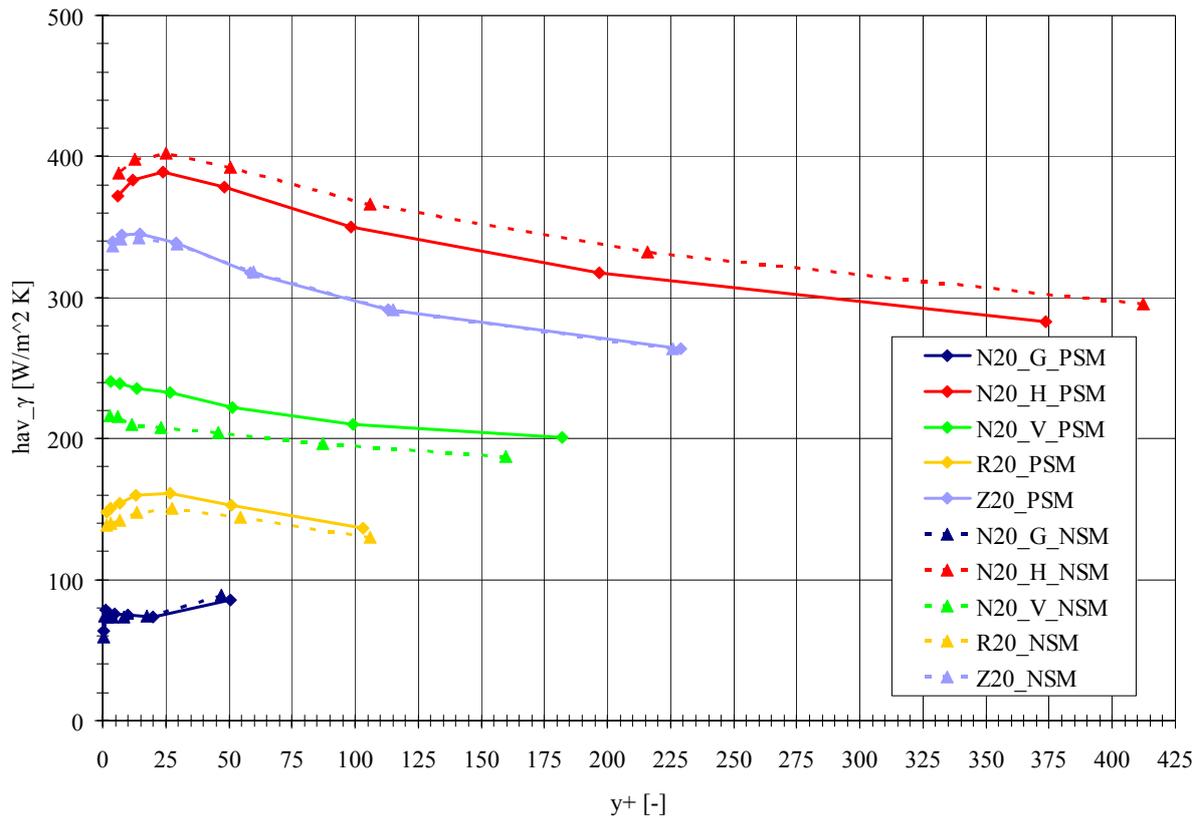
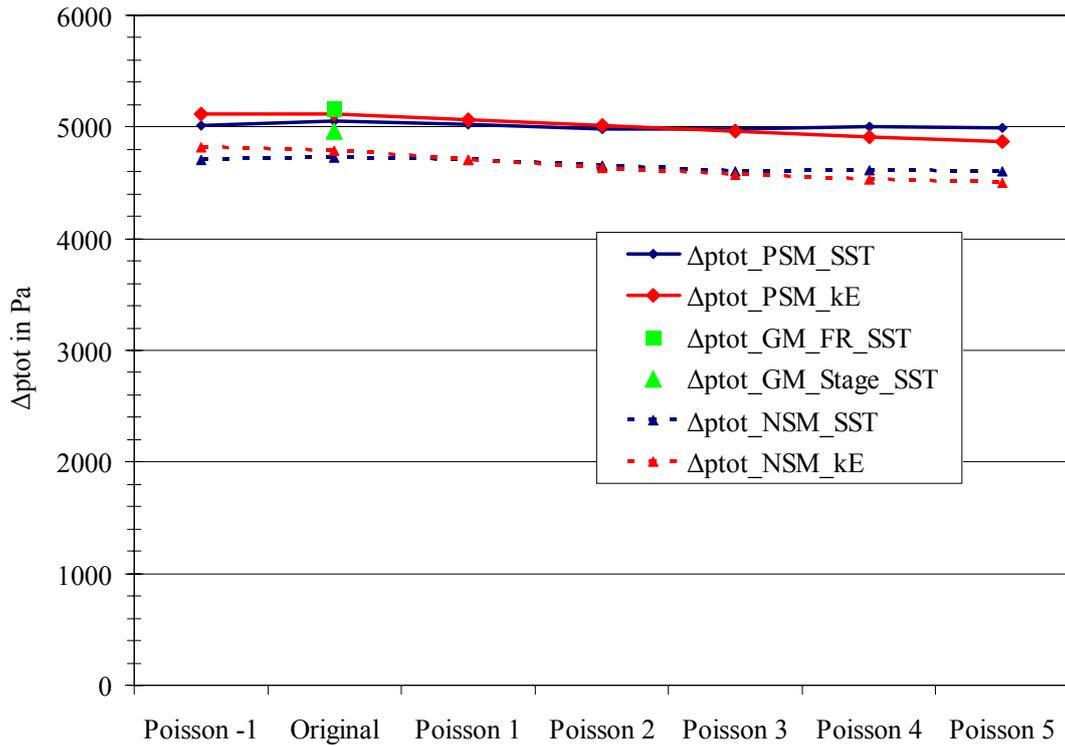


Abbildung 5.90: Wärmeübergangskoeffizient  $h_{av,\gamma}$  an den Wandflächen Nut, Zahn und Rücken des 20. Schlitzes bei Verwendung des  $k\text{-}\epsilon$ -Turbulenzmodells

