



**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN**

Vienna University of Technology

Masterarbeit

CFD Untersuchung des Zerstäubungsprozesses mit einer Lanze und Tuyère

Ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des
akademischen Grades eines Diplom-Ingenieurs

unter der Anleitung von

Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr. Anton FRIEDL

Ass.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Michael HARASEK

und

Dipl.-Ing. Christian JORDAN

E166 - Institut für Verfahrenstechnik, Umwelttechnik und
Techn. Biowissenschaften

Forschungsbereich für Thermische Verfahrenstechnik und Simulation

Eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Bence Kiss

Matr.Nr.: 1029282

Sachsenplatz 9/72

1200 Wien

Wien, am 06. März 2016

Danksagung

Zu aller erst möchte ich Michael Harasek und Anton Friedl dafür danken, dass sie dieses Thema und alle benötigten Apparate bereitgestellt haben.

Mein Dank gilt József Nagy, der mir dieses Thema angeboten hat. Ich bedanke mich für seine Hilfe, für die gesamte Betreuung und die Einführung in die Welt von OpenFOAM®.

Ich bin Christian Jordan sehr dankbar, dass er die Betreuung meiner Arbeit übernommen hat und bis zu den letzten Schritten meiner Masterarbeit mit richtungsweisenden Vorschlägen dabei war.

Weiters bedanke ich mich bei meiner Familie und meiner Freundin für ihre Geduld, Unterstützung und für die motivierenden Worte während meines gesamten Studiums.

Wien, am 06. März 2016

Kurzfassung

Die vorliegende Masterarbeit beschäftigt sich mit der numerischen Modellierung des Zerstäubungsprozesses in einem Hochofen im Modellmaßstab. Schweröl und Schweröl-Wasser-Emulsionen werden im Hochofenprozess häufig als Sekundärreduktionsmittel im Bereich der Windformen eingedüst und mit dem gleichzeitig eingebrachten Heißwind zerstäubt. Dazu wurde ein Open Source-CFD-Softwareprogramm verwendet, das für die parallelisierte Berechnung ideal geeignet ist und auf dem Hochleistungsrechner VSC2 der Technischen Universität Wien eingesetzt werden kann.

Im Rahmen der Diplomarbeit werden für die Vernetzung der Geometrie verschiedene Methoden mit unterschiedlichen Softwaretools untersucht, um ein geeignetes Netz für die Diskretisierung zu erreichen. Die Vor- und Nachteile aller Methoden werden diskutiert.

Im Zuge der Arbeit wurden verschiedene Modelle mit zunehmender Komplexität erzeugt, um den Zerstäubungsprozess zu simulieren. Diese Arbeit baut auf früheren Arbeiten am Institut, unter anderem von Marta Castano Martinez, auf, wobei in der vorliegenden Diplomarbeit mit größerer Strömungsdomäne, verbessertem Netz und leistungsfähigeren Turbulenzmodellen experimentiert wurde. Für die Zerstäubungssimulation wurde die Zweiphasenströmung mit dem VOF Verfahren ohne den Einsatz von Subgrid-Modellen beschrieben. Mit Hilfe von einphasigen, stationären Modellen können die benötigten Randbedingungen und Anfangswerte bei den Zweiphasensimulationen verwendet werden. Um die komplexere turbulente Strömung möglichst genau abzubilden, wurde das Large Eddy Simulationsverfahren bei den Mehrphasenberechnungen angewendet. Die verschiedenen Betriebspunkte wurden mit Hilfe unterschiedlicher Flüssigkeiten und Geschwindigkeiten modelliert.

Da das Geschwindigkeitsfeld einen erheblichen Einfluss auf die Tropfenbildung hat, wurden zuerst die zeitabhängigen Wirbelstrukturen analysiert und mit Experimente kontrolliert. Diese Validierung bestätigt, dass die Hauptströmung und gleichfalls die Wirbelstrukturen korrekt beschrieben werden können. Aus den Ergebnissen der Mehrphasensimulation können offenbare Unterschiede zwischen hoch- und niederviskosen Flüssigkeiten bemerkt werden, jedoch ist eine feinere räumliche Diskretisierung erforderlich, um den Sekundärzerfall und einzelne Tropfen weit entfernt von der Lanze zu erkennen.

Die Ergebnisse dieser Diplomarbeit bieten die Grundlage für weiterführende Arbeiten, bei der insbesondere der Fokus auf die bessere Beschreibung der Grenzflächenphänomene liegen sollte.

Abstract

The present thesis deals with numerical modeling of the atomization process in a lab-scale model of a blast furnace. Heavy fuel oil and heavy fuel oil – water emulsions are commonly applied in the raceway zone as secondary reducing agent in blast furnace processes and with the simultaneous air intake atomized. The calculations are done with an open source CFD software, which is suitable for parallelised calculations on the high performance computer Vienna Scientific Cluster 2 (VSC2) of the Vienna University of Technology.

As part of this thesis various meshing processes of the geometry by the use of different software tools are investigated, to achieve an appropriate discretised domain. Advantages and disadvantages of these methods are discussed.

Models with increasing complexity are generated to simulate the injection process. This thesis is based on former studies of the institute mainly of Marta Castano Martinez. Though in the present work larger flow domains, improved mesh and more efficient turbulence models are experimented. To simulate the atomisation process the two-phase flow is described with the VOF method without the use of sub-grid models. The necessary boundary and initial conditions are calculated with the help of single-phase steady state flow models. For an accurate description of turbulent flow the Large Eddy Simulation method was used in the multiphase simulations. Different operating points of the blast furnace are modelled by the use of different fluids and velocities.

Since the velocity field has a significant impact on the droplet development, time-dependent vortex structures are analysed first and compared with experimental data. This validation confirmed that the main flow and eddies are properly solved. Obvious differences could be detected between low- and high viscosity fluids, but further spatial mesh refinement are required to identify the secondary breakup and individual droplets far away from the oil lance.

Therefore the results of this master thesis are a good basis for further works with a particular focus on an improved description of the phase interface.

Folgende Publikationen/Konferenzbeiträge wurden unter Verwendung der hier vorgestellten Ergebnisse erstellt:

Zeitschriftenartikel:

C. Jordan, C. Maier, Z. Harsfalvi, B. Kiss, M. Harasek:

"Optical and Numerical Analysis of Droplet Breakup"; Chemical Engineering Transactions, 39 (2014), S. 1735 - 1740.

<http://dx.doi.org/10.3303/CET1439290>

Vorträge und Posterpräsentationen:

C. Jordan, C. Maier, B. Kiss, Z. Harsfalvi, M. Harasek:

"Investigation of Liquid Jet Breakup in Blast Furnace Injections"; Vortrag: 3rd Vienna Scientific Cluster User Workshop, Neusiedl am See; 24.02.2014 - 25.02.2014; in: "book of abstracts", (2014), S. 21.

C. Jordan, C. Maier, Z. Harsfalvi, B. Kiss, M. Harasek:

"Optical and numerical analysis of droplet breakup"; Vortrag: PRES 2014 - 17th Conference on Process Integration, Modelling and Optimisation for Energy Saving and Pollution Reduction, Prag, Tschechische Republik; 23.08.2014 - 27.08.2014.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation.....	1
2	Einleitung.....	2
2.1	Aufgabenstellung.....	2
2.2	Hochofenprozess	2
3	Theorie	4
3.1	Grundgleichungen	4
3.2	Zustandsgleichungen	5
3.3	Tropfenbildungsmechanismen.....	5
4	Numerische Lösungsmethoden.....	8
4.1	Finite-Volumen.....	8
4.2	Interpolationsverfahren.....	8
4.2.1	Upwind Interpolation	8
4.2.2	Zentrales Interpolationsverfahren	9
4.3	Turbulenzmodellierung	10
4.4	Simulation von turbulenten Strömungen.....	11
4.4.1	Reynoldsmittelung	12
4.4.2	$k - \omega$ -SST-Modell	13
4.4.2.1	Methode der Wandfunktion	14
4.4.3	Large Eddy-Simulation	15
4.4.3.1	Smagorinsky-Lilly-Modell	16
4.5	Mehrphasenmodellierung	17
4.5.1	Euler-Modell	17
4.5.2	Mixture-Modell	17
4.5.3	Lagrange'sche-Modell	17
4.5.4	Volume-of-Fluid-Modell (VOF).....	17
5	Modell in Labormaßstab	19

5.1	Betriebsdaten und geometrische Abmessungen des Modells.....	19
6	Erzeugung des numerischen Modelles.....	21
6.1	Vorstellung der verwendeten Softwareprogrammen.....	21
6.2	Erzeugung der Geometrie.....	21
6.3	Erzeugung des Rechengitters.....	22
6.4	Unstrukturiertes Gitter.....	23
6.4.1	Qualität des unstrukturierten Gitters	24
6.5	Blockstrukturiertes Gitter	25
6.5.1	Qualität des blockstrukturierten Gitters	26
6.6	Zahlenwerte der Rechengittern.....	28
6.7	Simulationsvorgang	28
6.8	Randbedingungen für die stationäre Simulationen.....	28
6.8.1	Bestimmung der turbulenten Größen	30
7	Ergebnisse der stationären Simulationen.....	38
7.1	Ergebnisse des blockstrukturierten Rechengitters	38
7.1.1	Luftgeschwindigkeit 71 m/s	38
7.1.2	Luftgeschwindigkeit 62 m/s	44
7.1.3	Luftgeschwindigkeit 50 m/s	48
7.2	Ergebnisse des unstrukturierten Rechengitters.....	52
7.2.1	Luftgeschwindigkeit 71 m/s	52
7.2.2	Luftgeschwindigkeit 62 m/s	57
7.2.3	Luftgeschwindigkeit 50 m/s	60
7.3	Auswählen und Generieren des Gitters für die Mehrphasensimulationen	64
8	Mehrphasensimulationen	64
8.1	Untersuchung der Struktur der Hauptströmung.....	65
8.1.1	Vortizitätsanalyse von 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung	65

8.1.2	Vergleich der Hauptströmung von unterschiedlicher Luftgeschwindigkeit und Flüssigkeit	71
8.1.2.1	Isoflächen der Vortizität bei Wassereindüsung	71
8.1.2.2	Isoflächen der Vortizität bei Öleindüsung	75
8.1.2.3	Vergleich der Geschwindigkeitskonturplots	78
8.2	Vergleich der Ergebnisse mit Experimenten	79
8.3	Interpretation der Zerstäubung	82
8.3.1	Isoflächen des Phasenanteils bei Wassereindüsung	83
8.3.2	Isoflächen der Phasenanteil bei Ethylenglycol.....	89
8.3.3	Isoflächen der Phasenanteil bei Öleindüsung.....	96
9	Diskussion der Ergebnisse	102
10	Zusammenfassung und Ausblick	105
	Literaturverzeichnis.....	107

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1 Schematische Darstellung des gesamten Hochofens (links) [8] und des Windformaufbaus (rechts) [9]	3
Abbildung 4.1 Schematische Darstellung des Kontrollvolumens [11]	9
Abbildung 4.2 Tatsächlichen und numerisch interpolierten Gradient (erste Ordnung)	9
Abbildung 4.3 Tatsächlicher und numerisch interpolierter Gradient (zweite Ordnung)	10
Abbildung 4.4 Zerlegung die Geschwindigkeit [14]	12
Abbildung 4.5 Universelle Geschwindigkeitsverteilung [11]	15
Abbildung 5.1 Abmessungen der Röhren [1]	20
Abbildung 5.2 Versuchsaufbau in Modellmaßstab [1]	20
Abbildung 6.1 Die erzeugte Geometrie des CAD-Modells	22
Abbildung 6.2 Hintergrundnetz in snappyHexMesh [18]	23
Abbildung 6.3 Im zweiten Schritt geteilte Zellen auf der Körperoberfläche [18]	23
Abbildung 6.4 Endgültiges, konturangepasstes Rechengitter [18]	24
Abbildung 6.5 Anordnung der Zellen im achsnormalen Querschnitt	25
Abbildung 6.6 Anordnung der Zellen bei der Flüssigkeitseindüsung	25
Abbildung 6.7 In Blöcke zerlegte Geometrie in ICEM CFD	26
Abbildung 6.8 Verteilung der Orthogonalität	27
Abbildung 6.9 Aspect ratio-Verteilung des Rechengitters	27
Abbildung 6.10 Randbedingungen am Inlet	29
Abbildung 6.11 Turbulente kinetische Energie bei 50 m/s	31
Abbildung 6.12 Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k entlang des Rohres bei 50 m/s	32
Abbildung 6.13 Spezifische Dissipationsrate bei 50 m/s	32
Abbildung 6.14 Verteilung der spezifischen Dissipationsrate ω entlang des Rohres bei 50 m/s	33
Abbildung 6.15 Turbulente kinetische Energie bei 62 m/s	33
Abbildung 6.16 Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k entlang des Rohres bei 62 m/s	34
Abbildung 6.17 Spezifische Dissipationsrate ω bei 62 m/s	34

Abbildung 6.18 Verteilung der spezifische Dissipationsrate ω entlang des Rohres bei 62 m/s	35
Abbildung 6.19 Turbulente kinetische Energie k bei 71 m/s	35
Abbildung 6.20 Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k entlang des Rohres bei 71 m/s	36
Abbildung 6.21 Spezifische Dissipationsrate ω bei 71 m/s	36
Abbildung 6.22 Verteilung der spezifische Dissipationsrate ω entlang des Rohres bei 71 m/s	37
Abbildung 7.1 Geschwindigkeitskonturplot bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	38
Abbildung 7.2 Lage der Auswertungslinien	39
Abbildung 7.3 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien	40
Abbildung 7.4 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien	40
Abbildung 7.5 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien	41
Abbildung 7.6 Statische Druckverteilung bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	41
Abbildung 7.7 Turbulente kinetische Energie bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	42
Abbildung 7.8 Spezifische Dissipationsrate bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	43
Abbildung 7.9 y^+ Werte auf Windform und Lanze bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	44
Abbildung 7.10 Geschwindigkeitskonturplot bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit	44
Abbildung 7.11 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien	45
Abbildung 7.12 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien	45
Abbildung 7.13 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien	46
Abbildung 7.14 Statische Druckverteilung bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit	46
Abbildung 7.15 Turbulente kinetische Energie bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit	47
Abbildung 7.16 Spezifische Dissipationsrate bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit	47
Abbildung 7.17 y^+ Werte auf Windform und Lanze bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	48
Abbildung 7.18 Geschwindigkeitskonturplot bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit	48
Abbildung 7.19 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien	49

Abbildung 7.20 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien.....	49
Abbildung 7.21 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien.....	50
Abbildung 7.22 Statische Druckverteilung bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit.....	50
Abbildung 7.23 Turbulente kinetische Energie bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit	51
Abbildung 7.24 Spezifische Dissipationsrate bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit	51
Abbildung 7.25 y^+ Werte bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit.....	52
Abbildung 7.26 Geschwindigkeitskonturplot bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	53
Abbildung 7.27 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien.....	53
Abbildung 7.28 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien.....	54
Abbildung 7.29 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien.....	55
Abbildung 7.30 Statische Druckverteilung bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit.....	55
Abbildung 7.31 Turbulente kinetische Energie bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	56
Abbildung 7.32 Spezifische Dissipationsrate bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit	56
Abbildung 7.33 Geschwindigkeitskonturplot bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit	57
Abbildung 7.34 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien.....	57
Abbildung 7.35 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien.....	58
Abbildung 7.36 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien.....	58
Abbildung 7.37 Statische Druckverteilung bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit.....	59
Abbildung 7.38 Turbulente kinetische Energie bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit	59
Abbildung 7.39 Spezifische Dissipationsrate bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit	60
Abbildung 7.40 Geschwindigkeitskonturplot bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit	60
Abbildung 7.41 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien.....	61
Abbildung 7.42 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien.....	61

Abbildung 7.43 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien.....	62
Abbildung 7.44 Statische Druckverteilung bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit.....	62
Abbildung 7.45 Turbulente kinetische Energie bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit	63
Abbildung 7.46 Spezifische Dissipationsrate bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit	63
Abbildung 8.1 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 5 ms	66
Abbildung 8.2 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 10 ms	67
Abbildung 8.3 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 15 ms	67
Abbildung 8.4 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 20 ms	68
Abbildung 8.5 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 25 ms	68
Abbildung 8.6 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 30 ms	69
Abbildung 8.7 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 35 ms	69
Abbildung 8.8 Isofläche der Vortizität von einem Wert 15000 1/s gefärbt mit der Geschwindigkeit nach 35 ms.....	70
Abbildung 8.9 Kelvin-Helmholtz Instabilität bei einem runden Freistrahls mit $Re=10^4$ [19] ...	71
Abbildung 8.10 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Gasgeschwindigkeit nach 5 ms	72
Abbildung 8.11 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Gasgeschwindigkeit nach 10 ms	73
Abbildung 8.12 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Gasgeschwindigkeit nach 15 ms	73
Abbildung 8.13 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Gasgeschwindigkeit nach 20 ms	74
Abbildung 8.14 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Gasgeschwindigkeit nach 25 ms	74
Abbildung 8.15 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Gasgeschwindigkeit nach 30 ms	75

Abbildung 8.16 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten)	
Gasgeschwindigkeit nach 5 ms	75
Abbildung 8.17 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten)	
Gasgeschwindigkeit nach 10 ms	76
Abbildung 8.18 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten)	
Gasgeschwindigkeit nach 15 ms	76
Abbildung 8.19 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten)	
Gasgeschwindigkeit nach 20 ms	77
Abbildung 8.20 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten)	
Gasgeschwindigkeit nach 25 ms	77
Abbildung 8.21 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten)	
Gasgeschwindigkeit nach 30 ms	78
Abbildung 8.22 Geschwindigkeitskonturplots bei 50 m/s (links) und 71 m/s	
Eintrittsgeschwindigkeit (Wasser)	79
Abbildung 8.23 Experiment mit 35 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung	81
Abbildung 8.24 Variationen möglicher Volumenanteilverteilung der flüssigen Phase	83
Abbildung 8.25 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) zwischen 1 ms und 10 ms, bei 50 m/s	
(rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	84
Abbildung 8.26 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) zwischen 11 ms und 20 ms, bei 50 m/s	
(rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	85
Abbildung 8.27 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) zwischen 21 ms und 30 ms, bei 50 m/s	
(rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	86
Abbildung 8.28 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) zwischen 31 ms und 34 ms, bei 50 m/s	
(rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	87
Abbildung 8.29 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) mit Geschwindigkeit eingefärbt bei 50 m/s	
(rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	88
Abbildung 8.30 Ein- und ausströmender Massenstrom bei 50 und 71 m/s (Wasser)	89
Abbildung 8.31 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) zwischen 1 ms und 10 ms, bei 50	
m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	90
Abbildung 8.32 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) zwischen 11 ms und 20 ms, bei 50	
m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	91
Abbildung 8.33 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) zwischen 21 ms und 30 ms, bei 50	
m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	92

Abbildung 8.34 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) zwischen 31 ms und 34 ms, bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	93
Abbildung 8.35 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) mit Geschwindigkeit eingefärbt bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	94
Abbildung 8.36 Ein- und ausströmender Massenstrom bei 50 und 71 m/s (Ethylenglycol) ...	95
Abbildung 8.37 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) zwischen 1 ms und 6 ms, bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	96
Abbildung 8.38 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) zwischen 7 ms und 16 ms, bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	97
Abbildung 8.39 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) zwischen 17 ms und 26 ms, bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	98
Abbildung 8.40 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) zwischen 27 ms und 32 ms, bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	99
Abbildung 8.41 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) mit Geschwindigkeit eingefärbt bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit	100
Abbildung 8.42 Ein- und ausströmender Massenstrom bei 50 und 71 m/s (Öl)	101

Tabellenverzeichnis

Tabelle 6.1 Vor- und Nachteile der zwei Methoden	22
Tabelle 6.2 Elementzahlen und Zeitaufwand der zwei verschiedenen Gitter	28
Tabelle 6.3 Simulierte Fälle in stationärem Zustand.....	29
Tabelle 6.4 Reynolds-Zahlen von den verschiedenen Luftgeschwindigkeiten.....	31
Tabelle 6.5 Übersichtstabelle über die als Randbedingung verwendete turbulente Größen....	37
Tabelle 7.1 Zellgröße bei wichtigen Stellen.....	64
Tabelle 8.1 Verwendete Flüssigkeiten und die dazugehörigen Eigenschaften	65

1 Motivation

Neben dem vergleichsweise teuren Koks als primäres Reduktionsmittel werden im Hochofenprozess vermehrt auch Ersatzreduktionsmittel, wie z.B. Kokereigas, Kunststoff-Granulat und/oder Schweröl eingesetzt. Strenger werdende umweltschutzrechtliche Auflagen sowie ökonomische Aspekte machen eine weitere Optimierung des Einsatzes dieser Energieträger notwendig und sinnvoll. Da der normale Betriebszustand in einem Hochofen 5 bar und 1200 °C beträgt, können Experimente nur im Labormaßstab durchgeführt werden [1, 2, 3]. Mit Hilfe von numerischen Simulationen soll die tatsächliche Öleindüsung modelliert werden. Um einen sinnvollen Vergleich mit den Messungen durchzuführen, sollen die Berechnungen auch in Modellmaßstab durchgeführt werden. Numerische Strömungssimulationen können heutzutage aufgrund steigender Rechenleistung vergleichsweise schnell durchgeführt werden und gewinnen an Bedeutung. In der Industrie spielen Simulationen, mit denen man in der Planungsphase vom Strömungsverhalten erste Schlüsse ziehen oder bereits Optimierungsschritte setzen kann, eine wesentliche Rolle. Wenn man ein Strömungsphänomen simulieren möchte, steht eine ganze Reihe von Modellen zur Verfügung. Ein falsch gewähltes Modell kann die Ergebnisse gänzlich verfälschen oder zu unnötig langen Rechenzeiten führen. Wenn man Zerstäubungsprozesse mit hohen Geschwindigkeiten simulieren will, sind Mehrphasen- und Turbulenzmodellen sowie eine hohe zeitliche und räumliche Auflösung erforderlich. In dieser Arbeit wurden alle Simulationen mit der open source Simulationssoftware OpenFOAM® durchgeführt. Diese bietet eine breite Palette von Modellen, gute Parallelisierbarkeit und eine kostengünstige Lösung an [4].

2 Einleitung

2.1 Aufgabenstellung

In dieser Arbeit soll der Zerstäubungsprozess bei der Öleindüsung in einem Hochofenmodell behandelt werden. Als Basis dient die Masterarbeit von M. C. Martinez [5]. Das Ziel dieser Arbeit ist es, ein ausreichend gutes Bild von Strömungsverhalten und Tropfenverteilung in einem Kaltmodell einer Hochofenraceway zu bekommen. Dazu sollen verschiedene Heißwindgeschwindigkeiten und Viskositäten der eingedüsten Flüssigkeit untersucht werden. Im ersten Schritt wird die Strömung in einem langen Rohr mit dem Durchmesser der Modell-Windform simuliert. Aus diesen Simulationen können die turbulenten Eigenschaften bestimmt werden, die in weiterer Folge als Randbedingung für die Simulation der tatsächlichen Geometrie dienen. Im nächsten Schritt soll das Rechengitter für die reale Geometrie mit ausreichend guter Qualität erzeugt werden. Die Netzgenerierung wird vergleichend in zwei verschiedenen Programmen (ICEM CFD und snappyHexMesh) durchgeführt, um die bessere Qualität zu finden. Mit dem besser geeigneten Netz sollen weitere Berechnungen durchgeführt werden, um die Randbedingungen zu überprüfen. Falsch ausgewählte Randbedingungen können zu Instabilitäten führen. Diese Ergebnisse werden auf ein feineres Gitter interpoliert und dienen als Anfangsbedingung für die Zweiphasenströmungssimulation. Die Simulation der Zerstäubung des eingedüsten Öls wird bereits auf dem feinen Netz durchgeführt. Da sich die Untersuchungen mit hohen Geschwindigkeiten und einer Zweiphasenströmung beschäftigen, sind diese Schritte für eine stabile Berechnung erforderlich. Nach der Auswertung kann die Tropfenverteilung mit Messungen verglichen werden, welche auf Hochofenmaßstab umgerechnet werden sollen.

2.2 Hochofenprozess

Für die Eisengewinnung ist das Hochofenverfahren das mit Abstand dominierende Verfahren, da es aufgrund langer Entwicklung sehr ausgereift ist. Der Hochofen ist ein kontinuierlich arbeitender Gegenstromreaktor in Schachtofenbauweise [6]. Bis zum oberen Schachtende ist der Ofen wechselweise mit Schichten aus Koks und Erz gefüllt, vermengt mit zusätzlichen Möllerstoffen (Sinter, Pellets, Zuschläge,...). Die Beschickung erfolgt über die Gicht. Am unteren Ende des Schachtes, am Übergang vom Gestell zur Rast, wird der für den Prozess notwendige Heißwind (Luft) durch sogenannte Blas- oder Windformen, die an eine

Ringleitung angeschlossen sind, zugeführt. Dem Heißwind wird, zur Verringerung des Luftvolumens und in Konsequenz zur Leistungssteigerung meist Sauerstoff beigemengt. Des Weiteren wird in die Windformen Öl, Kohlestaub, Kunststoff bzw. Gas eingedüst, das als Energieträger bzw. als Reduktionsmittel die Leistung des Hochofens ebenfalls erhöhen soll. Infolge der hohen Austrittsgeschwindigkeit des Heißwindes bilden sich vor den Windformen lockere Wirbelzonen (auch Raceway genannt), in denen das Gas bei einer Flammentemperatur bis zu 2600 °C verbrennt und an deren Rand die Koksumsetzung erfolgt. Die Raceway stellt eine sehr wichtige Zone im Hochofen dar. Beim Hochofen befinden sich über den Umfang verteilt mehrere Windformen. In Strömungsrichtung gesehen, befindet sich vor der Windform das Düsenrohr mit den Lanzenträgern. Daran sind bei den betrachteten Fällen bei Gaseindüsung ein bis zwei Lanzen befestigt, bei Öleindüsung lediglich eine Lanze. Über diese Stahllanzen wird das Reduktionsmittel direkt in den Heißwindstrom in der Windform injiziert [7]. In Abbildung 2.1 ist eine schematische Darstellung des gesamten Hochofens und des Windformaufbaus zu sehen.

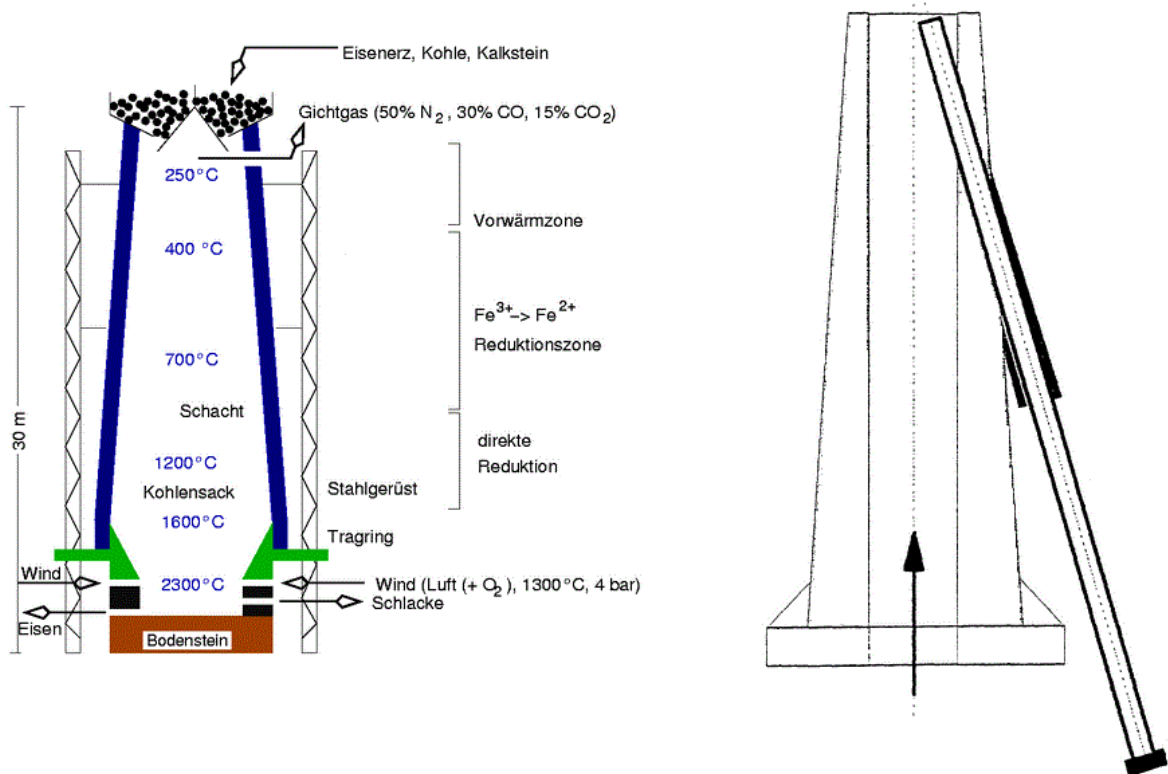


Abbildung 2-1 Schematische Darstellung des gesamten Hochofens (links) [8] und des Windformaufbaus (rechts) [9]

3 Theorie

3.1 Grundgleichungen

Während der Strömungssimulation werden die Erhaltungsgleichungen (Masse, Impuls und Energie) numerisch gelöst.

Die Kontinuitätsgleichung lautet in Divergenzform:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{u} = 0 \quad (3.1.1)$$

Hierbei ist t die Zeit, ρ die Massendichte, $\rho \mathbf{u}$ die Impulsdichte und \mathbf{u} der Geschwindigkeitsvektor. Wenn eine inkompressible und stationäre Strömung vorausgesetzt wird, wird die Lösung der Kontinuitätsgleichung deutlich vereinfacht. Die Bewegung von reibungsbehafteten Fluiden wird mit den Navier-Stokes Gleichungen beschrieben, die viskose Effekte berücksichtigen:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}}) + \mathbf{f} \quad (3.1.2)$$

wobei $\bar{\bar{\tau}} = \mu \left[(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \bar{\bar{I}} \right]$ der Spannungstensor und $\bar{\bar{I}}$ die Einheitsmatrix ist.

Für inkompressible Fluide ($\rho = \text{const.}$) mit konstanter dynamischer Viskosität vereinfachen sich die Navier-Stokes-Gleichung zu

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (3.1.3)$$

wobei $\nu = \mu/\rho$ die kinematische Viskosität und \mathbf{f} eine Volumenkraft pro Masse sind [10].

Falls Energietransport auch mitberücksichtigt wird, kann man eine häufig verwendete Näherung der Energiegleichung lösen, wobei die Temperatur T die abhängige Variable und die Temperaturleitfähigkeit $\kappa = \lambda/\rho c_p$, λ die Wärmeleitfähigkeit, c_p die spezifische Wärmekapazität ist und die Energie ist als $E = \rho c_p T$ definiert.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T \quad (3.1.4)$$

3.2 Zustandsgleichungen

Die Materialeigenschaften hängen vom thermodynamischen Zustand des Fluids ab. Meist kann man davon ausgehen, dass sich das Fluid in einem lokalen, thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Für die 6 Unbekannten (u_x , u_y , u_z , T , ρ und p) gibt es 5 skalare Gleichungen 3.1.1-3.1.2 und 3.1.4. Zur vollständigen Beschreibung des Systems benötigt man noch eine weitere Gleichung. In vielen Fällen wird die ideale Gasgleichung verwendet:

$$p = \rho RT \quad (3.2.1)$$

Wobei p der Druck und R die spezifische Gaskonstante ist. Für inkompressible Fluide ist $\rho = \text{const.}$ und eine Zustandsgleichung wird nicht benötigt. Vielmehr muß p dann so bestimmt werden, dass die inkompressible Kontinuitätsgleichung erfüllt ist [10]. Wenn niedrige Drücke bei konstanter Temperatur vorausgesetzt werden, ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen Druck und Dichte.

$$\rho = p \cdot \psi_{Gas} \quad (3.2.2)$$

Hierbei ist ψ_{Gas} der Kompressibilitätsfaktor des Gases. Mit dem für die Zweiphasenströmungen verwendeten compressibleInterFoam Solver in OpenFOAM wird bei kompressiblen Strömungen die Dichte mittels Gleichung 3.2.2 berechnet.

3.3 Tropfenbildungsmechanismen

Bei Verbrennungsprozessen von flüssigen Brennstoffen muss zuerst die kontinuierliche Flüssigkeitsphase in Tropfen umgewandelt werden. Das an der zugeführten Flüssigkeitsoberfläche entstandene Kräftespiel führt zu Schwingungen und Störungen, die bei günstigen Bedingungen zu einem Strahlzerfall führen können. Diesen Prozess bezeichnet man häufig als „primäre Zerstäubung“. Wenn die Tropfen ihre kritische Größe erreichen, zerfallen sie in Tropfen kleinerer Größe. Dieser Prozess wird als „sekundäre Zerstäubung“ bezeichnet. Je nach Betriebsbedingungen kann man unterschiedliche Zerfallsphänomene beobachten. Demzufolge kann man den Strahlzerfall in verschiedene Bereiche einteilen, welche sich durch

den dominierenden Kräfte, die auf den Strahl einwirken und seinem Zerfall verursachen, unterscheiden [25].

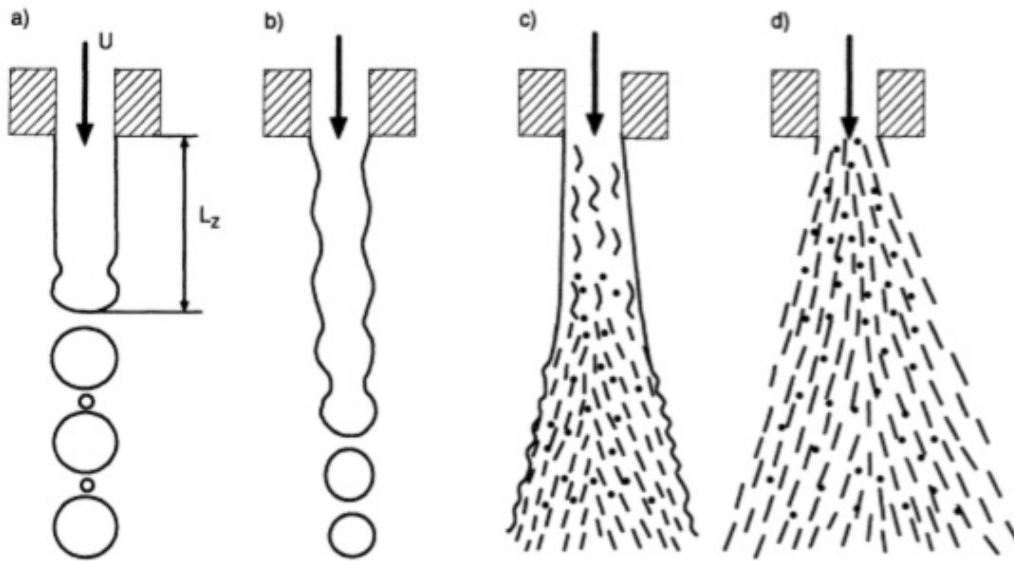


Abbildung 3-1 Schematische Darstellung die verschiedene Zerfallsbereiche: Rayleigh-Bereich (a), erster windinduzierter Bereich (b), zweiter windinduzierter Bereich (c) und Zerstäubungsbereich (d) [25]

Die verschiedenen Zerfallsformen sind in Abbildung 3-1 dargestellt. Erst bei höheren Reynolds-Zahlen spricht man von Zerstäuben. Die Zerfallsformen hängen von mehreren Parametern ab, und können mit Hilfe von dimensionslosen Zahlen sehr gut charakterisiert werden. Die entscheidenden Parameter sind die umgebende Gasgeschwindigkeit, die Viskosität der flüssigen Phase und die Oberflächenspannung. Die maximale stabile Tropfengröße kann mit der nächsten Gleichung (3.3.1) bei einer gegebenen Geschwindigkeit berechnet werden [25]

$$x_{max} = \frac{8\sigma}{c_w \rho_{Gas} v_f^2} \quad (3.23.1)$$

wobei σ die Oberflächenspannung, c_w der Widerstandsbeiwert des Tropfen, ρ_{Gas} die Dichte der umgebenden Gasströmung und v_f die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Gas und dem Tropfen. Laut [26] kann der Widerstandsbeiwert bei hohe Reynolds-Zahlen ($2 \cdot 10^5$) für 0,4 gewählt werden, womit die maximale stabile Tropfengröße berechnet werden kann. Zwei wichtige dimensionslose Kennzahlen können für die Identifizierung der Zerfallsformen bestimmt werden. Das Verhältnis von Scherkräften des strahlumgebenden Mediums zur Oberflächenkraft kann mit der sogenannten Weber-Zahl beschrieben werden [27].

$$We = \frac{\rho_{Gas} v_f^2 x}{\sigma} \quad (3.23.2)$$

Diese Gleichung berücksichtigt aber die Viskositätskräfte nicht. Die Flüssigkeitsviskosität kann durch die sogenannte Ohnesorge-Zahl (3.3.3) betrachtet werden [25], wobei μ die dynamische Viskosität der Tropfen ist. Die Ohnesorge-Zahl charakterisiert das Verhältnis zwischen stabilisierenden Zähigkeits- und destabilisierenden Trägheitskräften [26].

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{x\rho\sigma}} \quad (3.23.3)$$

Mit diesen dimensionslosen Kennzahlen können die verschiedene Primär- und Sekundärzerfallsformen in Abbildung 3-3 dargestellt werden. Im letzten Kapitel werden die Zerfallsformen und die dimensionslose Kennzahlen detailliert analysiert.

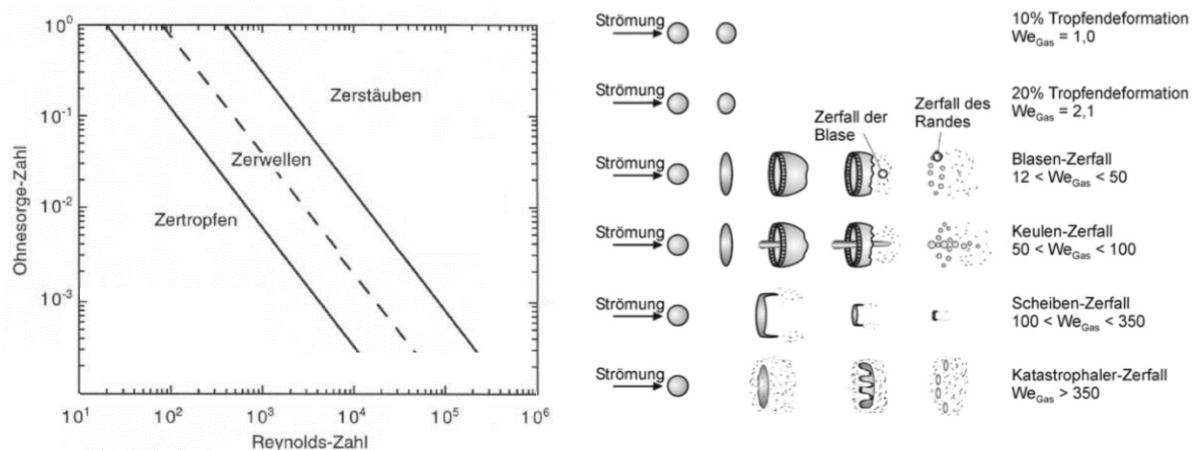


Abbildung 3-2 Primärzerfallsbereiche (links) einer Lochdüse und Sekundärzerfallsformen (rechts) [27]

4 Numerische Lösungsmethoden

4.1 Finite-Volumen Verfahren

Da die Navier-Stokes-Gleichungen parabolische, partielle Differentialgleichungen sind, existiert nur in wenigen Fällen eine analytische Lösung. Daher sind in der Strömungsmechanik numerische Methoden unerlässlich. Im Bereich der numerischen Simulationen verbreiteten sich drei verschiedene numerische Verfahren:

- Finite-Differenzen-Verfahren
- Finite-Elemente-Verfahren
- Finite-Volumen-Verfahren

Für Strömungssimulationen wird meistens, wegen der Genauigkeit und der geringen Beschränkung auf die Geometrie, das Finite-Volumen-Verfahren verwendet. Bei dem Finite-Volumen-Verfahren wird das Integrationsgebiet mit Hilfe eines numerischen Netzes diskretisiert. Danach werden die Grundgleichungen über jeder Zelle integriert und mit Hilfe des Integralsatzes von Gauß werden die Volumenintegrale in Oberflächenintegrale umgewandelt. Dadurch wird die physikalisch geforderte globale Konservativität in die Methode eingebaut, was einen wesentlichen Vorteil der Methode darstellt [11].

4.2 Interpolationsverfahren

Interpolationsverfahren sind nötig, um die konvektiven Flüsse mit Hilfe der im Zellenmittelpunkt gespeicherten, konvektiven Variablen an der Zellenoberfläche zu bestimmen. Das Verhalten der Interpolationsmethoden unterscheidet sich mit ihren Methoden in ihrer Genauigkeit, Stabilität und dem erforderlichen Rechenaufwand.

4.2.1 Upwind Interpolation

Bei diesem Verfahren wird angenommen, dass der Wert auf der Zellenoberfläche konstant und gleich dem Wert im Zellenmittelpunkt ist. Der Wert am Zellenrand hängt von der Strömungsrichtung ab. Dieser kann entweder der Wert im Zellenmittelpunkt P oder im Nachbarzellenmittelpunkt E sein [4, 11]. Abbildung 4.1 zeigt, wie der konvektive Fluss bestimmt werden kann.

$$\Phi_e = \begin{cases} \Phi_P & u > 0 \\ \Phi_E & u < 0 \end{cases} \quad (4.2.1)$$

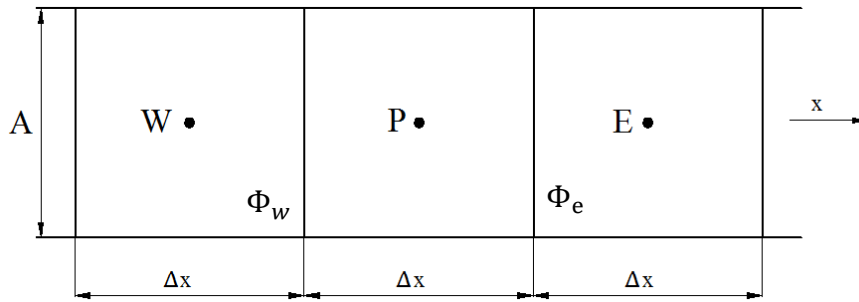


Abbildung 4-1 Schematische Darstellung des Kontrollvolumens [11]

Da die Genauigkeit des Upwind-Interpolationsverfahrens von erster Ordnung ist, ist es das einzige Interpolationsverfahren, das bedingungslos stabil ist. Es treten nie Oszillationen auf, aber das Verfahren verschmiert räumliche Gradienten. Dieser Effekt wird auch als künstliche oder numerische Diffusion bezeichnet [11]. Die numerische Diffusion kann mittels eines feineren Netzes oder durch Verwendung von Interpolationsverfahren mit höherer Ordnung reduziert werden. In den Abbildungen 4.2-4.3 ist die Auflösung eines starken Gradienten mit verschiedenen Interpolationsmethoden ersichtlich.

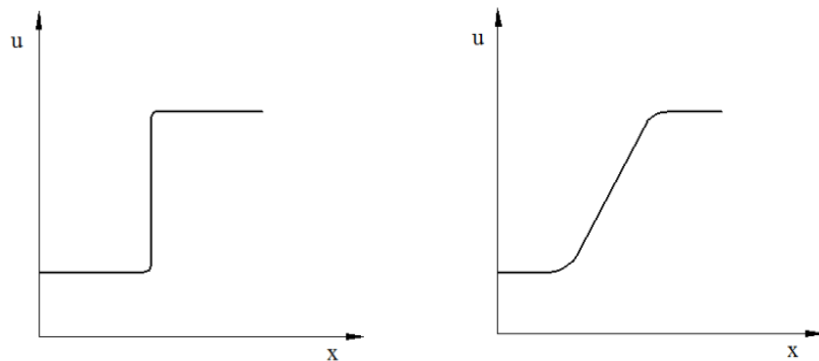


Abbildung 4-2 Tatsächlichen und numerisch interpolierten Gradient (erste Ordnung)

4.2.2 Zentrales Interpolationsverfahren

Dabei wird der Wert auf der Zellenoberfläche linear aus dem Zellmittelpunkt interpoliert. Diese Diskretisierung ist von Genauigkeit zweiter Ordnung, jedoch ist die Beschränktheit der Lösung nicht gewährleistet, da der führende Fehlerterm die dritte räumliche Ableitung beinhaltet [4, 5, 10].

$$\phi_e = \phi_E \lambda_e + \phi_P (1 - \lambda_e) \quad (4.2.2)$$

$$\lambda_e = \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P} \quad (4.2.3)$$

Das zentrale Differenzenverfahren ist für LES-Simulationen (Large Eddy Simulation) besonders geeignet, weil es eine höhere Genauigkeit aufweisen kann.

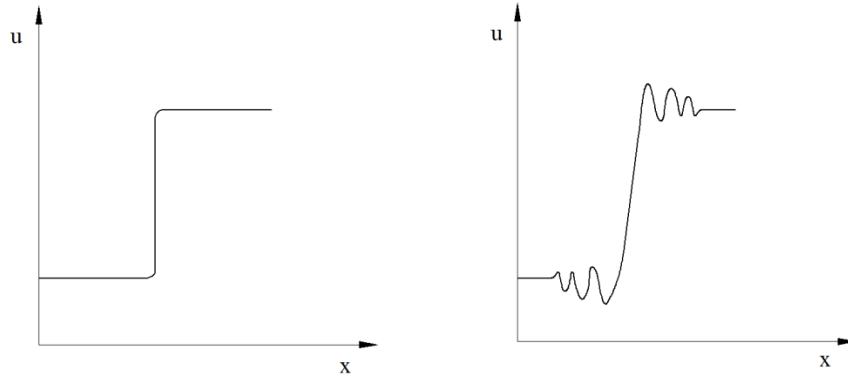


Abbildung 4-3 Tatsächlicher und numerisch interpolierter Gradient (zweite Ordnung)

4.3 Turbulenzmodellierung

Strömungen können in zwei Gruppen eingeteilt werden, laminare und turbulente Strömungen. Im laminaren Fall werden die nebeneinander strömenden Flüssigkeitsschichten durch molekulare Diffusion durchmischt. Turbulenz kann nur bei reibungsbehafteten Fluiden interpretiert werden. Die Umwandlung von einer laminaren in eine turbulente Strömung hängt vom Verhältnis der Trägheits- und Reibungskräfte ab [12]. Die dafür charakteristische dimensionslose Kennzahl wird Reynolds-Zahl Gl. (4.3.1) genannt:

$$Re = \frac{v \cdot d \cdot \rho}{\mu} \quad (4.3.1)$$

wobei v die Geschwindigkeit, d eine charakteristische Länge, ρ die Dichte und μ die dynamische Viskosität sind. In einer turbulenten Strömung entstehen in Normalrichtung zur Hauptströmungsrichtung ebenfalls signifikante Geschwindigkeitskomponenten. Deswegen wird eine Verstärkung beim Impulsaustausch hervorgerufen. Die Geschwindigkeiten schwanken um einen Mittelwert, jedoch bleibt die durchströmende Flüssigkeitsmenge über die Zeit konstant. Die Fluktuation wird von den durch das Strömungsgebiet durchgehenden und in Wechselwirkung stehenden Wirbelstrukturen verursacht. Wegen der zeitlichen und räumlichen Verzerrung des Wirbelfadens existiert Turbulenz nur im dreidimensionalen Raum [12]. Bei der Behandlung von turbulenten Strömungen besteht die Schwierigkeit darin, dass die turbulenten

Bewegungen eine große Skala erfassen [13]. Wenn die Navier-Stokes Gleichungen numerisch gelöst werden sollen (direkte numerische Simulation, DNS), muss jede Skala der Bewegung aufgelöst werden. Derzeit sind DNS-Berechnungen aufgrund von beschränkter Rechenkapazität in den meisten Fällen nicht möglich.

4.4 Simulation von turbulenten Strömungen

Bei instationären Strömungen mit hohen Reynolds-Zahlen besteht keine Möglichkeit, die Navier-Stokes-Gleichungen direkt zu lösen, weil die hohe geometrische und zeitliche Auflösung zu langen Rechenzeiten führt. Es gibt zwei Alternativen, die explizite Auflösung der kleinen Skalen zu vermeiden. Erstens können die Navier-Stokes Gleichungen gemittelt werden (RANS), zweitens können die kleinen Skalen ausgefiltert werden (LES). Beide Verfahren führen zu zusätzlichen Termen in den Gleichungen. Dadurch sind neue Gleichungen erforderlich, um die turbulenten Transportterme ermitteln zu können. Bei RANS-Modellen werden die turbulenten Fluktuationen modelliert, bei LES-Modellen werden die großen Skalen berechnet und die kleinen modelliert. Die folgende Aufzählung gibt einen kurzen Überblick über die Einteilung der Turbulenzmodelle [4, 11]:

- **Reynoldsgemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (RANS)**
 - Algebraische Modelle
 - Prandtl'sches Mischungsweglängenmodell
 - Cebecchi-Smith Modell
 - $k - \varepsilon$ -Modelle
 - Standard $k - \varepsilon$ -Modell
 - RNG $k - \varepsilon$ -Modell
 - Realizable $k - \varepsilon$ -Modell
 - $k - \omega$ -Modelle
 - Wilcox $k - \omega$ -Modell
 - $k - \omega$ -SST-Modell (Menter)
- **Large Eddy Simulation (LES)**
 - Smagoronsky-Lilly-Modell
 - One-Eq-Eddy-Modell
 - Deardorff Differential Stress Modell
- **Direkte Numerische Simulation (DNS)**

4.4.1 Reynoldsmittelung

Die Turbulenzmodellierung hat das Ziel, die Zahl der Freiheitsgrade zur Beschreibung turbulenter Strömungen drastisch zu reduzieren. Mit Hilfe von Modellannahmen wird der Aufwand für die Berechnung praxisrelevanter, turbulenter Strömungen stark verringert. Dabei sollte ein Turbulenzmodell idealerweise die Strömungseigenschaften einer möglichst großen Bandbreite turbulenter Strömungen korrekt wiedergeben. Zur statistischen Beschreibung von Turbulenz wurde von Reynolds eine Betrachtungsweise eingeführt, bei der der Momentanwert der Geschwindigkeit $u(x,y,z,t)$ in den zeitlichen Mittelwert $\bar{u}(x,y,z)$ und die turbulente Schwankungsgröße um diesen Mittelwert $u'(x,y,z,t)$ zerlegt sind [11]. Die folgende Abbildung 4.4 zeigt, wie der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit zerlegt werden kann.

