

TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN

DIPLOMARBEIT

**CFD-Simulation von Lüftungskanälen:
Vergleich von OpenFOAM zu
kommerzieller Software**

ausgeführt am Institut für
Strömungsmechanik und Wärmeübertragung
an der Technischen Universität Wien
in Kooperation mit SIEMENS



SIEMENS

unter der Anleitung von
Dipl.-Ing.(FH) Dr. techn. Christian Schelander-Klopsch,
Projektass. Mag. Dr.rer.nat. Christiane Lechner
und
Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Mag.rer.nat. Dr.techn. Herbert Steinrück

von
Florian Schmidl
Birkengasse 77
A-3100 St. Pölten
Matrikelnummer: 1026616

Wien, November 2015

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird anhand eines Lüftungskanals ein Vergleich der CFD-Programme FLUENT und OpenFOAM durchgeführt. Während ersteres kommerziell vertrieben wird und deshalb Lizenzgebühren bezahlt werden müssen, ist letzteres ein frei erhältliches Open-source-Programm. Beide Programme dienen der Strömungsberechnung und lösen, basierend auf der Finite Volumen Methode, die partiellen Differentialgleichungen der Strömungsmechanik numerisch. Sowohl die zugrundeliegenden Gleichungen als auch die Finite Volumen Methode werden am Anfang dieser Arbeit kurz beschrieben.

Für die Modellierung der Turbulenz werden das Realizable- $k-\epsilon$ -Modell und das Menter- $k-\omega$ -SST-Modell verwendet. Während die Implementierung des Realizable- $k-\epsilon$ -Modell in beiden Programmen gleich durchgeführt ist, weist das $k-\omega$ -SST-Modell Unterschiede auf. Diese können jedoch größtenteils auf eine unterschiedliche Definition der Modellkonstanten zurückgeführt werden. Wenn die Standardeinstellungen für die Modellkonstanten unverändert bleiben, dann ist die einzige Abweichung in der Umsetzung dieses Modells, dass in FLUENT eine Low-Reynoldszahl-Korrektur vorgenommen wird.

Auch die verfügbare Wandbehandlung zwischen den beiden CFD-Programmen ist unterschiedlich. In FLUENT ist es unter anderem möglich ein Enhanced Walltreatment auszuwählen, welches verspricht, sowohl für Rechenetze mit voller Wandauflösung als auch für Netze für Wandfunktionen geeignet zu sein. Eine derartige Wandbehandlung steht in OpenFOAM nicht zur Verfügung, sondern dieses bietet Wandfunktionen, für welche der Mindestwandabstand von Standardwandfunktionen eingehalten werden muss. Daher werden alle Berechnungen mit dem Realizable- $k-\epsilon$ -Modell in FLUENT zu Vergleichszwecken auch mit Standardwandfunktionen durchgeführt. Die Vorgabe der Geschwindigkeit der wandnähesten Zellen erfolgt in OpenFOAM jedoch nicht direkt wie in FLUENT sondern über die turbulente Viskosität.

Die Berechnungen für den Vergleich werden am Lüftungskanal des Fahrzeugs Typ C2 der U-Bahn München durchgeführt. Dazu wurde zuerst ein T-Stück aus diesem Kanal separiert und zwei Netze erstellt, die sich durch die Wandverfeinerung unterscheiden. Die Einstellungen des feinen Netzes wurden bereits bei SIEMENS für die Simulation des Lüftungskanals verwendet. Beim groben Netz wurde der Wandabstand erhöht, sodass die Voraussetzung für die Gültigkeit der Wandfunktionen besser erfüllt ist. Die Massenstromaufteilung am T-Stück erfolgte zu gleichen Teilen, also symmetrisch. Die Ergebnisse wurden mit analytischen Literaturwerten für den Druckverlustbeiwert ζ und die Rohrreibungszahl λ verglichen. Das Resultat dieses Vergleichs ist, dass OpenFOAM am feinen Netz größere Schwankungen als alle FLUENT-Berechnungen aufweist. Am groben Netz stimmen die berechneten Druckverlustbeiwerte und Rohrreibungszahlen jedoch sehr gut überein. Es konnte aber eine große Abweichung zu den analytischen

Werten festgestellt werden, welche auf die komplexe Geometrie des Kanals und des T-Stücks zurückgeführt werden.

Zusätzlich wurde auch der Fall einer asymmetrischen Massenstromaufteilung am T-Stück simuliert. Dazu wurde eine Druckdifferenz zwischen den beiden Auslässen aufgebracht. Abermals wurden die Ergebnisse mit einer analytisch berechneten Lösung verglichen, für welche jedoch mangels entsprechender Literaturwerte vorausgesetzt werden musste, dass der Druckverlustbeiwert des T-Stück auch im asymmetrischen Aufteilungsfall auf beide Seiten hin ident und konstant ist. Das $k-\omega$ -SST-Modell in FLUENT und die Simulationen in OpenFOAM haben sowohl am feinen als auch am groben Netz ähnliche Massenstromaufteilungen zwischen den Auslasskanälen ergeben. Während die Berechnungen mit dem Realizable- $k-\epsilon$ -Modell in FLUENT am feinen Netz unabhängig von der Wandbehandlung von den übrigen Resultaten abwich, blieb dieser Unterschied am groben Netz nur für die Rechnung mit der Standardwandbehandlung bestehen. Alle numerischen Ergebnisse wichen stark von der analytischen Lösung ab, was darauf hindeutet, dass der Druckverlustbeiwert des T-Stücks von dem Verhältnis der Massenstromaufteilung abhängig ist.

Schlussendlich wurde der gesamte Lüftungskanal der U-Bahn München C2 gerechnet. Die darin verbauten Lochbleche, wurden als poröse Drucksprünge modelliert. Die entsprechende Randbedingung in OpenFOAM ermöglichte jedoch keine konvergente Lösung. Daher wurde der Quelltext einer artverwandten Randbedingung dahingehend editiert, dass der Drucksprung über die gesamte Lochblechfläche gemittelt wird. Dadurch konnten stabile Iterationen durchgeführt werden. Diese Randbedingung hat verglichen mit FLUENT sehr gute Ergebnisse ermöglicht, jedoch konnte nachgewiesen werden, dass der mittlere Drucksprung in OpenFOAM niedriger als in FLUENT ist.

Der Lüftungskanal wurde für zwei Lastfälle berechnet, den Heiz- und den Lüftungsfall. Im Heizfall, in welchem die Luft in den Fahrgastraum geblasen wird, traten nur geringe Unterschiede auf, die auf zu geringe Wandabstände und Ablösungen in OpenFOAM zurückgeführt werden konnten. Der Lüftungsfall hingegen, in welchem die Luft aus dem Fahrgastraum angesaugt wird, wies deutliche Unterschiede zwischen den Programmen auf. Der Druckverlust war in OpenFOAM höher. Auch dies konnte durch die unterschiedliche Ausprägung von Ablösegebieten erklärt werden.

Die generierten Lösungen wurden mit Messergebnissen verglichen. Es hat sich gezeigt, dass die numerischen Lösungen beider Programme im Heizfall stark vom Messergebnis für den Druckverlust abwichen und ähnliche Ergebnisse lieferten. Im Lüftungsfall hingegen lagen die mit OpenFOAM errechneten Druckverluste, für beide Turbulenzmodelle, insbesondere am groben Netz, näher am Messergebnis.

Um die Abweichung des Messergebnisses von den numerischen Resultaten im Heizfall zu erklären, wurde eine transiente Simulation des Realizable- $k-\epsilon$ -Modells mit Enhanced Walltreatment in FLUENT durchgeführt. Ein zeitlicher Einfluss auf den Druckverlust konnte dadurch nicht ausgeschlossen werden.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Motivation | 2 |
| 1.2 | Zielsetzung | 2 |
| 2 | Zugrundeliegende Gleichungen | 4 |
| 2.1 | Gleichungen der Kontinuumsmechanik | 5 |
| 2.1.1 | Kontinuitätsgleichung | 6 |
| 2.1.2 | Impulsgleichung | 6 |
| 2.1.3 | Poissongleichung | 7 |
| 2.2 | Reynoldsmittelung für turbulente Strömungen | 7 |
| 2.3 | Turbulenzmodelle | 10 |
| 2.3.1 | Realizable- k - ϵ -Modell | 12 |
| 2.3.2 | Menter-SST- k - ω -Modell | 14 |
| 2.4 | Numerische Methoden | 18 |
| 2.4.1 | Finite-Volumen-Methode | 18 |
| 2.4.2 | Poröser Drucksprung | 22 |
| 2.5 | Wandbehandlung | 25 |
| 3 | Vergleich von FLUENT mit OpenFOAM | 30 |
| 3.1 | T-Stück-Symmetrisch | 30 |
| 3.1.1 | Geometrie | 30 |
| 3.1.2 | Analytische Lösung | 31 |
| 3.1.3 | Umsetzung in den Programmen | 35 |
| 3.1.4 | Ergebnisse | 39 |
| 3.2 | T-Stück-Asymmetrisch | 49 |
| 3.2.1 | Analytische Lösung | 49 |
| 3.2.2 | Umsetzung in den Programmen | 51 |
| 3.2.3 | Ergebnisse | 52 |
| 3.3 | Lüftungskanal der UBMC2 | 57 |
| 3.3.1 | Geometrie | 57 |
| 3.3.2 | Messung | 59 |
| 3.3.3 | Umsetzung in den Programmen | 59 |
| 3.3.4 | Ergebnisse | 62 |
| 4 | Zusammenfassung und Ausblick | 78 |
| 4.1 | Zusammenfassung der Ergebnisse | 78 |
| 4.2 | Ausblick | 82 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 2.1 | Reynoldsmittelung | 9 |
| 2.2 | Wandgesetz | 27 |
| 3.1 | Geometrie T-Stück | 31 |
| 3.2 | Ersatzmodell T-Stück | 34 |
| 3.3 | T-Stück feines Netz | 36 |
| 3.4 | T-Stück grobes Netz | 36 |
| 3.5 | Rohrreibungszahlen für den Einlasskanal im symmetrischen Strömungsfall | 41 |
| 3.6 | Rohrreibungszahlen für den Auslasskanal im symmetrischen Strömungsfall | 42 |
| 3.7 | Druckverlustbeiwerte des T-Stücks im symmetrischen Strömungsfall . . . | 44 |
| 3.8 | Ergebnisse der Simulationen für das T-Stück am feinen Netz | 45 |
| 3.9 | Ergebnisse der Simulationen für das T-Stück am groben Netz | 47 |
| 3.10 | Druckverlustanteile für Rechengebiet des T-Stücks im symmetrischen Strömungsfall | 48 |
| 3.11 | Massenstromverhältnis zu Druckdifferenz für T-Stück im asymmetrischen Strömungsfall | 53 |
| 3.12 | Vergleich der Modelle in FLUENT am feinen Netz für asymmetrische Massentromaufteilung am T-Stück | 54 |
| 3.13 | Vergleich der Ergebnisse am groben Netz für asymmetrische Massentromaufteilung am T-Stück | 55 |
| 3.14 | Entwicklung des Totaldrucks für T-Stück bei steigender Druckdifferenz . | 56 |
| 3.15 | Geometrie des Lüftungskanals für UBMC2 | 58 |
| 3.16 | Fotografie der Adapterbox während der Messung des Lüftungskanals . . . | 60 |
| 3.17 | Messebenen für die Auswertung der numerischen Berechnungen des Lüftungskanals der UBMC2 | 63 |
| 3.18 | Massenstromaufteilung an den Auslässen für Heizfall | 64 |
| 3.19 | Kanaldruckverlust von UBMC2 für Heizfall | 65 |
| 3.20 | Unterteilung des Lüftungskanals in Abschnitte zur Berechnung der Druckverlustbeiwerte | 66 |
| 3.21 | Druckverlustbeiwerte der Kanalabschnitte für UBMC2 im Heizfall | 67 |
| 3.22 | Ablösegebiet in der Zuluftverteilung im Heizfall | 67 |
| 3.23 | y^* Werte an den äußeren Auslässen im Heizfall | 68 |
| 3.24 | Stromlinien in der Adapterbox im Heizfall | 69 |
| 3.25 | Zeitlicher Verlauf des Druckverlustbeiwerts im Lüftungskanal | 70 |
| 3.26 | Massenstromaufteilung in Kanal für UBMC2 im Lüftungsfall | 71 |
| 3.27 | Druckverlust in Kanal für UBMC2 im Lüftungsfall | 72 |
| 3.28 | Druckverlustbeiwerte für Kanalabschnitte von UBMC2 im Lüftungsfall . | 73 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.29 | Totaldruck in der Adapterbox für UBMC2 im Lüftungsfall | 74 |
| 3.30 | Wirbel am Auslass ohne Lochbleche im Lüftungsfall | 74 |
| 3.31 | Strömungsfeld an Auslässen mit Lochblechen für UBMC2 im Lüftungsfall | 75 |
| 3.32 | Drucksprung an den modellierten Lochblechen im Lüftungsfall | 76 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 2.1 | Modellkonstanten Realizable- k - ϵ -Modell | 14 |
| 2.2 | Modellkonstanten k - ω -SST-Modell | 16 |
| 3.1 | Druckverlustbeiwerte für T-Stücke | 32 |
| 3.2 | Wertetabelle für Druckrandbedingung für T-Stück-Asymmetrisch | 52 |

Nomenklatur

Lateinische Formelzeichen

| | |
|-----------------------|---|
| Δm | Dicke der porösen Membran |
| Δp_{12} | Druckdifferenz zwischen den Auslässen des T-Stücks in Pa |
| Δt | Zeitschrittweite in s |
| A | Flächenelement mit nach außen zeigendem Normalvektor in m^2 |
| a | allgemeine vektorielle Variable |
| b | allgemeiner Vektor |
| C | Matrix der Inertialverlust-Koeffizienten |
| D | Matrix der Darcy-Koeffizienten |
| n | Normalvektor auf eine Oberfläche |
| P | allgemeiner Tensor |
| R | allgemeiner Tensor |
| S | Tensor der mittleren Deformationsgeschwindigkeit in $\frac{1}{s}$ |
| T | allgemeiner Tensor |
| U | Geschwindigkeitsfeld in $\frac{m}{s}$ |
| x | Lagevektor |
| Kn | Knudsenzahl, dimensionslos |
| Re | Reynoldszahl, dimensionslos |
| Re* | Grenz-Reynoldszahl für das Enhanced Walltreatment in FLUENT |
| Re_y | turbulente Reynoldszahl an der Wand, dimensionslos |
| b | Breite in m |

| | |
|-------------|--|
| C_Z | Proportionalitätskonstante für allgemeine Turbulenzfeldgröße Z |
| C_{PJ} | Drucksprungkoeffizient der porösen Membran in $\frac{1}{m}$ |
| D | Rohrdurchmesser in m |
| d_H | hydraulischer Durchmesser in m |
| D_k | Diffusionsterm der turbulenten kinetischen Energie k |
| F | Ströme, Flüsse (engl. fluxes) |
| g | Erdbeschleunigung in $\frac{m}{s^2}$ |
| h | Höhe in m |
| k_{non-c} | Korrekturfaktor für Geometrieabweichung von Rohrdurchmessern, dimensionslos (non-c steht für non-circular) |
| L | Längenskala in m |
| P | Zellmittelpunkt P |
| p | statischer Druck in Pa |
| s | allgemeine skalare Größe |
| S_ψ | Quellterm der skalaren Feldgröße ψ |
| S_c | konstanter Anteil des Quellterms |
| S_k | Produktions- oder Quellterm der turbulenten kinetischen Energie k |
| S_l | linearer Anteil des Quellterms |
| T | Zeitintervall in s |
| t | Zeit in s |
| U | Umfang in m |
| u^* | Formulierung der dimensionslosen Geschwindigkeit über die turbulente kinetische Energie k |
| u^+ | dimensionslose Geschwindigkeit |
| u_τ | Wandschubspannungsgeschwindigkeit in $\frac{m}{s}$ |
| V | Volumen in m^3 |
| V_P | Kontrollvolumen um den Punkt P in m^3 |

x

| | |
|-------|--|
| W | charakteristische Geschwindigkeit U in $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ |
| w | mittlere Strömungsgeschwindigkeit in $\frac{\text{m}}{\text{s}}$ |
| x | Raumkoordinate in m |
| y | Raumkoordinate in m |
| y^* | Formulierung des dimensionslosen Wandabstands über die turbulente kinetische Energie k |
| y^+ | dimensionsloser Wandabstand |
| Z | allgemeine Turbulenzfeldgröße |
| z | Raumkoordinate in m |
| k | turbulente kinetische Energie in $\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$ |

Griechische Formelzeichen

| | |
|---------------------|---|
| δ | Kronecker-Delta |
| ϵ | Dissipation in $\frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}$ |
| η | Dynamische Viskosität in $\text{Pa} \cdot \text{s}$ |
| Γ_ψ | Diffusivität der skalaren Feldgröße ψ |
| κ | Von-Kármán-Konstante $\kappa = 0,41$, dimensionslos |
| λ | Rohrreibungszahl, dimensionslos |
| λ_F | Mittlere freie Weglänge in m |
| τ^{Re} | Reynoldsspannungstensor in Pa |
| μ | Massenstromverhältnis für T-Stück |
| ν | Kinematische Viskosität in $\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ |
| ν_T | turbulente Viskosität oder Wirbelviskosität in $\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ |
| ω | charakteristische Frequenz energietragender Wirbel oder turbulente Frequenz in $\frac{1}{\text{s}}$ |
| $\overline{\Omega}$ | mittlere Rotation des Strömungsfeldes in $\frac{1}{\text{s}}$ |
| ϕ | allgemeine Feldgröße |

| | |
|-----------|---|
| ψ | allgemeine skalare Feldgröße |
| ρ | Dichte in $\frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ |
| τ | Schubspannung in Pa |
| τ_T | turbulente Schubspannung in Pa |
| τ_v | viskose Schubspannung in Pa |
| τ_W | Wandschubspannung in Pa |
| θ | Permeabilität des porösen Mediums |
| φ | Volumenstrom in $\frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ |
| ξ | Geschwindigkeitsverhältnis für T-Stück |
| ζ | Druckverlustbeiwert, dimensionslos |

Indizes

| | |
|-----------------|--|
| f | Wert der Variable im Mittelpunkt der Seitenfläche eines Kontrollvolumens |
| N | Wert der Variable in den Nachbarpunkten N |
| n | Wert eines Vektors normal zu einer Oberfläche |
| P | Wert der Variable im Punkt P |
| x | Vektorkomponente in x -Richtung |
| y | Vektorkomponente in y -Richtung |
| z | Vektorkomponente in z -Richtung |
| <i>Auslass</i> | Wert der Größe am Auslass |
| <i>dyn</i> | dynamischer Wert der Feldgröße |
| <i>Einlass</i> | Wert der Größe am Einlass |
| <i>in</i> | Wert der Feldgröße an der Einlassöffnung |
| <i>out</i> | Wert der Feldgröße an der Auslassöffnung |
| <i>Rechteck</i> | Wert der Größe für ein Rechteck |
| <i>stat</i> | statischer Wert der Feldgröße |
| <i>tot</i> | Totalwert der Feldgröße |

v Verlust

Sonstige Formelzeichen

∇ Nabla-Operator $\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)^T$

$\bar{\phi}$ allgemeine gemittelte Größe

∂V Oberfläche des Volumens V in m^2

ϕ' allgemeine Schwankungsgröße

Abkürzungen

CFD Computational Fluid Dynamics

DNS Direkte Numerische Simulation

EWT Enhanced Walltreatment

FVM Finite Volumen Methode

OF OpenFOAM

RANS Reynolds-Averaged-Navier-Stokes

SST Shear Stress Transport

SWT Standardwandbehandlung (Standard Walltreatment)

UBMC2 U-Bahn München Typ C2

1 Einleitung

Die numerische Behandlung von strömungsmechanischen Problemen wird auch CFD (Computational Fluid Dynamics) genannt. Da analytische Lösungen stark idealisiert sind, können auf diese Weise komplexere Strömungen berechnet werden. Ein weiterer Vorteil ist, dass mithilfe von CFD auch solche Strömungen beschrieben werden können, bei denen eine experimentelle Untersuchung nicht möglich ist, da das strömende Fluid zum Beispiel zu heiß ist oder den Sensor chemisch angreift. Es kann aber auch sein, dass der Messsensor zu groß ist und damit Einfluss auf die zu messende Größe nimmt. Des Weiteren ist eine numerische Untersuchung oft kostengünstiger als eine experimentelle [1].

Die Lösung partieller Differentialgleichungen spielt zur Beschreibung von Strömungen eine wesentliche Rolle. Diese sind jedoch größten Teils nicht analytisch lösbar, weshalb numerische Näherungslösungen berechnet werden müssen. Hierzu werden die in den Differentialgleichungen vorkommenden Größen und Ableitungen durch deren Werte an bestimmten, diskreten Punkten in Raum und Zeit ersetzt. Damit werden die Differentialgleichungen durch ein algebraisches Gleichungssystem angenähert. Dieser Vorgang wird als Diskretisierung und die Art der Näherung wird als Diskretisierungsmethode bezeichnet. Durch das Lösen dieses Gleichungssystems wird eine Näherung der Werte der gesuchten Größen, wie Druck, Geschwindigkeit oder andere, an ebendiesen diskreten Punkten gewonnen, wobei die Genauigkeit der Lösung von der verwendeten Diskretisierungsmethode und deren Qualität abhängt. Das algebraische Gleichungssystem kann mit dem Computer gelöst werden [2].

Die numerischen Methoden zur Lösung von partiellen Differentialgleichungen wurden zwar bereits vor mehr als hundert Jahren entwickelt, konnten jedoch erst mit dem Fortschritt in der Computerentwicklung angewandt werden. Seit der Entwicklung der ersten Computer um 1950 konnte die Rechenleistung von damals bis heute von ein paar hundert Operationen in der Sekunde auf 10^{12} Gleitkommaoperationen pro Sekunde (FLOPS) gesteigert werden. Aber auch die speicherbaren Datenmengen haben sich stark erhöht. Somit hat der Rechnereinsatz die Auswertung von Strömungen effizienter und leichter gemacht [2]. Daher ist der Einfluss der Rechnerentwicklung auf die numerische Strömungsmechanik wesentlich [3].

Einige Beispiele für die Anwendung von CFD in den Naturwissenschaften sind die Berechnung von Strömungen in Gewässern und der Atmosphäre oder die Atmung sowie der Blutkreislauf von Lebewesen. Im Ingenieurwesen wird CFD unter anderem zur Auslegung und Optimierung von Bauteilen und Anlagen hinsichtlich Widerstand, Auftrieb, Wärmetransport, -leitung und -verlusten sowie Schadstoffverteilung genutzt [1].

Für die CFD-Berechnung gibt es viele Programme, die entweder kommerziell angeboten oder frei zur Verfügung gestellt werden. Ein Beispiel für ersteres ist FLUENT

der Firma Ansys und für letzteres OpenFOAM. Der Ablauf einer Simulation ist dabei immer der gleiche: Mit einem Preprocessor wird das Rechengitter erstellt und die für die Berechnung verwendeten Eingabeparameter, Randbedingungen und Modelle eingestellt. Der Strömungslöser oder Solver übernimmt die mit dem Preprocessor generierten Einstellungen und führt die Berechnung durch. Danach wird ein Postprocessor verwendet, um die gewonnenen Daten auszuwerten und graphisch aufzubereiten [1]. Diese einzelnen Schritte können mit einem Programmpaket oder mehreren unabhängigen Programmen durchgeführt werden.

1.1 Motivation

Das bisher bei SIEMENS verwendete Programm FLUENT ermöglicht die übersichtliche und gut beschriebene Bearbeitung von Strömungsproblemen. Der Programmcode ist aber nicht einsehbar. Die Einstellungen werden sowohl über graphische Elemente als auch über eine Befehlskonsole getroffen. Dies stellt zwar geringere Anforderungen an den Anwender und erleichtert die Bedienung, jedoch bleibt immer die Ungewissheit darüber, wie genau das Programm zu einem Ergebnis gelangt. Gewisse getroffene Voreinstellungen erlauben eine schnelle Problemlösung und verkürzen die Einarbeitungszeit, erhöhen andererseits allerdings die Gefahr, für spezielle Anwendungen zu absolut falschen Ergebnissen zu führen. Weil FLUENT ein kommerziell vertriebenes Programm ist, sind für die Nutzung jährlich Lizenzgebühren zu bezahlen. Diese Lizenzgebühren steigen pro CPU, die zur Berechnung verwendet werden soll. Da zur Steigerung der Rechengeschwindigkeit jedoch gerne parallel auf mehreren CPU's gerechnet wird, fallen dadurch hohe Kosten an.

Weil OpenFOAM ein frei erhältliches Open-Source-Programmpaket ist, bietet es nicht nur die Möglichkeit in den Programmcode Einblick zu nehmen, sondern auch diesen Code zu bearbeiten, adaptieren und zu verbessern. Dadurch kann genau nachvollzogen werden, wie das Programm arbeitet und die Lösungen berechnet werden. Außerdem ist eine Anpassung des Programms an die eigenen Bedürfnisse und Anforderungen durch Editieren des Codes möglich.

1.2 Zielsetzung

In dieser Arbeit werden die Strömungsberechnungsprogramme FLUENT und Open Source Field Operation and Manipulation (OpenFOAM) hinsichtlich der Genauigkeit der Ergebnisse unterschiedlicher Turbulenzmodelle miteinander verglichen. Als Maßstab für den Vergleich werden analytische Vergleichswerte oder Messwerte verwendet. Die in den Strömungen auftretende Turbulenz wird in beiden Programmen sowohl mit dem k - ϵ -Realizable- als auch mit dem k - ω -SST- Turbulenzmodell berechnet.

Die Wandbehandlung wird in FLUENT mit Enhanced-Wallfunctions umgesetzt. Eine derartige Wandbehandlung ist jedoch nicht in OpenFOAM implementiert, sodass hierfür Standardwandfunktionen für beide Turbulenzmodelle verwendet werden müssen.

Demnach unterscheidet sich die Wandbehandlung zwischen den beiden Programmen.

Da die Firma SIEMENS mit FLUENT bereits gute Genauigkeiten erreichen konnte, werden die Berechnungen ausgehend von bereits bestehenden Rechennetzen durchgeführt. Die auftretenden Abweichungen der Programme werden analysiert und das Rechenetz gegebenenfalls angepasst. Diese Anpassung erfolgt dahingehend, dass die Differenz zwischen den mit OpenFOAM und FLUENT gewonnenen Lösungen möglichst gering wird. Mit beiden Programmen sollen die analytischen Vergleichswerte oder die Messwerte möglichst genau wiedergegeben und auftretende Abweichungen begründet werden.

Die Berechnungen werden für Kanalströmungen durchgeführt. Unter diese fallen alle Strömungen in Rohr- und Kanalsystemen zum Zweck der Belüftung, Klimatisierung sowie des Heizens von Schienenfahrzeugen. Aufgrund der beengten Geometrie treten hierbei hohe Strömungsgeschwindigkeiten auf, um den benötigten Luftmassenstrom bereitstellen zu können. Ziel solcher Simulationen ist es den Lüftungskanal dahingehend anzupassen, dass eine optimale Luftumwälzung im Fahrgastraum bei möglichst geringer Geräuschbildung sichergestellt ist.

Sämtliche Simulationen werden dreidimensional, stationär, isotherm und unter Annahme der Inkompressibilität der Luft berechnet. Aufgrund der Komplexität der Geometrie werden diese hinsichtlich makroskopischer Parameter wie dem Druckverlust und dem Druckverlustbeiwert sowie den Massen- beziehungsweise Volumenströmen an den Auslassöffnungen verglichen, für welche die Messwerte vorliegen.

Die Netze wurden mit dem Programm SPIDER aus vorliegenden Geometriedaten erstellt und werden auch mit diesem Programm angepasst. Das Postprocessing wird mit CFD-Post durchgeführt.

2 Zugrundeliegende Gleichungen

Während der Simulation einer Strömung müssen algebraische Gleichungssysteme gelöst werden, welche durch die Diskretisierung der analytischen Gleichungen der Kontinuumsmechanik entstehen. Diese analytischen Gleichungen sollen im Folgenden angeführt und beschrieben werden. Danach werden die verwendeten Modelle beschrieben, welche auf diesen Grundgleichungen basieren.

In dieser Arbeit wird die Einstein'sche Summenkonvention benutzt. Diese besagt, dass doppelt vorkommende Indizes im selben Term summiert werden. Somit gilt für ein kartesisches (x, y, z) -Koordinatensystem

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad , \quad (2.1)$$

wobei u_x, u_y, u_z die Anteile des Geschwindigkeitsvektors \mathbf{U} in den Richtungen x, y, z sind.

In den Grundgleichungen kommen Tensoroperationen vor, welche nun kurz beschrieben werden sollen. Das innere Produkt \cdot zwischen zwei allgemeinen Vektoren \mathbf{a} und \mathbf{b} ,

$$s = \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = a_i b_i \quad , \quad (2.2)$$

ergibt einen Skalar s . Dieses innere Produkt ist zwischen einem Vektor \mathbf{a} und einem Tensor \mathbf{T} zweiter Stufe durch,

$$\mathbf{b} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{a} \quad , \quad (2.3)$$

wobei sich dieses dann über,

$$b_i = T_{ij} a_j \quad , \quad (2.4)$$

berechnet, sowie zwischen zwei allgemeinen Tensoren \mathbf{T} und \mathbf{R} p -ter beziehungsweise q -ter Stufe durch,

$$\mathbf{P} = P_{ij} = T_{ik} R_{kj} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{R} \quad , \quad (2.5)$$

definiert. Bei letzterem ergibt sich ein neuer Tensor \mathbf{P} von der Stufe $(p + q - 2)$. Wird das innere Produkt mit dem Nabla-Operator ∇ gebildet,

$$\nabla \cdot \quad , \quad (2.6)$$

so wird dies als Divergenz bezeichnet ([4], S.16).

Das innere Produkt zweier Nabla-Operatoren,

$$\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \quad , \quad (2.7)$$

ist der skalare Laplace-Operator ([5], S.652).

Des Weiteren gibt es auch das Tensor-Produkt. Wenn dieses zwischen zwei Vektoren gebildet wird, so ergibt sich der Tensor,

$$\mathbf{T} = T_{ij} = a_i b_j = \mathbf{a} \mathbf{b} \quad . \quad (2.8)$$

Das Tensor-Produkt zwischen einem Vektor und einem Tensor ergibt,

$$\mathbf{P} = P_{ijk} = a_i T_{jk} = \mathbf{a} \mathbf{T} \quad , \quad (2.9)$$

wobei sich dadurch ein Tensor dritter Stufe ergibt. Wird der Nabla-Operator ähnlich dem Tensor-Produkt auf eine tensorielle Größe der Stufe p angewandt, so ergibt sich ein Tensor der Stufe $(p+1)$. Diese Operation wird als Gradient bezeichnet. Dieser lässt sich für einen Vektor mit,

$$\nabla \mathbf{a} \quad , \quad (2.10)$$

anschreiben, wobei sich ein Tensor zweiter Stufe ergibt.

Die Operation $:$ bezeichnet das doppelte innere Produkt eines Tensors \mathbf{T} der Stufe p mit einem Tensor \mathbf{R} der Stufe q , wobei sich ein Tensor der Stufe $(p+q-4)$ ergibt. Sind \mathbf{T} und \mathbf{R} von zweiter Stufe ergibt sich,

$$s = \mathbf{T} : \mathbf{R} = T_{ij} R_{ij} \quad , \quad (2.11)$$

wobei s ein Skalar ist

Für weitere Tensoroperationen sei an dieser Stelle auf [4] verwiesen.

2.1 Gleichungen der Kontinuumsmechanik

Die molekulare Bewegung weist sehr kleine Zeit- und Längenskalen im Vergleich zu jenen des Menschen auf. Luft unter atmosphärischen Bedingungen zum Beispiel weist einen durchschnittlichen Molekülabstand von 3 Nanometern, eine mittlere freie Weglänge λ_F von 60 Nanometern und eine Durchschnittszeit zwischen aufeinanderfolgenden Zusammenstößen eines Moleküls von 0,1 Nanosekunden auf. Das Verhältnis der mittleren Weglänge λ_F zur auftretenden Längenskala L wird als Knudsenzahl Kn bezeichnet,

$$Kn = \frac{\lambda_F}{L} \quad . \quad (2.12)$$

Für $Kn \ll 1$ ist die Annahme der Kontinuumshypothese zulässig ([5], S.10-11). Diese nimmt an, dass ein Fluid als eine kontinuierliche Substanz aufgefasst werden kann [2]. Dadurch kann die Strömung anhand von makroskopischen Größen beschrieben werden, während Vorgänge auf molekularer Ebene nur über Diffusion berücksichtigt werden [3].

Es gibt zwei Arten der Beschreibung von Größen in den Koordinaten x , y und z des Raumes und der Zeit t . Die Eulersche Betrachtung definiert jede Größe an fixen Stellen im Raum, während die Lagrangesche Betrachtung die Strömung von einem Fluidteilchen

aus beschreibt. Die numerische Strömungsberechnung verwendet hauptsächlich die Eulersche Betrachtung, nur zur Beschreibung von in der Strömung mitgeführten Partikeln spielt die Lagrangesche Betrachtung eine Rolle ([3], S.26). Die verwendeten Gleichungen der Kontinuumsmechanik werden im Folgenden in differentieller Form dargestellt.

2.1.1 Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung beschreibt die Massenerhaltung,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad , \quad (2.13)$$

nach ([5], S. 14), wobei ρ die Dichte und \mathbf{U} das Geschwindigkeitsfeld bezeichnet.

Die Differenz zwischen dem in ein Volumen einströmenden und dem ausströmenden Massenstrom muss gleich der zeitlichen Massenänderung in diesem Volumen sein ([3], S. 43). Damit ist sichergestellt, dass keine Masse verschwinden kann. Bei konstanter Dichte ρ kann sich die Masse in einem konstanten Volumen nicht ändern, wodurch die zeitliche Massenänderung verschwindet. Dadurch vereinfacht sich die Gleichung für inkompressible Fluide zur Forderung nach Divergenz- beziehungsweise Quelfreiheit der Geschwindigkeit \mathbf{U} ,

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad , \quad (2.14)$$

nach ([5], S.15).

2.1.2 Impulsgleichung

Die Impulsgleichung setzt die Beschleunigung eines Fluidpartikels in Zusammenhang mit den durch das Fluid auf dieses Partikel wirkenden Flächen- und Volumenkräften. Die Gleichung basiert auf dem 2. Newton'schen Gesetz und lautet für ein Newton'sches Fluid in vektorieller Form,

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \underbrace{\nabla p}_{\text{Druckkräfte}} + \underbrace{\nu \nabla^2 \mathbf{U}}_{\text{Reibungskräfte}} \quad , \quad (2.15)$$

nach ([5], S.16-17).

Hierbei wurde vorausgesetzt, dass die Dichte ρ und die kinematische Viskosität ν des Fluids konstant sind. Diese Gleichungen werden auch als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet. Auf der rechten Seite der Gleichung stehen die auf das Fluidpartikel wirkenden Kräfte, wie Druck p und Reibung, während die linke Seite die Änderung und den Transport der Geschwindigkeit beschreibt.

2.1.3 Poissongleichung

Bei inkompressiblen Fluiden ist die Dichte unabhängig vom Druck, weshalb der Druck nicht aus einer Zustandsgleichung berechnet werden kann. Daher muss für diesen ein anderer Zusammenhang gefunden werden. Wenn die Divergenz der Navier-Stokes-Gleichungen für ein Newton'sches Fluid (2.15) gebildet wird, ohne dass Quellfreiheit vorausgesetzt wird, erhält man nach ([5], S.18),

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla - \nu \nabla^2\right) \nabla \cdot \mathbf{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla^2 p - \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} . \quad (2.16)$$

Mit der Forderung nach Quellfreiheit beziehungsweise der Ausnutzung der Kontinuitätsgleichung für inkompressible Fluide (2.14) muss die linke Seite der obigen Gleichung verschwinden. Nach Umformung bleibt die Beziehung,

$$\frac{1}{\rho} \nabla^2 p = -\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} , \quad (2.17)$$

übrig.

Dies ist die Poissongleichung ([5], S.18). Diese spielt eine wichtige Rolle in der iterativen Berechnung des Drucks p eines inkompressiblen Fluids.

2.2 Reynoldsmittelung für turbulente Strömungen

Die in 2.1 beschriebenen Navier-Stokes-Gleichungen sind in der Lage sämtliche Strömungen, unabhängig davon ob laminar oder turbulent, zu beschreiben. Die direkte Lösung dieser Gleichungen im Falle einer turbulenten Strömung wird Direkte Numerische Simulation (DNS) genannt, da keine Modellierung der Turbulenz notwendig ist. Hierfür muss das Rechenggebiet jedoch zeitlich und räumlich so fein aufgelöst werden, dass auch jene kleinsten Strukturen, wie z.B. Wirbel, in der Größenordnung der Kolmogoroff-Skalen wiedergegeben werden. Der dafür notwendige Speicherplatzaufwand kann mit der Reynoldszahl,

$$\text{Re} = \frac{WL}{\nu} , \quad (2.18)$$

abgeschätzt werden und erhöht sich mit $\text{Re}^{\frac{9}{4}}$ ([3], S.161-166). In Gleichung (2.18) bezeichnet W die charakterische Geschwindigkeit, L die charakterische Längenskala und ν die kinematische Viskosität. Die Reynoldszahl beschreibt das Verhältnis zwischen Trägheits- und Reibungskräften ([3], S.33). Dadurch nimmt die Rechenzeit für die technische Anwendung inakzeptabel stark zu. Abhilfe schaffen die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS, Reynolds-averaged Navier-Stokes Equations ([3], S.166)), welche die Rechenzeiten auf ein annehmbares Niveau senken und dabei die Physik mit ausreichender Genauigkeit reproduzieren ([6], S.32).

Um zu den RANS-Gleichungen zu gelangen werden alle in der Berechnung vorkommenden Größen, im Folgenden allgemein als $\phi(x_i, t)$ bezeichnet, in einen gemittelten

Anteil $\bar{\phi}$ und einen Schwankungsanteil $\phi'(x_i, t)$ um diesen Mittelwert nach ([2], S.345) aufgespalten,

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad . \quad (2.19)$$

Die Schwankungen werden auch als Fluktuationen bezeichnet. Die Variable ϕ ist abhängig vom Ort x_i , in kartesischen Koordinaten wäre das (x, y, z) , und von der Zeit t . Für statistisch stationäre Strömungen erhält man $\bar{\phi}(x_i)$ durch zeitliche Mittelung über das Intervall T ,

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt \quad , \quad (2.20)$$

nach ([2], S.345).

Dadurch geht die zeitliche Abhängigkeit verloren. Die Größe des Intervalls T muss, verglichen mit der charakteristischen Zeitskala der Schwankungen, groß sein, um vom Zeitpunkt des Beginns der Mittelung unabhängig zu sein ([2] S.345). Nach dieser Definition bewirkt die Mittelung der Fluktuationen, dass diese verschwinden ($\overline{\phi'} = 0$) ([2], S.346).

Falls die Strömung instationär, das heißt zeitlich veränderlich ist, muss die Zeitabhängigkeit von $\bar{\phi}$ erhalten bleiben. Daher werden solche Strömungen nicht zeitlich- sondern ensemble-gemittelt. Die Ensemblemittelung ist dabei nach ([2], S.345) durch,

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n(x_i, t) \quad , \quad (2.21)$$

definiert.