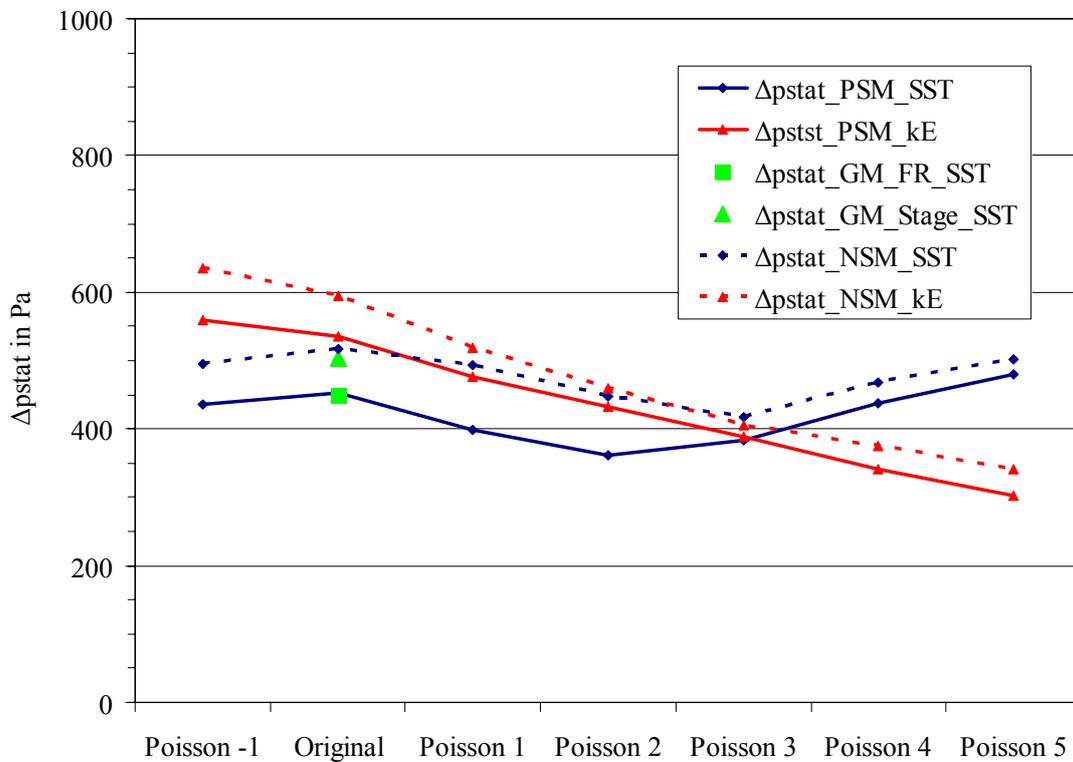
## 5.4.2 Druckverluste

Bei den Druckdifferenzen stellt sich durch ein kontinuierlich feiner werdendes Netz, wie angenommen, keine Veränderung ein. Auf Grund der feineren Netze muss an den jeweiligen Überschneidungen der Einlassflächen ein Wert angenähert werden, dadurch kommt es zu einer unterschiedlichen Vorgabe der vereinzelt Zellen. Durch diese Approximation ist diese Abweichung zu erklären. So ist in Abbildung 5.91 eine konstante Abweichung hervorgerufen durch die in dem Totaldruck enthaltenen Geschwindigkeitsprofile gegeben.

Aus Abbildung 5.92 ist hingegen ersichtlich, dass sich hier die Turbulenzmodelle unterscheiden. So ist der gemittelte Verlauf des  $k\text{-}\epsilon$  Modells konstant als im Gegensatz dazu der des SST- Modells. Dieser nimmt bei immer feiner werdenden Netzen minimal ab.



**Abbildung 5.91: Unterschiede der Differenz des Totaldruckes zwischen den Kontrollflächen SI und Outlet**



**Abbildung 5.92: Unterschiede der Differenz des statischen Druckes zwischen den Kontrollflächen SI und Outlet**

### 5.4.3 Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse

Um für den Wärmeübergang den von ANSYS CFX geforderten dimensionslosen Wandabstand von  $y^+ \leq 1$  zu erreichen [2], ist die Anwendung von den kleineren Nutsektormodellen und das damit verbundene Stage- Referenzmodell zu bevorzugen. So entspricht das Nutsektormodell mit der Poisson- Verteilung dieser Vorgabe und ist von der Elementanzahl her im Bereich des sehr groben Originalnetzes des Polsektormodells. Das erkennt man aus der Tabelle 5.2.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen ebenfalls, wie schon bei der Untersuchung mit den Gesamtmodellen, dass eine Übereinstimmung gegeben ist. Bei den Wärmeübergangskoeffizienten ist in diesem Fall dem hav-alpha Wert mehr Beachtung zu schenken. Aus dem Grund, da die Definition der Temperaturdifferenz diesen Parameter nicht verfälscht. Diese Fehlerbehaftung wirkt sich hingegen bei den Variablen hav\_gamma und dem hav\_gamma\* deutlich aus.

Somit ist bei einem k-ε Turbulenzmodell ein nahezu konstanter Wert des Wärmeüberganges zu entnehmen. Das bedeutet, dass die höhere Auflösung, in diesem Fall der immer kleinere werdende dimensionslose Wandabstand  $y^+$ , keinen Einfluss auf das Ergebnis des Wärmeübergangskoeffizienten besitzt. Der relativ stabile Verlauf ist bei allen Wärmeübergangskoeffizienten der ausgewerteten Wandflächen verzeichnet. Es ist des Weiteren auszumachen, dass der gemittelte Verlauf des k-ε Modells immer unter dem des SST- Modell liegt.

Hingegen ist bei dem SST- Modell der Einfluss des dimensionslosen Wandabstandes nicht außer Acht zu lassen. Der Wärmeübergangskoeffizient variiert in dem Bereich  $y^+ < 20$  für jede Wandfläche noch immens, d.h. es ist zu empfehlen immer ein Netz mit  $y^+ \leq 1$  zu generieren, um ein befriedigendes Ergebnis sicherzustellen, laut ANSYS CFX [2]. Diese Beobachtung wurde auch schon bei einer weiteren Diplomarbeit für die Andritz Hydro AG beobachtet [20].