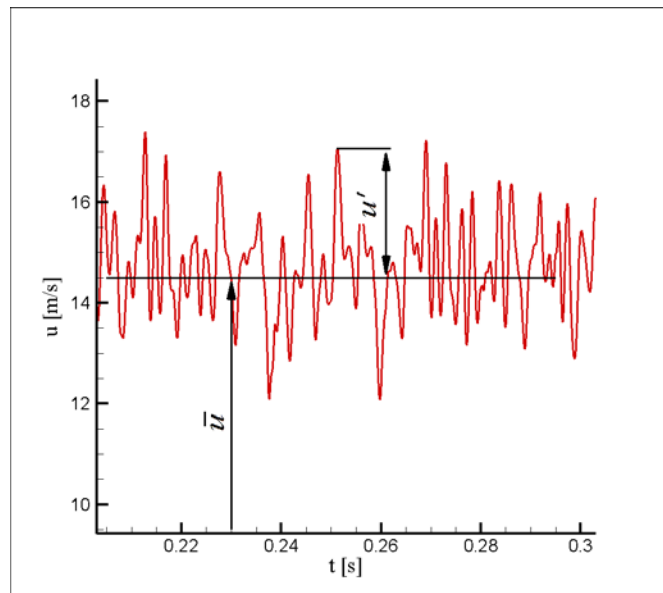


Abbildung 4-4 Zerlegung die Geschwindigkeit [14]

Die Geschwindigkeit kann in folgender Form Gl. (4.4.1) beschrieben werden:

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z) + u'(x, y, z, t) \quad (4.4.1)$$

Wenn die Navier-Stokes Gleichungen mit den gemittelten Strömungsgrößen abgeleitet werden, entsteht ein neues Gleichungssystem, die Reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS = Reynolds Averaged Navier-Stokes) [11].

Die reynoldsgemittelte Massenbilanz für inkompressible Strömung lautet

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (4.4.2)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0$$

Auf dieser Art kann die Impulsbilanz Gl. (3.1.3) auch ausgedrückt werden (nur in x-Richtung dargestellt):

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \overline{(u'u')} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \overline{(u'u')} \right] \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \overline{(u'u')} \right] \end{aligned} \quad (4.4.3)$$

In Folge der Reynoldsmittelung der Navier-Stokes Gleichungen entstehen zusätzliche Terme, die als Reynoldsspannungen bezeichnet werden. Die Reynoldsspannungen können in Matrixform zusammengefasst werden

$$\tau_{turb} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{pmatrix} \quad (4.4.4)$$

Aufgrund der Symmetrie des Reynolds'schen Spannungstensors verbleiben schließlich sechs Größen, die dazu führen, dass den vier Erhaltungsgleichungen für die gemittelten Größen zehn Unbekannte gegenüber stehen. Das Gleichungssystem ist somit nicht mehr geschlossen. Man spricht vom sogenannten Schließungsproblem der Turbulenz [11]. Um ein geschlossenes Gleichungssystem zu gewinnen, werden neue Gleichungen benötigt. Mit der Verwendung der Turbulenzmodelle wird das Gleichungssystem geschlossen.

4.4.2 $k - \omega$ -SST-Modell

Das $k - \omega$ -SST-Modell ist stabil und geeignet für die Beschreibung von komplexen Strömungen. In Wandnähe rechnet das standard $k - \omega$ -Modell die Strömung genauer als das $k - \varepsilon$ -Modell, aber druckinduzierte Ablösungen können damit nicht modelliert werden. Weit entfernt von der Wand oder für Freistrahlen ist es nicht geeignet, dort ergibt das $k - \varepsilon$ -Modell eine bessere Lösung. Im $k - \omega$ -SST-Modell werden die Vorteile von beiden Modellen mittels Verwendung der sogenannten „blending“-Funktion vereint. Es bedeutet eine entsprechende Beschreibung der Strömung in verschiedenen Zonen. In Wandnähe erfolgt die Berechnung mit

dem standard $k - \omega$ -Modell und weit von der Wand mit dem $k - \varepsilon$ -Modell [15]. Die Gleichungen des Modells lauten folgendermaßen

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i} &= \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} &= \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (4.4.5)$$

wobei k die turbulente kinetische Energie, \tilde{P}_k die Produktion der Turbulenz, ω die spezifische Dissipation, μ_t die turbulente Viskosität, \bar{S} der Schubspannungstensor und F_1 die blending - Funktion ist. β^* , σ_k , α , σ_ω , $\sigma_{\omega 2}$ sind bekannte, konstante Größen. In den Berechnungen wird die Geschwindigkeit mit Hilfe der Wandfunktion berechnet.

4.4.2.1 Methode der Wandfunktion

In Strömungen mit hohen Reynoldszahlen ist die sogenannte viskose Unterschicht in einer Grenzschicht so dünn, dass es schwierig ist, sie mit genügend Gitterpunkten aufzulösen. Einerseits steigt die Anzahl der benötigten Gitterpunkte stark an, andererseits werden die Zellen in Wandnähe sehr gestreckt, was die Konvergenz des numerischen Verfahrens beeinträchtigt. Man kann das Problem durch die Verwendung von sogenannten Wandfunktionen umgehen. Diese beruhen auf der Unterteilung der wandnahen Strömung in drei Bereiche [11]:

Laminare Unterschicht

Direkt an der Wand hat der turbulente Spannungsanteil noch keinen Einfluss, dieser steigt mit zunehmendem Abstand. Mit Hilfe der Dimensionanalyse kann die laminare Unterschicht mit dem sogenannten Prandtl'sche Wandgesetz formuliert werden.

$$u^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} = y^+ \quad (4.4.6)$$

Hierbei ist $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ die Schubspannungsgeschwindigkeit, $\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$ die Wandschubspannung, $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$ die dimensionslose Geschwindigkeit und y^+ die dimensionslose Wandabstand [11]. In Abbildung 4.5 ist sichtbar, dass sich die laminare Unterschicht bis $y^+ = 5$ erstreckt.

Logarithmischer Bereich

Weiter weg von der Wand beeinflusst die Turbulenz bereits die Strömung, und die viskosen Spannungen sind vernachlässigbar gegenüber den Reynoldsspannungen. In Abbildung 4.5 ist dieser Bereich $30 < y^+ < 300$. Die Geschwindigkeitsverteilung in diesem Bereich lässt sich in folgender Form beschreiben:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (4.4.7)$$

Die experimentell gefundenen Konstanten lauten $\kappa = 0,41$ (Karman-Konstante) und $E = 9,0$ (hydraulisch glatte Wand). Gleichung 4.4.7 nennt man logarithmisches Wandgesetz.

Defektbereich

Im Defektbereich $y^+ > 300$, kann die Geschwindigkeitsverteilung in folgender Form beschrieben werden:

$$\frac{\Delta u}{u_\tau} = \frac{u_\infty - u}{u_\tau} \quad (4.4.8)$$

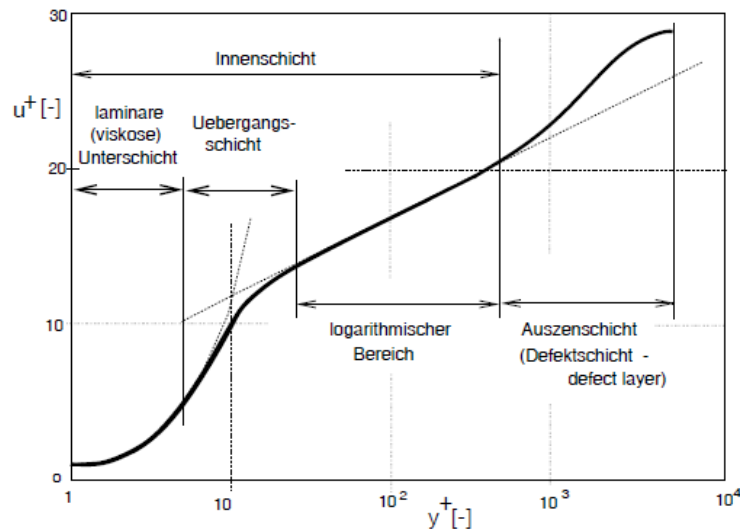


Abbildung 4-5 Universelle Geschwindigkeitsverteilung [11]

4.4.3 Large Eddy-Simulation

Die Wirbel in turbulenten Strömungen weisen eine große zeitliche und räumliche Skalenbreite auf. Die größeren Skalen sind meistens in der gleichen Größenordnung wie die charakteristische Länge (z.B. bei einem umgeströmten Zylinder der Durchmesser). Die kleineren Skalen sind verantwortlich für die Dissipation der turbulenten, kinetischen Energie und diese sind mehr isotrop als die großen Wirbel. Die Idee hinter diesem Modell ist es, dass

die großen Wirbel explizit berechnet und die kleinen modelliert werden. Man spaltet die Geschwindigkeit folgendermaßen auf:

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (4.4.6)$$

Dies gilt auch für andere Variablen. Dabei ist $\bar{\mathbf{u}}$ jener Teil der Geschwindigkeit, den man explizit simulieren will und \mathbf{u}' ist der Teil, den man modellieren will [4, 10]. $\bar{\mathbf{u}}$ wird durch die Anwendung eines räumlichen Filters $G(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \Delta)$ auf das ungefilterte Geschwindigkeitsfeld \mathbf{u} definiert [4].

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \int_D \mathbf{u}(\mathbf{x}', t) G(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \Delta) dV \quad (4.4.7)$$

In Gleichung 4.4.7 ist D das Strömungsgebiet und G die Filterfunktion, was die Größe der Wirbel definiert. Die Filterlänge wird aus dem Volumen der Zellen berechnet als $\Delta = \sqrt[3]{V_{\text{Zelle}}}$. Die Beiträge von \mathbf{u}' können unterschiedlich angesetzt werden. Dadurch kann Gleichung 3.1.2 in folgender Form beschrieben werden

$$\frac{\partial \rho \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) = -\nabla p + \nabla \cdot [(\mu + \mu_{sgs}) 2\bar{\boldsymbol{\tau}}] + \mathbf{f} \quad (4.4.8)$$

μ ist die dynamische molekulare Viskosität, μ_{sgs} die turbulente Viskosität und $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ der Spannungstensor. Die turbulente Viskosität ist definiert als

$$\mu_{sgs} = \rho \nu_{sgs} = \rho c_k \Delta \sqrt{k} \quad (4.4.9)$$

wobei ρ die Dichte, ν_{sgs} die kinetische subgrid-scale Viskosität, c_k eine Konstante, Δ die Filterlänge und k die turbulente kinetische Energie ist [4].

4.4.3.1 Smagorinsky-Lilly-Modell

Das Smagorinsky-Modell ist ein Nullgleichungsmodell, wobei die turbulente kinetische Energie k definiert ist als

$$k = \frac{2c_k}{c_e} \Delta^2 |\mathbf{D}|^2 \quad (4.4.10)$$

und $\mathbf{D} = \text{symm}(\nabla \mathbf{u})$ [4]. In dieser Arbeit werden die LES-Simulationen mit dem Smagorinsky-Lilly-Modell durchgeführt.

4.5 Mehrphasenmodellierung

Wenn in einer Strömung mehr als ein Fluid (z.B. Gas und Flüssigkeit) auftritt, werden Zweiphasenmodelle benötigt. Es ist wichtig, zwischen Mehrkomponentenströmung und Mehrphasenströmung zu unterscheiden. Unter Mehrkomponenten versteht man ein Gemisch von mehreren Komponenten, die sich auf molekularer Ebene mischen. In diesem Fall wird nur ein Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturfeld usw. berechnet. Die Flüssigkeiten in Mehrphasenströmungen mischen sich auf makroskopischer Ebene, welche mehrere Größenordnungen über der Molekularebene liegt. In Mehrphasenströmungen wird für jede Flüssigkeit das Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturfeld usw. berechnet [4]. Für Mehrphasenströmungen steht eine breite Palette von Modellen zur Verfügung.

4.5.1 Euler-Modell

Das Euler-Modell löst die Impuls- und Kontinuitätsgleichung getrennt für jede Phase. Der Impulsaustausch zwischen den Phasen wird mittels zusätzlichen Koppelungstermen verbunden. Das Modell ist für disperse Phasen in einer kontinuierlichen Phase geeignet [4]. Dieses Modell teilt ein einzelnes Druckfeld für die Phasen.

4.5.2 Mixture-Modell

Dieses ist eine vereinfachte Abwandlung des Euler Modells. Hierbei werden die Phasen als gegenseitig durchdringendes Kontinuum behandelt. Die Navier-Stokes, die Kontinuitäts-, Energie- und Turbulenzgleichungen werden für eine Mischung gelöst. Auch in diesem Fall wird ein gemeinsames Druckfeld verwendet [4].

4.5.3 Lagrange'sche-Modell

Dieses Modell soll verwendet werden, wenn diskrete Partikel, Tropfen oder Blasen in einer kontinuierlichen Phase verteilt werden. Die Partikel können miteinander in Interaktion treten, wofür zusätzliche Gleichungen nötig sind [4].

4.5.4 Volume-of-Fluid-Modell (VOF)

In der VOF-Formulierung wird vorausgesetzt, dass sich die Phasen wechselseitig nicht durchdringen. Für eine Phase soll eine neue Variable, der Volumenanteil α , eingeführt werden. Bei diesem Modell können drei Möglichkeiten in einer Zelle auftreten:

- $\alpha_q = 0$ die Zelle beinhaltet keinen Anteil der Flüssigkeit
- $\alpha_q = 1$ die Zelle ist voll mit Flüssigkeit

- $0 < \alpha_q < 1$ die Zelle beinhaltet einen gewissen Anteil der Flüssigkeit

Wenn der Volumenanteil α der flüssige Anteil ist, kann die Gasphase mit Beziehung $1-\alpha$ berechnet werden. Für die Dichte wird ein gemittelter Wert in den Gln. (3.1.1) bis (3.1.2) und Gl. (3.1.4) errechnet, indem man die Linearkombination der Gas- und der Flüssigkeitsdichte bildet. Für die Viskositäten gilt das Gleiche [4].

$$\left(\frac{\rho}{\nu}\right) = \alpha \left(\frac{\rho_{Fl}}{\nu_{Fl}}\right) + (1 - \alpha) \left(\frac{\rho_{Gas}}{\nu_{Gas}}\right) \quad (4.5.1)$$

Dies ist der Ansatz des Volume-of-Fluid Modells [16, 17]. Die Phase α wird mit der Transportgleichung 4.5.2 transportiert.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\alpha) + \nabla \cdot (\mathbf{u}_r \alpha (1 - \alpha)) = S_u + S_p \quad (4.5.2)$$

Die ersten beiden Terme stellen den einfachen, advektiven Transport einer skalaren Größe mit der Geschwindigkeit \mathbf{u} dar. Einfache Diskretisierungen können die Phasengrenze verschmieren und eine durch numerische Diffusion erzeugte Region zwischen $\alpha=1$ und $\alpha=0$ erstellen. Die Terme S_u sowie S_p sind Terme, die die Kompressibilität der Strömung berücksichtigen [4]. Das VOF Modell kann die Oberflächenspannung am Interface zwischen den Phasen berücksichtigen. Damit entsteht in den Navier-Stokes Gleichungen ein neuer Quellterm.

5 Modell in Labormaßstab

Da in einem Hochofen aufgrund von hoher Temperatur und Druck keine Experimente durchgeführt werden können, werden Untersuchungen der Öleindüsung im Labormaßstab an einem Kaltmodell vollzogen. Mit der Methode der Dimensionsanalyse wurden geeignete Kennzahlen errechnet. Damit sollen die Abmessungen im Labormaßstab berechnet werden [1]. In dieser Arbeit wurden die geometrischen Abmessungen und physikalischen Eigenschaften für die Simulationen aus [1] übernommen, damit man Experimente und Simulationen vergleichen kann.

5.1 Betriebsdaten und geometrische Abmessungen des Modells

Betriebsdaten des Hochofens [1] - Originalmaßstab

- Gasgeschwindigkeit Heißwind: $v_G = 200 \text{ m/s}$
- Absolutdruck Heißwind: $p_G = 5,1 \text{ bar}$
- Temperatur Heißwind: $T_G = 1220 \text{ °C}$
- Massenstrom Schweröl: $\dot{m}_{\text{öl}} = 1200 \text{ kg/h}$
- Massenstrom Heißdampf (koaxialer Mantelstrom): $\dot{m}_M = 0,016 \text{ kg/s}$
- Temperatur Heißdampf: $T_M = 170 \text{ °C}$
- Absolutdruck Heißdampf: $p_M = 5,1 \text{ bar}$

Das Schweröl wird im Hochofen mit einem gewissen Eindüsungswinkel in den Heißwind eingedüst. Um die Öllanze vom Heißwind zu schützen wird ein koaxialer Mantelstrom genutzt. Dieser zusätzliche Massenstrom soll die Strömung unmittelbar vor der Düse beeinflussen. Dadurch ist die Modellierung des Mantelstromes notwendig. Um ein genaues Bild der Zerstäubung und des Strömungsverhaltens zu bekommen, wurden Simulationen mit verschiedenen Betriebsdaten im Modellmaßstab modelliert.

Geometrische Daten der Düsen - Originalmaßstab

- Austrittsdurchmesser Schweröllanze: $d = 6 \text{ mm}$
- Außendurchmesser Schweröllanze: $d_a = 8 \text{ mm}$
- Außendurchmesser Ringspalt: $d_2 = 10 \text{ mm}$
- Tuyère Eintrittsdurchmesser: $D_2 = 78 \text{ mm}$
- Tuyère Austrittsdurchmesser: $D_1 = 72 \text{ mm}$

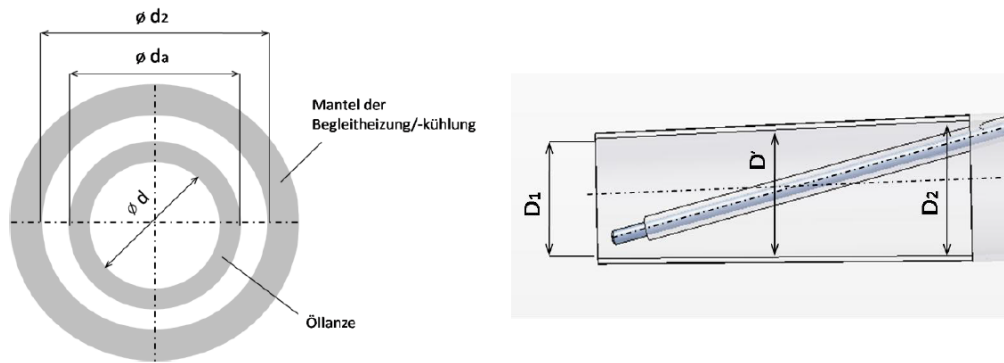


Abbildung 5-1 Abmessungen der Röhren [1]

Abbildung 5.1–5.2 stellen den Messaufbau des Modellmaßstabes und der Hauptabmessungen dar. Für die Simulationen können nicht alle Abmessungen des Modells behalten werden (z.B. Länge des Heißwindrohres und des Kanals), um die Rechenzeiten möglichst gering zu halten.

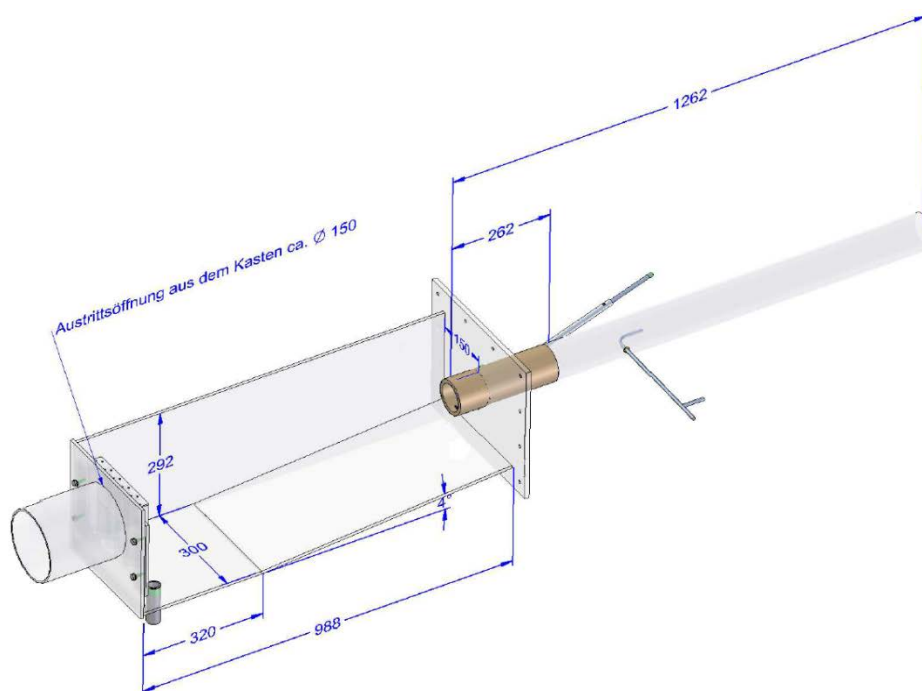


Abbildung 5-2 Versuchsaufbau in Modellmaßstab [1]

6 Aufbau des numerischen Modells

6.1 Vorstellung der verwendeten Softwareprogramme

Um das numerische Modell zu erzeugen, sind verschiedene Softwareprogramme nötig. Für die Netzgenerierung wurde das kommerzielle Softwareprogramm ICEM CFD [20] verwendet. Es wurde gewählt, weil es eine große Flexibilität in blockstrukturierter Netzgenerierung bietet. Aufgrund der hohen Kosten kommerzieller Softwarepakete, wurde auch für die Netzerzeugung ein Open Source-Programm snappyHexMesh gewählt. Es ist nicht nur kostengünstig, sondern auch ein in OpenFOAM® [21] eingebautes Modul, Importprobleme sind damit ausgeschlossen. Hauptsächlich wurden die numerischen und physikalischen Einstellungen der Modelle in OpenFOAM® durchgeführt. OpenFOAM® ist ein Open Source-Simulationsprogramm, das häufig für Strömungen verwendet wird. OpenFOAM® ist sehr gut für hochparallelisierte Berechnungen geeignet und steht kommerziellen Softwareprogrammen (z.B. ANSYS Fluent® oder Star-CCM+®) vergleichsweise in der Qualität um nichts nach. Für die Auswertungen wurde das Open Source-Programm ParaView [22] verwendet.

6.2 Implementierung der Geometrie

Unter dem Ausdruck „Pre-Processing“ versteht man alle Vorbereitungsschritte, die zur Initialisierung der Simulationen nötig sind. In diesem Schritt wird die reale Geometrie in eine strömungsmechanisch sinnvolle Geometrie vereinfacht. Für die Berechnung muss die Geometrie in getrennte Volumen mit definierten Oberflächen zerlegt werden. Dadurch können den einzelnen Oberflächen Randbedingungen zugeordnet werden. In Abbildung 6.1 sieht man die vom in [1] gegebenen CAD-Modell erzeugte Geometrie. Breite und Länge des Kanals müssen ausreichend groß sein, damit sich die Strömung ungehindert ausbilden kann und die Rückwirkung des Strömungsausstrittes (Outlet) vermieden werden kann. Die Geometrie- und Netzerzeugung wurde vergleichend in ICEM CFD und in snappyHexMesh durchgeführt.

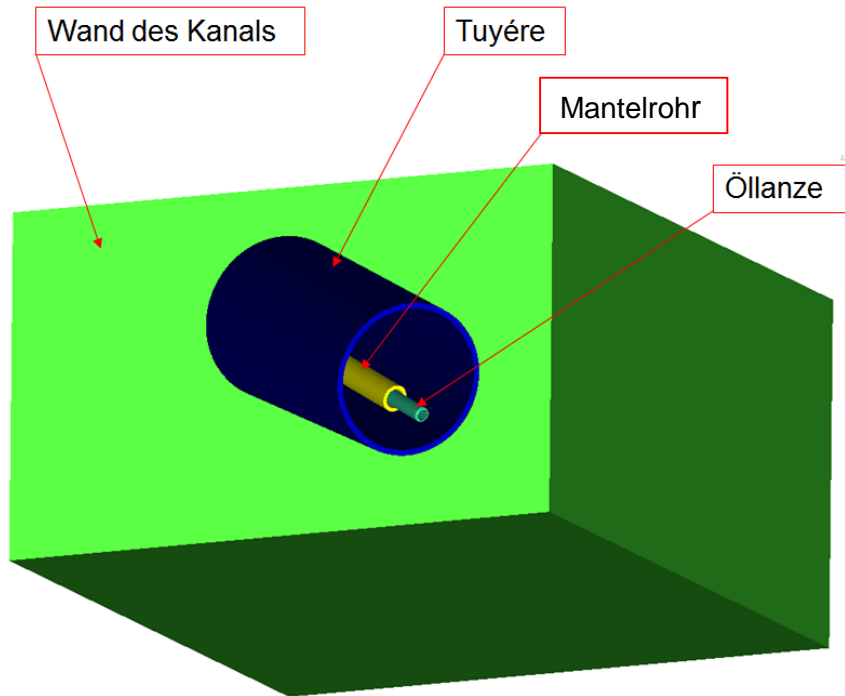


Abbildung 6-1 Die erzeugte Geometrie des CAD-Modells

6.3 Erzeugung des Rechengitters

Für die stationären Berechnungen wurde jeweils ein Rechengitter mit zwei verschiedenen Softwareprogrammen hergestellt. In ICEM CFD wurde ein blockstrukturiertes und in snappyHexMesh ein unstrukturiertes Gitter generiert. Beide Methoden haben Vor- und Nachteile (siehe Tabelle 6.1). Durch einen Vergleich der Ergebnisse kann für die weiteren Berechnungen ein sinnvolles Gitter ausgewählt werden. Eine genauere Beschreibung der Netzgenerierung erfolgt in den Abschnitten 6.4 und 6.5.

Tabelle 6-1 Vor- und Nachteile der zwei Methoden

	Blockstrukturiertes Gitter	Unstrukturiertes Gitter
+	bessere Netzqualität	automatische Netzgenerierung
	hexaedrische Zellen	weniger Beschränkungen für Geometrie
	genaue Einstellung von y^+	
–	Zeitaufwändig	Tetraederelemente in Grenzschicht
	Beschränkungen für Geometrie	Spaltauflösung ist schwierig
	Importprobleme in OpenFOAM®	Sprünge in Zellengröße

6.4 Unstrukturiertes Gitter

Um ein Gitter in snappyHexMesh zu generieren, muss im Ordner „System“ eine snappyHexMeshDict-Datei erzeugt werden. Diese beinhaltet alle Informationen, die für die Vernetzung nötig ist. In snappyHexMesh erfolgt die Netzgenerierung in drei Schritten. Als Ausgangspunkt müssen alle zu vernetzenden Oberflächen getrennt in ein STL-File gespeichert werden. Das Softwareprogramm ruft mit Hilfe von snappyHexMeshDict die Oberflächen auf. Danach wird ein sogenanntes Hintergrundnetz im Strömungsgebiet erzeugt. Abbildung 6.2 stellt dar, dass in diesem Schritt die Zellen noch durch den zuströmenden Körper gehen.

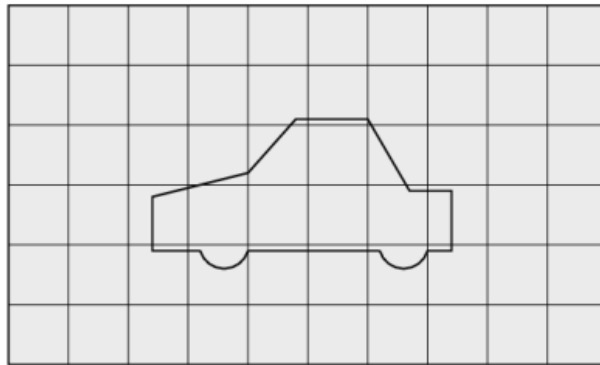


Abbildung 6-2 Hintergrundnetz in snappyHexMesh [18]

Im zweiten Schritt werden die Zellen auf der Körperoberfläche solange geachtelt (in zweidimensionalen Fall geviertelt), bis die Zellen die gewünschte Größe erreichen. Die Zellengröße kann in snappyHexMesh nicht explizit eingestellt werden. In snappyHexMeshDict wurde eine globale Zellenanzahl und ein Verfeinerungsfaktor eingegeben. Die Verfeinerung wird ebenfalls vorher in snappyHexMeshDict definiert. In Abbildung 6.3 ist sichtbar, dass der Sprung in der Zellengröße nicht vermeidbar ist.



Abbildung 6-3 Im zweiten Schritt geteilte Zellen auf der Körperoberfläche [18]

Im letzten Schritt werden die inneren Zellen des Körpers beseitigt und die Verbleibenden der Oberfläche angepasst. In Abbildung 6.4 sieht man die Dreieckelemente auf der Oberfläche, welche die Qualität der Simulationsergebnisse beeinträchtigen können.

Es gibt für das Softwaretool snappyHexMesh die Möglichkeit, die Grenzschicht mit prismatischen Dreieckelementen aufzulösen, um eine bessere Netzqualität in der Wandnähe zu erreichen. Diese Einstellung wurde mehrmals versucht, aber aus nicht nachvollziehbaren Gründen hat dies nicht funktioniert.

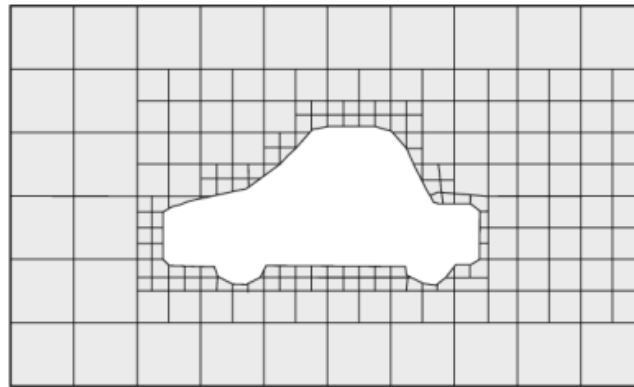


Abbildung 6-4 Endgültiges, konturangepasstes Rechengitter [18]

6.4.1 Qualität des unstrukturierten Gitters

Die Qualität der Rechengitter wurde auf Basis von drei wichtigen Aspekten (y^+ , Orthogonalität und aspect ratio) beurteilt und wenn erforderlich, korrigiert. Die Untersuchung der y^+ -Werte wird im nächsten Kapitel durchgeführt. Der Aspect Ratio gibt das Verhältnis zwischen Zellenlänge und Zellenbreite an. Für einen Würfel ist dieser Wert 1. In der Praxis ist 1:5 und in den Grenzschicht 1:10 noch ein erlaubter Wert für den Aspect Ratio. Die Orthogonalität (bzw. Verzerrung, Skewness) stellt die Winkel zwischen dem Vektor, welcher die zwei benachbarten Zellenmittelpunkte verknüpft und dem Normalvektor der Integrationsoberfläche dar. In den Simulationen verwendete Lösungsalgorithmen beinhalten Korrekturen in den nicht orthogonalen Zellen. Abbildung 6.5-6.6 stellen die vernetzte Geometrie an zwei Schnittflächen dar. Es muss erwähnt werden, dass die Darstellung des in snappyHexMesh erzeugten Netzes verwirrend ist, weil es nirgendwo Quadelemente darstellt, sondern nur Trialemente. Es handelt sich dabei um einen Fehler des Softwareprogrammes Paraview, das für Post-Processing verwendet wurde. Auf diesen Abbildungen kann man die Schwachstellen des snappyHexMesh erkennen. Einerseits bedeuten die Tetraeder eine schlechtere Qualität in der Wandnähe,

andererseits kann der Wert y^+ schwer eingestellt werden, weil die benachbarten Zellen deutliche Sprünge in der Zellengröße aufweisen. In Abbildung 6.5 scheint klar auf, dass die prismatischen Elemente in der Grenzschicht nicht generiert wurden.

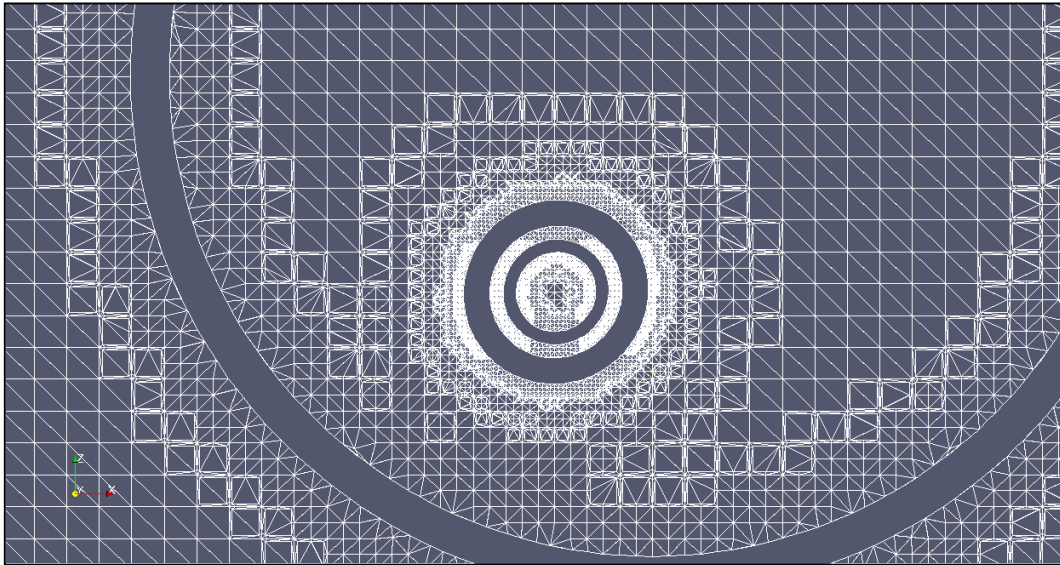


Abbildung 6-5 Anordnung der Zellen im achsnormalen Querschnitt

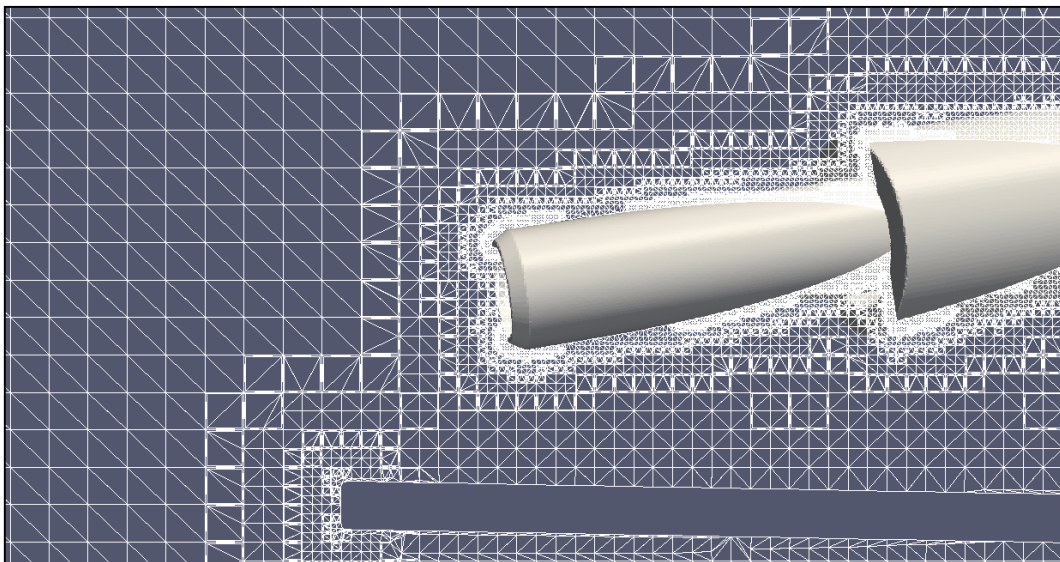


Abbildung 6-6 Anordnung der Zellen bei der Flüssigkeitseindüsung

6.5 Blockstrukturiertes Gitter

In ICEM CFD wurde die importierte Geometrie in vierseitige Prismavolumen zerlegt, und für jede Kante eine Aufteilung der Zellengröße definiert. Die Aufteilung der Kanten muss nicht

gleichmäßig sein, da der Wert y^+ in der Grenzschicht genau eingestellt werden kann. Mit endlich vielen prismatischen Blöcken kann die zylindrische Geometrie nicht vollständig zerlegt werden, weshalb die Knoten von der Oberfläche der Blöcke auf die Geometrie projiziert werden müssen. Abbildung 6.7 zeigt die gesamte Blockstruktur der Geometrie. In OpenFOAM® können die verschiedensten Netzformate importiert werden. ICEM CFD kann das Mesh in das Fluent-Format exportieren, welches auch für OpenFOAM® geeignet ist. In ICEM CFD wurden die Oberflächen für die verschiedenen Randbedingungen zugeordnet. Sie sind auch für OpenFOAM® erkennbar. Das (.msh)-Fluent-Format kann mit Hilfe des `fluentMeshToFoam`-Befehls in OpenFOAM® importiert werden. Die Importprobleme, die meistens in den Randbedingungen auftreten (z.B. Wand-Randbedingung statt Outlet oder die Randbedingungsflächen scheinen nicht auf), wurden zuvor bereits erwähnt.

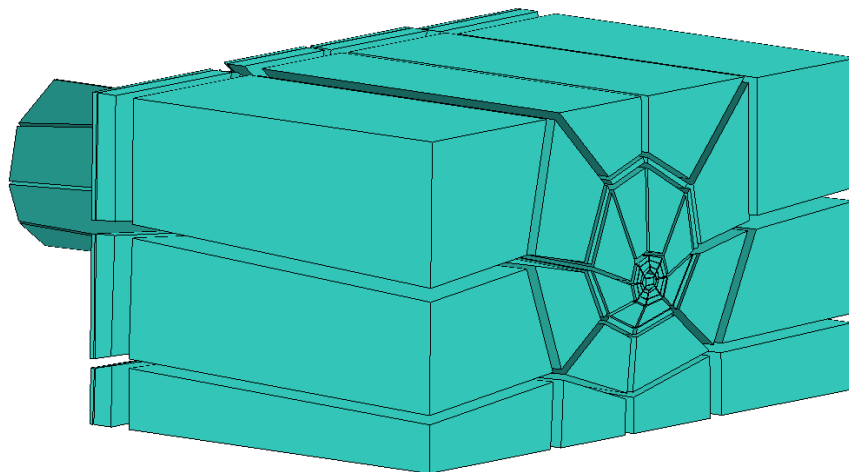


Abbildung 6-7 In Blöcke zerlegte Geometrie in ICEM CFD

6.5.1 Qualität des blockstrukturierten Gitters

ICEM CFD bietet für Netzqualitätsanalyse eine breite Palette von Tools und Parametern an. Orthogonalität und Aspect Ratio wurden in der gleichen Software überprüft, im Gegensatz zu snappyHexMesh ist eine numerische quantitative und statistische Auswertung möglich.

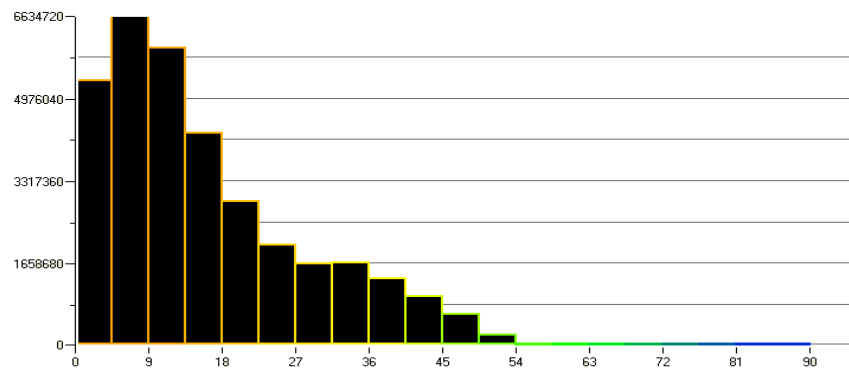


Abbildung 6-8 Verteilung der Orthogonalität

Abbildung 6.8 stellt mit einem Histogramm die Zellenmenge in Abhängigkeit von der Orthogonalität dar. Es ist erkennbar, dass der Winkel den erlaubten Wert von maximal 60° nicht überschreitet. Die größten Werte treten bei Eindüsungstellen auf, weil dort die Blöcke geneigt werden müssen und die Öllanze sehr nah an der Rohrwand ist. Da nicht alle Eckpunkte der Blöcke zu der Geometrie zugeordnet sind, kann man mit Hilfe der Verschiebung der Eckpunkte in ICEM CFD das Gitter relativ schnell optimieren.

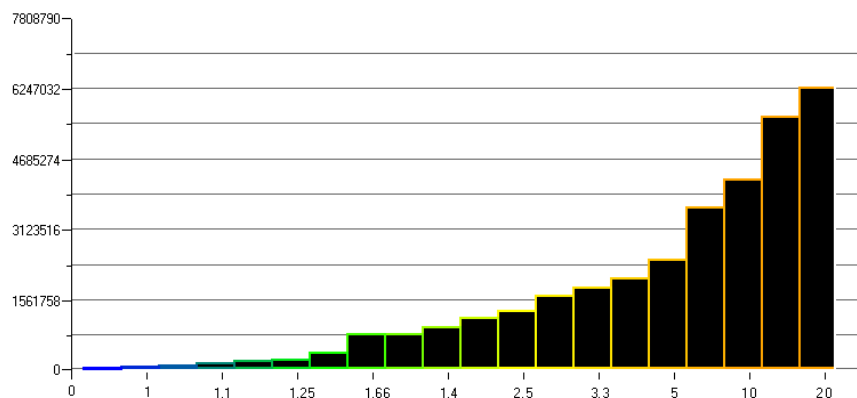


Abbildung 6-9 Aspect Ratio-Verteilung des Rechengitters

Abbildung 6.9 zeigt, dass ein deutlicher Teil der Aspect Ratio-Werte des Rechengitters zwischen 5 und 20 liegt. Die großen Werte für den Aspect Ratio können nicht beseitigt werden, weil die y^+ Werte unter 1 sein müssen. Die Verteilung der Knotenpunkte wird von der Wandnähe über das gesamte Strömungsgebiet durchlaufen, weswegen die hohen Aspect Ratio-Werte einen großen Anteil aufweisen. Nach dem Auswerten kann geprüft werden, ob die finiten Volumina mit hohen Aspect Ratio-Werten die Ergebnisse verfälschen. Wenn der Einfluss der Form bzw. der Qualität des Rechengitters auf das berechnete Strömungsfeld bemerkbar ist, ist eine Korrektur in der Netzgenerierung nötig.

6.6 Zahlenwerte der Rechengittern

Tabelle 6.2 zeigt, dass in snappyHexMesh erzeugte Gitter eine höhere Elementzahl aufweisen. Dies ist ein Nachteil der automatischen Rechenerzeugung, da es in Elementzahl und Qualität nie mit einem handgemachten Gitter konkurrieren kann. Hinsichtlich des Zeitaufwandes ist snappyHexMesh jedoch schneller als ICEM CFD.

Tabelle 6-2 Elementzahlen und Zeitaufwand der zwei verschiedenen Gitter

	In ICEM CFD generiertes Gitter	In snappyHexMesh generierte Gitter
Zahl der Elemente	2 750 000	3 290 000
Zeitaufwand	3-4 Woche	5 Tage

6.7 Simulationsvorgang

Die Simulationen müssen in einer bestimmten Reihenfolge durchgeführt werden, um geeignete Parameter für die komplexeren Berechnungen zu erhalten.

1. **Stationäre, einphasige Rohrströmungen (simpleFoam)**
 - Bestimmen der turbulenten Größen
2. **Stationäre, einphasige Simulationen (potentialFoam/simpleFoam)**
 - Bestimmen der Anfangsbedingung für instationäre Simulationen
3. **Instationäre, zweiphasige Simulationen (compressibleInterFoam)**
 - Zerstäubungssimulationen

6.8 Randbedingungen für die stationären Simulationen

Um die Berechnungen starten zu können, werden an den Rändern des Strömungsgebietes Randbedingungen benötigt. Die Randbedingungen müssen für die Geschwindigkeit, den Druck und für die turbulenten Transportgrößen im Vorfeld festgelegt werden. Die turbulenten Größen wurden von einer separaten Simulation berechnet, und anschließend als Randbedingung verwendet.

Randbedingungen für die Geschwindigkeit am Inlet

Tabelle 6.3 zeigt, welche Kombination der Geschwindigkeiten in stationärem Zustand simuliert wurde. Die eingedüste Ölmenge und der Mantelstrom wurden bei allen Simulationen konstant

gehalten. In der Tuyère wurden verschiedene Geschwindigkeiten berechnet, weil die Hauptströmung einen signifikanten Einfluss auf die Zerstäubung ausübt.

Tabelle 6-3 Simulierte Fälle in stationärem Zustand

Inletgeschwindigkeiten		
Tuyère [m/s]	Mantelstrom [m/s]	Öllanze [m/s]
71	41	1,7
62	41	1,7
50	41	1,7

Auf den Inletflächen wurden die Geschwindigkeiten als konstanter Wert festgelegt. Die drei Inletflächen wurden wegen der verschiedenen Geschwindigkeiten an jedem Rohreintritt getrennt behandelt. Sie sind in Abbildung 6.10 ersichtlich.

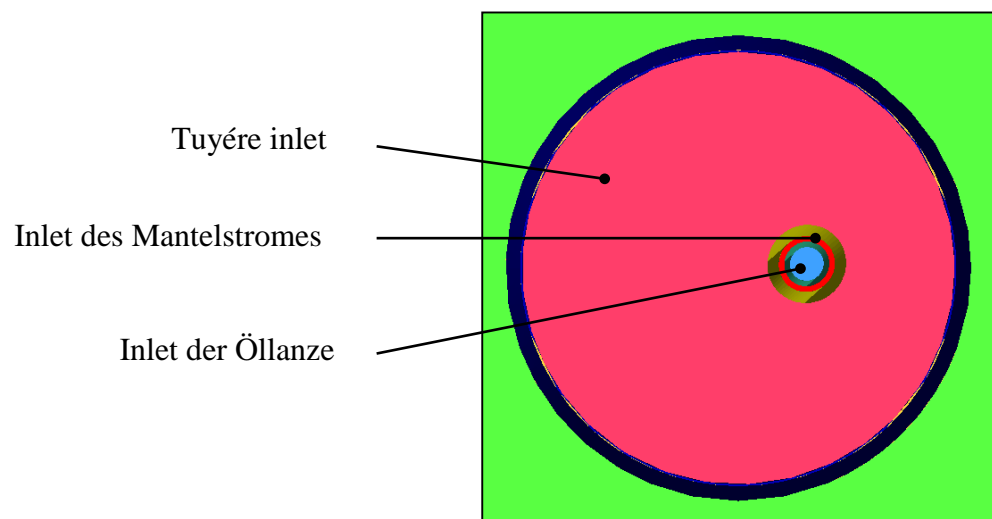


Abbildung 6-10 Randbedingungen am Inlet

Randbedingungen für den Druck am Inlet

Für den Druck wurde am Inlet die sogenannte zeroGradient ($\frac{dp}{dr} = 0$) Randbedingung verwendet, was einen konstanten Wert bedeutet.

Randbedingungen für die Geschwindigkeit am Outlet

Am Outlet können Rückströmungen ausgebildet werden. Um diese zu verhindern, wurde eine sogenannte inletOutlet-Randbedingung verwendet. Mit dieser Randbedingung kann die Rückstromgeschwindigkeit vorgeschrieben werden, welche in diesem Fall null ist. Auch andere Randbedingungen wurden ausprobiert (Outflow, zeroGradient), aber diese waren numerisch instabil.

Randbedingungen für den Druck am Outlet

Es wird angenommen, dass der Absolutdruck am Outlet bei 1 bar liegt und wird als fixedValue Randbedingung modelliert.

Randbedingungen an den Wänden

An den Wänden wurde wegen dem Wandgesetz und der Haftbedingung die Geschwindigkeit null m/s vorgeschrieben. Der Druck wurde mit zeroGradient-Randbedingung behandelt. An den Wänden wurden die turbulenten Größen mit einem konstanten Wert und mit Wandfunktion eingestellt. In der Tuyére wurden die in Kapitel 6.8.1 bestimmten, turbulenten Größen verwendet. An den Seitenwänden des Kanals wurden kleine Werte für die turbulenten Größen vorausgesetzt (Größenordnung 10^{-5}), weil in der Wandnähe die Gasgeschwindigkeit sehr gering ist.