In dieser Gleichung bezeichnet N die Ensemblemitgliederanzahl. Diese muss ausreichend groß sein, damit die Schwankungseffekte beseitigt werden. Die Ensemblemittelung ist für alle Strömungen möglich ([2], S.345). Ein Ensemble setzt sich aus den N Werten der Größe $\phi_n(x_i, t)$ an einer bestimmten räumlichen Position zusammen. Dabei ist N als die Anzahl der Messungen für ein wiederholbares Experiment zu verstehen. $\phi_n(x_i, t)$ ist der Wert der Größe für die n -te Messung an der Stelle x_i zum Zeitpunkt t . Die Zufallsvariablen ϕ_n sind unabhängig und gleichmäßig verteilt ([5], S.61). Die eben beschriebenen Mittelungen werden als Reynolds-Mittelung bezeichnet und sind in Abbildung 2.1 dargestellt ([2], S.345).

Da in dieser Arbeit nur stationäre Strömungen behandelt werden, wird im Weiteren die Reynoldsmittelung nach Gleichung (2.20) angewendet. Wird der Ansatz (2.19) in die Navier-Stokes-Gleichungen (2.15) sowie in die inkompressible Kontinuitätsgleichung (2.14) eingesetzt und die Reynoldsmittelung auf diese Gleichungen angewandt, ergeben sich daraus die Reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS-Gleichungen). Wird die Indexschreibweise für ein kartesisches Koordinatensystem verwendet, so lauten die RANS-Gleichungen,

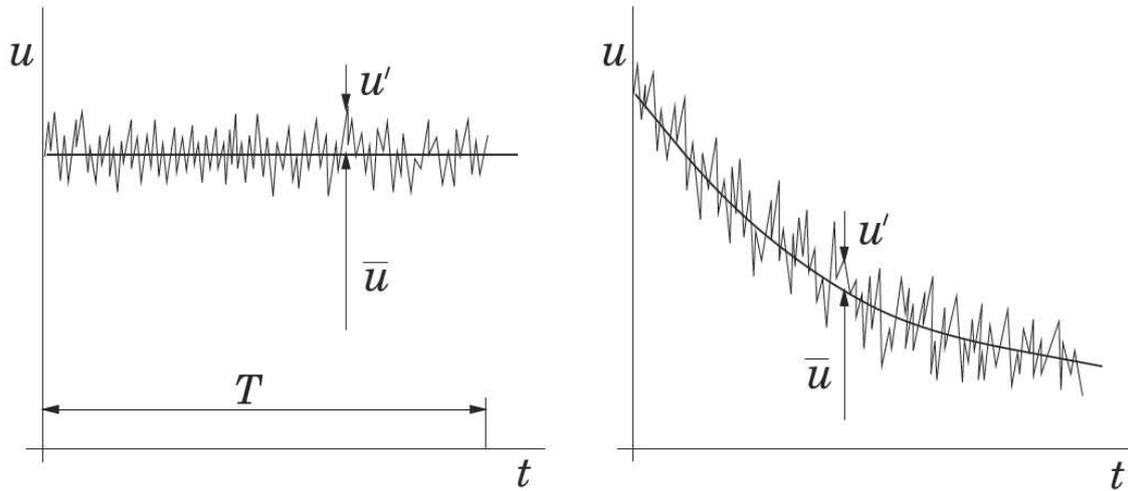


Abbildung 2.1: Zeitmittelung einer statistisch stationären Strömung (links) sowie Ensemblemittelung einer instationären Strömung (rechts) ([2] S.345)

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad , \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i u_j + \overline{u'_i u'_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad , \quad (2.23)$$

nach ([2], S.346).

Durch den Vergleich von Gleichung (2.23) mit Gleichung (2.15) fällt auf, dass infolge der Mittelung die zusätzlichen Terme $\overline{u'_i u'_j}$ auftreten. Werden diese Terme mit ρ multipliziert und auf die rechte Seite der Gleichung gebracht, erhält man,

$$\tau_{ij}^{Re} = -\rho \overline{u'_i u'_j} \quad , \quad (2.24)$$

die sogenannten turbulenten- oder Reynolds-Spannungen ([3], S.168).

Die Reynolds-Spannungen sind die Komponenten des Reynoldsspannungstensors ([1], S.147). Aufgrund der Vertauschbarkeit der Komponenten ($\overline{u'_i u'_j} = \overline{u'_j u'_i}$) enthält dieser Tensor 6 verschiedene Reynolds-Spannungen und lässt sich in Matrixschreibweise,

$$\tau^{Re} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u'_1 u'_1} & \overline{u'_1 u'_2} & \overline{u'_1 u'_3} \\ \overline{u'_2 u'_1} & \overline{u'_2 u'_2} & \overline{u'_2 u'_3} \\ \overline{u'_3 u'_1} & \overline{u'_3 u'_2} & \overline{u'_3 u'_3} \end{bmatrix} \quad , \quad (2.25)$$

darstellen ([3], S.168).

Das Gleichungssystem ist wegen der 6 unbekanntnen Reynoldsspannungen nicht mehr geschlossen, da nun die Anzahl der Unbekannten größer als jene der zur Verfügung stehenden Gleichungen ist. Das Herleiten von exakten Gleichungen für die Reynolds-Spannungen ist möglich, bringt aber das Problem mit sich, dass diese Gleichungen weitere

Korrelationen höherer Ordnung beinhalten, welche unbekannt sind. Es ist daher nicht möglich, durch Herleitung von exakten Gleichungen das System zu schließen. Dieses Problem wird auch Schließungsproblem genannt. Um dennoch zu einer Lösung gelangen zu können, sind Turbulenzmodelle notwendig, die das System durch Modellnäherungen schließen ([2], S.346f). Im Folgenden wird τ auf die Dichte ρ bezogen, sodass $\tau_{ij}^{Re} = -\overline{u_i' u_j'}$, da nur inkompressible Strömungen betrachtet werden. Eine spezielle Gleichung lässt sich für die Spur des Tenors τ^{Re} angeben, nämlich jene der turbulenten kinetischen Energie k . Mathematisch lässt sich die Definition von k als,

$$k = \frac{1}{2} \text{Sp}(\tau^{Re}) = \frac{1}{2} \overline{(u_i')^2} \quad , \quad (2.26)$$

anschreiben als ([1], S.132).

Somit folgt für die stationäre Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie k in exakter Form,

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_j k}) = \underbrace{-\rho \tau_{ij}^{Re} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{S_k} - \underbrace{\eta \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j}}_{\epsilon} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial k}{\partial x_j} - \rho \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} - \overline{p' u_j'} \right)}_{D_k} \quad , \quad (2.27)$$

nach ([1], S.139).

In dieser Transportgleichung wurde die dynamische Viskosität η verwendet, welche durch die Beziehung,

$$\eta = \nu \rho \quad , \quad (2.28)$$

mit der kinematischen Viskosität ν zusammenhängt. Des Weiteren wurden die Terme der rechten Seite in Gleichung (2.27) mit S_k für Produktion, ϵ für die Dissipation und D_k für Diffusion benannt. Während die Produktion aus bereits bekannten Strömungsparametern berechnet werden kann, enthalten die Terme der Dissipation und Diffusion unbekannte Korrelationen. Diese Gleichung spielt eine besondere Rolle in den Modellgleichungen der Turbulenzmodelle ([1], S.140).

2.3 Turbulenzmodelle

Zur Lösung des in Abschnitt 2.2 beschriebenen Schließungsproblems wurde eine Vielzahl an Turbulenzmodellen entwickelt. Zur Modellierung der Reynolds-Spannungen gibt es zwei grundsätzliche Ansätze:

- Wirbelviskositätsmodelle und
- Reynoldsspannungsmodelle.

Wirbelviskositätsmodelle verwenden die Annahme, dass die Reynoldsspannungen ähnlich wie die viskosen Spannungen proportional zum Verzerrungsratentensor der mittleren Geschwindigkeit sind, weshalb der Reynoldsspannungstensor analog modelliert wird. Hierzu wird der Ansatz,

$$\tau_{ij}^{Re} = \nu_T \overline{2S_{ij}} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad , \quad (2.29)$$

mit

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad , \quad (2.30)$$

verwendet, welcher Boussinesq-Ansatz genannt wird, wobei ν_T die Wirbelviskosität und k die turbulente kinetische Energie sind. \mathbf{S} ist der Tensor der mittleren Deformationsgeschwindigkeit. Dieser Ansatz vereinfacht das Schließungsproblem dahingehend, dass nun nur noch zwei unbekannte Größen, nämlich ν_T und k , anstatt von 6 unbekanntem Reynoldsspannungen zu bestimmen sind, und modelliert werden müssen ([1], S.140-141). Die Art der Modellierung dieser Terme ist unterschiedlich und die Modelle lassen sich in drei Gruppen aufteilen:

- *Null-Gleichungsmodelle* kommen ohne die Verwendung einer Differentialgleichung für den Transport von Turbulenzgrößen aus. Stattdessen wird die Wirbelviskosität durch eine algebraische Beziehung beschrieben. Das Baldwin-Lomax-Modell ist ein Beispiel für ein Null-Gleichungsmodell ([6], S.33).
- *Ein-Gleichungsmodelle* nutzen eine Differentialgleichung, um den Transport der turbulenten kinetischen Energie k wiederzugeben. Die Wirbelviskosität wird mithilfe dieser k Gleichung bestimmt. Ein Beispiel für diese Ein-Gleichungsmodelle ist das Spalart-Allmaras-Modell ([6], S.33).
- *Zwei-Gleichungsmodelle* verwenden zwei Differentialgleichungen, aus welchen die Wirbelviskosität berechnet wird ([6], S.33). Mit den Transportgleichungen werden mittlere Turbulenzgrößen beschrieben. Beispiele für solche Größen sind die turbulente kinetische Energie k und die Dissipation ϵ ([1], S.141). Meist wird die k -Gleichung als erste Gleichung verwendet. Aus der Kombination von k und ϵ können jedoch mit der Formel,

$$Z = C_Z k^p \epsilon^q \quad , \quad (2.31)$$

beliebig viele weitere turbulente Größen gebildet werden, indem p und q variiert werden und die Modellkonstante C_Z angepasst wird. Für diese lassen sich wieder Transportgleichungen finden, welche dann die zweite Gleichung darstellen ([5], S.383-385). Eine Tabelle mit Beispielen für nach Gleichung (2.31) gebildete Turbulenzgrößen samt deren Werte für C_Z , p und q findet sich in ([5], S.384). Einige Vertreter für die Zwei-Gleichungsmodelle sind die k - ϵ -Modelle (Standard-, RNG-, Realizable- k - ϵ -Modell) oder die k - ω -Modelle ([1], S.142).

Der zweite Ansatz, jener der Reynoldsspannungsmodelle, beruht auf der Berechnung jeder Komponente des Reynoldsspannungstensors. Durch die volle Beschreibung des Tensors bleibt die Anisotropie der Turbulenz erhalten ([6], S.33). Die Gleichungen für den Transport der Reynoldsspannungen τ_{ij}^{Re} finden sich in ([1], S.139). Für den Vergleich von FLUENT mit OpenFOAM werden in dieser Arbeit nur zwei Modelle verwendet, nämlich das k - ϵ -Realizable-Modell und das k - ω -SST-Modell. Beides sind Zwei-Gleichungsmodelle.

2.3.1 Realizable- k - ϵ -Modell

Das Realizable- k - ϵ -Modell baut auf dem Standard- k - ϵ -Modell auf, jedoch werden die Gleichungen für ϵ und ν_T modifiziert, sodass nun einige Modellkonstanten veränderlich sind. Daher ist es ein Turbulenzmodell für hohe Reynoldszahlen. Die k -Gleichung ist dieselbe wie beim Standard- k - ϵ -Modell und lautet

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j k}) = \underbrace{-\nu_T (\overline{S_{ij}})^2}_{S_k} - \epsilon + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_{D_k}, \quad (2.32)$$

nach ([1], S.143-145). In dieser Gleichung beschreibt S_k die Produktion und D_k die Diffusion der turbulenten kinetischen Energie k .

Beim Vergleich der modellierten k -Gleichung (2.32) mit der exakten k -Gleichung (2.27) wird ersichtlich, wie die einzelnen Terme modelliert worden sind. Der in der Gleichung (2.27) vorkommende Term der Druck-Geschwindigkeitskorrelation wird in der modellierten Gleichung vernachlässigt, da,

$$\frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} \gg \overline{p' u_j'} \quad (2.33)$$

angenommen wird. Die Approximation der Dreifachkorrelation der Geschwindigkeit erfolgt gemäß dem Boussinesq-Ansatz (2.29), sodass,

$$\frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} = -\frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}, \quad (2.34)$$

gilt ([1], S.142-143).

Die Gleichung der Dissipation ϵ lautet für das Realizable- k - ϵ -Turbulenzmodell unter Vernachlässigung von Auftriebseffekten für inkompressible, stationäre Strömungen,

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j \epsilon}) = C_1 S \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] - C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}}, \quad (2.35)$$

nach ([7], S.55).

Die Konstante C_1 in Gleichung (2.35) wird über die Beziehung,

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\tilde{\eta}}{\tilde{\eta} + 5} \right], \quad (2.36)$$

mit

$$\tilde{\eta} = S \frac{k}{\epsilon}, S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad , \quad (2.37)$$

angepasst. Die Modellierung der Wirbelviskosität ν_T erfolgt nach ([1], S.145) über die Gleichung,

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad , \quad (2.38)$$

welche auch im Standard- k - ϵ -Modell verwendet wird. Diese Gleichung ist von der Form der Gleichung (2.31), mit $C_Z = C_\mu$, $p = 2$ und $q = -1$ ([5], S.384). Jedoch ist die Größe C_μ im Realizable- k - ϵ -Modell nicht mehr konstant, sondern wird mit,

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_S \frac{k\sqrt{S_{ij}S_{ij} + \overline{\Omega_{ij}}\overline{\Omega_{ij}}}}{\epsilon}} \quad , \quad (2.39)$$

berechnet, wobei

$$\overline{\Omega_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad , \quad (2.40)$$

die mittlere Rotation des Strömungsfeldes beschreibt. A_0 ist eine Modellkonstante ([1], S.145). A_S ist abhängig von S_{ij} und berechnet sich mit,

$$A_S = \sqrt{6} \cos(\Phi) \quad , \quad (2.41)$$

worin Φ über,

$$\Phi = \frac{1}{3} \arccos \left(\sqrt{6} \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\sqrt{S_{ij}S_{ij}^3}} \right) \quad (2.42)$$

bestimmt wird ([7], S.57).

In Tabelle 2.1 sind die Werte der Modellkonstanten des Realizable- k - ϵ -Modells aufgelistet, wie sie in FLUENT und OpenFOAM unter Standardeinstellungen verwendet werden. Die Konstanten $C_{1\epsilon}$ und C_μ seien hier nur der Vollständigkeit wegen aufgelistet. $C_{1\epsilon}$ kommt in der ϵ -Gleichung im Term der Produktion zufolge des Auftriebs vor. Schwerkrafteinflüsse werden jedoch in den durchgeführten Berechnungen vernachlässigt. C_μ wird in OpenFOAM zwar als Modellkonstante aufgelistet, findet jedoch im Programmcode keine Anwendung, da diese Größe im Realizable-Modell nach Gleichung (2.39) berechnet wird. Die einzige Konstante, die zwischen den beiden Programmen abweicht, ist A_0 .

Das Realizable- k - ϵ -Modell ermöglicht in einigen Fällen, wie zum Beispiel an Staupunkten bessere, physikalisch korrektere Turbulenzwerte als andere Turbulenzmodelle. Darauf bezieht sich auch der Ausdruck „realizable“ (dt. realisierbar, erfüllbar) ([1], S.145). Das Realizable- k - ϵ -Turbulenzmodell ist ausführlich für eine große Anzahl von Strömungen überprüft worden, unter anderem für Kanal-, Grenzschicht- und abgelöste Strömungen,

| Konstante | Fluent | OpenFoam |
|-------------------|--------|----------|
| A_0 | 4,04 | 4,0 |
| $C_{1\epsilon}$ | 1,44 | - |
| C_2 | 1,9 | 1,9 |
| σ_k | 1,0 | 1,0 |
| σ_ϵ | 1,2 | 1,2 |
| C_μ | - | 0,09 |

Tabelle 2.1: Vergleich der Standard-Modellkonstanten zwischen FLUENT ([7], S.57) und OpenFOAM [8] für Realizable- k - ϵ -Modell

und es liefert bedeutend bessere Ergebnisse als das Standard- k - ϵ -Modell ([7], S.56, siehe dort Quellen [181] und [346]).

2.3.2 Menter-SST- k - ω -Modell

Die k - ω -Modelle verwenden statt der ϵ -Gleichung jene für die charakteristische Frequenz ω von energietragenden Wirbeln ([1], S.145). Die Definition der Größe ω folgt ebenfalls mit Gleichung (2.31), sodass mit $C_Z = 1$, $p = -1$ und $q = 1$,

$$\omega = \frac{\epsilon}{k} \quad , \quad (2.43)$$

gilt ([5], S.384).

In CFD-Programmen wie FLUENT und OpenFOAM wird die charakteristische Frequenz jedoch oft mit $C_Z = \frac{1}{\beta^*}$ definiert, womit sich,

$$\omega = \frac{\epsilon}{k\beta_\infty^*} \quad , \quad (2.44)$$

ergibt.

Das Wilcox- k - ω -Modell (=Standard k - ω -Modell) liefert gegenüber dem Standard- k - ϵ -Modell ein signifikant besseres Ergebnis nahe festen Wänden, wodurch auch das mittlere Strömungsfeld besser abgebildet wird. Jedoch nimmt die Güte der Modellierung im Bereich der freien Außenströmung wesentlich ab und ist dort schlechter als im Standard- k - ϵ -Modell ([1], S.145). Daher entwickelte Menter das SST- k - ω -Modell (SST steht für Shear-Stress-Transport), welches die Vorzüge des k - ω -Modells in Wandnähe mit jenen des k - ϵ -Modells im Außenbereich vereint. Hierfür wird das k - ϵ -Modell in eine k - ω -Formulierung abgeändert. Die Umsetzung erfolgt, indem sowohl das k - ω -Modell als auch das konvertierte k - ϵ -Modell mit einer Mischfunktion multipliziert und beide anschließend addiert werden. Diese Mischfunktion ist so beschaffen, dass sie in wandnahen Regionen den Wert 1 und entfernt von Oberflächen den Wert 0 ergibt ([7], S.67) und wird in [9] mit,

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad , \quad (2.45)$$

angegeben.

Die stationäre k -Gleichung des SST- k - ω -Modells lautet entsprechend [9],

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = S_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] , \quad (2.46)$$

wobei,

$$S_k = \min\left(\tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}, 10\beta^* k \omega\right) , \quad (2.47)$$

ist, mit τ_{ij} nach Gleichung (2.29). Die Größe σ_k wird mit der Mischfunktion in Gleichung (2.45) berechnet, sodass $\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2}$ gilt. Bei den Größen σ_{k1} , σ_{k2} und β^* handelt es sich um Modellkonstanten [9]. Die Transportgleichung für die turbulente Frequenz ω lautet nun für eine stationäre, inkompressible Strömung,

$$\overline{u_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} , \quad (2.48)$$

nach [9].

Analog zur Gleichung (2.46) werden σ_ω und α sowie β mithilfe der Mischfunktion (2.45) berechnet, nur dass hierfür die Konstanten $\sigma_{\omega 1}$ und $\sigma_{\omega 2}$ beziehungsweise α_1 und α_2 sowie β_1 und β_2 verwendet werden. Die im Produktionsterm vorkommende Größe S in Gleichung (2.48) ist als $S = \sqrt{S_{ij} S_{ji}}$ definiert, wobei S_{ij} nach Gleichung (2.30) zu verwenden ist [9]. Die Wirbelviskosität ist im Menter-SST- k - ω -Modell nach der Gleichung,

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} , \quad (2.49)$$

definiert [9].

Die Formulierungen der Funktionen F_1 und F_2 , die in den Gleichungen (2.45), (2.48) und (2.49) vorkommen, lauten nach [9],

$$F_1 = \left[\left[\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta_\infty^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \right]^4 \right] , \quad (2.50)$$

mit,

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) , \quad (2.51)$$

sowie,

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta_\infty^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] . \quad (2.52)$$

In Tabelle 2.2 findet sich ein Vergleich der Modellkonstanten zwischen FLUENT und OpenFOAM. Für den Vergleich wurden jene Namen der Konstanten verwendet, wie sie auch in den Programmen Verwendung finden, wobei bei Namensgleichheit die Schreibweise aus [7] verwendet wurde.

| Konstante | Fluent | OpenFoam |
|---------------------|--------|---------------|
| alphaK1 | - | 0,85 |
| alphaK2 | - | 1,0 |
| σ_{k1} | 1,176 | - |
| σ_{k2} | 1,0 | - |
| alphaOmega1 | - | 0,5 |
| alphaOmega2 | - | 0,856 |
| $\sigma_{\omega1}$ | 2,0 | - |
| $\sigma_{\omega2}$ | 1,168 | - |
| α_{∞} | 0,52 | - |
| α_{∞}^* | 1,0 | - |
| $\beta_{i,1}$ | 0,075 | 0,075 |
| $\beta_{i,2}$ | 0,0828 | 0,0828 |
| β_{∞}^* | 0,09 | 0,09 |
| gamma1 | - | $\frac{5}{9}$ |
| gamma2 | - | 0,44 |
| a_1 | 0,31 | 0,31 |
| b1 | - | 1,0 |
| c1 | - | 10,0 |
| F3 | - | no |

Tabelle 2.2: Vergleich der Standard-Modellkonstanten zwischen FLUENT ([7], S.71) und OpenFOAM [10] für das Menter- k - ω -SST-Modell

Es fällt auf, dass sich die Konstanten in Tabelle 2.2 nicht nur namentlich, sondern auch bezüglich der Werte unterscheiden. Dies liegt an teilweise unterschiedlichen Formulierungen der Gleichungen, die im Folgenden angeführt werden, jedoch im Grunde in beiden Programmen äquivalent sind:

- Die Konstanten **alphaK1** und **alphaK2** in OpenFOAM sind äquivalent zu σ_{k1} und σ_{k2} in FLUENT. Denn während in OpenFOAM die Mischfunktion nach (2.45) verwendet wird, nutzt FLUENT unter Berücksichtigung der FLUENT-Transportgleichung für k nach ([7], S.65-66) und Anpassung an die k -Gleichung (2.46) die Formulierung,

$$\sigma_k = \frac{F_1}{\sigma_{k1}} + \frac{(1 - F_1)}{\sigma_{k2}} \quad . \quad (2.53)$$

Durch den Vergleich der Gleichung (2.45) mit Gleichung (2.53) kann gefolgert werden, dass **alphaK1** = $\frac{1}{\sigma_{k1}}$ und **alphaK2** = $\frac{1}{\sigma_{k2}}$ gilt. Wird dieser Zusammenhang auf die entsprechenden Größen in Tabelle 2.2 angewendet, ergeben sich diesselben Werte.

- Analog folgt die Äquivalenz von `alphaOmega1` sowie `alphaOmega2` in OpenFOAM mit σ_{ω_1} und σ_{ω_2} in FLUENT. Hierzu müssen nur die σ_k 's in Gleichung 2.53 durch σ_{ω} 's ersetzt werden. Somit gilt, dass `alphaOmega1` = $\frac{1}{\sigma_{\omega_1}}$ und `alphaOmega2` = $\frac{1}{\sigma_{\omega_2}}$ ist.
- Die Modellkonstanten $\beta_{i,1}$ und $\beta_{i,2}$ werden in FLUENT auch zur Berechnung von $\alpha_{\infty,1}$ und $\alpha_{\infty,2}$ über die Formel,

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega_1} \sqrt{\beta_{\infty}^*}} \quad , \quad (2.54)$$

verwendet, worin $\kappa = 0,41$ die Von-Kármán-Konstante ist. Durch Austauschen des Index 1 durch Index 2 in Gleichung (2.54) erhält man die entsprechende Gleichung für $\alpha_{\infty,2}$ ([7], S.70). Im Programm-Code ([11]) von OpenFOAM findet sich in Zeile 432 die Funktion `gamma(F1)`, welche in der ω -Gleichung Anwendung findet und nach ([10]) die Mischfunktion für die Konstanten `gamma1` sowie `gamma2` ist. Durch Vergleich der in [11] implementierten ω -Gleichung und Gleichung (2.48) lässt sich feststellen, dass `gamma(F1)` α entspricht. Daraus folgt die Äquivalenz von `gamma1` und `gamma2` mit $\alpha_{\infty,1}$ und $\alpha_{\infty,2}$, welche sich auch durch Einsetzen der Werte bestätigen lässt.

Dies hat jedoch zur Folge, dass eine Änderung der Konstanten in Gleichung (2.54) in FLUENT eine automatische Anpassung der Werte $\alpha_{\infty,1}$ und $\alpha_{\infty,2}$ bewirkt, während dieselbe Änderung in OpenFOAM aufgrund des Verzichts auf Gleichung (2.54), die zusätzliche manuelle Anpassung von `gamma1` und `gamma2` erfordert. Dadurch entsteht eine vermeidbare Fehlerquelle in OpenFOAM.

- Die Konstanten α_{∞} und α_{∞}^* finden in FLUENT Anwendung zur Berechnung der Größe α^* , welche in die Formel zur Berechnung der Wirbelviskosität ν_T eingeht und diese zum Zwecke einer Korrektur bei niedrigen Reynoldszahlen dämpft ([7] S.62-68). Auf eine entsprechende Korrektur wird in OpenFOAM verzichtet, weshalb es keine entsprechenden Konstanten gibt.
- Bei der Konstante `F3` in Tabelle 2.2 handelt es sich um einen logischen Wert, der in OpenFOAM als Schalter für eine Anpassung der Funktion F_2 dient. Ist dieser Wert wahr, so wird die Funktion F_2 zusätzlich mit der Funktion,

$$\text{F3}() = 1 - \tanh \left(\left(\min \left(\frac{150\nu}{\omega y^2}, 10 \right) \right)^4 \right) \quad , \quad (2.55)$$

multipliziert. Zusammen formen beide die neue Funktion `f23()`, die nun anstelle der Funktion F_2 verwendet wird.

- Die OpenFOAM-Konstante `b1` in Tabelle 2.2 findet Anwendung in der Gleichung der Wirbelviskosität und zwar in der Maximal-Bedingung als Multiplikator für SF_2 . Da der Wert von `b1` Standardmäßig auf 1 gesetzt ist hat er daher keine weiteren Auswirkungen auf die durchgeführten Berechnungen.

- In OpenFOAM wird die Modellkonstante c_1 aus Tabelle 2.2 sowohl für die Modellierung der Produktion der turbulenten kinetischen Energie k als auch für die Produktion der charakteristischen Frequenz verwendet. Während in Gleichung (2.47) im rechten Term der Minimumbedingung der Faktor 10 explizit angeschrieben ist, wird dieser in OpenFOAM durch c_1 ersetzt, wodurch dieser Wert bequem variiert werden kann.

Demnach ist der einzige wirkliche Unterschied der beiden Modelle, dass in FLUENT noch eine Korrektur der Wirbelviskosität bei niedrigen Reynoldszahlen vorgenommen wird. Jedoch ist die Kenntnis der unterschiedlichen Modellkonstanten sowie deren Anwendung sehr wichtig für den Fall, dass diese Parameter angepasst werden.

2.4 Numerische Methoden

Die in den Abschnitten 2.1 und 2.3 beschriebenen Gleichungen müssen numerisch gelöst werden. Dazu ist die Diskretisierung der Gleichungen notwendig, auf welche im folgenden eingegangen wird. Sowohl in FLUENT als auch in OpenFOAM wird hierfür die Finite-Volumen-Methode verwendet. Danach wird auf die Modellierung der Lochbleche eingegangen, die im Lüftungskanal der Münchner U-Bahn für eine Vergleichmäßigung des Luftmassenstromes sorgen. Ohne diese Lochbleche würde die Luft an den Auslässen, die dem Gebläse am nächsten sind, viel stärker angesaugt oder ausgeblasen werden. Die Folge kann ein unangenehmer Luftzug im Fahrgastraum sowie eine stärkere Lärmbildung sein.

2.4.1 Finite-Volumen-Methode

Durch die Diskretisierung wird ein Netz generiert auf welchem die in Abschnitt 2.1 angeführten Gleichungen in Raum und Zeit diskretisiert werden. Während für die zeitliche Diskretisierung nur die Zeitschrittweite notwendig ist, wird das Rechengebiet für die räumliche Diskretisierung in zahlreiche kleine Kontrollvolumen zerteilt, welche sich nicht überlappen. Diese Kontrollvolumina füllen das Rechengebiet vollständig aus und sind derart beschaffen, dass sie ebene Seitenflächen haben, welche jeweils nur an maximal ein weiteres Kontrollvolumen grenzen. Der Punkt P liegt im Zentrum eines Kontrollvolumens ([12], S.75-76).

Die Gleichungen aus den Abschnitten 2.1 und 2.3 werden nun zur räumlichen Diskretisierung über jedes Kontrollvolumen integriert. Für eine skalare Größe ψ wie zum Beispiel k , ϵ oder ω lautet die allgemeine Transportgleichung in differentieller Form,

$$\underbrace{\frac{\partial \psi}{\partial t}}_{\text{Zeitableitung}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \psi)}_{\text{Konvektionsterm}} - \underbrace{\nabla \cdot (\rho \Gamma_{\psi} \nabla \psi)}_{\text{Diffusionsterm}} = \underbrace{S_{\psi}(\psi)}_{\text{Quellterm}}, \quad (2.56)$$

nach ([12], S.77). In dieser Gleichung beschreibt Γ_{ψ} die Diffusivität und $S_{\psi}(\psi)$ den Quellterm. In Gleichung (2.32) wurde der Quellterm zum Beispiel mit S_k bezeichnet. Aus

dieser Gleichung lässt sich auch die Diffusivität Γ_ψ für die k -Gleichung im Realizable- k - ϵ -Turbulenzmodell ableiten. Da in dieser Arbeit nur stationäre, inkompressible Strömungen betrachtet werden, wird die Zeitableitung in weiterer Folge vernachlässigt und die Dichte ρ als konstant betrachtet.

Durch die Diskretisierung entsteht ein Diskretisierungsfehler, der nur bei einem unendlich feinen Netz verschwindet. Die Güte der Diskretisierungsmethode hängt von der angenommenen räumlichen Variation der Funktion $\psi = \psi(\mathbf{x})$ um den Punkt P ab. \mathbf{x} bezeichnet hierin den Lagevektor. Soll diese Variation linear erfolgen, so kann durch Taylorreihenentwicklung das Schema,

$$\psi(\mathbf{x}) = \psi_P + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_P) \cdot (\nabla\psi)_P + O((\mathbf{x} - \mathbf{x}_P)^2) \quad (2.57)$$

gefunden werden, worin $\psi_P = \psi(\mathbf{x}_P)$ ist. Der Diskretisierungsfehler ist dann von zweiter Ordnung in $(\mathbf{x} - \mathbf{x}_P)$ ([12], S.77-78).

Für die Finite Volumen Methode (FVM) wird Gleichung (2.56) über das Kontrollvolumen V_P um den Punkt P integriert ([12], S.78). Dies führt zu,

$$\int_{V_P} \nabla \cdot (\mathbf{U}\psi) dV - \int_{V_P} \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla\psi) dV = \frac{1}{\rho} \int_{V_P} S_\psi(\psi) dV \quad . \quad (2.58)$$

Die Diskretisierung dieser Gleichung erfolgt mit Hilfe des Gauß'schen Satzes, mit welchem sich nach ([12], S.79) für die einzelnen Terme,

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{a} dV = \int_{\partial V} \mathbf{a} \cdot d\mathbf{A} \quad , \quad (2.59)$$

$$\int_V \nabla\psi dV = \int_{\partial V} \psi d\mathbf{A} \quad , \quad (2.60)$$

$$\int_V \nabla\mathbf{a} dV = \int_{\partial V} \mathbf{a} d\mathbf{A} \quad , \quad (2.61)$$

ergibt. In diesen Gleichungen bezeichnet ∂V die geschlossene Oberfläche des Kontrollvolumens und $d\mathbf{A} = \mathbf{n}dA$ ein infinitesimales Flächenelement mit dem nach außen zeigenden Normalvektor \mathbf{n} . Die Größe \mathbf{a} bezeichnet eine allgemeinere vektorielle Variable. Des Weiteren gilt für die Integration einer skalaren Größe $\psi(\mathbf{x})$ über das Kontrollvolumen V_P mit Gleichung (2.57),

$$\begin{aligned} \int_{V_P} \psi(\mathbf{x}) dV &= \int_{V_P} (\psi_P + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_P) \cdot (\nabla\psi)_P) dV \\ &= \psi_P \int_{V_P} dV + \left(\int_{V_P} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_P) dV \right) \cdot (\nabla\psi)_P \\ &= \psi_P V_P \quad , \end{aligned} \quad (2.62)$$

worin der das zweite Integral Null ergibt, da der Punkt P im Zentrum des Kontrollvolumens positioniert ist ([12], S.79).

Die Oberflächenintegrale auf der rechten Seite in den Gleichungen (2.59) bis (2.61) können auch als eine Summe über die Teilflächen,

$$\int_{\partial V} \mathbf{a} \cdot d\mathbf{A} = \sum_f \left(\int_f \mathbf{a} \cdot d\mathbf{A} \right) , \quad (2.63)$$

aufgefasst werden. Hierin bezeichnet f die einzelnen Seitenflächen des Kontrollvolumens. Durch den weiteren Rechenschritt,

$$\int_f \mathbf{a} \cdot d\mathbf{A} = \left(\int_f d\mathbf{A} \right) \cdot \mathbf{a}_f + \left(\int_f d\mathbf{A}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_f) \right) : (\nabla \mathbf{a})_f = \mathbf{A}_f \cdot \mathbf{a}_f , \quad (2.64)$$

der nun die lineare Variation von \mathbf{a} über die Seitenfläche verwendet, fällt analog zu Gleichung (2.62) das zweite Integral weg. \mathbf{a}_f bezeichnet darin den Wert der betrachteten vektorielle Größe in der Mitte der ebenen Seitenfläche. So ergibt sich schließlich für die Diskretisierung der Divergenz $\nabla \cdot \mathbf{U}$ nach ([12], S.79-80),

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{a} dV = (\nabla \cdot \mathbf{a})_P V_P = \sum_f \mathbf{A}_f \cdot \mathbf{a}_f . \quad (2.65)$$

Unter Verwendung des Gauß'schen Satzes und der damit abgeleiteten Gleichung (2.65) kann nun die Transportgleichung mit finiten Volumen diskretisiert werden. Die diskretisierte Form der Gleichung (2.58) lautet nun,

$$\sum_f \mathbf{A} \cdot (\mathbf{U}_f \psi_f) - \sum_f (\Gamma_\psi)_f \mathbf{A} \cdot (\nabla \psi)_f = \frac{1}{\rho} (S_c V_P + S_l V_P \psi_P) . \quad (2.66)$$

Der Quellterm wurde in dieser Gleichung in einen linearen Anteil S_l und einen konstanten Anteil S_c aufgespalten, sodass $S_\psi(\psi) = S_c + S_l \psi$, die im Allgemeinen von ψ abhängig sind. Danach wurde mit dem Quellterm analog zu Gleichung (2.62) verfahren ([12], S. 86-87). Für die Berechnung der Werte ψ_f muss zwischen den Mittelpunkten zweier finiter Volumen interpoliert werden. Hierzu werden Interpolations-Verfahren verwendet, deren Wiedergabe an dieser Stelle zu umfangreich ist. Daher sei diesbezüglich auf ([12], ab S.81) verwiesen. Die FVM-Diskretisierung der Impulsgleichung ist dieselbe wie Gleichung (2.66).

Der Konvektionsterm $\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U}$ in Gleichung (2.15) beschreibt den Transport der Geschwindigkeit durch die Geschwindigkeit und ist nichtlinear. In der diskretisierten Form lautet dieser Term,

$$\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = \nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{U}) = \sum_f \mathbf{A}_f \cdot \mathbf{U}_f \mathbf{U}_f = \sum_f F_f \mathbf{U}_f , \quad (2.67)$$

worin F die Ströme beziehungsweise Flüsse durch die Seitenflächen beschreibt, welche von \mathbf{U} abhängig sind ([12], S.144).

Da nichtlineare Gleichungslöser sehr komplex sind und für diese ein hoher Rechenaufwand notwendig ist, ist es zu bevorzugen, nichtlineare Terme zu linearisieren. Hierzu wird ein bereits bestehendes Geschwindigkeits- bzw. Flussfeld verwendet, welches die Kontinuitätsgleichung erfüllt ([12], S.144). Analog zur eben diskutierten Transportgleichung lässt sich auch die Kontinuitätsgleichung (2.14) mit der FVM nach ([12], S.145) diskretisieren,

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = \sum_f \mathbf{U}_f \cdot \mathbf{A}_f = 0 \quad . \quad (2.68)$$

Insgesamt kann die Diskretisierung der Gleichungen (2.14) und (2.15) in folgender Form geschrieben werden,

$$a_P \mathbf{U}_P = \mathbf{H}(\mathbf{U}) - \sum_f \mathbf{A}_f(p)_f \quad , \quad (2.69)$$

$$\sum_f \mathbf{A}_f \cdot \left(\left(\frac{1}{a_P} \right)_f (\nabla p)_f \right) = \sum_f \mathbf{A}_f \cdot \left(\frac{\mathbf{H}(\mathbf{U})}{a_P} \right)_f \quad , \quad (2.70)$$

mit,

$$\mathbf{H}(\mathbf{U}) = - \sum_N a_N \mathbf{U}_N \quad . \quad (2.71)$$

In diesen Gleichungen sind a_P und a_N Matrixkoeffizienten. Der Index P bezeichnet den zentralen Punkt und der Index N die Zentralpunkte der umgebenden Nachbarzellen. Die genaue Beschreibung dieser Größen sowie die Herleitungen der Gleichungen wären an dieser Stelle zu umfangreich, weshalb auf ([12], S.145-146) verwiesen sei.

Insgesamt ergibt sich nach durchgeführter Diskretisierung ein lineares Gleichungssystem. Die Kopplung von Geschwindigkeits- und Druckfeld wird im Fall von stationären Berechnungen iterativ mit dem SIMPLE-Algorithmus gelöst, bei welchem nach ([12], S.148-149) wie folgt vorzugehen ist:

1. Eine Näherung des Geschwindigkeitsfeldes wird durch Lösen der Impulsgleichung erzielt. Der Druckgradient wird dabei mit Hilfe der Druckverteilung des vorangegangenen Iterationsschrittes oder eines Startwertes berechnet. Mit einem Unterrelaxationsfaktor für die Geschwindigkeit wird die Gleichung Unterrelaxiert, sodass auch die Lösung des vorangegangenen Iterationsschrittes einbezogen wird.
2. Die Druckgleichung wird gelöst und es ergibt sich ein neues Druckfeld.
3. Nun werden die Flüsse berechnet, mit welchen die Koeffizienten von $\mathbf{H}(\mathbf{U})$ neu bestimmt werden. Hierzu wird auch die Lösung für das Druckfeld mit,

$$p^{neu} = p^{alt} + \alpha_p (p^p - p^{alt}) \quad , \quad (2.72)$$

unterrelaxiert, um den aus dem Geschwindigkeitsfeld resultierenden Fehler zu berücksichtigen. In Gleichung (2.72) ist p^{neu} die Näherung des Druckfeldes, die im nächsten Prädiktorschritt zur Lösung der Impulsgleichung verwendet wird. p^{alt} ist jene Lösung des Druckfeldes, die im letzten Impulsgleichungs-Prädiktorschritt 1 verwendet worden ist. p^p ist die Lösung, die in der Druckgleichung in Schritt 2 berechnet worden ist und α_p ist der Unterrelaxationsfaktor für den Druck. Es gilt $0 < \alpha_p \leq 1$.