Die Mittelwerte der Wärmeübergangskoeffizienten hav\_alpha sind für die Turbulenzmodelle SST und k-ε gleich groß. Dies gilt für alle 3 ausgewerteten Regionen des Statorschlitzes. Berücksichtigt man nun die auftretende Abweichung des SST- Turbulenzmodells über den dimensionslosen Wandabstand so zeigt sich, dass in diesem Fall die fehlerbehaftete Differenz bei immer feiner werdendem dimensionslosem Wandabstand größer wird. In dem Bereich  $y^+ < 11$  variiert die Abweichung des Wärmeübergangskoeffizienten hav\_alpha nochmals sehr stark, im Gegensatz zu den Netzen mit höherem  $y^+$ . In der Abbildung 5.87 und Abbildung 5.88 könnte wie auch bei [20] der erwartete Extremwert in dem Bereich von  $y^+ \approx 11$  liegen.

Diese Behauptung wird dadurch aufgestellt, da sich der Wendepunkt des Verlaufes, wie in Abbildung 5.93 gezeigt, im Übergangsbereich befindet. Dieses Übergangsgebiet hat ihre maximale Abweichung von beiden Kurven in dem Punkt mit  $y^+ = 11,067$  [26].

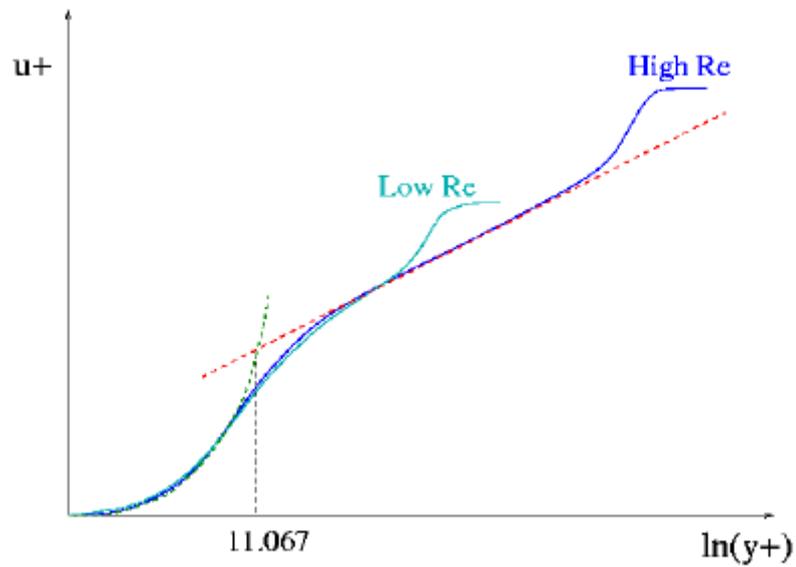


Abbildung 5.93: Universelle Geschwindigkeitsverteilung im logarithmischen Maßstab[26]

In diesem Punkt schneidet sich die logarithmische Kurve mit der Geraden. Daraus zieht man den Schluss, dass der maximale Peak ebenso bei  $y^+ \approx 11$  liegen könnte, da zwischen den beiden Netze, welche diesen Bereich einschließen, sich der Wendepunkt befindet.

Bei den Druckverlusten zeigt sich kein Unterschied in Hinblick auf die zu unterschiedenen Turbulenzmodelle.

## 6 Zusammenfassung

Die in dieser Diplomarbeit behandelte Thematik befasst sich mit der Berechnung der Strömung und dem Wärmeübergang in Statorschlitzmodellen mit Hilfe des Programmpaketes ANSYS CFX. Dazu wurden unterschiedliche 2- Gleichungsturbulenzmodelle verwendet um die Gleichungen der Strömungsmechanik zu schließen und sie anschließend numerisch zu lösen.

Es wurden zuerst Gesamtmodelle miteinander verglichen, welche bei der Definition der Stator Rotor Beziehung voneinander abweichen. Es wurde sowohl das Frozen Rotor Referenzmodell eingeführt als auch das Stage Referenzmodell. Beide Modelle wurden zur Verfügung gestellt, die Auswertung der relevanten Parameter wurde im Zuge der Arbeit durchgeführt. Es zeigte sich, dass das Stage- Referenzmodell ebenso richtige Ergebnisse der Parameter wie ein Frozen Rotor- Referenzmodell liefert. Dadurch hat man bei der Modellierung des Statorschlitzes den Vorteil durch eine Umfangsmittelung nur einen Teilausschnitt zu modellieren. Diese Vorzüge kommen speziell bei der Netzgenerierung von Gesamtmodellen zum Tragen, weil dabei nur eine Nut in Umfangsrichtung anstatt dreizehn Nuten erzeugt und simuliert wird. Der positive Effekt ist die geringere Anzahl der Gitterzellen welche sich um 44% verringert, was wiederum zu einer erheblich kürzeren Rechenzeit des Stage Modells von 13 Tage 19 Stunden und 12 Minuten im Gegensatz zum Frozen Rotor Modell führt. Es benötigt auch 173 Iterationsschritte weniger. Die zu vergleichenden Parameter besitzen Korrelationen zueinander und unterscheiden sich nur minimal voneinander. Es wurde bei der Berechnung das SST- Turbulenzmodell und eine automatische Wandbehandlung gewählt.

Der Vergleich mit Einzelschlitzmodellen, Polektormodell und Nutsektormodell, sollte eine Bestätigung der bereits gezeigten Übereinstimmung wiedergeben. Somit wurden aus den Gesamtmodellen Einlassrandbedingungen erzeugt, um mit den Sektormodellen rechnen zu können und einen Vergleich zu bewerkstelligen. Die Definition der Randbedingungen wurden durch Profile an den jeweiligen Inlet- Flächen ausgeschrieben und anschließend den Sektormodellen an der selbigen Region aufgeprägt. In diesem Vergleich wurde auch ein FLUENT Gesamtmodell mit einbezogen. Dabei konnte man gut erkennen, dass die Diskretisierung mit dem PRESTO!- Schema und das k- $\epsilon$ -Turbulenzmodell mit der skalierbaren Wandfunktion deutliche Unterschiede bei den Druckverläufen und den Wärmeübergangskoeffizienten zeigte. Deswegen wurde für das Polektormodell und das Nutsektormodell diverse Qualitäts- und Sensitivitätsstudien durchgeführt, um auch hierbei den Vergleich der Referenzmodelle zu veranschaulichen. Um eine Vergleichbarkeit zu anderen Bauteilen bzw. Generatoren zu gewährleisten wurde bei dieser Arbeit das SST- Turbulenzmodell mit automatischer Wandfunktion für die Lösung der Gleichungen verwendet.