6.8.1 Bestimmung der turbulenten Größen

Wenn man turbulente Strömungen mit Turbulenzmodellen berechnet, ist es häufig schwierig, die turbulenten Größen für die Anfangs- und Randbedingungen zu bestimmen. Dies gilt besonders für das $k - \omega - SST$ -Modell, weil es hinsichtlich der Randbedingungen am Inlet sehr empfindlich ist. Um die turbulenten Größen am Eintritt und an den Wänden zu bestimmen, wurde eine einfache Rohrsimulation mit dem stationären simpleFoam Solver durchgeführt. Das Rohr hat einen gleich großen Durchmesser wie die Tuyére am Eintritt, aber die Verringerung des Tuyérequerschnittes wurde nicht modelliert. In Tabelle 6.4 ist ersichtlich, dass die Strömung hochturbulent ist. Man spricht von turbulenter Strömung in einem Rohr, wenn die Reynolds-Zahl höher als ~ 2300 ist [12].

Tabelle 6-4 Reynolds-Zahlen von den verschiedenen Luftgeschwindigkeiten

Gasgeschwindigkeit [m/s]	Kinematische Viskosität [m ² /s]	Charakteristische Größe [mm]	Reynolds- Zahl [-]
50	$1,56 \cdot 10^{-5}$	72	230000
62	$1,56 \cdot 10^{-5}$	72	290000
71	$1,56 \cdot 10^{-5}$	72	330000

Luftgeschwindigkeit 50 m/s

Abbildung 6.11 zeigt die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie im Rohr bei 50 m/s. Die Luft strömt von links nach rechts. Am Inlet wurde eine konstante Geschwindigkeitsverteilung aufgegeben. Die turbulenten Parameter können erst ab einem gewissen Abstand vom Inlet analysiert werden, weil die Strömung langsam ausgebildet wird.

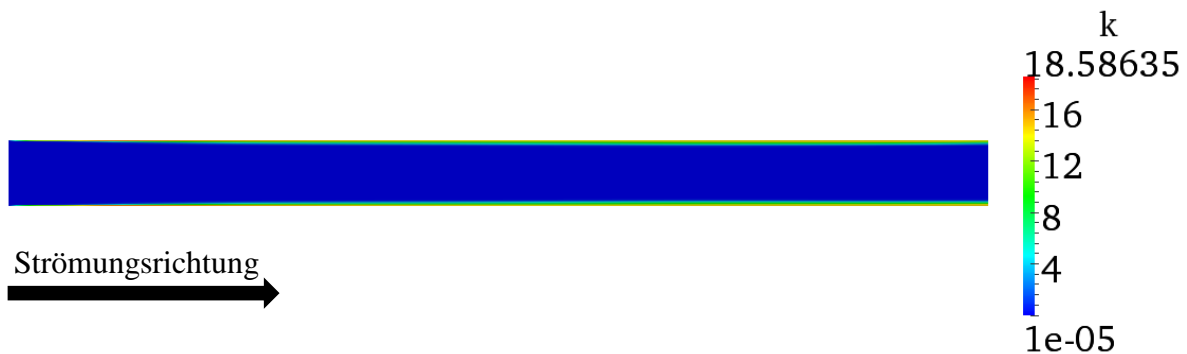


Abbildung 6-11 Turbulente kinetische Energie bei 50 m/s

In Strömungsrichtung, weit entfernt vom Inlet, wird die turbulente, kinetische Energie k in der Randzone stärker. Die größten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen sind in der Grenzschicht zu finden. Sie sind in der Mitte des Rohres mit $1,05 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s^2}$ wesentlich geringer. Mit Hilfe von Abbildung 6.12 werden die turbulenten kinetischen Energiewerte für die Randbedingungen dargestellt.

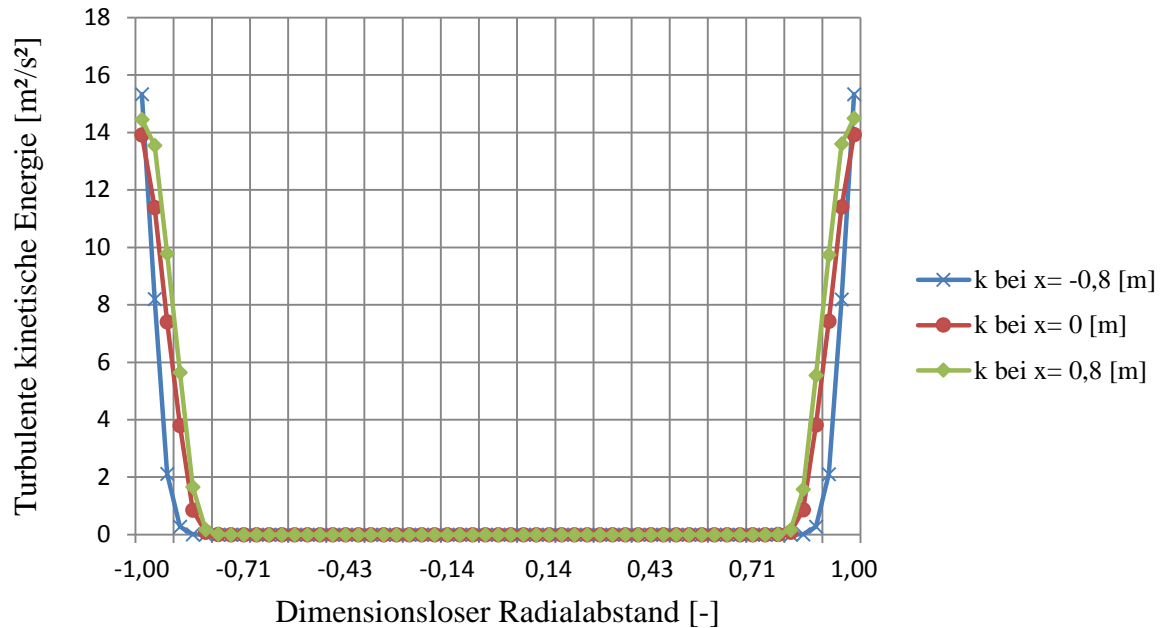


Abbildung 6-12 Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k entlang des Rohres bei 50 m/s

Die spezifische Dissipationsrate ω beschreibt die turbulente Dissipation. Sie weist wegen der viskosen Unterschicht ebenfalls in der Wandnähe die höchsten Werte auf. In Abbildung 6.13 ist ersichtlich, dass die spezifischen Dissipationsprofile den stationären Zustand entlang des Rohres schneller erreichen, als die turbulente kinetische Energie. Am Anfang des Rohres treten unrichtige Werten auf, da auf das Inlet eine konstante Geschwindigkeit aufgesetzt wurde.



Abbildung 6-13 Spezifische Dissipationsrate bei 50 m/s

Abbildung 6.14 zeigt die spezifische Dissipationsrate an drei verschiedenen Stellen im Rohr. In Richtung der Rohrenden ändern sich die Profile weniger. Dennoch wurden die Randbedingungswerte aus dem letzten Profil, weit entfernt vom Inlet, bestimmt.

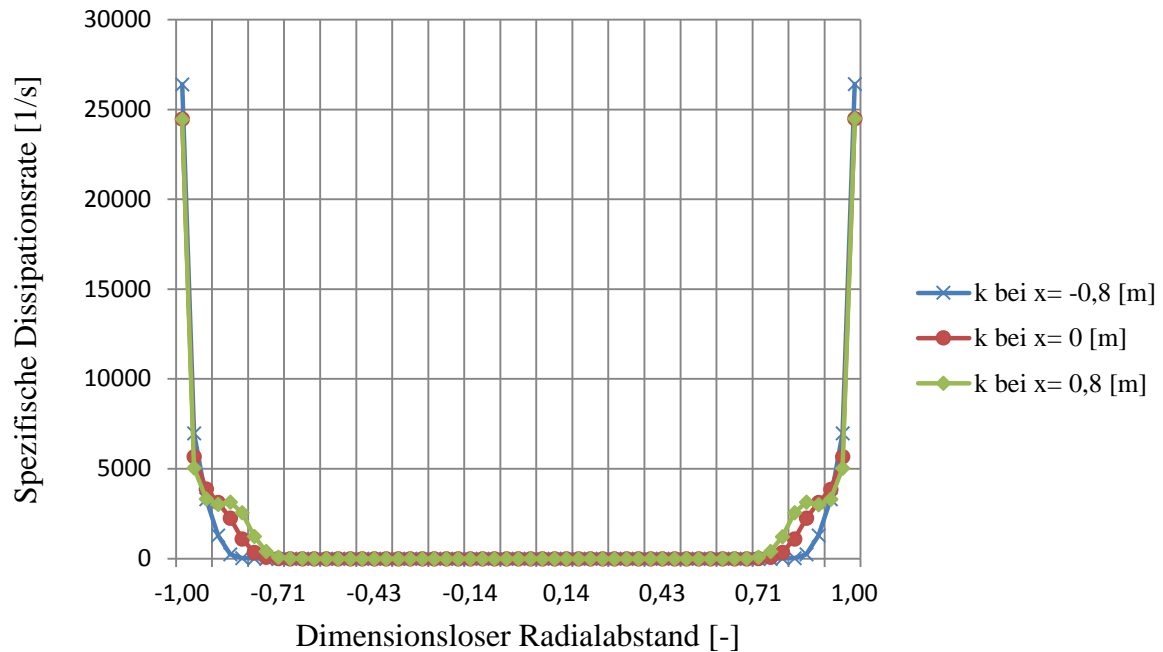


Abbildung 6-14 Verteilung der spezifischen Dissipationsrate ω entlang des Rohres bei 50 m/s

Luftgeschwindigkeit 62 m/s

Die Abbildungen 6.15-6.16 zeigen, dass die turbulenten kinetischen Energieprofile eine breitere Zone in dem Rohrquerschnitt einnehmen. Das heißt, dass man im instationären Fall mit höheren turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen rechnen kann.

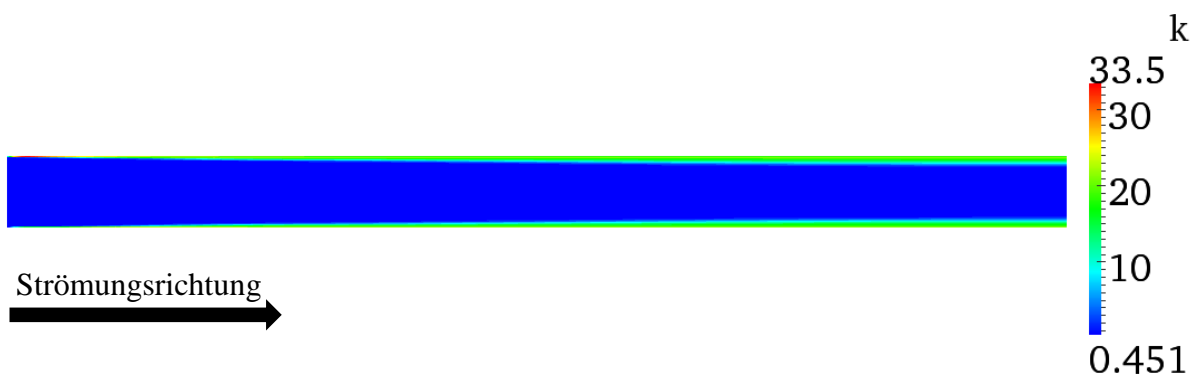


Abbildung 6-15 Turbulente kinetische Energie bei 62 m/s

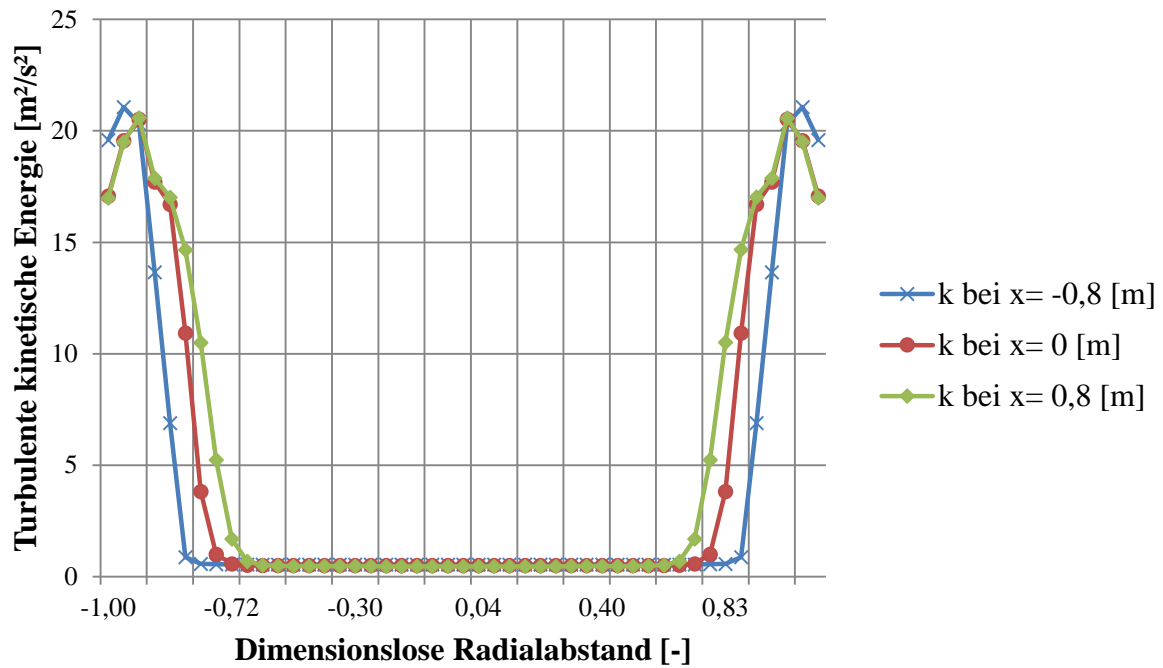


Abbildung 6-16 Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k entlang des Rohres bei 62 m/s

In der spezifischen Dissipation erfolgt eine Erhöhung mit zunehmender Geschwindigkeit. In Abbildung 6.17 kann man die Erhöhung nicht eindeutig ablesen, weil in die Skalierung Unterschiede auftreten können. In Abbildung 6.18 ist die Erhöhung sichtbar.



Abbildung 6-17 Spezifische Dissipationsrate ω bei 62 m/s

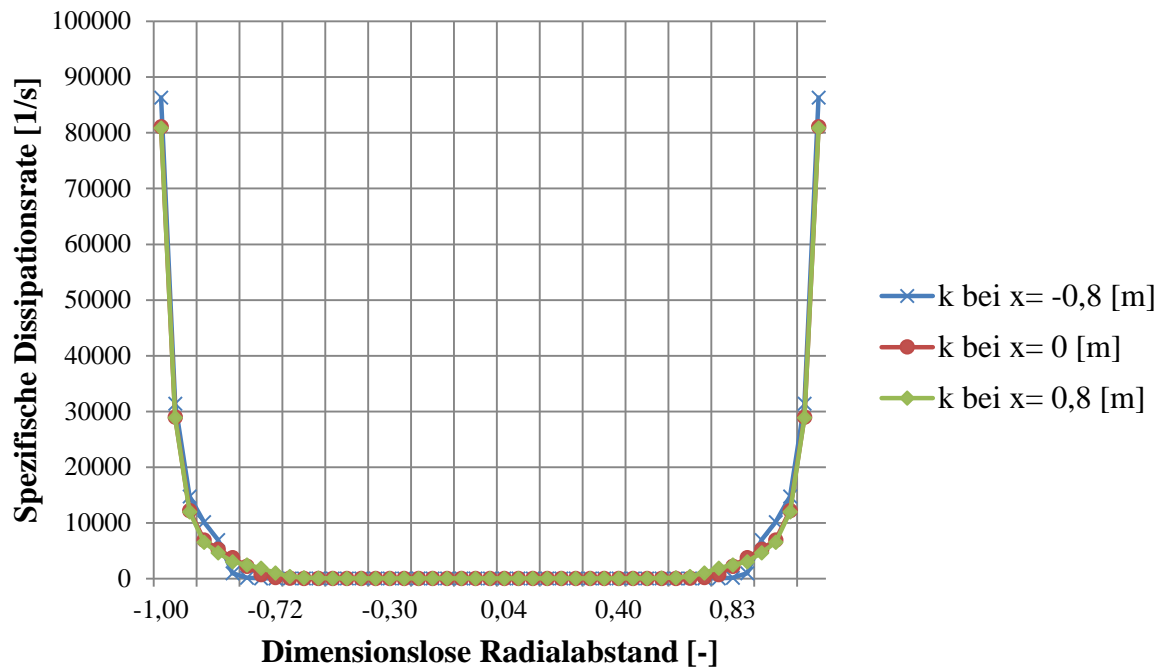


Abbildung 6-18 Verteilung der spezifische Dissipationsrate ω entlang des Rohres bei 62 m/s

Luftgeschwindigkeit 71 m/s

Abbildung 6.19 stellt eine Erhöhung der turbulenten, kinetischen Energie dar. Ein deutlicher Anstieg fand nur in der Randzone statt. Die Abbildungen 6.20-6.22 zeigen, dass die Ergebnisse sehr ähnlich sind wie bei 50 m/s und 62 m/s ersichtlich. Lediglich die Werte unterscheiden sich.

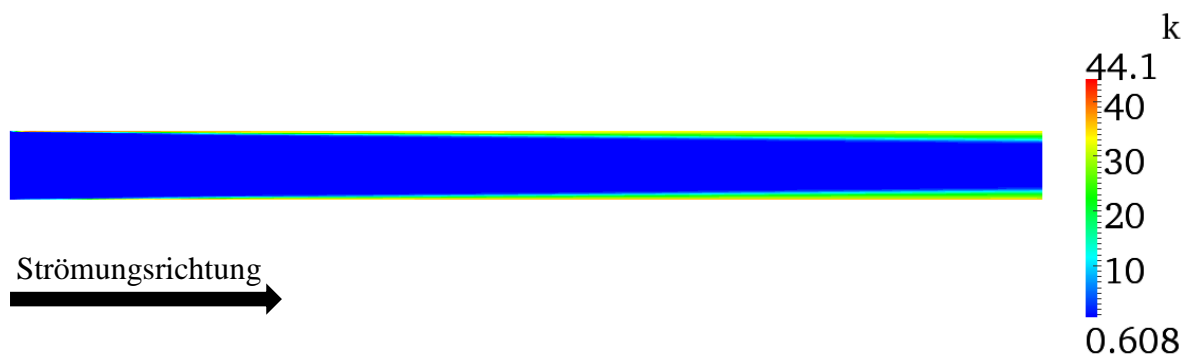


Abbildung 6-19 Turbulente kinetische Energie k bei 71 m/s

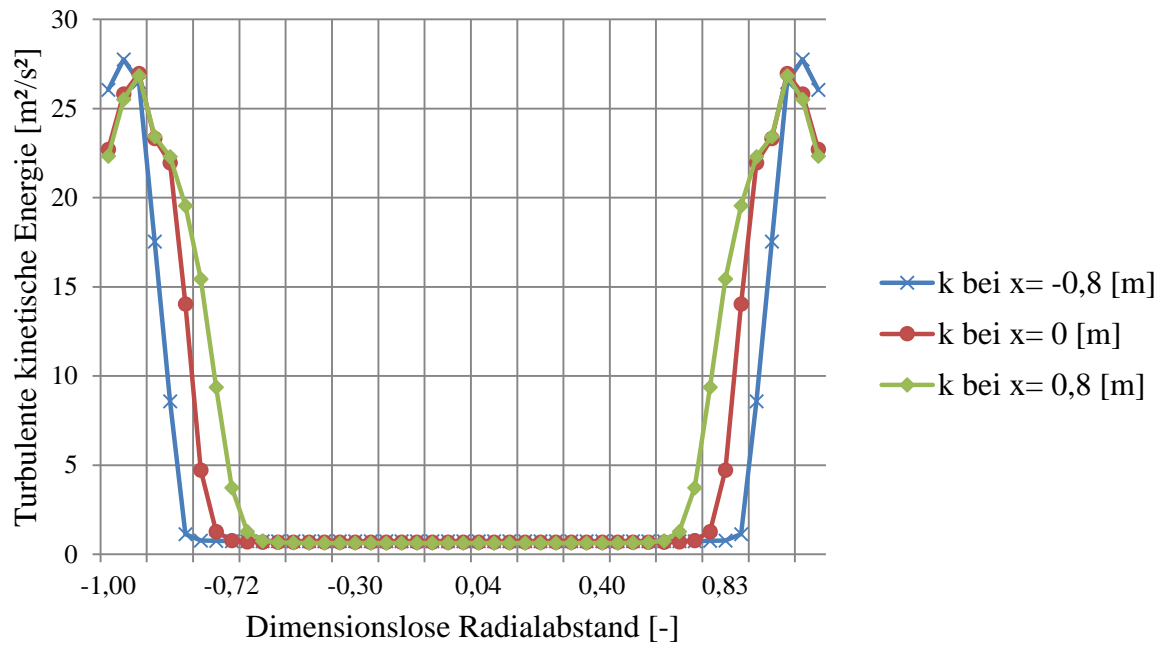


Abbildung 6-20 Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k entlang des Rohres bei 71 m/s

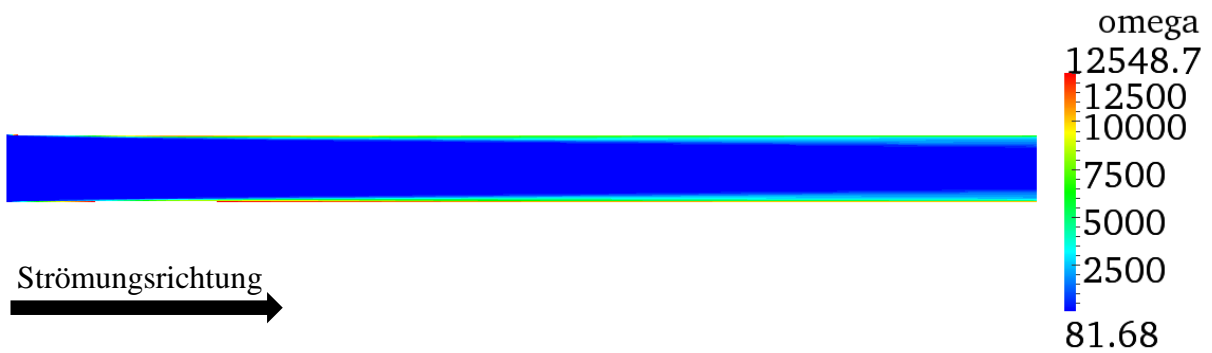


Abbildung 6-21 Spezifische Dissipationsrate ω bei 71 m/s

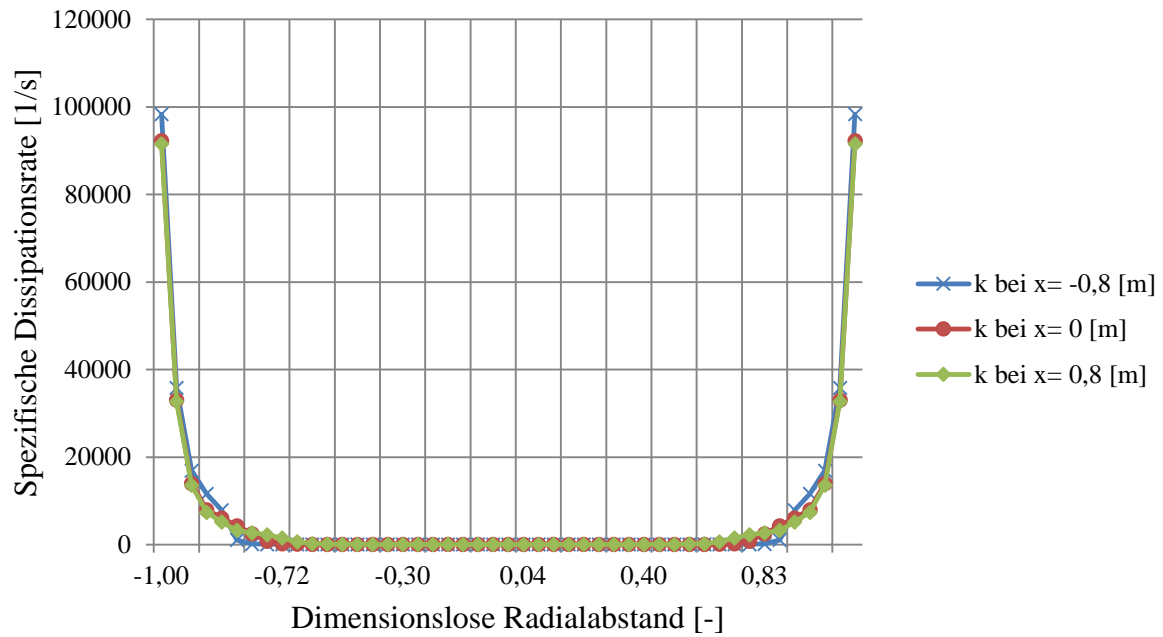


Abbildung 6-22 Verteilung der spezifische Dissipationsrate ω entlang des Rohres bei 71 m/s

In Tabelle 6.5 sind die turbulenten Größen zusammengefasst, die in weiterer Folge als Randbedingung für die stationären Simulationen gelten. Sie werden auf der Tuyérewand als fixedValue-Randbedingung aufgebracht.

Tabelle 6-5 Übersichtstabelle über die als Randbedingung verwendete turbulente Größen

Gasgeschwindigkeit [m/s]	Spezifische Dissipationsrate [1/s]	Turbulente kinetische Energie [m ² /s ²]
50	24500	14
62	80800	17
71	91600	22

7 Ergebnisse der stationären Simulationen

Nach der Bestimmung der turbulenten Eintritts- und Wandgrößen sind alle Randbedingungen für die stationären Berechnungen gegeben. Die Initialisierung wurde durch eine Potentialströmung mit Hilfe des potentialFoam-Solvers durchgeführt. Auf diese Art wurden die Konvergenzkriterien schneller erreicht und die Iterationen sind stabiler abgelaufen. Nach Berechnung der Potentialströmung, wurde die Strömung mit dem laminaren Modell weiter berechnet. Sobald das laminare Modell die Konvergenzkriterien erreichte, wurde die Strömung mit dem $k - \omega - SST - Modell$ berechnet. Die Konvergenzkriterien für die Residuen wurden für den Druck, Geschwindigkeit und turbulente Größen 10^{-5} eingestellt. Die stationären Simulationen wurden als Einphasenströmung berechnet, zweiphasige Berechnungen wurden nur zeitabhängig simuliert.

7.1 Ergebnisse des blockstrukturierten Rechengitters

7.1.1 Luftgeschwindigkeit 71 m/s

Abbildung 7.1 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung mit Hilfe eines Kontur- und Vektorplots. Bei allen Simulationen wurde die Schnittebene mit einem Normvektor in x-Richtung bei $x = -13 \text{ mm}$ aufgenommen. Die Windform weist eine Querschnittsverringering in Strömungsrichtung auf, das heißt, eine Beschleunigung der Luft wird erwartet. Auf dem Konturplot kann man auch eine wesentliche Erhöhung der Geschwindigkeit sehen, von 71 m/s auf 89,9 ms/s. Hinter der Lanze, wo die Öleindüsung in den Mehrphasensimulationen

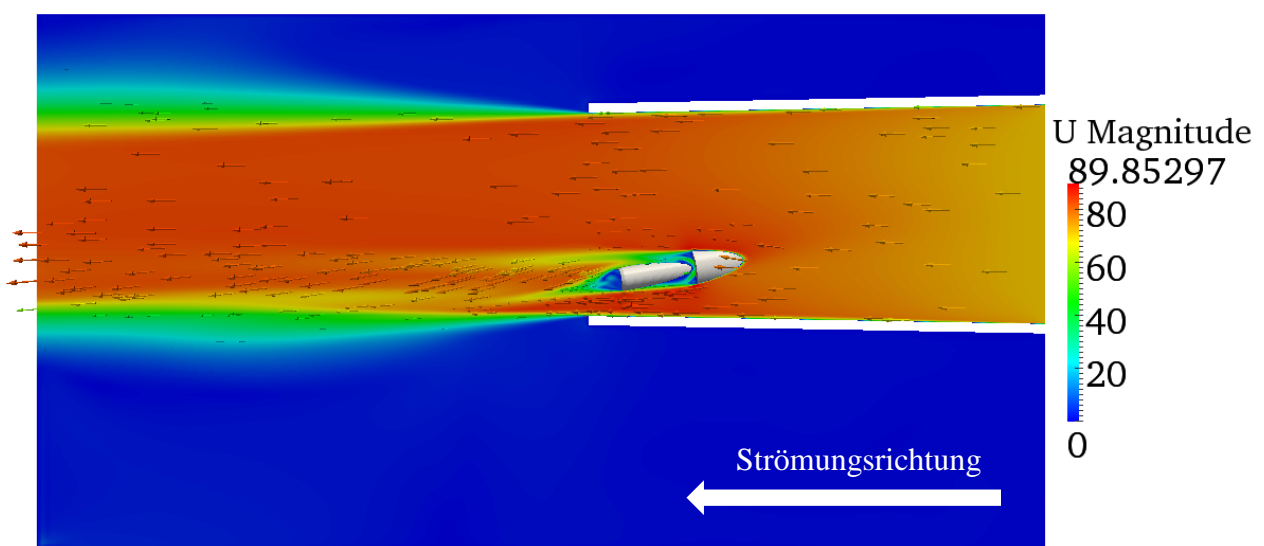


Abbildung 7-1 Geschwindigkeitskonturplot bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

stattfinden wird, entsteht eine Ablösungszone. Hinter diesem Bereich kann man Geschwindigkeitskomponenten in vertikaler Richtung beobachten, die einen Einfluss auf die Zerstäubung haben. Nachdem die Hauptströmung aus der Windform austritt, weitet sich der entstehende Freistrah auf. Auf der Vektordarstellung kann man sehen, dass eine Rückströmung an den Outlet erfolgreich verhindert wurde. Hier wird die Relevanz des ausreichend großen Strömungsgebietes nach der Windform veranschaulicht. Die Geschwindigkeitsverteilung soll zum besseren Verständnis auf mehrere Linien analysiert werden. Abbildung 8.2 zeigt die Lage der Auswertungslinien im Strömungsgebiet.

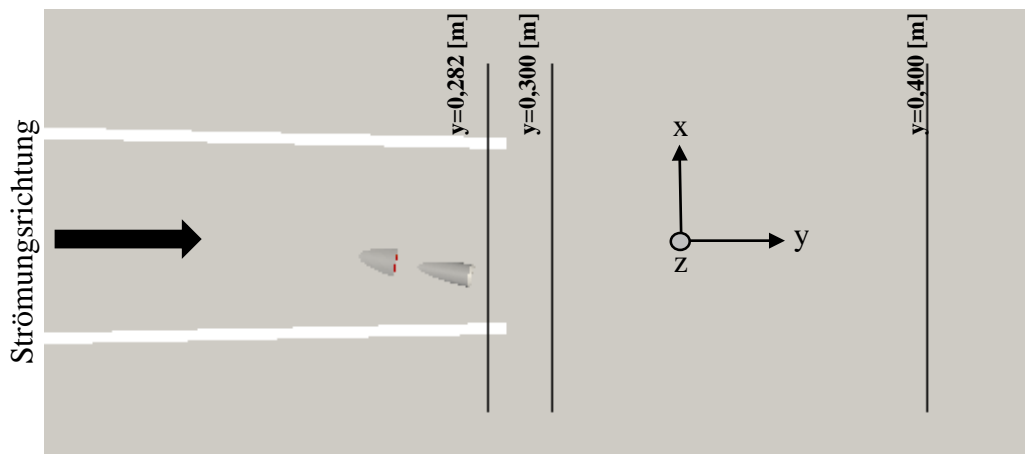


Abbildung 7-2 Lage der Auswertungslinien

Abbildung 7.3-7.5 zeigt die Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten auf drei in y-Richtung positionierten Linien. Abbildung 7.3 stellt dar, wie der Abstand in Strömungsrichtung die x-Geschwindigkeitskomponente beeinflusst. Die größte Abweichung tritt am Ende der Öllanze auf und es klingt zu einem deutlich kleineren Wert (grüne Linie) ab.

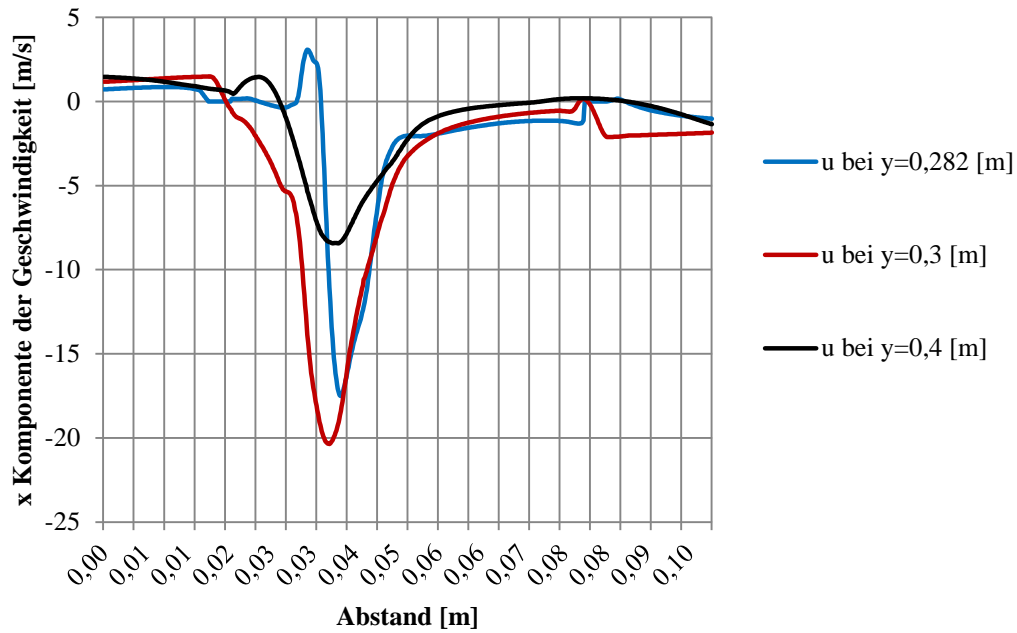


Abbildung 7-3 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien

Abbildung 7.4 stellt die Veränderung der y-Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung dar. Hier sieht man, dass die Störung von Öllanze und Ringleitung schneller abklingt als bei den senkrechten Komponenten. Am Rand des Freistrahles wird ein wesentlicher Geschwindigkeitsgradient ausgebildet. Dadurch muss im instationären Fall mit der Kelvin-Helmholtz-Instabilität gerechnet werden. Auf der letzten Auswertungslinie verschwindet die Geschwindigkeitsstörung in y-Richtung fast gänzlich.

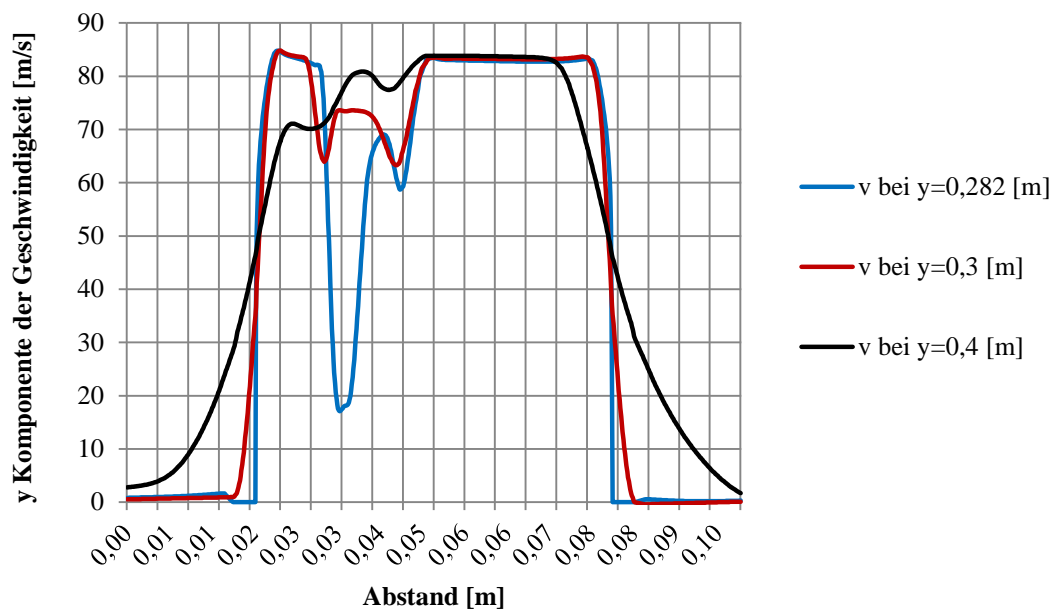


Abbildung 7-4 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien

Die z-Komponente der Geschwindigkeit normal zu Strömungsrichtung ist ähnlich wie in x-Richtung. In die positive Richtung entstehen auch größere Geschwindigkeitskomponenten, die in Abbildung 7.5 dargestellt wurden.

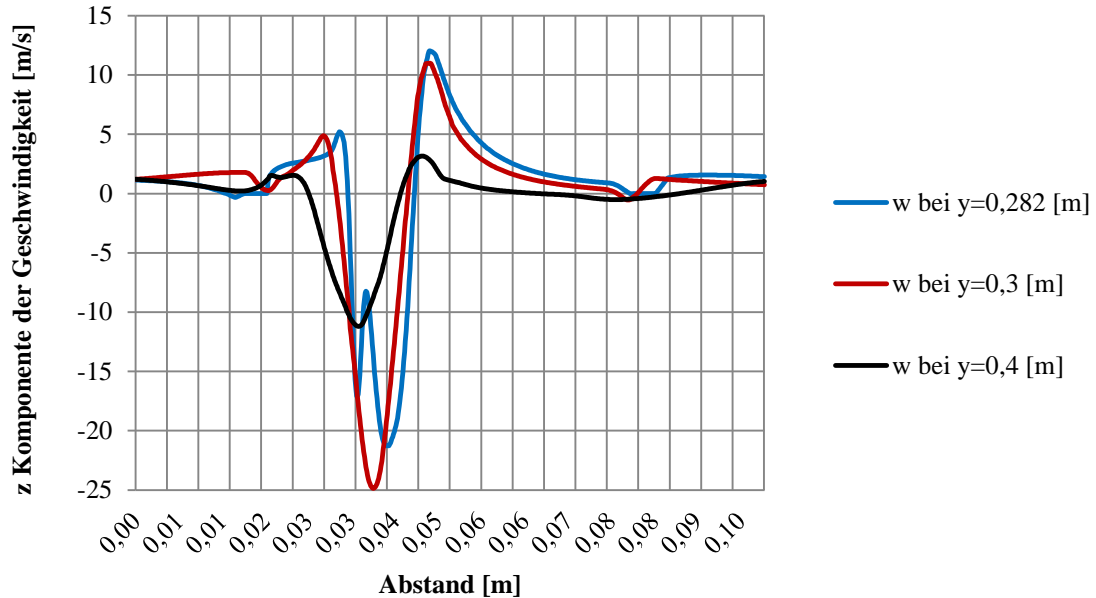


Abbildung 7-5 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien

In Abbildung 7.6 wird das Druckfeld dargestellt, das aufgrund des Druckverlustes und der erhöhten Geschwindigkeit eine Druckabsenkung in der Windform zeigt. Am Ende der Öllanze bildet sich eine wesentliche Druckabsenkung aus. Die Störung der Mantelrohr und der Öllanze ist in dem Druckfeld bemerkbar, das heißt, in der Windform herrscht keine regelmäßige Druckverteilung.

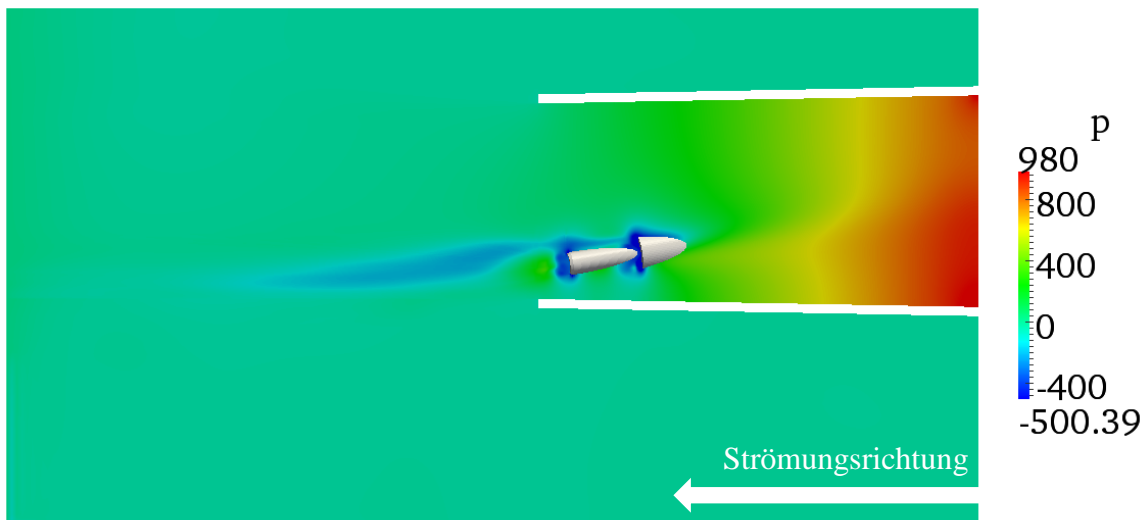


Abbildung 7-6 Statische Druckverteilung bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

Abbildung 7.7 zeigt die turbulente kinetische Energieverteilung im Strömungsgebiet bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit.¹ Es zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Geschwindigkeitsfeld, weil die größten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen in der Ablösungszone, mit dem Wert $395,3 \text{ m}^2/\text{s}^2$ auftreten. Dies entspricht rechnerisch ungefähr 10 m/s turbulente Geschwindigkeitsschwankung. Die turbulente kinetische Energie weist einen relativ hohen Wert am Rand der Hauptströmung auf. Dadurch können in instationären Fall zeitabhängige Phänomäne in diesem Bereich entstehen.

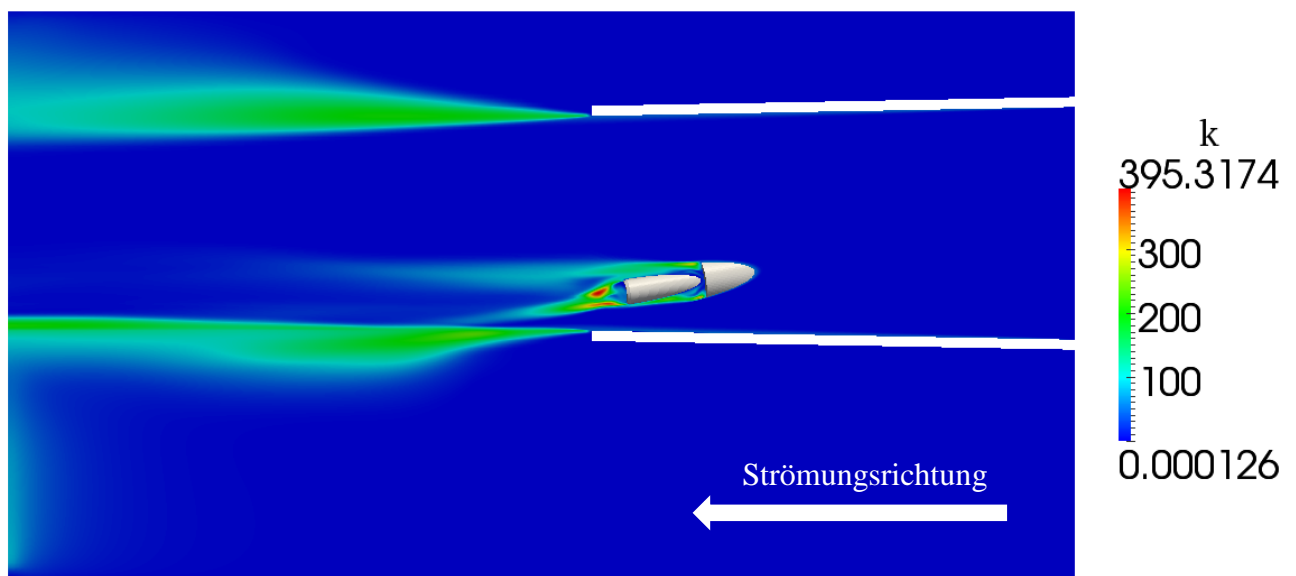


Abbildung 7-7 Turbulente kinetische Energie bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

Die spezifische Dissipationsrate hat den höchsten Wert in der Wandnähe und am Ende der Öllanze, außerhalb dieser Zonen ist die spezifische Dissipationsrate gering. In der Windform verändert sich die spezifische Dissipationsrate nicht wesentlich, die ermittelten turbulenten Parameter sind korrekt. In Abbildung 7.8 ist die Verteilung der spezifischen Dissipationsrate in einer Schnittebene ersichtlich.

¹ Die Definition der turbulenten kinetischen Energie lautet $k = \frac{1}{2} (\overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2})$.

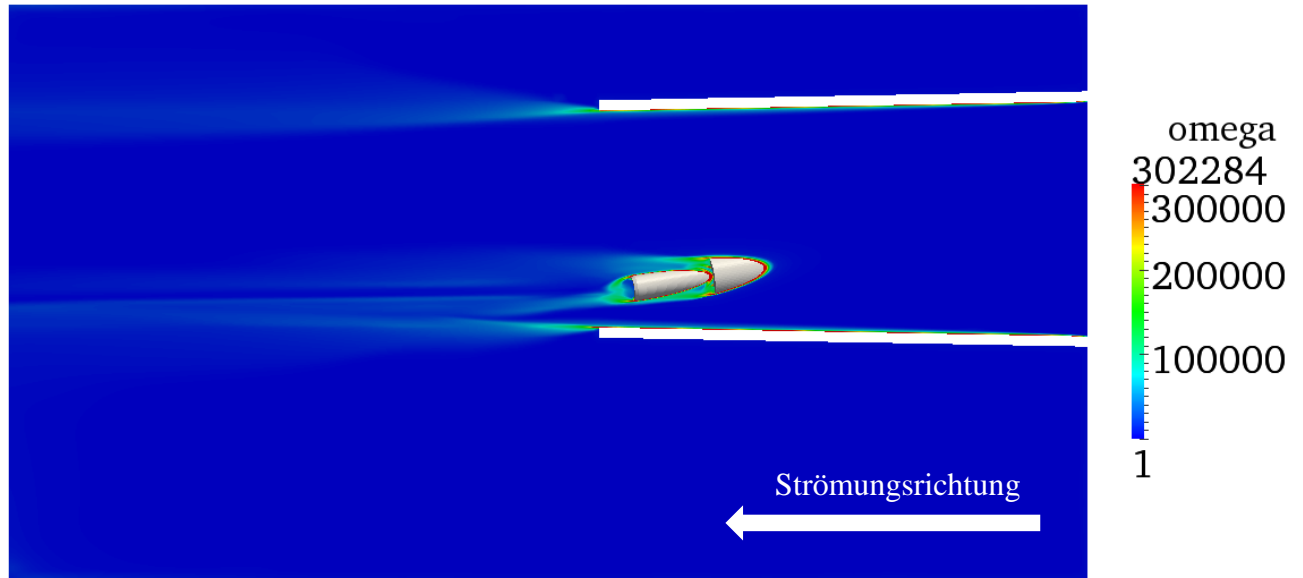


Abbildung 7-8 Spezifische Dissipationsrate bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

Abbildungen 7.10-7.25 zeigen in den folgenden Abschnitten einen relativ geringen Unterschied zwischen den verschiedenen Simulationsergebnissen mit unterschiedlichen Inletgeschwindigkeiten. Von einer stationären Berechnung kann man nicht zu viel erwarten, es können zwischen die einzelnen Betriebspunkte in instationären Fall größere Unterschiede entstehen. Die y^+ -Werte werden zur Kontrolle in Abbildung 7.9 dargestellt, um die Qualität des Rechengitters zu prüfen. Auf der Stirnfläche des Mantelrohres treten höhere y^+ -Werten auf und ein Bereich der Windform hat niedrigere Werte als 5, sie überschreiten die für die Wandfunktion vorgeschriebene Bandbreite für y^+ . Da die Überschreitungen relativ gering sind, können sie noch zugelassen werden.

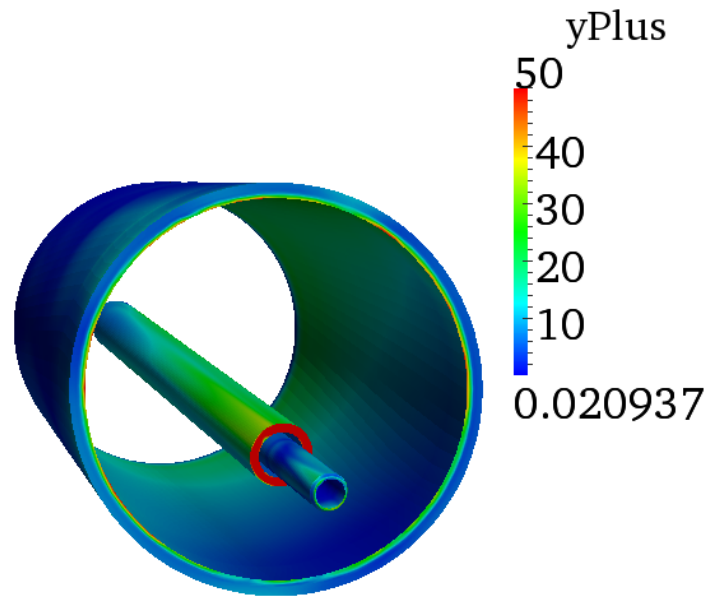


Abbildung 7-9 y^+ Werte auf Windform und Lanze bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

7.1.2 Luftgeschwindigkeit 62 m/s

Die Geschwindigkeitsverteilung mit 62 m/s Inletgeschwindigkeit in Abbildung 7.10 zeigt ein ähnliches Ergebnis wie die Simulation mit 71 m/s Inletgeschwindigkeit. Die Extremwerte befinden sich an den gleichen Stellen, nur die absoluten Werte sind verschieden.