Falls das Geschwindigkeitsfeld vor der nächsten Lösung der Impulsgleichung benötigt wird, so kann dieses an dieser Stelle explizit bestimmt werden.

2.4.2 Poröser Drucksprung

Die im Lüftungskanal des Fahrzeugs C2 der Münchner U-Bahn (UBMC2) vorkommenden Lochbleche erzeugen einen Druckverlust, der abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ist. Dieses Verhalten kann in FLUENT mit der Randbedingung *Porous-Jump* modelliert werden, welche eine eindimensionale Vereinfachung eines porösen Mediums ist und für poröse Membranen verwendet wird. Zur Berechnung des Drucksprungs wird die Gleichung,

$$\Delta p = -\left(\frac{\eta}{\theta}u_n + C_{PJ}\frac{1}{2}\rho u_n^2\right)\Delta m \quad , \quad (2.73)$$

verwendet. In dieser Gleichung ist η die dynamische Viskosität des Fluids, θ ist die Permeabilität des porösen Mediums (welche in [13] als α bezeichnet wird), C_{PJ} ist der Drucksprungkoeffizient (welcher in [13] als C_2 bezeichnet wird) und u_n ist die Geschwindigkeit normal zur Oberfläche. Δm bezeichnet die Dicke der Membran ([13], S. 337). Um das Verhalten der Lochbleche abbilden zu können, wurde die Permeabilität mit $\theta = 10^{10}\text{m}^2$ sehr groß gemacht. Dadurch wird der lineare Anteil in Gleichung (2.73) verschwindend klein.

Die poröse Membran muss den Druckverlust, der an den Lochblechen entsteht, möglichst genau wiedergeben können. Dieser wird in der Literatur als dimensionslose Größe ζ angegeben, welche nach ([14], S.29) durch,

$$\zeta = \frac{\Delta p_V}{\rho \frac{w^2}{2}} \quad , \quad (2.74)$$

definiert ist und Druckverlustbeiwert genannt wird. In Gleichung (2.74) bezeichnet Δp_V die Differenz aus den Totaldrücken vor und nach dem entsprechenden Rohr- oder Kanalabschnitt, ρ ist die Fluidichte und w bezeichnet die mittlere Strömungsgeschwindigkeit. Somit handelt es sich beim ζ -Wert um das Verhältnis zwischen Totaldruckdifferenz und dynamischem Druck oder allgemeiner um das Verhältnis von Gesamtenergie oder -leistung zu kinetischer Energie oder Leistung. Der Totaldruck setzt sich aus dem statischen und dem dynamischen Druck zusammen, sodass für ein inkompressibles Fluid,

$$p_{tot} = \underbrace{p}_{p_{stat}} + \underbrace{\rho \frac{w^2}{2}}_{p_{dyn}} \quad , \quad (2.75)$$

gilt.

Der Druckverlustbeiwert der Lochbleche ist bekannt und beträgt $\zeta = 9$. Auch die Dicke der Bleche ist mit $\Delta m = 0,0015\text{m}$ bekannt. Wenn nun Gleichung (2.73) denselben Druckverlustbeiwert ζ wie die Lochbleche aufweisen soll, muss $C_2 = 6000\frac{1}{\text{m}}$ gewählt werden. Die übrigen Strömungsgrößen bleiben von dieser Randbedingung unbeeinflusst. In OpenFOAM steht die Randbedingung `porousBafflePressure` zur Verfügung, welche im Prinzip ebenfalls Gleichung (2.73) verwendet, jedoch mit dem Unterschied, dass der Kehrwert der Permeabilität θ angegeben werden muss. Diese Randbedingung muss auf zwei gekoppelten Oberflächen aufgebracht werden und berechnet den Drucksprung

nach Gleichung (2.73) für jede Zellfläche, die Teil des Patches ist [15]. Die übrigen Strömungsgrößen werden an diesen als `cyclic` definiert und bleiben wie in FLUENT unbeeinflusst vom Drucksprung. Ungünstigerweise konnte mit dieser Randbedingung trotz umfangreicher Versuche keine korrekte konvergente Lösung bei Nutzung des Solvers `simpleFoam` gewonnen werden. Die Divergenz trat nicht auf, wenn die Turbulenz deaktiviert war. Berechnungsversuche auf einfachen Geometrien zeigten dasselbe Verhalten. Außerdem konnte zur Initialisierung bei Nutzung dieser Randbedingung `potentialFoam` nicht genutzt werden. Auch wenn daher zur Initialisierung einige Iterationsschritte ohne Turbulenz gerechnet worden sind, divergierte die Rechnung sobald die Turbulenzgrößen berücksichtigt worden sind. Daher wurde diese Randbedingung verworfen und nach alternativen Lösungen gesucht. Es bieten sich grundsätzlich zwei Möglichkeiten an:

- Definition einer porösen Zone an jeder Stelle mit Lochblechen.
- Verwendung der `fan`-Randbedingung.

Für eine poröse Zone wird eine ähnliche Gleichung wie (2.73) gelöst, es müssen nun jedoch alle drei Raumrichtungen berücksichtigt werden,

$$S_i = - \left(\sum_{i=1}^3 D_{ij} \eta u_j + \sum_{i=1}^3 C_{ij} \frac{1}{2} \rho |\mathbf{U}| u_j \right) \quad . \quad (2.76)$$

Der Term S_i wird zu den Impulsgleichungen im Bereich der porösen Zone als zusätzlicher Quellterm dazu addiert. Darin sind D_{ij} die Darcy-Koeffizienten und C_{ij} die Inertialverlust-Koeffizienten ([13], S.222). Beim Vergleich von Gleichung (2.73) mit Gleichung (2.76) fällt auf, dass die Dicke Δm des Mediums in Gleichung (2.76) fehlt. Um dennoch zu dem Gleichen ζ -Wert zu kommen muss entweder die Dicke des porösen Mediums gleich der Dicke der Lochbleche sein oder die Koeffizienten D_{ij} und C_{ij} entsprechend angepasst werden. Beides ist für die gegebene Geometrie nicht leicht zu bewerkstelligen. Für ersteres wäre bei gegebener Dicke der Lochbleche eine sehr starke Verfeinerung des Netzes notwendig. Letzteres ist problematisch, da die Oberflächen, an denen die Porous-Jump-Randbedingung eingesetzt wird, nicht eben sind. Dies ist ein Nachteil des SPIDER-Vernetzers. Somit konnte die Dicke der porösen Zone nicht genau bestimmt werden, weshalb die korrekte Anpassung der Koeffizienten nicht möglich war. Es wurden einige Berechnungen des Gesamtkanals mit dieser Modellierung in OpenFOAM durchgeführt. Die Lösungen waren konvergent und die Drucksprünge wurden wiedergegeben. Jedoch hätte die Anpassung der Koeffizienten willkürlich erfolgen müssen, weshalb dieser Ansatz verworfen wurde.

Die `fan`-Randbedingung (dt. Gebläse) bewirkt einen positiven Drucksprung, sodass sich der Druck in Strömungsrichtung erhöht. Die Größe des Drucksprungs ist abhängig von der Normalgeschwindigkeit auf die Fläche und wird mithilfe einer Tabelle, zwischen deren Werten linear interpoliert wird, oder eines Polynoms vorgegeben. Prinzipiell sind mit dieser Randbedingung auch negative Drucksprünge möglich, jedoch werden diese im Quellcode mit einer Maximalbedingung herausgefiltert [16]. Die `porousBafflePressure`-Randbedingung ist demnach strenggenommen nur ein Spezialfall der `fan`-Randbedingung,

weil Gleichung (2.73) ein Polynom darstellt. Daher wurde der Code entsprechend adaptiert und diese Bedingung herausgenommen. Entsprechend Gleichung (2.73) wurde der Drucksprungverlauf als Polynom angegeben. Kleine negative Drucksprünge konnten mit der editierten Randbedingung gut wiedergegeben werden, jedoch traten um den Patch Wirbel auf. Bei größeren negativen Drucksprüngen divergierte die Lösung, wie auch bereits bei der Randbedingung `porousBafflePressure`. Die Divergenz trat jedoch auch bei sehr großen positiven Drucksprüngen auf. Durch die Vorgabe des Druckverlaufs mit einer Tabelle anstatt eines Polynom und der Bedingung, dass Druckwerte außerhalb der Tabelle den letzten vorhandenen Tabellenwert annehmen, konnte ein stabileres Verhalten festgestellt werden. Die Berechnung war umso stabiler je weiter der Umfang der Tabelle verringert wurde und je näher die Tabellenwerte an der Lösung lagen.

Daraus wurde geschlossen, dass das einzelne Berechnen des Drucksprungs für jede Zelloberfläche, die Teil des Patches ist, diese Instabilität verursacht. Denn durch dieses Vorgehen unterscheidet sich der Drucksprung von einer Zelle zur nächsten und ist in Zellen mit geringer Strömungsgeschwindigkeit, wie zum Beispiel Wandzellen, viel niedriger als in Zellen mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten. Dieser Unterschied wird umso größer je stärker die Steigung der vorgegebenen Drucksprungkennlinie ist. Durch die Kopplung von Druck und Geschwindigkeit beeinflusst sich der Drucksprung somit selbst und kann eine Divergenz der Rechnung erwirken. Auch die Randbedingung `porousBafflePressure` berechnet den Drucksprung pro Zelloberfläche, was auf dieselbe Ursache für die Divergenz schließen lässt.

Zur Lösung dieses Problems wurde der Quellcode dahingehend geändert, dass der Drucksprung nicht für jede Zelloberfläche einzeln sondern für die gesamte Oberfläche berechnet wird. Somit ist die Größe des Drucksprungs für jede Zelloberfläche und damit für den gesamten Patch gleich. Die dafür notwendige Geschwindigkeit wurde aus dem Volumenstrom durch den Patch berechnet, sodass es sich dabei um eine Flächenmitteilung der Geschwindigkeit handelt.

Die neue Randbedingung wurde `pressureJump` genannt. Hierbei handelt es sich nach wie vor um die `fan`-Randbedingung, nur dass die Funktion `calcFanJump()` in der Code-Datei `fanFvPatchFields.C` nun etwas umformuliert wurde. Diese Funktion ist als Teil des Codes in der folgenden Box gezeigt:

```

1  template<>
2  void Foam::pressureJumpFvPatchField<Foam::scalar >::calcFanJump()
3  {
4      if (this->cyclicPatch().owner())
5      {
6          const surfaceScalarField& phi =
7          db().lookupObject<surfaceScalarField>("phi");
8          const fvsPatchField<scalar>& phip =
9          patch().patchField<surfaceScalarField, scalar>(phi);
10
11     //-----
12         scalar flowDirection = sign(gSum(hiph)/gSum(patch().magSf()));
13         scalar aveUn = sqrt(sqr(gSum(hiph)/gSum(patch().magSf())));
14
15     this->jump_ = flowDirection*(jumpTable_->value(aveUn));

```

```

16 //-----
17      /*
18      scalarField Un(max(phi/patch().magSf(), scalar(0)));
19      if (phi.dimensions() == dimDensity*dimVelocity*dimArea)
20      {
21          Un /=
22          patch().lookupPatchField<volScalarField, scalar>("rho");
23      }
24      this->jump_ = max(this->jumpTable_->value(Un), scalar(0));
25      */
26      }
27 }

```

Der Codeteil zwischen den horizontalen Linien, also Zeilen 12 bis 15, ersetzen den alten Code, der zum Vergleich als Kommentar in den Zeilen 18 bis 26 erhalten bleibt. Die Variable `flowDirection` speichert das Vorzeichen des Volumenstroms und sorgt dafür, dass der Drucksprung immer in Strömungsrichtung stattfindet. Die Geschwindigkeit hat aufgrund der Formulierung in Zeile 13,

$$\text{sqrt}(\text{sqr}(\text{gSum}(\text{phi})/\text{gSum}(\text{patch}().\text{magSf}())))) = \sqrt{\left(\frac{\sum_{i=1}^n \varphi_i}{\sum_{i=1}^n A_i}\right)^2}, \quad (2.77)$$

immer positives Vorzeichen. Der Index i läuft über alle n Patch-Flächenelemente. In dieser Gleichung ist $\varphi_i = U_i A_i$ der Volumenstrom durch die Zelloberfläche i . Im Falle von kompressiblen Strömungen wird φ mit der Dichte ρ multipliziert, sodass φ der Massenstrom ist ([17], [18]). Dieser Fall wurde im Code aufgrund der fehlenden Relevanz für diese Arbeit nicht berücksichtigt. Deshalb funktioniert die obige `pressureJump`-Randbedingung nur für inkompressible Strömungen, sollte sich jedoch über eine einfache `if`-Bedingung auf den kompressiblen Fall erweitern lassen. Eine solche Bedingung ist im obigen Kommentar in Zeile 19 gezeigt.

Die Vereinfachung, dass über den gesamten Patch nur ein gemittelter Drucksprung möglich ist, stimmt jedoch nicht mehr exakt mit dem Verhalten einer porösen Membran überein. Denn bei dieser kann sehr wohl der Drucksprung asymmetrisch auftreten. Wenn die Membran jedoch klein und die Geschwindigkeitsverteilung über der Membranfläche nicht allzu asymmetrisch ist, kann davon ausgegangen werden, dass die Näherung über eine Mittelung zulässig ist.

Diese Voraussetzungen wurden für die Modellierung der Lochbleche als erfüllt angesehen, weshalb in den Berechnungen des Gesamtkanals mit OpenFOAM die `pressureJump`-Randbedingung verwendet wurde. Auf diese Weise konnten stabile Iterationen durchgeführt und Lösungen berechnet werden. Außerdem konnte die Randbedingung auch zur Initialisierung mit `potentialFoam` genutzt werden.

2.5 Wandbehandlung

Wesentlich für das Ergebnis einer CFD-Berechnung ist die Behandlung der Wand, welche als Randbedingung vorgegeben werden muss. Wie bereits im Abschnitt 2.3.1 erwähnt,

handelt es sich beim Realizable- k - ϵ -Modell um ein Modell für hohe Reynoldszahlen. Solche Modelle werden auch als High-Re-Modelle bezeichnet, während Modelle, die auch für niedrige Reynoldszahlen geeignet sind Low-Re-Modelle genannt werden. High-Re-Modelle haben Probleme in Regionen, an denen die lokale Reynoldszahl nicht mehr als hoch angesehen werden kann, da dort bestimmte Modellannahmen nicht mehr gewährleistet sind ([1], S.148). Daher muss der Wandbereich für solche Modelle entsprechend mit Wandfunktionen modelliert werden.

Durch experimentelle Beobachtungen konnte festgestellt werden, dass die Verteilungen der Geschwindigkeit ähnlich sind, wenn diese in dimensionsloser Form dargestellt werden. Indem die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ definiert wird, die sich mit der Formel,

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_W}{\rho}} \quad , \quad (2.78)$$

berechnet, in welcher τ_W die Wandschubspannung und ρ die Dichte bezeichnet, lassen sich der Wandabstand y und die mittlere Geschwindigkeit parallel zur Wand \bar{u} entdimensionieren. So erhält man die dimensionslose Geschwindigkeit,

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad , \quad (2.79)$$

sowie den dimensionslosen Wandabstand,

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad , \quad (2.80)$$

mit welchen sich die Funktion $u^+(y^+)$ beschreiben lässt. Diese Funktion wird auch als universelles Wandgesetz bezeichnet und ist in Abbildung 2.2 dargestellt ([1], S.150). Durch asymptotische Betrachtungen der turbulenten Couette-Strömung kann der Verlauf dieser Funktion begründet werden. Eine entsprechende Ableitung findet sich in ([19], S.517-522).

Die Grenzschicht teilt sich, wie in Abbildung 2.2 durch die senkrechten Striche sichtbar, in drei Bereiche. Der Bereich bis $y^+ \approx 5$ ist die viskose Unterschicht, in welcher die molekulare Viskosität des strömenden Fluids einen großen Einfluss hat. In dieser Schicht gilt der Zusammenhang,

$$u^+ = y^+ \quad , \quad (2.81)$$

wonach die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ linear vom dimensionslosen Wandabstand y^+ abhängt ([1], S.150-151). Im Bereich mit $y^+ > 70$ findet der Übergang von der Übergangsschicht zur vollturbulenten Außenströmung statt, welcher Überlappungsschicht genannt wird. Die Geschwindigkeitsverteilung in dieser Schicht wird durch das logarithmische Wandgesetz (log-law),

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad , \quad (2.82)$$

wiedergegeben.

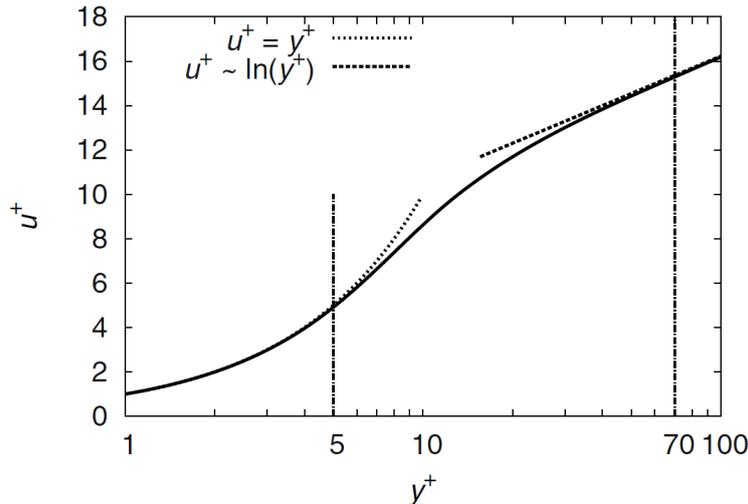


Abbildung 2.2: Universelles Wandgesetz $u^+(y^+)$ für Grenzschichten turbulenter Couette-Strömungen ([1], S.151)

In dieser Gleichung ist κ wieder die von Kármán-Konstante ($\kappa = 0,41$) und C ist eine Integrationskonstante, deren Wert sich nach der Wandrauhigkeit richtet. Für glatte Wände gilt $C \approx 5,5$. In der Überlappungsschicht wird angenommen, dass ein Gleichgewicht zwischen der Produktion von Turbulenz S_k und der Dissipation ϵ vorherrscht ([1], S.151).

Zwischen der Überlappungsschicht und der viskosen Unterschicht befindet sich eine Übergangsschicht ($5 < y^+ < 70$), in welcher eine starke Abnahme der molekularen Viskosität zu beobachten ist. Die Geschwindigkeitsverteilung in diesem Bereich ist schwer beschreibbar ([1], S.151). Eine entsprechende Gleichung findet sich in ([19], S.523, Gleichung (17.26)).

Die Voraussetzung einer turbulenten Couette-Strömung ist, dass der Wert der Schubspannung $\bar{\tau}$ über die gesamte Grenzschichtdicke konstant ist, sodass,

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_v + \bar{\tau}_T = \text{const.} \quad , \quad (2.83)$$

gilt. Die Schubspannung setzt sich dabei aus der viskosen Schubspannung τ_v sowie der turbulenten Schubspannung τ_T zusammen. Aufgrund der Schubspannung an der Wand folgt, dass $\tau = \tau_W$ sein muss ([19], S.517-518). Mithilfe dieser Zusammenhänge für die turbulente Grenzschicht lassen sich auch Abhängigkeiten für die Größen k , ϵ und ν_T ableiten, welche als Randbedingungen für diese genutzt werden können. Durch die Wandfunktionen wird die Strömung in Wandnähe in vielen Fällen ausreichend genau angenähert. Bei der Simulation muss jedoch darauf geachtet werden, dass die Zentralknoten der Zellen, welche der Wand am nächsten sind, im Bereich $30 \lesssim y^+ \lesssim 300$ liegen ([1], S.151-152). Diese Bedingung ist insbesondere bei komplexen Geometrien im gesamten Wandgebiet nur schwer einzuhalten, da im Falle einer Ablösung $y^+ \gtrsim 30$ nicht mehr erfüllt ist. Zur Abhilfe wird daher ab einem bestimmten Wert von y^+ ein lineares Geschwindigkeitsprofil zur Berechnung herangezogen ([2], S.355).

Sowohl FLUENT als auch OpenFOAM verwenden für die Formulierung der Wandfunktionen nicht y^+ und u^+ sondern y^* und u^* , welche durch,

$$u^* = \frac{\rho u_P C_\mu^{\frac{1}{4}} k_P^{\frac{1}{2}}}{\tau_W} \quad , \quad (2.84)$$

$$y^* = \frac{\rho y_P C_\mu^{\frac{1}{4}} k_P^{\frac{1}{2}}}{\eta} \quad , \quad (2.85)$$

nach ([7], S.117) definiert sind. Dies ist eine alternative Formulierung der dimensionslosen Wandgeschwindigkeit u^* sowie des dimensionslosen Wandabstandes y^* mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie k .

Die Formulierung der Wandfunktionen mit diesen Größen hat nach ([1], S.152) den Grund, dass dadurch numerische Instabilitäten vermieden werden. Somit lauten die Standardwandfunktionen basierend auf Launder und Spalding,

$$u^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad , \quad (2.86)$$

$$\epsilon_P = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k_P^{\frac{3}{2}}}{\kappa y_P} \quad , \quad (2.87)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\tau_W}{\kappa \rho k_P^{\frac{1}{2}} y_P} \quad . \quad (2.88)$$

Aus Gleichung (2.88) wird k an der Wand berechnet und es gilt die Randbedingung $\frac{\partial k}{\partial n} = 0$, worin n die Richtung normal zur Wand ist. Diese Gleichung basiert auf der oben erwähnten Gleichgewichtsbedingung in der Grenzschicht. Der Index P in den Gleichungen (2.84) bis (2.88) bezeichnet den zur Wand nächsten Netzknoten, C_μ ist eine Konstante nach Tabelle 2.1 und die Konstante E besitzt den Wert 9,793. Eine wichtige Eigenschaft der Standardwandfunktionen in FLUENT ist, dass im Falle von $y^* < 11$ nicht mehr das logarithmische Wandgesetz sondern das laminare Fließgesetz $u^* = y^*$ verwendet wird. Außerdem wird als untere Grenze für die Anwendbarkeit dieser Wandfunktionen $y^* \approx 15$ angegeben, da für niedrigere Wandabstände die Genauigkeit stark abnehmen kann ([7], S.117-121).

OpenFOAM verwendet jedoch nicht die Wandfunktion für die Geschwindigkeitsverteilung nach Gleichung (2.86) sondern stattdessen Wandfunktionen für die Wirbelviskosität ν_T . Dies kommt einer Randbedingung für die Wandschubspannung gleich und hat nach ([5] S.443) den Vorteil, dass dadurch die Wandfunktion auch im Falle einer Ablösung ($u_p = 0$) wohl definiert bleibt.

Der größte Nachteil von Wandfunktionen ist, dass die numerischen Ergebnisse immer schlechter werden, wenn das Rechenetz zur Wand hin verfeinert wird, da damit die Voraussetzung $30 \lesssim y^+$ nicht mehr erfüllt ist. Dadurch entstehen unbegrenzte Fehler der Wandschubspannungen und des Wärmeübergangs ([7], S.116). Dies ist ein großes

Problem und steht im Widerspruch zur Netzkonvergenz, welche eine Reduktion des numerischen Fehlers aufgrund einer Netzverfeinerung erwarten lässt. Außerdem sind Wandfunktionen nicht für jene Strömungen geeignet in welchen die Gleichgewichtsbedingung verletzt oder die Konstanz der Schubspannung nicht gegeben ist ([7], S.121).

Die Alternative zu Wandfunktionen ist es die Grenzschicht mit Gitterzellen aufzulösen. Nach ([7], S.116) wird empfohlen, die viskose Unterschicht mit mindestens 10, besser jedoch mit 20 Zellen aufzulösen. Aufgrund der hohen Anzahl der hierfür benötigten Zellen konnte diese Möglichkeit für die durchgeführten Berechnungen nicht angewandt werden und soll daher hier auch nicht näher beschrieben werden. Dennoch finden sich nähere Informationen zu dieser Methode in [7] und [1].

In FLUENT gibt es daher, um diese Nachteile zu umgehen, die Möglichkeit, ein „*Enhanced Walltreatment*“ zu verwenden. In diesem wird die oben beschriebene Zweischicht-Theorie, also das Aufteilen der Grenzschicht in eine vollturbulente und eine viskositäts-beeinflusste Region, mit „*Enhanced Wallfunctions*“ kombiniert. Dieses Vorgehen hat zum Ziel, eine Wandbehandlung zur ermöglichen, die eine volle Wandauflösung erlaubt und zugleich bei der Verwendung von Netzen für Wandfunktionen nicht wesentlich an Genauigkeit einbüßt. Dazu wird die Wirbelviskosität mit einer Mischfunktion aus den Wirbelviskositäten der beiden Schichten berechnet. Diese Mischfunktion ist abhängig von einer Reynoldszahl Re_y an der Wand, deren Definition

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\eta} \quad , \quad (2.89)$$

lautet, wobei y der Normalabstand von der Wand zur Zellmitte ist. Die Grenze der beiden Schichten ist durch $Re^* = 200$ definiert. Für die vollturbulente Schicht gilt $Re_y > Re^*$ und für die viskose Schicht gilt $Re_y < Re^*$. Eine nähere Beschreibung dieser Art der Wandbehandlung wäre an dieser Stelle zu umfangreich, weshalb auf ([7], S.124-130) verwiesen sei. Dort wird auch darauf hingewiesen, dass selbst bei Verwendung dieser Wandbehandlung Wandabstände zwischen $2 \leq y^* \leq 15$ vermieden werden sollten, da die Genauigkeit des Modells in diesem Bereich verringert ist. Das „*Enhanced Walltreatment*“ steht in FLUENT für alle ϵ -Gleichungsmodelle optional zur Verfügung und ist in den ω -Gleichungsmodellen die Standardwandbehandlung ([7], S.129).

3 Vergleich von FLUENT mit OpenFOAM

Zum Zwecke des Vergleichs wurden Berechnungen auf zwei Geometrien, einem T-Stück und einem Lüftungskanal durchgeführt. Das T-Stück ist ein Teil des Lüftungskanals und wurde für die Rechnung „herausgeschnitten“ sowie entsprechend adaptiert. Dieser Lüftungskanal dient der Belüftung der Münchner U-Bahn in Fahrzeugen des Typs C2. Die Unterschiede der Lösungen werden nun zuerst anhand des T-Stückes in den Abschnitten 3.1 sowie 3.2 und darauf folgend anhand des Lüftungskanals in Abschnitt 3.3 herausgearbeitet. Als Ausgangspunkt des Vergleichs dient das Realizable- k - ϵ -Modell mit Enhanced-Walltreatment in FLUENT, mit welchem alle weiteren Ergebnisse verglichen werden sollen.

3.1 T-Stück-Symmetrisch

Im Folgenden soll die Geometrie des Rechengebietes beschrieben werden. Da zur Validierung der Ergebnisse der numerischen Simulationen keine Messwerte vorliegen, werden Vergleichswerte aus der Literatur herangezogen, deren Berechnung anschließend gezeigt wird. Danach werden die Herangehensweisen an die numerischen Berechnungen sowie die gewählten Randbedingungen erläutert. Anhand der Ergebnisse sollen am Ende dieses Abschnittes erste Unterschiede hervorgehoben werden.

3.1.1 Geometrie

Das aus dem Lüftungskanal entnommene T-Stück wird für die Berechnung dahingehend adaptiert, dass der Einlass und die Auslässe gerade um 7 Meter verlängert werden. Dies hat zum Zweck den Einfluss der Randbedingungen zu minimieren um möglichst vergleichbare Ergebnisse zu erzielen. Das Ergebnis dieser Anpassung und die Maße des Rechengebiets für das T-Stück sind in Abbildung 3.1 dargestellt, in welcher auch verdeckte Kanten sichtbar sind. Der Einlasskanal hat einen rechteckigen Querschnitt, dessen Höhe jedoch viel geringer als die Breite ist. Die Auslässe sind in Form sowie Abmessungen ident und haben den Querschnitt eines 5-Ecks. Das Ein- und Auslassprofil sowie das T-Stück sind in Abbildung 3.1 vergrößert dargestellt. Letzteres weist einen sehr geringen Innenradius auf. Die Strömungsführung wird im T-Stück auf beiden Seiten durch jeweils zwei Leitbleche unterstützt, wobei sich das innere Leitblech mit der Schräge des Auslasses schneidet. Dies bewirkt eine Verringerung der Strömungsquerschnittfläche und lässt ein düsenähnliches Verhalten erwarten. An der Unterseite des T-Stücks befindet sich,

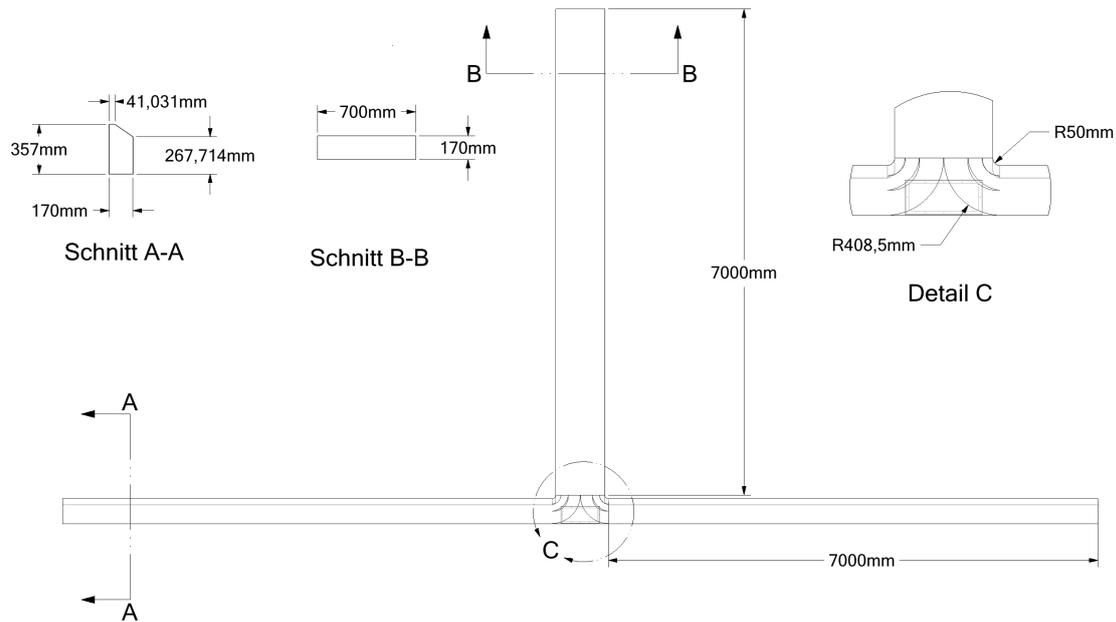


Abbildung 3.1: Geometrie des Rechengebiets für das T-Stück

wie im Detail C in Abbildung 3.1 gut erkennbar, ein Wartungsdeckel, der eine kleine Vertiefung im Kanal verursacht.

3.1.2 Analytische Lösung

Zur Feststellung der Güte der Berechnungen werden die Ergebnisse mit Literaturwerten für den Druckverlust verglichen. Diese werden als dimensionslose Koeffizienten entweder direkt für die entsprechende Geometrie angegeben, lassen sich aus Formeln berechnen oder aus Tabellen interpolieren. Der Druckverlustbeiwert ζ wurde bereits in Gleichung (2.74) definiert.

Der Druckverlust eines Kanal- oder Rohrsystems zwischen zwei Punkten 1 und 2 lässt sich nach Umformung der Bernoulli-Gleichung für inkompressible, reibungsbehaftete Strömungen durch,

$$p_2 - p_1 = \underbrace{\rho \left(\frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} \right)}_{\text{Differenz des dynamischen Druckes}} + \underbrace{\rho g (h_1 - h_2)}_{\text{Differenz des hydrostatischen Druckes}} + \underbrace{\Delta p_V}_{\text{Reibungsdruckverlust}}, \quad (3.1)$$

ausdrücken.

In Gleichung (3.1) bezeichnet g die Erdbeschleunigung und h die Höhe. Der Druckverlust Δp_V ist mithilfe von ζ aus Gleichung (2.74) zu bestimmen. Die Verluste einzelner

Elemente eines hydraulischen Systems sind superpositionierbar sodass sie auf zwei Arten berechnet werden können ([14], S.25-30):

1. Durch Aufsummierung der Einzelverluste der Rohr- oder Kanalelemente. Für inkompressible Fluide geschieht dies mittels

$$\Delta p_V = \rho \sum_{i=1}^n \zeta_i \frac{w_i^2}{2} \quad . \quad (3.2)$$

2. Durch bilden eines Druckverlustbeiwerts für das gesamte hydraulische System. Hierzu werden die einzelnen Druckverlustbeiwerte der Elemente summiert.

Letzteres ist jedoch etwas aufwendiger, wird in dieser Arbeit nicht angewandt und lässt sich in ([14], S.30-31) nachlesen. Da das T-Stück kein Normteil ist, eine aufwendige rechteckige Geometrie und zusätzlich eine Querschnittverengung an den Auslässen (Düse) aufweist, lassen sich keine ζ -Werte für genau dieses T-Stück für den gewählten Strömungsfall der symmetrischen Strömungsteilung in der Literatur finden. Es lassen sich somit nur für ähnliche T-Stücke Werte angeben, die in Tabelle 3.1 zusammengefasst sind.

| ζ | T-Stück | Quelle |
|---------|---------------------------------------|------------|
| 0,7 | abgerundetes T-Stück | [20] S.209 |
| 1,35 | 90°-T-Stück mit Kreisquerschnitt | [21] |
| 1,353 | scharfkantiges 90°-T-Sück | [14] S.371 |
| 0,5296 | sanft gerundetes, kreisrundes T-Stück | [14] S.372 |

Tabelle 3.1: Tabelle mit Werten des Druckverlustbeiwertes ζ für T-Stücke nach unterschiedlichen Autoren

In Tabelle 3.1 ist dem Wert $\zeta = 0,5296$ am meisten zu vertrauen. Dieser Wert wurde mithilfe des hydraulischen Durchmessers des Einlasses berechnet und entspricht dem gegebenen T-Stück wohl am ehesten, berücksichtigt jedoch weder die Leitbleche noch den Düseneffekt. Der hydraulische Durchmesser ist definiert durch,

$$d_H = 4 \frac{A}{U} \quad , \quad (3.3)$$

und ist für Rohr- und Kanalsysteme eine charakteristische Größe, mit deren Hilfe auch die Reynoldszahl gebildet wird. A ist in Gleichung (3.3) die Querschnittfläche des Kanals oder Rohres und U ist dessen benetzter Umfang. Für kreisrunde Rohre gilt $d_H = D$, worin D der Rohrdurchmesser ist. Daher wird d_H auch als äquivalenter Durchmesser bezeichnet ([14], S.XV-XVII, S.13, S.57).

Die 7 Meter langen Ein- und Auslasskanäle in Abbildung 3.1 müssen für den Vergleich ebenfalls berücksichtigt werden. Der Druckverlust in den Rohren oder Kanälen

wird jedoch aufgrund der variablen Länge nicht mit einem ζ -Wert sondern mit dem dimensionslosen Rohrreibungsbeiwert λ beschrieben. Es gilt der Zusammenhang,

$$\zeta = \lambda \frac{l}{d_H} \quad , \quad (3.4)$$

sodass aus Gleichung (2.74),

$$\lambda = \frac{\Delta p}{\rho \frac{w^2}{2} \frac{l}{d_H}} \quad , \quad (3.5)$$

folgt. In diesen Gleichungen bezeichnet l die Länge des Rohres. Für eine inkompressible Strömung mit $\frac{l}{d_H} = const.$ ist der Rohrreibungsbeiwert λ nur von der Reynoldszahl und der Rauigkeit der Rohroberfläche abhängig. Da in den Berechnungen nur hydraulisch glatte Wände verwendet werden entfällt letzteres, wonach nur noch eine Abhängigkeit von der Reynoldszahl besteht ([14], S.29). Da der Einlasskanal einen anderen Querschnitt und damit einen anderen hydraulischen Durchmesser als die Auslasskanäle besitzt und sich die Geschwindigkeit aufgrund der Verengung im T-Stück für die Auslässe leicht erhöht, unterscheiden sich die Reynoldszahlen nach Gleichung (2.18). Daher ist die Rohrreibungszahl für diese beiden Kanalstücke im Allgemeinen nicht dieselbe.

Einlasskanal

Das Querschnittprofil des Einlasses hat die Form eines Rechtecks. Daher lassen sich in der Literatur leicht entsprechende Formeln und Tabellen finden. Nach ([14], S.87) gilt für ein Rechteckprofil dieselbe Tabelle für den Rohrreibungsbeiwert wie für ein hydraulisch glattes Rohr. Die Form wird durch einen Korrekturfaktor k_{non-c} entsprechend,

$$\lambda_{Rechteck} = k_{non-c} \lambda \quad , \quad (3.6)$$

berücksichtigt. So ergibt sich mit den Abmessungen aus Abbildung 3.1 Schnitt B-B ein Korrekturfaktor für eine turbulente Strömung von $k_{non-c} = 1,0057$. Mit dem hydraulischen Durchmesser eines Rechteckkanals nach Gleichung (3.3) und einer mittleren Einlassgeschwindigkeit von $w_{in} = 4,449 \frac{m}{s}$ ergibt sich nach Gleichung (2.18) $Re = 83.320$. Damit lässt sich der entsprechende λ -Wert aus ([14], S.79) interpolieren, womit sich schließlich $\lambda_{Einlass}$ nach Gleichung (3.6) ergibt.

Auslasskanal

Das in Abbildung 3.1 Schnitt A-A gezeigte Profil der Auslässe ist kein Standardprofil, weshalb sich auch keine direkten analytischen Werte finden lassen. Für den Rohrreibungsbeiwert eines Trapezquerschnitts gilt jedoch, dass sich dieser nach ([14], S.87) näherungsweise wie jener für ein Rechteck mit denselben Korrekturfaktoren berechnen lässt. Unter der Annahme, dass selbiges für das Auslassprofil gilt, lässt sich ein entsprechender Rohrreibungsbeiwert annähern. Der hydraulische Durchmesser berechnet sich analog zum Einlassprofil über Gleichung (3.3). Jedoch ist für das Ablesen des Korrekturfaktors k_{non-c} ein entsprechendes Verhältnis von Höhe zu Breite zu bilden. Wenn

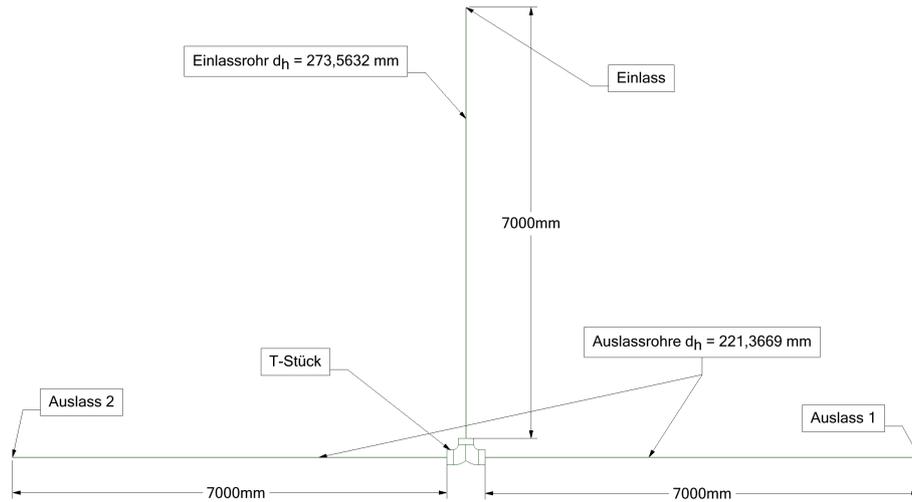


Abbildung 3.2: Ersatzsystem zur analytischen Berechnung des T-Stücks

die Höhe mit $h = 170$ mm festgelegt ist, muss eine zum Rechteck äquivalente Breite b berechnet werden, da sich infolge der Schräge die Breite über die Höhe ändert. Hierzu gibt es drei Möglichkeiten:

1. Arithmetische Mittelung zwischen oberer und unterer Breite.
2. Aus der Fläche des Auslassprofils: $b = \frac{A_{Auslass}}{h}$.
3. Aus dem hydraulischen Durchmesser des Auslassprofils: $b = \frac{d_H h}{2h - d_H}$.