Speziell die für den Wärmeübergang zu erfüllende Bedingung des geforderten dimensionslosen Wandabstandes von  $y^+ \leq 1$  konnte in den kleineren Modellen erreicht werden. Auch die Rechenzeit von nur einem Schlitz beschränkt sich auf weniger als sechs Stunden beim Polsektormodell und auf gerade einmal zwei Stunden beim Nutsektormodell.

Im weiteren Schritt wurden Sensitivitätsanalysen hinsichtlich Turbulenzmodelle mit Wandbehandlung und Netzabhängigkeit durchgeführt. Dadurch erhielt man den Zusammenhang bzw. die Abhängigkeit der ausgewerteten Parameter von dem dimensionslosen Wandabstand, sprich von der Feinheit des Gitters. Es zeigte sich, dass unter Verwendung des k- $\epsilon$ - Modells mit der skalierbaren Wandfunktion für den Wärmeübergang nahezu konstante Werte bei feineren und gröberen Netzen berechnet wurden. Das SST-Turbulenzmodell mit der automatischen Wandbehandlung variierte sehr stark in Abhängigkeit des dimensionslosen Wandabstandes. Dieses Phänomen ist auf die Umschaltung von dem k- $\epsilon$ -Modell, welches in dem freien Feld verwendet wird, auf das k- $\omega$ -Modell, in der Wandnähe, zurückzuführen. Durch die Verwendung des anderen 2- Gleichungsmodelles in der Nähe der Wand ist auch die Lösung der Simulation für die jeweiligen Parameter in dieser Region verschieden. Die Ergebnisse für den Wärmeübergangskoeffizienten  $hav\_alpha$  in Abhängigkeit von dem dimensionslosen Wandabstand, zeigte bei dem SST-Modell mit automatischer Wandbehandlung eine starke Abweichung in den Bereichen von  $y^+ < 11$  als im Gegensatz zu den Wärmeübergangskoeffizienten der gröberen Netze. D.h. man erhält immer ein genaueres Ergebnis bei  $y^+$  nahe 1 laut [2].

Mit den gewonnen Erkenntnissen besitzt man nun das Wissen, dass die Feinheit des Netzes bei der Verwendung des k- $\epsilon$ -Turbulenzmodelles mit skalierbarer Wandfunktion keine großen Unterschiede auf die zu gelösten Parameter berechnet. Deswegen ist dieses Modell bei einer Simulation mit großen Rechnernetzen dem SST-Turbulenzmodell vorzuziehen. Man muss jedoch berücksichtigen, dass die gelösten Werte nicht die exakte Lösung mit sich bringen.

So umgeht man zum einen die von ANSYS CFX geforderte feine Netzstruktur bei der Berechnung des Wärmeübergangs und zum anderen können die Modelle mit einer weniger zeitintensiven numerischen Berechnung mit einer geringeren CPU- Anforderung gelöst werden. Oder aber man berechnet den Wärmeübergang mit dem k- $\epsilon$ -Turbulenzmodell mit einer skalierbaren Wandfunktion, da bei den Ergebnissen bei gröberen Netzen ein sehr geringer Unterschied zu den Ergebnissen bei feineren Netzen vorherrscht, da der Verlauf des Wärmeübergangs  $hav\_alpha$  über den dimensionslosen Wandabstand nahezu konstant ist.

### **Aussicht**

Um diese Aussagen zu festigen, würde ein Vergleich von anderen Schlitzten sinnvoll sein. Speziell in den Schlitzten, wo im Vergleich der Gesamtmodelle die größere Abweichung liegen, sollte so ein Vergleich durchgeführt werden. Die Auswahl des 20. Schlitzes wurde willkürlich getroffen bevor man die Ergebnisse der Gesamtmodelle einsehen konnte. Speziell die Verläufe der Wärmeübergangskoeffizienten  $hav\_alpha$  in Hinblick auf die Sensibilitätsstudie des dimensionslosen Wandabstandes wären von großem Interesse bei der Simulation anderer Schlitzte. Dadurch würde man auch zusätzliche Informationen zur Definition des Gewichtungsparmeters für die Berechnung mit Hilfe des „Shear Stress Transport“ 2- Gleichungsturbulenzmodells erhalten.

Als weitere Grundlage für die Verbesserung der Standard- Berechnungsverfahren der Statortemperatur wäre eine CHT Analyse (Conjugate Heat Transfer) zu erwägen, die mit

einem Nutsektormodell für einige oder gegebenenfalls auch für alle Schlitze durchgeführt werden sollte. Dabei kommt der Einfluss der Wärmeleitung auch durch den Festkörper mit zum Tragen, was zu einer Abweichung der getroffenen Randbedingung an der Wandoberfläche mit  $T_w = konst.$  kommt. Dadurch berücksichtigt man den Wärmestrom über die Übertragungsflächen, welcher von der radialen Länge und von der Kupfertemperatur abhängig ist. Somit wird neben den bisher verwendeten Gleichungen auch die Energiegleichung für den Festkörper mitberechnet. Die damit berechneten Temperaturverteilungen im Statorpaket kann mit Standard- Rechenwerten verglichen werden.

Ein weiterer Ansatz für eine optimierte CFD- Simulation wäre einen Faktor dieser Fehlerabweichung der Ergebnisse zu bestimmen. Der Bezugswert wäre somit die Lösung des SST- Turbulenzmodells mit automatischer Wandbehandlung. Da diese Berechnung nur an einem Bauteil durchgeführt wurde, müsste man diese Berechnung noch ausweiten um somit zu überprüfen, ob bei anderen Generatoren oder Bauteilen dieselben Ergebnisse vorliegen. Dadurch wäre man in der Lage ein gröberes Netz zu generieren und zu simulieren und anschließend die ausgewerteten Ergebnisse mit einem Gewichtungparameter für das Netz mit  $y^+ \leq 1$  zu berechnen.