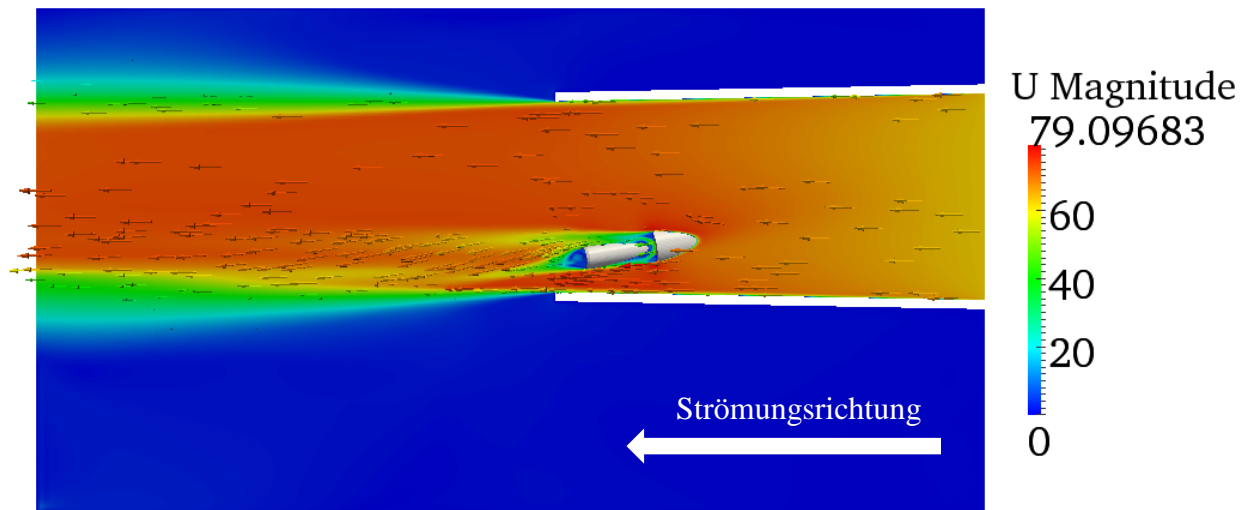


Abbildung 7-10 Geschwindigkeitskonturplot bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit

Die Verteilung der Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung wird in Abbildung 7.11 dargestellt. Hier ist auch ersichtlich, dass die Maximalwerte eine Verringerung aufweisen.

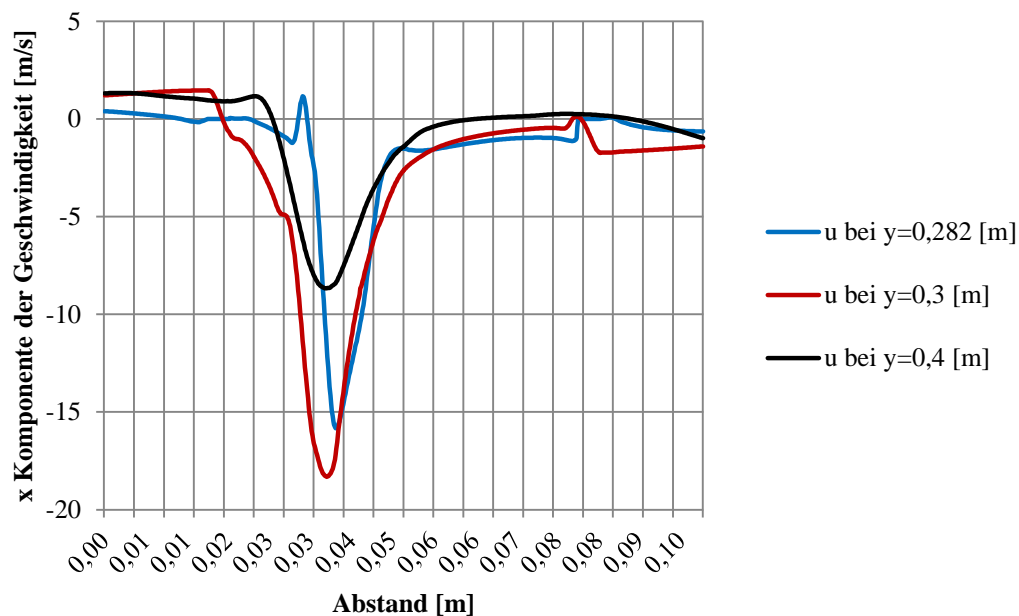


Abbildung 7-11 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien

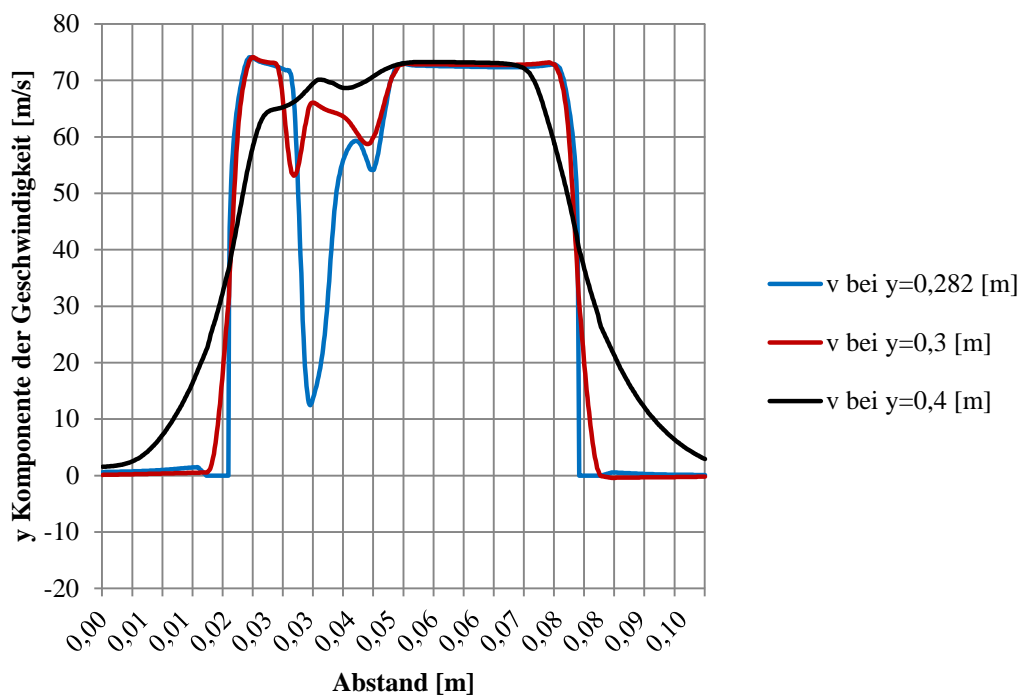


Abbildung 7-12 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien

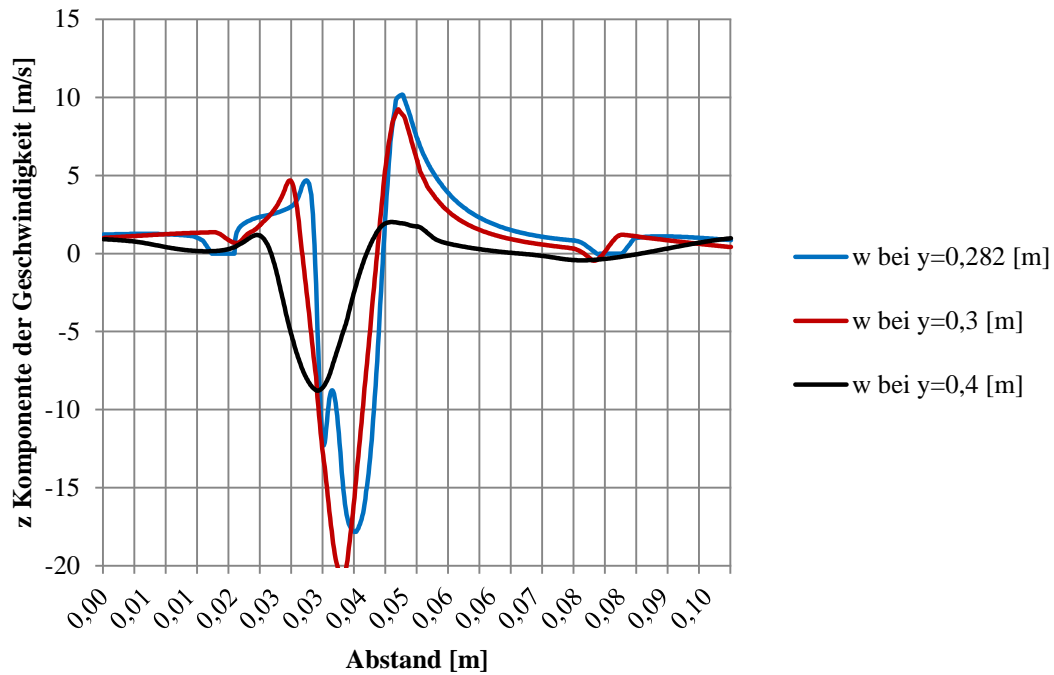


Abbildung 7-13 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien

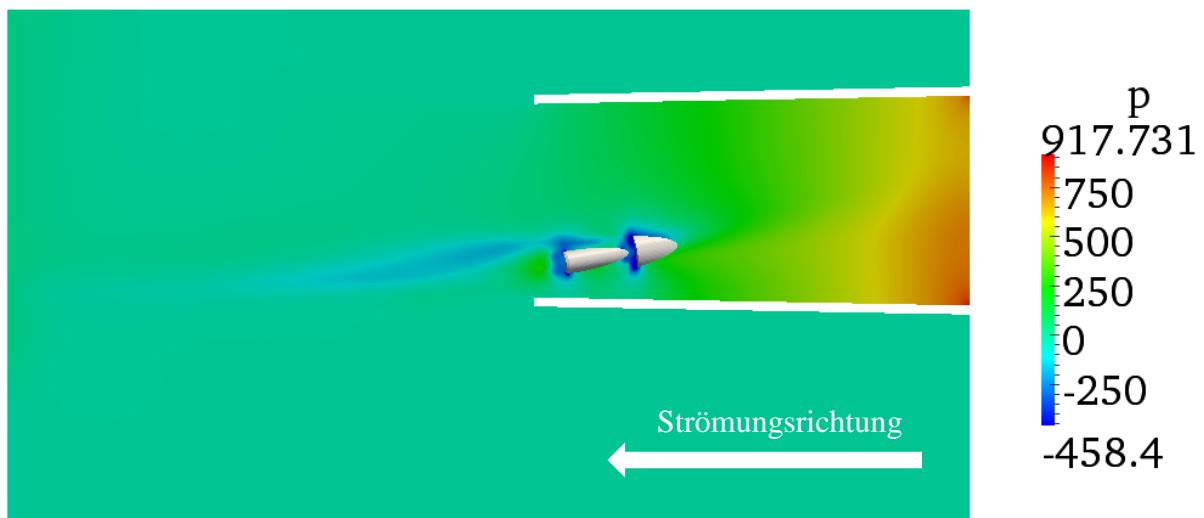


Abbildung 7-14 Statische Druckverteilung bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit

In der turbulenten kinetischen Energie in Abbildung 7.15 erfolgen keine wesentlichen Veränderungen. Der Maximumwert bleibt vor der Öllanze und der Charakter ist gleich wie bei der vorangehenden Simulation. Die durchschnittlichen Werte der kinetischen Energie bleiben weiterhin gering.

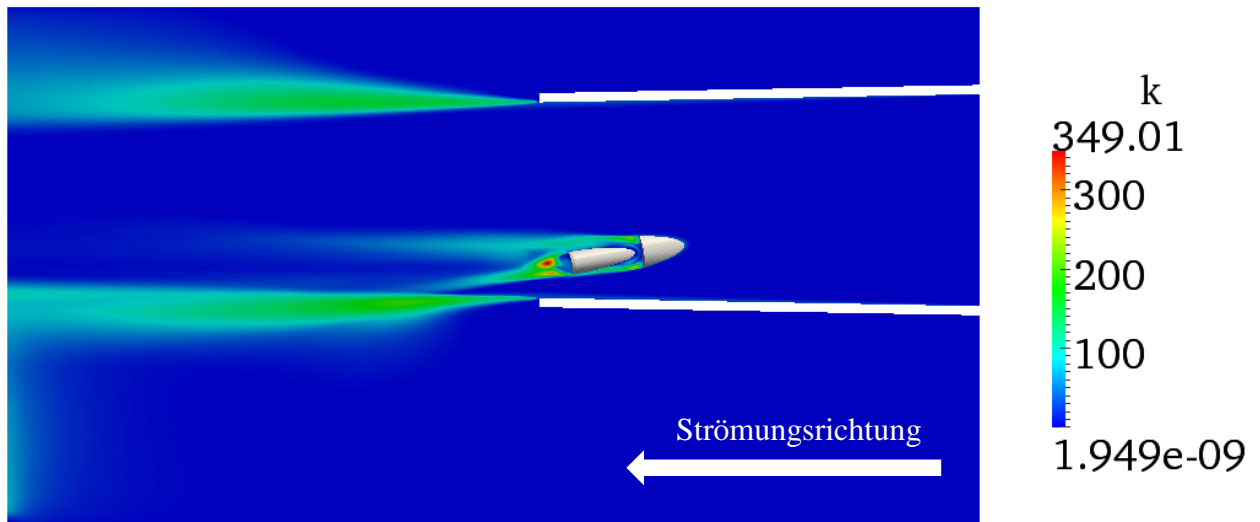


Abbildung 7-15 Turbulente kinetische Energie bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit

Die spezifische Dissipationsrate hat in der Wandnähe zugenommen, weiter entfernt von der Wandzone bleiben die Werte klein. Abbildung 7.16 zeigt die Verteilung der spezifischen Dissipationsrate.

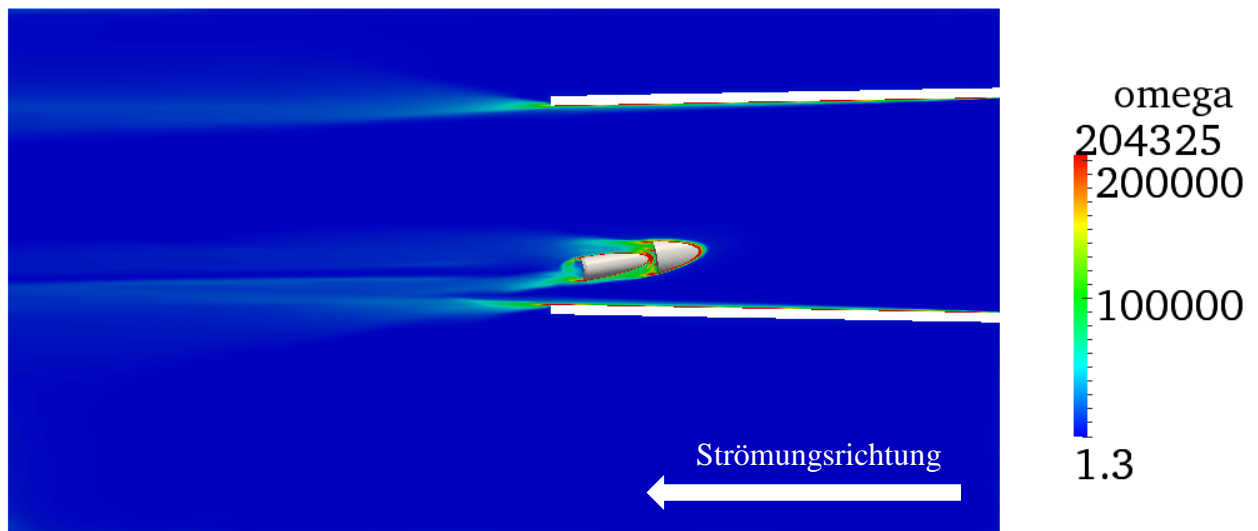


Abbildung 7-16 Spezifische Dissipationsrate bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit

Im Durchschnitt sind die y^+ -Werte aufgrund des geringeren Geschwindigkeiten besser als in der vorherigen Simulation. Auf der Stirnfläche des Mantelrohres bleiben die y^+ -Werte dennoch über dem gewünschten Limit.

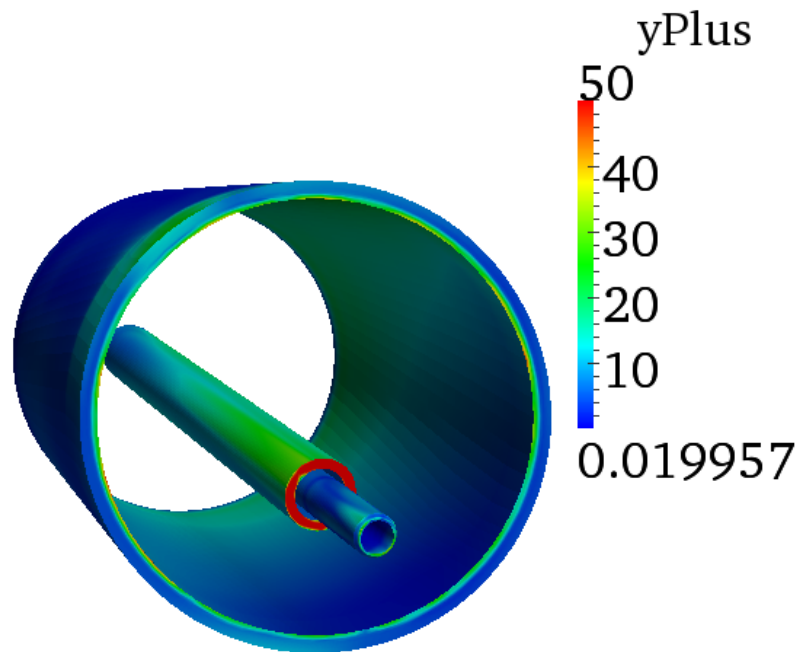


Abbildung 7-17 y^+ Werte auf Windform und Lanze bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

7.1.3 Luftgeschwindigkeit 50 m/s

Abbildungen 7.18-7.25 zeigt, dass die Ergebnisse sich sehr ähnlich wie die vorigen Betriebspunkte verhalten.

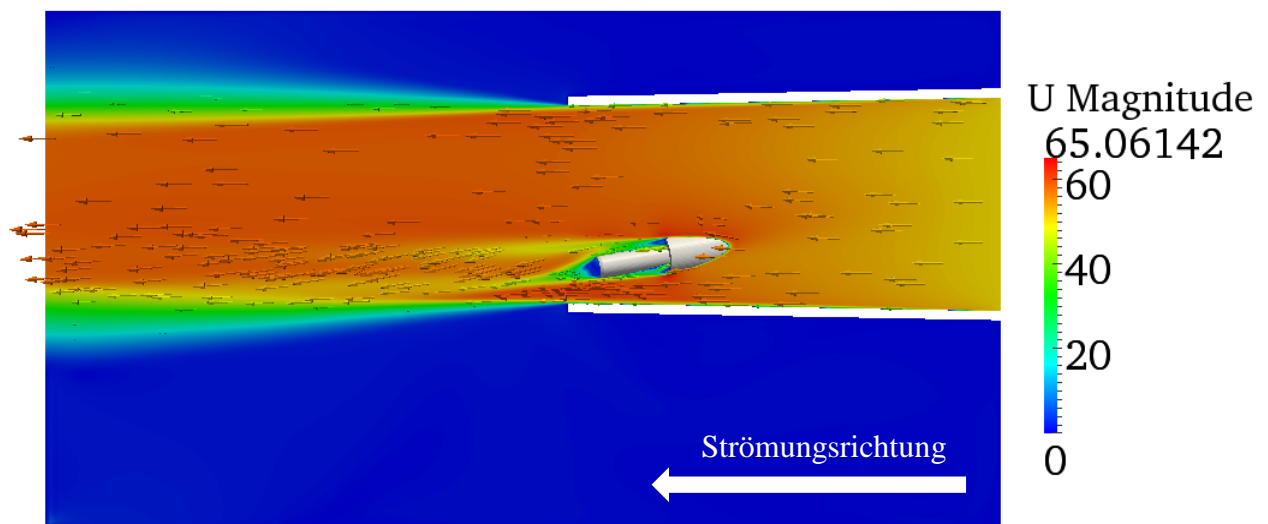


Abbildung 7-18 Geschwindigkeitskonturplot bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

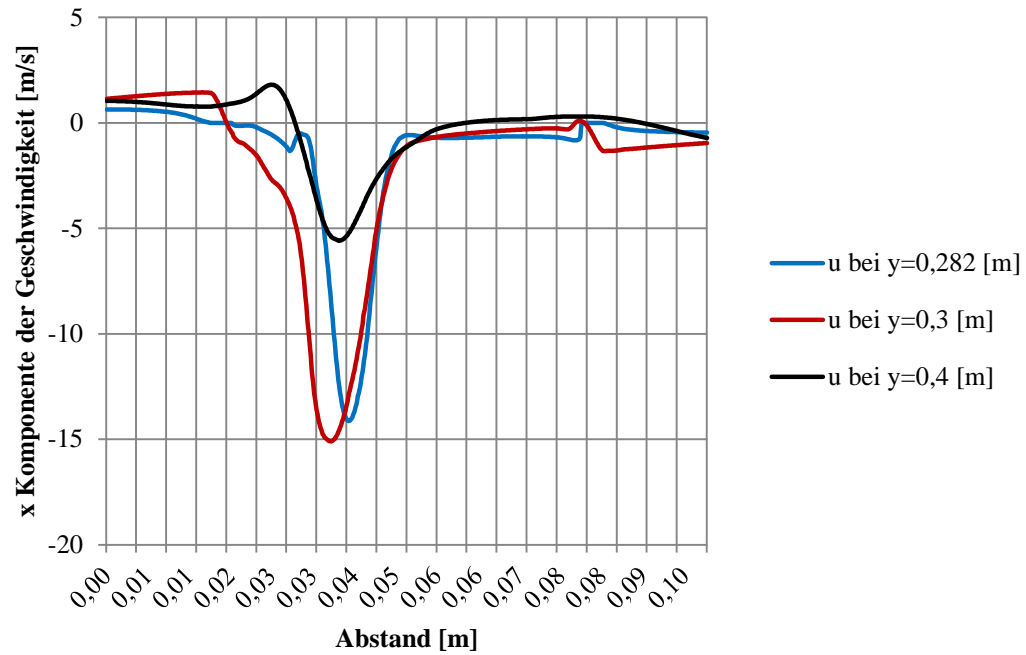


Abbildung 7-19 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien

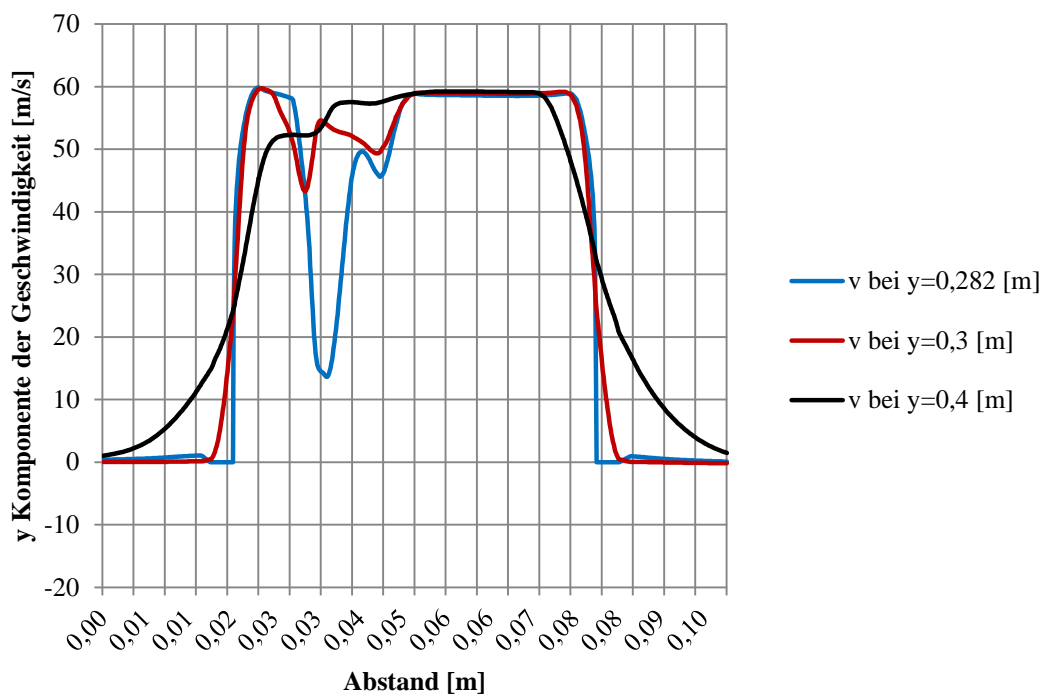


Abbildung 7-20 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien

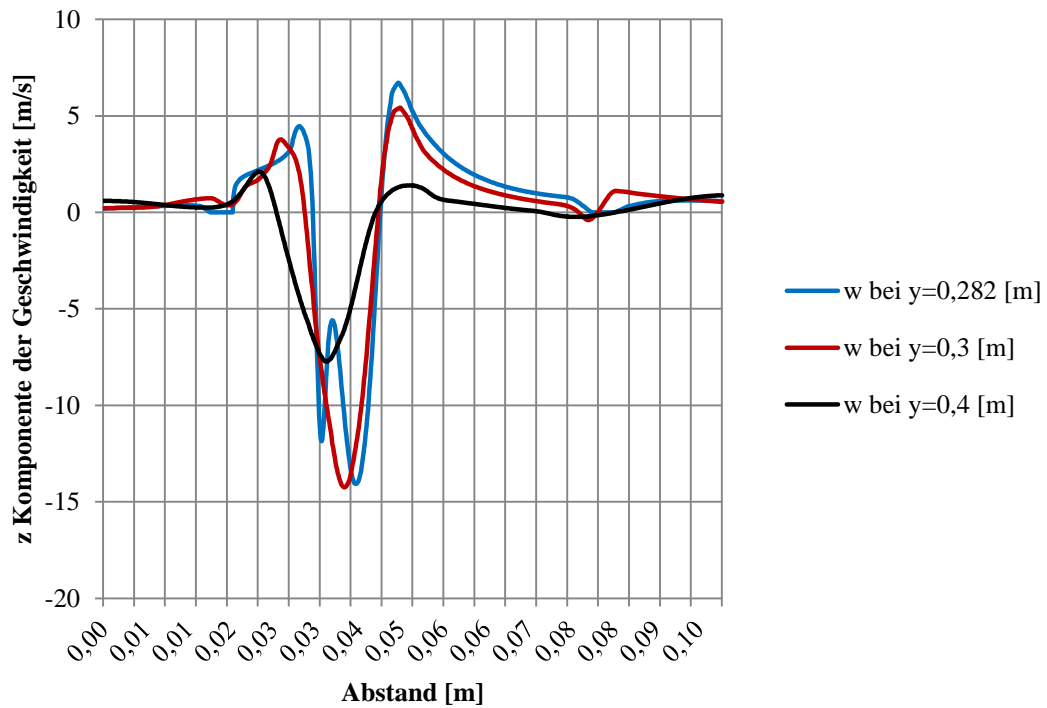


Abbildung 7-21 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien

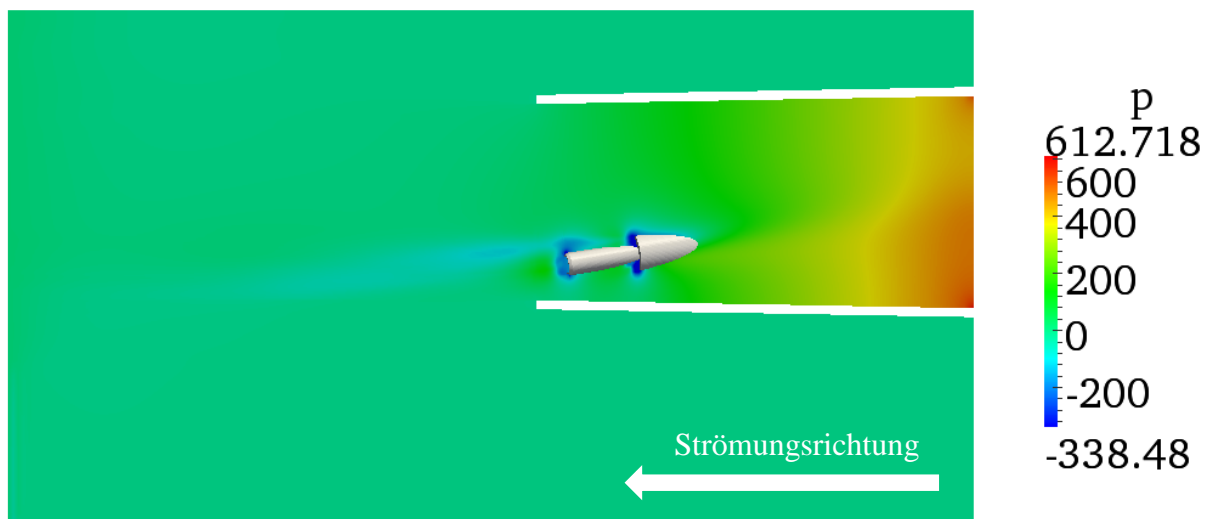


Abbildung 7-22 Statische Druckverteilung bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

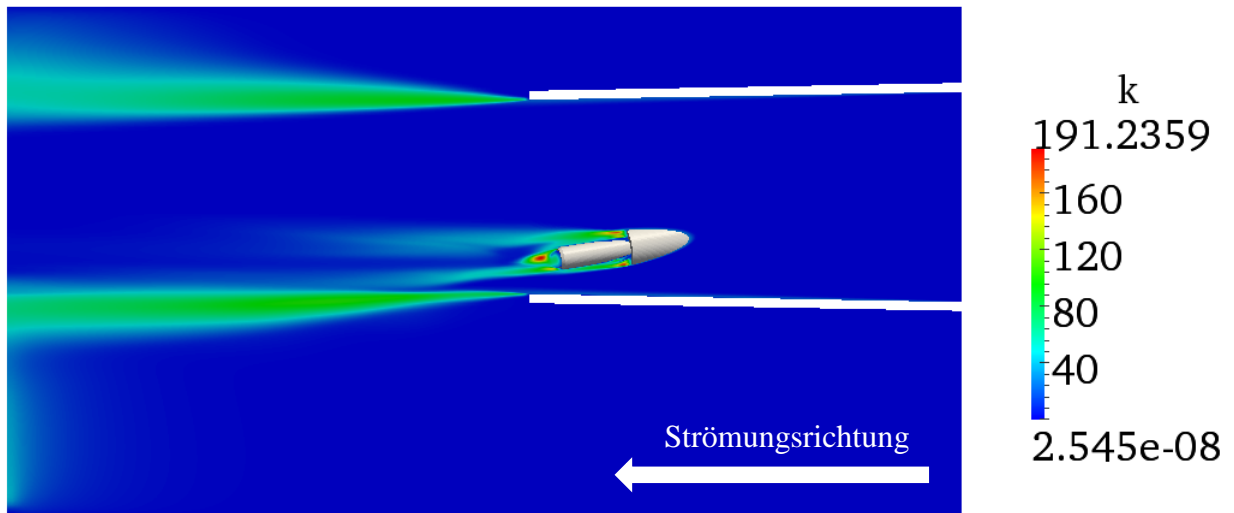


Abbildung 7-23 Turbulente kinetische Energie bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

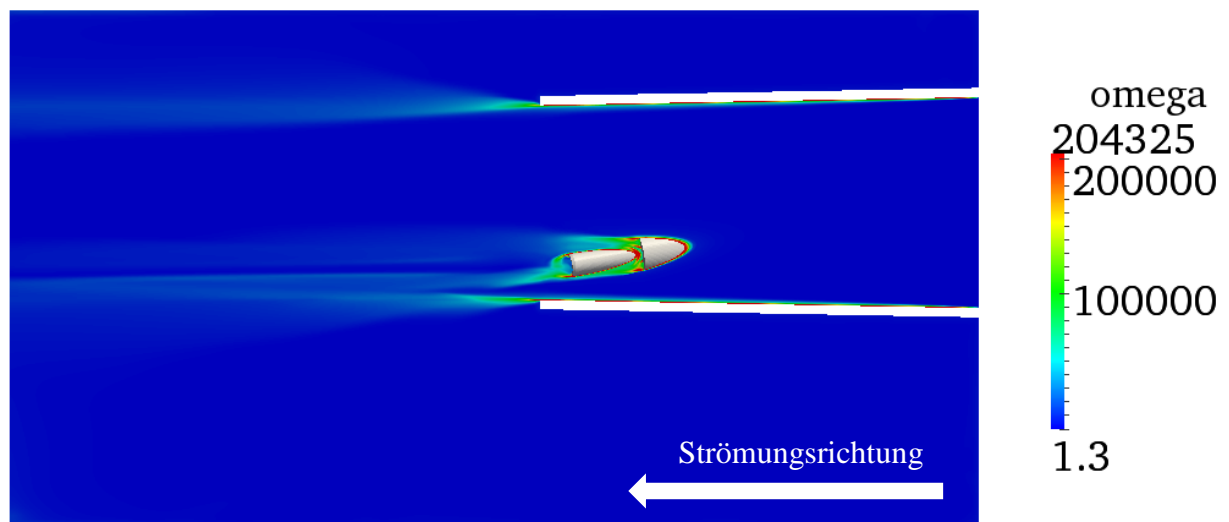


Abbildung 7-24 Spezifische Dissipationsrate bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

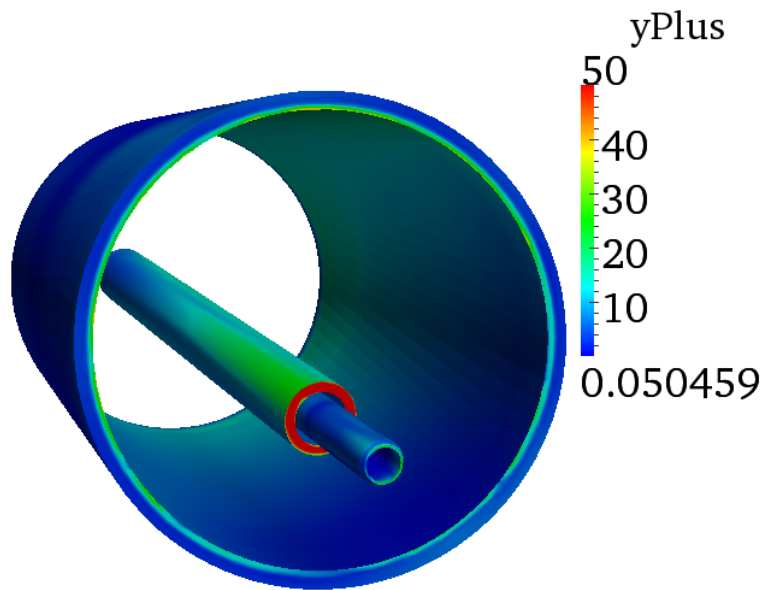


Abbildung 7-25 y+ Werte bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

7.2 Ergebnisse des unstrukturierten Rechengitters

In der Netzgenerierung mit Hilfe von snappyHexMesh war interessant, welche Ergebnisse ein open source Softwareprogramm mit deutlich geringerem Aufwand liefern kann. Ein erstes Gitter wurde für die erste Berechnung problemlos erzeugt, aber die weitere Verfeinerung im Spalt zwischen Öllanze und Mantelrohr war relativ schwierig durchzuführen. Es ist zu erwarten, dass die Sprünge der Zellgröße die Ergebnisse beeinflussen werden. In Summe war die Netzgenerierung in Vergleich mit ICEM CFD deutlich einfacher, trotz der relativ komplexen Geometrie. Nach dieser Auswertung wurde ein Gitter von ICEM CFD bzw. snappyHexMesh ausgewählt und für die Mehrphasensimulationen verbessert.

7.2.1 Luftgeschwindigkeit 71 m/s

Die Geschwindigkeitsverteilung bei 71 m/s Abbildung 7.26 zeigt ein sehr ähnliches Ergebnis, wie auf dem in ICEM CFD generierten Gitter berechnet wurde. Einen auffälligen Unterschied sieht man im Freistrahlbereich. Das snappyHexMesh Ergebnis zeigt hier einen wesentlich kleineren Öffnungswinkel. Dieser Randbereich und die Gradientenauflösung sind wichtig, weil hier bei der instationären Berechnung die zeitabhängigen Wirbelbewegungen zu erwarten sind.

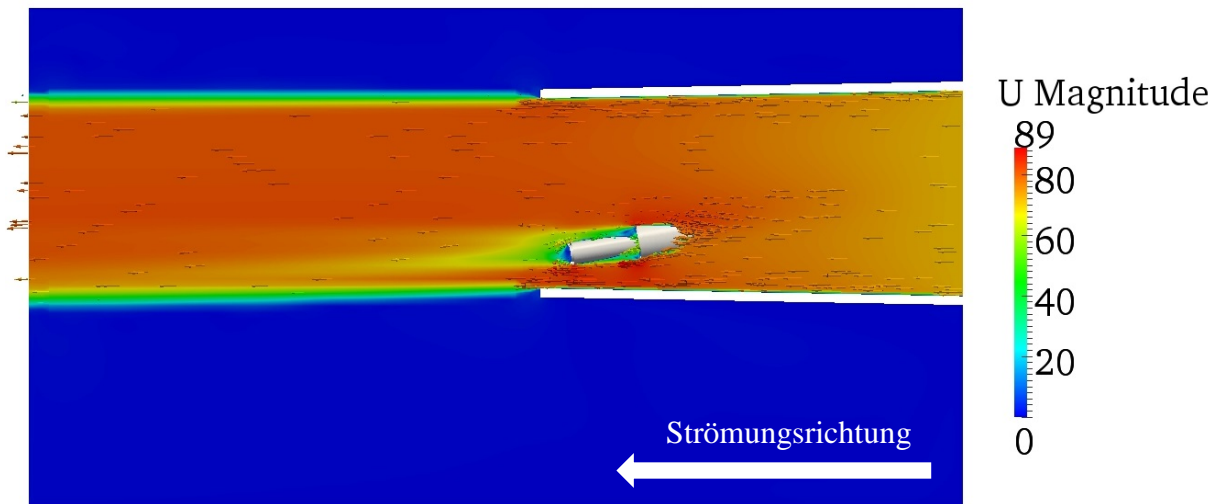


Abbildung 7-26 Geschwindigkeitskonturplot bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

In Abbildungen 7.27 – 7.29 ist ersichtlich, dass in den Geschwindigkeitsprofilen merkliche Unterschiede auftreten. Die snappyHexMesh Ergebnisse zeigen deutlich kleinere Geschwindigkeitsschwankungen quer zur Hauptströmungsrichtung. Die größte Abweichung der u-Geschwindigkeitskomponente normal zur Hauptströmungsrichtung wurde bei den letzten zwei Auswertungslinien (weiter entfernt von der Öllanze) festgestellt.

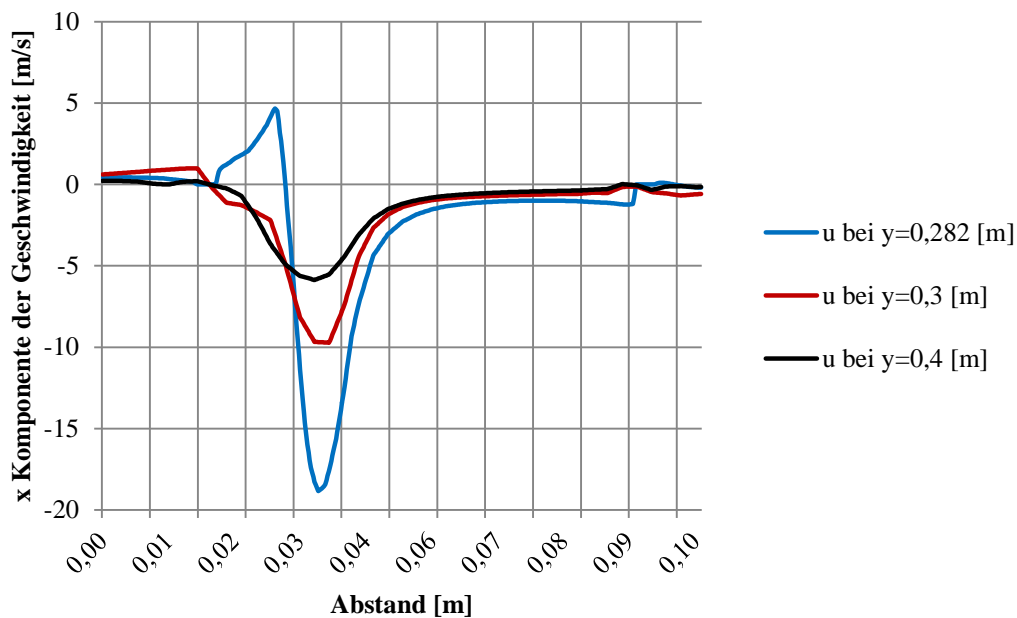


Abbildung 7-27 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien

In Strömungsrichtung zeigt die Abbildung 7.28 auch kleinere Geschwindigkeitsstörungen, als die ICEM CFD Ergebnisse. Interessanterweise wurde im Freistrahls auch ein kleinere maximale Geschwindigkeit festgestellt. Laut die Kontinuitätsgleichung ist eine Geschwindigkeit von ≈ 92 m/s zu erwarten. Im ersten Blick schaut die Geschwindigkeit in Strömungsrichtung zu gering aus. Bei dem in snappyHexMesh erzeugten Gitter waren die Gradienten am Freistrahlsrand nicht so fein aufgelöst, wie bei dem in ICEM CFD erzeugtes Netz. Die Unterschiede in z-Richtung sind auch nicht anders, wie in Abbildung 7.29 ersichtlich ist.

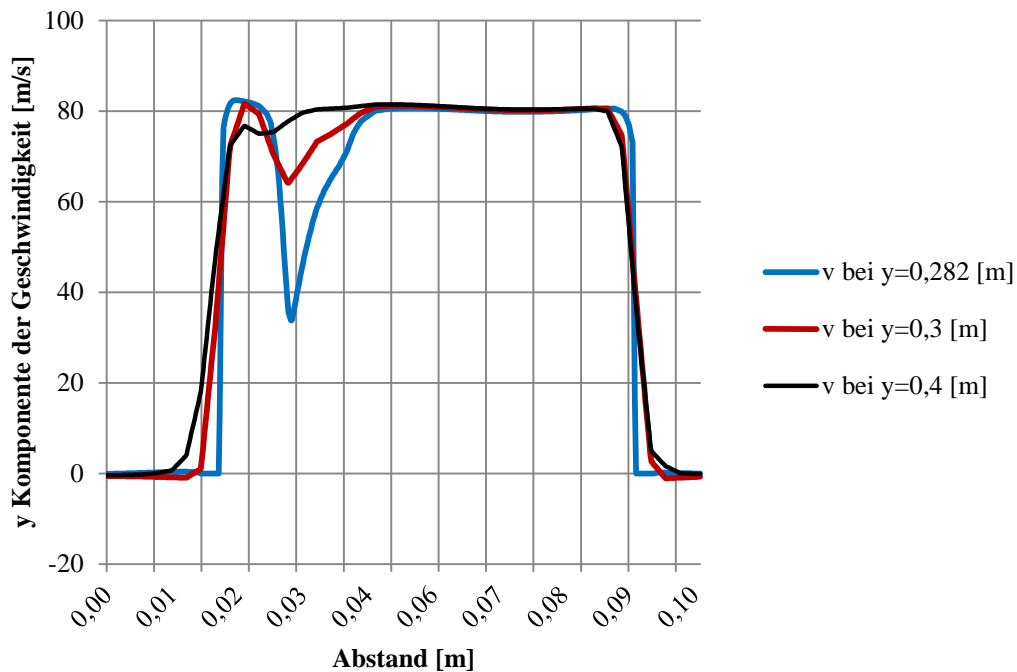


Abbildung 7-28 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien

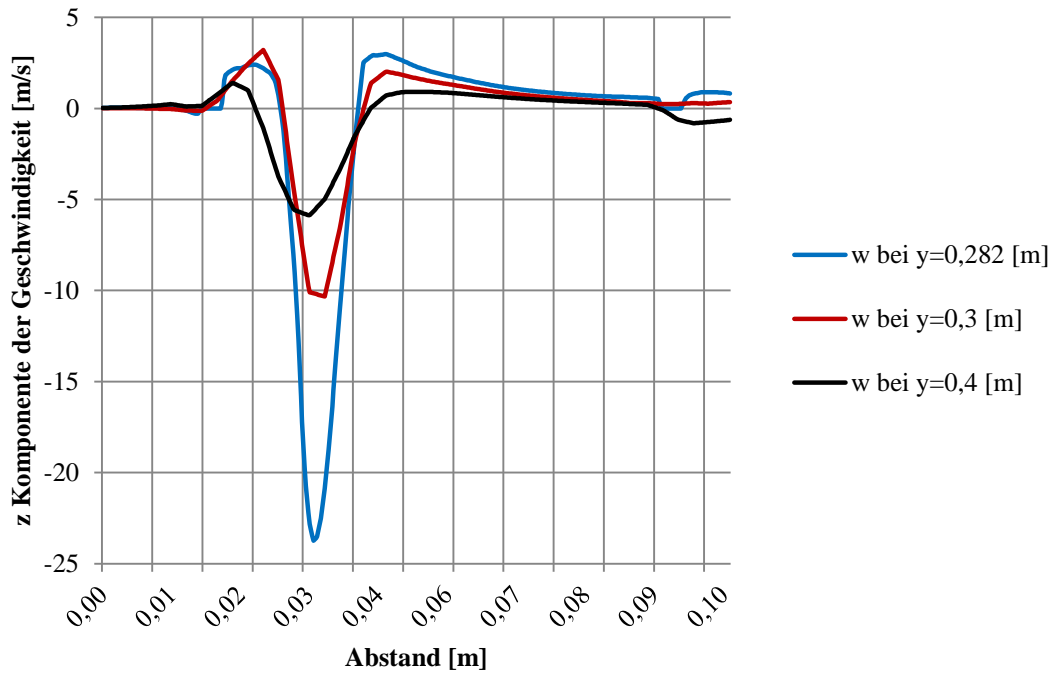


Abbildung 7-29 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 71 m/s über die Auswertungslinien

Abbildung 7.30 zeigt die Druckverteilung bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit. Sie zeigt im Vergleich zu Abbildung 7.14 und 7.22 auch Unterschiede unmittelbar nach der Öllanze. Beim ICEM CFD-Ergebnis war aufgrund von Öllanze und Mantelrohr eine Ablösungszone in der Druckverteilung, was im snappyHexMesh-Ergebnis nicht ersichtlich ist.

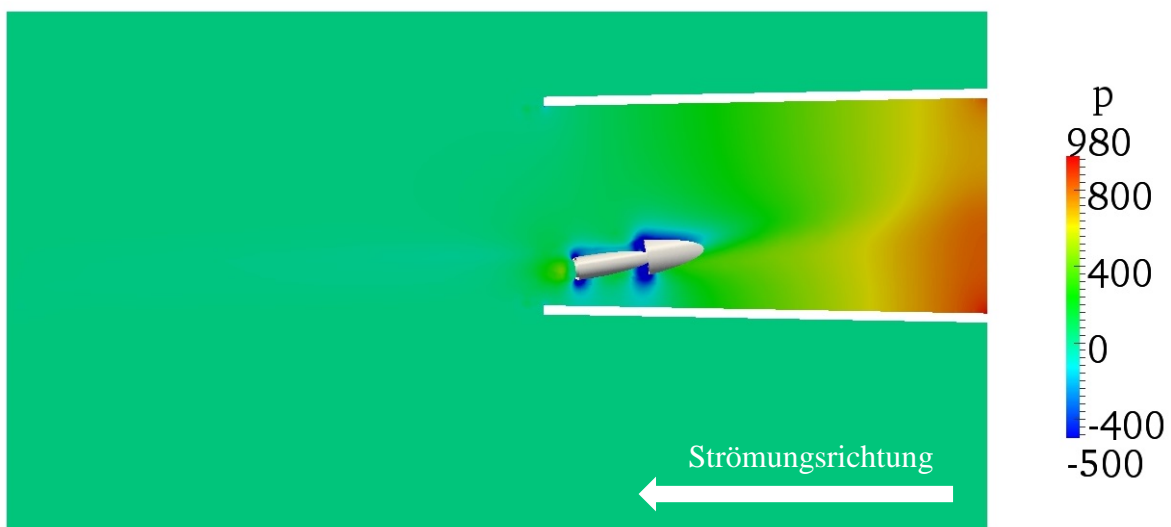


Abbildung 7-30 Statische Druckverteilung bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

Die turbulente kinetische Energie ist gleichfalls geringer nach der Öllanze als bei Abbildung 7.15 und 7.23, was in der Abbildung 7.31 dargestellt wurde. In dieser Abbildung sieht man auch, dass sich die Randbedingungen am Outlet auf die Ergebnisse auswirken (unten). Dieser Effekt wurde bei den vorigen Simulationen nicht bemerkt.