Alle drei Arten unterscheiden sich nur sehr gering im Ergebnis, jedoch wurde für das Auslesen des Korrekturfaktors Variante 3 gewählt, da der hydraulische Durchmesser die charakteristische Länge für ein Rohrsystem ist. Die Strömungsgeschwindigkeit der Auslasskanäle ergibt sich aus der Massenerhaltung unter der Voraussetzung von exakt symmetrischer Strömungsteilung am T-Stück, womit sich eine Reynoldszahl von $Re = 73.090$ ergibt. In der Folge ergibt sich die Rohreibrungszahl $\lambda_{Auslass}$ durch analoges Vorgehen wie im Fall des Einlasskanals.

Das Kanalsystem für die Geometrie nach Abbildung 3.1 wurde auf ein vereinfachtes System aus einzelnen Kanalstücken zurückgeführt, welches in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Nach Gleichung (3.2) lassen sich nun die Einzelverluste aufsummieren,

$$\Delta p_V = \underbrace{\rho \frac{w_{in}^2}{2} \zeta}_{\Delta p_{TStück}} + \underbrace{\lambda_{Einlass} \frac{l_{Einlass}}{d_{H,Einlass}} \frac{w_{in}^2}{2}}_{\Delta p_{Einlasskanal}} + \underbrace{\lambda_{Auslass} \frac{l_{Auslass}}{d_{H,Auslass}} \frac{w_{out}^2}{2}}_{\Delta p_{Auslasskanal}}, \quad (3.7)$$

sodass sich der Druckverlust des Rohrsystems mit Gleichung (3.1) berechnen lässt, wobei sich die Höhe nicht ändert ($\Delta h = 0$).

3.1.3 Umsetzung in den Programmen

Mit den CFD-Programmen werden die in Kapitel 2 beschriebenen Gleichungen auf der Geometrie des Kanals für das T-Stück gelöst. Hierzu ist es notwendig das Rechengebiet mit einem entsprechenden Rechenetz zu diskretisieren. Das Rechenetz wird mit dem SPIDER-Netzgenerator erstellt, welcher skriptbasiert arbeitet. Als Input des Skripts wird neben der Geometrie noch die Angabe einer Basis für die Zellgröße und die Definition jener Regionen, an welchen das Netz verfeinert werden soll, benötigt. Die Netzverfeinerung erfolgt stufenweise unter Angabe der Feinheitstufe zur Basis mit der Formel,

$$\text{Zellgröße} = \text{Basis} \cdot 2^{\text{Verfeinerungsstufe}} \quad , \quad (3.8)$$

und der Anzahl der Zellschichten mit dieser Feinheit. Die übrige Vernetzung erfolgt automatisch. Dabei wird die Geometrie strömungsrelevant angenähert, sodass scharfe Ecken und Kanten, die keinen oder nur geringen Einfluss auf die Strömung haben, abgerundet werden. Dadurch kann eine sehr gute Zellqualität erzielt werden. Dies hat aber den Nachteil, dass zum Beispiel ebene Flächen in der diskretisierten Form uneben sind. Die Zellqualität geht also zu Lasten der Geometriegenauigkeit. Jene Kanten, die Einfluss auf die Strömung haben und im Netz wiedergegeben werden sollen, müssen explizit in der Skriptdatei angegeben werden.

Die Rechnungen werden auf zwei Netzen durchgeführt, einem feinen und einem groben. Das feine Netz ist vom Rechengitter für den gesamten Lüftungskanal abgeleitet und besteht aus 3.610.915 Zellen. Abbildung 3.3 ist ein Schnittbild des Netzes und zeigt die Verfeinerungen an den Wänden und an den Leitschaufeln des T-Stücks. Der Einlasskanal und die Auslasskanäle weisen nur eine Verfeinerung zur Wand, die Leitbleche und Wände des T-Stücks hingegen zwei Verfeinerungen auf. Die wandnächste Zellschicht wurde noch einmal geteilt, um eine Wandschicht zu erhalten. Je feiner die Zellen zur Wand hin werden, desto besser kann die Geometrie, insbesondere gekrümmte Kanten und Flächen, wiedergegeben werden.

Für das zweite Netz, welches in Abbildung 3.4 im Schnitt gezeigt ist, wurden die Wandschicht sowie die zweite Verfeinerung an den Leitblechen und Wänden des T-Stücks entfernt. Dadurch reduziert sich die Anzahl der Zellen auf 2.759.087 und der numerische Aufwand zur Berechnung der Lösung sinkt. Die Vergrößerung der wandnächsten Zellen hat den Zweck den Wandabstand dahingehend anzupassen, damit die in Abschnitt 2.5 beschriebenen Voraussetzungen für Wandfunktionen, insbesondere für die Berechnungen mit OpenFOAM erfüllt sind. Da die Zellen der Wandschicht nur zur Wand hin geteilt wurden, hat das Weglassen des Teilungsschrittes keinen Einfluss auf die äußere Geometrie. Das heißt obwohl die Zellen an den Rändern des Rechengebiets im zweiten Netz gröber sind, leidet die Approximation der Geometrie nicht darunter. Beim Vergleich von Abbildung 3.3 mit Abbildung 3.4 ist dies leicht zu überprüfen.

Die Netze wurden als FLUENT-`.msh`-Dateien generiert, konnten aber problemlos mit dem Befehl `fluentMeshToFoam` ins OpenFOAM-Format konvertiert werden. Für die Berechnungen in den CFD-Programmen wurden voll ausgebildete, turbulente Strömungsprofile für den Einlassquerschnitt verwendet. Dies ist ein notwendiger Schritt um die Vergleichbarkeit mit der analytischen Lösung sicherzustellen, deren Werte für ebendiese

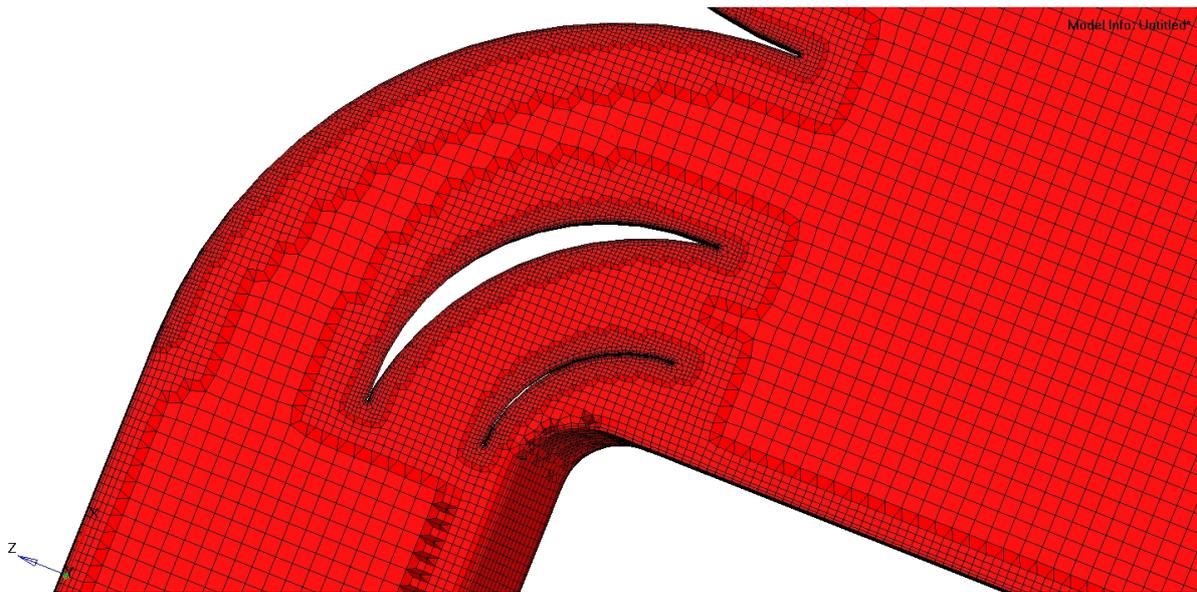


Abbildung 3.3: Vernetzung des T-Stücks mit 3.610.915 Zellen und mehreren Verfeinerungen sowie Wandschicht an den Wänden und Leitblechen

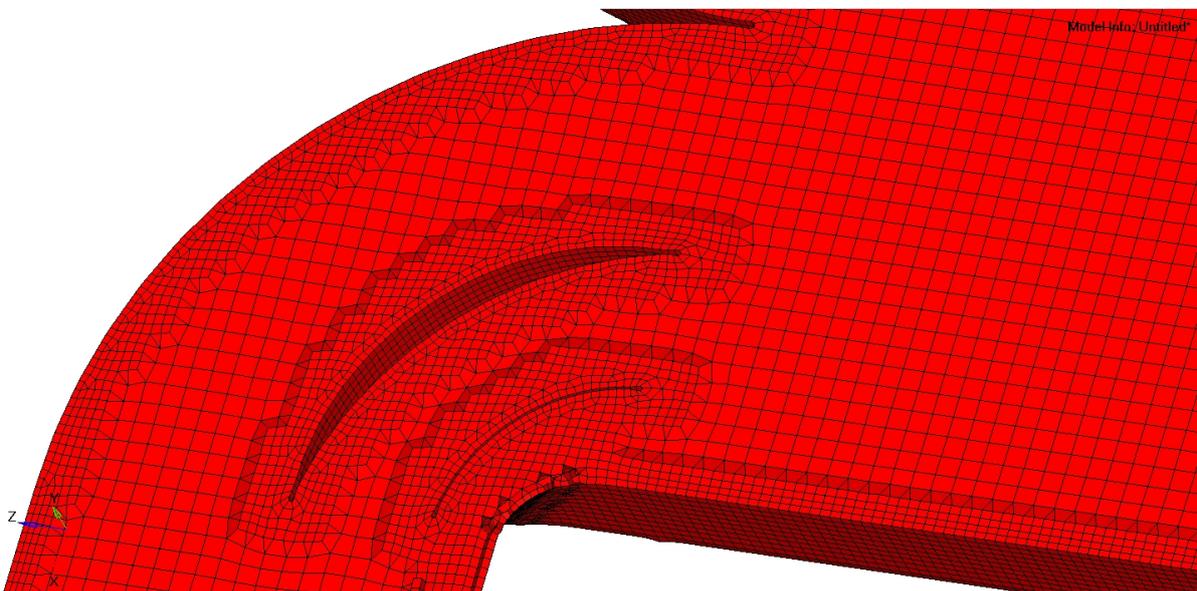


Abbildung 3.4: Vernetzung des T-Stücks mit 2.759.087 Zellen und Verfeinerung an den Wänden und Leitblechen

gültig sind.

Um dieses Profil zu bekommen, wurde in FLUENT der Einlasskanal vom restlichen Kanal des T-Stücks isoliert und stark verlängert. Die Diskretisierung entsprach jener des feinen Netzes. Unter Aufbringung einer konstanten Einlassgeschwindigkeitsrandbedingung wurde der verlängerte Einlasskanal durchgerechnet und an einer Stelle, an der das Geschwindigkeitsprofil voll ausgeprägt war, wurde das Profil ausgelesen und gespeichert. Diese Profildatei konnte für den gesamten T-Stückkanal eingelesen werden und nach geringer translatorischer Anpassung als Randbedingung aufgebracht werden. Diese Anpassung war notwendig, da die Stelle, an welcher das Profil abgegriffen wurde, andere Koordinaten als der Einlass des Kanals des T-Stücks hatte. Es konnte dasselbe Profil auch für das grobe Netz verwendet werden, da FLUENT die Profildaten durch Interpolation auch auf andere Netze aufbringen kann.

In OpenFOAM steht hierfür das Tool `mapFields` zur Verfügung, welches Volumenfelder von einem Netz auf ein anderes übertragen kann, wobei auch hier entsprechend interpoliert wird. Bei den durchgeführten Berechnungen konnte dieses Tool leider nicht erfolgreich angewendet werden, da das Programm ohne Ausgabe stehen geblieben ist. Es konnte auch keine Ursache hierfür gefunden werden. Ein möglicher Grund könnte die Netzgröße und die daraus resultierende Rechenzeit für Interpolationen sein. Daher wurde als Alternative eine spezielle Randbedingung mit dem Namen `mapped` verwendet, welche das Profil der entsprechenden Feldgröße in einem bestimmten, frei wählbaren Abstand von der Oberfläche, auf welche diese Randbedingung aufgebracht wurde, abgreift und auf ebendiese Oberfläche im nächsten Iterations- oder Zeitschritt anwendet. Hierfür wird, falls notwendig, interpoliert. Ist diese Feldgröße zum Beispiel die Geschwindigkeit, so stellt sich mit dieser Randbedingung sehr einfach und ohne den Umweg einer separaten Rechnung ein vollausgebildetes Geschwindigkeitsprofil nach einigen Iterations- oder Zeitschritten an der gewählten Oberfläche ein. Ein weiterer Vorteil ist, dass diese Randbedingung auch auf die Turbulenzparameter angewandt werden kann, wodurch sich auch deren Profil auf den Einlass übertragen lässt. Ein großer Nachteil dieses Verfahrens ist jedoch, dass Fehler oder Störungen die stromabwärts auftreten und die zum Beispiel infolge der Interpolation entstehen, vom Abgreifpunkt wieder zur Oberfläche mit dieser Randbedingung zurückgeschickt werden. Im ungünstigsten Fall kann es dadurch zu einem Aufschaukeln der Störung kommen und das Ergebnis der Berechnung wird maßgeblich beeinflusst. Während diese Randbedingung auf dem feinen Netz erfolgreich angewendet werden konnte, trat auf dem groben Netz das eben beschriebene Fehlverhalten auf, welches wohl auf die geringere Zellanzahl kombiniert mit den oben erwähnten Unebenheiten der diskretisierten Oberflächen zurückzuführen ist. Dieses Problem konnte behoben werden, indem das Geschwindigkeitsprofil und die Profile der Turbulenzparameter an einer beruhigten Stelle abgegriffen, mit der Randbedingung auf den Einlass aufgebracht und schlussendlich als eine Liste fixer Werte am Einlass vorgegeben wurden.

An den Auslässen wurde sowohl in FLUENT als auch in OpenFOAM eine Druckrandbedingung und an den Wänden Wandfunktionen verwendet. Ein großer Unterschied zwischen FLUENT und OpenFOAM ist, dass die Randbedingungen in FLUENT teilweise im Hintergrund gesetzt werden. Das heißt, wenn eine Geschwindigkeitsrandbedingung

gesetzt wird, wird die Druckrandbedingung implizit auch gesetzt. In OpenFOAM hingegen muss für jede Strömungsgröße eine eigene Randbedingung gesetzt werden. Das hat den Nachteil, dass Randbedingungen widersprüchlich sein können, jedoch den Vorteil der vollen Kontrolle und der Variabilität.

Da sich die Wandbehandlung zwischen FLUENT mit dem Enhanced Walltreatment und OpenFOAM mit Standardwandfunktionen unterscheidet, wird zwecks Vergleichbarkeit auf jedem Netz auch ein FLUENT-Fall mit Standardwandfunktionen und dem Realizable- k - ϵ -Modell gerechnet. Die in OpenFOAM verwendeten Wandfunktionen müssen für jede Turbulenzgröße separat aufgebracht werden. Für die turbulente kinetische Energie wurde die `kqRWallFunction` und für die Wirbelviskosität ν_T wurde die `nutkWallFunction` verwendet. Die OpenFOAM-Berechnungen mit dem Realizable- k - ϵ -Modell nutzen die `epsilonWallFunction` für die Dissipation ϵ und jene mit dem Menter-SST-Modell die `omegaWallFunction` für die turbulente Frequenz ω . Für die Geschwindigkeit muss in OpenFOAM explizit gefordert werden, dass diese an der Wand verschwindet.

Für beide Programme gilt, dass zur Lösung der Geschwindigkeits-Druck-Kopplung der SIMPLE-Algorithmus verwendet wird und aufgrund der stationären Berechnung die zeitliche Diskretisierung entfällt. Die Diskretisierung der Ableitungen erfolgte in FLUENT für alle Größen außer dem Druck mit dem Upwind-Schema zweiter Ordnung. Der Gradient wurde mit dem Least-Squares-Cell-Based-Verfahren und der Druck mit einem Verfahren zweiter Ordnung approximiert. In OpenFOAM muss die Diskretisierung in der `fvSchemes`-Datei angegeben werden. Als Gradienten-Schema wurde `cellLimited leastSquares 1` gewählt, worin der Wert hinter dem Schema (hier der Wert 1) ein Korrekturfaktor für die Nichtorthogonalität des Netzes ist. Dieser Wert liegt zwischen 0 für unkorrigiert (`uncorrected`) und 1 für korrigiert (`corrected`). Der Druckgradient wird mittels `Gauss linear` diskretisiert. Die Divergenz wird für die Größen `U`, `k` und `epsilon` mit dem `bounded Gauss linearUpwind cellLimited Gauss leastSquares 1` Schema und für die übrigen Größen mit `Gauss linear cellLimited Gauss leastSquares 1` angenähert. Die Diskretisierung des Laplace-Operators erfolgt mit dem Schema `Gauss linear corrected`. Sämtliche Interpolationen werden mit dem `linear` Schema berechnet, welches eine Lineare-Interpolation mit zentralen Differenzen ist. Als weitere Eingabe ist auch noch die Angabe der `snSchemes` (Surface normal gradient schemes), also dem Verfahren zur Approximation der Oberflächennormalgradienten notwendig. Als `default`-Einstellung wurde das `corrected`-Schema verwendet ([22], S.118-124).

Um Startwerte für die Iteration der Lösung zu bekommen ist in FLUENT eine Initialisierung notwendig, für welche zwei Möglichkeiten zur Verfügung stehen. Während die *Standard Initialization* feste Werte für die Strömungsgrößen im Strömungsfeld aufprägt, wird mit der *Hybrid Initialization* das Geschwindigkeits- und Druckfeld mit Hilfe der Laplace-Gleichung abgeschätzt und die übrigen Größen zwischen den Randwerten interpoliert oder gemittelt ([13], S.1240-1245).

In OpenFOAM erfolgt die Initialisierung ähnlich. Das OpenFOAM-Äquivalent zur *Standard Initialization* ist die direkte Angabe der Startwerte in den Randbedingungsdateien. Mit dem Schlüsselwort `internalField` lassen sich die Werte einer Strömungsgröße

entweder als ein Einheitswert für das gesamte Strömungsfeld oder als eine Liste von Einzelwerten für jede Zelle festlegen. Eine hybride Initialisierung wie in FLUENT steht in OpenFOAM nicht zur Verfügung. Es kann jedoch zusätzlich zur Angabe der Werte der Feldgrößen noch der Solver `potentialFoam` verwendet werden. Dieser berechnet das Geschwindigkeitsfeld für eine Potentialströmung und schreibt das Ergebnis als Liste in die Randbedingungsdatei für die Geschwindigkeit. Optional lässt sich auch das Druckfeld durch explizite Angabe der Option `-writep` berechnen und in die Randbedingungsdatei für den Druck ausgeben. Hierfür wird die Poissongleichung gelöst [23]. Bei allen durchgeführten OpenFOAM-Berechnungen wurde das Geschwindigkeitsfeld mit `potentialFoam` vorberechnet.

Die Initialisierung der Startwerte hat maßgeblichen Einfluss auf die Konvergenzgeschwindigkeit und die Stabilität einer Berechnung. Es gilt: Je näher diese Werte an der zu erwartenden Lösung liegen, desto schneller ist die Konvergenz und desto höher ist die Wahrscheinlichkeit auf eine stabile Iteration.

Die Berechnung in OpenFOAM wird mit dem Solver `simpleFoam` durchgeführt. Wird die Berechnung parallel, also auf mehreren Prozessorkernen durchgeführt, muss das Rechengebiet in OpenFOAM zuvor entsprechend der Anzahl der verwendeten Prozessorkerne vom Anwender mit dem Befehl `decomposePar` geteilt werden. Die Angabe, wie die Teilung erfolgt, ist hierbei in der Datei `decomposeParDict` anzugeben. Die für die Rechnungen verwendete Methode `scotch` teilt das Rechengebiet automatisch in etwa gleich große Teile. Diese Aufteilung ist in FLUENT nicht notwendig, da sie automatisch im Hintergrund durchgeführt wird. Durch die Parallelisierung lässt sich die Rechenzeit erheblich reduzieren.

3.1.4 Ergebnisse

Um die mit OpenFOAM durchgeführten Berechnungen mit dem Programm CFD-Post auswerten und mit den FLUENT-Ergebnissen vergleichen zu können sind die folgenden Schritte notwendig:

- Zusammensetzung des Rechengebietes und der Strömungsfelder mit dem Befehl `reconstructPar` und Berechnung zusätzlicher Größen in OpenFOAM, wie zum Beispiel y^+ -Werte oder Wandschubspannungen. Diese Werte lassen sich mit der Option `-parallel` und der Angabe der Prozessorkerne auch am aufgeteilten Rechengebiet parallel durchführen.
- Der OpenFOAM-Solver `simpleFoam`, ist ein stationärer Solver für inkompressible, turbulente Strömungen. Da die Dichte konstant ist, wird der Druck auf diese bezogen. Somit hat der Druck die Einheit $\frac{m^2}{s^2}$. Bei der Konvertierung ins FLUENT-Format wird diese Tatsache leider nicht berücksichtigt, weshalb alle Druckwerte zuvor mit der Dichte multipliziert werden müssen.
- Konvertierung des Netzes ins FLUENT-`.msh`-Format mit dem Befehl `foamMeshToFluent`.

- Konvertierung der Ergebnisse in FLUENT-`.dat`-Format mit dem Befehl `foamDataToFluent`.
- Leider benötigt CFD-Post, um die Ergebnisse einer `.dat`-Datei einlesen zu können, auch eine entsprechende FLUENT-Case-Datei `.cas`. Daher war es notwendig die konvertierten OpenFOAM-Daten in FLUENT einzulesen und als entsprechende `.cas`- und `.dat`-Dateien zu speichern. In diesem Schritt wurde auch gleich der Totaldruck mit FLUENT berechnet.

Die Zielgrößen dieser Berechnungen sind der Druckverlustbeiwert, der Druckverlust sowie die Rohrreibungszahlen des Einlasskanals und der Auslasskanäle. Um die Rohrreibungszahlen berechnen zu können wurden die flächengemittelten Drücke an Ebenen, die normal zur Strömungsrichtung stehen, ausgelesen und die Differenz zwischen jeweils zwei aufeinanderfolgenden Ebenen gebildet.

Im Falle des Einlasskanals konnten diese Ebenen direkt in die Geometrie der T-Stück-Berechnungen eingefügt werden, da dort aufgrund der Randbedingungen eine vollausbildete turbulente Kanalströmung vorliegt. Dennoch wurde die erste Messebene 2 m hinter dem Einlass eingefügt, um einen möglichen Resteinfluss der Randbedingungen zu minimieren. Insgesamt wurde der Druck an 5 Ebenen im Einlasskanal ausgelesen, zwischen welchen ein Abstand von jeweils 1 m vorlag. Die letzte Ebene lag 1 m vor Beginn des T-Stücks, um eine Verfälschung des Kanaldruckverlusts durch dessen Rückwirkung stromaufwärts zu vermeiden. Zur Kontrolle ob tatsächlich eine vollausbildete Strömung vorlag, wurde der Druckverlauf entlang der Symmetrieachse des Einlasskanals ausgewertet. Da sich die mittlere Geschwindigkeit im Kanal wegen des konstanten Querschnitts nicht ändert und auch die Höhe h unveränderlich ist, folgt aus Gleichung (3.1), dass der Reibungsdruckverlust gleich der Differenz der statischen Drücke ist. Für ein Rohr oder einen Kanal ist die Rohrreibungszahl nur von der Reynoldszahl sowie der Querschnittform abhängig und daher im gesamten Einlasskanal konstant. Somit ergibt sich ein linearer Druckabfall im Einlasskanal, welcher als Kriterium für das Vorliegen eines vollständig ausgebildeten Strömungsprofils verwendet wurde. Die Werte der Druckdifferenzen zwischen jenen Ebenen, an welchen dieses Kriterium erfüllt war, wurden gemittelt, um etwaige numerische Ungenauigkeiten zu reduzieren. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.5 zusammengefasst.

Am feinen Netz weisen die numerischen Berechnungen zwischen den Modellen deutliche Unterschiede auf. Alle mit dem Realizable- k - ϵ -Modell durchgeführten Rechnungen kommen auf nahezu denselben Wert für die Rohrreibungszahl des Einlasskanals, wobei der Wert der OpenFOAM-Rechnung leicht erhöht gegenüber den FLUENT-Werten ist. Beim k - ω -SST-Modell hingegen ist der Unterschied zwischen den beiden Programmen auf dem feinen Netz größer. Der mit OpenFOAM (OF) errechnete λ -Wert ist deutlich höher, weist jedoch die geringste Abweichung zum analytischen Wert auf. Beim Vergleich der Modelle fällt auf, dass der Druckverlust des Einlasskanals bei Verwendung des k - ω -SST-Modells höher ausfällt, als beim Realizable- k - ϵ -Modell.

Bei Betrachtung der Werte des groben Netzes in Abbildung 3.5 fällt auf, dass alle λ -Werte mit Ausnahme der k - ω -SST-Rechnung mit OpenFOAM gegenüber jenen Ergeb-

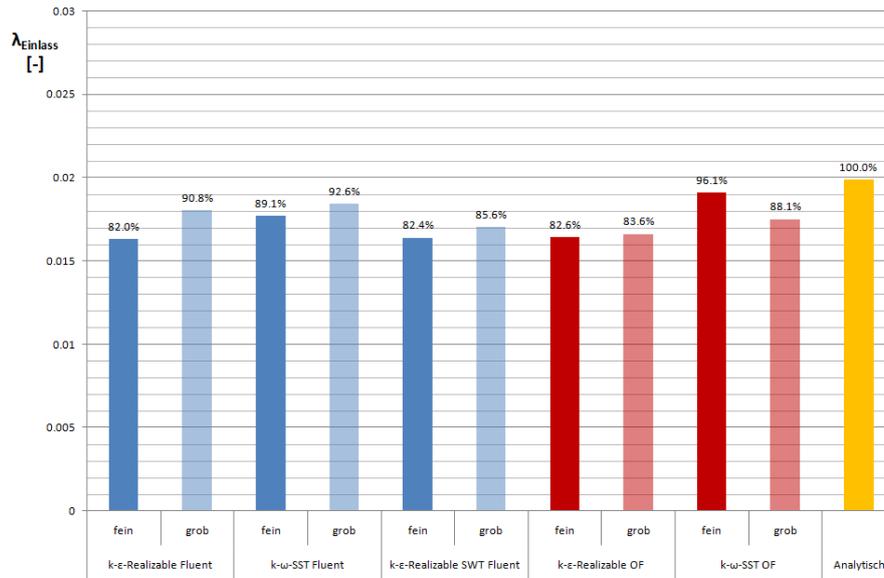


Abbildung 3.5: Ergebnisse für Rohrreibungszahlen des Einlasskanals: FLUENT- (blau), OpenFOAM-Ergebnisse (rot) werden auf den analytischen Wert (gelb) bezogen (Prozentangaben). Ergebnisse des feinen Netzes werden als volle, jene des groben Netzes als transparente Balken dargestellt)

nissen des feinen Netzes steigen. Diese Steigerung fällt bei der Realizable-Berechnung in OpenFOAM am geringsten aus, woraus eine gewisse Netzunabhängigkeit für die gegebene Geometrie gefolgert werden kann. Dessen λ -Wert unterscheidet sich auch nur geringfügig vom FLUENT-Ergebnis bei Verwendung von Standardwandfunktionen (SWT). Der Unterschied zwischen den beiden Turbulenzmodellen nimmt auf dem groben Netz bei beiden Programmen ab, jedoch sind die mit OpenFOAM berechneten Werte niedriger und liegen ungefähr auf dem Niveau der FLUENT-SWT-Rechnung. Somit spiegelt sich die unterschiedliche Wandbehandlung auch in den Ergebnissen wider. Alle numerisch errechneten Rohrreibungszahlen sind niedriger als der analytische Wert.

Auch für den Auslasskanal lassen sich auf ähnliche Weise Rohrreibungszahlen bestimmen. Da das T-Stück aber eine starke Wirkung auf das Geschwindigkeitsfeld stromabwärts hat, kann im Auslasskanal nicht von einer vollausgebildeten turbulenten Strömung ausgegangen werden. Um dennoch den Druckverlust des Auslasskanals bestimmen zu können, wurde dieser von der restlichen Geometrie separiert, verlängert und mit dem entsprechenden Massenstrom als Randbedingung berechnet. Die Netzfeinheit entsprach jenen der T-Stück-Simulationen. Die verwendeten fünf Messebenen hatten einen Abstand von 2,5 m und lagen alle in einem Bereich, in welchem das oben definierte Kriterium für ein ausgebildetes Strömungsprofil erfüllt war. Die Differenzen der flächengemittelten Drücke wurden über die Abschnitte gemittelt und daraus die Rohrreibungszahlen bestimmt. Diese werden in Abbildung 3.6 wiedergegeben.

Auf dem feinen Netz streuen die mit FLUENT berechneten Rohrreibungszahlen we-

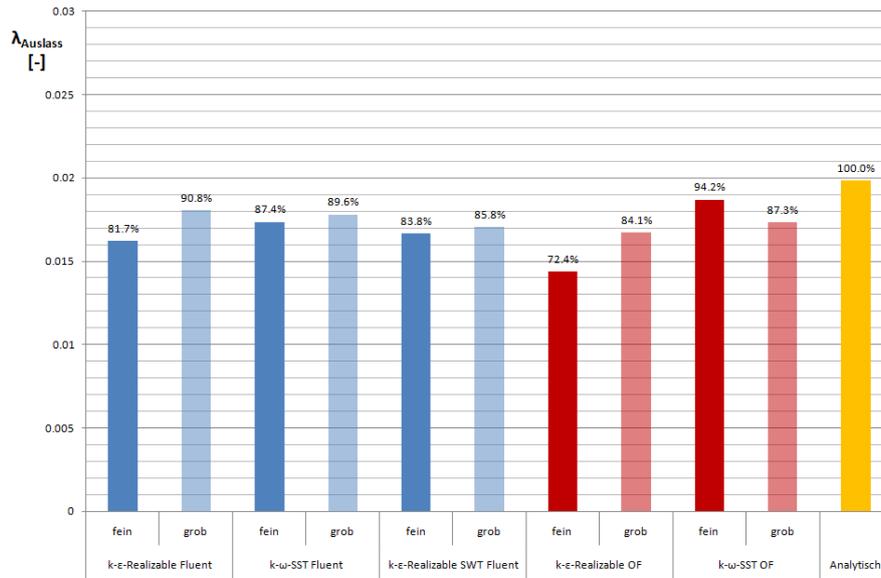


Abbildung 3.6: Ergebnisse für Rohrreibungszahlen des Auslasskanals: FLUENT- (blau), OpenFOAM-Ergebnisse (rot) werden auf den analytischen Wert (gelb) bezogen (Prozentangaben). Ergebnisse des feinen Netzes werden als volle, jene des groben Netzes als transparente Balken dargestellt

niger als mit OpenFOAM. Die beiden FLUENT-Realizable-Simulationen unterscheiden sich nur gering. Ein deutliches Abweichen weist jedoch dasselbe Modell in OpenFOAM auf. Der Unterschied zur FLUENT-Rechnung mit Standardwandfunktionen ist offensichtlich auf das in Abschnitt 2.5 beschriebene Umschalten auf ein lineares Geschwindigkeitsprofil in FLUENT zurückzuführen. Die $k-\omega$ -SST-Simulationen unterscheiden sich am feinen Netz deutlich von jenen mit dem Realizable-Turbulenzmodell und führen auf einen höheren Druckverlust, welcher in OpenFOAM am höchsten ist.

Mit Übergang auf das grobe Netz steigen die Druckverluste. Nur mit dem $k-\omega$ -SST-Modell in OpenFOAM ergibt sich ein kleinerer Wert für die Rohrreibungszahl als auf dem feinen Netz. Allgemein reduzieren sich aber die Unterschiede der Ergebnisse durch die Vergrößerung, da der Wandabstand erhöht wird und damit die Voraussetzungen für die Gültigkeit der Wandfunktionen besser erfüllt werden. Dennoch ergeben sich bei Verwendung des Enhanced Walltreatment höhere Werte als mit den Standardwandfunktionen. Mit Ausnahme der starken Abweichung der Realizable-Berechnung auf dem feinen Netz in OpenFOAM, zeigt Abbildung 3.6 dasselbe qualitative Verhalten wie bereits Abbildung 3.5. Dass die analytischen Werte in diesen beiden Abbildungen nahezu ident sind, ist jedoch ein Zufall. Mit den numerischen Berechnungen ergeben sich niedrigere Rohrreibungszahlen für den Auslasskanal als mit der analytischen Rechnung.

Der Grund für die Abweichungen der numerischen von den analytischen Berechnungen im Einlasskanal und den Auslasskanälen ist vermutlich, dass durch die Vernetzung mit SPIDER die scharfen Kanten des Kanals abgerundet werden, wodurch sich prinzipiell

die Oberfläche und damit die Reibung reduziert. Während für den analytischen Wert am Einlasskanal direkt auf Literaturwerte zurückgegriffen werden konnte, musste der Wert für die Auslasskanäle in der analytischen Rechnung bereits mit der Formel eines Rechteckquerschnitts angenähert werden. Somit kann gefolgert werden, dass die Abweichungen zwischen numerischen und analytischen λ -Werten in den Abbildungen 3.5 und 3.6 auf die veränderte Querschnittform der Geometrie in den CFD-Simulationen sowie im Falle der Auslasskanäle auf Annahmen in der analytischen Rechnung zurückzuführen sind.

Die Unterschiede zwischen den numerischen Rechnungen sind allein auf die Wandbehandlung, die Diskretisierung und die in Abschnitt 2.3 gezeigten Unterschiede in der Implementierung der Turbulenzmodelle zurückzuführen, da in einem geraden Strömungskanal keine Ablösungen auftreten können.

Um den Druckverlust und damit den Druckverlustbeiwert ζ des T-Stücks zu berechnen, muss der statische Druck vor und hinter dem T-Stück an Referenzebenen ausgewertet werden. Das Problem hierbei ist, dass die Wahl dieser Referenzebenen willkürlich ist und außerdem die Druckabfälle des Ein- oder Auslasskanals die Ergebnisse beeinflussen können. Daher wurde der Druckverlust des T-Stücks indirekt über Gleichung (3.1) berechnet, indem die Druckdifferenz zwischen Ein- und Auslassfläche gebildet und davon die Reibungsverluste des Einlasskanals und der Auslasskanäle sowie die Differenz der dynamischen Drücke abgezogen wurden. Als Bezugsgeschwindigkeit für den Druckverlustbeiwert wurde die Einlassgeschwindigkeit gewählt. Die so berechneten ζ -Werte sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Zusätzlich zeigt Abbildung 3.8 die Ergebnisse für die Geschwindigkeitsbeträge sowie die normierten Geschwindigkeitsvektoren in der Mittelebene des T-Stücks für das feine Netz für beide Turbulenzmodelle. Darin ist in Abbildung 3.8a auch das Geschwindigkeitsfeld im T-Stück dargestellt. Das voll ausgebildete turbulente Strömungsprofil am T-Stück-Einlass sowie die Symmetrie der Aufteilung des Massenstromes sind gut erkennbar. Alle Lösungen weisen die erwartete Symmetrie auf.

Auf dem feinen Netz fallen starke Unterschiede zwischen allen Berechnungen auf, wobei in OpenFOAM der Unterschied zwischen den beiden Turbulenzmodellen viel größer ausfällt. Alle mit dem Realizable- k - ϵ -Modell berechneten Werte sind unterschiedlich. Beim Vergleich der Lösungen des Realizable- k - ϵ -Modells in den Abbildungen 3.8b und 3.8c ist sichtbar, dass beide Programme ähnliche Ergebnisse liefern. Es treten Geschwindigkeitsminima an den Enden der Leitbleche auf. Durch Betrachtung der Vektoren in dieser Ebene lässt sich feststellen, dass die Druckminima in OpenFOAM an den äußeren großen Leitblechen Ablösegebiete sind. In FLUENT fehlen solche Ablösungen für das Realizable-Modell unabhängig von der Wandbehandlung, wie aus dem Vergleich von Abbildung 3.8b mit 3.9a hervorgeht. Dabei ist auch erkennbar, dass das Gebiet mit Geschwindigkeitsminimum am Leitblechende bei Verwendung der Standardwandbehandlung in FLUENT größer ist. Dennoch ist der ζ -Wert für das Enhanced Walltreatment höher als für die Standardwandbehandlung. Das Fehlen von Ablösewirbeln in FLUENT erklärt, warum der Druckverlustbeiwert für das Realizable-Modell am feinen Netz in OpenFOAM in Abbildung 3.7 höher ist.

Dasselbe gilt auch für die mit dem k - ω -SST-Modell gewonnenen Ergebnisse, jedoch

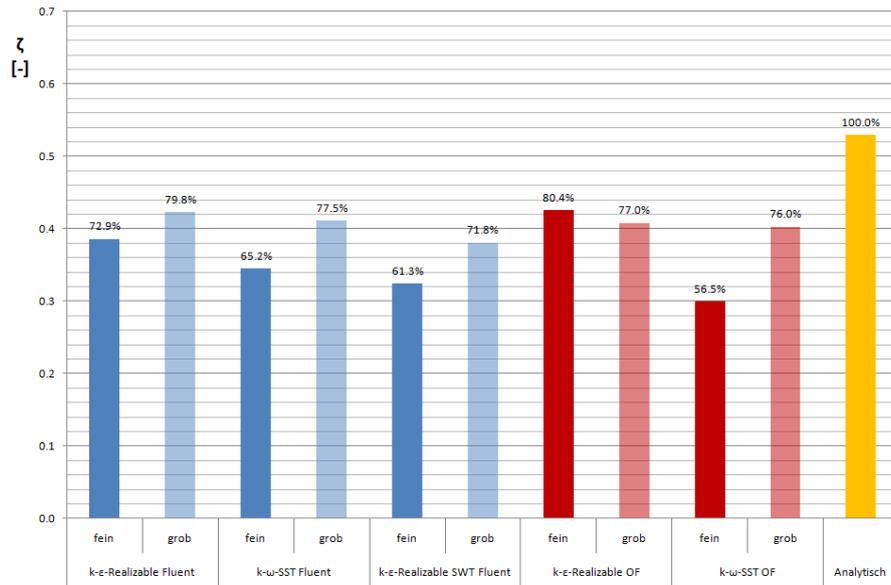


Abbildung 3.7: Ergebnisse für Druckverlustbeiwerte des T-Stücks: FLUENT- (blau), OpenFOAM-Ergebnisse (rot) werden auf den analytischen Wert (gelb) bezogen (Prozentangaben). Ergebnisse des feinen Netzes werden als volle, jene des groben Netzes als transparente Balken dargestellt. Abkürzungen: SWT (Standard Walltreatment), OF (OpenFOAM)

umgekehrt. Für dieses Modell ergeben sich nun in FLUENT größere Gebiete mit Geschwindigkeitsminima als mit OpenFOAM. Bei beiden Simulationen bildet sich je ein Wirbel an den Enden der großen Leitbleche, wobei diese in FLUENT deutlich größer sind. Dies wird durch den Vergleich von Abbildung 3.8d mit 3.8e sichtbar. Dies wirkt sich auf den Druckverlustbeiwert zwischen diesen beiden Simulationen in Abbildung 3.7 aus, welcher in FLUENT höher ist. Bis auf die unterschiedlich stark ausgeprägten Ablösegebiete stimmen auch die Ergebnisse des Strömungsbildes für das $k-\omega$ -SST-Modell am feinen Netz in beiden CFD-Programmen sehr gut überein.