## 7 Literaturverzeichnis

- [1] Anderson D., Tannehill J., Pletcher R.: „Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer“, 2. Auflage, Taylor and Francis, 1997
- [2] ANSYS Inc.: “ANSYS CFX- Solver Modeling Guide”, Release 13.0, ANSYS Inc., 2010
- [3] ANSYS Inc.: “ANSYS CFX- Solver Reference Guide”, Release 13.0, ANSYS Inc., 2010
- [4] ANSYS Inc.: “ANSYS CFX- Solver Theory Guide”, Release 13.0, ANSYS Inc., 2010
- [5] ANSYS Inc.: “ANSYS FLUENT- User’s Guide”, Release 12.0, ANSYS Inc., 2009
- [6] Baehr H.D., Stephan K.: „Wärme- und Stoffübertragung“, 7. Auflage, Springer Verlag, 2010
- [7] Bejan A.: „Heat Transfer Handbook“, John Wiley & Sons Inc., 2003
- [8] Brenn G., Meile W.: Vorlesungsskriptum „Strömungslehre und Wärmeübertragung I“, TU Graz, 2006
- [9] Dahmen D., Reusken A.: „Numerik für Ingenieure und Naturwissenschaftler“, 2. Auflage, Springer Verlag, 2008
- [10] Fuest K., Döring P.: „Elektrische Maschinen und Antriebe“, 5. Auflage, Vieweg, 2000
- [11] Gugau M.: „Beitrag zur Validierung der numerischen Berechnung von Kreiselpumpen“, Dissertation, TU Darmstadt, 2004
- [12] Incropera F., DeWitt D.: „Introduction to Heat Transfer“, Third Edition, John Wiley & Sons Inc., 1996
- [13] Laurien E., Oertel H.: “Numerische Strömungsmechanik”, 3. Auflage, Vieweg & Teubner, 2009
- [14] Martin H.: „Numerische Strömungssimulation in der Hydrodynamik“, 1. Auflage, Springer Verlag, 2011
- [15] Patankar S.: „Numerical Heat Transfer and Fluid Flow“, McGraw Hill, 1980
- [16] Pecnik R.: „Transitionsmodellierung in thermischen Turbomaschinen“, Dissertation TU Graz, 2007
- [17] Rohsenow W., Hartnett J., Cho Y.: „Handbook of Heat Transfer“, 3. Auflage, MacGraw- Hill, 1998
- [18] Sanz W.: Vorlesungsskriptum „Computational Fluid Dynamics“, TU Graz, 2010

- [19] SAS IP Inc.: “Documentation for ANSYS ICEM CFD 13.0”, Release 13.0, SAS IP Inc., 2010
- [20] Selic T.: “Numerische Untersuchung des Einflusses der Oberflächengeometrie auf den Wärmeübergang von Polwindungsoberflächen”, Diplomarbeit, TU Graz, 2010
- [21] STATISTIK AUSTRIA: “Gesamtenergiebilanzen 1970 - 2009”, STATISTIK AUSTRIA., 2011
- [22] Steiner H.: Vorlesungsskriptum „Höhere Strömungslehre“, TU Graz, 2008
- [23] Streibl B.: Technischer Bericht E036/07 „CFD Untersuchung Statorschlitz“, Andritz Hydro AG, 2007
- [24] Verein Deutscher Ingenieure: „VDI Wärmeatlas“, 8. Auflage, Springer Verlag, 1997
- [25] Versteeg H., Malalasekera W.: “An Introduction to Computational Fluid Dynamics”, 2. Auflage, Pearson Education Limited, 2007
- [26] Vieser W., Esch T., Menter F.: „CFX Validation Report: Heat transfer predictions using advanced two- equation turbulence models“, ANSYS Inc., 2008

## 8 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Synchronmaschine mit Schenkelpollläufer (links) und mit Vollpolläufer (rechts) [10].....	12
Abbildung 1.2: Hydrogenerator (links); Schnitt durch einen Hydrogenerator (rechts).....	12
Abbildung 1.3: Kühlluftkreislauf des Generators Nestil.....	14
Abbildung 1.4: Darstellung des CFD Gesamtmodells und der Spezifikation der Bauteile.....	15
Abbildung 1.5: Aufbau des Stators des Generatortyps Limberg .....	16
Abbildung 1.6: Statorschlitze des Generatortyps Limberg .....	16
Abbildung 1.7: Ausführung der Variante mit abgeschrägtem Nutkeil .....	17
Abbildung 3.1: Schichten der turbulenten Grenzschichtströmung [8].....	33
Abbildung 3.2: Numerischer Fehler des Verfahrens erster Ordnung [4].....	45
Abbildung 3.3: Numerischer Fehler des Verfahrens zweiter Ordnung [4] .....	45
Abbildung 3.4: Auftretende Fehler bei einer CFD- Berechnung [11] .....	47
Abbildung 3.5: Darstellung der Größen zur Beschreibung der Netzqualität.....	49
Abbildung 4.1: Darstellung des CFD Gesamtmodells und der Spezifikation der Bauteile.....	51
Abbildung 4.2: Statorsegment des CFX FR GM (links) und CFX ST GM (rechts).....	52
Abbildung 4.3: Wandauflösung des 20. Schlitzes; CFX- Gesamtmodell (links) und FLUENT- Gesamtmodell (rechts) .....	53
Abbildung 4.4: Polsektormodell .....	55
Abbildung 4.5: Nutsektormodell.....	55
Abbildung 4.6: Geometrie eines Polsektormodelles .....	58
Abbildung 4.7: Netzstruktur der CFX- Netze .....	59
Abbildung 4.8: Lage der Kanäle A bis D im Modell.....	60