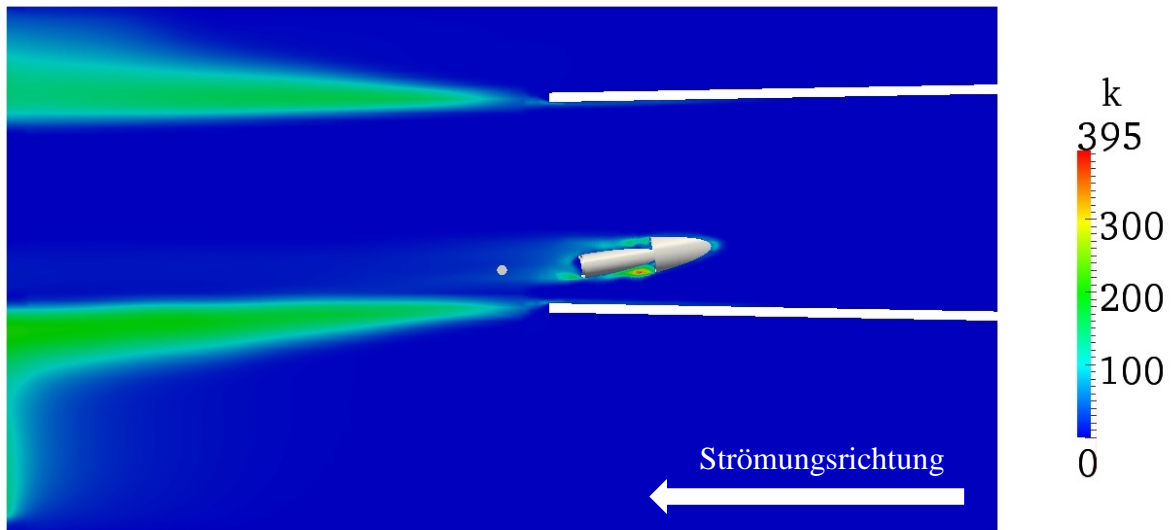


Abbildung 7-31 Turbulente kinetische Energie bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

In der Ergebnisse der spezifischen Dissipationsrate in Abbildung 7.32 wurde ein leichter Unterschied im Vergleich mit Abbildung 7.8 bemerkt,des jedoch aufgrund der vorherigen Auswertungen erwartet wurde. Die größte Dissipationsrate wird an der Ende der Tuyère und nach der Öllanze festgestellt.

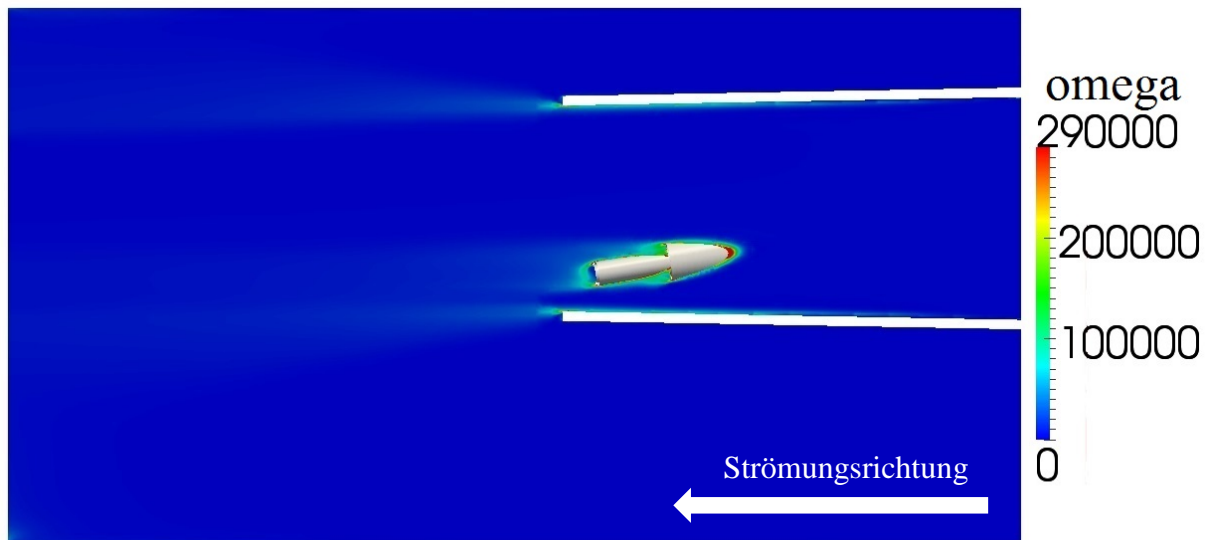


Abbildung 7-32 Spezifische Dissipationsrate bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit

7.2.2 Luftgeschwindigkeit 62 m/s

Die Ergebnisse bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit werden getrennt nicht analysiert, die Tendenz ist die gleiche wie in Kapitel 7.2.1, die mit snappyHexMesh erzeugte Resultate zeigen kleinere Abweichungen in Querrichtung und kleinere Werte in der Hauptströmungsrichtung. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 7.33 – 7.39 ersichtlich.

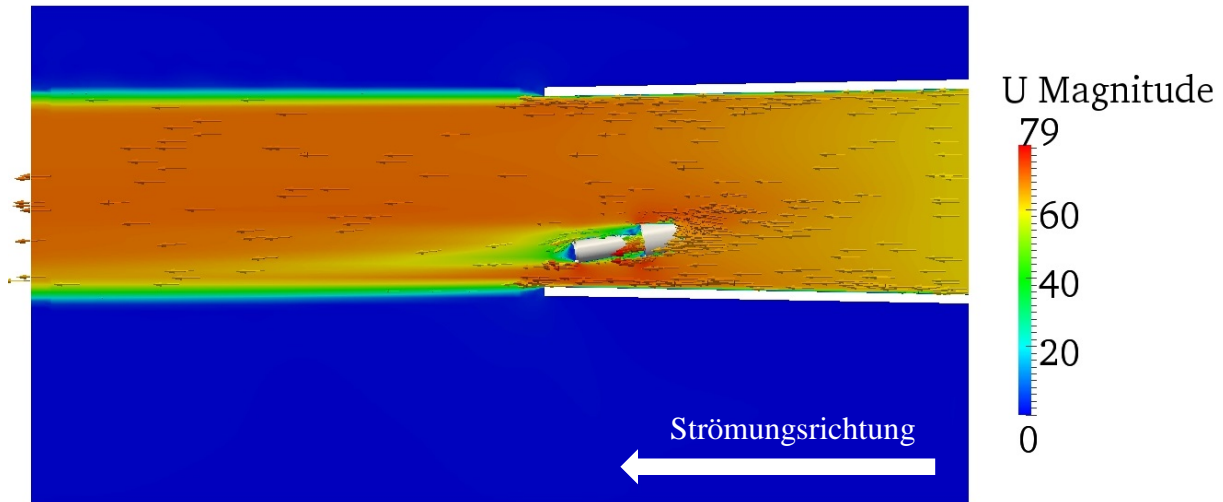


Abbildung 7-33 Geschwindigkeitskonturplot bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit

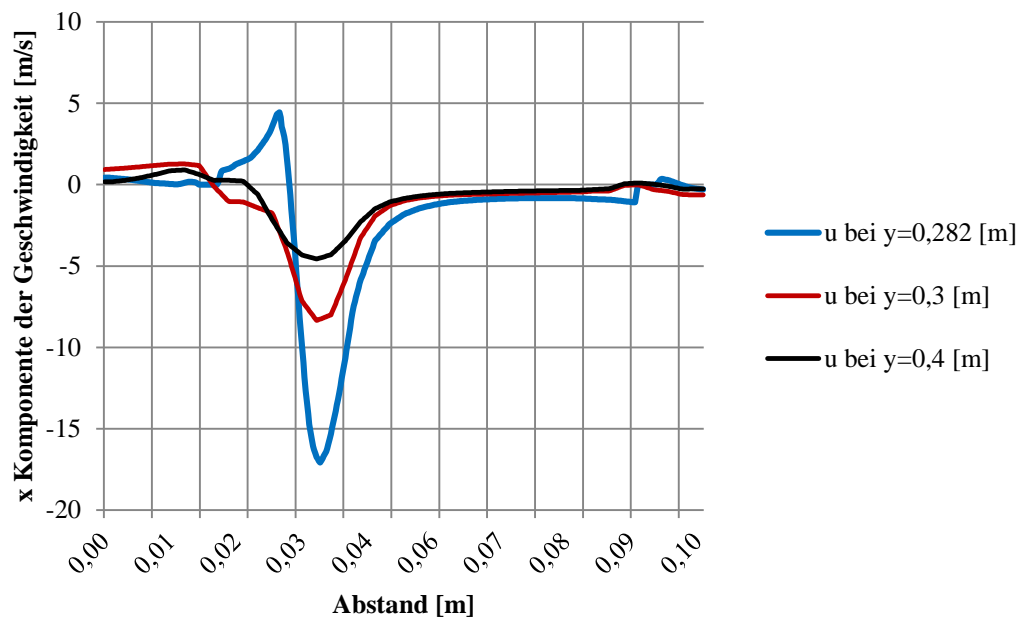


Abbildung 7-34 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien

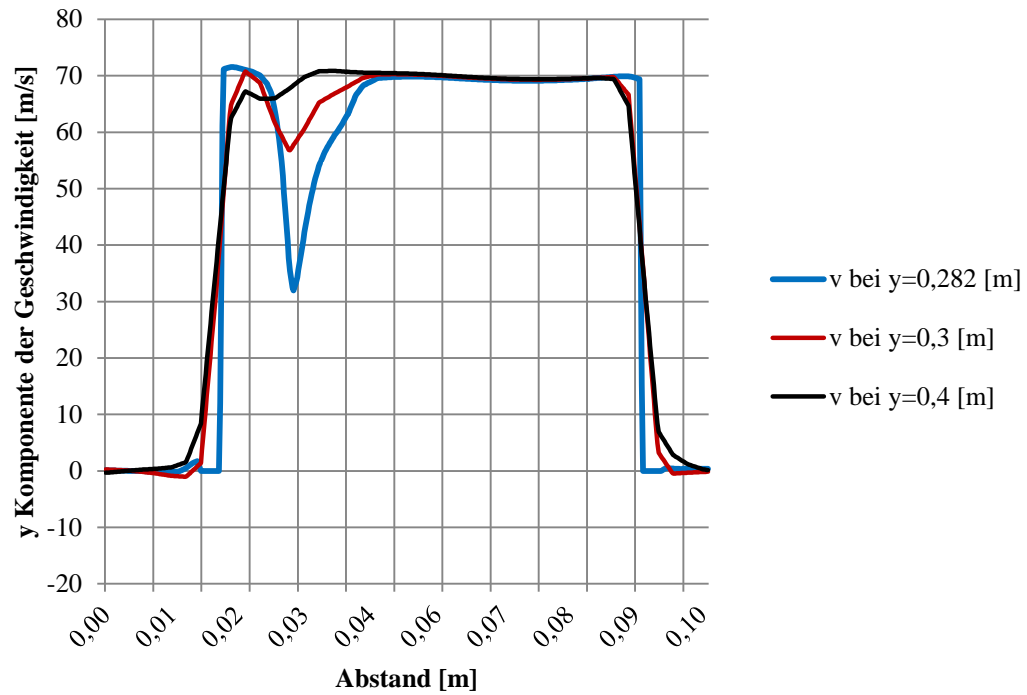


Abbildung 7-35 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien

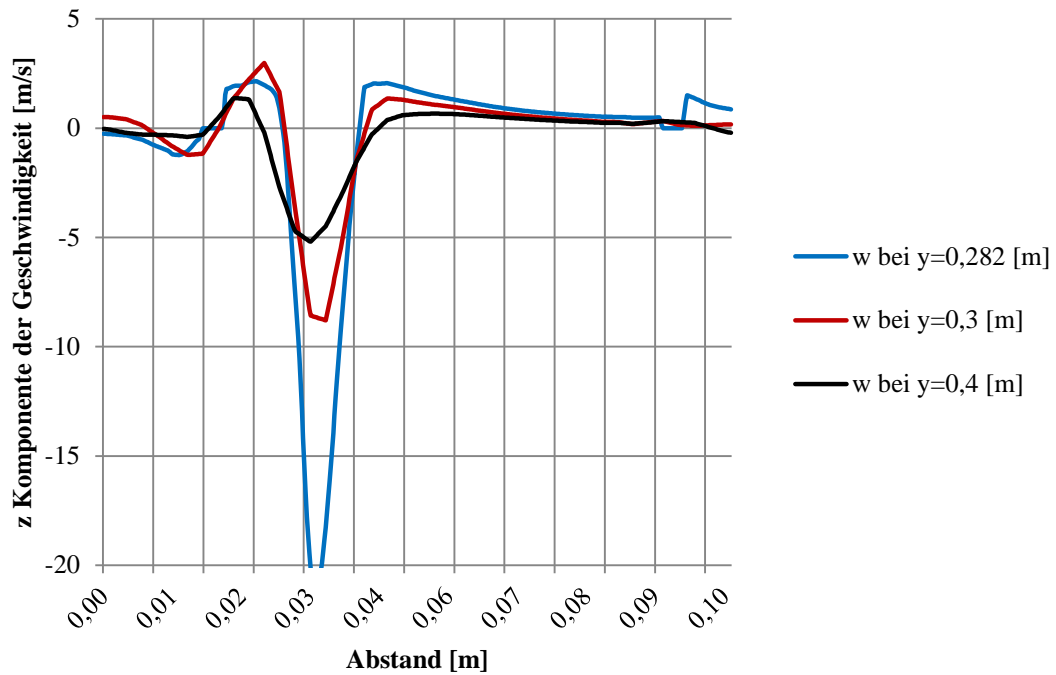


Abbildung 7-36 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 62 m/s über die Auswertungslinien

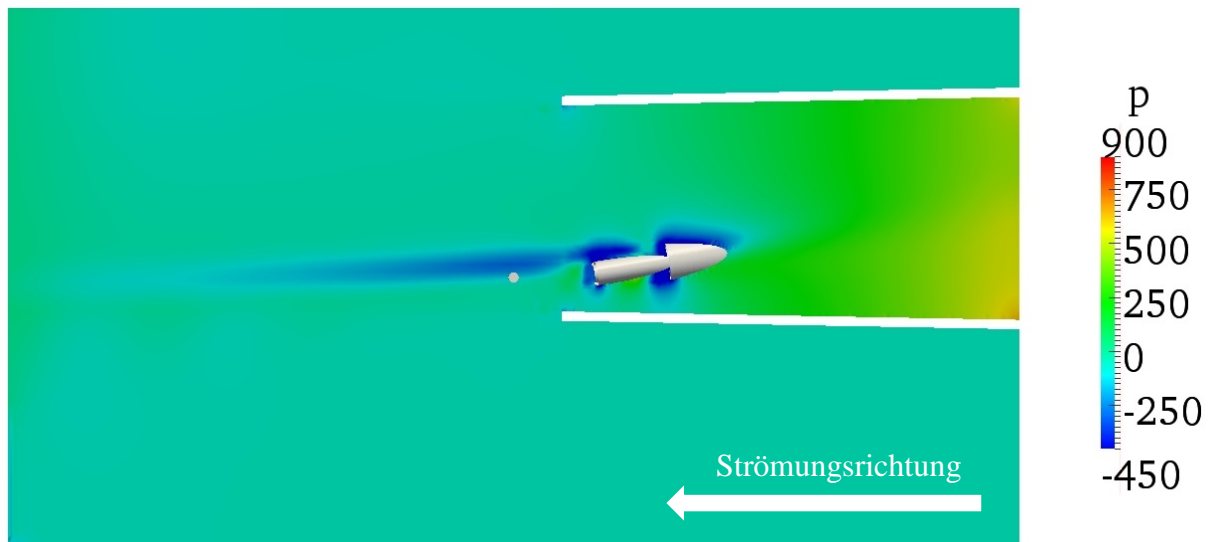


Abbildung 7-37 Statische Druckverteilung bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit

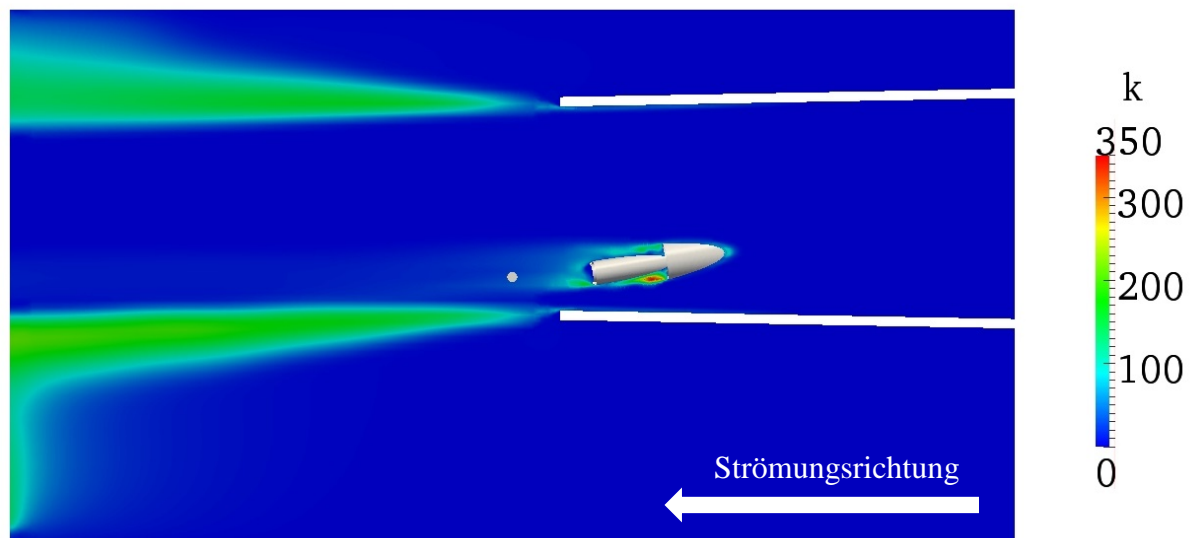


Abbildung 7-38 Turbulente kinetische Energie bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit

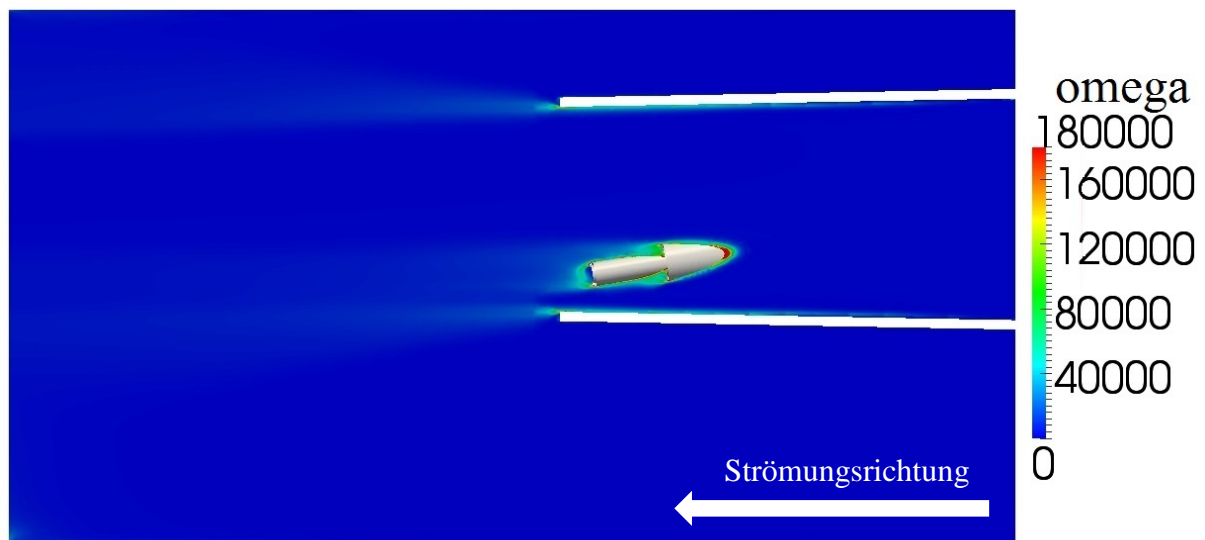


Abbildung 7-39 Spezifische Dissipationsrate bei 62 m/s Inletgeschwindigkeit

7.2.3 Luftgeschwindigkeit 50 m/s

Die Geschwindigkeitswerte bei einer Inletgeschwindigkeit von 50 m/s zeigen die gleichen Unterschiede wie die vorigen Fälle. Sie sind in den Abbildungen 7.40 – 7.46 dargestellt.

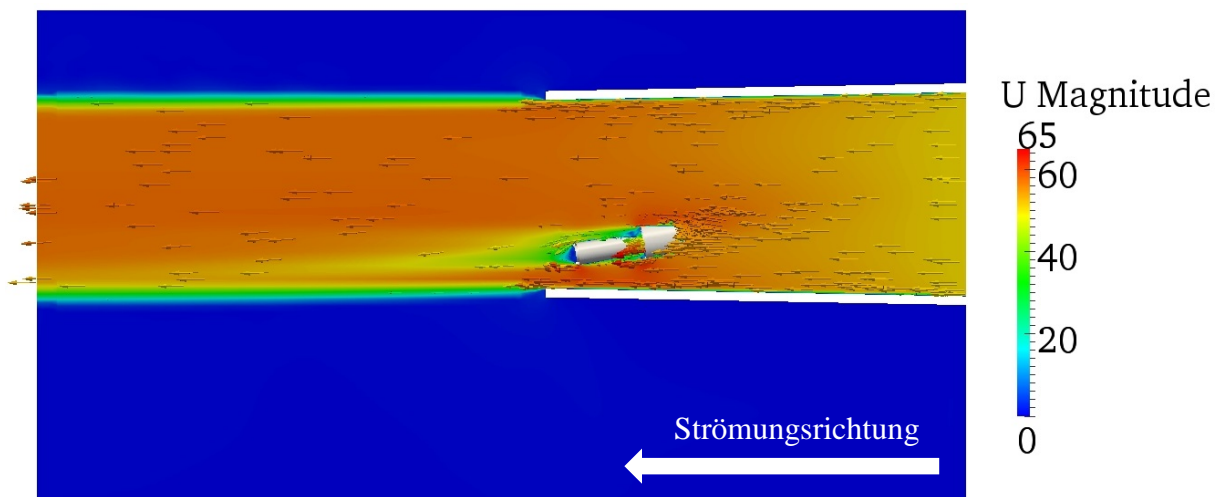


Abbildung 7-40 Geschwindigkeitskonturplot bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

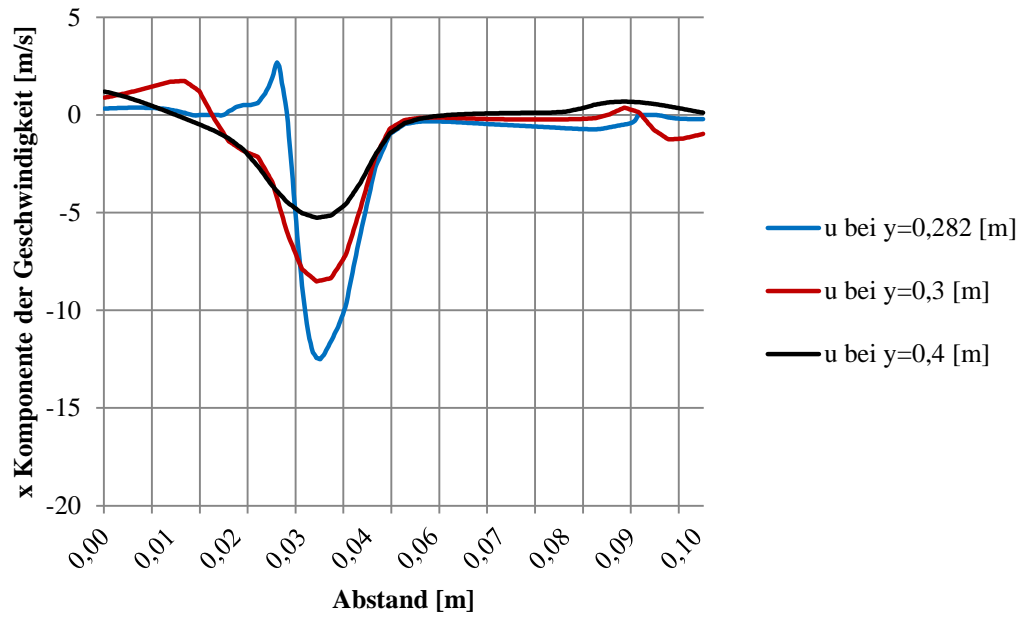


Abbildung 7-41 Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien

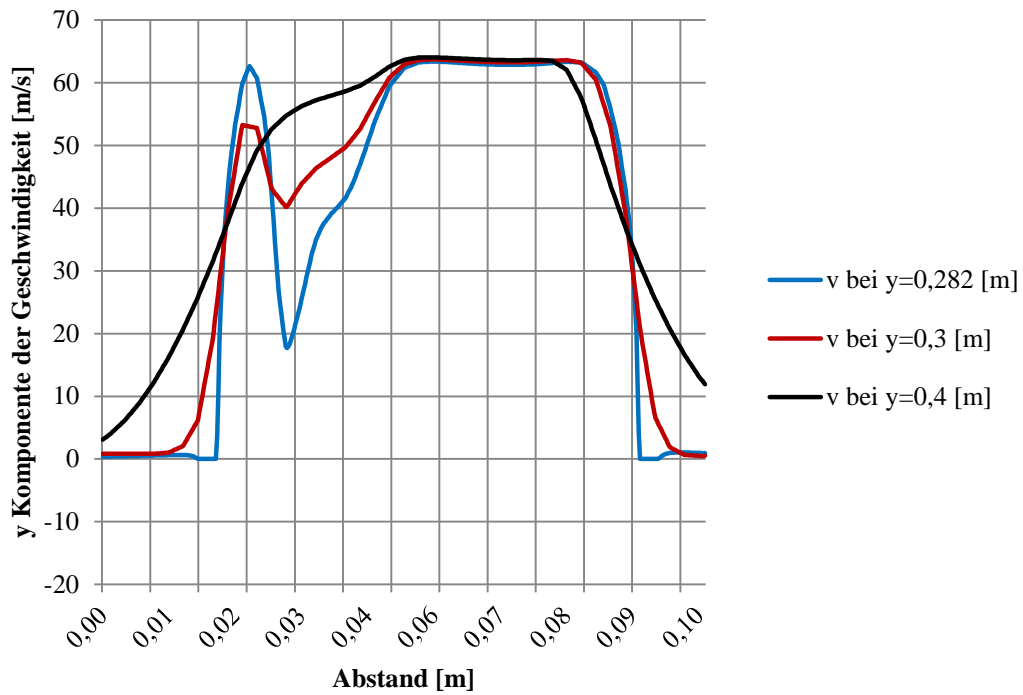


Abbildung 7-42 Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien

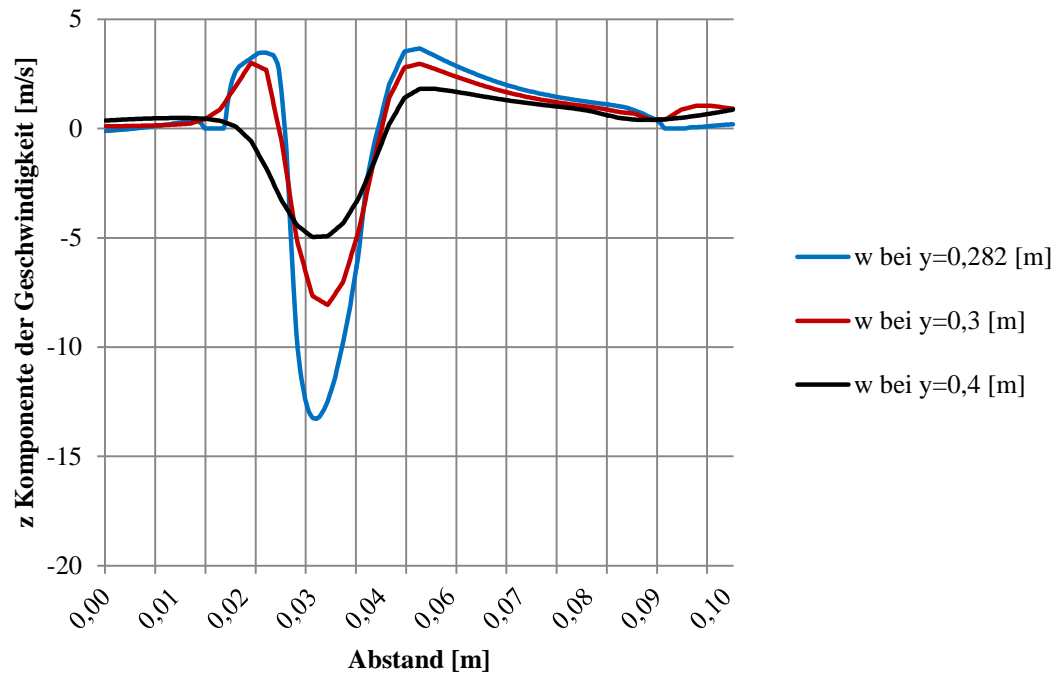


Abbildung 7-43 Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bei 50 m/s über die Auswertungslinien

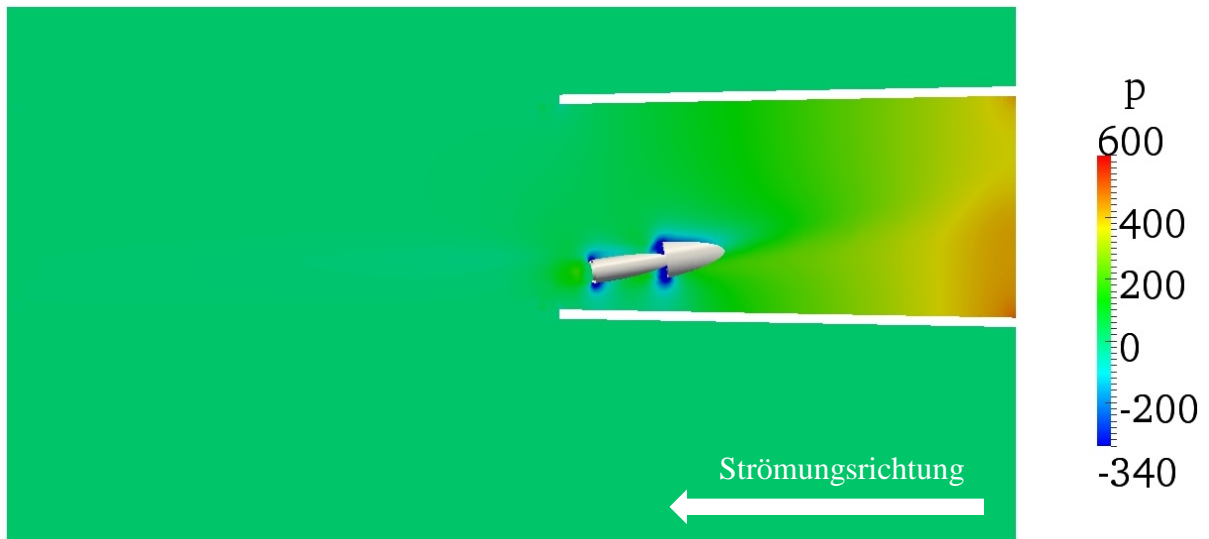


Abbildung 7-44 Statische Druckverteilung bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

Bei der turbulenten kinetischen Energie wurden größere Werte an der Rand des Freistrahles festgestellt. Dieser Unterschied ist möglicherweise ein numerischer Fehler, der von der Randbedingung des Outlets stammen kann, die auch eine stärkere Rückströmung zeigt in Abbildung 7.45.

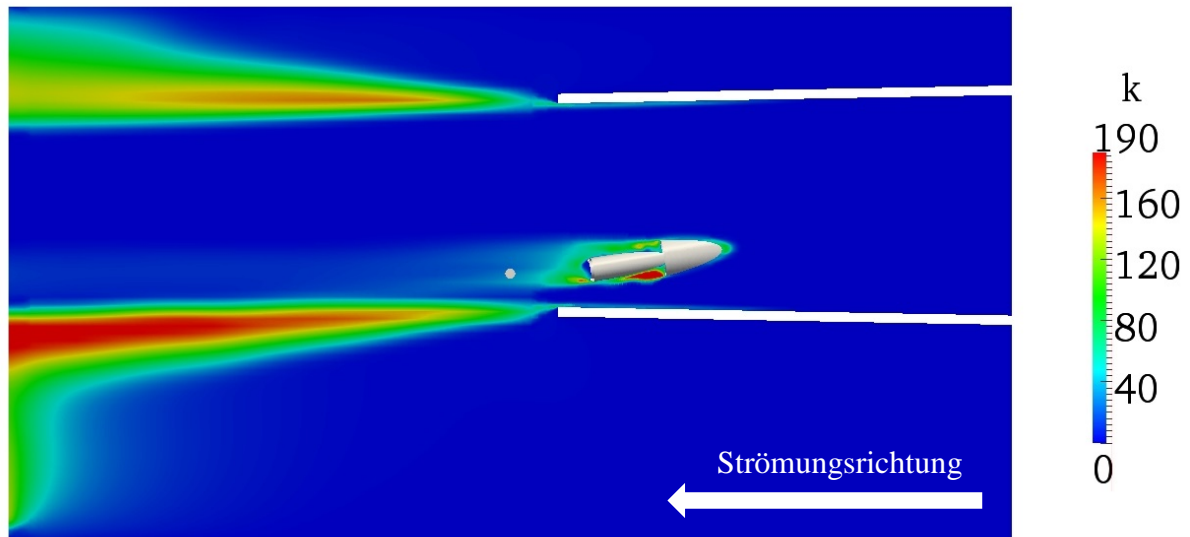


Abbildung 7-45 Turbulente kinetische Energie bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

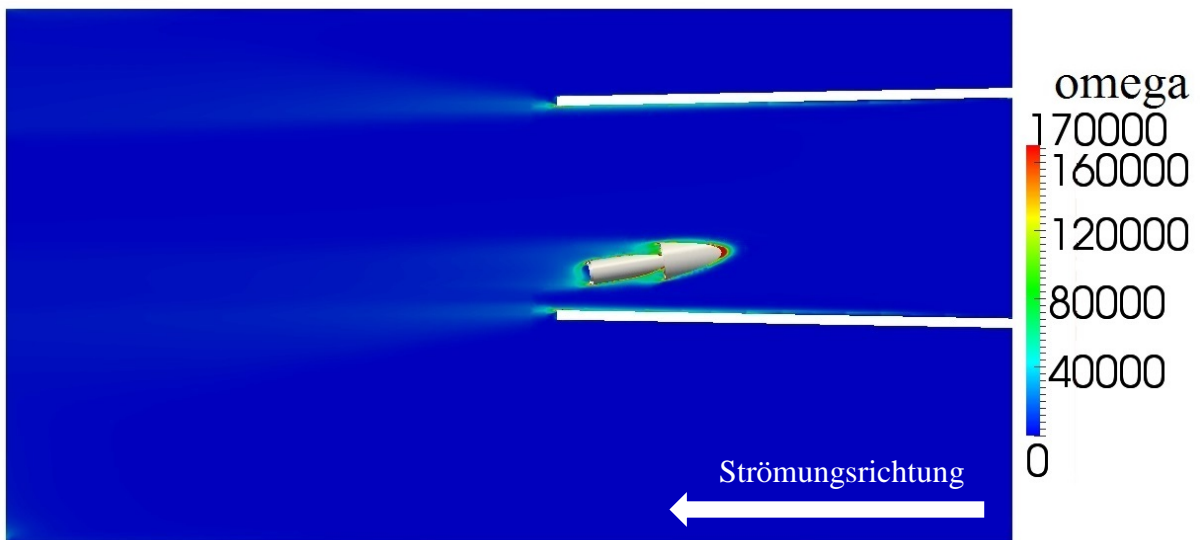


Abbildung 7-46 Spezifische Dissipationsrate bei 50 m/s Inletgeschwindigkeit

7.3 Auswählen und Generieren des Gitters für die Mehrphasensimulationen

Aufgrund der numerischen Unsicherheiten bei den mit snappyHexMesh simulierten Ergebnissen wurde für die weiteren Berechnungen das in ICEM CFD generierte Netz gewählt. Die Einstellung der korrekten y^+ Werte kann deutlich einfacher mit Hilfe des blockstrukturierten Gitters durchgeführt werden. In ICEM CFD kann der Spalt passend aufgelöst werden, was in snappyHexMesh schwierig war. Die Gitterstruktur wurde in Mehrphasensimulationen beibehalten, nur die Gitterauflösung wurde erhöht. In Tabelle 7.1 ist die Zellgröße bei den wichtigsten Stellen ersichtlich. Die geringste Zellgröße findet sich im Spalt zwischen Mantelrohr und Öllanze, diese ist nötig, um eine ausreichend gute Auflösung des Geschwindigkeitsprofils zu erhalten. Die Zellgröße auf der Wand der Tuyére hat sich aus den y^+ -Werte ergeben. Es ist schwierig, eine optimale Zellgröße im Racewaybereich zu bestimmen, weil hier die Zerstäubung stattfindet und die Partikelgröße der flüssigen Phase nicht genau bekannt ist. Die Werte der einphasigen Simulationen wurden auf das neue Gitter interpoliert.

Tabelle 7-1 Zellgröße bei wichtigen Stellen

	Mantelrohrspalt	Wand der Tuyére	Raceway
Zellgröße [mm]	0,03	0,26	0,11

8 Mehrphasensimulationen

Mit Hilfe der stationären Ergebnisse können Startwerte für das Strömungsfeld in der Mehrphasensimulationen erhalten werden. Die einphasigen Simulationsergebnisse werden mittels mapFields Command auf das feinere Netz interpoliert. Um die Mehrphasensimulationen zeitabhängig zu modellieren, wurde ein anderer Solver, compressibleInterFoam, benutzt. In instationären Berechnungen muss die Courant-Zahl kleiner als 1 sein. Um die Stabilität zu halten, wurde in den Solvereininstellungen eine neue Option zur adaptiven Zeitschrittanpassung aktiviert. Mit dieser Einstellung wurde die Zeitschrittweite automatisch so gewählt, dass die Courant-Zahl unter 1 gehalten wurde. Als Startwert wurde für den Zeitschritt $1 \cdot 10^{-4} \text{ ms}$ eingestellt und die zeitliche Gesamtlänge der Simulationen wurde bis $\approx 30 \text{ ms}$ durchgeführt. Die Simulationen wurden mit drei verschiedenen Flüssigkeiten mit unterschiedlichen Viskositäten durchgeführt. Damit können unterschiedliche Betriebspunkte modelliert werden.

Jede Flüssigkeit wurde mit 50 m/s bzw. 71 m/s Heißwindgeschwindigkeit und 41 m/s Mantelstromgeschwindigkeit berechnet, dies bedeutet insgesamt 6 Simulationsläufe. Jeder Simulationslauf wurde auf dem VSC2 (Vienna Science Cluster 2) [23] auf 2048 Prozessorkernen parallelisiert und berechnet. Die Rechenzeit betrug in allen Simulationsfällen jeweils 6 Tage, was insgesamt ~1 500 000 CPU-Stunden ergibt.

Tabelle 8-1 Verwendete Flüssigkeiten und die dazugehörigen Eigenschaften

Flüssigkeit	Öl	Ethylenglycol	Wasser
Dichte [kg/m ³]	980	1110	998,2
Kinematische Viskosität [m ² /s]	$5,102 \cdot 10^{-4}$	$1,80 \cdot 10^{-5}$	$1,004 \cdot 10^{-6}$

Bei Mehrphasensimulationen wurde eine andere Randbedingung (inletOutlet) verwendet als bei den Einphasensimulationen am Outlet. Für die Geschwindigkeit wurde zeroGradient und für den Druck fixedValue-Randbedingung verwendet. Es lässt sich aus der Konvergenz folgern, dass diese Randbedingungskombination die Strömung am Outlet am wenigsten beeinflusst.

8.1 Untersuchung der Struktur der Hauptströmung

Ein wichtiges Ziel ist es, die Dynamik der Hauptströmung zu analysieren, um deren Auswirkung auf die Zerstäubung besser zu verstehen. Durch die Ablösungen an den verschiedenen Stellen der Geometrie werden instationäre Phänomene verursacht. Mehrere Möglichkeiten stehen zur Verfügung, um die Wirbelstrukturen darzustellen. In dieser Arbeit werden die Wirbelstrukturen durch die Vortizität dargestellt². Die Größe der Vortizität weist eine breite Skala auf. Deshalb ist die Skalierung der Konturplots logarithmisch gewählt. Die Ergebnisse wurden jede Millisekunde gespeichert. Eine höhere Speicherfrequenz war wegen der beschränkten Speicherkapazität nicht machbar.

8.1.1 Vortizitätsanalyse von 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung

² Die Definition der Vortizität lautet: $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}$

Die Analyse erfolgt an zwei aufeinander senkrecht stehenden Ebenen. Auf diese Art und Weise ist die Vortizitätscharakteristik besser zu verstehen. Am Anfang des Rohres sind numerische Schwankungen bemerkbar, aber diese klingen mit der Zeit ab. Die instationären Wirbelbewegungen erscheinen zum ersten Mal nach 5 Millisekunden an zwei wichtigen Stellen, einerseits am Ende der Tuyére, andererseits gleich nach dem Mantelrohr und der Öllanze. Diese können in Abb. 8.1 gesehen werden.

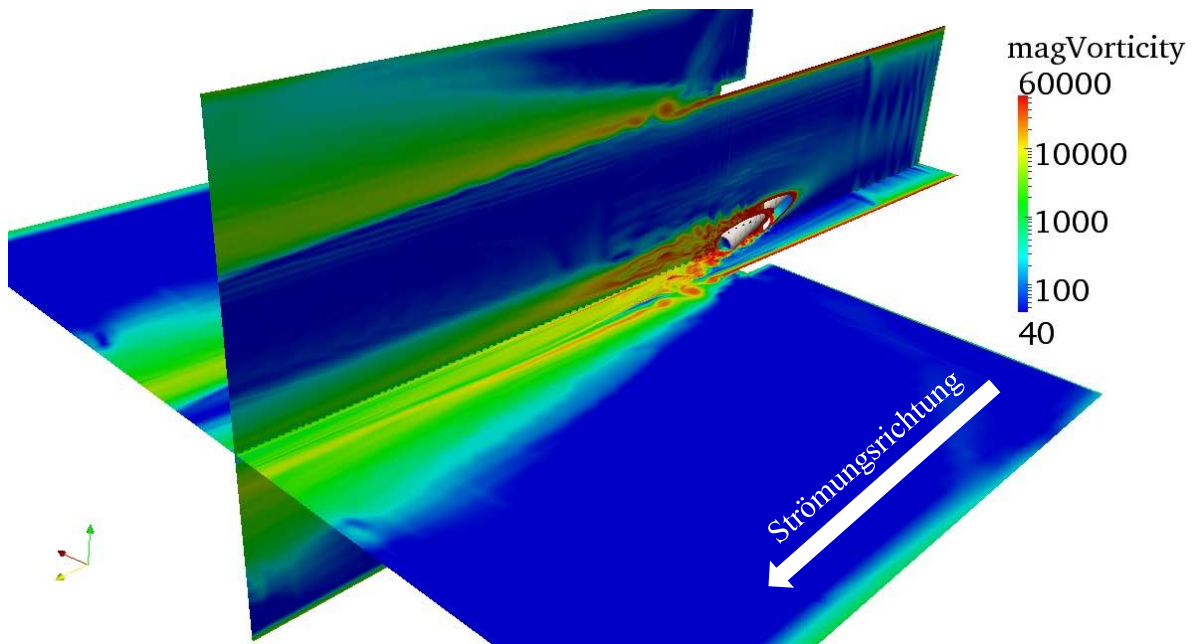


Abbildung 8-1 Vortizitätskonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 5 ms

Nach 10 ms kann in der Hauptströmung eine gewisse Regelmäßigkeit entdeckt werden. Die nach dem Mantelrohr entstehende Störung weist eine kleinskalige Gestalt mit hoher Frequenz auf, dagegen haben am Tuyérand gebildete Wirbel eine großskalige Charakteristik mit niedriger Frequenz. Nach der Tuyére bilden sich drei wichtige Strömungsgebiete aus, in der Mitte ein schwach gestörtes, oben eine stark gestörte mit niedrigen Frequenzen und unten ein sehr stark gestörter Bereich. Die drei Bereiche sind ab 10 ms in Abbildung 8.2-8.7 bemerkbar.

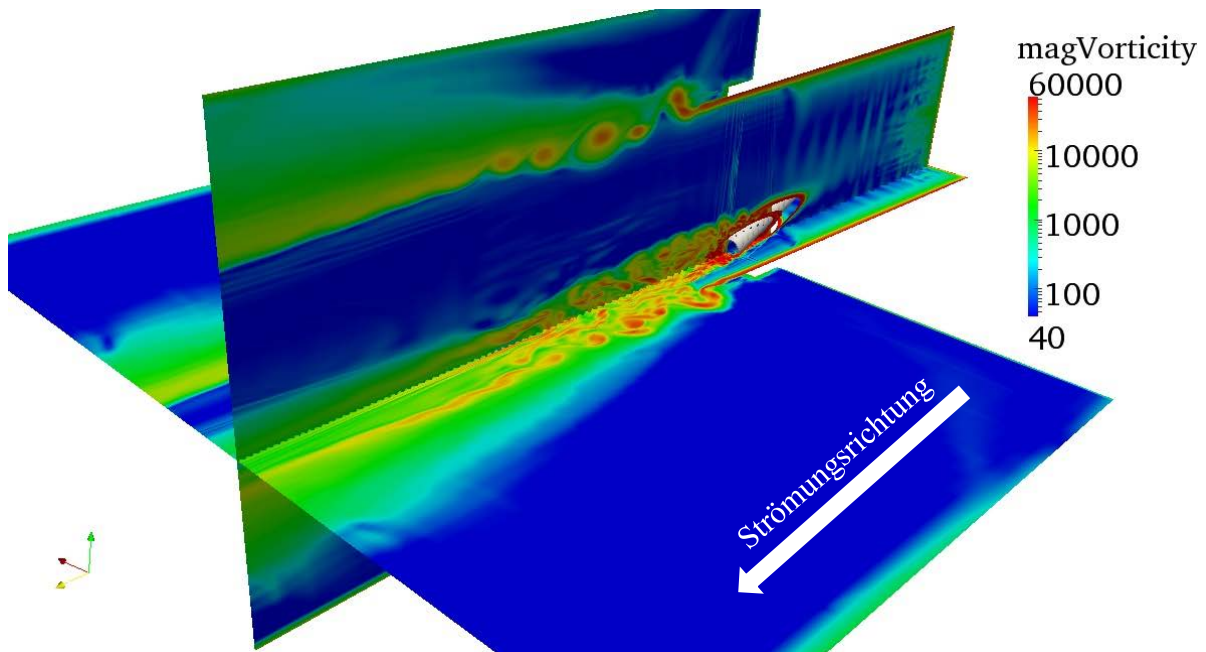


Abbildung 8-2 Vortizitätskonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 10 ms

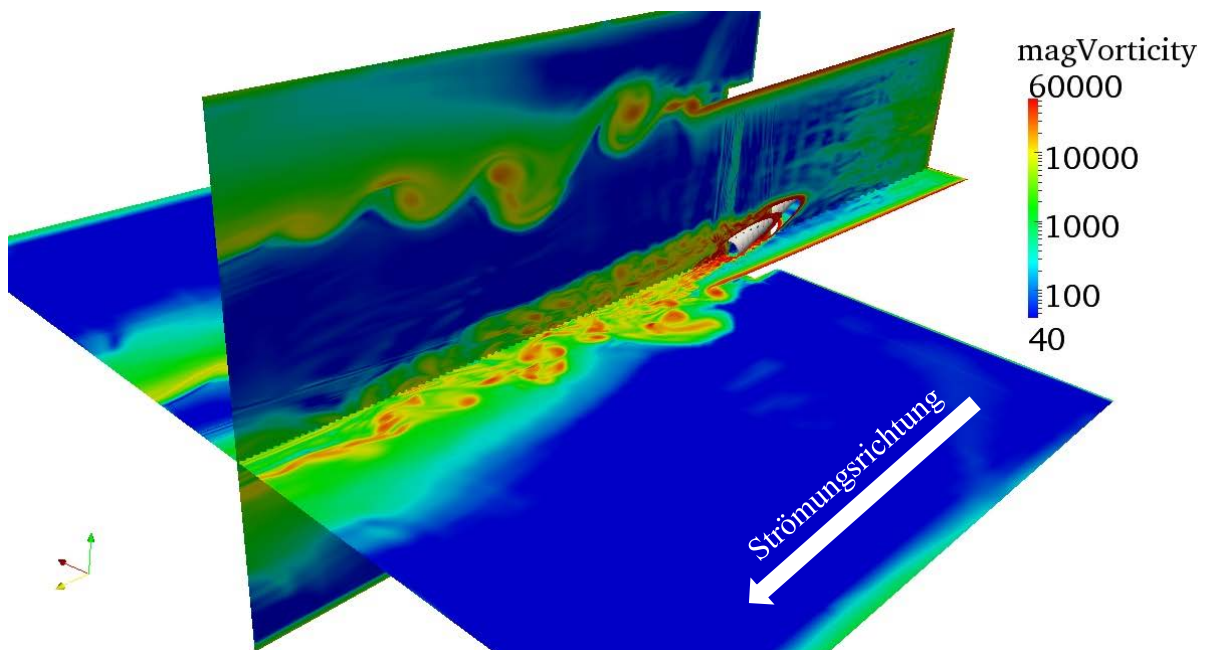


Abbildung 8-3 Vortizitätskonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 15 ms

In Abbildung 8.4 erkennt man eine Fusion von zwei größeren Wirbeln am oberen Bereich. Sie bewegen sich gemeinsam weiter und in der Nähe der Ausströmung zerfallen sie in kleinere Wirbelstrukturen. Diese periodische Vereinigung und Wirbelzerfall kennzeichnen den oberen Bereich.