Bei der Vergrößerung des Netzes steigen die Druckverlustbeiwerte nur beim Realizable-Modell in OpenFOAM nicht an. In diesem sinkt der ζ -Wert. Wie bereits für die Rohrreibungszahlen im Einlasskanal sowie in den Auslasskanälen kommt es dadurch zu einer Annäherung der Ergebnisse, sodass die Streuung für das grobe Netz in Abbildung 3.7 abnimmt. Die mit OpenFOAM berechneten Lösungen sollten nun aufgrund des verbesserten Wandabstandes korrekter sein. Es stehen nun insgesamt weniger Zellen für die Auflösung des Rechengebiets zu Verfügung.

Die Druckverlustbeiwerte die mit dem Realizable-Modell gewonnen wurden, stimmen zwischen FLUENT bei Verwendung des Enhanced Walltreatments (EWT) und OpenFOAM gut überein. Jedoch wirkt sich die Wandbehandlung in FLUENT stark aus. Der ζ -Wert der OpenFOAM-Rechnung liegt zwischen beiden FLUENT-Werten, unterscheidet sich jedoch wesentlich vom SWT-Wert. Diese Unterschiede sind auch im Ge-

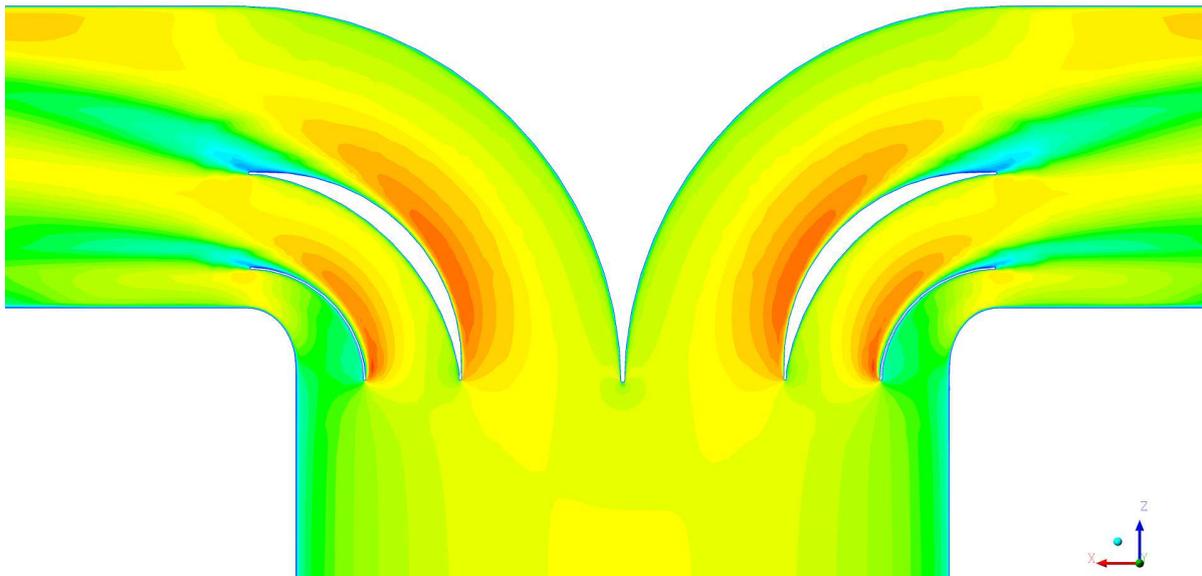
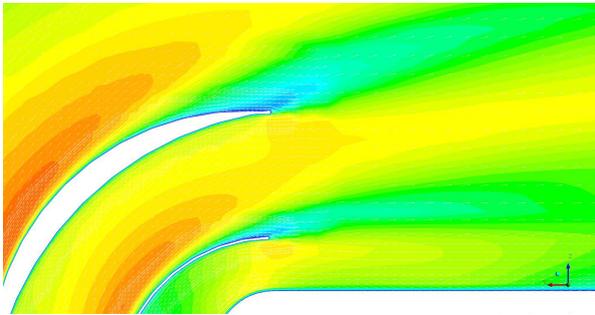
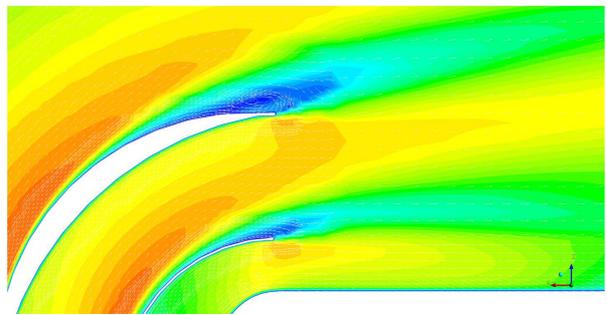
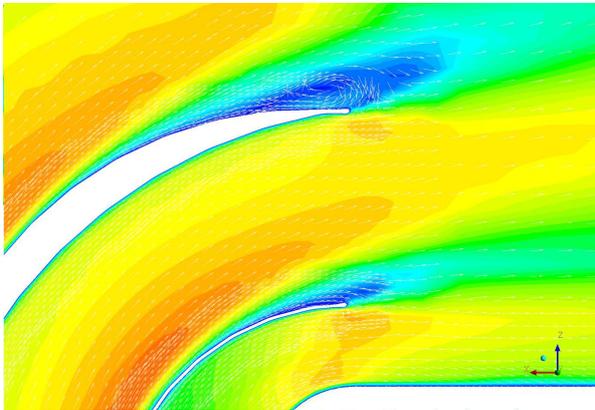
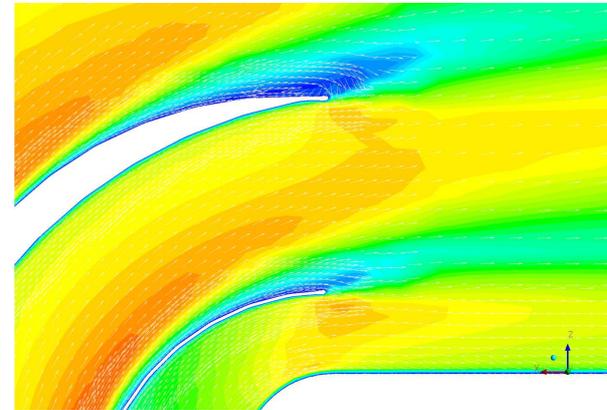
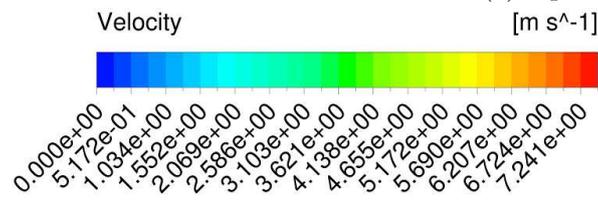
(a) FLUENT Realizable- $k-\epsilon$ EWT(b) FLUENT Realizable- $k-\epsilon$ EWT(c) OpenFOAM Realizable- $k-\epsilon$ (d) FLUENT $k-\omega$ -SST(e) OpenFOAM $k-\omega$ -SST

Abbildung 3.8: Betrag der Geschwindigkeit in der Mittelebene des T-Stücks mit Enhanced Walltreatment in FLUENT (a) sowie Detailaufnahmen der Leitblechenden mit Vektoren am feinen Netz für FLUENT und OF (b), (c), (d), (e)

schwindigkeitsfeld in den Abbildungen 3.9b, 3.9c und 3.9d sichtbar. In beiden FLUENT-Simulationen mit dem Realizable- k - ϵ -Modell treten keine Ablösewirbel auf. In OpenFOAM sind jedoch an den Enden beider Leitbleche in Abbildung 3.9d deutliche Rückströmungen erkennbar. Die Geschwindigkeitsminima der FLUENT-SWT-Simulation ist an dieser Stelle kleiner als bei der Nutzung des EWT. Der Wirbel in OpenFOAM und die größeren Geschwindigkeitsminima an den Leitblechenden erklären, warum der ζ -Wert für die SWT-Simulation so niedrig ist. Jedoch ist der größere Druckverlustbeiwert in der FLUENT-EWT-Berechnung dadurch nicht zu erklären. Die in OpenFOAM ausgebildeten Wirbel würden auf einen höheren Druckverlust als in FLUENT schließen lassen. Es konnten jedoch keine weiteren markanten Abweichungen im Strömungsbild gefunden werden. Daher ist dies wohl auf die Wandbehandlung zurückzuführen. Offensichtlich bildet das Enhanced Walltreatment den Druckverlust ähnlich gut ab, obwohl keine Ablösungen auftreten.

Die mit dem k - ω -SST-Modell berechneten Werte stimmen zwischen beiden Programmen auf dem groben Netz sehr gut überein und das obwohl in FLUENT in Abbildung 3.9e keine und in OpenFOAM, wie in Abbildung 3.9f gezeigt, sehr große Ablösungen auftreten.

Aus den eben diskutierten Abbildungen 3.8 bis 3.9 kann bereits geschlossen werden, dass die Abbildung von Wirbeln in FLUENT stärker von der Netzverfeinerung an den Wänden abhängt als in OpenFOAM. Abgesehen von diesen Wirbeln und von den Geschwindigkeitsminima an den Leitblechen stimmen die Ergebnisse in der zur Auswertung gewählten Mittelebene zumindest visuell gut überein.

Die sehr starke Abweichung der numerischen Werte vom analytischen Wert haben ihre Ursache darin, dass wegen der Individualität des T-Stücks für dieses kein expliziter Druckverlustbeiwert ζ in der Literatur vorhanden ist. Es konnte im analytischen Wert weder der Einfluss der Leitbleche noch jener der Querschnittveränderung berücksichtigt werden. Eine analytische Vergleichsrechnung für einen 90° -Bogen mit der Geometrie einer T-Stückhälfte nach ([14], S.319) ergab, dass der Druckverlust bei Einbau von konzentrischen Leitblechen nur 27,8% des Druckverlustbeiwerts ohne Leitbleche ausmacht. Dieses Ergebnis lässt sich zwar nicht unmittelbar auf das T-Stück anwenden aber es kann daraus geschlossen werden, dass die Leitbleche ein wichtiger Grund für die Abweichung vom analytischen Ergebnis in Abbildung 3.7 sind. Eine Querschnittverengung bewirkt hingegen eine Drucksteigerung. Diese wirkt sich im Falle eines T-Stücks mit scharfkantiger 90° -Umlenkung für das gegebene Querschnittflächenverhältnis zwischen Einlass und Auslässen nach ([14], S.371) mit $\Delta\zeta = 0,05256$ aus.

Eine Zusammenfassung der Abbildung 3.5 bis 3.7 stellt Abbildung 3.10 dar, welche den gesamten Druckverlust des in Abbildung 3.1 dargestellten Kanals für alle durchgeführten Berechnungen gegenüberstellt. Dabei sind die Balken entsprechend den Einzelverlusten eingefärbt.

Es fällt auf, dass der gesamte Druckverlust des Kanals von allen Berechnungen, trotz der oben diskutierten Unterschiede, mit einer geringen Schwankungsbreite abgebildet wird. Sowohl auf dem feinen, als auch auf dem groben Netz liegen die Ergebnisse na-

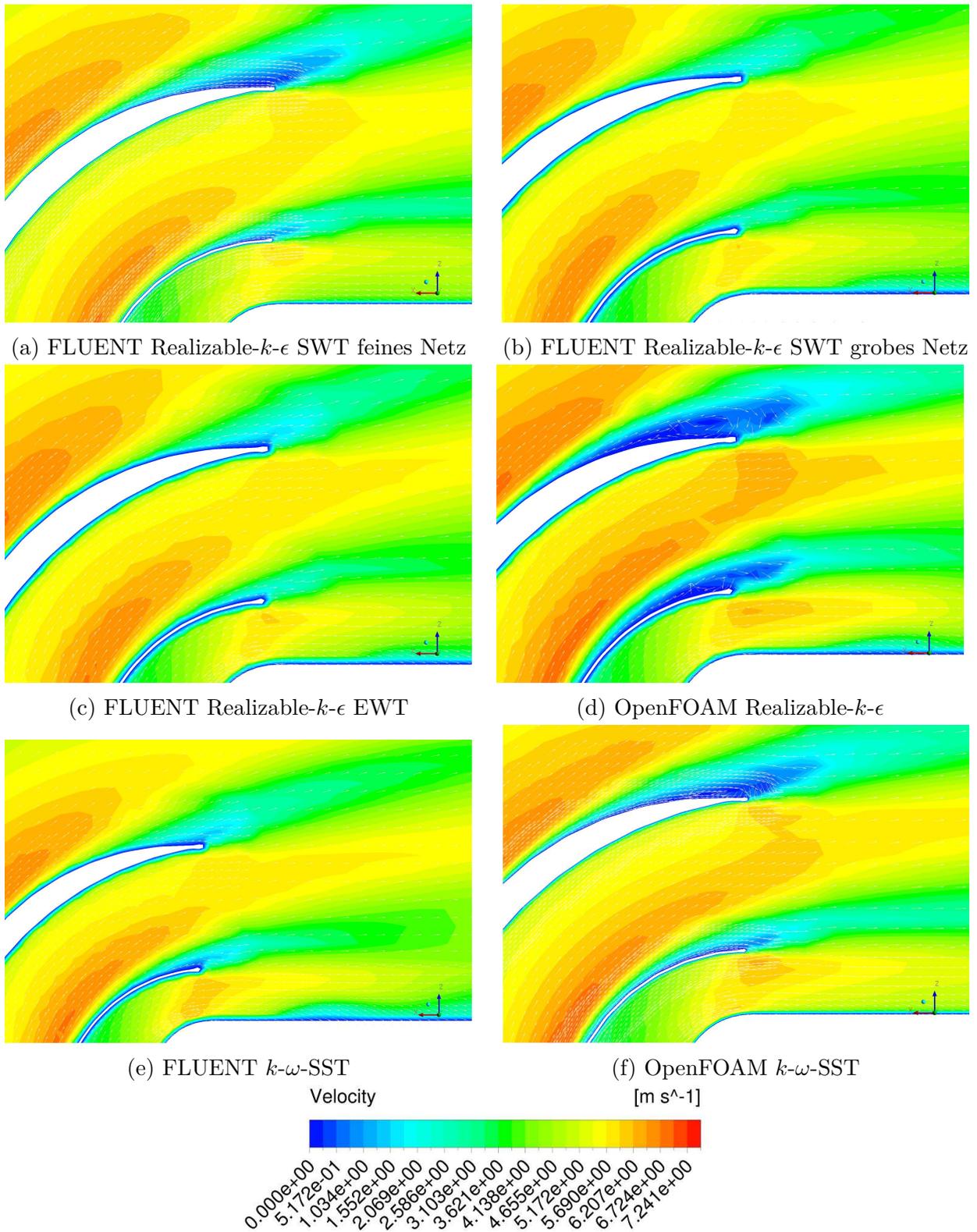


Abbildung 3.9: Detailaufnahmen der Leitblechenden mit Vektoren sowie Betrag der Geschwindigkeit in der Mittelebene des T-Stücks am feinen (a) und am groben Netz (b) für SWT in FLUENT sowie übrige Simulationen am groben Netz (c), (d), (e), (f)

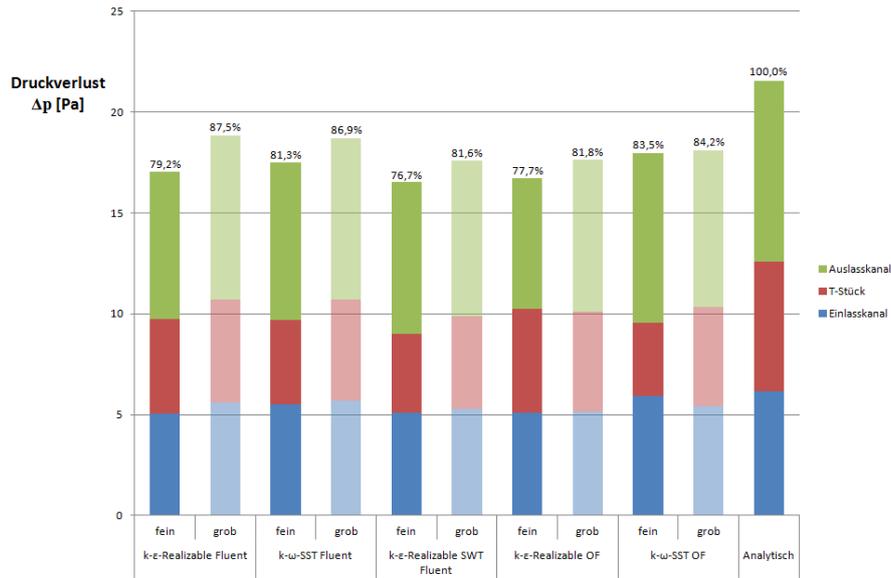


Abbildung 3.10: Ergebnisse für den Gesamtdruckverlust des Rechengebiets für das T-Stück unter Anführung der Einzelverluste auf dem feinen (voll) und dem groben Netz (transparent) sowie deren Abweichungen zum analytischen Wert

he beieinander. Der Druckverlust steigt bei allen Simulationen durch Vergrößerung des Netzes. Beim Vergleich der Rechnungen für das Realizable- $k-\epsilon$ -Modell zeigt sich, dass am feinen Netz ein leichter Unterschied zwischen dem Ergebnis in FLUENT bei Verwendung von Standardwandfunktionen und jenem in OpenFOAM besteht. Letzterer liegt zwischen den beiden FLUENT-Ergebnissen. Mit dem Übergang auf das grobe Netz, wird der Unterschied zwischen den Programmen bei Standardwandbehandlung sehr gering. Bei Nutzung des Enhanced Walltreatment steigt der Druckverlust gegenüber der Standardwandbehandlung bei Zellreduktion stark an. Mit den $k-\omega$ -SST-Modellen ergeben sich am feinen Netz ähnliche Druckverluste, wie mit den Realizable-Modellen mit Standardwandfunktionen auf dem groben Netz.

Wird das Gitter vergrößert, so steigt Δp in OpenFOAM nur unwesentlich an, sodass der Unterschied zwischen den beiden CFD-Programmen größer wird. Dies könnte auf das Enhanced Walltreatment in FLUENT zurückzuführen sein. Der Wert, der sich analytisch errechnet, liegt aus den bereits erläuterten Gründen über allen numerischen Fällen.

Aus diesen Ergebnissen lässt sich schließen, dass der Druckverlust und die aus diesem abgeleiteten Größen bei Verwendung des Enhanced Walltreatment auf dem groben Netz höher ausfallen als bei Standardwandbehandlung. Da jedoch keine Messergebnisse vorliegen, kann keine Aussage darüber getroffen werden, welche Wandbehandlung das genauere Ergebnis ermöglicht. Des Weiteren reagiert OpenFOAM offensichtlich sensibler auf Variationen der Dicke normal zur Wand der wandnächsten Zelle als FLUENT. Dies hat sich auch im Vergleich zu den Simulationen mit Standardwandfunktionen in

FLUENT gezeigt. Eine Erklärung hierfür ist in der Umsetzung der Standardwandfunktionen in Abschnitt 2.5 zu finden, welche für $y^* < 11$ auf ein lineares Strömungsprofil umschalten. Die Wandbehandlung in OpenFOAM begünstigt im Vergleich zu FLUENT die Ausbildung von Wirbeln.

3.2 T-Stück-Asymmetrisch

Der in Abschnitt 3.1 behandelte symmetrische Fall der Massenstromaufteilung an einem T-Stück ist nur dann möglich, wenn der Druckverlust sowohl im linken, als auch im rechten Seitenarm des Kanals gleich ist. In der Praxis kann es leicht zu Abweichungen von diesem Idealfall kommen, sodass die Aufteilung des Massenstromes in zwei ungleiche Teile auftritt. Daher wird nun in diesem Abschnitt das Verhalten des T-Stücks in einem solchen Fall berechnet und diskutiert. Die Geometrie des Rechengebietes bleibt dieselbe wie für die symmetrischen Rechnungen und ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Zur Validierung der CFD-Simulationen werden die Ergebnisse abermals mit analytischen Werten verglichen, da eine Messung nicht vorliegt.

3.2.1 Analytische Lösung

Für die analytische Vergleichsrechnung wird auf bereits in Abschnitt 3.1.2 erläuterte Zusammenhänge und Werte zurückgegriffen sowie das in Abbildung 3.2 dargestellte Ersatzmodell verwendet. Am Einlassmassenstrom ändert sich nichts gegenüber dem symmetrischen Fall, sodass auch die Rohrreibungszahl, beziehungsweise der Druckverlustbeiwert ζ gleich ist. Er bleibt für die ganze Rechnung konstant. Jedoch sind nun die Massenströme in den beiden Auslasskanälen unterschiedlich. Weil die Rohrreibungszahl λ von der Reynoldszahl abhängt, unterscheiden sich die Rohrreibungszahlen zwischen den Kanälen zu den Auslässen. Der ζ -Wert des T-Stücks ist im Teilungsfall abhängig von der Geometrie sowie von den Massenströmen an den Auslässen. Jedoch finden sich in der Literatur nur Werte für eine symmetrische Teilung. Es existieren jedoch Formeln zur Umrechnung des Druckverlustbeiwerts von der Einlassgeschwindigkeit als Bezugsgröße auf die Auslassgeschwindigkeit, in welche die Massenstromaufteilung und das Flächenverhältnis eingehen ([14], S.372). Somit lassen sich Werte gewinnen, die auf die Auslassgeschwindigkeiten bezogen sind. Umgekehrt ließe sich aber daraus schließen, dass der Druckverlustbeiwert bezogen auf die Einlassgeschwindigkeit gleich bleibt. Diese Annahme wird in der folgenden Rechnung angewendet, sodass das T-Stück für den asymmetrischen Fall denselben ζ -Wert wie im symmetrischen Fall besitzt.

Ziel der analytischen Rechnung ist es einen Zusammenhang von Druckdifferenz zwischen den beiden Auslässen, die ja die asymmetrische Aufteilung verursacht, und einem Massenstromverhältnis zu erhalten. Gleichung (3.1) wird auf das Modell in Abbildung 3.2 angewandt und für beide Seitenarme separat angeschrieben. Man erhält,

$$p_{in} - p_{out,i} + \rho \left(\frac{w_{in}^2}{2} - \frac{w_{out,i}^2}{2} \right) = \underbrace{\rho \frac{w_{in}^2}{2} (\zeta_{Einlass} + \zeta_{T-Stück}) + \rho \frac{w_{out,i}^2}{2} \lambda_{out,i} (\text{Re}_{out,i}) \frac{l_{out,i}}{d_{H,out,i}}}_{\Delta p_{v,i}} \quad (3.9)$$

In dieser Gleichung bezieht sich der Index i auf die in Abbildung 3.2 verwendeten Auslassbezeichnungen ($i = 1, 2$). Die Querschnittform und die Längen der Auslasskanäle sind gleich, weshalb $d_{H,out,1} = d_{H,out,2} = d_{H,out}$ und $l_{out,1} = l_{out,2} = l_{out}$ gilt. Da die Reynoldszahlen der Auslasskanäle noch unbekannt sind, können auch die entsprechenden Rohrreibungszahlen nicht berechnet werden. Deswegen wird für die rechte Kanalhälfte mit dem Index $i = 1$ das Geschwindigkeitsverhältnis,

$$\xi_1 = \frac{w_{out,1}}{w_{in}} \quad , \quad (3.10)$$

gebildet. Mit diesem Verhältnis kann auch die Reynoldszahl im rechten Auslasskanal mit Kenntnis der Einlassreynoldszahl über $\text{Re}_{out,1} = \xi_1 \text{Re}_{in}$ errechnet werden. Für die Rohrreibungszahl gilt für $Re > 4000$ der Zusammenhang,

$$\lambda = \frac{k_{non-c}}{(1,8 \log(Re) - 1,64)^2} \quad , \quad (3.11)$$

nach ([14], S.79), in welchen der Formkorrekturfaktor k_{non-c} aus Gleichung (3.6) hineingezogen worden ist. Dieser Formkorrekturfaktor ist wegen der Geometriegleichheit für beide Auslasskanäle gleich und wurde bereits in Abschnitt 3.1.2 bestimmt. Durch Einsetzen all dieser Beziehungen in Gleichung (3.9) ergibt sich nun,

$$p_{in} - p_{out,1} = \rho \frac{w_{in}^2}{2} \left(\xi_1^2 - 1 + \zeta_{Einlass} + \zeta_{T-Stück} + \lambda_{out,1}(\xi_1) \frac{l_{out,1}}{d_{H,out,1}} \xi_1^2 \right) \quad . \quad (3.12)$$

Somit ist die Druckdifferenz zwischen Einlass und Auslass 1 als Funktion des Geschwindigkeitsverhältnisses ξ_1 gegeben. Mit ξ_1 kann nun auch das Massenstromverhältnis

$$\mu = \frac{\dot{m}_{out,1}}{\dot{m}_{in}} = \xi_1 \frac{A_{out}}{A_{in}} \quad , \quad (3.13)$$

gebildet werden, welches die Bedingung $0 \leq \mu \leq 1$ erfüllen muss. Somit konnte ein Zusammenhang zwischen Druckverlust und Massenstromverhältnis μ für den rechten Kanalarm hergeleitet werden. Für den linken Kanalarm gilt aufgrund der Massenerhaltung

$$\frac{\dot{m}_{out,2}}{\dot{m}_{in}} = 1 - \mu \quad . \quad (3.14)$$

Damit ergibt sich analog zur rechten Kanalhälfte, dass für die linke ebenfalls Gleichung (3.12) unter Austausch des Index 1 durch 2 und des Verhältnisses ξ_1 durch ξ_2 , welches als

$$\xi_2 = \frac{w_{out,2}}{w_{in}} = \frac{A_{in}}{A_{out}} - \xi_1 \quad , \quad (3.15)$$

definiert ist, gültig ist. Zieht man von der so adaptierten Gleichung die Gleichung (3.12) für die rechte Kanalhälfte ab, so erhält man die Differenz zwischen den Auslassdrücken $\Delta p_{12} = p_{out,1} - p_{out,2}$, unter Berücksichtigung der angeführten Zusammenhänge, als Funktion des Massenstromverhältnisses μ ,

$$\Delta p_{12}(\mu) = \rho \frac{w_{in}^2}{2} \frac{A_{in}^2}{A_{out}^2} \left(1 - 2\mu + \frac{l_{out}}{d_{H,out}} \left(\lambda_{out,2}(\mu) (1 - \mu)^2 - \lambda_{out,1}(\mu) \mu^2 \right) \right) \quad . \quad (3.16)$$

Dies ist eine nichtlineare Gleichung in μ . Unter der Voraussetzung, dass der Unterschied zwischen den Rohrreibungszahlen der beiden Auslasskanäle klein ist, ergibt sich jedoch ein nahezu linearer Zusammenhang. Bemerkenswert in Gleichung (3.16) ist jedenfalls, dass die konstanten Anteile aus Gleichung (3.12) nicht mehr vorkommen. Das heißt, dass das T-Stück und der Einlasskanal keinen Einfluss auf die Druckdifferenz Δp_{12} haben. Jedoch gilt dies nur unter der getroffenen Annahme, dass der Druckverlustbeiwert des T-Stücks auch im Falle einer asymmetrischen Massenstromaufteilung konstant bleibt. Ist dies nicht der Fall, wovon im Allgemeinen ausgegangen wird, muss dessen Einfluss in Gleichung (3.16) berücksichtigt werden. Im symmetrischen Strömungsfall, in dem $\mu = 0,5$ ist, muss jedoch immer die Bedingung $\Delta p_{12} = 0$ erfüllt sein. Diese geforderte Nullstelle findet sich auch in Gleichung (3.16).

3.2.2 Umsetzung in den Programmen

In den CFD-Programmen werden genau dieselben Einstellungen wie bereits im Fall der symmetrischen Massenstromaufteilung in Abschnitt 3.1.3 verwendet. Es werden pro Modell Rechnungen für vier unterschiedliche Massenstromverhältnisse durchgeführt. Im ersten Versuch wurde der Massenstrom am Auslass 1 direkt vorgegeben, jedoch störte diese Randbedingung das Geschwindigkeitsfeld sehr stark, weshalb diese verworfen wurde. Daher wird direkt der Differenzdruck zwischen den Auslässen als Randbedingung am Auslass 1 aufgebracht. In Tabelle 3.2 sind die gewählten Werte für die Druckrandbedingung am Auslass 1 angegeben. Es ist jedoch bei der Angabe des Drucks in OpenFOAM auf die Einheit zu achten, da dieser für den gewählten Solver durch die Dichte ρ dividiert wird.

Am Auslass 2 beträgt der Druck für alle Rechnungen 0 Pa. In Fluent sind somit vier separate Rechnungen pro Modell und Wandbehandlung notwendig. Da sich jedoch nur eine Randbedingung ändert, lässt sich das sehr gut über eine Journal-Datei `.jou` automatisieren. Mit OpenFOAM wurden die Simulationen anders automatisiert. Anstatt insgesamt 16 Einzelrechnungen wurden nur 4 Rechnungen unter Verwendung der `uniformFixedValue`-Randbedingung durchgeführt. Diese ist eigentlich eine instationäre Randbedingung. Die Angabe des Wertes der Randbedingung in Abhängigkeit des Zeitschrittes muss als Tabelle bereitgestellt werden. Zwischen den Tabellenwerten wird linear

| Berechnung | Fluent [Pa] | OpenFOAM [$\frac{m^2}{s^2}$] |
|------------|-------------|--------------------------------|
| 1 | 4,5938 | 3,75 |
| 2 | 9,1875 | 7,5 |
| 3 | 13,781 | 11,25 |
| 4 | 18,375 | 15 |

Tabelle 3.2: Werte für die Druckrandbedingung am Auslass 1 für FLUENT und OpenFOAM

interpoliert. Für die durchgeführten Berechnungen wird ein abgeflachter Treppenverlauf verwendet, sodass der Druck für 2000 Iterationen konstant gehalten und danach während der darauffolgenden 1000 Übergangsituationen rampenförmig auf den nächsten Druckwert ansteigt. Da für OpenFOAM jedoch die Iterationsschritte wie (Pseudo-)Zeitschritte gehandhabt werden, ist die Anwendung auch für stationäre Rechnungen möglich. Jedoch muss darauf geachtet werden, dass die Iteration zwischen den Änderungen der Randbedingung vollständig konvergieren kann. Die Ergebnisse werden immer am Ende eines konstanten Teils herausgeschrieben. Am Einlass wird in beiden Programmen wieder das voll ausgebildete Geschwindigkeitsprofil vorgegeben. Die Rechenetze sind dieselben wie bereits für den symmetrischen Fall.

3.2.3 Ergebnisse

In Abbildung 3.11 ist die Massenstromaufteilung am T-Stück für die gewählten Druckdifferenzen dargestellt. Wenn der Druckunterschied 0 Pa beträgt, dann erfolgt die Massenstromaufteilung symmetrisch. Bei steigender Druckdifferenz nimmt der Massenstrom zum Auslass 1 ab. Die Abnahme erfolgt nach Abschnitt 3.2.1 nahezu linear. Dieses Verhalten wird auch in allen Rechnungen wiedergegeben, jedoch unterscheiden sich die Steigungen der approximierten Geraden. Deshalb nehmen die Abweichungen zwischen den Berechnungen für das Massenstromverhältnis $\frac{\dot{m}_{out,1}}{\dot{m}_{in}}$ mit steigender Asymmetrie zu. Die Unterschiede zwischen den Simulationen sind am feinen Netz größer. Während das $k-\omega$ -SST-Modell in FLUENT nahezu dasselbe Ergebnis wie die beiden OpenFOAM-Berechnungen wiedergibt, weichen die Berechnungen mit dem Realizable- $k-\epsilon$ -Modell in FLUENT davon ab. Diese liefern einen niedrigeren Massenstrom im Auslasskanal 1 als die übrigen Simulationen. Dies ist auf fehlende Ablösungen im T-Stück zurückzuführen. Abbildung 3.12 zeigt den Vergleich von Realizable- $k-\epsilon$ -Modell mit Enhanced Walltreatment zum $k-\omega$ -SST-Modell auf dem feinen Netz. Bei dem Menter-SST-Modell in Abbildung 3.12a treten Ablösungen an den Enden aller Leitbleche sowie rechts der Teilung in der Mitte auf. Das Realizable-Modell in Abbildung 3.12b weist jedoch nur die Ablösung rechts des Teilers in der Mitte auf. Dasselbe gilt auch für die SWT-Berechnung auf dem feinen Netz, weshalb auf eine eigene Darstellung verzichtet wurde. Beide OpenFOAM-Simulationen zeigen dieselben Ablösegebiete wie das $k-\omega$ -SST-Modell in FLUENT.

Am groben Netz ergeben sich mit OpenFOAM nahezu dieselben Werte wie mit FLU-

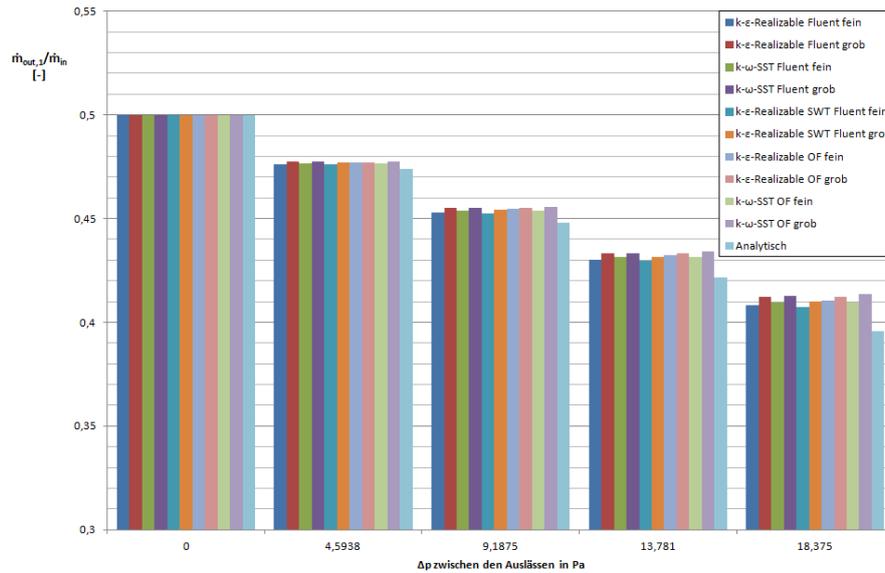


Abbildung 3.11: Massenstromaufteilung in Abhängigkeit der Druckdifferenz zwischen den Auslässen für alle durchgeführten Berechnungen. Abkürzungen: SWT (Standard Walltreatment), fein (feines Netz), grob (grobes Netz)

ENT bei Verwendung des Enhanced Walltreatments. Die Massenstromaufteilung wird sowohl vom $k\text{-}\omega\text{-SST}$ - als auch vom Realizable- $k\text{-}\epsilon$ -Modell gleich gut abgebildet. Der Massenstrom im Auslasskanal 1 steigt gegenüber den Berechnungen am feinen Netz an. Das Strömungsbild ist am groben Netz deutlich verändert. In OpenFOAM sind die Ablösegebiete für beide Turbulenzmodelle gleich. Daher ist in Abbildung 3.13a nur das Ergebnis des $k\text{-}\omega\text{-SST}$ -Modells gezeigt. Beide Realizable-Modelle in FLUENT weisen keine einzige Ablösung mehr auf, wie Abbildung 3.13b zu entnehmen ist. Jedoch zeigt Abbildung 3.11, dass die SWT-Berechnung am groben Netz als einzige einen wesentlichen Unterschied zu den übrigen Simulationen zeigt und den Massenstrom, wie auch bereits auf dem feinen Netz, unterschätzt. Die Simulation mit dem $k\text{-}\omega\text{-SST}$ -Modell in FLUENT weist einen einzigen Ablösewirbel am Ende des großen Leitblechs auf der linken Seite auf.