Abbildung 4.9: Kontrollflächen in den Strömungskanälen A bis D .....	60
Abbildung 4.10: Kontrollflächen am Einlass bzw. in dessen unmittelbarer Nähe .....	61
Abbildung 4.11: Kontrollflächen der äußeren Begrenzungen .....	61
Abbildung 4.12: Wandflächen .....	62
Abbildung 4.13: Wandflächen der Nut .....	62
Abbildung 4.14: Wandflächen im Einlassbereich bzw. in dessen unmittelbarer Nähe .....	63
Abbildung 4.15: Verschieden definierte Randbedingungen im ANSYS CFX [2] .....	64
Abbildung 4.16: Geschwindigkeitsprofil und Kontrollvolumen in Wandnähe [7].....	68
Abbildung 4.17: Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten $hav\_alpha$ .....	69
Abbildung 5.1: Vergleich der Geschwindigkeiten am Einlass Inletradiel des 20. Schlitzes; FrozenRotor Gesamtmodell (oben ) und Stage Gesamtmodell (unten) .....	72
Abbildung 5.2: Randbedingungen für die Berechnung des FrozenRotor Gesamtmodells .....	72
Abbildung 5.3: Massenstromverteilung an der Strömungsfläche SI über alle Schlitze.....	73
Abbildung 5.4: Definition der Ebene in Kanal B im CFX- Gesamtmodell Stage .....	74
Abbildung 5.5: Geschwindigkeitsvektoren und –plot im CFX- Gesamtmodell Stage über die axiale Länge einiger ausgewählter Statorschlitze .....	74
Abbildung 5.6 Statischer Druckplot im CFX- Gesamtmodell Stage über die axiale Länge einiger ausgewählter Statorschlitze.....	75
Abbildung 5.7: Geschwindigkeitsvektoren und –plot am Auslass des 1. und 20. Schlitzes im CFX- Gesamtmodell Stage.....	75
Abbildung 5.8: Geschwindigkeitsvektoren und –plot des 1. Schlitzes im CFX Gesamtmodell Frozen Rotor.....	76
Abbildung 5.9: Geschwindigkeitsvektoren und –plot des 20. Schlitzes im CFX Gesamtmodell Frozen Rotor.....	77
Abbildung 5.10: Geschwindigkeitsvektoren und –plot im CFX Gesamtmodell Stage; 1. Schlitz (links) und 20. Schlitz (rechts).....	78
Abbildung 5.11: Temperaturverteilung an der Strömungsfläche SI und Outlet über alle Schlitzte .....	79
Abbildung 5.12: Temperatur in der Mitte des 1. Schlitzes im Frozen Rotor Gesamtmodell ..	80
Abbildung 5.13: Temperaturplot und Geschwindigkeitsvektoren an ausgewählten Schlitzen des CFX- Gesamtmodell Stage am Einlass.....	80

Abbildung 5.14: Temperaturplot und Geschwindigkeitsvektoren an ausgewählten Schlitzen des CFX- Gesamtmodell Stage am Auslass .....	81
Abbildung 5.15: Temperatur in der Mitte des 20. Statorschlitzes in dem Frozen Rotor Gesamtmodell.....	81
Abbildung 5.16: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten $h_{\alpha}$ .....	82
Abbildung 5.17: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten $h_{\gamma}$ .....	83
Abbildung 5.18: Druckdifferenzen des Totaldruckes .....	84
Abbildung 5.19: Druckdifferenzen des statischen Druckes .....	84
Abbildung 5.20: Druckverteilung an der Kontrollfläche SI.....	85
Abbildung 5.21: Druckverteilung an der Kontrollfläche Outlet .....	86
Abbildung 5.22: Totaldruckverlauf im 1. Schlitz des FrozenRotor Gesamtmodells.....	87
Abbildung 5.23: Totaldruckverlauf im 1. Schlitz des Stage Gesamtmodells .....	87
Abbildung 5.24: Totaldruckverlauf im 10. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells.....	88
Abbildung 5.25: Totaldruckverlauf im 10. Schlitz des Stage Gesamtmodells .....	88
Abbildung 5.26: Totaldruckverlauf im 20. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells.....	89
Abbildung 5.27: Totaldruckverlauf im 20. Schlitz des Stage Gesamtmodells .....	89
Abbildung 5.28: Totaldruckverlauf im 30. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells.....	90
Abbildung 5.29: Totaldruckverlauf im 30. Schlitz des Stage Gesamtmodells .....	90
Abbildung 5.30: Verlauf der Drallgeschwindigkeit an der Fläche SI.....	91
Abbildung 5.31: Geschwindigkeitsverlauf im 1. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells...	92
Abbildung 5.32: Geschwindigkeitsverlauf im 1. Schlitz des Stage Gesamtmodells .....	92
Abbildung 5.33: Geschwindigkeitsverlauf im 10. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells..	93
Abbildung 5.34: Geschwindigkeitsverlauf im 10. Schlitz des Stage Gesamtmodells .....	93
Abbildung 5.35: Geschwindigkeitsverlauf im 20. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells.	94
Abbildung 5.36: Geschwindigkeitsverlauf im 20. Schlitz des Stage Gesamtmodells .....	94
Abbildung 5.37: Geschwindigkeitsverlauf im 30. Schlitz des Frozen Rotor Gesamtmodells.	95
Abbildung 5.38: Geschwindigkeitsverlauf im 30. Schlitz des Stage Gesamtmodells .....	95
Abbildung 5.39: Aufgeprägte Geschwindigkeiten am Einlass des NSM .....	97

Abbildung 5.40: Massenstromverlauf entlang des 20.Schlitzes .....	98
Abbildung 5.41: Dichteverlauf des 20. Schlitzes.....	99
Abbildung 5.42: Drallgeschwindigkeit (links) und Normalgeschwindigkeit (rechts) an der Kontrollfläche SI.....	100
Abbildung 5.43: Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene des NSM am 20. Schlitz .....	100
Abbildung 5.44: Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene des 20. Schlitzes bei den Kanaleinlässen zwischen 7. und 8. Nut des PSM (oben) und des NSM (unten) .....	101
Abbildung 5.45: Ablösung der Strömung an den Kanaleinlässen des NSM .....	102
Abbildung 5.46: Modellversuch Wasserkanal .....	103
Abbildung 5.47: Wirbel im Zahnbereich des NSM .....	104
Abbildung 5.48: Sekundärströmung in der Zahnmitte des PSM (oben) und NSM (unten)...	105
Abbildung 5.49: Strömung im Rücken des NSM .....	106
Abbildung 5.50: Sekundärströmung am Zahnende des PSM (oben) und des NSM (unten) .	106
Abbildung 5.51: Unterschiedliche Strömungen im Übergang Zahn Rücken über dem Nut Grund des PSM; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts).....	107
Abbildung 5.52: Geschwindigkeitsplot in der Mitte des 20. Schlitzes des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells .....	108
Abbildung 5.53: Wandwärmestrom am Zahn und der Nut des NSM.....	109
Abbildung 5.54: Wärmefluss über die 7. und 8. Nut des PSM.....	110
Abbildung 5.55: lokaler Wärmestrom am Nutgrund des PSM; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts) .....	110
Abbildung 5.56: Temperaturverteilung in der Symmetrieebene des PSM .....	111
Abbildung 5.57: Temperaturverteilung in der Symmetrieebene des NSM.....	111
Abbildung 5.58: Wärmeübergangskoeffizient $hav\_alpha$ an den Wärmeaustauschflächen (links) und detailliert an den Nutflächen (rechts) .....	112
Abbildung 5.59: Wärmeübergangskoeffizient $hav\_gamma$ an den Wärmeaustauschflächen (links) und detailliert an den Nutflächen (rechts) .....	113
Abbildung 5.60 Temperaturverlauf des 20. Schlitzes (links) und der Vergleich der Temperatur an der Kontrollfläche SI (rechts).....	114