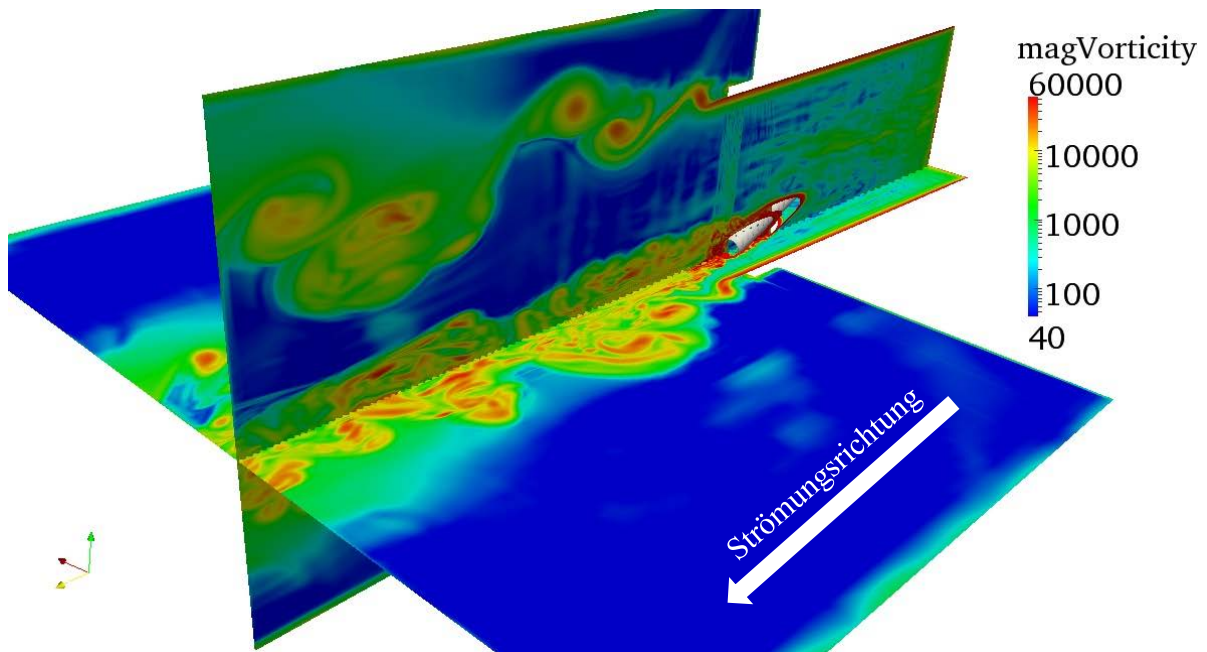


Abbildung 8-4 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 20 ms

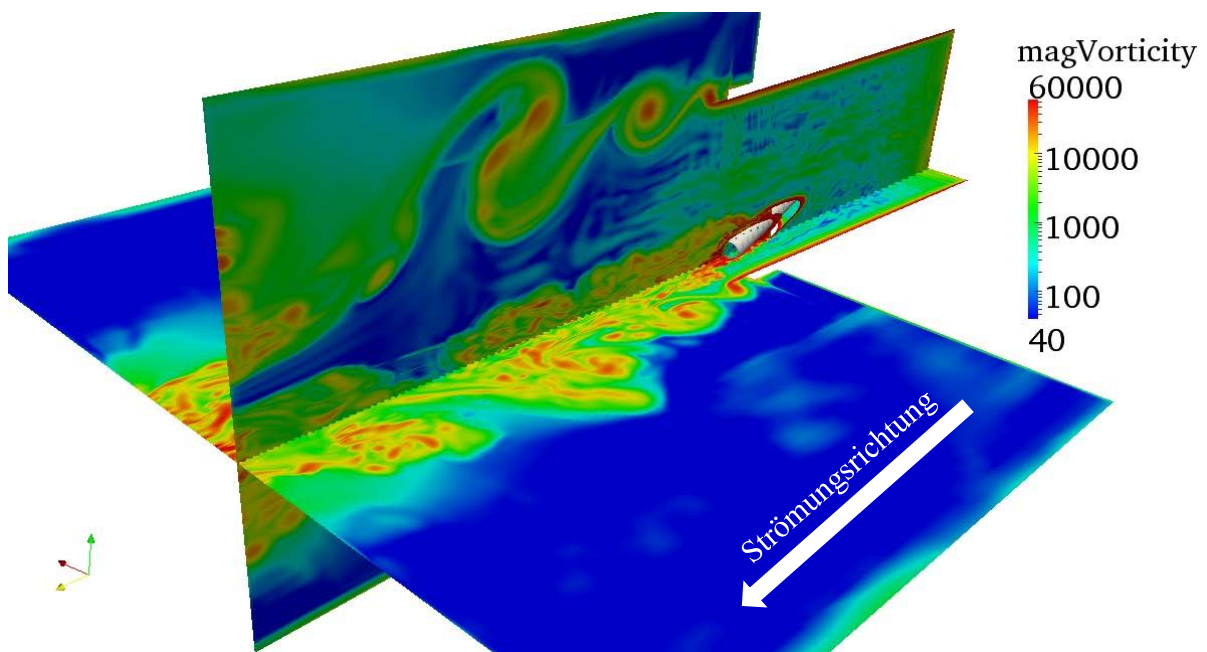


Abbildung 8-5 Vortizitätkonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 25 ms

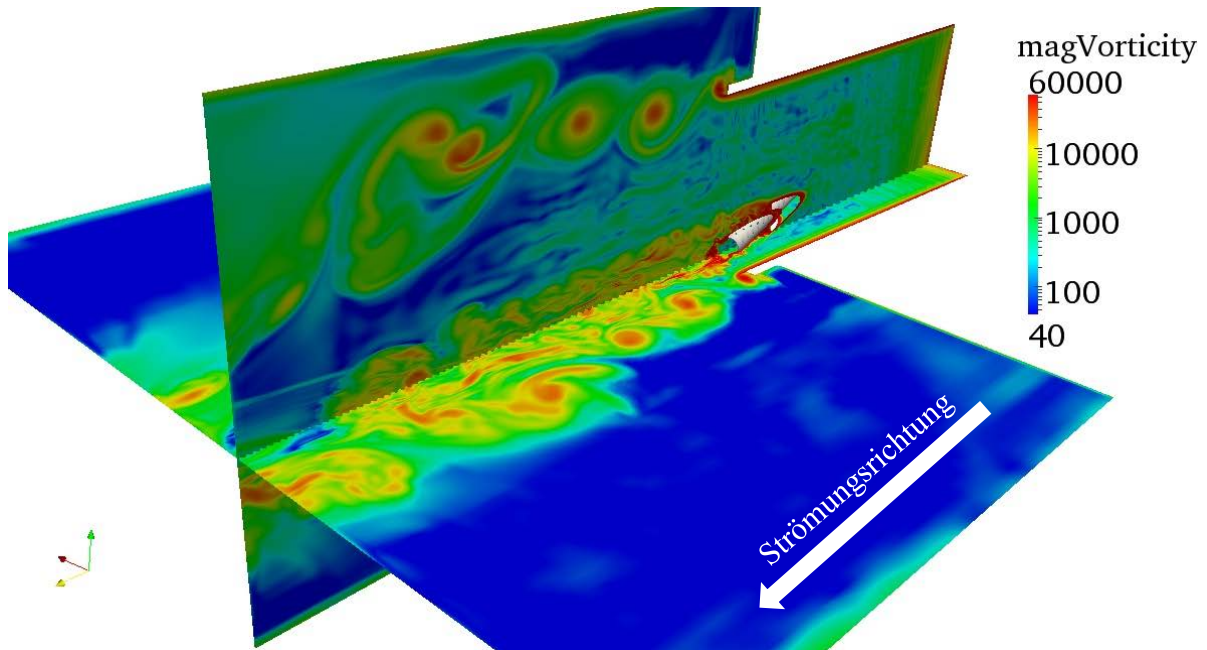


Abbildung 8-6 Vortizitätskonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 30 ms

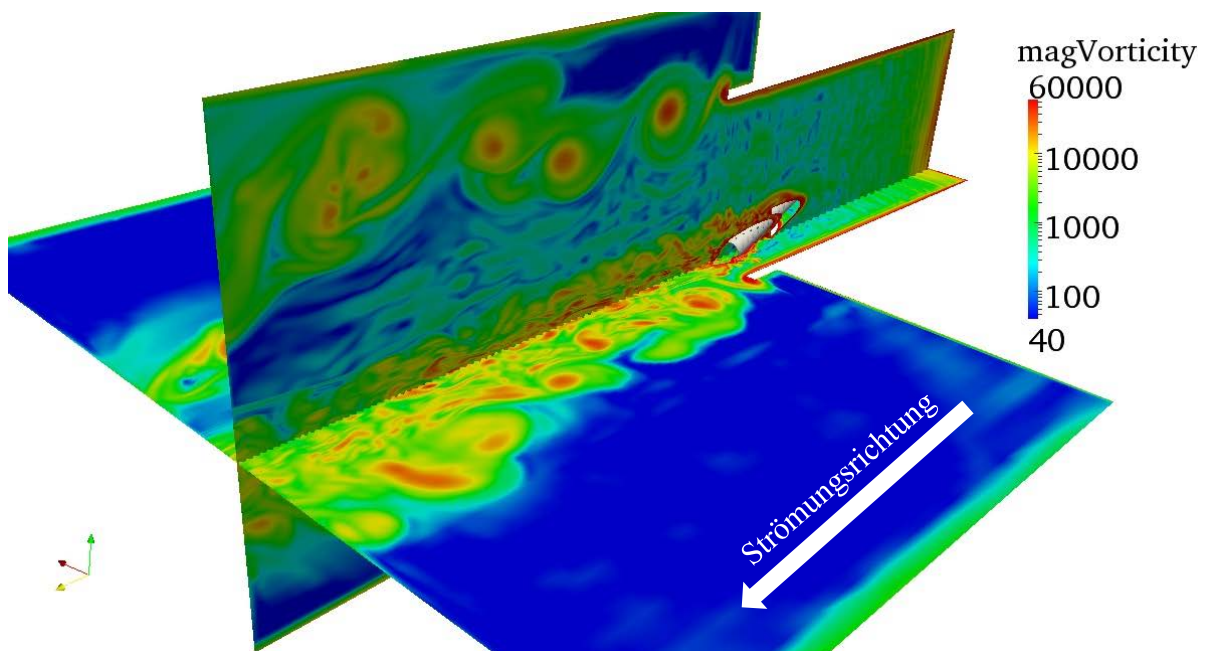


Abbildung 8-7 Vortizitätskonturplot bei 50 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung nach 35 ms

In Abbildung 8.8 sind die kohärenten Strukturen mit Hilfe von einer Isofläche im letzten Zeitschritt dargestellt, um die räumliche Anordnung der Wirbel besser zu verstehen. Die großen ringförmigen Wirbel mit einer definierten Frequenz können gut erkannt werden. Am unteren Bereich entsteht eine komplexe Wechselwirkung zwischen den großskaligen und kleinskaligen

Wirbeln, die eine wesentliche Auswirkung auf die Tropfenverteilung ausüben können. Mit steigendem Abstand von der Tuyère zerfallen die Wirbel in kleinere Skalen. Dadurch entsteht eine deutlich homogenere Wirbelverteilung.

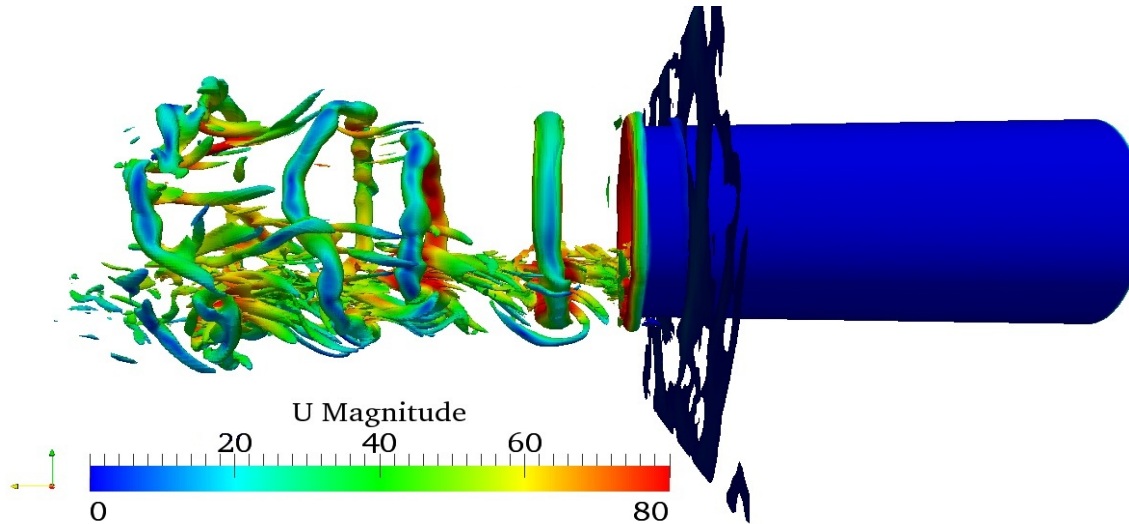


Abbildung 8-8 Isofläche der Vortizität von einem Wert 15000 1/s gefärbt mit der Geschwindigkeit nach 35 ms

Am Anfang der Simulation existiert ein Geschwindigkeitsunterschied zwischen der von der Tuyère auströmenden Luft und der Umgebungsluft in der Kammer. Daher entsteht an dieser Grenze eine Scherschicht. Durch äußere Störungen wird dieses labile Gleichgewicht gebrochen, und es entsteht eine sogenannte Kelvin-Helmholtz Instabilität. Diese Instabilität wurde mit Hilfe einem runden Freistrahls in Abbildung 8.9 dargestellt. Im rechten Bereich ist der Wirbelzerfall und eine starke turbulente Strömung ersichtlich. Laut der kurzen Beschreibung des Videos [19] betrug die Reynolds-Zahl bei diesem Versuch 10^4 . In den Simulationen treten deutlich kleinere Reynolds-Zahlenwerte auf. Der in Abbildung 8.9 dargestellte Versuch veranschaulicht die Wirbelbewegung aber trotzdem gut und macht diese verständlicher.



Abbildung 8-9 Kelvin-Helmholtz Instabilität bei einem runden Freistrahle mit $Re=10^4$ [19]

8.1.2 Vergleich der Hauptströmung von unterschiedlicher Luftgeschwindigkeit und Flüssigkeit

In diesem Abschnitt werden die Wirbelstrukturen von zwei Luftgeschwindigkeiten (50 und 71 m/s) analysiert. Die interpretierten Ergebnisse gehören einerseits zur Öleindüsung, andererseits zur Wassereindüsung. Mit diesen Ergebnissen kann die Rückwirkung der hochviskosen und niederviskosen Flüssigkeiten auf die Hauptströmung geprüft werden. In Abbildungen 8.10 – 8.21 gehören die oberen Wirbelstrukturen zu der Luftgeschwindigkeit mit 50 m/s und die untere zu jener mit 71 m/s.

8.1.2.1 Isoflächen der Vortizität bei Wassereindüsung

Die Abbildungen 8.10 – 8.21 veranschaulichen, dass die eingedüssten Flüssigkeiten eine sehr geringe Auswirkung auf die Wirbel erzeugen. Die Abbildungen 8.22-8.23 zeigen, trotz der großen Geschwindigkeits- und Viskositätsunterschiede zwischen den verschiedenen

Betriebspunkten, eine sehr ähnliche Gestalt der Wirbel. Die Flächen wurden für 50 m/s und 71 m/s mit einen unterschiedlichen Isowert dargestellt, um die ähnliche Charakteristik der Wirbel beweisen. Für die Luftgeschwindigkeit von 50 m/s wurde ein Vortizitätswert von 34 000 1/s gewählt und für jene mit 71 m/s ein Wert von 60 000 1/s. Das bedeutet, dass die Unterschiede hauptsächlich in der Vortizitätsstärke und nicht in der Charakteristik der Wirbel liegen. Es ist ersichtlich, dass die kleineren Wirbel von der Öllanze und dem Mantelrohr erzeugt wurden. Sie unterstützen den Zerfall der großskaligen Wirbel. Abbildung 8.14 zeigt, über welche Strecke sich ein Wirbel bei 50 m/s bzw. 71 m/s Gasgeschwindigkeit bewegt. Die Wirbel bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit bewegen sich ungefähr zweimal so schnell wie die Wirbel bei 50 m/s. Nachdem die durch die Kammer duchströmenden Wirbel gezählt wurden, kann eine Schätzung der Ablösefrequenz erfolgen. Eine Ablösefrequenz von ~ 150 Hz gehört zur Gasgeschwindigkeit von 50 m/s bzw. ~ 185 Hz gehört zu jener von 71 m/s. Die Vortizitätsisoflächen beweisen, dass in der Raceway eine sehr starke, turbulente Strömung herrscht.

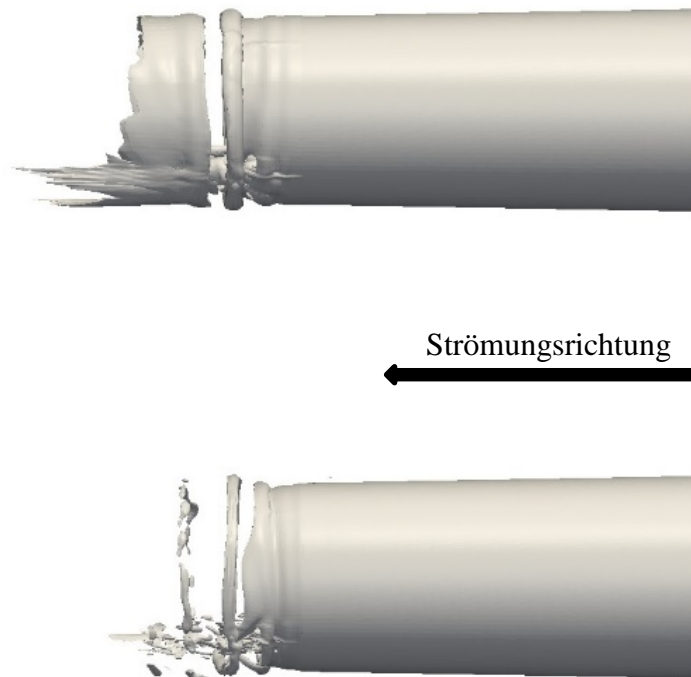


Abbildung 8-10 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 5 ms

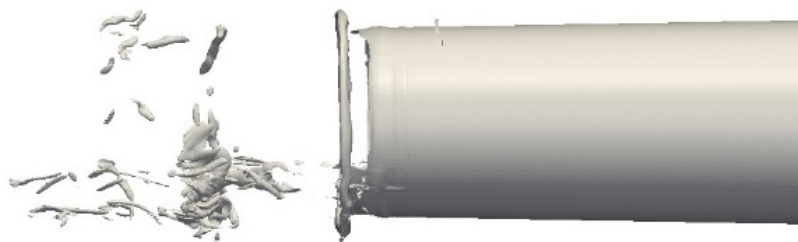
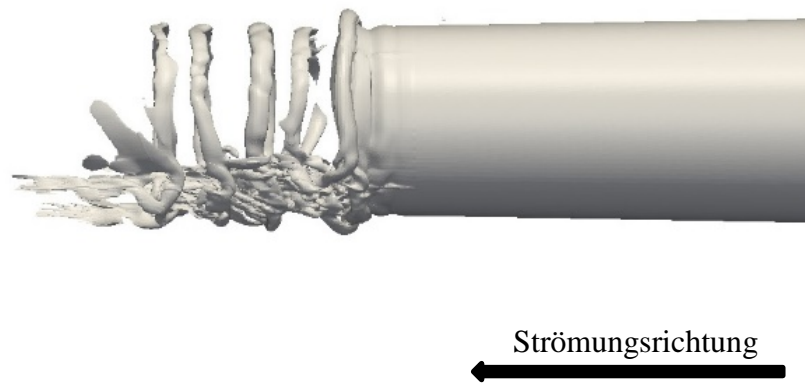


Abbildung 8-11 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 10 ms

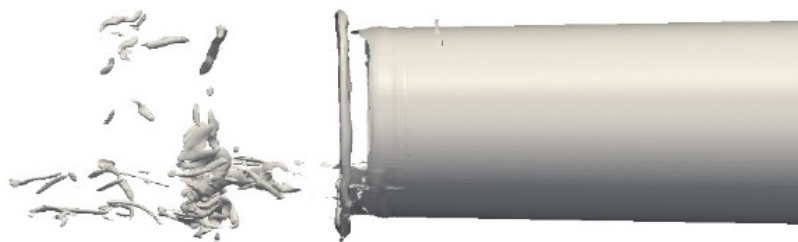
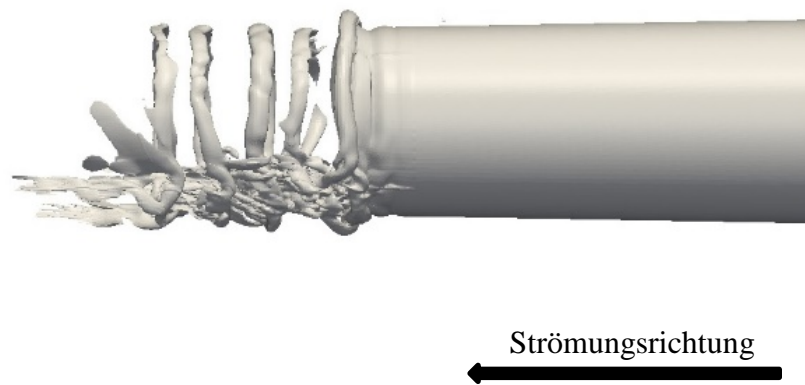


Abbildung 8-12 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 15 ms

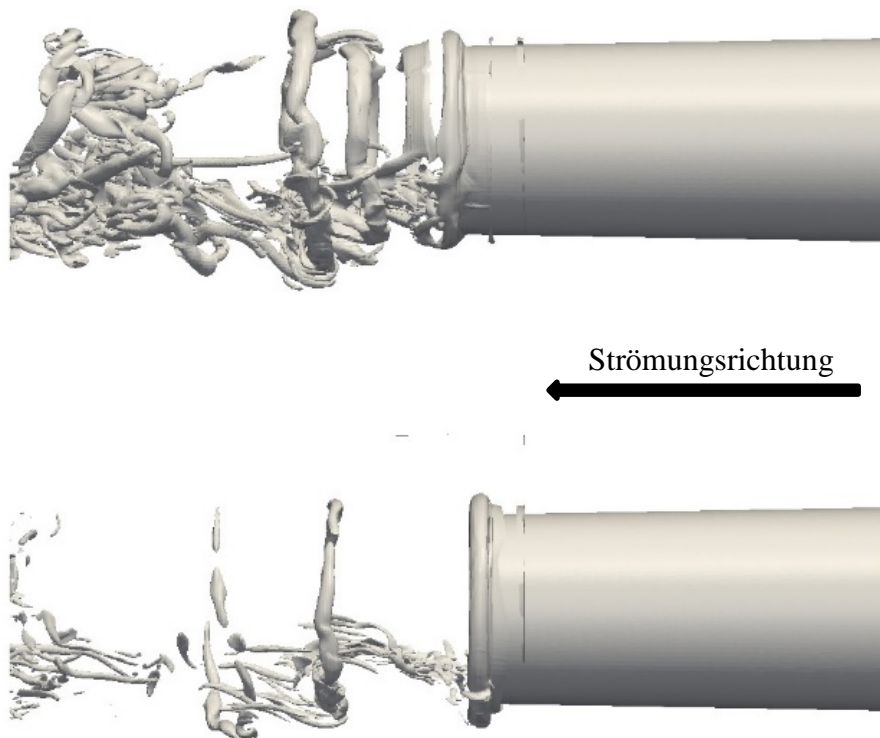


Abbildung 8-13 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 20 ms

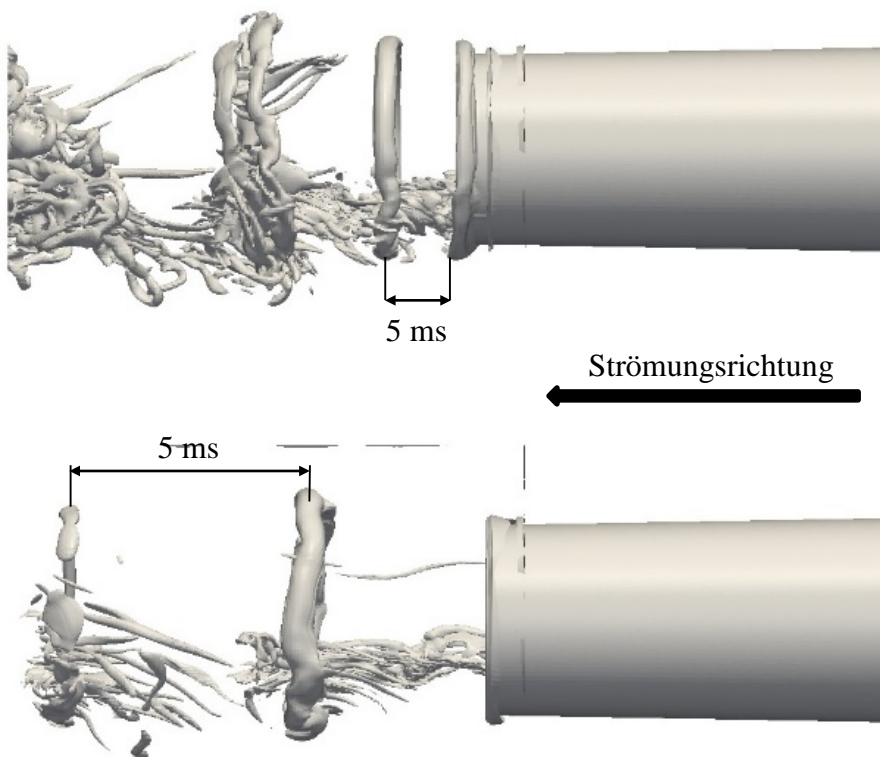


Abbildung 8-14 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 25 ms

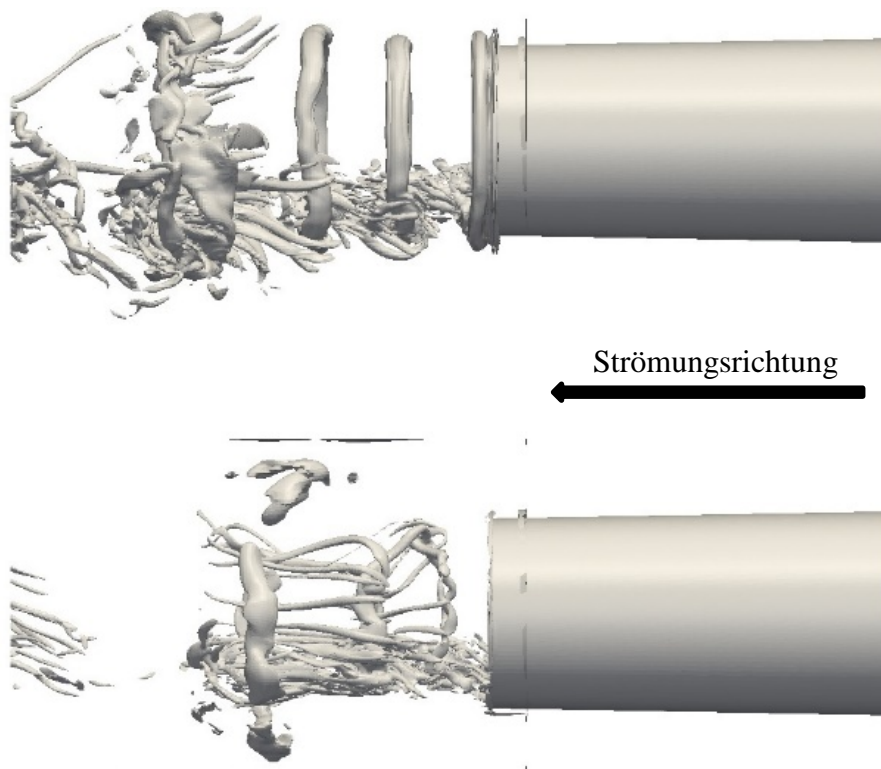


Abbildung 8-15 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 30 ms

8.1.2.2 Isoflächen der Vortizität bei Öleindüsung

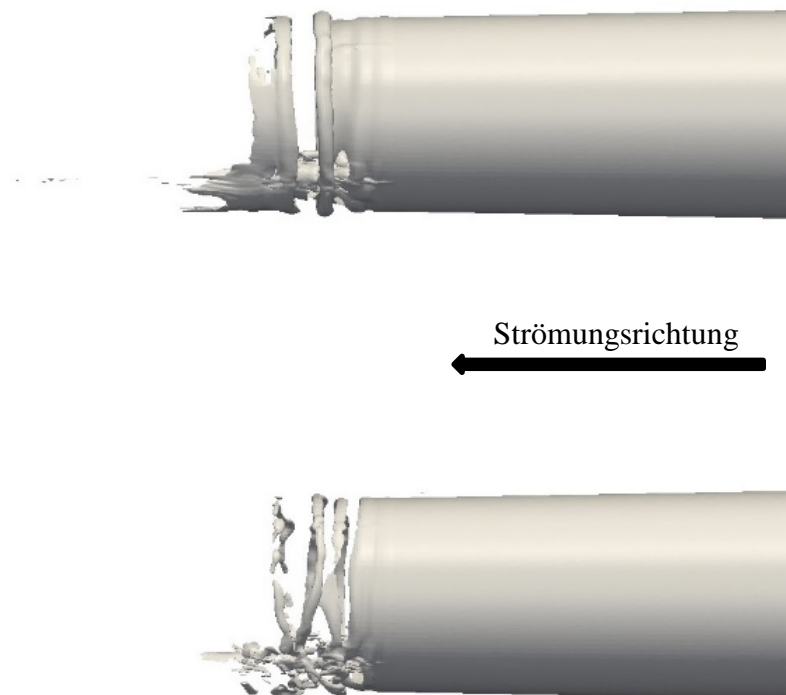


Abbildung 8-16 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 5 ms

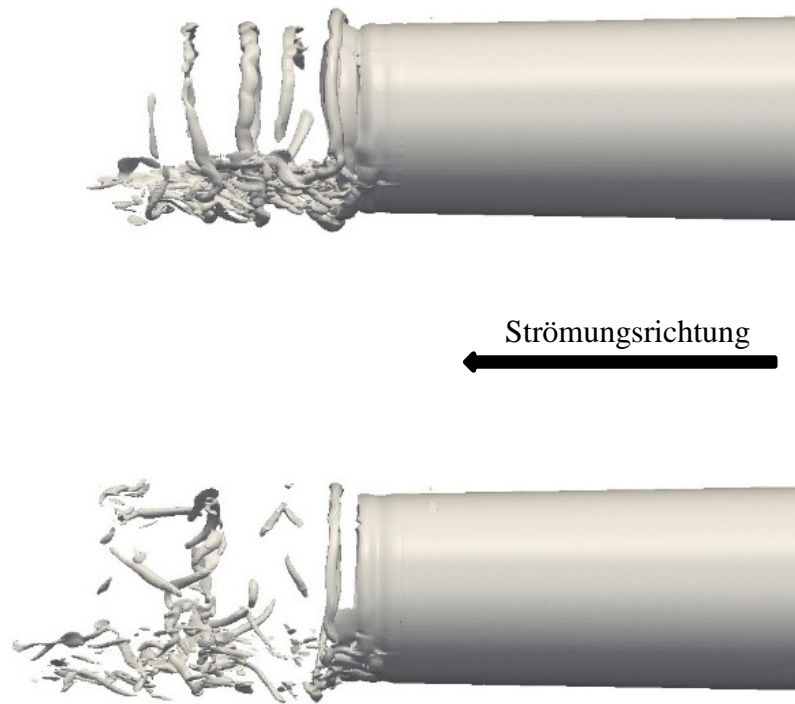


Abbildung 8-17 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 10 ms

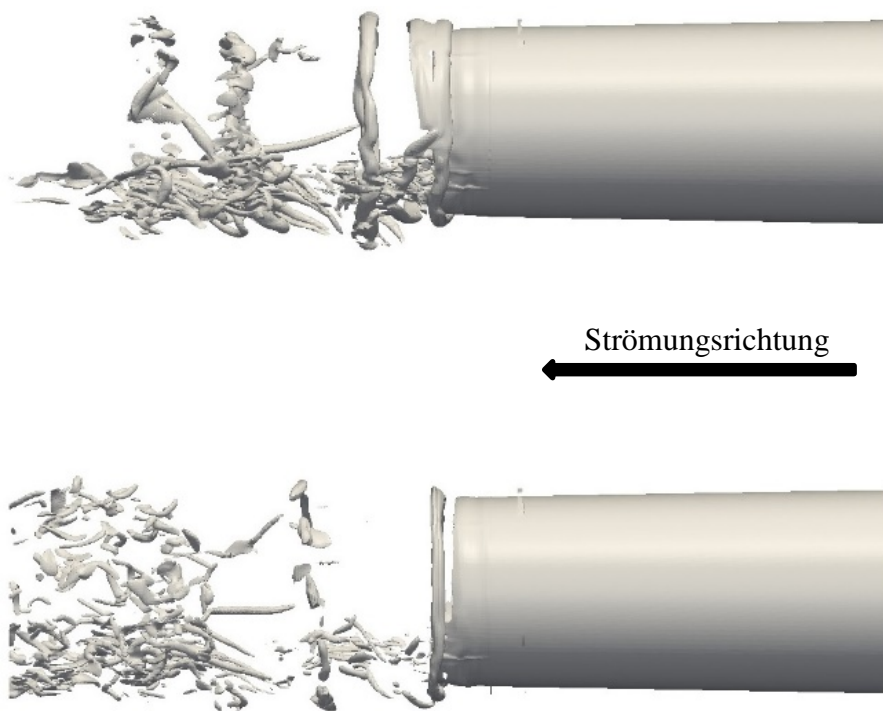


Abbildung 8-18 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 15 ms

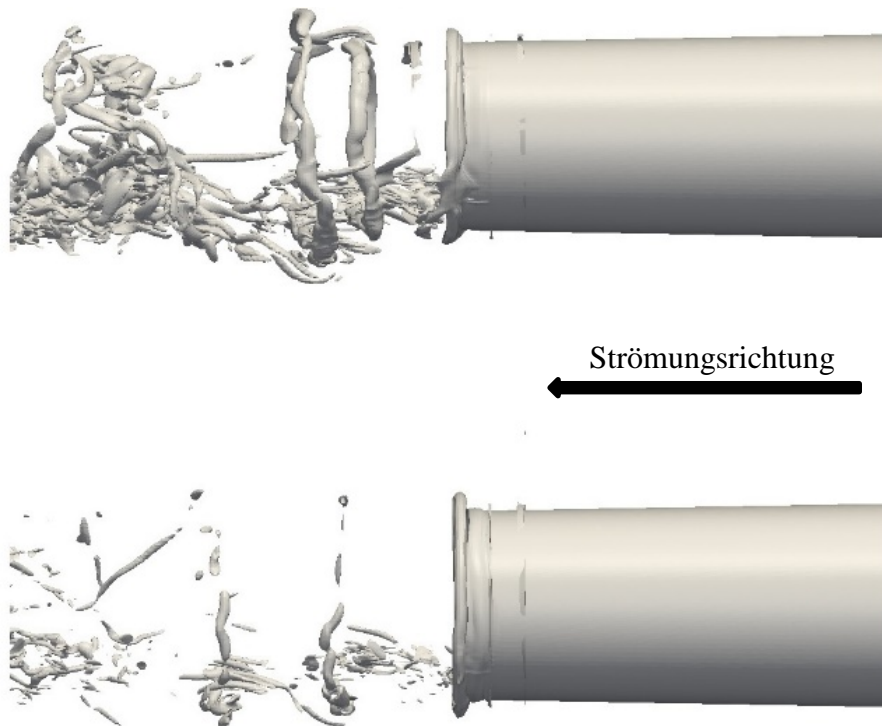


Abbildung 8-19 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 20 ms

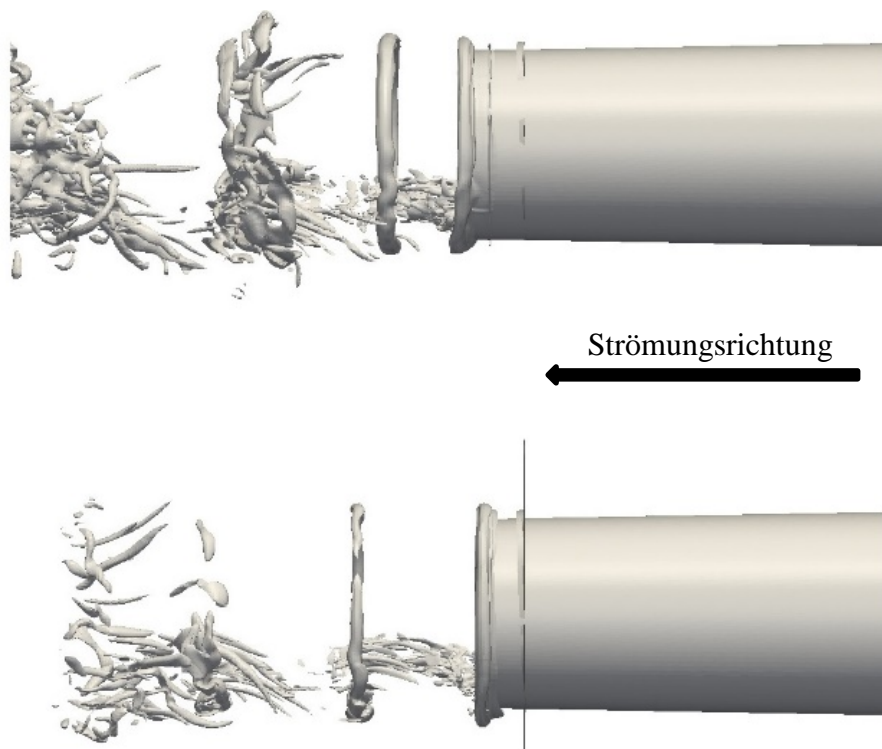


Abbildung 8-20 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 25 ms

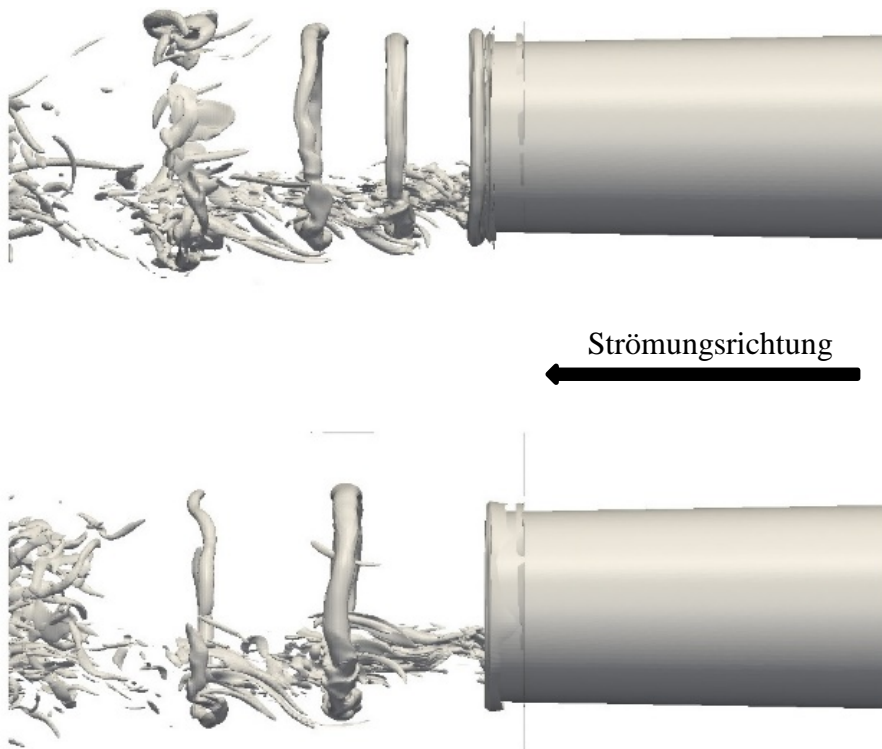
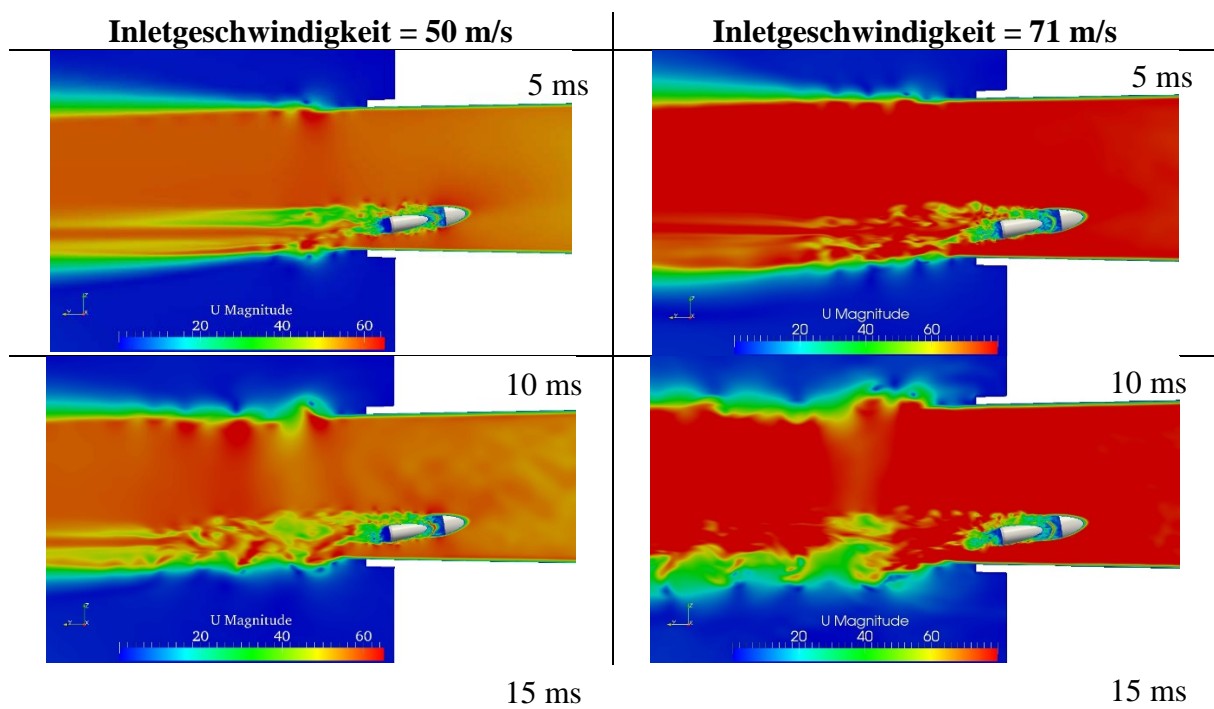


Abbildung 8-21 Isoflächen der Vortizität bei 50 m/s (oben) bzw. 71 m/s (unten) Inletgeschwindigkeit nach 30 ms

8.1.2.3 Vergleich der Geschwindigkeitskonturplots



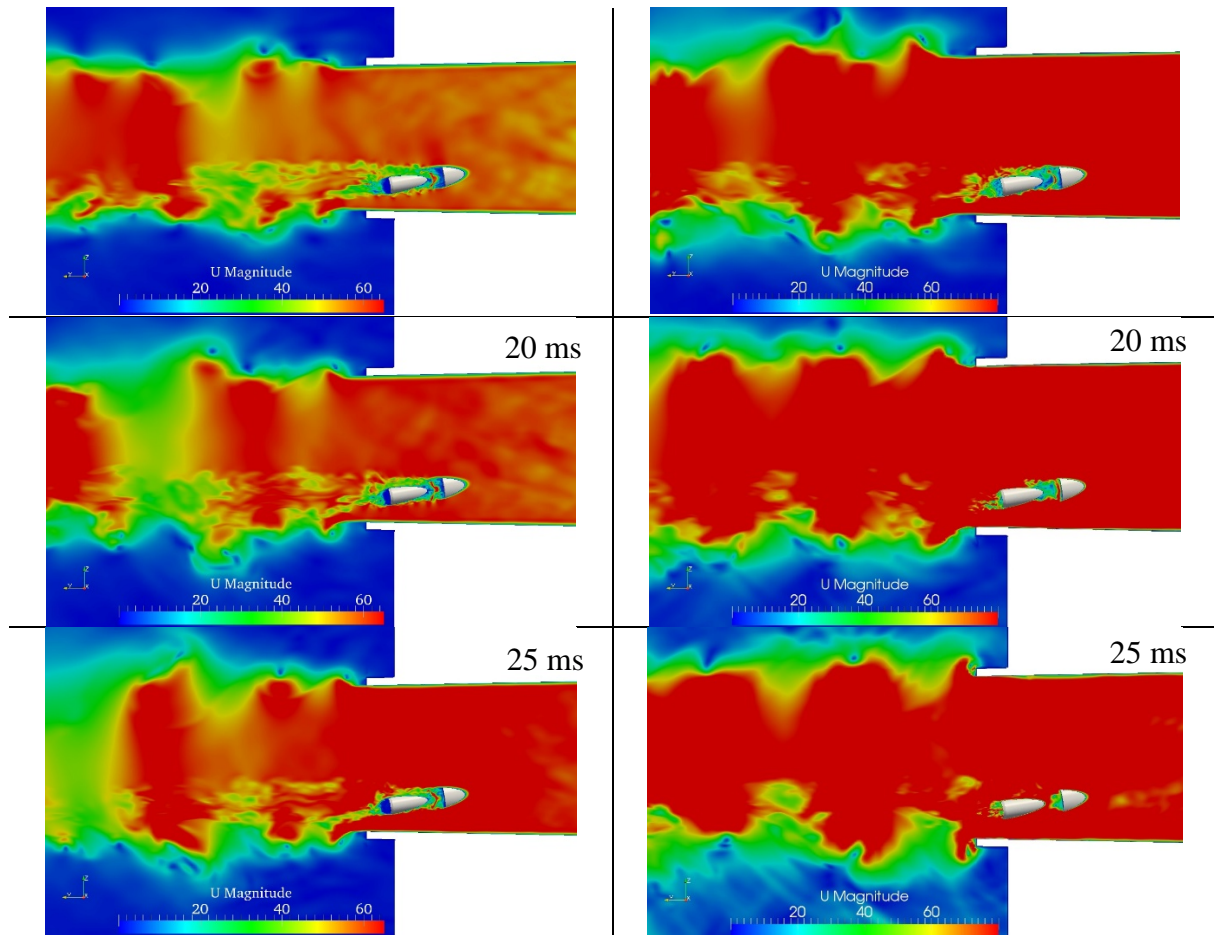


Abbildung 8-22 Geschwindigkeitskonturplots bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit (rechts)

Im Geschwindigkeitsfeld Abbildung 8.22 ist auch die periodische Charakteristik in beiden Fällen erkennbar. Nach der Öllanze sind die Geschwindigkeitsschwankungen am größten, die im unteren Bereich der Domäne in Strömungsrichtung ausbreiten. Im Hauptströmungsbereich die Beschleunigung und Verzögerung der Luft kann eine signifikante Auswirkung auf den Zerstäubungsprozess ausüben. Die Flüssigkeit wird in eine Zone eingeführt, wo die kleinere Wirbelstrukturen dominieren. Der Zerfall findet zuerst hier statt, dann wird von den größeren Wirbel und Hauptströmung transportiert. Wegen dieser erheblichen instationären Wechselwirkung kann eine stationäre Zerstäubung wahrscheinlich nicht entstanden.

8.2 Vergleich der Ergebnisse mit Experimenten

Die folgenden experimentellen Untersuchungen wurden von Dr. Jozsef Nagy mit Hilfe eines einfachen Modells im Labormaßstab Abbildung 8.22 durchgeführt. Laut der Beschreibung wurden eine Luftgeschwindigkeit von ~ 35 m/s und Öl als zerstäubende Flüssigkeit gewählt. Trotz der Unterschiede zwischen Simulation und Messung, ist eine Übereinstimmung ersichtlich. In der Messung kann beobachtet werden, dass der Ölfaden mit einer bestimmten

Frequenz zerreißt. Um diese Frequenz zu bestimmen, kann man mit Hilfe der eingestellten Bildrate rate der Kamera eine grobe Schätzung durchführen. Die Bilder wurden mit einer frame rate von 2000 Hz aufgenommen. Als erstes Bild wurde der Ölzerfall gewählt, danach wurden die Bilder bis zum nächsten Ölzerfall gezählt. Daraus ergibt sich eine Frequenz für den Zerfall, deren Wert ungefähr 140 Hz beträgt. Dieser Wert ist nicht unmittelbar mit den Simulationen vergleichbar, weil die Geschwindigkeit der Hauptströmung deutlich anders ist. Jedoch liegt sie in der gleichen Größenordnung wie die simulierten Ablösfrequenzen. Die ringförmigen Wirbel, die in diesem Kapitel bereits vorgestellt wurden, können diese Pulsation verursachen. Eine genauere Datenanalyse wäre, wegen der niedrigen Speicherfrequenz der Ergebnisse und der kurzen Simulationszeit schwierig durchzuführen.