Es besteht jedoch ein großer Unterschied zwischen den CFD-Simulationen und dem berechneten analytischen Ergebnis. Die analytische Massenstromaufteilung reagiert deutlich sensibler als die numerische. Die Gründe hierfür liegen vermutlich an den getroffenen Idealisierungen und sind auch bereits für die Berechnungen des T-Stücks im symmetrischen Fall in Abschnitt 3.1 diskutiert worden. Wenn davon ausgegangen wird, dass sich das in den Abbildungen 3.5 und 3.6 gezeigte Verhalten, dass die analytische Rohrreibungszahl höher als die numerisch berechnete ist, analog im asymmetrischen Fall fortsetzt, dann müsste aber der Massenstrom in der analytischen Berechnung höher sein als in der numerischen. Dies lässt sich zeigen indem in Gleichung (3.16),

$$\underbrace{\mu^2(\lambda_{out,2} - \lambda_{out,1})}_{\ll 1}, \quad (3.17)$$

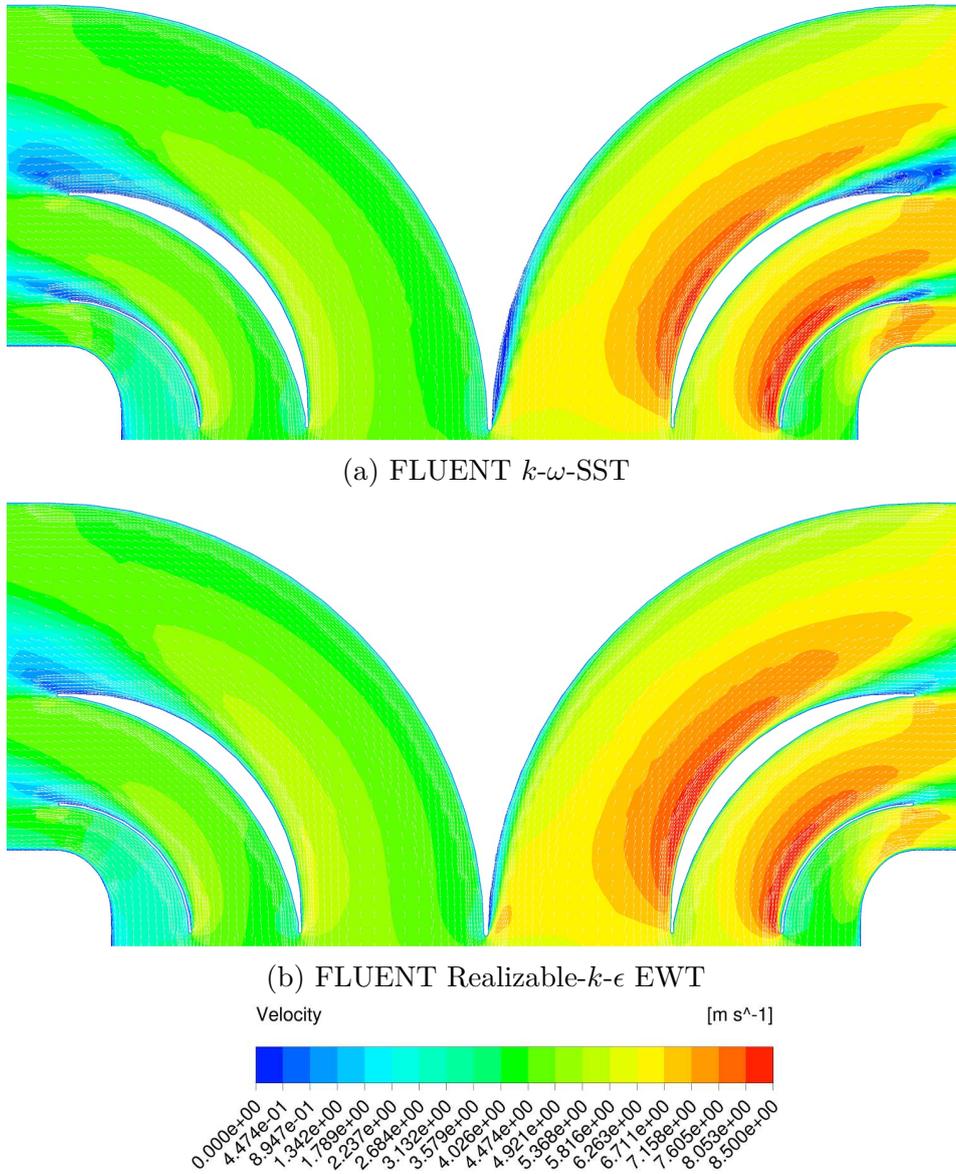


Abbildung 3.12: Vergleich der Ablösegebiete der Turbulenzmodelle in FLUENT am feinen Netz für die asymmetrische Massentromaufteilung am T-Stück bei $\Delta p = 18,375$ Pa

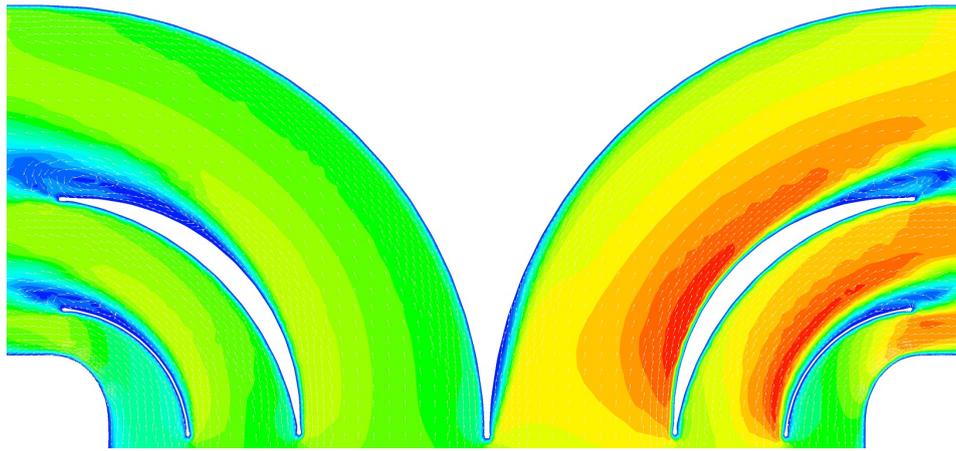
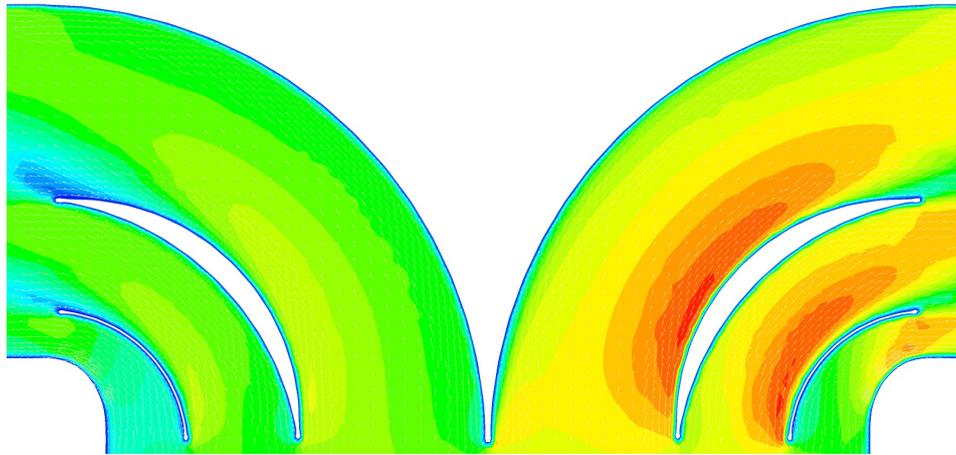
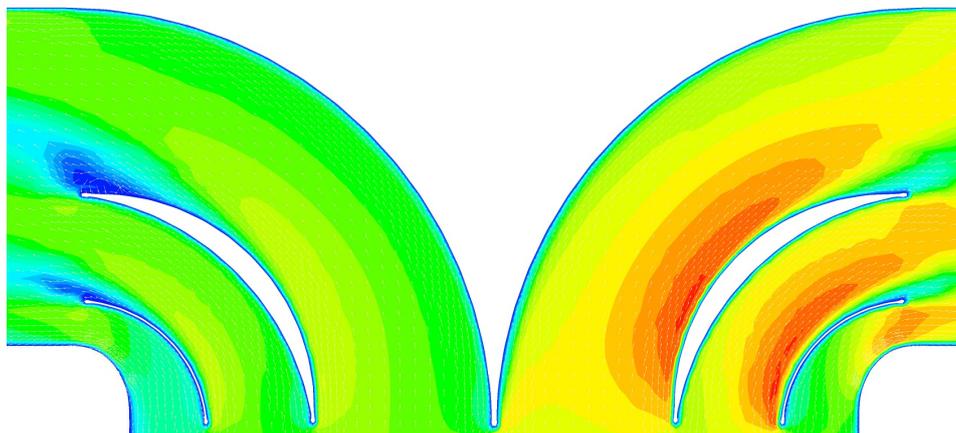
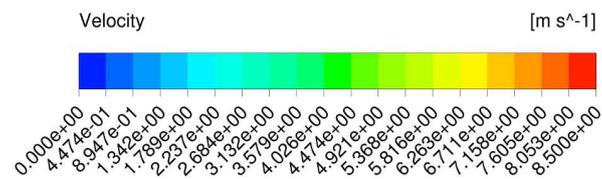
(a) OpenFOAM $k-\omega$ -SST(b) FLUENT Realizable- $k-\epsilon$ SWT(c) FLUENT $k-\omega$ -SST

Abbildung 3.13: Vergleich der Ablösegebiete am groben Netz für die asymmetrische Massentrommaufteilung am T-Stück bei $\Delta p = 18,375$ Pa

angenommen wird, also dass der quadratische Anteil vernachlässigbar klein ist. Denn dann gilt nach einigen Umformungen,

$$\mu(\Delta p_{12}) = \frac{1}{2} - \frac{\Delta p_{12}}{2\rho \frac{w_{in}^2}{2} \frac{A_{in}^2}{A_{out}^2} \left(1 + \frac{l_{out}}{d_{H,out}} \lambda_{out,2}(\mu)\right)} \quad (3.18)$$

Somit sinkt das Massenstromverhältnis μ umso langsamer, je größer die Rohrreibungszahl des Auslasskanals 2 ist. In Abbildung 3.11 ist es jedoch genau umgekehrt.

Daraus kann jedoch geschlossen werden, dass die Abweichungen zwischen den numerischen Simulationen und der analytischen Funktion (3.16) durch die Annahme eines konstanten ζ -Werts für das T-Stück entstehen.

Bei Betrachtung des Totaldruckfeldes in der Mittelebene des T-Stücks, dargestellt in Abbildung 3.14 für das Realizable- k - ϵ -Modell in FLUENT mit Enhanced Walltreatment, ist mit steigendem Druck die zunehmende Asymmetrie erkennbar. In der rechten Hälfte des T-Stücks ist der Totaldruck höher, weil der Massenstrom größer ist. Auch stromabwärts des T-Stücks setzt sich diese Asymmetrie fort. Aus Abbildung 3.14 lässt sich schließen, dass die Annahme eines konstanten Druckverlustes des T-Stücks im Fall einer asymmetrischen Massenstromaufteilung offensichtlich nicht erfüllt ist, da der Druckverlust auf der rechten Seite höher als jener auf der linken Seite ist.

Somit lässt sich zusammenfassen, dass sich die Annahme eines konstanten Druckverlustbeiwertes des T-Stücks als falsch herausgestellt hat, wie aus Abbildung 3.14 ab-

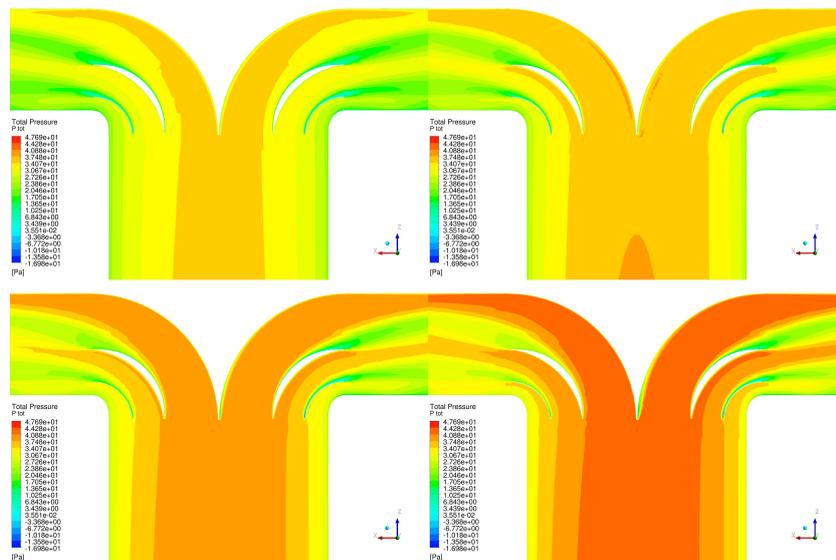


Abbildung 3.14: Totaldruck im T-Stück bei asymmetrischer Massenstromaufteilung berechnet mit dem Realizable- k - ϵ -Modell in FLUENT auf dem feinen Netz für eine Druckdifferenz zwischen den Auslässen von 4,5938 Pa (links oben), 9,1875 Pa (rechts oben), 13,781 Pa (links unten) und 18,375 Pa (rechts unten)

geleitet werden kann. Dies zeigt sich auch anhand des asymmetrischen Auftretens von Ablösewirbeln auf dem feinen Netz in Abbildung 3.12. Darin konnte auch gezeigt werden, dass eine Ablösung in der stärker durchströmten Hälfte an der Teilung auftritt, welche zu einem höheren Druckverlust auf dieser Seite führt. Die Ursache für diese Ablösung ist die stauungsbedingte Umlenkung der Strömung stromauf des T-Stücks, welche mit steigender Asymmetrie zunimmt. Jedoch wurde auf eine Berechnung des Druckverlustbeiwerts in Abhängigkeit der Massenstromaufteilung des T-Stücks aufgrund des hierzu notwendigen großen Aufwands in dieser Arbeit verzichtet. Außerdem hat sich gezeigt, dass in OpenFOAM Wirbel öfter abgebildet werden als in FLUENT. Die Frage, ob diese Wirbel auch tatsächlich auftreten würden und physikalisch richtig sind, lässt sich jedoch ohne Messung nicht beantworten.

3.3 Lüftungskanal der UBMC2

Nach der Diskussion des T-Stücks in den Abschnitten 3.1 und 3.2 wird nun der gesamte Lüftungskanal der UBMC2 berechnet. Dazu wird zuerst die Geometrie des Kanals beschrieben. Weil für den Vergleich der Programme vorab Messergebnisse vorliegen, soll die Durchführung der Messung danach kurz erläutert werden. Anschließend wird auf die Umsetzung in den Programmen und insbesondere auf die verwendeten Randbedingungen eingegangen. Schlussendlich werden die Ergebnisse verglichen und daraus Schlussfolgerungen gezogen.

3.3.1 Geometrie

Der gesamte Lüftungskanal weist eine komplexe Geometrie auf und ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Am Einlass fördert ein Gebläse einen konstanten Luftmassenstrom. Im Heizfall wird die Luft an dieser Stelle in den Kanal eingeblasen und im Lüftungsfall abgesaugt. Zur Beschreibung des Kanals wird nun vom Heizfall ausgegangen.

Die Zuluftverteilung in der Mitte sorgt für eine Aufteilung des Massenstroms auf die beiden Seitenkanäle. Diese Aufteilung muss zu gleichen Teilen erfolgen. Weil das Gebläse versetzt von der Mittellinie des Fahrzeugs angeordnet ist, besteht bezüglich dieser keine Symmetrie und die Massenstromspaltung an der Zuluftverteilung würde ohne entsprechende konstruktive Maßnahmen dieser Asymmetrie folgen. Deshalb ist diese in Form und durch Leitbleche unterstützt dahingehend optimiert, dass der Druckverlust zu beiden Seitenkanälen möglichst gleich ist.

Das in den Abschnitten 3.1 und 3.2 untersuchte T-Stück folgt direkt auf die Zuluftverteilung. Es teilt den Luftstrom in den Seitenkanälen symmetrisch auf die vordere und die hintere Hälfte des Fahrzeugs auf. Für die 16.308 mm langen Seitenkanäle besteht Symmetrie bezüglich der Fahrzeugmittellinie. Auf jener Seite, an welcher sich der Fahrerstand befindet, überragen die Längsträger den Lüftungskanal. Der Fahrerstand wird über ein separates Kanalsystem belüftet. Pro Seitenkanalhälfte gibt es 6 Lüftungsauslässe. Die 4 Auslässe, welche dem T-Stück am nächsten sind, wurden mit Lochblechen versehen, um den Luftmassenstrom zu drosseln. Danach erfolgt die Luftführung über das Drehgestell

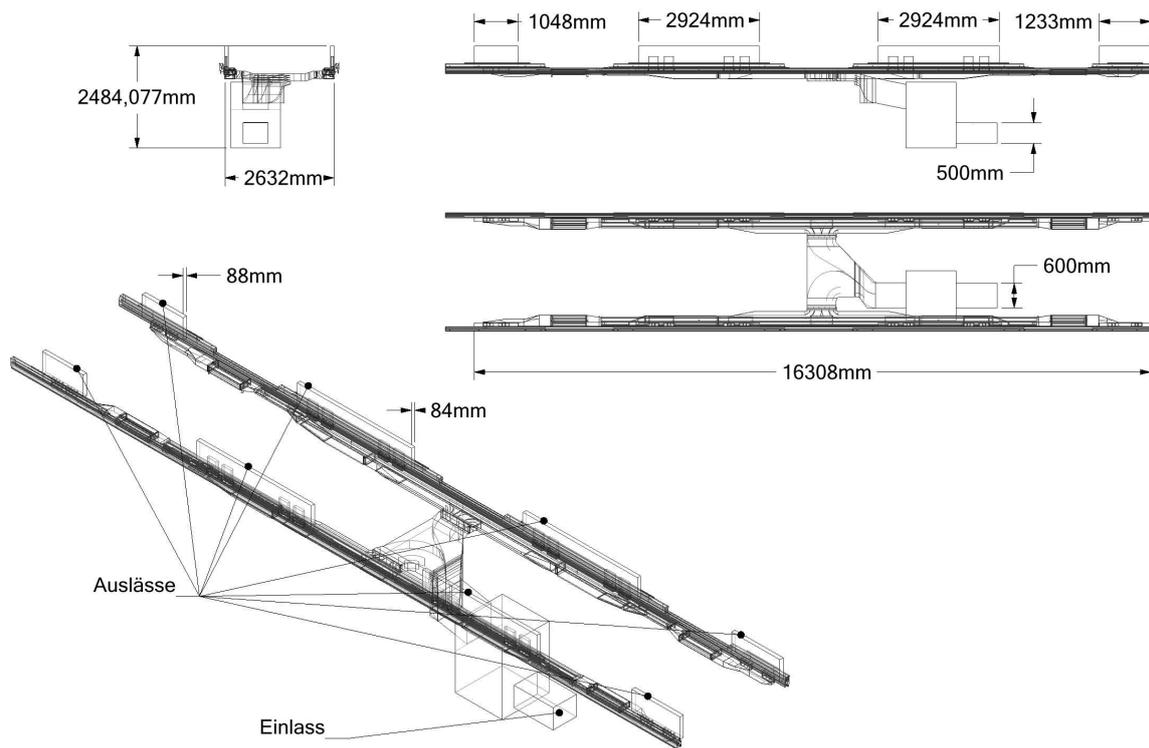


Abbildung 3.15: Geometrie des Lüftungskanal für die U-Bahn München Typ C2 mit zusätzlichen Adapter- und Auslassboxen

ein kurzes Stück durch den Längsträger, um die äußeren beiden Auslassöffnungen zu versorgen.

An allen Auslässen des Lüftungskanalmodells, wie in Abbildung 3.15 erkennbar, sind Auslassboxen hinzugefügt worden. Diese haben den Zweck das Ausblasen in den Fahrgastraum zu berücksichtigen. Außerdem wird dadurch der Einfluss der Randbedingungen auf die Kanalströmung in der Berechnung reduziert, weil der in der Rechnung verwendete Auslass in den Fahrgastraum verschoben wird. Pro Seitenkanalhälfte wurden die ersten vier mit Lochblechen versehenen Auslässe mit einer Auslassbox und die äußeren beiden Auslässe mit einer anderen zusammengefasst. Dadurch ergeben sich im Modell insgesamt acht Auslassöffnungen. Im vorderen Teil des Fahrzeugs sind die Auslassboxen um 185 mm länger als jenen am Heck. Insgesamt ist der hydraulische Durchmesser an allen Auslässen jedoch nahezu gleich.

Am Einlass befindet sich eine Adapterbox, die nur für die Messung verwendet worden ist und im Fahrbetrieb nicht vorkommt. Um die CFD-Simulationen besser mit der Messung vergleichen zu können, wird diese jedoch im Modell berücksichtigt.

3.3.2 Messung

Die Messung am Lüftungskanal ist bereits vorab durchgeführt worden und daher nicht Teil dieser Arbeit. Gemessen wurden der Druck im Fahrgastraum und in der Adapterbox sowie die Volumenströme an den Ausblasöffnungen. Die Adapterbox hat einerseits den Zweck den Niveauunterschied zwischen Lüftungskanaleinlass und Gebläse während der Messung zu überbrücken und andererseits für eine Vereinheitlichung des Drucks durch das große Volumen zu sorgen. Außerdem ist das Fahrzeug noch an den Kunden ausgeliefert worden und ein Anbohren des Lüftungskanals zur Druckmessung ist nicht möglich gewesen. Der Höhenunterschied rührt daher, dass das Fahrzeug während der Fertigung auf einem Montagegerüst steht. Das Gebläse befindet sich jedoch am Hallenboden.

Für die Messung sind sämtliche Zugänge zum Fahrgastraum mit Folien verschlossen und abgedichtet worden. Dies gilt auch für den Durchgang zum nächsten U-Bahn-Wagen. Dies ist notwendig gewesen, um die Belüftung möglichst betriebsnahe zu simulieren und weil die Türen noch nicht verbaut gewesen sind. Im so vorbereiteten Fahrgastraum wurden der Druck und die Auslassvolumenströme gemessen.

Zur Druckmessung am Einlass sind insgesamt 12 Löcher in die Adapterbox gebohrt und mit Schläuchen miteinander verbunden worden, um eine Mittelung zwischen den Messpunkten zu erzielen. Der so gemittelte Druck ist gemessen worden. Die Messpunkte sind derart angeordnet, dass sich auf jeder Seite der Adapterbox drei zueinander versetzte befinden. Abbildung 3.16 ist ein Foto und zeigt zwei Seiten der Adapterbox während der Messung. Die Messbohrungen und die Verbindungsschläuche sind darauf sehr gut sichtbar. Der Druckverlust des Lüftungskanals ergibt sich aus der Differenz zwischen dem im Fahrgastraum gemessenen Druck und jenem der Adapterbox.

Während des Betriebs des Fahrzeugs erfolgt die Durchströmung des Lüftungskanals in zwei Richtungen. Im Heizfall wird die Luft in den Fahrgastraum eingeblasen und im Lüftungsfall wird sie aus diesem abgesaugt. Beide Betriebsfälle wurden in der Messung berücksichtigt und simuliert. Auf diese Weise ist der Druckverlust und der Volumenstrom in verschiedenen Betriebspunkten gemessen worden. Das Messergebnis wurde über eine Zeitspanne von 10 Sekunden zeitgemittelt.

3.3.3 Umsetzung in den Programmen

Für die Simulationen werden, wie bereits in den Berechnungen für das T-Stück, zwei Rechenetze verwendet. Das feine Netz verwendet zur Diskretisierung der Geometrie 15.874.600 und das grobe 13.579.247 Zellen. Der Unterschied zwischen den Netzen ist, dass das feine Netz eine zusätzliche Wandverfeinerung durch Teilung der wandnächsten Zelle enthält. Das Fehlen einer solchen Wandschicht im groben Netz sorgt dafür, dass die Wandabstandsbedingung für die Standardwandfunktionen besser erfüllt ist. An der Stelle der Lochbleche weisen die Netze eine eigene Verfeinerung auf. Der Grund hierfür ist, dass die Lochbleche nicht direkt aufgelöst sondern mit einer speziellen Randbedingung approximiert werden, denn die direkte Auflösung wäre, wegen der dafür notwendigen hohen Zellanzahl und –feinheit, zu aufwändig. Für diese Randbedingung, die weiter unten behandelt wird, muss für jedes Lochblech eine Oberfläche im inneren des Netzes erzeugt



Abbildung 3.16: Fotografie der Adapterbox während der Messung des Lüftungskanals.
Die Messbohrungen sind gut erkennbar.

werden. Der SPIDER Netzgenerator ist jedoch nicht in der Lage solche Flächen zu erzeugen. Er kann aber innere Volumina mit einer eigenen Verfeinerung generieren. Diese inneren Volumina müssen nach dem Einlesen des Netzes in FLUENT nachbearbeitet werden, sodass deren Oberflächen in Einzelflächen geteilt werden.

Das auf diese Weise nachbearbeitete Netz muss nun als eigene `.msh`-Datei gespeichert werden. Diese Datei kann nun in das OpenFOAM-Format konvertiert werden. Es tritt jedoch das Problem auf, dass in OpenFOAM, im Gegenteil zu FLUENT, Flächen im Inneren des Rechnernetzes nicht erlaubt sind. Bei der Konvertierung gehen solche Flächen verloren ([22] S.160). Um trotzdem zu einem ähnlichen Netz zu gelangen sind die folgenden Schritte notwendig:

- Mit dem Befehl `fluentMeshToFoam -writeSets` erfolgt die Konvertierung der `.mesh`-Datei in das OpenFOAM-Format. Die Option `-writeSets` sorgt dafür, dass die Informationen über alle Oberflächensets, also auch die inneren, erhalten bleiben. Ein Oberflächenset enthält alle Zelloberflächen, aus denen sich die gesamte Oberfläche zusammensetzt. Jedes Set wird in einer eigenen Datei gespeichert und ist nicht Teil des OpenFOAM-Netzes.
- Durch das Ausführen des Befehls `topoSet` werden Zell-Sets und -Zonen in das OpenFOAM-Netz integriert. Das Programm greift dabei auf die Datei `topoSetDict` zurück, die sich im `system`-Ordner befindet. In dieser Datei müssen die durchzuführenden Manipulationen sowie die Namen der Dateien der inneren Oberflächensets angegeben werden.

- Zwar sind die inneren Flächen nun in OpenFOAM vorhanden, aber sie können noch nicht für Randbedingungen verwendet werden. Es ist notwendig zuvor mit dem Befehl `createBaffles -overwrite` die Datei `createBafflesDict` im `system`-Ordner auszuführen. Dieser Befehl erstellt ein neues Netz indem er das alte an den angegebenen Stellen auftrennt und diese mit einer `cyclic`-Bedingung wieder koppelt. Die Option `overwrite` erlaubt das Überschreiben des alten Netzes. Eine Oberflächengruppe, auf der Randbedingungen definiert werden, wird im Englischen als Patch bezeichnet.

OpenFOAM kann somit zwar keine inneren Oberflächen für Randbedingungen verwenden, diese aber mit den im Paket enthaltenen Werkzeugen zu äußeren Flächen machen. Aus einer inneren, werden also zwei äußere Oberflächen, die miteinander gekoppelt sind und für die Randbedingungen angegeben werden müssen. Für die Diskretisierung der Modellgleichungen werden dieselben Schemata verwendet wie für das T-Stück, weshalb diesbezüglich auf Abschnitt 3.1.3 verwiesen sei.

Porous-Jump

Die Lochbleche erzeugen einen Druckverlust, der abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ist und werden daher als poröse Drucksprünge modelliert. Diese Randbedingung wurde bereits ausführlich in Abschnitt 2.4.2 diskutiert. In FLUENT wurde direkt die `porous-jump`-Randbedingung und in OpenFOAM die neu implementierte `pressureJump`-Randbedingung verwendet.

Symmetrie-Randbedingung

Mit den bereits im Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Auslassboxen soll das Ausblasen oder Einsaugen der Luft in beziehungsweise aus dem Fahrgastraum modelliert werden. Die oberen horizontalen Flächen grenzen an den übrigen Fahrgastraum und werden als Auslässe definiert. Auch an die in Abbildung 3.15 sichtbaren vertikalen Seiten der Auslassboxen, grenzt in der Realität der übrige Fahrgastraum. Daher werden diese Seiten im Allgemeinen von Luft durchströmt. In der CFD-Simulation hat sich jedoch gezeigt, dass dies, wenn diese Flächen als Auslässe definiert werden, zu einer sehr schlechten Konvergenz und zahlreichen *reversed-flow*-Warnungen führt. Daher wurde als alternative Randbedingung die Symmetrie-Randbedingung verwendet. Dadurch wird in den Auslassboxen kein zusätzlicher Druckverlust erzeugt, denn diese Randbedingung verhält sich wie eine reibungsfreie Wand, indem sie fordert, dass die Geschwindigkeitskomponente normal zur Fläche an ebendieser verschwindet. Dies stimmt zwar mit der realen Physik nicht mehr exakt überein, erlaubt jedoch ein besseres Konvergenzverhalten.

Wandbehandlung

Alle Kanalwände und Leitbleche werden, wie auch bereits bei den Berechnungen für das T-Stück als hydraulisch glatt angesehen. Es wird auch wieder die gleiche Wandbehandlung verwendet, welche auch bereits in Abschnitt 3.1.3 beschrieben wurde.

Ein- und Auslässe

Bei den Randbedingungen für den Einlass und die Auslassöffnungen muss zwischen den beiden Betriebsfällen unterschieden werden. Im Heizfall wird die Luft am Einlass durch Vorgabe einer Geschwindigkeitsrandbedingung mit einer Normalgeschwindigkeit von $u = 2,225 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ eingeblasen. An den Auslässen befinden sich Druckrandbedingungen die den statischen Druck mit $p = 0 \text{ Pa}$ vorgeben. Im Lüftungsfall wird der Kanal genau in die umgekehrte Richtung durchströmt. Daher muss an den Auslassöffnungen eine Einlassrandbedingung vorgegeben werden, welche in FLUENT `pressure-inlet` heißt. Dabei muss der Totaldruck vorgegeben werden. Es wurde ein Totaldruck von 0 Pa gewählt. Zwecks Vergleichbarkeit wurde in OpenFOAM eine analoge Randbedingung verwendet. Am Einlass bleibt die Geschwindigkeitsrandbedingung, jedoch ändert sich die Richtung des vorgegebenen Normalgeschwindigkeitsvektors. Außerdem ist der Luftmassenstrom im Lüftungsfall fast doppelt so groß wie im Heizfall, sodass dieser nun den Betrag $u = 4,449 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ besitzt. Dies ist durch die Betriebsanforderungen des Lüftungskanals vorgegeben.

3.3.4 Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der CFD-Berechnungen präsentiert. Zuerst werden die Lösungen für den Heizfall und danach jene des Lüftungsfalls angeführt. Mögliche Ursachen für die vorkommenden Abweichungen werden am Ende dieses Abschnitts diskutiert. Für die Auswertung der numerischen Ergebnisse für den Druckverlust und die Massenströme wurden Messebenen in das Modell eingefügt, an welchen der Druck flächengemittelt und die Massenströme gemessen wurden. Diese Messebenen sind in Abbildung 3.17 gezeigt. Die Einlassmessebene befindet sich in der Mitte der Adapterbox und die Auslassmessebene schneidet alle Auslassboxen. Somit wird der Auslassdruck nicht direkt an den Auslässen, sondern bereits im Fahrgastraum abgegriffen. Diese Ebenen wurden auch bereits vor dieser Arbeit zur Auswertung der Ergebnisse für diesen Lüftungskanal bei SIEMENS verwendet.

Heizfall

Die Massenströme, die durch die einzelnen Auslassboxen in den Fahrgastraum gefördert werden, sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Die Bezeichnungen richten sich darin nach den in Abbildung 3.17 gewählten Begriffen. Die Unterschiede zwischen den CFD-Rechnungen und den Messwerten sind nur sehr gering. Es fällt dennoch bei genauer Betrachtung auf, dass sich die OpenFOAM-Simulation mit dem Realizable- k - ϵ -Modell auf beiden Netzen an jedem Auslass von der Vergleichsrechnung mit Standardwandbehandlung in FLUENT unterscheidet, da der Massenstrom an den innen liegenden Auslassboxen 2 und 3 sowie 6 und 7 in OpenFOAM immer höher und an den peripheren Auslässen immer niedriger ist. Dieses Verhalten trifft sogar, mehr oder weniger, auf alle mit OpenFOAM berechneten Lösungen im Vergleich zu jenen aus FLUENT auf. Dies ist wohl auf die Modellierung der Lochbleche zurückzuführen. Die Abweichung des Massen-

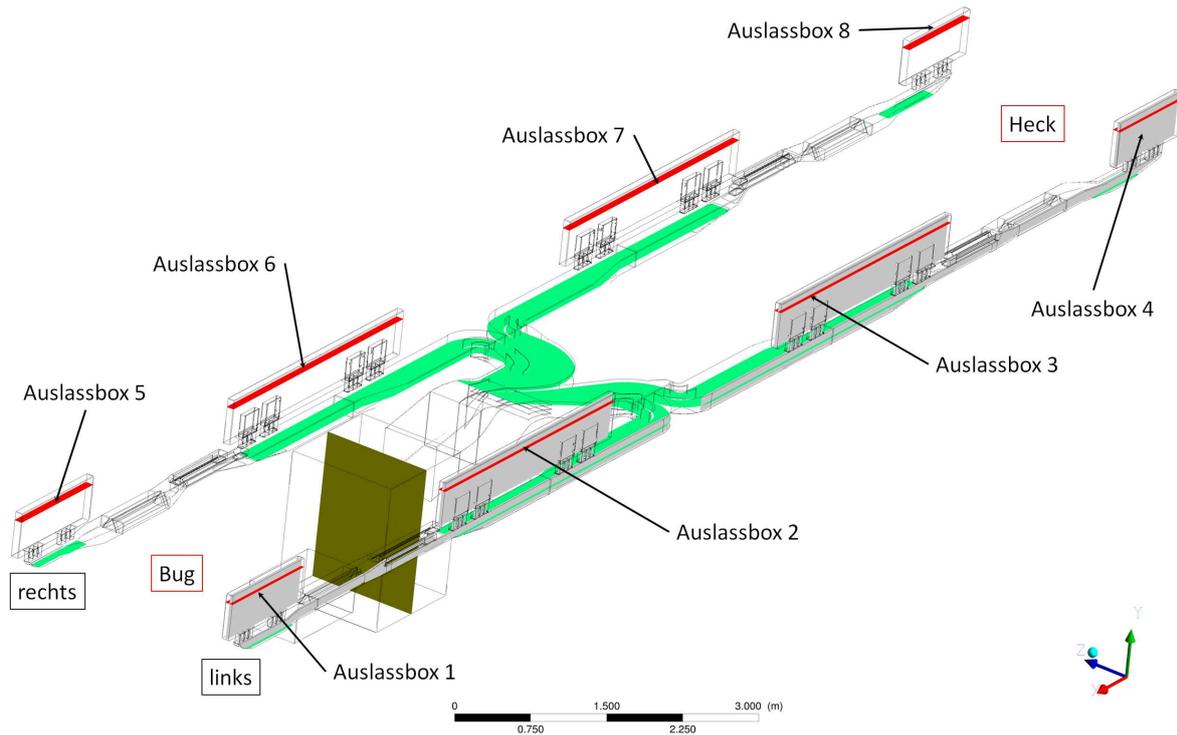


Abbildung 3.17: Messebenen für die Auswertung der numerischen Berechnungen des Lüftungskanals der UBMC2

stroms in der linken Hälfte des Kanals ist zwischen den Turbulenzmodellen in FLUENT sehr gering. In der rechten Hälfte zeigt sich jedoch, dass der mit dem $k-\omega$ -SST-Modell errechnete Massenstrom zum Bug des Fahrzeugs kleiner und jener zum Heck größer ist, als mit dem Realizable- $k-\epsilon$ -Modell. Selbiger Unterschied zwischen den Turbulenzmodellen gilt für den Massenstrom in den linken Seitenkanal, der mit dem SST-Modell größer zu sein scheint. Mit Ausnahme einer Berechnung folgen jedoch alle Simulationen der Asymmetrie der Aufteilung zwischen den Seitenkanälen, welche auch gemessen worden ist. Die symmetrischste Aufteilung ergibt sich mit dem Realizable-Modell in OpenFOAM auf dem groben Netz. Anhand der in Abbildung 3.18 wiedergegebenen Daten, kann keine Aussage darüber getroffen werden, welches Programm, Netz oder Turbulenzmodell näher an den Messwerten liegt und daher korrektere Ergebnisse generiert.

Die berechneten Werte für den Druckverlust des Kanals sind in Abbildung 3.19 angeführt. Jene Druckverlustwerte, welche mit Hilfe der Messebenen bestimmt worden sind, sind in diesem Diagramm durch volle Balken wiedergegeben. Wie auch bereits in den Berechnungen für das T-Stück bei symmetrischer Massenstromaufteilung in Abschnitt 3.1.4 zeigt sich am feinen Netz ein signifikanter Unterschied zwischen dem Realizable- $k-\epsilon$ -Modell in FLUENT mit Enhanced Walltreatment und der entsprechenden OpenFOAM-Berechnung. Letztere liefert einen deutlich höheren Druckverlust. Bei Vergrößerung des Netzes sinkt der Druckverlust und beide Ergebnisse nähern sich einander an. Bei Gebrauch der Standardwandfunktionen in FLUENT ergibt sich am feinen Netz ein ver-

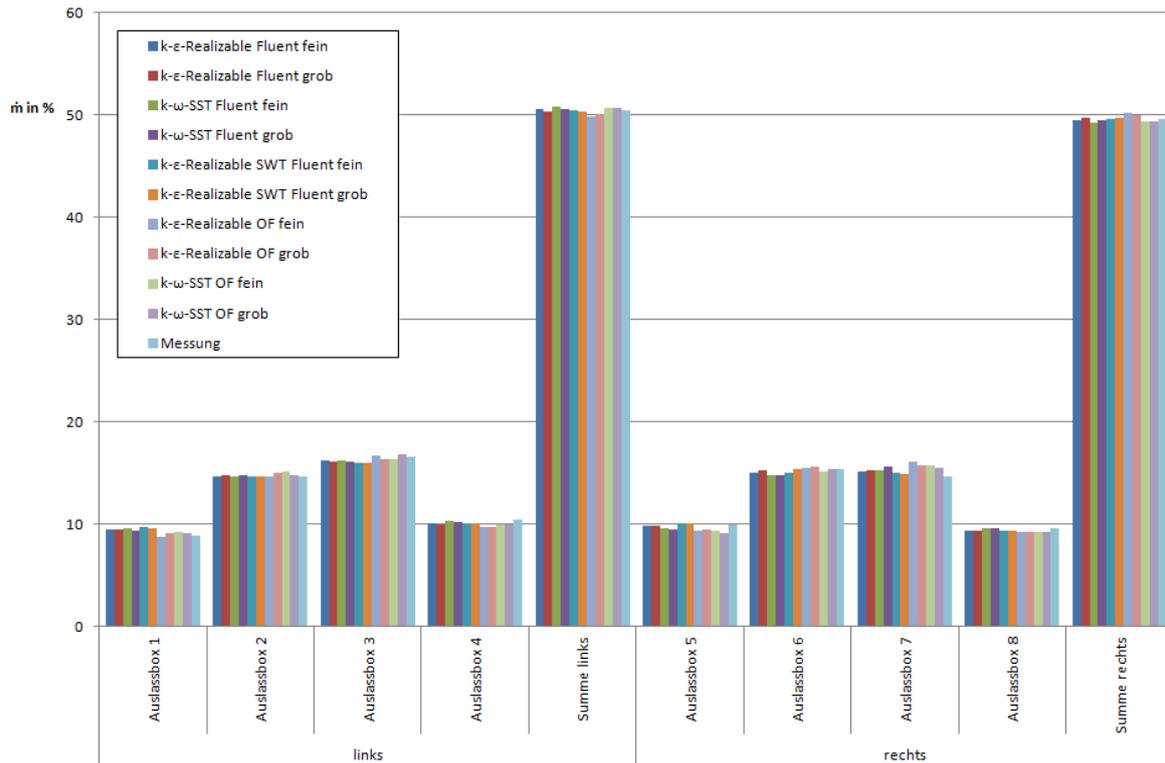


Abbildung 3.18: Massenstromaufteilung an den Auslässen für Heizfall mit den Bezeichnungen der Auslässe nach Abbildung 3.17

gleichsweise niedriger Wert des Druckverlusts. Am groben Netz steigt dieser jedoch an und nähert sich dem Wert, der sich mit dem Enhanced Walltreatment ergibt. Somit ergeben sich bei den Berechnungen mit dem Realizable- $k-\epsilon$ -Modell am groben Netz ähnliche Druckverluste für den Lüftungskanal.

Die Simulationen mit dem $k-\omega$ -SST-Modell führen zu deutlich niedrigeren Δp -Werten. Am feinen Netz ist der Unterschied zwischen den Programmen größer, sodass sich mit OpenFOAM der niedrigste Wert für den Druckverlust ergibt. Mit zunehmendem Wandabstand nimmt die Differenz zwischen den beiden CFD-Programmen ab und die Lösungen nähern sich einander, da der Druckverlust in FLUENT abnimmt und in OpenFOAM ansteigt.