Abbildung 5.61: Druckverläufe im 20. Schlitz; Totaldruckverlauf (links) und statischer Druckverlauf (rechts) .....	114
Abbildung 5.62: Totaldruckverlauf am PSM im 20. Schlitz.....	115
Abbildung 5.63: Totaldruckverlauf am NSM im 20. Schlitz.....	115
Abbildung 5.64: Totaldruckverlauf und Geschwindigkeitsvektoren im 20. Schlitz des PSM (links) und im NSM (rechts) .....	116
Abbildung 5.65: Totaldruckverlauf und Geschwindigkeitsvektoren im 20. Schlitz des NSM .....	116
Abbildung 5.66: Totaldruckverlauf und Geschwindigkeitsvektoren im 20. Schlitz des PSM; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts).....	117
Abbildung 5.67: Druckdifferenzen zwischen den Kontrollflächen SI und Outlet; Totaldruckdifferenz (links) und statische Druckdifferenz (rechts).....	117
Abbildung 5.68: Massenstromverlauf entlang des 20. Schlitzes der einzelnen Statorschlitzmodelle .....	119
Abbildung 5.69: Dichteverhalten entlang des 20. Schlitzes der einzelnen Statorschlitzmodelle .....	119
Abbildung 5.70: Geschwindigkeitsverlauf und Geschwindigkeitsvektoren am Einlass des 20. Schlitzes im FLUENT Gesamtmodell.....	120
Abbildung 5.71: Geschwindigkeitsverlauf und Geschwindigkeitsvektoren über den Zahn des 20. Schlitzes im FLUENT Gesamtmodell.....	121
Abbildung 5.72: Unterschiedliche Strömungen im Übergang Zahn Rücken über dem Nut-Grund des FLUENT Gesamtmodells; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts) .....	121
Abbildung 5.73: Unterschiedliche Strömungen im Übergang Zahn Rücken über dem Nut Grund des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells; Nut 1 (links oben), Nut 6 (oben rechts), Nut 8 (unten links) und Nut 10 (unten rechts) .....	122
Abbildung 5.74: Wärmeübergangskoeffizient $hav\_alpha$ der verschiedenen Modelle .....	123
Abbildung 5.75: Wärmeübergangskoeffizient $hav\_gamma$ der verschiedenen Modelle .....	124
Abbildung 5.76: Temperaturverlauf entlang des 20. Schlitzes der Statorschlitzmodelle .....	125
Abbildung 5.77: Temperaturdifferenz an der Kontrollfläche SI das 20. Schlitzes der Statorschlitzmodelle .....	125
Abbildung 5.78: Temperaturverlauf im 20. Schlitz des FLUENT Frozen Rotor Gesamtmodells .....	126
Abbildung 5.79: Temperaturverlauf im 20. Schlitz des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells .....	126

Abbildung 5.80: Totaldruckverlauf aller berechneten Modelle.....	127
Abbildung 5.81: Statischer Druckverlauf aller berechneten Modelle.....	127
Abbildung 5.82: Totaldruckdifferenz der verschiedenen Modelle .....	128
Abbildung 5.83: Statische Druckdifferenz der verschiedenen Modelle .....	128
Abbildung 5.84: Totaldruckverlauf im 20. Schlitz des FLUENT Frozen Rotor Gesamtmodells .....	129
Abbildung 5.85: Totaldruckverlauf im 20. Schlitz des CFX Frozen Rotor Gesamtmodells .	129
Abbildung 5.86: Wärmeübergangskoeffizienten am Zahn des 20. Schlitzes .....	133
Abbildung 5.87: Wärmeübergangskoeffizienten am Rücken des 20. Schlitzes .....	134
Abbildung 5.88: Wärmeübergangskoeffizienten an der Nut des 20. Schlitzes.....	135
Abbildung 5.89: Wärmeübergangskoeffizient $hav_\gamma$ an den Wandflächen Nut, Zahn und Rücken des 20. Schlitzes bei Verwendung des SST- Turbulenzmodells.....	136
Abbildung 5.90: Wärmeübergangskoeffizient $hav_\gamma$ an den Wandflächen Nut, Zahn und Rücken des 20. Schlitzes bei Verwendung des k- $\epsilon$ - Turbulenzmodells .....	137
Abbildung 5.91: Unterschiede der Differenz des Totaldruckes zwischen den Kontrollflächen SI und Outlet .....	138
Abbildung 5.92: Unterschiede der Differenz des statischen Druckes zwischen den Kontrollflächen SI und Outlet.....	138
Abbildung 5.93: Universelle Geschwindigkeitsverteilung im logarithmischen Maßstab[26]	140

## 9 Tabellenverzeichnis

Tabelle 4.1: Knoten- und Elementanzahl der verschiedenen Gesamtmodelle.....	53
Tabelle 4.2: Spezifikation der Unterschiede der diversen Statorschlitzmodelle .....	57
Tabelle 4.3: Geometrieparameter aus der CFD- Untersuchung „Nestil“ .....	58
Tabelle 5.1: Poisson Verteilung .....	131
Tabelle 5.2: Größenvergleich der generierten Netze .....	131

# 10 Anhang

## 10.1 Auflistung für die zur Simulation erzeugten verschiedenen Modelle

In den folgenden Tabellen werden nochmals alle erstellten und berechneten Varianten der Modelle aufgelistet.