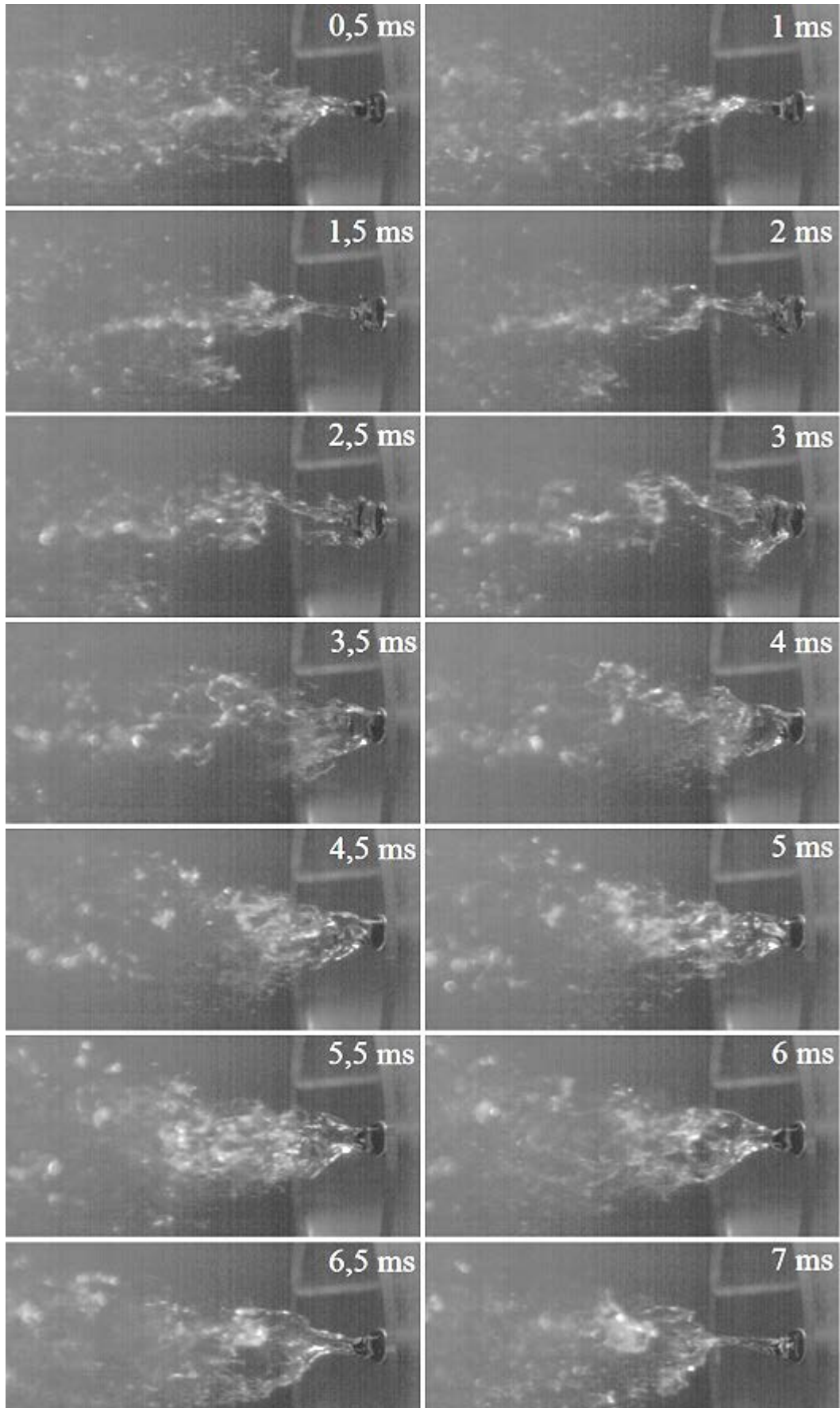


Abbildung 8-23 Experiment mit 35 m/s Luftgeschwindigkeit und Öleindüsung

8.3 Interpretation der Zerstäubung

Das Ziel der Mehrphasensimulationen war es, eine Tropfengrößenverteilung für jede Flüssigkeit und jeden Betriebspunkt zu bestimmen. Zur Bestimmung der Tropfendurchmesser, kann man von den Volumenanteilsdaten der Flüssigkeit ausgehen. In Abbildung 8.23 wurde dargestellt, welche Schwierigkeiten bei dieser Auswertungsmethode auftreten können. Wenn in einer Zelle der Flüssigkeitsvolumenanteil gleich 1 ist, ist die Zelle nur mit der Flüssigkeit ausgefüllt. Das bedeutet, dass bei dieser Zelle ein Tropfen existieren muss, und der Rand des Tropfens irgendwo in den benachbarten Zellen ist. Die Schwierigkeiten treten dann auf, wenn der Tropfen kleiner als eine Zelle ist. In diesem Fall (z.B. in Abbildung 8.23, wo $\alpha = 0,7$ ist) kann nicht eindeutig bestimmt werden, ob der Tropfen kleiner als die Zelle ist, oder ob zwei Partikelteile in der Zelle liegen. Möglicherweise wäre es mit Partikeltracking möglich, die einzelnen Tropfen zu bestimmen, wenn sie sich nicht mehr als eine Zelle in einem Zeitschritt weiterbewegen. Die Speicherfrequenz der Ergebnisse wurde wegen der beschränkten Speicherkapazität sehr niedrig gehalten. Deswegen, und auch weil die Tropfen sich deutlich mehr als eine Zelle zwischen den gespeicherten Zeitschritten bewegen, ist ein Partikeltracking bei der Auswertung nicht mehr möglich. Es wurde ein Code in Matlab geschrieben, mit dem die Bestimmung des Tropfendurchmessers angestrebt wurde. Das Programm läuft zuerst durch das Gitter und filtert die $\alpha = 1$ Volumenanteilsdaten heraus. Während der Simulationen ist die Öllanze mit der Flüssigkeit gefüllt. Diese Zellen werden nicht betrachtet. Dort können Tropfen nicht entstehen. Im folgenden Schritt werden jene Zellen, wo $\alpha = 1$ ist sowie die benachbarten Zellen analysiert. Ziel ist es, Zellen zu finden, wo sowohl der Volumenanteil der Flüssigkeit gleich 1 ist, als auch zumindest eine benachbarte Zelle vorhanden ist, die diese Bedingung erfüllt. Mit Hilfe der Zellgröße kann die Tropfengröße bestimmt werden. Diese Methode kann grundsätzlich funktionieren. Im Rahmen dieser Arbeit war es aber nicht möglich, das Programm zu optimieren, da die Laufzeit zu lang war und die Gitterauflösung zu grob war, was zu praktisch unauswertbaren Tropfenformen führte. Abbildungen 8.24-8.40 stellen die Isoflächen des Volumenanteils der Flüssigkeit dar. Auf jedem Bild werden gleichzeitig die α -Werte von 50 m/s- und 71 m/s-Inletgeschwindigkeit dargestellt. Das obere Ergebnis gehört in jeder Abbildung zur Luftgeschwindigkeit von 50 m/s. Für jede Eindüsung wurde der gleiche $\alpha = 0,01$ -Wert verwendet.

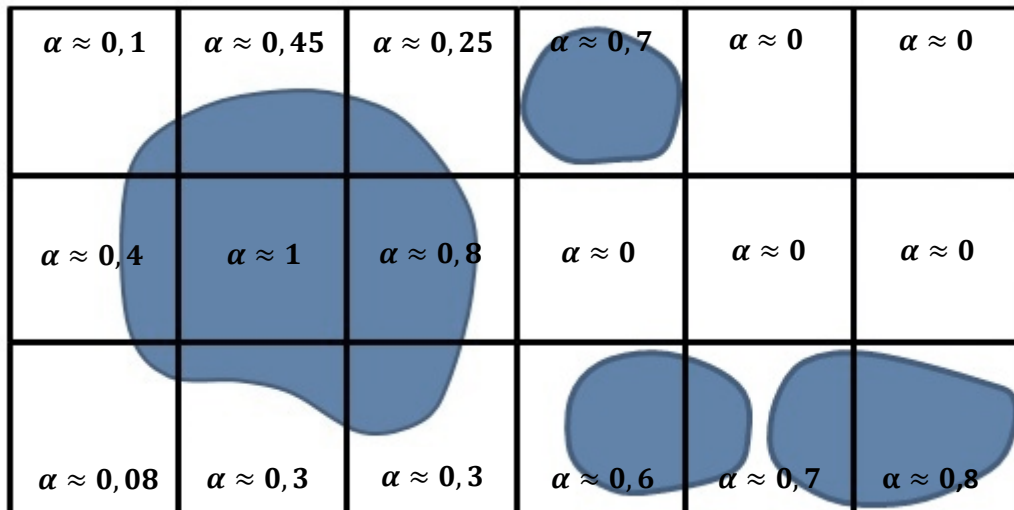


Abbildung 8-24 Variationen möglicher Volumenanteilverteilung der flüssigen Phase

8.3.1 Isoflächen des Phasenanteils bei Wassereindüsung

In Abbildung 8.25 sind die Isoflächen des Volumenanteils des Wassers von 1 ms bis 10 ms dargestellt. Im vorigen Kapitel wurden die durchströmenden Wirbel analysiert. Es ist zu erwarten, dass der erste Wirbel nach 10 ms entsteht. Die Wasserverteilung in der Kammer ergibt keine signifikante Störung. Es ist sichtbar, dass das Wasser das Outlet bei höherer Inletgeschwindigkeit schneller erreicht. Beim Outlet treten keine sichtbaren, numerischen Störungen wegen der Randbedingungen auf. In Abbildung 8.26 treten zum ersten Mal sichtbare Unterschiede zwischen den Fällen von 50 m/s und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit auf. Bei der niedrigeren Geschwindigkeit ist die Wasserverteilung ähnlich wie ein Freistrah, hingegen treten bei hoher Geschwindigkeit stärkere Störungen auf. Bei 6 ms zerreißt der Wasserstrahl aufgrund der Wirbelbewegungen, die bei höheren Gasgeschwindigkeiten stärker sind. In Abbildung 8.26 ist der zweite Zerfall des Wasserstrahles bei 13 ms ersichtlich. Ab diesem Zeitpunkt sind die Wirbel ausgebildet. Dieses Intervall (7 ms) entspricht mit den Messungen. Die anfängliche laminare Strömung der Flüssigkeit wurde beendet. In der Wasserverteilung kann die Wirbelbewegung berücksichtigt werden. Größere Unterschiede treten in Abbildung 8.27 nach 22 ms auf. Es ist ersichtlich, dass sich die Wasserpartikel bei höheren Geschwindigkeiten in einem breiteren Teil des Strömungsgebietes bewegen. In Abbildungen 8.27-8.28 ist der starke Einfluss der Wirbel in der Wasserverteilung sichtbar. Bei 30 ms tritt unmittelbar vor der Öllanze eine starke Rückströmung auf. Die Simulation wurde nicht lange genug durchgeführt, um einen numerischen Fehler ausschließen zu können. Die Residuen wiesen keine numerische Instabilität auf.

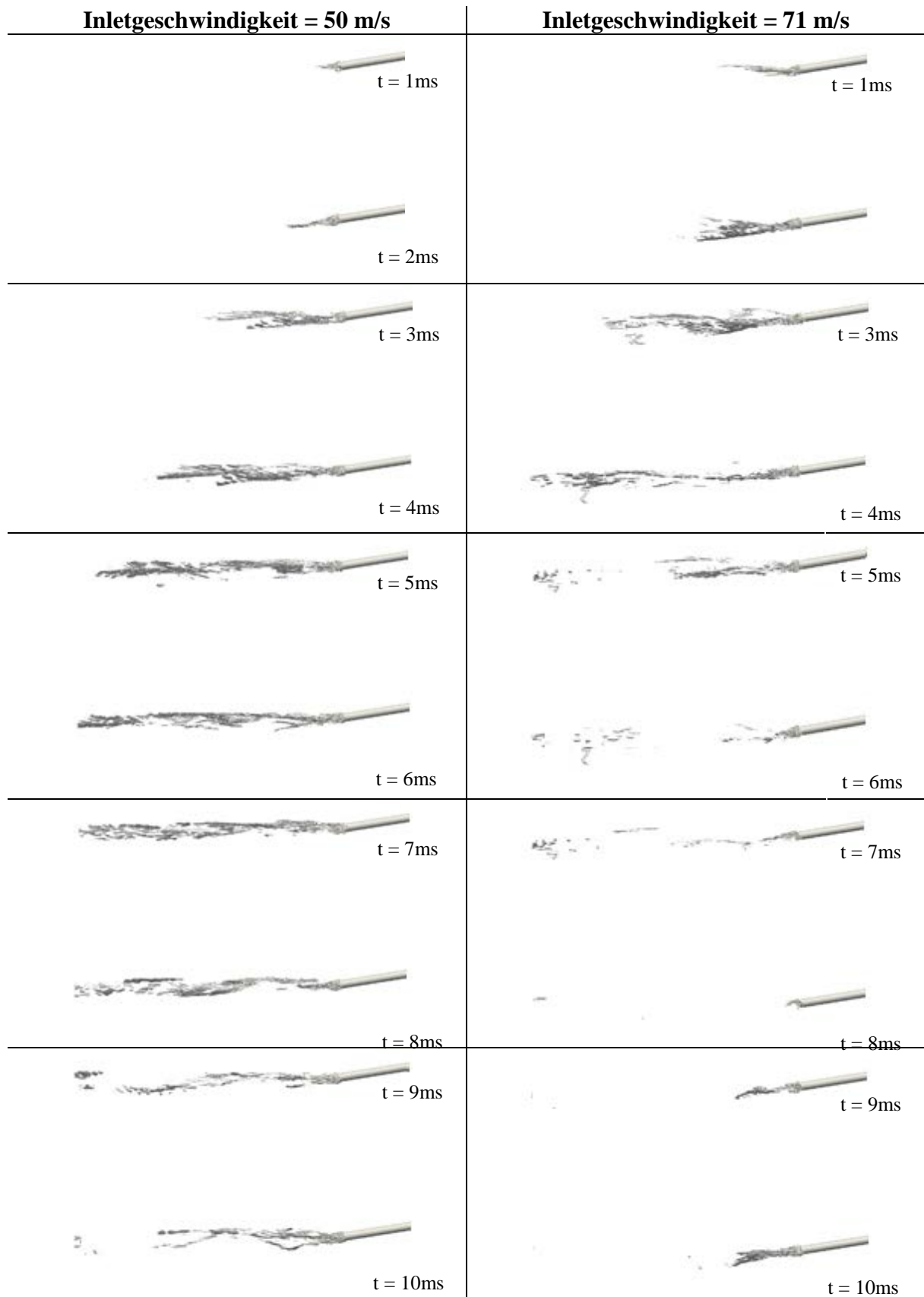


Abbildung 8-25 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) zwischen 1 ms und 10 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

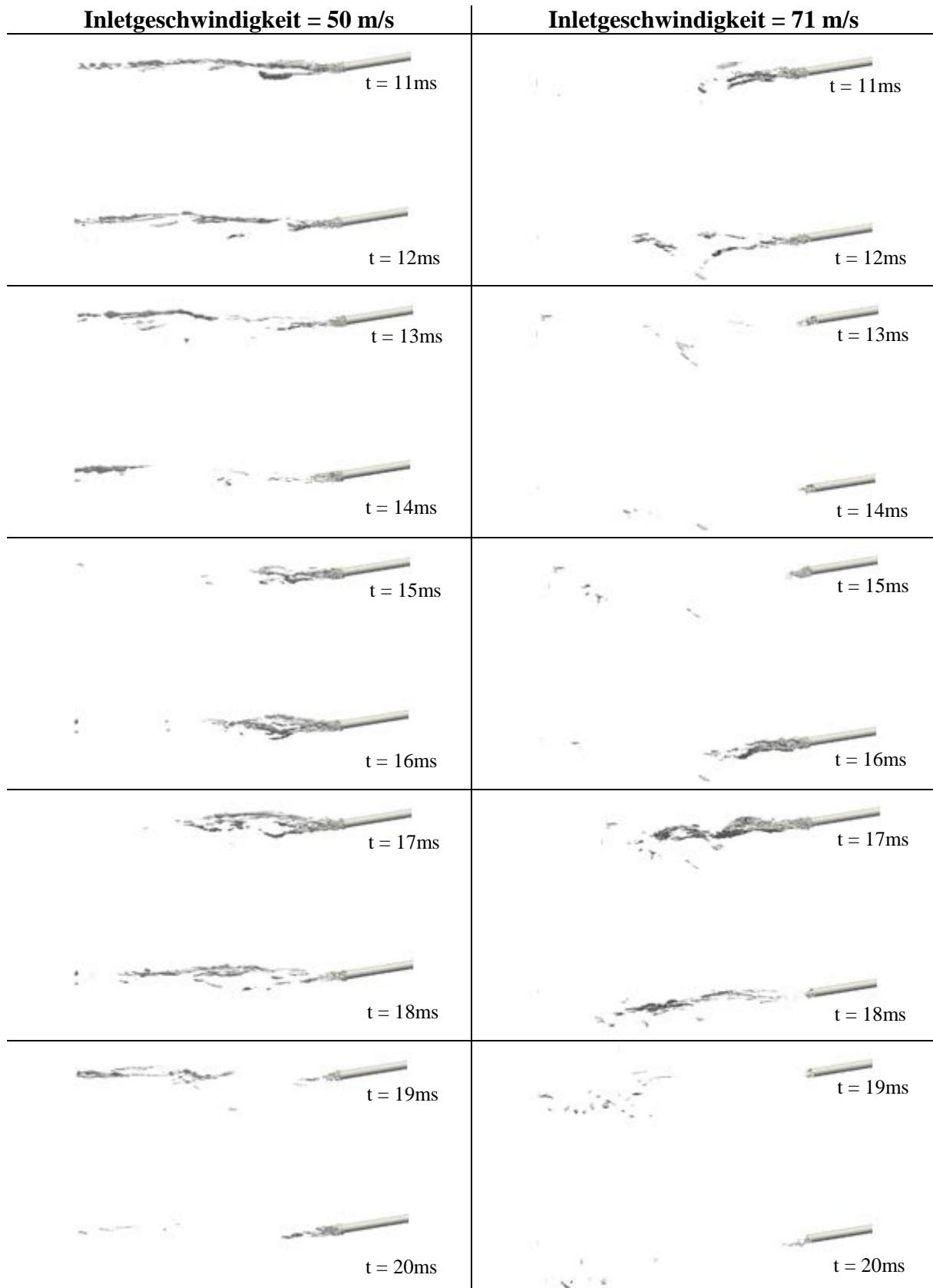


Abbildung 8-26 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) zwischen 11 ms und 20 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

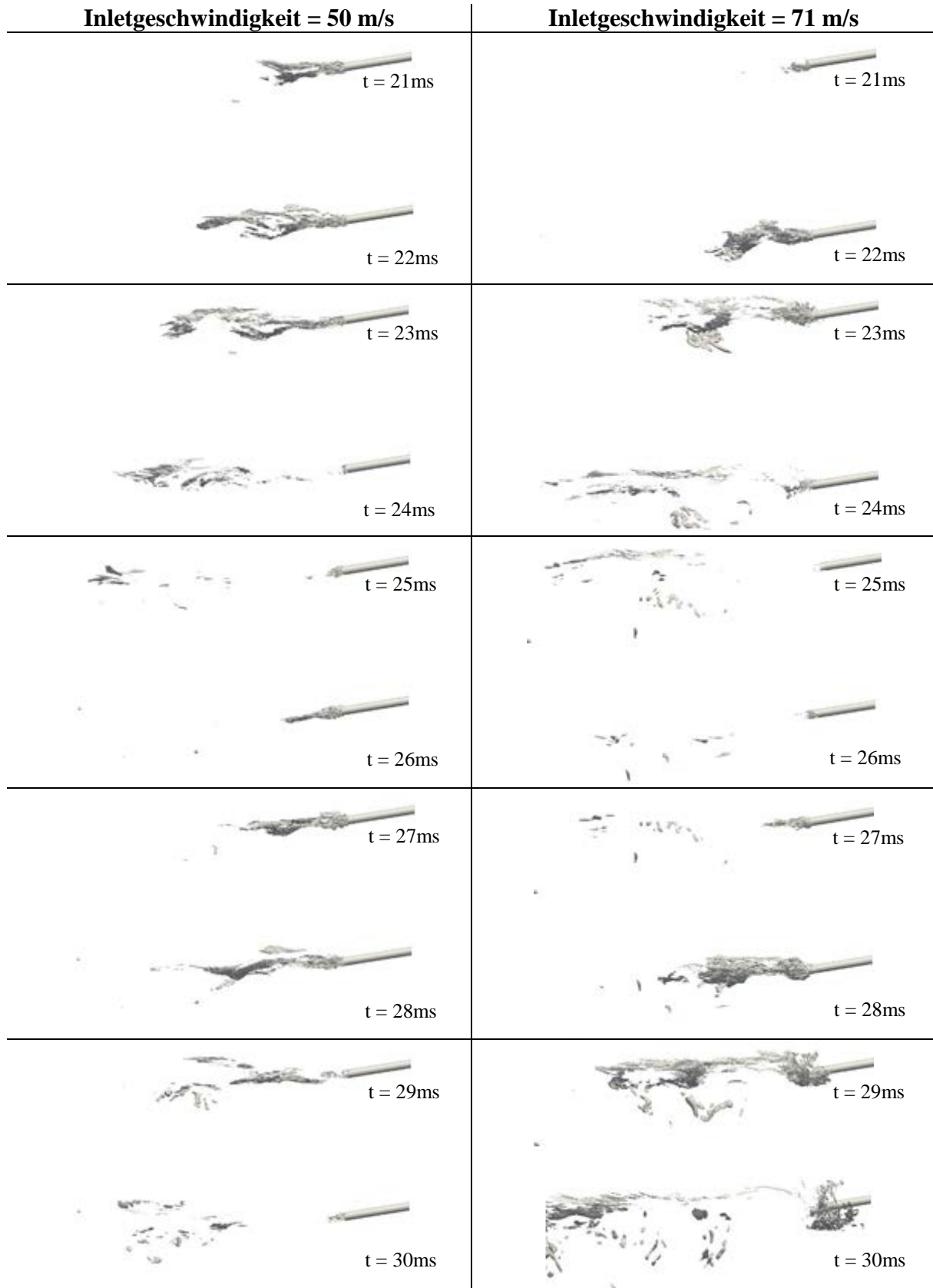


Abbildung 8-27 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) zwischen 21 ms und 30 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

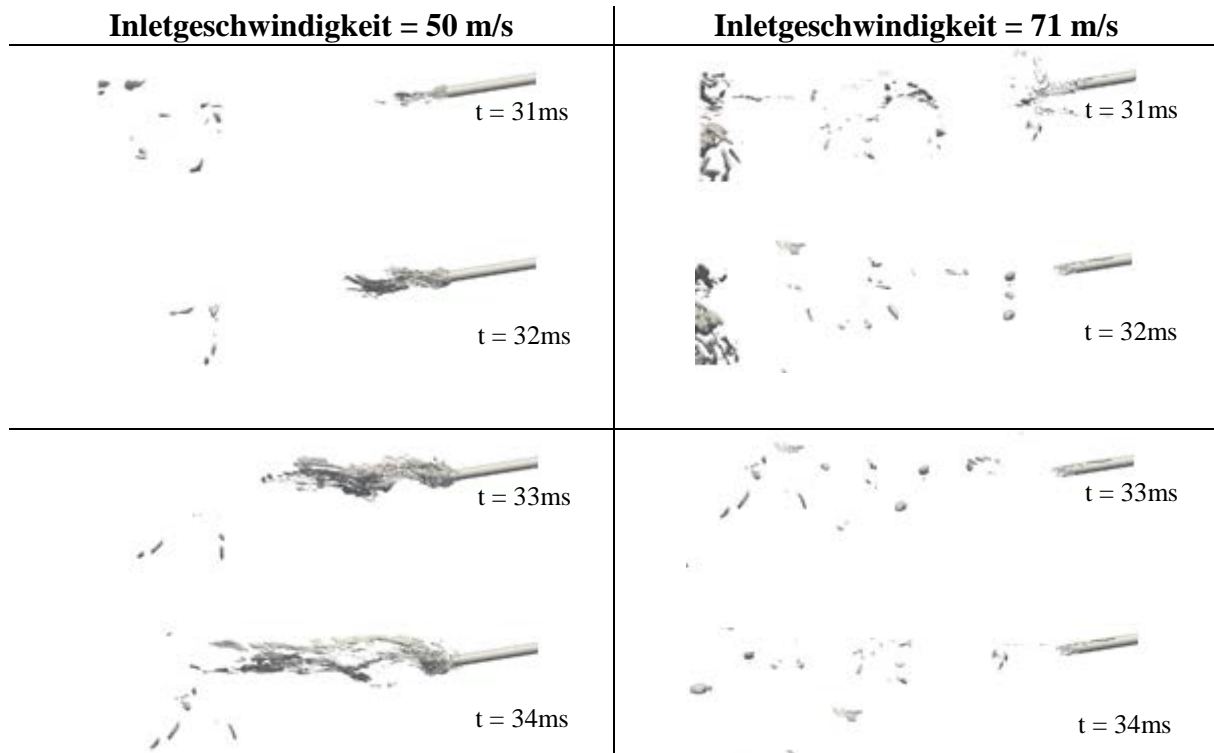


Abbildung 8-28 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) zwischen 31 ms und 34 ms, bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

Wenn die Isoflächen mit der Geschwindigkeit eingefärbt werden (Abbildung 8.29), kann eine starke unregelmäßige Geschwindigkeitsverteilung beobachtet werden. Bei der Eindüsung wird die Flüssigkeit mit einer Geschwindigkeit von 1,7 m/s eingeströmt, danach durch den Impulsaustausch sehr stark auf die Luftgeschwindigkeit beschleunigt. Bei den zwei Eindüsungsfällen kann auf den Isoflächen in der Geschwindigkeit von 30 bis 50 m/s Unterschiede beobachtet werden. Die Isoflächen gehören zum Zeitpunkt 20 ms.

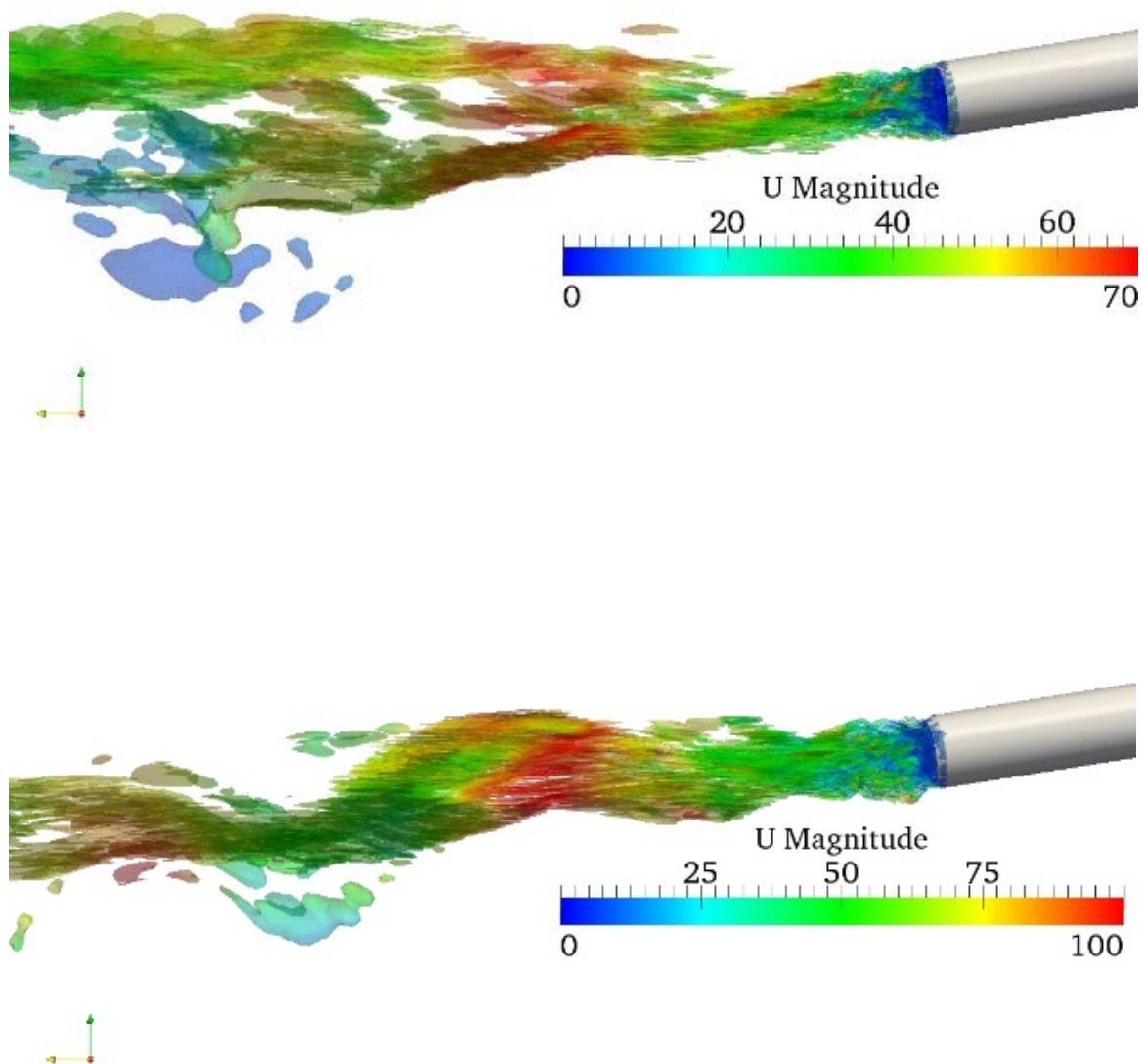


Abbildung 8-29 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Wasser) mit Geschwindigkeit eingefärbt bei 50 m/s (oben) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

Abbildung 8.28 stellt den Massenstrom auf dem Inlet- und Outletsflächen dar. Der Massenstrom der Einströmung wurde bei jedem Fall konstant gehalten, trotzdem finden bei der Ausströmung Schwankungen statt. Bis 10 ms weist der Massenstrom auf dem Outlet eine abnehmende Tendenz bezüglich Einströmung auf. Das bedeutet, dass mehr Flüssigkeit in die Domäne einströmt als aus der Domäne ausströmt. Ab 10 ms bilden sich die Schwankungen aus, deren Frequenz gleich mit der Wirbelfrequenz ist. Bei 71 m/s Luftgeschwindigkeit existieren Zeitintervalle, wo die Ausströmung größer ist als die Einströmung. Dieses Diagramm beweist, dass bis zu dem in der Simulation untersuchten Zeitpunkt 34 ms keine

stationäre Lösung entsteht. Zusätzlich kann auch Flüssigkeit wegen den grobes Netzes und sehr feine Tröpfchen dissipiert werden (Subgrideffekte).

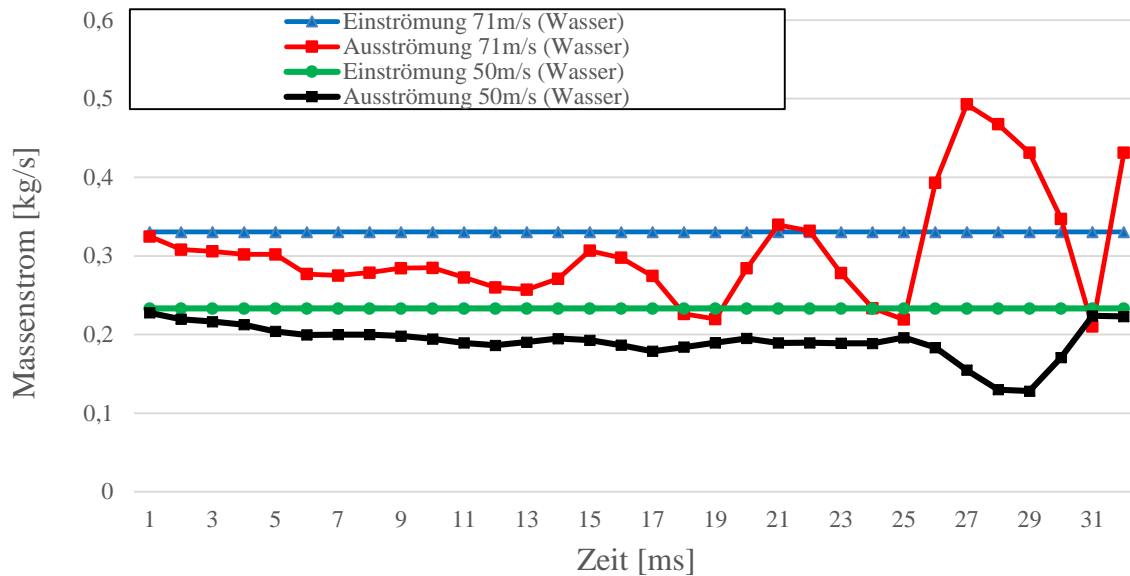


Abbildung 8-30 Ein- und ausströmender Massenstrom bei 50 und 71 m/s (Wasser)

8.3.2 Isoflächen der Phasenanteile bei Ethylenglycol

Die Anfangsphase der Ethylenglycoleindüsung ist ähnlich wie bei Wasser. Es wurde trotzdem ein Unterschied zwischen Abbildung 8.24 (Wasser) und 8.31 (Ethylenglycol) festgestellt. Bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit weist das Ethylenglycol im Vergleich mit dem Wasser eine größere, zusammenhängende Isofläche auf. Diese Differenz veranschaulicht das unterschiedliche Zerstäubungsverhalten der Flüssigkeiten mit unterschiedlicher Viskosität. Bei Ethylenglycol tritt der erste instationäre Effekt bei der höheren Geschwindigkeit nach 8 ms auf. Dies ist in Abbildung 8.31 ersichtlich. Die erste Störung bei geringer Geschwindigkeit scheint zuerst nach 18 ms auf. Sie steht in Zusammenhang mit der in 8.1.2.1 bestimmten Wirbelfrequenz. Der Einfluss der Wirbel auf die Ethylenglycolverteilung ist stärker als er bei Wasser war. Dies ist in Abbildungen 8.32-8.34 ersichtlich. Die in 8.3.1 erwähnte Rückströmung entsteht in diesem Fall auch, aber zu einem früheren Zeitpunkt, nämlich nach 24 ms. In Abbildung 8.34 bemerkt man eine große Differenz im Eindüsungswinkel der Einlochdüse zwischen 50 m/s und 71 m/s. Bei höherer Geschwindigkeit ist die Differenz deutlich größer.

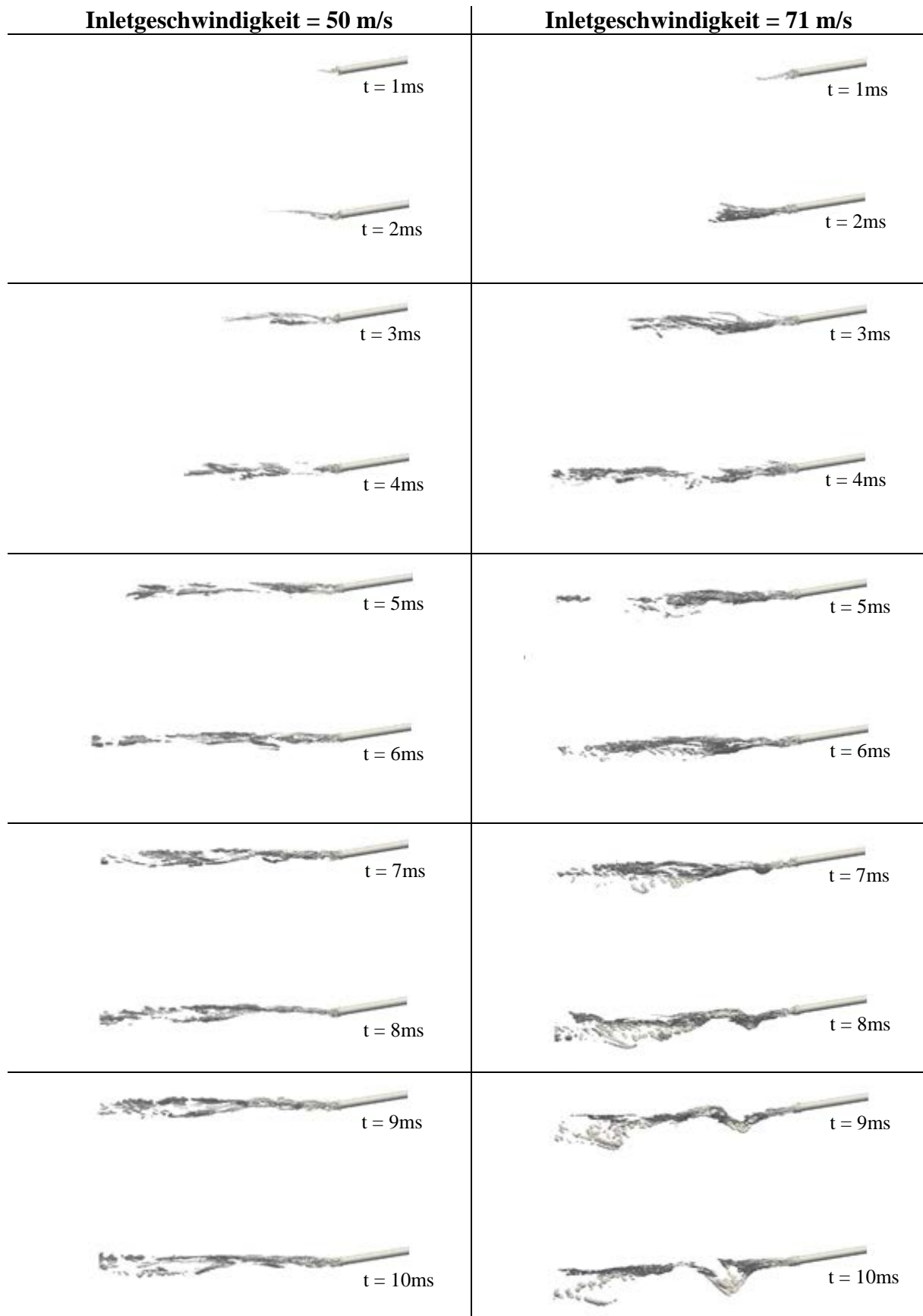


Abbildung 8-31 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) zwischen 1 ms und 10 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

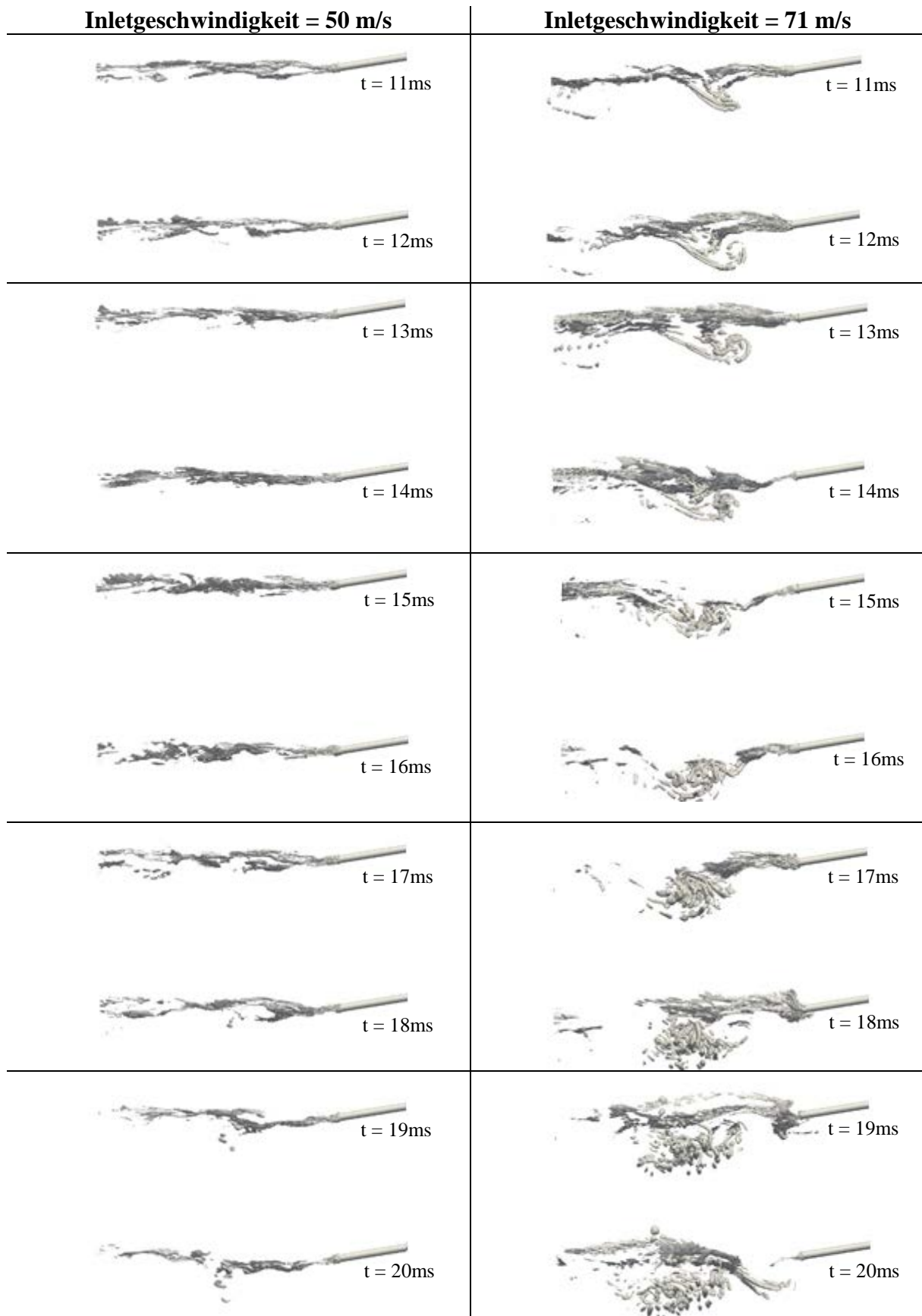


Abbildung 8-32 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) zwischen 11 ms und 20 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

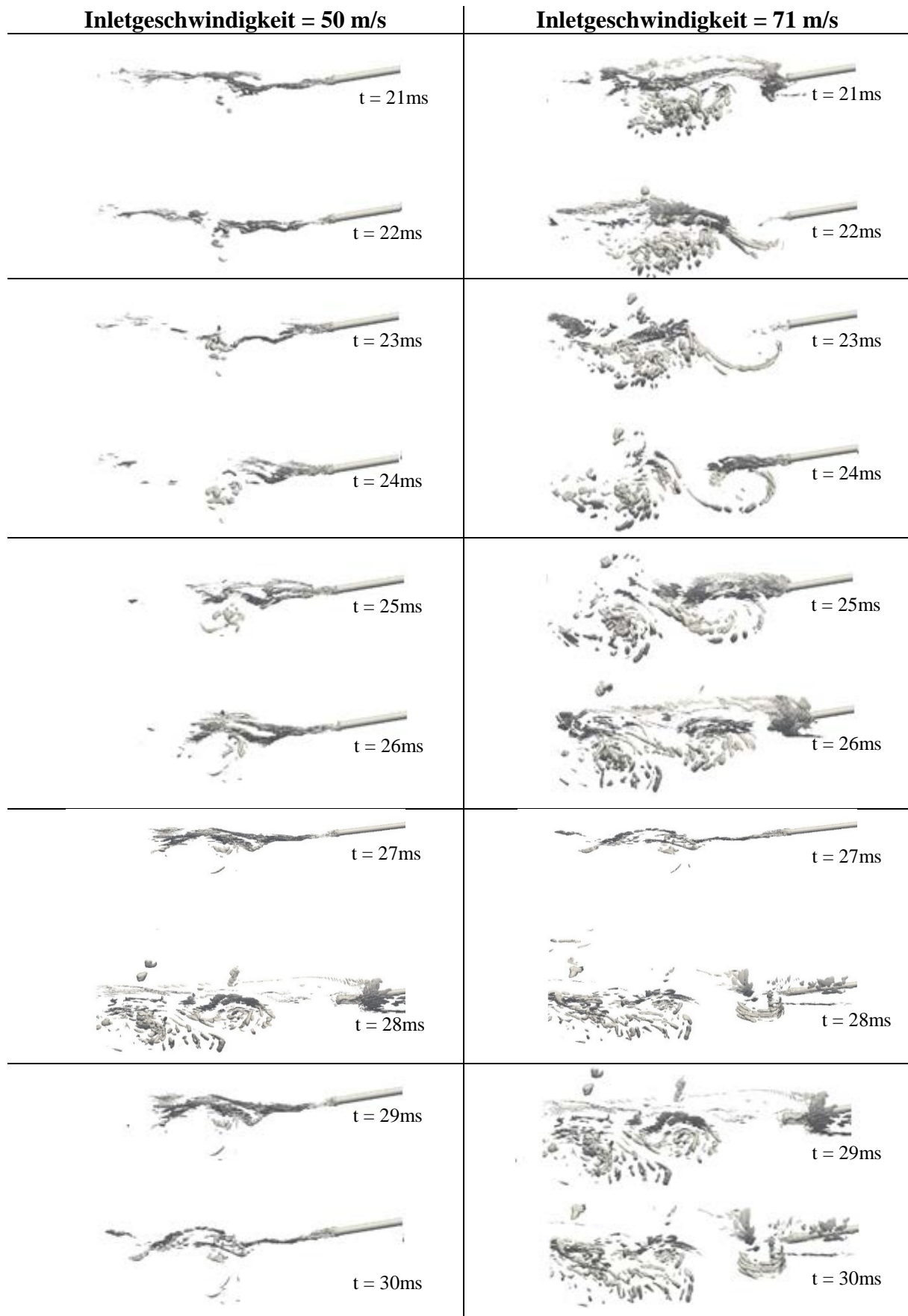


Abbildung 8-33 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) zwischen 21 ms und 30 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

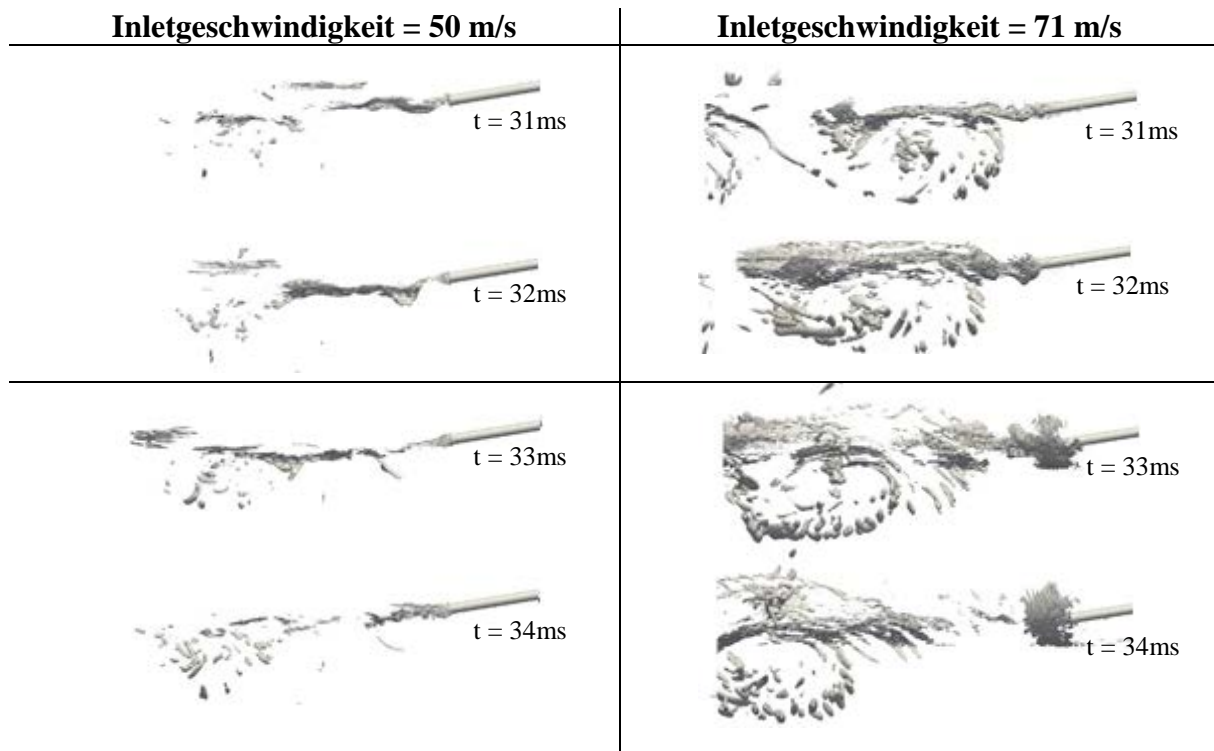


Abbildung 8-34 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) zwischen 31 ms und 34 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

Bei diesem Simulationsfall sind die eingefärbten Isoflächen in Abbildung 8.35 zu betrachten. Die zu 50 m/s Eintrittsgeschwindigkeit gehörende Geschwindigkeitsverteilung und Isofläche ist ähnlich wie in Abbildung 8.29. Bei der Ethylenglycoleindüsung kann der Einfluß von den größeren Wirbel besser betrachtet werden, hauptsächlich bei 71 m/s Luftgeschwindigkeit. In dieser Zone, in der Nähe des Wirbelfadens, ist die Geschwindigkeit niedriger als in der Hauptströmung. Im früheren Kapitel wurde schon erwähnt, dass die eingedüste Flüssigkeit auf der Hauptströmung sehr geringe Auswirkung hat. Das wurde hier auch bewiesen, die Geschwindigkeit weist eine gleiche Verteilung auf als in Abbildung 8.29.