Um die Unterschiede zwischen den Programmen genauer feststellen zu können, wird der Lüftungskanal in Abschnitte unterteilt und für jeden Abschnitt der Druckverlustbeiwert ζ berechnet. Im Kanal wird die Luft einerseits durch die Zuluftverteilung auf die beiden Seitenkanäle und andererseits in ebendiesen an den T-Stücken auf die vordere und hintere Hälfte des Fahrzeugs aufgeteilt. Wie bereits in Abschnitt 3.3.1 erläutert sind die Seitenkanalhälften annähernd symmetrisch. Daher erfolgt die Unterteilung in die Abschnitte exemplarisch am vorderen linken Viertel des Lüftungskanals. Dieses Viertel wird nun in 9 Teilabschnitte unterteilt, welche durch Ebenen getrennt sind. Beides

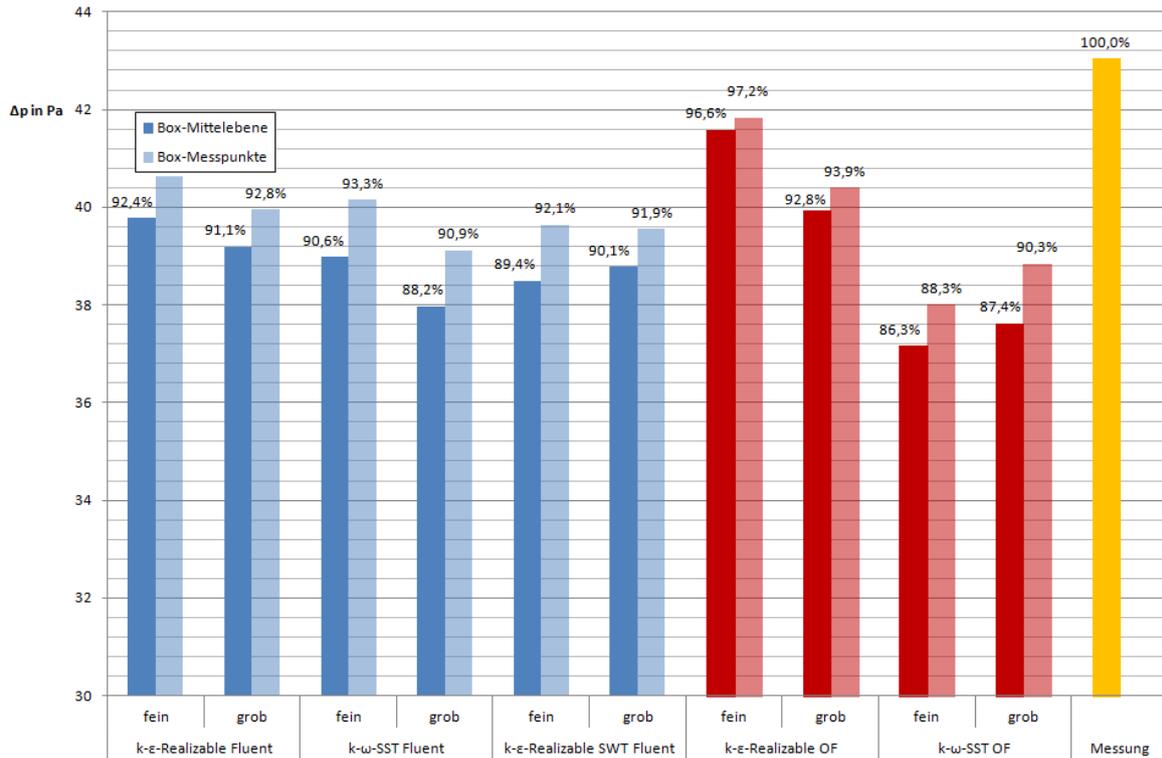


Abbildung 3.19: Kanaldruckverlust von UBMC2 für Heizfall für alle numerischen Simulationen in FLUENT (blau) und OpenFOAM (rot) berechnet über eine Messebene (volle Balken) und über Messpunkte (transparente Balken) in der Aspaterbox sowie der gemessene Wert (gelb)

ist in Abbildung 3.20 dargestellt.

Zur Berechnung der ζ -Werte wird jeweils die Differenz der flächengemittelten Totaldrücke der beiden Begrenzungsflächen gebildet. Als Bezugsgrößen für diese werden die Flächen der Ebenen und die mittlere Geschwindigkeit an diesen verwendet. Die Abschnitte *Lochbleche außen* und *Lochbleche innen* sollen den Druckverlust an den Lochblechen abbilden.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.21 gezeigt. Es ist ersichtlich, dass sich die Druckverlustbeiwerte zwischen den Programmen teilweise deutlich unterscheiden. In der Zuflussverteilung sind die Werte in OpenFOAM höher, da sich ein sehr großes Ablösegebiet stromab der horizontalen Leitbleche ausbildet, welches in Abbildung 3.22 sehr gut sichtbar ist. Da dieses Bild mit dem Totaldruck eingefärbt ist, kann der erhöhte Druckverlust leicht erkannt werden. Nur am feinen Netz stimmt das Strömungsbild des k - ω -SST-Modells in OpenFOAM gut mit der entsprechenden Berechnung in FLUENT überein.

An den Auslässen mit Lochblechen ist der Druckverlustbeiwert in OpenFOAM nur unwesentlich niedriger als in FLUENT, wenn dafür die Totaldruckdifferenz innerhalb des Kanals gebildet wird. Wird diese mit dem Totaldruck im Fahrgastraum berech-

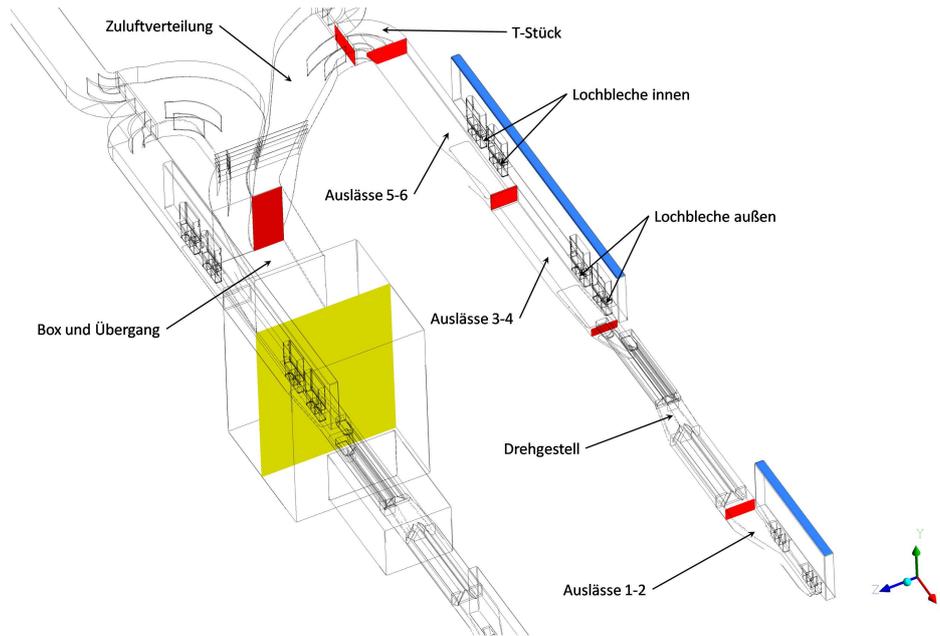


Abbildung 3.20: Unterteilung des Lüftungskanals in Abschnitte mit Hilfe von Ebenen zur Berechnung der Druckverlustbeiwerte

net und somit der ζ -Wert durch die Lochbleche bestimmt, so ist der Druckverlust mit OpenFOAM eindeutig niedriger als mit FLUENT. Dies ist auf die unterschiedliche Modellierung der Lochbleche zurückzuführen. Die Implementierung dieser Randbedingung in OpenFOAM erzeugt offensichtlich einen niedrigeren Druckverlust.

Der letzte große Unterschied zwischen den Programmen zeigt sich an den äußersten beiden Auslässen einer Seitenkanalhälfte. Dort ist der ζ -Wert in OpenFOAM geringfügig höher. Zwar ist die Totaldruckdifferenz unauffällig und zwischen den Programmen gleich, jedoch unterscheiden sich nach Abbildung 3.18 die Massenströme und daher die Bezugsgrößen. Der Unterschied ist offensichtlich auf den Wandabstand y^* zurückzuführen. Dieser ist, wie in Abbildung 3.23 ersichtlich, in OpenFOAM im Bereich dieses Teilstücks auch auf dem groben Netz geringer als in FLUENT, da auch der Massenstrom geringer ist. Die auftretenden y^* -Werte sind in OpenFOAM an der Grenze des gültigen Bereichs. Auf eine Adaptierung des Netzes wurde verzichtet, da dasselbe Netz auch für den Lüftungsfall verwendet wurde.

Da der Druckverlustbeiwert in OpenFOAM in der Zuluftverteilung sowie an den äußeren Auslässen höher und an den Lochblechen niedriger ist, gleicht sich dieser Unterschied für den Gesamtdruckverlust über den ganzen Kanal gut aus. Daher ist mit Abbildung 3.19 allein kein eindeutiger Unterschied zwischen den CFD-Programmen feststellbar.

Alle Berechnungen in Abbildung 3.19 weisen aber einen markanten Unterschied zum gemessenen Druckverlust für den gegebenen Massenstrom auf. Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten kann aus Abbildung 3.16 abgeleitet werden. Bei der Messung wurde der Druck, wie am Foto abgebildet, nicht in der Mittelebene der Box gemessen sondern an 12 Messpunkten, welche über deren Oberfläche verteilt waren. An der Wand gegenüber

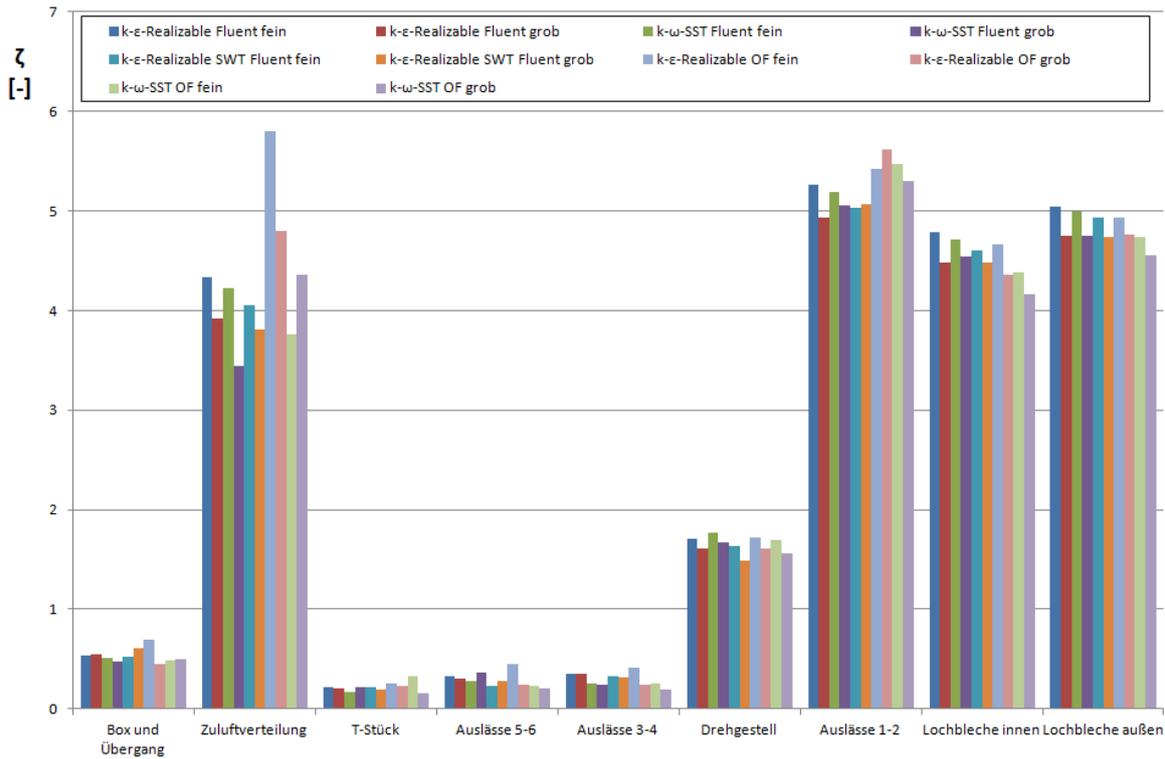


Abbildung 3.21: Druckverlustbeiwerte in den Kanalabschnitten von UBMC2 im Heizfall für die berechneten Turbulenzmodelle zwischen FLUENT und OpenFOAM unter Verwendung der Bezeichnungen nach Abbildung 3.20

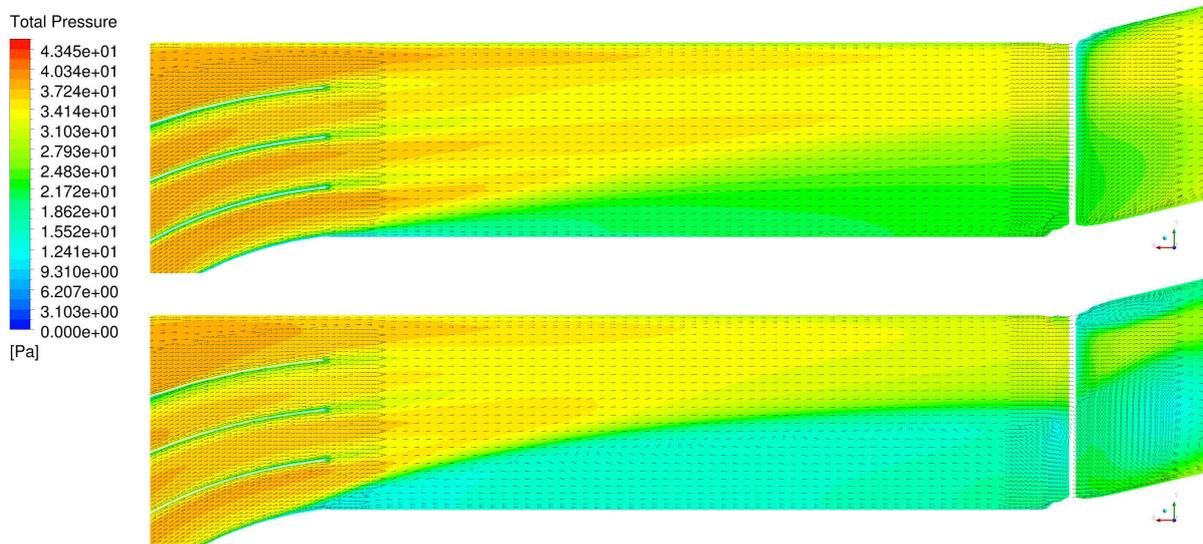


Abbildung 3.22: Vergleich des berechneten Totaldruckfeldes und der normierten Vektoren zwischen FLUENT (oben) und OpenFOAM (unten) in der Zuluftverteilung im Heizfall für das Realizable- $k-\epsilon$ -Modell auf dem feinen Netz

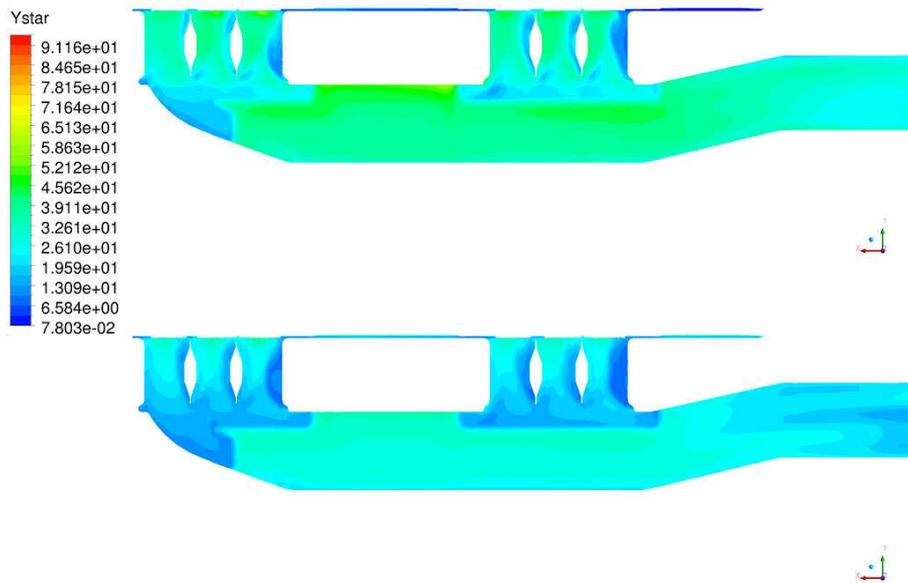


Abbildung 3.23: y^* Werte an den äußeren Auslässen für das Realizable- k - ϵ -Modell auf dem groben Netz in FLUENT (oben) und OpenFOAM (unten) im Heizfall

der Einlassöffnung befinden sich drei Messpunkte, welche unter dem Übergangskanal zur Zuluftverteilung angeordnet sind. Des Weiteren befindet sich auf derselben Höhe auf den angrenzenden Seitenflächen, wie in Abbildung 3.16 rechts unten sichtbar, ebenfalls jeweils ein weiterer Messpunkt. Somit werden im Heizfall 5 der 12 Messbohrungen direkt angeblasen und der statische Druck ist an diesen Messstellen erhöht. Daraus lässt sich ableiten, dass der gemessene Druckverlust höher ist als der berechnete.

Um dies zu überprüfen, wurde der statische Druck in den Berechnungen an den Messpunkten der Adapterbox ausgewertet und der Druckverlust berechnet. Weil keine Maßangaben zur genauen Lage dieser Punkte während der Messung vorgelegen sind, musste die Lage aus den Fotos abgeleitet und mit Augenmaß abgeschätzt werden. Die Ergebnisse des so berechneten Kanaldruckverlusts sind in Abbildung 3.19 als halbtransparente Balken dargestellt.

Es zeigt sich, dass das Δp , welches sich über die Messpunkte berechnet, auch in den numerischen Simulationen wesentlich höher ausfällt. Die Unterschiede zwischen den Berechnungen nehmen dadurch auch ab. Auch der Abstand zwischen den beiden verwendeten Turbulenzmodellen nimmt ab, sodass die Druckverluste mit dem k - ω -SST-Modell am groben Netz knapp unter dem Niveau der Realizable-SWT-Berechnung liegen. Das am feinen Netz gefundene k - ω -SST Ergebnis in FLUENT liegt am feinen Netz sogar zwischen den beiden Werten der Realizable-Berechnungen mit Enhanced Walltreatment. Trotz dieser Verbesserungen sind alle mit den CFD-Programmen errechneten Werte niedriger als der Messwert.

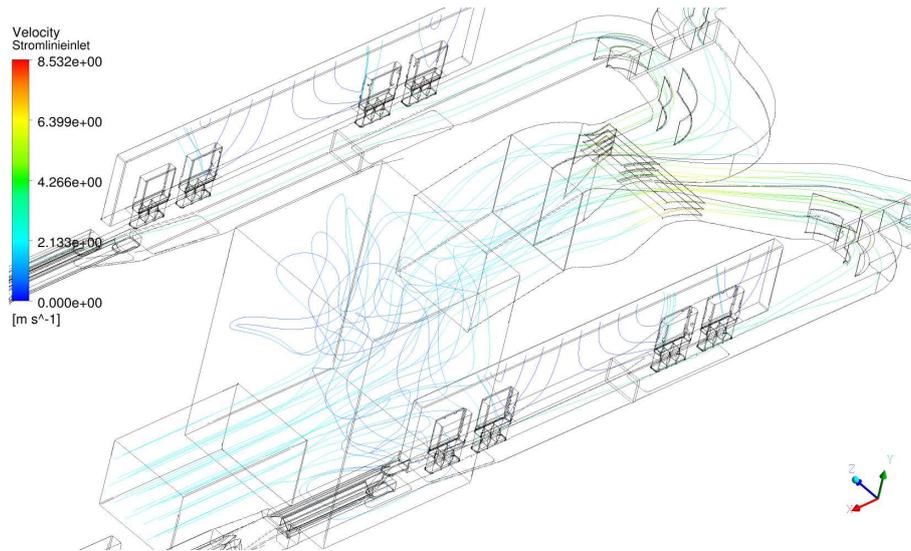


Abbildung 3.24: Stromlinien in der Adapterbox für das Realizable- k - ϵ -Modell in FLUENT auf dem groben Netz

Als Ursache für diese Abweichung zwischen Berechnungen und Messung kommen instationäre Effekte im Kanal und in der Adapterbox infrage. In der Adapterbox konnten bereits an den Ergebnissen der stationären Rechnungen starke Verwirbelungen festgestellt werden. Diese sind sehr leicht an den Stromlinien erkennbar und in Abbildung 3.24 für den Heizfall gezeigt. Daher wurde eine instationäre Berechnung mit dem Realizable- k - ϵ mit Enhanced Walltreatment in FLUENT durchgeführt. Es wurde hierfür ein implizites Verfahren für die Zeitintegration verwendet und hierfür ein Zeitschritt von $\Delta t = 0,001$ s gewählt. Die maximale Anzahl an Iterationen pro Zeitschritt betrug 20. Um schneller zu relevanten Lösungen zu gelangen wurde vom stationären Ergebnis losgerechnet. Aufgrund der großen Anzahl der Zellen und der enormen Anforderungen an Rechenleistung und Speicherbedarf konnten nur 1,4 Sekunden Echtzeit simuliert werden. Der Druckverlust wurde analog zum stationären Fall berechnet. Die Resultate der instationären Simulation sind in Abbildung 3.25a und Abbildung 3.25b dargestellt.

Abbildung 3.25a zeigt den zwischen den Messebenen wirkenden Druckverlust über der Zeit. Auch wenn nur ein sehr kleines Zeitfenster wiedergegeben wird, kann daraus durch Blick auf die Ordinate abgeleitet werden, dass der Einfluss der Zeit auf den über die Messebenen berechneten Druckverlust sehr gering ist.

Wird der Druckverlust hingegen über die Messpunkte berechnet und dessen Verlauf über die Zeit, wie in Abbildung 3.25b, in ein Diagramm eingetragen, so ergibt sich eine deutliche Zeitabhängigkeit. Über die Größe der Schwankungsbreite kann jedoch keine Aussage gemacht werden, da das Zeitintervall hierzu zu klein ist. Eine Simulation von 10 Sekunden Echtzeit und anschließende Zeitmittelung des Druckverlustes analog zur Messung nach Abschnitt 3.3.2 war im Zuge dieser Arbeit aufgrund der enormen Rechenzeit nicht möglich.

Daraus lässt sich schließen, dass die Wahl einer Referenzebene zur Berechnung des

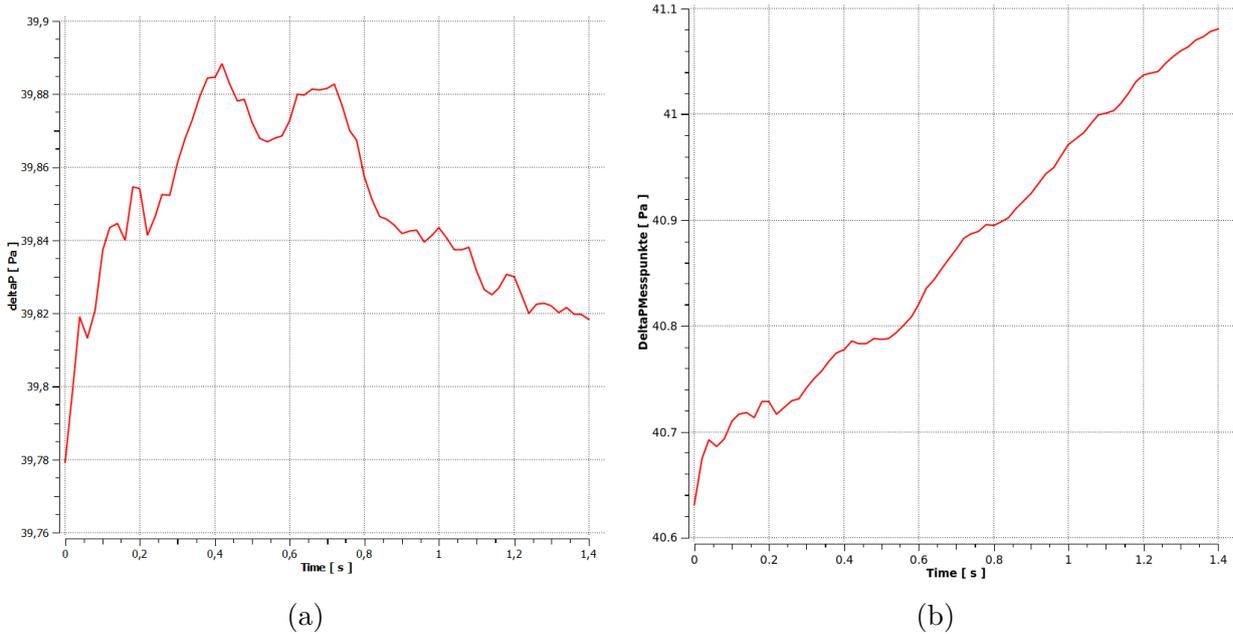


Abbildung 3.25: Zeitlicher Verlauf des Druckverlustbeiwerts bei Berechnung über Mes-sebenen (a) und über Messpunkte (b) im Heizfall

Druckverlustes in den stationären CFD-Berechnungen zwecks Mittelung und Zeitunabhängigkeit bestmöglich gewählt wurde. Die Wahl der Messpunkte in der Messung war jedoch infolge der direkten Anströmung der Messbohrungen sowie der gezeigten Zeitabhängigkeit für den Heizfall ungünstig.

Lüften

Der Kanal wird nun im Lüftungsfall in die umgekehrte Richtung durchströmt. Die Massenstromaufteilung an den Auslässen ist in Abbildung 3.26 gezeigt. Der Unterschied zwischen den beiden Programmen ist nun deutlich größer. An den äußeren Auslassboxen 1, 4, 5 und 8 ist der Massenstrom größer als jener in FLUENT. Hingegen ist er geringer an den inneren Auslassboxen, an deren Auslässen sich die Lochbleche befinden. Innerhalb der Programme ergeben sich ähnliche Massenströme unabhängig vom verwendeten Turbulenzmodell. Die leicht asymmetrische Aufteilung der Luftmasse auf die zwei Seitenkanäle wird von allen Berechnungen, bis auf die $k-\epsilon$ -Realizable-Berechnung auf dem feinen Netz in OpenFOAM, die als einzige im rechten Kanalteil einen niedrigeren Massenstrom als im linken hat, qualitativ wiedergegeben. Diese Asymmetrie ist bei den Rechnungen mit dem $k-\omega$ -SST-Modell stärker. Die Aufteilung in der Zuluftverteilung stimmt in OpenFOAM bei den Simulationen auf dem groben Netz besonders gut mit den Messwerten überein. Außerdem weicht die berechnete Luftmasse, die durch die einzelnen Auslassboxen gesaugt wird, weniger von den gemessenen Werten ab. Nur an den vorderen Auslassboxen 1 und 5 liefert FLUENT geringfügig bessere Resultate.

Die Ergebnisse des Druckverlustes für den Lüftungsfall sind in Abbildung 3.27 darge-

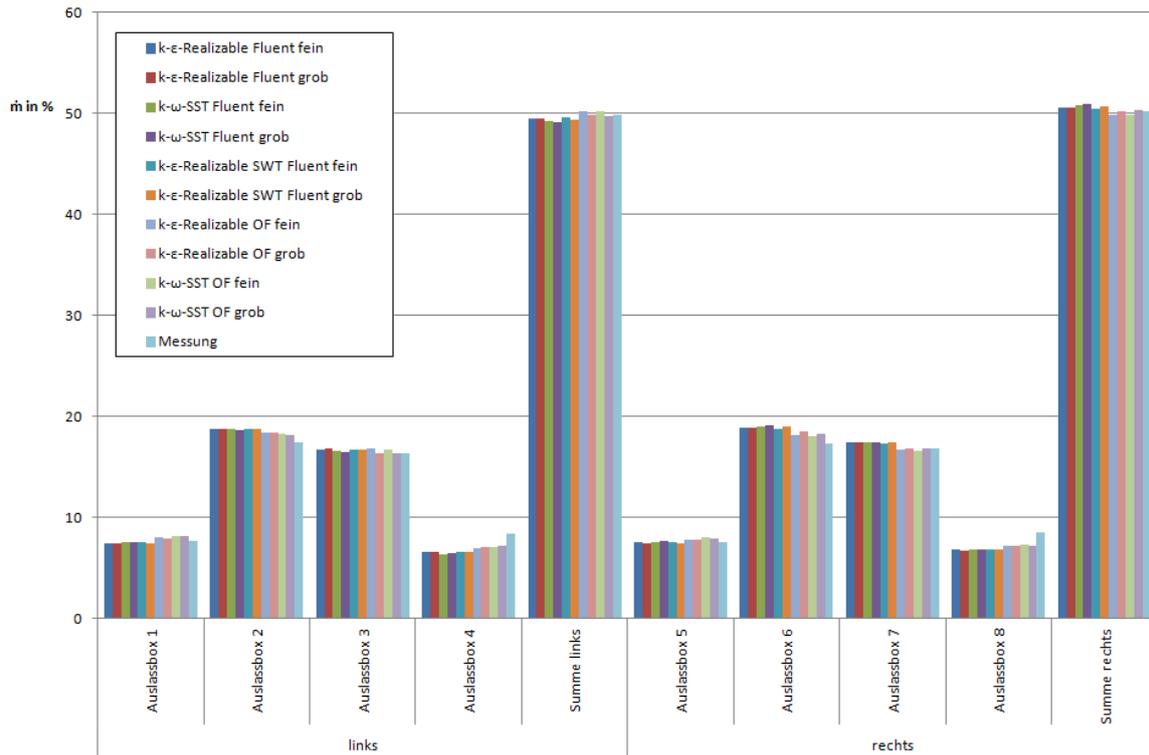


Abbildung 3.26: Massenstromaufteilung in Kanal für UBMC2 im Lüftungsfall für die berechneten Turbulenzmodelle zwischen FLUENT und OpenFOAM unter Verwendung der Bezeichnungen nach Abbildung 3.17

stellt, worin die mit den Messebenen berechneten Werte wieder als voll gefüllte Balken sichtbar sind. Wird der Druck in der Adapterbox an den Messpunkten ausgewertet, verringert sich in allen Simulationen der Druckverlust und es ergeben sich die halbtransparenten Balken im Diagramm. Es fällt sofort der große Unterschied in der Größe der Werte zwischen den beiden CFD-Programmen auf. In OpenFOAM wird der Messwert sehr gut abgebildet. Der Wert für den Druckverlust verbessert sich bei Erhöhung des Wandabstandes. Nur auf dem feinen Netz mit Enhanced Walltreatment erreicht FLUENT ein annähernd gutes Ergebnis. Wird das Rechengitter vergrößert, so nimmt in allen Simulationen mit Ausnahme des $k-\omega$ -SST-Modells in OpenFOAM der Kanaldruckverlust ab. Die Abhängigkeit von der Auswertungsebene und den Auswertungspunkten in der Adapterbox wirkt sich besonders stark auf das Ergebnis der Berechnung mit dem SST-Modell in FLUENT auf dem feinen Netz aus. Dieses Modell liefert bei Verwendung der Messpunkte allgemein niedrigere Werte für den Druckverlust. Die Standardwandbehandlung in FLUENT wirkt sich dahingehend aus, dass das Δp niedriger ausfällt. Somit bewirkt die Wandbehandlung in FLUENT auch auf dem groben Netz einen wesentlichen Unterschied. Trotzdem streuen die FLUENT-Ergebnisse auf dem groben Netz weniger stark.

Um die Unterschiede zwischen den Programmen wie auch bereits für den Heizfall

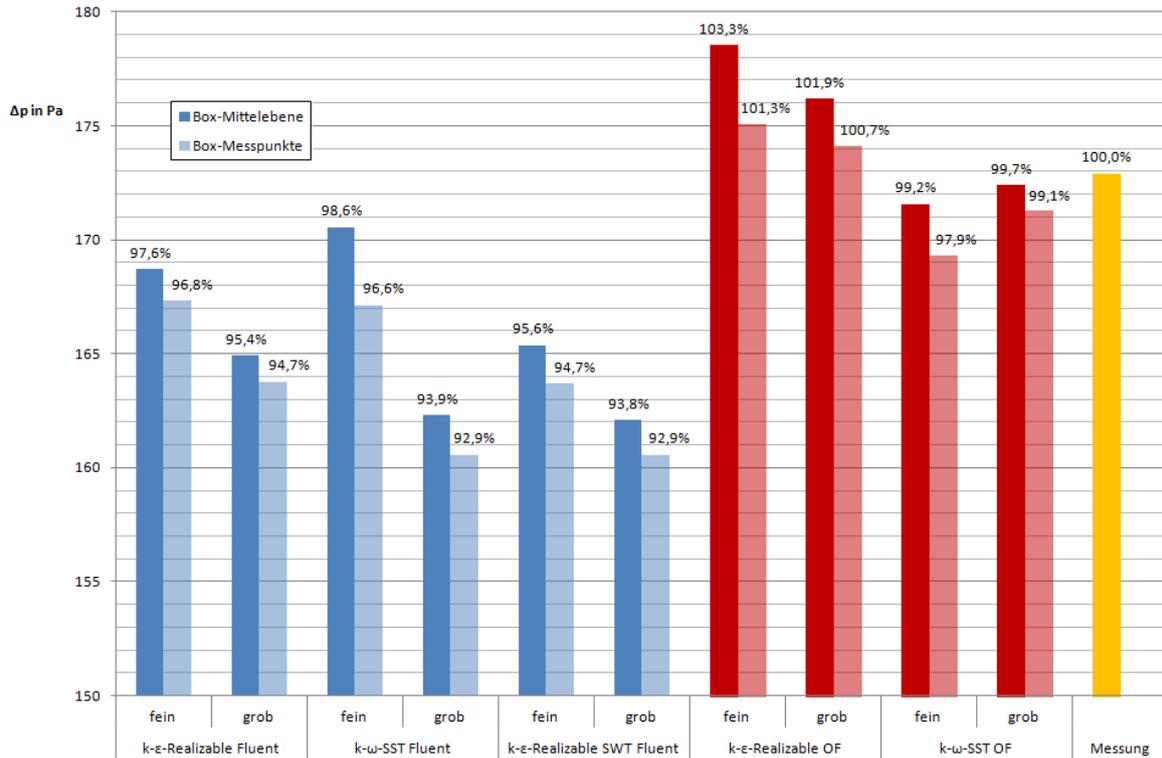


Abbildung 3.27: Kanaldruckverlust von UBM C2 für Lüftungsfall für alle numerischen Simulationen in FLUENT (blau) und OpenFOAM (rot) berechnet über eine Messebene (volle Balken) und über Messpunkte (transparente Balken) in der Aspaterbox sowie der gemessene Wert (gelb)

genauer zu analysieren, wird der Kanal wieder in diesselben 9 Teilstücke aufgeteilt und Druckverlustbeiwerte für jeden dieser Abschnitte berechnet. Die Ergebnisse hierfür sind Abbildung 3.28 zu entnehmen.

Im Gegensatz zum Heizfall deuten die Differenzen der ζ -Werte für die Zuluftverteilung im Lüftungsfall nicht auf einen Unterschied der CFD-Programme in diesem Abschnitt hin. Jedoch ist der ζ -Wert des Kanalstücks von der Mittelebene der Adapterbox bis zum Beginn der Zuluftverteilung in OpenFOAM etwas höher. In Abbildung 3.29 ist das Feld des Totaldrucks für diesen Abschnitt gezeigt. Dieser ist in FLUENT wesentlich höher als in OpenFOAM und auch die Formen der Isolinien unterscheiden sich. Es ließ sich jedoch keine eindeutige Ursache für das Abweichen finden. Vermutlich sind instationäre Effekte in der Adapterbox und deren Stromaufwirkung dafür verantwortlich.

Hingegen kann mit Hilfe der Abbildung 3.30 der höhere Druckverlust in OpenFOAM an den äußeren Auslässen erklärt werden. Diese zeigt die normierten und in die Ebene projizierten Geschwindigkeitsvektoren sowie das Totaldruckfeld. In OpenFOAM bildet sich in allen Rechnungen hinter dem zweiten Auslass durch das Ansaugen der Luft ein großer Wirbel aus, der die Verluste erzeugt.

Die Abweichungen der Druckverlustbeiwerte an den Auslässen mit den Lochblechen

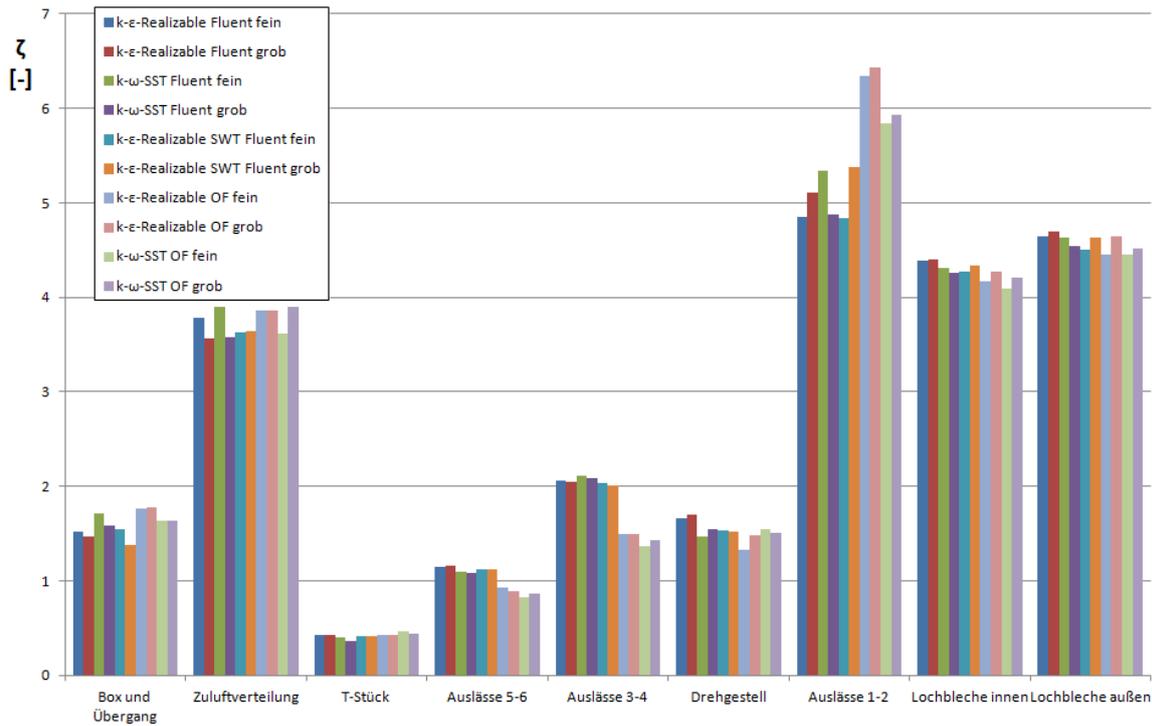


Abbildung 3.28: Druckverlustbeiwerte in den Kanalabschnitten von UBMC2 im Lüftungsfall für die berechneten Turbulenzmodelle zwischen FLUENT und OpenFOAM unter Verwendung der Bezeichnungen nach Abbildung 3.20

sind nun im Vergleich zum Heizfall größer, wenn die Totaldruckdifferenzen innerhalb des Kanals gebildet werden. Dafür sind diese Unterschiede kleiner, wenn der ζ -Wert durch die Lochbleche gebildet wird. Offensichtlich ist die Modellierung der Lochbleche mit einem konstanten Drucksprung im Heizfall nicht so Einflussreich auf den Druckverlust wie im Lüftungsfall. Abbildung 3.31 zeigt den Betrag des Geschwindigkeitsfeldes für das $k-\omega$ -SST-Modell auf dem feinen Netz. Die Strömungsrichtung ist durch die Vektorpfeile angedeutet. Die Stellen mit Lochblechen sind in OpenFOAM aufgrund eines Wiedergabefehlers in CFD-Post sehr gut als blaue Striche erkennbar. Es ist an den Auslässen sichtbar, dass das Geschwindigkeitsfeld in FLUENT unmittelbar hinter der Stelle mit den Lochblechen separiert wirkt und die Geschwindigkeit schneller abnimmt. In der Folge sind die Ablösegebiete in FLUENT größer. Eine Auslassöffnung besteht aus jeweils drei Düsen. Auffallend ist nun, dass die Geschwindigkeit in der rechten Düse jedes Auslasses in OpenFOAM im Vergleich zu FLUENT deutlich höher ist. In allen linken Düsen ist der Betrag der Geschwindigkeit hingegen niedriger. Somit kann daraus geschlossen werden, dass sich die Poröser-Drucksprung-Randbedingung in FLUENT anders auf das Geschwindigkeitsfeld auswirkt und einen bezüglich der Lochblechoberfläche gleichmäßigeren Massenstrom durch diese erzeugt. Das hat zur Folge, dass der Einfluss der Randbedingung auf das Geschwindigkeitsfeld in FLUENT innerhalb des Kanals einen höheren Druckverlustbeiwert aufweist.