Var .	Modell	Programm	Schlitz	Referenzmodell	Netz	Randbedingungen	Turbulenzmodell
1	GM	FLUENT	1-31	FrozenRotor	Kargl	Spezifikation AH	k-ε
2	GM	CFX	1-31	FrozenRotor	Original	Spezifikation AH	SST
3	GM	CFX	1-31	Stage	Original	Spezifikation AH	SST
4	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson -1	Profile aus Var. 2	SST
5	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Original	Profile aus Var. 2	SST
6	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 1	Profile aus Var. 2	SST
7	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 2	Profile aus Var. 2	SST
8	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 3	Profile aus Var. 2	SST
9	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 4	Profile aus Var. 2	SST
10	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 5	Profile aus Var. 2	SST
11	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson -1	Profile aus Var. 2	k-ε
12	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Original	Profile aus Var. 2	k-ε
13	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 1	Profile aus Var. 2	k-ε
14	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 2	Profile aus Var. 2	k-ε
15	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 3	Profile aus Var. 2	k-ε
16	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 4	Profile aus Var. 2	k-ε
17	PSM	CFX	20	FrozenRotor	Poisson 5	Profile aus Var. 2	k-ε
18	NSM	CFX	20	Stage	Poisson -1	Profile aus Var. 3	SST
19	NSM	CFX	20	Stage	Original	Profile aus Var. 3	SST
20	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 1	Profile aus Var. 3	SST
21	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 2	Profile aus Var. 3	SST
22	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 3	Profile aus Var. 3	SST
23	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 4	Profile aus Var. 3	SST
24	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 5	Profile aus Var. 3	SST
25	NSM	CFX	20	Stage	Poisson -1	Profile aus Var. 3	k-ε
26	NSM	CFX	20	Stage	Original	Profile aus Var. 3	k-ε
27	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 1	Profile aus Var. 3	k-ε
28	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 2	Profile aus Var. 3	k-ε
29	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 3	Profile aus Var. 3	k-ε
30	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 4	Profile aus Var. 3	k-ε
31	NSM	CFX	20	Stage	Poisson 5	Profile aus Var. 3	k-ε

<b>Var</b>	<b>Iterationen</b>	<b>Rechner</b>	<b>Vermerk</b>	<b>File- Bezeichnung</b>
1	10000	ICE- Leoben	KF: SI, Nut; Netz	N_Ser_a3_vu0_2ndOrder_comp.cas
2	717	ANSYS Otterfing	KF: SI, Nut; ohne Interface	HydroGen_030_001.res
3	544	ANSYS Otterfing	KF: SI, Nut; ohne Interface	HydroGenStage_003.res
4	452	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P-1_all_001.res
5	492	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_002.res
6	558	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P1_all_002.res
7	701	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P2_all_001.res
8	869	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P3_all_001.res
9	761	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P4_all_001.res
10	603	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P4_all_001.res
11	641	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P-1_all_kE_001.res
12	566	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_kE_001.res
13	489	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P1_all_kE_001.res
14	443	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P2_all_kE_001.res
15	472	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P3_all_kE_001.res
16	435	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P4_all_kE_001.res
17	479	Andritz Hydro 31	ohne Interface	1_z336_P5_all_kE_001.res
18	452	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P-1_001.res
19	492	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_001.res
20	558	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P1_001.res
21	701	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P2_001.res
22	869	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P3_001.res
23	761	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P4_001.res
24	603	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P5_001.res
25	641	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P-1_kE_001.res
26	566	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_kE_001.res
27	489	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P1_kE_001.res
28	443	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P2_kE_001.res
29	472	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P3_kE_001.res
30	435	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P4_kE_001.res
31	479	Andritz Hydro 31	ohne Interface	NSM_z336_P5_kE_001.res

## 10.2 Auflistung sämtlicher Auswerteparameter im Programmpaket ANSYS CFX

Die Mittelungen und Integrationen auf den Strömungsflächen werden in der folgenden Tabelle angegeben um Einsicht in die Auswertung zu gewährleisten.

Parameter	Beschreibung	Ausdruck CEL
Area	Strömungsfläche	Area()@ <Strömungsfläche>
u	Betrag der mittleren Koordinatensystem-Umdrehungsgeschwindigkeit	areaAve(Rotation Velocity)@<Strömungsfläche>
T	Temperatur	massFlowAve(T)@<Strömungsfläche>
k	spezifische turbulente Energie	massFlowAve(Turbulence Kinetic Energy)@<Strömungsfläche>
m	Massenstrom (massen- integraler Kennwert)	massFlow()@<Strömungsfläche>
V	Volumenstrom (flächen- integraler Kennwert)	areaInt_x(Velocity u)@<Strömungsfläche> + areaInt_y(Velocity v)@<Strömungsfläche> + areaInt_z(Velocity w)@<Strömungsfläche>
p/ρ	spezifischer Druck	massFlowAve(p/Density)@<Strömungsfläche>
g	spezifischer Druckgewinn	massFlowAve(Rotation Velocity X * Velocity in Stn Frame u + Rotation Velocity Y * Velocity in Stn Frame v + Rotation Velocity Z * Velocity in Stn Frame w)@<Strömungsfläche>
pg	Druckgewinnterm	I m/V I * g
p	statischer Druck	I m/V I * p/ρ
pd	dynamischer Druck	massFlowAve(0.5*(Velocity in Stn Frame)^2)@<Strömungsfläche>

Die Mittelungen und Integrationen auf den Wandflächen werden ebenfalls angegeben.

Parameter	Beschreibung	Ausdruck CEL
Area	Fläche	Area()@ <Fläche>
Tw	Wandtemperatur	areaAve( (Wall Heat Flux + Wall Heat Transfer Coefficient * Wall Adjacent Temperature) / Wall Heat Transfer Coefficient)@<Wandfläche>
q	Wandwärmestrom	areaInt(Wall Heat Flux)@<Wandfläche>
Tref <sub>γ</sub>	Referenztemperatur der Luft	areaAve(Wall Adjacent Temperature)@<Wandfläche>
hav <sub>γ</sub> *	mittlerer Wärmeübergangskoeffizient	areaAve(Wall Heat Transfer Coefficient)@<Wandfläche>
y+	dimensionsloser Wandabstand	areaAve(Yplus)@<Wandfläche>

Die in der Diplomarbeit vorkommenden weiteren Parameter werden durch die in den oben angeführten Tabellen definierten Parameter bestimmt.