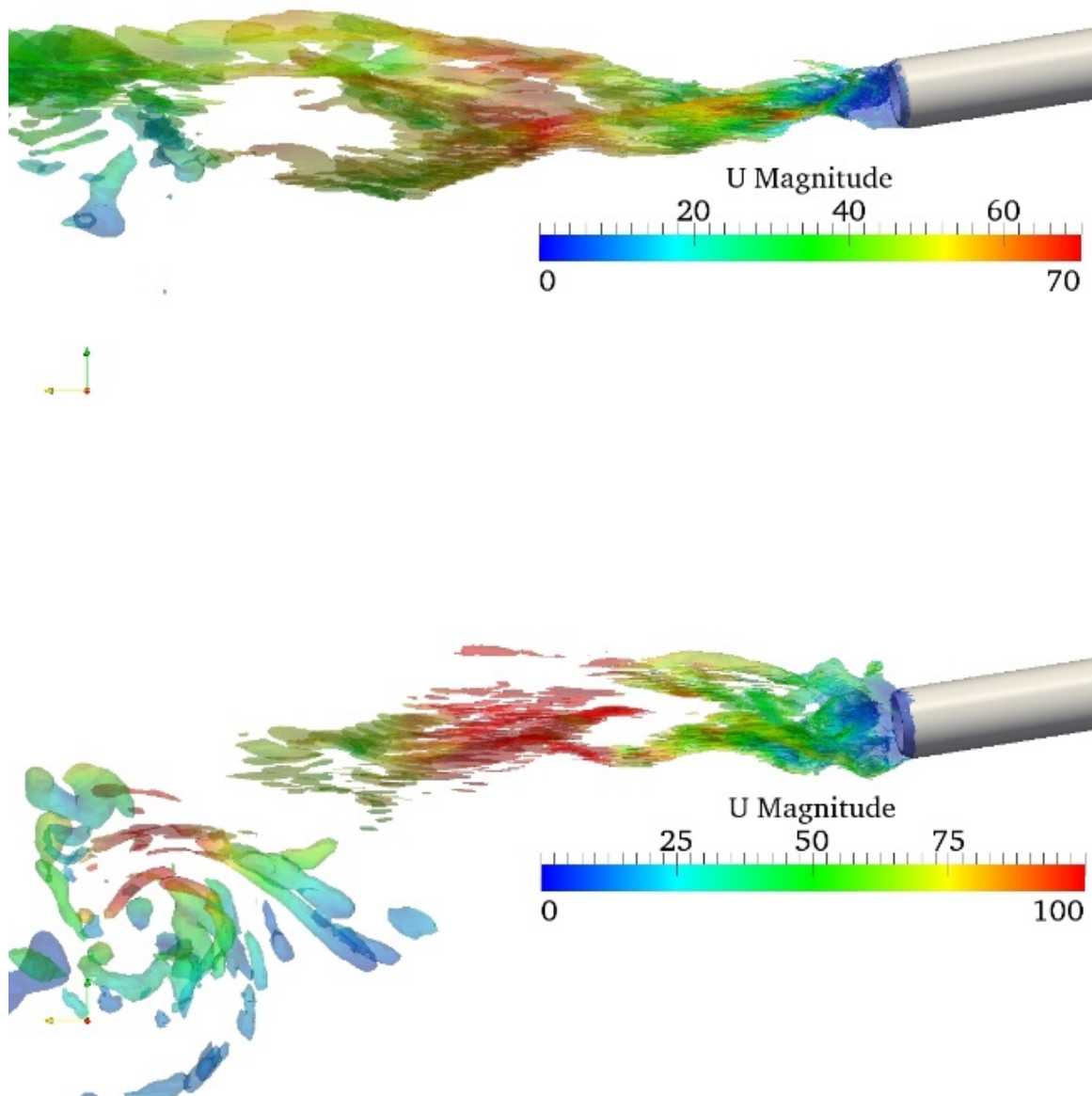


Abbildung 8-35 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Ethylenglycol) mit Geschwindigkeit eingefärbt bei 50 m/s (oben) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

Bei der Ethylenglycoleindüsung gibt es auch keine bestehende stationäre Lösung. In beide Fälle strömt mehr Flüssigkeit ein als aus, das heißt wegen der sehr kleinen Tröpfchen kann Flüssigkeit verloren werden. Während der Netzgenerierung wurde nicht berücksichtigt, dass eine große Flüssigkeitsmenge weit von der Raceway strömen kann. Außerhalb der Raceway ist das Netz deutlich gröber, obwohl die Zellgröße einen feinen Übergang hat. In diesem Bereich kann auch Flüssigkeit verloren werden. Die Unterschied zwischen Abbildung 8.30 (Wasser) und 8.36 (Ethylenglycol) ist nahezu vernachlässigbar.

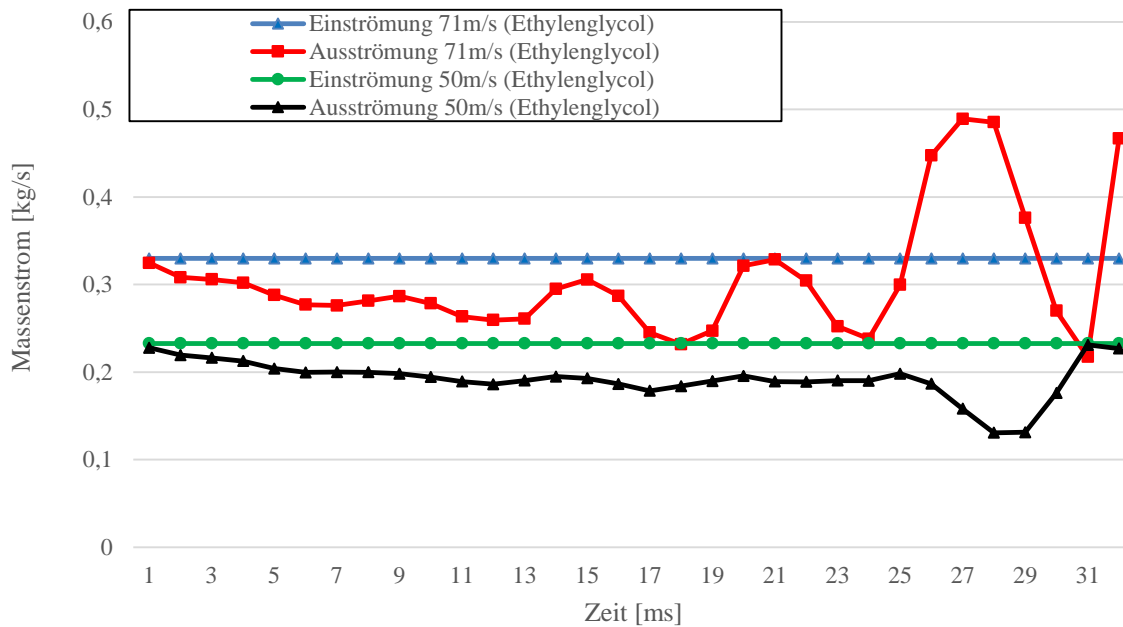


Abbildung 8-36 Ein- und ausströmender Massenstrom bei 50 und 71 m/s (Ethylenglycol)

8.3.3 Isoflächen der Phasenanteile bei Öleindüsung

Im Gegensatz zur vorherigen Ergebnisse, Abbildungen 8.36-8.39 zeigen für die zu $\alpha = 0,01$ gehörenden Isoflächen einen sehr engen Bereich für die Ölverteilung. Die ersten größeren Isoflächen sind nach 28 ms in Abbildung 8.40 entstanden. Der große Unterschied zwischen Öl- und Ethyleneglycolverteilung kann in der unterschiedlichen Viskosität und Oberflächenspannung begründet liegen. Auf diesem Ergebnis sieht man eindeutig, dass die Gitterauflösung nicht ausreichend ist. Von hochviskoser Flüssigkeit wurde ein niedrigerer Zerstaubungsgrad erwartet, was auf den Abbildungen 8.32-8.35 ersichtlich ist.

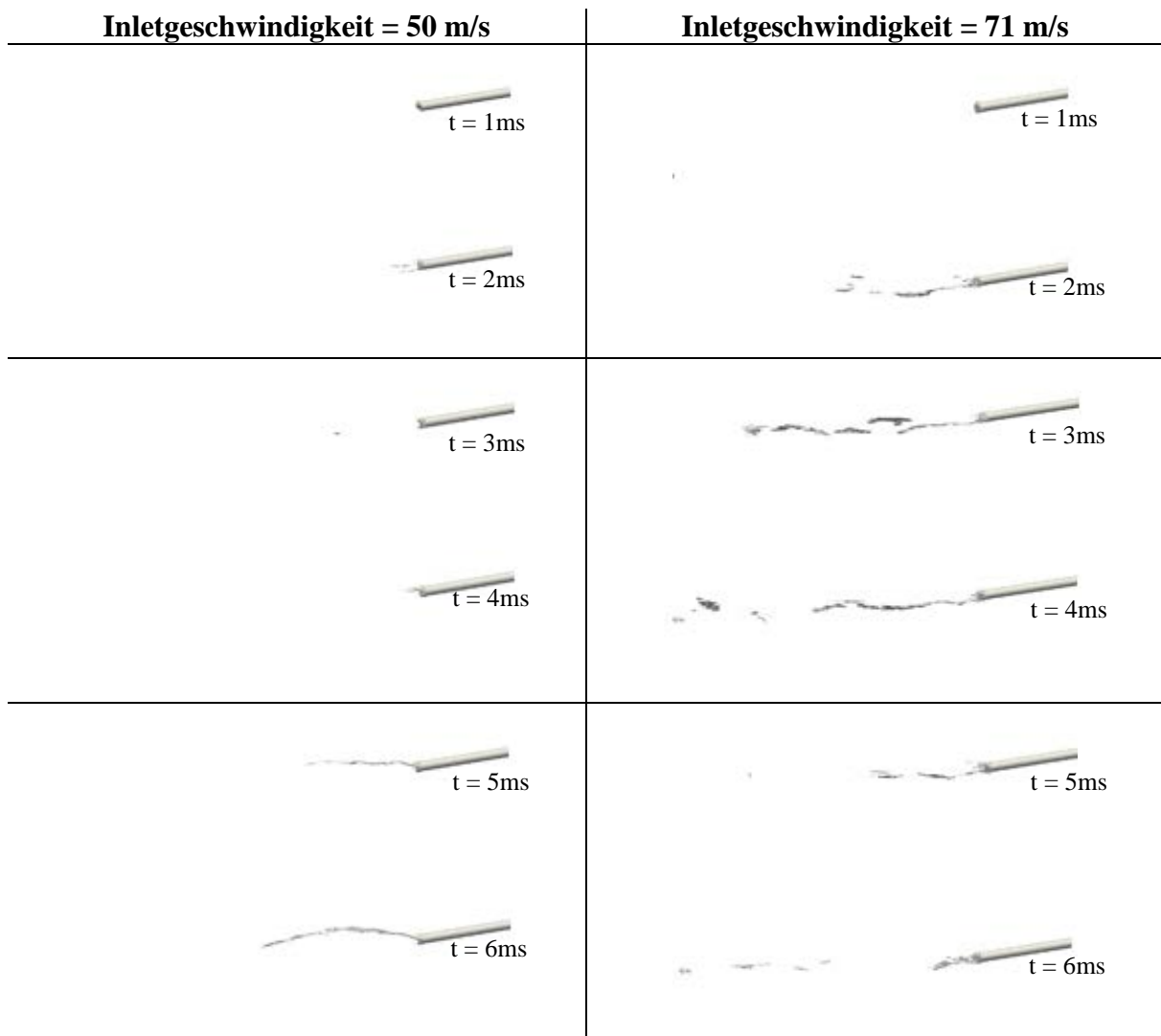


Abbildung 8-37 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) zwischen 1 ms und 6 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

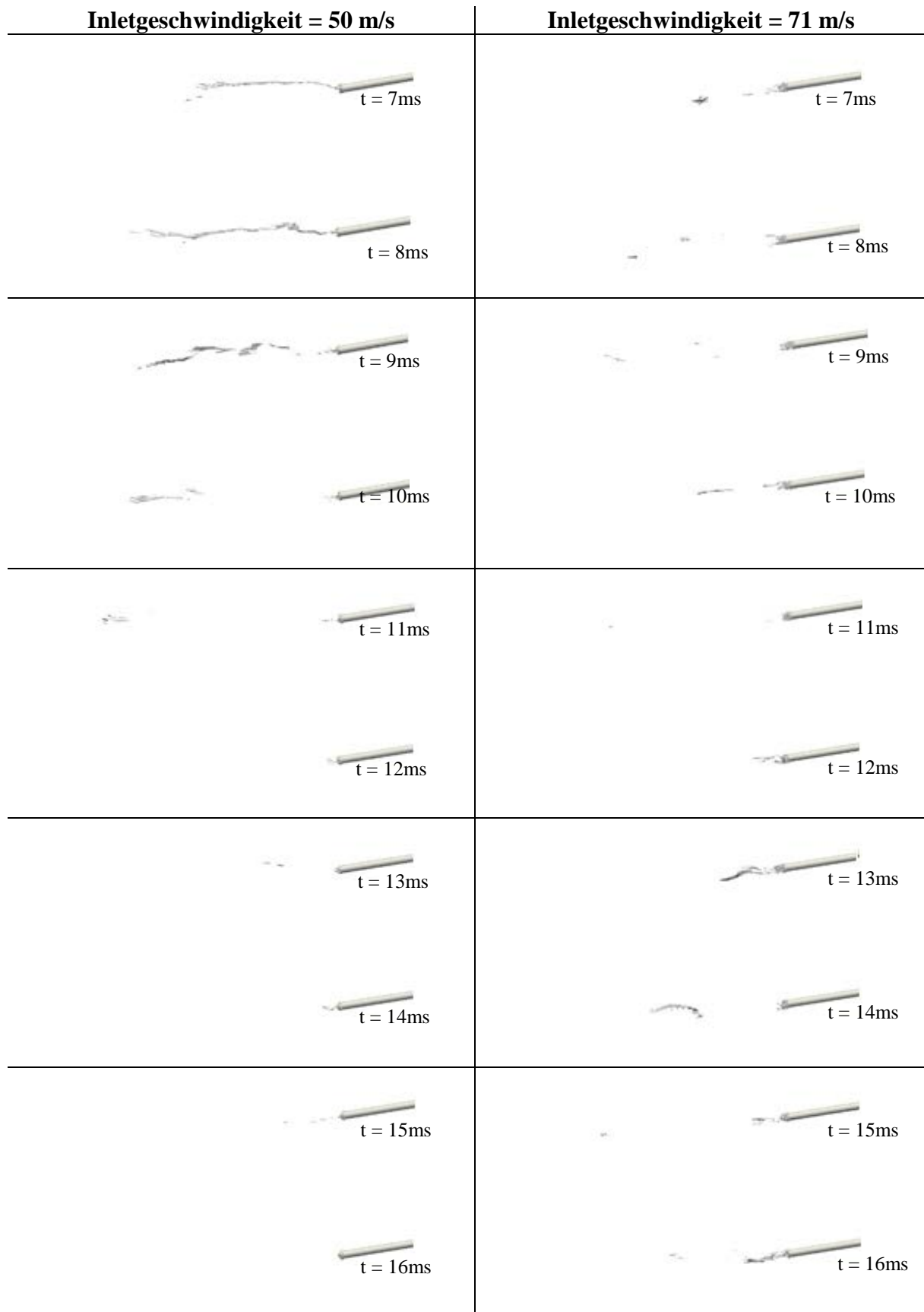


Abbildung 8-38 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) zwischen 7 ms und 16 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

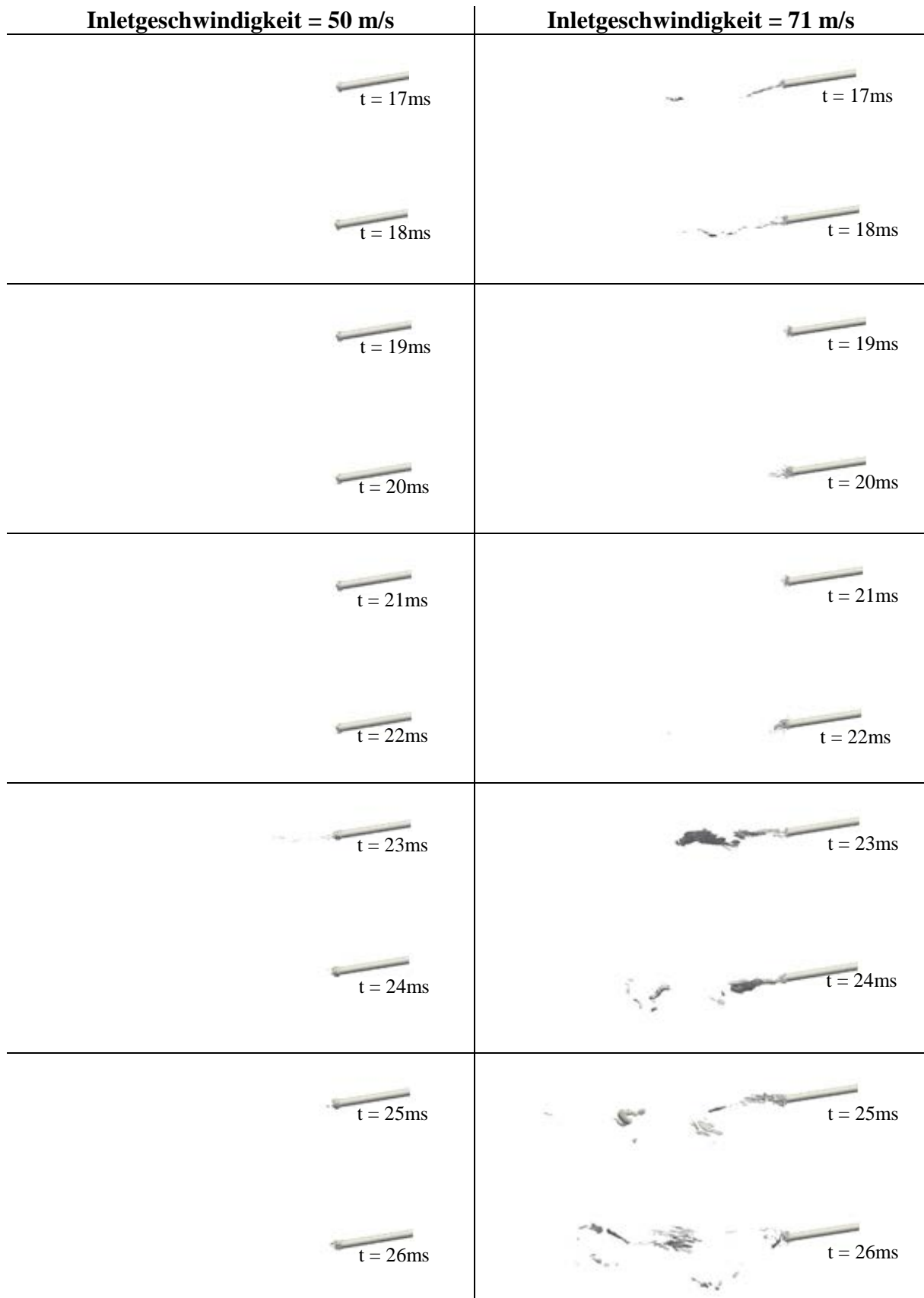


Abbildung 8-39 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) zwischen 17 ms und 26 ms, bei 50 m/s (links) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

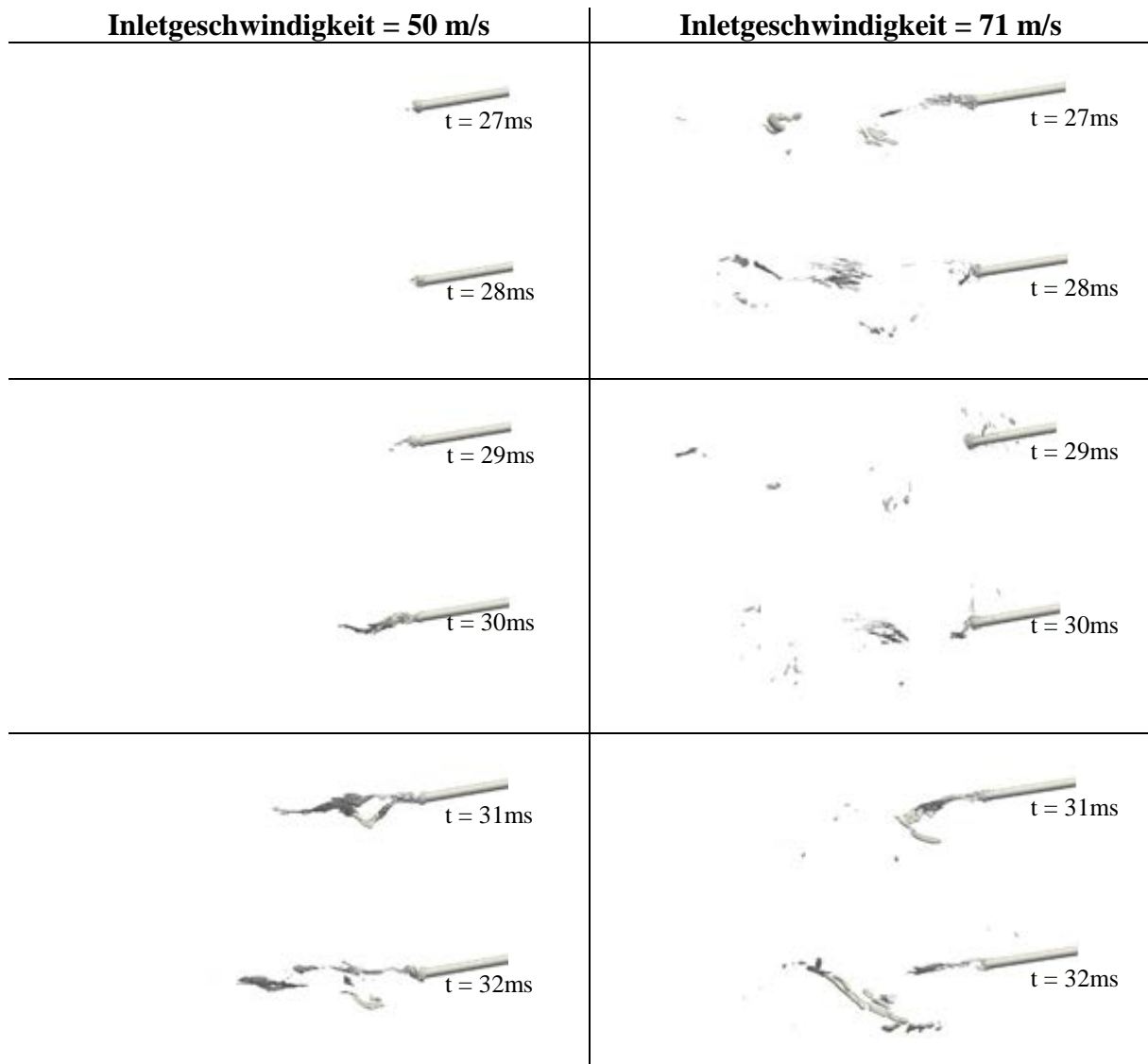


Abbildung 8-40 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) zwischen 27 ms und 32 ms,
bei 50 m/s (rechts) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

In Abbildung 8.41 ist die bereits zuvor dargestellte Charakteristik der Strömung zu betrachten. Die Form der Isoflächen sind näher zu den Ergebnissen mit Ethylenglycol als den Ergebnissen mit Wassereindüsung. Es kann durchaus vorkommen, dass die zu $\alpha = 0,01$ gehörenden Tropfen so klein sind, dass sie sich aufgrund der niedrigen Stokes-Zahl mit den Wirbeln mitbewegen.

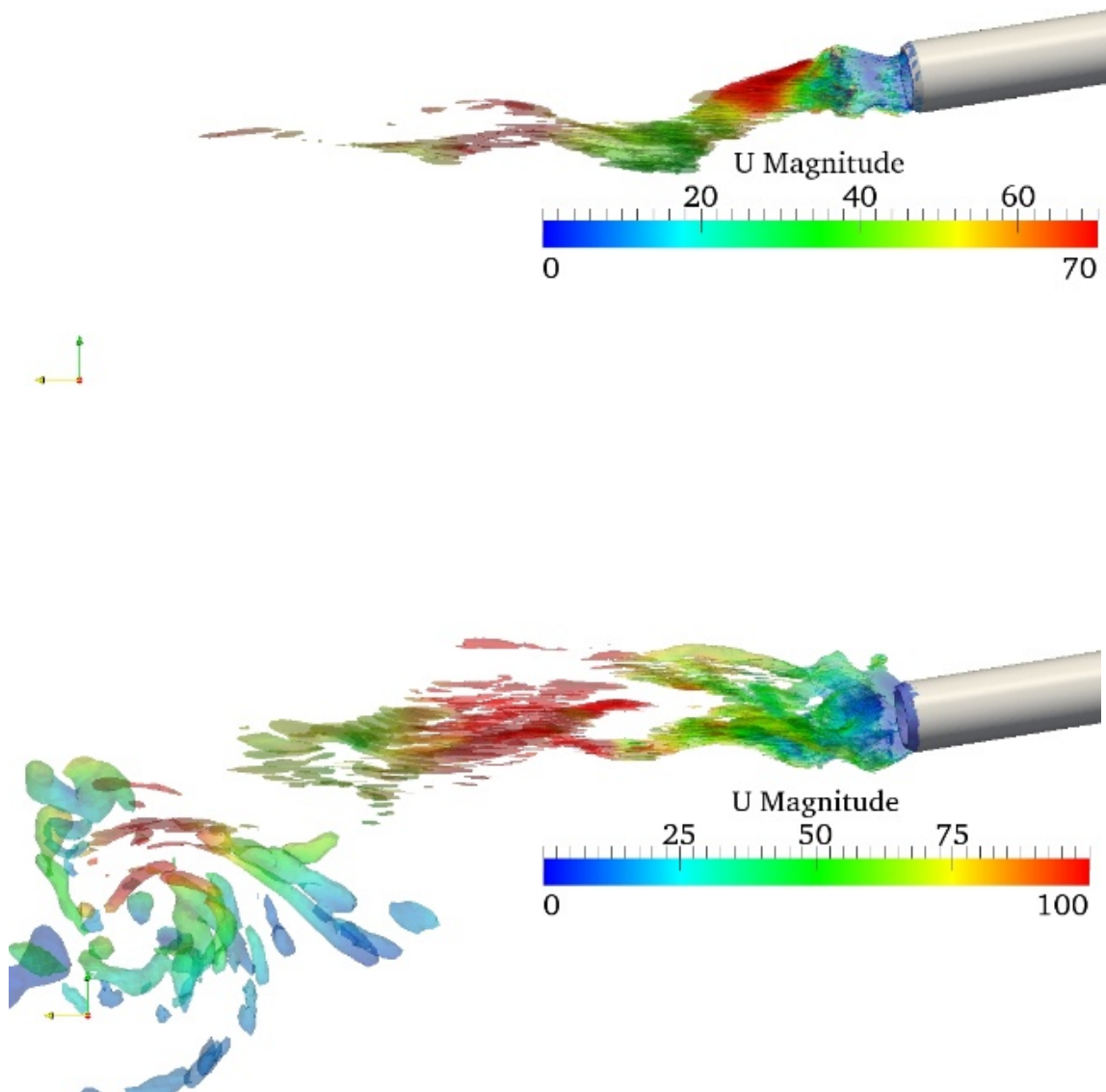


Abbildung 8-41 Isoflächen von $\alpha = 0,01$ (Öl) mit Geschwindigkeit eingefärbt bei 50 m/s (oben) und 71 m/s Eintrittsgeschwindigkeit

Die Bilanzierung in Abbildung 8.42 zeigt auch ein sehr ähnliches Ergebnis wie die vorigen, dass die Lösung bis 32 ms nicht stationär ist. Ob die Amplitude von der ausströmender Massenstrom weiter nach 32 ms zunimmt, kan nicht geklärt werden, deutlich längere Simulationen wären nötig.

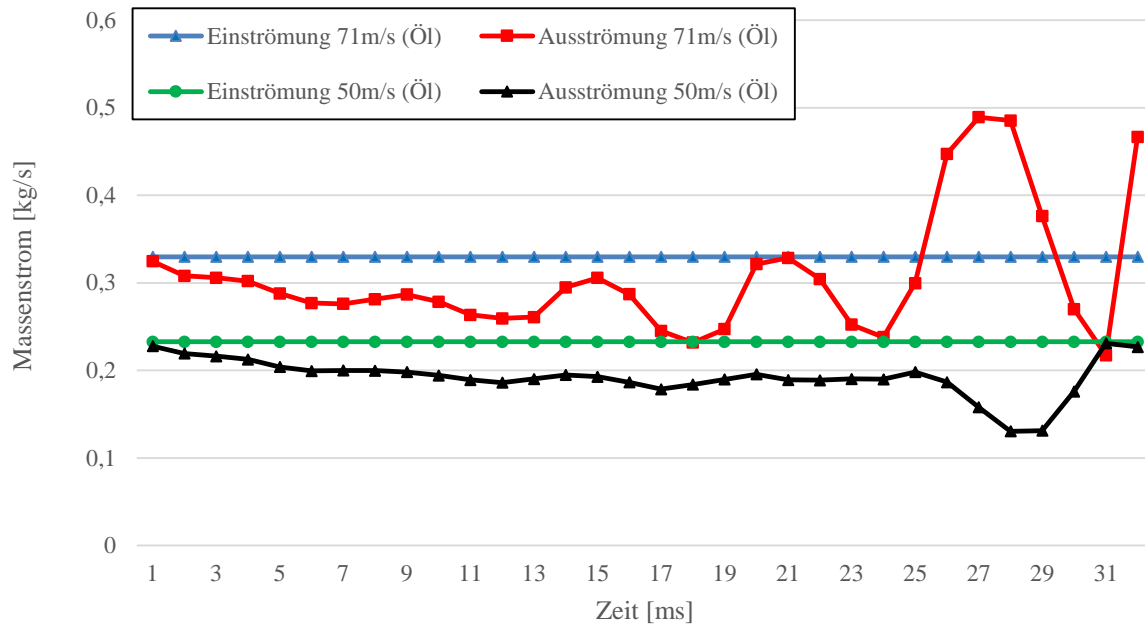


Abbildung 8-42 Ein- und ausströmender Massenstrom bei 50 und 71 m/s (Öl)

9 Diskussion der Ergebnisse

Nach Darstellung der Ergebnisse werden nun einige Fragen beleuchtet. An der Stelle, wo die Luft das Tuyère verlässt, entstehen Scherkräfte zwischen der stehenden und mit hoher Geschwindigkeit strömenden Mediums. Aufgrund der großen Geschwindigkeitsgradienten in der Übergangszone bildet sich die sogen. Kelvin-Helmholtz-Instabilität aus. Die Größe der ausgebildeten Wirbel sind in der gleichen Größenordnung wie der Tuyèredurchmesser. In Abbildungen 8.10 – 8.21 ist die Wichtigkeit der erweiterten Geometrie zu sehen. Für die komplette Ausbildung der komplexen Wirbelstrukturen ist eine verkleinerte Geometrie, wie in der Arbeit von Marta Castano Martinez, nicht ausreichend. Deswegen wurde die tatsächliche Geometrie von den Messungen übernommen. Um die großskaligen Wirbel reproduzieren zu können, muss die gesamte Windform und danach ein Raum für den Strömungsauslauf modelliert werden. Bei den instationären Berechnungen wurde das LES-Smagorinsky Modell eingesetzt. Mit Hilfe dieses Modells werden die von der Geometrie abhängige Wirbel explizit und die kleinen universellen Strukturen mit der Verwendung eines Subgrid-Modells berechnet. Trotz der Empfindlichkeit des LES-Modells auf die Randbedingungen sind die Simulationen stabil, ohne Konvergenzprobleme, abgelaufen. Das heißt, die stufenweise aufgebauten Mehrphasenberechnungen, die vorher bestimmten Randbedingungen und Anfangswerte haben gut funktioniert. Alle instationäre Fälle wurden mit einphasigen Strömungen initialisiert, trotzdem sind ungefähr 10 ms Echtzeit simulation erforderlich, um eine komplett ausgebildete Gasströmung zu erhalten. Nach 10 ms fängt zuerst die Ausbildung starker Wirbel an, und die Strömung bleibt über die gesamte Simulationslänge zeitabhängig. In vorigem Kapitel wurde der ein- und ausströmende Massenstrom in Abbildung 8-30, 8-36 und 8-42 dargestellt, wo man eindeutig ein Massenstromdefizit zwischen Ein- und Ausströmung sieht. Die größte Stärke der Volume-of-Fluid Methode ist, dass die Massenerhaltung durch den Phasenanteil sehr genau erfüllt werden kann [28]. Laut dieser Voraussetzung kann der Massenstrom nicht durch die disperse Phase dissipiert werden, sondern die simulierte Zeitspanne ist noch immer nicht ausreichend lang, um einen stationären Betriebszustand zu erreichen. Für den stationären Fall schließt die Bilanz für die flüssige Phase. Um den Flüssigkeitszerfall möglichst genau zu beschreiben, war der zweite Schritt, außer der vergrößerten Geometrie, ein geeignetes Netz zu erzeugen. Diese Frage muss für die Gas- und Flüssigkeitsphase getrennt analysiert werden. Mit dieser Zellgröße können sowohl die große als auch deutlich kleinere Wirbel modelliert werden. In Abbildungen 8.10 – 8.21 ist ersichtlich, wie die Wirbel sich bei anderer Luftgeschwindigkeit anders bewegen. Die Bewegung der Wirbel bei 71 m/s Inletgeschwindigkeit ist schneller und

sie zerfallen auch früher. Deswegen ist bei höherer Inletgeschwindigkeit eine regelmäßige Vortizitätsverteilung weit entfernt von der Windformende entstanden. Als Validierung wurden die Ergebnisse weiters mit einer Messung verglichen. Die Frequenz des Flüssigkeitsabrisses können einfach bestimmt und überprüft werden. Laut der Highspeed-Videoaufnahme beträgt die gemessene Abrissfrequenz ungefähr 140 Hz, was in Vergleich mit der aus der Simulation abgeleiteten Frequenz von 150 Hz eine sehr gute Übereinstimmung bedeutet. Man kann davon ausgehen, dass die Gasströmung räumlich und zeitlich ausreichend für die Zerstäubungsberechnung aufgelöst wurde. Wenn man die Zellgröße für die disperse Phase auswertet, können verschiedene Folgerungen gezogen werden. Die Identifikation des Primär- und Sekundärzerfalls kann mit den Gleichungen von Kapitel 3.3 beschrieben werden. In der Tabelle 9-1 sind die dimensionslosen Zahlen für jede Geschwindigkeit und Flüssigkeit zusammengefasst.

Tabelle 9-1 Dimensionslose Zahlen für die verschiedene Flüssigkeiten

	Reynolds-Zahl		Weber-Zahl		Ohnesorge-Zahl	
	50 [m/s]	71 [m/s]	50 [m/s]	71 [m/s]	50 [m/s]	71 [m/s]
Öl	230000	330000	624	1224	2,87	3,98
Ethylenglycol	230000	330000	544	1066	0,22	0,34
Wasser	230000	330000	234	459	$5 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$

Anhand der Weber- und Ohnesorge-Zahl können die Zerfallsformen bestimmt werden. Zuerst wird der Sekundärzerfall mit dem Weber-Zahl charakterisiert, deren Wert mit Hilfe der Abbildung 3-3 einstufen werden kann. Außer einem Betriebspunkt (Wasser bei niedrigerer Gasgeschwindigkeit) weist der Weber-Zahl hohe Werte auf, die in dem Bereich des Katastrophalen-Zerfalls liegen. Je größer die Weber-Zahl, desto intensiver ist die Umwandlung der großen Tropfen in kleinere. In diesem Bereich spielen die aerodynamischen Kräfte im Zerfall eine wesentliche Rolle.

Tabelle 9-2 Maximale stabile Tropfengröße für die verschiedene Flüssigkeiten

	Öl		Ethylenglycol		Wasser	
	50 [m/s]	71 [m/s]	50 [m/s]	71 [m/s]	50 [m/s]	71 [m/s]
Maximale stabile Tropfengröße [µm]	190	90	220	110	510	250

Wenn die maximale stabile Tropfengröße von der Tabelle 9-2 mit der 110 µm Zellgröße in Windform verglichen wird, ist ersichtlich, dass die kleineren Tropfen geringer als die Zellgröße sind. Infolge der Tropfengröße werden keine Zellen gefunden mit

einem höheren Phasenanteil als 0,1. Das heißt, dass das für die Simulation generierte Rechenetz nicht geeignet ist, um den sekundären Zerfall zu modellieren. Weil die bestimmte maximale Tropfengröße bei Wasser deutlich größer ist, ist das verwendete Rechenetz für die Simulation des Strahlzerfalls von Wasser besser geeignet. Dieser große Unterschied in der maximalen stabilen Tropfengröße kommt aus der unterschiedlichen Oberflächenspannung der Flüssigkeiten. Für Öl wurde ein Oberflächenspannungswert von 0,027 N/m und für Wasser 0,072 N/m verwendet. Weiters kann die Ohnesorge-Zahl verwendet werden, um den Primärzerfall zu charakterisieren. Wenn die Betriebspunkte in Abbildung 9-1 dargestellt werden, ist ersichtlich, dass jede Flüssigkeit im Zerstäubungsbereich liegt. Allerdings sind die Betriebspunkte von Wasser näher zur windinduzierten Zone.

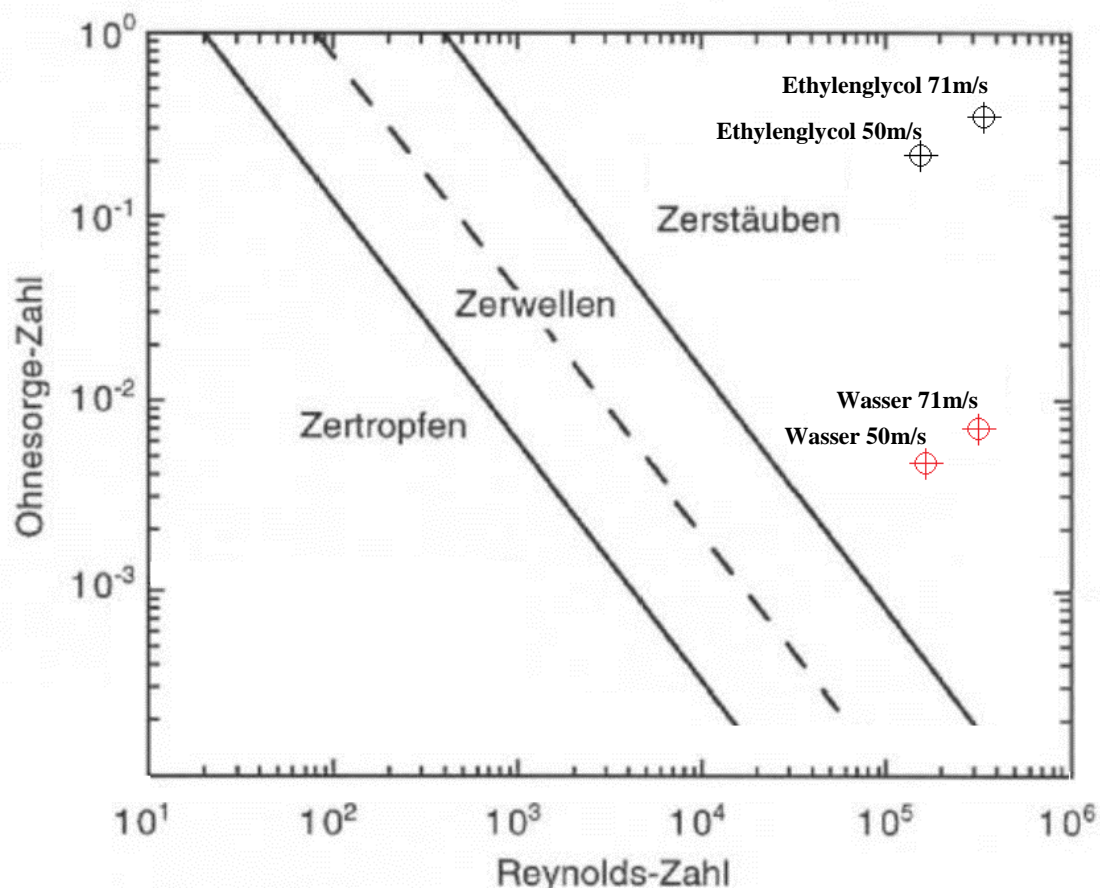


Abbildung 9-1 Primärzerfallsbereiche [27]

Eindeutige Unterschiede sind erkennbar in den verschiedenen Betriebspunkten und Flüssigkeiten, hauptsächlich in der räumlichen Verteilung der dispersen Phase, trotzdem sind die Ergebnisse noch nicht für die Berechnung der Tropfengrößenverteilung geeignet. Die Phasengrenze wurde durch die VOF Methode verschmiert, deswegen besteht die Möglichkeit nicht, die einzelnen Tropfen zu finden [28, 29].

10 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, in einem Hochofen den Windformbereich und das Zerstäubungsverhalten in Labormaßstab zu modellieren. Es wird durch einer Öllanze Schweröl in den Heißwind eingedüst und danach aufgrund der hohen Luftgeschwindigkeiten zerstäubt. Dafür bietet das open source CFD Programm OpenFOAM® eine optimale Lösung. Wenn man die Tropfenbildung modellieren möchte, die wird die Verwendung von Mehrphasenmodellen benötigt. Um die Umwandlung des Flüssigkeitsstrahles in Tropfen berechnen können, ist eine genaue Beschreibung der Phasengrenze erforderlich. Aufgrund dieser Voraussetzung wurde das am meisten verbreitete Mehrphasenmodell, die Volume-of-Fluid Methode, gewählt. Die verschiedenen Betriebspunkte des Hochofens wurden mit unterschiedlichen Flüssigkeiten (Öl, Ethylenglycol und Wasser) modelliert.

Die aerodynamischen Kräfte an der Strahloberfläche spielen eine wesentliche Rolle in den Tropfenbildungsmechanismen, die von der umgebenden Gasströmung hervorgerufen werden. Ein geeignetes Modell, um das Geschwindigkeitsfeld genau abzubilden, ist das Large Eddy Simulationsverfahren. Es ist sehr empfindlich auf die Randbedingungen und Anfangswerte, daher wurden die Mehrphasensimulationen stufenweise aufgebaut. Einfache Einphasenströmungen wurden durchgeführt, um die richtigen Randbedingungen zu den instationären, zweiphasigen Berechnungen zu erhalten. Mit einem adaptiven Zeitschritt wurde die Courant-Zahl unter 1 gehalten, damit wurde die numerische Stabilität erreicht, und jeder Simulationslauf beträgt 30 ms in Echtzeit.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Gasströmung zeitlich und räumlich ausreichend aufgelöst wurde, jedoch zum Teil zu wenig für die Mehrphasenberechnungen. Signifikante Unterschiede in der Zerstäubung der Betriebspunkte konnten nachgewiesen werden, aber einzelne Tropfen sind nicht erkennbar. Ein Grund dafür kann sein, dass die VOF Methode die Phasengrenze nicht ausreichend genau berechnen kann. Anhand dieser Simulationen weiß man, wie groß das Simulationsgebiet unbedingt sein muss. Entweder ist ein deutlich feineres Netz nötig, welches mit der vorher berechneten maximalen stabilen Tropfengröße einstellbar ist, oder man verwendet zusätzliche Modelle, um die Schwachstellen der VOF Methode zu vermeiden. Die sogenannte Level-Set Methode kann mit dem VOF gekoppelt werden, um eine scharfe Phasengrenze zu erreichen. Auf diesem Weg können die Kriterien der Massenerhaltung und des Interfaces erfüllt werden [28, 29]. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsläufe sind nicht lang genug für einen periodisch-stationären Betriebszustand, sie müssen in den weiteren Berechnungen länger sein. Die Speicherfrequenz der Ergebnisse muss

kürzer sein als 1 ms, sonst ist eine statistische Auswertung der Tropfengröße nicht möglich. Ein anderer Weg, die Zerstäubung zu modellieren, wäre das Untersuchen von verschiedenen Subgrid-Modellen. In der Arbeit [24] wurde das Subgrid-Modell erfolgreich nicht nur bei axisymmetrischen Düsen, sondern auch im Kreuzstrom verwendet. Für die Gasphase wurden die Euler'schen Gleichungen gelöst, für den Partikeltransport das Lagrange'sche Modell eingesetzt. Die Zerstäubung wurde mit Hilfe des Taylor Analogy Breakup (TAB) Model verwendet.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Zauner: *Experimentelle Analyse von industriellen Sprühdüsen*. Technische Universität Wien, Diplomarbeit, 2010
- [2] M. Harasek; C. Jordan; F. Winter; G. Aichinger; Ch. Feilmayr; St. Schuster: *Evaluation of the High Temperature Conversion of Plastic Particles after Injection into Blast Furnace Raceway Using CFD Simulations*. AIChE Salt Lake City, 2007
- [3] N. K. Selvarasu; M. Gu; Ch. Q. Zhou; Y. Zhao: *Computer Modeling of Blast Furnace Raceway Formation Kinetics*. AISTech Indianapolis, 2007
- [4] J. Nagy: *Untersuchung von mehrphasigen, kompressiblen Strömungen durch Simulation und Experiment*. Technische Universität Wien, Dissertation., 2012
- [5] M. C. Martínez: *Simulative analysis of the oil injection process in a lab scale model of an industrial blast furnace*. Technische Universität Wien, Master thesis, 2012
- [6] K. Winnacker und L. Küchler: *Chemische Technologie*, Band 4, Metalle, Harnisch, H., Steiner, R. und Winnacker, K. (Hrsg.), Carl Hanser Verlag München, Wien, 1986
- [7] D. Andahazy: *Simulation der Vorgänge in Windform und Raceway bei der Gas- und Öleindüsung in den Hochofen*. Technische Universität Wien, Diss., 2005
- [8] Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Vorlesung Chemie der Metalle [Online] 16.03.2015
http://ruby.chemie.uni-freiburg.de/Vorlesung/metalle_feconi_gruppe.html
- [9] Europäisches Patentamt, [Online] 21.02.2015
<https://data.epo.org/publication-server/rest/v1.0/publicationdates/19941102/patents/EP0622465NWA1/document.html>
- [10] H.C. Kuhlmann: *Grundlagen der numerischen Methoden der Strömungs- und Wärmetechnik*. Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung, Skriptum, 2010
- [11] R. Willinger: *Numerische Methoden für thermische Energiesysteme*. Institut für Energietechnik und Thermodynamik, Technische Universität Wien, Skriptum, 2011
- [12] L. Tamás: *Az áramlástan alapjai*. Műegyetemi Kiadó, Budapest, 2004
- [13] M. M. Lohász; T. Rékert: *Turbulencia és modellezése jegyzet*. Áramlástan tanszék, Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Budapest, 2010 [Online] 15.03.2015
http://www.ara.bme.hu/~lohasz/turb_mod_jegyz.pdf
- [14] B. Kiss: *URANS vizsgálatok egy szárny körül kialakuló áramlásra*. Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, Budapest, 2010 (URANS Untersuchungen von einem umströmten Tragflügel)

- [15] F. R. Menter; M. Kuntz and R. Langtry. *Ten Years of Experience with the SST Turbulence Model*. In K. Hanjalic, Y. Nagano, and M. Tummers, editors, *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, Begell House, Redding, 2003
- [16] M. Raessi, J. Mostaghimi, und M. Bussmann: *A volume-of-fluid interfacial flow solver with advected normals*. *Computers & Fluids*, 39:1401–1410, 2010.
- [17] H. Rusche: *Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions*. Imperial College of Science, Technology & Medicine, Department of Mechanical Engineering, 2002.
- [18] ESI – openCFD. [Online] 25.03.2015
<http://cfd.direct/OpenFOAM®/user-guide/snappyhexmesh/#x26-1510005.4>
- [19] bjarkeoveandersen: *Vortex formation in free jet caused by Kelvin-Helmholtz instability*, 12.01.2012 (Online), <https://www.youtube.com/watch?v=ELaZ2x42dkU>
- [20] ICEM CFD. [Online] 25.03.2015
<http://www.ansys.com/Products/Other+Products/ANSYS+ICEM+CFD>
- [21] OpenFOAM®. [Online] 25.03.2015
<http://www.openfoam.com/>
- [22] ParaView. [Online] 25.03.2015
<http://www.paraview.org/>
- [23] Vienna Science Cluster [Online] 13.08.2015
<http://vsc.ac.at/>
- [24] S.V. Apte, M. Gorokhovski, P. Moin: *LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup*. Dep. Of Mechanical Engineering, Stanford University, 2003
- [25] G. Wozniak: *Zerstäubungstechnik Prinzipien, Verfahren, Geräte*. Technische Universität Chemnitz, Springer-Verlag, 2002
- [26] F. Joos: *Technische Verbrennung Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Helmut-Schmidt-Universität, Springer-Verlag, 31-45, 2006
- [27] R. Goedecke: *Fluidverfahrenstechnik Grundlagen, Methodik, Technik, Praxis*. Wiley-VCH Verlag, 2006
- [28] D.L. Sun, W.Q. Tao: *A coupled volume-of-fluid and level set (VOSET) method for computing incompressible two-phase flows*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53:645–655, 2010.
- [29] T. Ménard, A. Berlemont. *Interface tracking with a coupled level set / VOF / ghost fluid method: application to jet atomization*. 5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference, 2007 San Diego, California USA