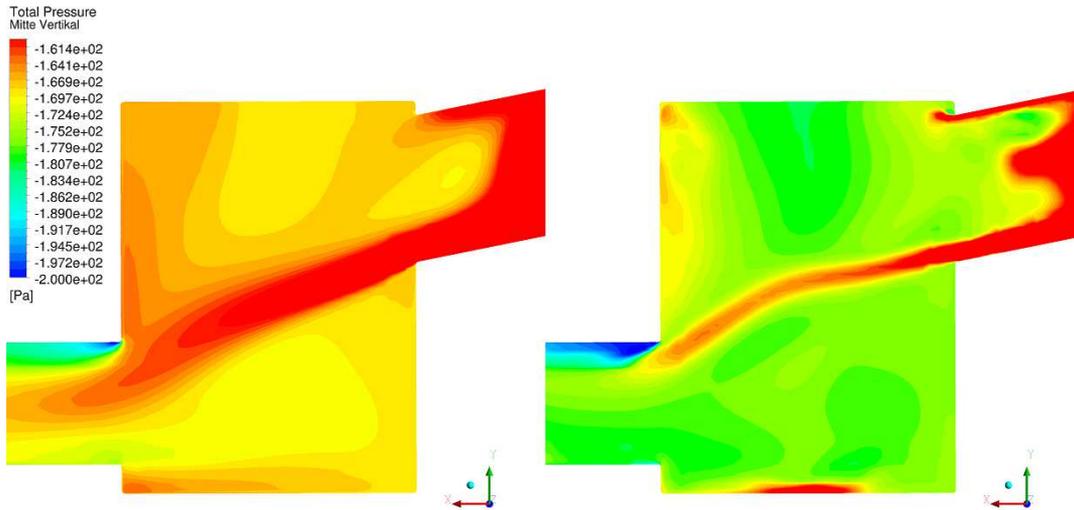


Abbildung 3.29: Totaldruck in der Adapterbox bei Verwendung des Realizable- $k-\epsilon$ -Modells auf dem feinen Netz in FLUENT (links) und OpenFOAM (rechts) für UBMC2 im Lüftungsfall

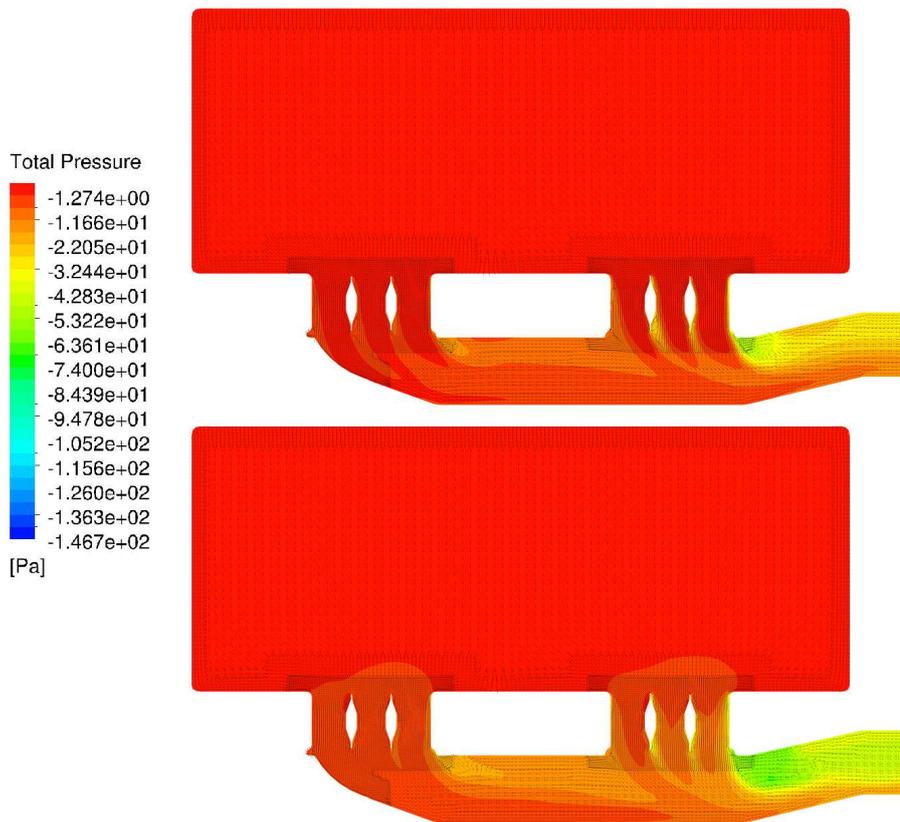


Abbildung 3.30: Wirbel am Auslass ohne Lochbleche für das Realizable- $k-\epsilon$ -Modell am groben Netz im Lüftungsfall für FLUENT (oben) und OpenFOAM (unten)

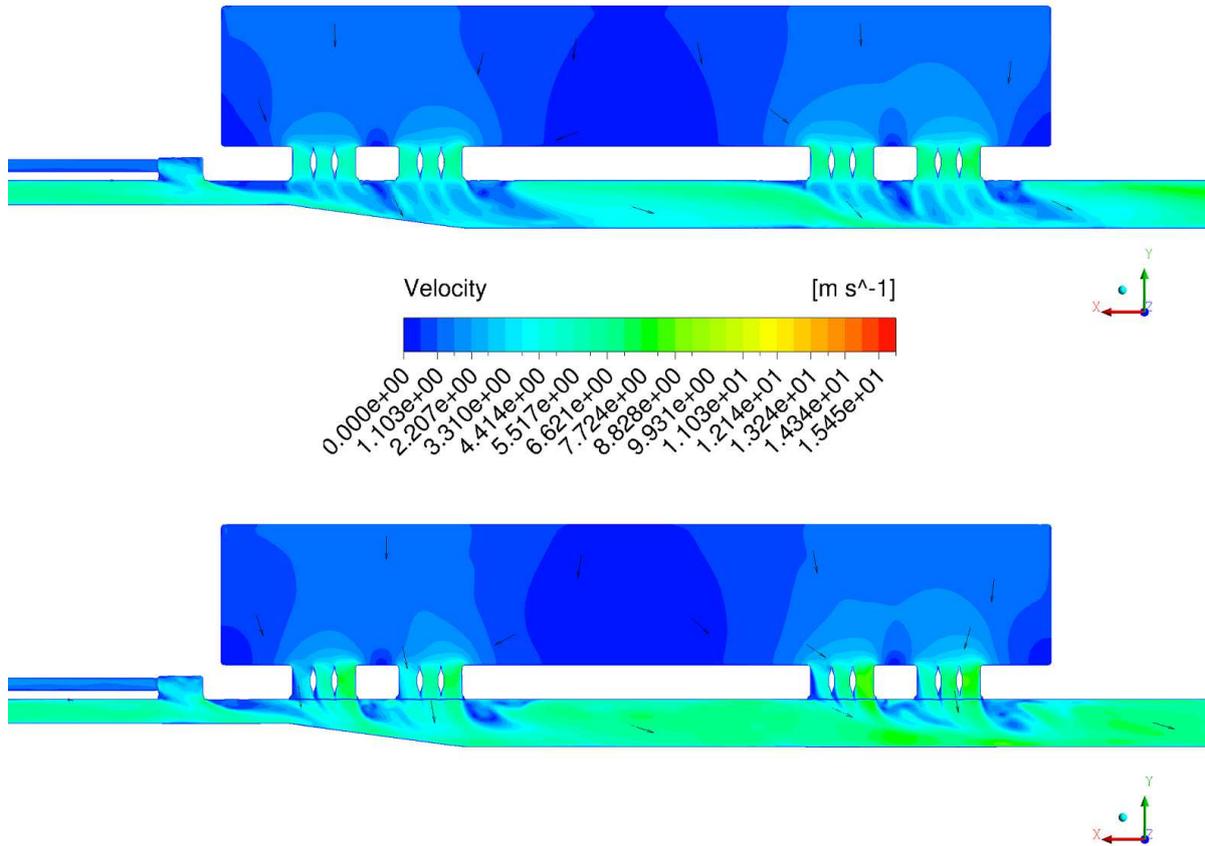


Abbildung 3.31: Strömungsfeld an Auslässen mit Lochblechen für UBMC2 mit dem $k-\omega$ -SST-Modell auf feinem Netz im Lüftungsfall für FLUENT (oben) und OpenFOAM (unten)

Obwohl der Druckverlustbeiwert auch im Lüftungsfall in OpenFOAM kleiner ist, überwiegt jedoch der Einfluss des ζ -Wertes der äußeren Auslässe sowie des Übergangs von der Zuluftverteilung zur Mittelebene der Adapterbox. Daher ist der Druckverlust in den OpenFOAM-Simulationen in Abbildung 3.27 größer als in jenen, die mit FLUENT berechnet worden sind.

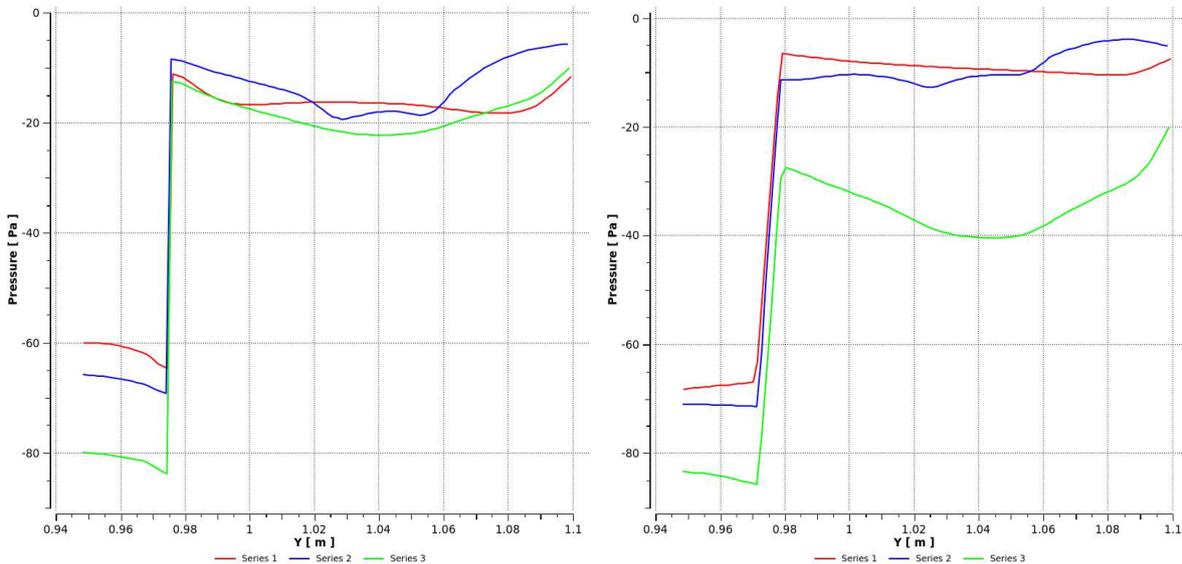


Abbildung 3.32: Vergleich des Drucksprungs zwischen FLUENT (links) und OpenFOAM (rechts) an den modellierten Lochblechen im Lüftungsfall

Um festzustellen worin genau der Unterschied der Poröser-Drucksprung-Randbedingung zwischen den beiden Programmen liegt, wurde der Druckverlauf im Lüftungsfall entlang von drei senkrechten Linien ausgewertet, die über die Lochblechfläche verteilt sind. Das daraus entstandene Diagramm ist in Abbildung 3.32 gezeigt. Der Druck wurde über der y -Koordinate aufgetragen. Die Luft strömt vom Fahrgastraum in negative y -Richtung durch die Lochbleche in den Kanal. An den Lochblechen verringert sich sowohl in FLUENT als auch in OpenFOAM der Druck schlagartig. Der Betrag dieser Drucksprünge ist in OpenFOAM für alle Linien (annähernd) konstant, wobei für die kleinen Unterschiede die Unebenheit des Patches und die daraus resultierenden Interpolationsfehler verantwortlich sind. Dieses konstante Verhalten deckt sich mit der neuen Formulierung der Randbedingung in Abschnitt 2.4.2. In FLUENT hingegen ist die Größe des Drucksprungs von der Lage der Linie abhängig. Daraus kann geschlossen werden, dass FLUENT den Drucksprung für jede Zelloberfläche des Patches einzeln berechnet. Nach Abschnitt 2.4.2 war dies ja auch in OpenFOAM ursprünglich der Fall, jedoch hat sich herausgestellt, dass diese Implementierung numerisch instabil ist.

Werden nun die Druckverlustbeiwerte in der Nähe der Lochbleche in den Abbildungen 3.21 und 3.28 miteinander verglichen, so kann daraus sowie aus den in den Abbildungen 3.31 und 3.32 abgeleiteten Informationen der folgende Schluss bezüglich der Modellierung der Lochbleche gezogen werden:

Der mittlere Totaldruckverlust an den Lochblechen ist in OpenFOAM geringer als in FLUENT.

Dies kann auch mathematisch gezeigt werden. Der Drucksprung wird in FLUENT nach Abbildung 3.32 für jede Zelloberfläche berechnet. Daher folgt für den flächengemittelten Drucksprung am Lochblech in FLUENT,

$$\overline{\Delta p_{\text{Fluent}}} = \frac{\sum_i^n A_i \Delta p_i}{A} = \zeta \frac{\rho}{2} \frac{\sum_i^n A_i u_{n,i}^2}{A} \quad (3.19)$$

Hierin ist $u_{n,i}$ die Normalgeschwindigkeit auf die Zelloberfläche A_i . Der Index i läuft über alle n Zelloberflächen der Lochblechoberfläche A . Auf dieselbe Art kann der mittlere Drucksprung in OpenFOAM,

$$\overline{\Delta p_{\text{OpenFOAM}}} = \frac{\sum_i^n A_i \Delta p_i}{A} = \Delta p = \zeta \frac{\rho}{2} \left(\frac{\sum_i^n A_i u_{n,i}}{A} \right)^2, \quad (3.20)$$

berechnet werden. Somit bewirken die unterschiedlichen Umsetzungen dieser Poröser-Drucksprung-Randbedingung über die Fläche gemittelt auch unterschiedliche Drucksprünge unter der Voraussetzung, dass das Geschwindigkeitsprofil zwischen den Programmen ident ist sodass $u_{n,i,\text{Fluent}} = u_{n,i,\text{OpenFOAM}}$ gilt. Mit Hilfe der Tschebyscheff-Summenungleichung nach ([24], S.161-162) kann der Unterschied mit

$$A \sum_i^n A_i u_i^2 \geq \left(\sum_i^n A_i u_i \right)^2 \quad (3.21)$$

abgeschätzt werden, woraus sich,

$$\overline{\Delta p_{\text{Fluent}}} \geq \overline{\Delta p_{\text{OpenFOAM}}} \quad (3.22)$$

ableiten lässt. Somit ist selbst im Falle einer exakt gleichen Geschwindigkeitsverteilung der Druckverlust am porösen Drucksprung in FLUENT immer größer als in OpenFOAM. Gleichheit tritt nur dann auf, wenn die Normalgeschwindigkeit für alle Zelloberflächen dieselbe, also über die Fläche konstant, ist ([24], S.162).

4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel werden nun die Erkenntnisse aus den vorangegangenen Berechnungen und theoretischen Grundlagen zusammengefasst. Außerdem werden daraus Schlüsse gezogen. Anschließend werden Anregungen und Empfehlungen für eine mögliche Fortsetzung der Untersuchungen gegeben.

4.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Implementierung des Realizable- k - ϵ -Modells ist hinsichtlich der Gleichungen nach Abschnitt 2.3.1 in FLUENT und in OpenFOAM gleich. Der einzige Unterschied ist nach Tabelle 2.1, dass die Konstante A_0 in OpenFOAM geringfügig kleiner als in FLUENT ist. Hingegen unterscheidet sich das in Abschnitt 2.3.2 erklärte k - ω -SST-Modell zwischen den CFD-Programmen. Die Formulierungen der verwendeten Gleichungen sind gleich, aber die in Tabelle 2.2 angeführten Modellkonstanten weichen voneinander ab. Die meisten dieser Abweichungen konnten jedoch auf verschiedene Modellkonstanten-Definitionen zurückgeführt werden. Während in FLUENT die Größen $\alpha_{\infty,1}$ und $\alpha_{\infty,2}$ nach Gleichung (2.54) berechnet werden, müssen diese in OpenFOAM direkt angegeben werden. Dies kann jedoch einen Widerspruch zur Modellgleichung (2.54) verursachen und stellt eine potentielle Fehlerquelle dar. Dafür konnten in OpenFOAM Konstanten sowie Gleichung (2.55) gefunden werden, welche in der Definition des k - ω -Modells nach [9] nicht vorkommen. In FLUENT erfolgt zusätzlich eine Korrektur der Wirbelviskosität für niedrige Reynoldszahlen. Diese stellt auch den einzigen tatsächlichen Unterschied für das k - ω -SST-Modell bei Verwendung der Standardeinstellungen für die Modellkonstanten zwischen FLUENT und OpenFOAM dar.

In Abschnitt 2.4.2 wurde der in Gleichung (2.73) definierte Drucksprung an einer porösen Membran als Randbedingung in OpenFOAM implementiert. Diese wird im Abschnitt 3.3.3 zur Modellierung der Lochbleche verwendet. Zwar besteht in OpenFOAM bereits dieselbe Randbedingung unter dem Namen `porousBafflePressure`, aber es wurde festgestellt, dass mit dieser bei Verwendung des `simpleFoam`-Solvers keine konvergente Lösung gewonnen werden kann. Die neue Formulierung der Randbedingung mittelt den Drucksprung über die gesamte Patchfläche. Jedoch konnte in Abschnitt 3.3.4 mit Gleichung (3.21) gezeigt werden, dass diese Implementierung einen niedrigeren Drucksprung in OpenFOAM zur Folge hat, da der Drucksprung in FLUENT für jede Zellfläche der Oberfläche, auf die diese Randbedingung aufgebracht wird, einzeln berechnet wird.

SIEMENS verwendet für die CFD-Simulationen mit FLUENT das Enhanced Wall-

treatment. Eine solche Wandbehandlung ist in OpenFOAM nicht vorhanden, weshalb auf Standardwandfunktionen zurückgegriffen werden musste. Aus diesem Grund wurden auch Vergleichsrechnung mit Standardwandfunktionen in FLUENT durchgeführt, welche sich jedoch von der Umsetzung in OpenFOAM nach Abschnitt 2.5 in zwei Punkten unterscheiden:

- In FLUENT wird für einen Wandabstand von $y^* < 11$ die lineare Beziehung $u^* = y^*$ anstatt des logarithmischen Wandgesetzes in Gleichung (2.82) zur Berechnung der Geschwindigkeit an der Wand verwendet.
- OpenFOAM verwendet zur Berechnung der Geschwindigkeit in der wandnähesten Zelle eine Wandfunktion für die turbulente kinematische Viskosität ν_T . Dadurch bleibt die Wandfunktion auch im Falle einer Ablösung definiert.

Der Nachteil der Standardwandfunktionen gegenüber dem Enhanced Walltreatment ist, dass diese bei zu geringen Wandabständen zu fehlerhaften Berechnungen führen. Das Enhanced Walltreatment ist diesbezüglich unsensibler. Daher muss mit dessen Verwendung weniger auf die Diskretisierung der wandnahen Bereiche geachtet werden, wodurch Zeit bei der Netzgenerierung gespart wird. Dennoch sollte auch bei Verwendung des Enhanced Walltreatment der Bereich $2 \leq y^* \leq 15$ vermieden werden.

In den Berechnungen des T-Stücks bei symmetrischer Massenstromaufteilung konnte in Abschnitt 3.1.3 gezeigt werden, dass das mit SPIDER generierte Netz im FLUENT-Format `.msh` für das T-Stück problemlos ins OpenFOAM-Format konvertiert werden konnte. Die Initialisierung der Rechnung kann in beiden Programmen gleichwertig durchgeführt werden. Die Wahl und Einstellung der gewünschten Randbedingungen erfolgt in FLUENT sehr einfach und pauschal, sodass bei Wahl einer Einlassrandbedingung für eine Feldgröße automatisch die Randbedingungen für andere Feldgrößen am gewählten Patch gesetzt werden. So wird zum Beispiel bei Vorgabe einer Geschwindigkeitsrandbedingung gleichzeitig im Hintergrund die passende Druckrandbedingung für den Patch gewählt. Dadurch kann Zeit gespart werden. In OpenFOAM muss dies explizit für jede einzelne Feldgröße durchgeführt werden. Dies ermöglicht einerseits mehr Kombinationsmöglichkeiten an Randbedingungen, andererseits stellt dieses Vorgehen höhere Anforderungen an den Bediener des Programms, da sich die Randbedingungen auch widersprechen können.

In OpenFOAM steht eine größere Anzahl an Randbedingungen zur Verfügung. Dadurch konnte mit der `mapped`-Randbedingung ein vollausgeprägtes turbulentes Strömungsprofil inklusive der entsprechenden Turbulenzparameter erzeugt werden. Hingegen war hierfür in FLUENT eine separate Rechnung notwendig, in welcher nur das Geschwindigkeitsprofil ohne Turbulenzparameter abgegriffen werden konnte.

Auch die Diskretisierungsschemata sind in OpenFOAM umfangreicher und müssen für den Gradienten, die Divergenz, den Laplace-Operator und die Interpolation angegeben werden. Dies kann entweder pauschal oder für jede Feldgröße einzeln erfolgen. In FLUENT muss nur das Gradientenschema und das Diskretisierungsverfahren pro Feldgröße

angegeben werden.

An den Ergebnissen für das T-Stück bei symmetrischer Massenstromaufteilung in Abschnitt 3.1.4 hat sich gezeigt, dass auch das Enhanced Walltreatment eine starke Abhängigkeit von der Wandverfeinerung aufweist. Bei Verwendung dieser Wandbehandlung ergeben sich in diesem Fall auch insgesamt höhere Einzeldruckverluste auf dem groben Netz. Selbst wenn es in Abbildung 3.10 den Anschein hat, dass sich mit OpenFOAM derselbe Druckverlust wie in FLUENT bei Verwendung von Standardwandfunktionen ergibt, so teilen sich die Einzelverluste dennoch unterschiedlich auf. Dies ist auf die eben beschriebene unterschiedliche Wandbehandlung zurückzuführen. Aus den Abbildungen 3.8 konnte abgeleitet werden, dass sich in OpenFOAM eher Ablösewirbel bilden als in FLUENT. Dieses Verhalten konnte auch am groben Netz in Abbildung 3.9 festgestellt werden.

Bei asymmetrischer Massenstromaufteilung am T-Stück wurde in Abschnitt 3.2.1 vorausgesetzt, dass der Druckverlustbeiwert ζ für dieses auch bei asymmetrischer Aufteilung konstant bleibt. Mit dieser Annahme konnte der analytische Zusammenhang (3.16) hergeleitet werden, der die Druckdifferenz in Abhängigkeit des bezogenen Massenstromes μ beschreibt. Die Asymmetrie wurde mit Hilfe einer Druckdifferenz zwischen den beiden Auslässen erzeugt.

Die Berechnungen in den Programmen erfolgte, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, für vier unterschiedliche Druckdifferenzen, die in Tabelle 3.2 angeführt sind. Mit beiden Programmen haben sich die Simulationen automatisiert für jede Druckdifferenz durchführen lassen. Während diese Automatisierung in FLUENT mit einer entsprechenden Journal-Datei zu bewerkstelligen ist, wurde in OpenFOAM eine instationäre Randbedingung verwendet, welche langsam und schrittweise von einem Betriebspunkt zum nächsten übergegangen ist.

Die Ergebnisse der Berechnungen waren am feinen Netz unterschiedlich. Am groben Netz konnten gute Übereinstimmungen zwischen FLUENT mit Enhanced Walltreatment und OpenFOAM erreicht werden. Die Standardwandbehandlung in FLUENT wich von den übrigen numerischen Ergebnissen ab. Aus dem starken Unterschied zwischen den numerischen Lösungen und der analytischen Funktion (3.16) sowie der Abbildung 3.14 konnte geschlossen werden, dass der ζ -Wert für das T-Stück eine Abhängigkeit von der Massenstromaufteilung aufweist, der jedoch aufgrund des zeitlichen Aufwands nicht berechnet werden konnte. Das vermehrte Auftreten von Ablösewirbeln in OpenFOAM zeigte sich beim Realizable- k - ϵ -Modell am feinen und bei allen Berechnungen am groben Netz.

Bei den Simulationen des Lüftungskanals der UBMC2 in Abschnitt 3.3.4 konnte festgestellt werden, dass die Ergebnisse abhängig von der Berechnungsart des Druckverlustes sind. Wird dieser mit der Messebene in der Adapterbox gebildet, so ist er im Heizfall niedriger und im Lüftungfall höher als wenn dieser mit den Messpunkten berechnet wird. Dies erklärt aber nur teilweise die Abweichungen der CFD-Simulationen zu den Messergebnissen. Eine zeitliche Abhängigkeit des Druckverlustes konnte bei Bildung mit der

Messebene ausgeschlossen werden. Diese Möglichkeit besteht aber weiterhin für den Fall, dass der Druck über die Messpunkte der Adapterbox gebildet wird. Die Abweichungen zwischen den beiden CFD-Programmen konnten auf unterschiedliche Gründe zurückgeführt werden. Die Modellierung der Lochbleche verursacht einen geringeren Druckverlust in OpenFOAM. Jedoch hat sich herausgestellt, dass sich in OpenFOAM öfter Wirbel ausbilden können. Während die Ergebnisse der CFD-Programme im Heizfall ähnlich waren, unterschieden sie sich deutlich im Lüftungsfall. Diese Wirbel erhöhen den Druckverlust in OpenFOAM. Außerdem beeinflusst die Umsetzung des porösen Drucksprungs das Geschwindigkeitsfeld zwischen den Programmen unterschiedlich stark. In FLUENT sorgt diese im Lüftungsfall für einen gleichmäßigeren Massenstrom durch die Lochbleche. In OpenFOAM hingegen treten hierbei unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten zwischen den Auslassdüsen auf. Die Wirkung auf das Geschwindigkeitsfeld stromab der Lochbleche ist in FLUENT nach Abbildung 3.31 größer.

Die Massenströme an den Auslässen wiesen zwischen den Turbulenzmodellen und den CFD-Programmen zwar leichte Schwankungen auf, stimmten jedoch miteinander sowie mit den Messwerten gut überein.

Insgesamt kann aus den Ergebnissen abgeleitet werden, dass OpenFOAM ähnlich gute Ergebnisse ermöglicht wie FLUENT. Jedoch sind diese in OpenFOAM bei Verwendung von Wandfunktionen stärker abhängig vom Wandabstand im generierten Rechengitter. Das Enhanced Walltreatment in FLUENT ist nach Abschnitt 2.5 darauf ausgelegt sowohl für Netze mit voller Wandauflösung als auch für Netze für Wandfunktionen eingesetzt werden zu können. Diese Wandbehandlung hat gute Ergebnisse geliefert. Trotzdem zeigen sich zwischen den Netzen Unterschiede und das obwohl nur die Wandauflösung variiert wurde. Somit kann daraus geschlossen werden, dass auch bei Verwendung des Enhanced Walltreatment in FLUENT die Feinheit des Netzes an der Wand nicht vernachlässigt werden darf.

Die mit OpenFOAM simulierten Strömungen wiesen verglichen mit FLUENT vermehrt Wirbel auf. Dies liegt nach Abschnitt 2.5 offensichtlich auch wesentlich an der Beschreibung der Wandgeschwindigkeit, welche in OpenFOAM über die Wandschubspannung in der `nutkWallfunktion` erfolgt.

Die Anforderungen, die an den Benutzer der Software gestellt werden, sind in OpenFOAM höher, da einerseits keine graphische Benutzeroberfläche vorhanden ist und andererseits gewisse Einstellung, wie zum Beispiel die Diskretisierung oder Randbedingungen, genauer vorgenommen werden müssen. Auf der anderen Seite ermöglicht dies eine hohe Flexibilität und Kontrolle.

Im Zuge dieser Arbeit wurde auch kurz das Programm HelyxOS getestet, welches eine graphische Oberfläche für OpenFOAM bereitstellt. Die OpenSource-Version dieses Programmes ist für einfache Strömungsberechnungen sowie für Einsteiger sehr gut geeignet, war jedoch für die hier angeführten Berechnungen hinsichtlich der Randbedingungsauswahl nicht zufriedenstellend.

Die Dokumentation der Programmfähigkeiten und der implementierten Modelle ist in FLUENT wesentlich besser. Diese finden sich sehr ausführlich in [7] und [13]. Zwar gibt es für OpenFOAM auch ein Benutzerhandbuch, siehe [22], jedoch dokumentiert

dieses nur einen Bruchteil des gesamten Programmes. Um zu den notwendigen Informationen zu gelangen, muss der OpenFOAM-Anwender viel Zeit aufwenden um Foren zu durchsuchen oder den Quelltext zu lesen. Auch das Auffinden der zugrundeliegenden wissenschaftlichen Quellen für bestimmte Randbedingungen ist schwierig.

Dennoch ist es ein großer Vorteil, dass der Quelltext von OpenFOAM eingesehen werden kann. Dies ermöglicht die absolute Kontrolle des Benutzers über das Vorgehen des Solvers bei der Lösung der relevanten Gleichungen. Außerdem kann der Code somit leicht editiert und für die erforderlichen Anwendungsgebiete optimiert werden. Auch neue Randbedingungen können, wie in Abschnitt 2.4.2 gezeigt, eingefügt werden. Dies ist zwar auch in FLUENT möglich, jedoch wegen der Unkenntnis über die aufrufbaren Funktionen aus den Bibliotheken des übrigen Programms aufwendiger.

4.2 Ausblick

Das in Abschnitt 3.1 diskutierte T-Stück wurde sehr genau berechnet und untersucht. Jedoch war der Vergleich der Ergebnisse nur mit analytischen Werten möglich, welche jedoch, bis auf den Einlasskanal, nicht für die gegebene Geometrie vorlagen und daher mit Hilfe von Annahmen approximiert werden mussten. Um zu besseren Vergleichswerten zu gelangen ist es notwendig eine Messung durchzuführen. Mit dieser lässt sich der tatsächliche ζ -Wert des T-Stücks sowie die Rohrreibungszahl des Auslasskanals bestimmen. Mit diesen Daten würden sich die numerischen Ergebnisse eindeutig validieren lassen und es ließe sich der Schluss ableiten, welches CFD-Programm die besseren Lösungen bereitstellt.

Es ist in dieser Arbeit auch nicht möglich gewesen den Druckverlustbeiwert ζ des T-Stücks im Falle einer asymmetrischen Massenstromaufteilung in Abschnitt 3.2 zu bestimmen. Insbesondere dessen Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis der Aufteilung ist zu untersuchen. Hierfür ist es auch notwendig den Auslasskanal mit dem höheren Massenstrom in der numerischen Analyse zu verlängern, damit sich auch bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten bis zum Auslass ein vollausgeprägtes turbulentes Strömungsprofil ausbilden kann. Aufgrund der eben beschriebenen Problematik, dass die numerischen Ergebnisse nur mit analytischen Werten verglichen werden konnten, wäre auch eine Messung empfehlenswert.

Bei den Untersuchungen des gesamten Lüftungskanals der UBMC2 hat sich gezeigt, dass es deutliche Unterschiede zwischen den Programmen gibt. Diese konnten unter anderem auf die unterschiedliche Modellierung der Lochbleche zurückgeführt werden. In Abschnitt 3.3.4 konnte bereits ein Unterschied im gemittelten Ergebnis bewiesen werden. Hinsichtlich einer Annäherung an die Modellierung in FLUENT wäre es ein Fortschritt, die in Abschnitt 2.4.2 beschriebene Implementierung der Randbedingung in OpenFOAM zu adaptieren. Dazu genügt es bereits den Drucksprung nicht nach Gleichung (3.20) sondern nach Gleichung (3.19) zu berechnen. Außerdem könnte diese Randbedingung auch verallgemeinert werden, sodass sie auch für kompressible oder konvektive Strömungsprobleme geeignet wäre. Es wäre abzuklären welche der beiden Modellierungsarten ein besseres Abbild der Realität ermöglicht. Hierfür müssen die Lochbleche vermessen werden.

Außerdem konnte nicht ausgeschlossen werden, dass instationäre Effekte das Ergebnis für den Druckverlust des Lüftungskanals bei Auswertung an den Messpunkten beeinflussen. Dies könnte mit einer intensiven und längeren transienten numerischen Simulation überprüft werden. Eine solche Simulation wäre sowohl für den Heiz- als auch für den Lüftungsfall durchzuführen.

Danksagung

Mein großer Dank gilt der Firma SIEMENS für das Ermöglichen dieser Diplomarbeit und das Bereitstellen der notwendigen Soft- und Hardware. Insbesondere sei an dieser Stelle meinem Betreuer bei SIEMENS *Dipl.-Ing.(FH) Dr.techn. Christian Schelander-Klopsch* gedankt, der sich viel Zeit genommen hat, um aufgekommene Fragen rasch zu beantworten und bei der Problemlösung stets behilflich war.

Seitens der Technischen Universität Wien danke ich Frau *Projektass. Mag. Dr.rer.nat. Christiane Lechner* sowie *Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Mag.rer.nat. Dr.techn. Herbert Steinrück* für die Betreuung und das schnelle und unkomplizierte Zustandekommen von Gesprächsterminen.

Ein besonderer Dank gilt meiner Familie sowie meiner Freundin Sabrina für die durchgehende Unterstützung über die Dauer meines Studiums sowie während des Bearbeitens dieser Diplomarbeit.

Literaturverzeichnis

- [1] SCHWARZE, Rüdiger: *CFD-Modellierung - Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. Berlin Heidelberg : Springer-Vieweg-Verlag, 2013. – ISBN 978-3-642-24378-3
- [2] FERZIGER, Joel H. ; PERIĆ, Milovan: *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 2008. – ISBN 978-3-540-68228-8
- [3] LAURIEN, Eckart ; OERTEL, Herbert j.: *Numerische Strömungsmechanik - Grundgleichungen und Modelle - Lösungsmethoden - Qualität und Genauigkeit*. 3. vollst. überarb. u. erw. Auflage. Wiesbaden : Vieweg+Teubner-Verlag, 2009. – ISBN 978-3-8348-0533-1
- [4] GREENSHIELDS, Christopher J.: *OpenFOAM - The Open Source CFD Toolbox - Programmer's Guide*. Version 2.4.0, 2015
- [5] POPE, Stephen B.: *Turbulent Flows*. 4. Auflage. Cambridge : Cambridge University Press, 2006. – ISBN 978-0-521-59886-6
- [6] LECHELER, Stefan: *Numerische Strömungsberechnung - Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele mit ANSYS 15.0*. 3. Auflage. Wiesbaden : Springer-Vieweg-Verlag, 2014. – ISBN 978-3-658-05201-0
- [7] FLUENT, Ansys: *ANSYS FLUENT Theory Guide: Version 13.0*. Canonsburg, 2010
- [8] *realizableKE.H*. <https://github.com/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.x/blob/master/src/turbulenceModels/incompressible/RAS/realizableKE/realizableKE.H>, Version 2.3.x. – Stand: 21.08.2015
- [9] *SST k-omega model*. http://www.cfd-online.com/Wiki/SST_k-omega_model, . – Stand: 21.08.2015
- [10] *kOmegaSST.H*. <https://github.com/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.x/blob/master/src/turbulenceModels/incompressible/RAS/kOmegaSST/kOmegaSST.H>, Version 2.3.x. – Stand: 21.08.2015
- [11] *kOmegaSST.C*. <https://github.com/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.x/blob/master/src/turbulenceModels/incompressible/RAS/kOmegaSST/kOmegaSST.C>, Version 2.3.x. – Stand: 21.08.2015
- [12] JASAK, H.: *Error analysis and estimation for the Finite Volume method with applications to fluid flows*. University of London, Imperial College, Diss., 1996

- [13] FLUENT, Ansys: *Ansys Fluent Users Guide: Version 13.0*. Canonsburg, 2010
- [14] IDELCHIK, Isaak E. ; FRIED, Erwin: *Handbook of hydraulic resistance*. 2. Auflage. New York : Hemisphere Publishing Corporation, 1986. – ISBN 0–89116–284–4
- [15] *porousBafflePressure*. <http://foam.sourceforge.net/docs/cpp/a01954.html>, . – Stand: 04.10.2015
- [16] *fanFvPatchFields.C*. <https://github.com/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.x/blob/master/src/finiteVolume/fields/fvPatchFields/derived/fan/fanFvPatchFields.C>, Version 2.3.x. – Stand: 04.10.2015
- [17] *Main FAQ*. http://openfoamwiki.net/index.php/Main_FAQ#What_is_the_field_phi_that_the_solver_is_writing, . – Stand: 04.10.2015
- [18] *OpenFOAM guide/Table of common fields*. https://openfoamwiki.net/index.php/Uguide_table_of_fields, . – Stand: 04.10.2015
- [19] SCHLICHTING, Hermann ; GERSTEN, Klaus: *Grenzschicht-Theorie*. 10. Auflage. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2006. – ISBN 978–3–540–23004–5
- [20] BOHL, W ; ELMENDORF, W: *Technische Strömungslehre: Stoffeigenschaften von Flüssigkeiten und Gasen*. 14. Auflage. Würzburg : Vogel Industrie Medien GmbH & Co. KG, 2008. – ISBN 978–3–8343–3129–8
- [21] BAUMGARTH, S ; DOERING, E: *Handbuch der Klimatechnik: Band 2 Berechnung und Regelung*. Karlsruhe : C.F. Müller GmbH, 1986. – ISBN 3–7880–7257–1
- [22] FOUNDATION, OpenFOAM: *OpenFOAM - The Open Source CFD Toolbox - User Guide*. Version 2.3.1, 2014
- [23] *potentialFoam.C*. <https://github.com/OpenFOAM/OpenFOAM-2.3.x/blob/master/applications/solvers/basic/potentialFoam/potentialFoam.C>, Version 2.3.x. – Stand: 29.09.2015
- [24] BULLEN, P.S.: *Handbook of Means and Their Inequalities*. Dordrecht, Niederlande : Kluwer Academic Publishers, 2003. – ISBN 1–4020–1522–4