



ANSYS Germany GmbH
Staudenfeldweg 12, 83624 Otterfing

Abschlussbericht

Reaktorsicherheitsforschung-Vorhaben-Nr.: 02NUK010G

Vorhabentitel: Modellierung, Simulation und Experimente zu
Siedevorgängen in Druckwasserreaktoren.

Autoren: Dr. Conxita Lifante
PD Dr.-Ing. habil. Thomas Frank

Dienststelle des Autors: ANSYS Germany GmbH
Staudenfeldweg 12
D-83624 Otterfing
Germany

Berichtsdatum: 31. Januar 2013

Berichtsnummer: ANSYS / TR-13-01



ANSYS Germany GmbH
Staudenfeldweg 12, 83624 Otterfing

Final Report

Reactor Safety Research Project No.: 02NUK010G

Project Title: **Modeling, Simulation and Experiments for Boiling Processes in Fuel Assemblies of Pressurized Water Reactors (PWR)**

Author: Dr. Conxita Lifante
PD Dr.-Ing. habil. Thomas Frank

Performing Organisation: ANSYS Germany GmbH
Staudenfeldweg 12
D-83624 Otterfing
Germany

Publication Date: 31. Januar 2013

Report-No.: **ANSYS / TR-13-01**

Berichtsblatt

1. ISBN oder ISSN	2. Berichtsart Abschlussbericht
3a. Titel des Berichts Modellierung, Simulation und Experimente zu Siedevorgängen in Druckwasserreaktoren.	
3b. Titel der Publikation	
4a. Autoren des Berichts (Name, Vorname) Lifante, Conxita; Frank, Thomas;	5. Abschlussdatum des Vorhabens 31. Januar 2013
	6. Veröffentlichungsdatum 31. Januar 2013
4b. Autoren der Publikation (Name, Vorname)	7. Form der Publikation Broschüre
8. Durchführende Institution (Name, Adresse) ANSYS Germany GmbH Staudenfeldweg 12 83624 Otterfing	9. Ber.Nr. Durchführende Institution ANSYS / TR-13-01
	10. Förderkennzeichen 02NUK010G
	11a. Seitenzahl Bericht 136
	11b. Seitenzahl Publikation
13. Fördernde Institution (Name, Adresse) Bundesministerium für Bildung und Forschung. 53107 Bonn	12. Literaturangaben 69
	14. Tabellen 20
	15. Abbildungen 73
16. Zusätzliche Angaben	
17. Vorgelegt bei (Titel, Ort, Datum)	
18. Zusammenfassung In Rahmen des BMBF-Förderkonzeptes Grundlagenforschung Energie 2020+ wurde an der Fortentwicklung eines allgemein anwendbaren CFD-Softwarepakets für die Strömungsberechnung in Reaktorkühlsystemen in Druckwasserreaktoren gearbeitet. Das Projekt wurde in Zusammenarbeit mit acht verschiedenen Partnern durchgeführt, unter der Koordination des HZDR. CFD-Modell-Entwicklungen wurden auf der Basis von ANSYS CFX erarbeitet. Der Schwerpunkt in dem Projekt lag auf der genauen Berechnung von Siedevorgängen. Das Auftreten von Sieden beeinflusst grundlegend den Wärmeübergang zwischen z.B. den Brennelementen und dem Kühlwasser in einem Druckwasserreaktor. Geeignete Mehrphasenmodelle wurden implementiert um die Physik derartiger Siedevorgänge zu beschreiben. Eine Kopplung zwischen dem RPI-Wandsiedemodell und der Wärmeleitung im Festkörper (CHT) wurde implementiert, sodass bei Anwendung dieser Kopplung keine thermischen Randbedingungen auf dem Interface zwischen Festkörper und Flüssigkeit benötigt werden. Stattdessen werden die notwendigen Informationen direkt aus der gekoppelten CFD- und CHT-Simulation abgeleitet. Stoff- und Wärmeübergangsprozesse in der Flüssigkeit sind wesentlich von der Zwischenphasengrenzfläche abhängig. Um diese genau berechnen zu können, wurde das RPI-Wandsiedemodell mit Populationsbilanzmodellen gekoppelt. Diese Modelle dienen der Vorhersage einer Blasengrößenverteilung. Damit kann man den Sauter Mean Diameter und die entsprechende Zwischenphasengrenzfläche mit höherer Genauigkeit bestimmen. Zusätzlich wurde an einer Erweiterung des RPI-Wandsiedemodells für Nichtgleichgewichtsbedingungen gearbeitet. Diese ist in Fällen anwendbar, bei denen die beheizten Wände mit einem Dampfteil bedeckt sind. Die Anwendbarkeit des RPI-Modells wurde mittels weiterer implementierter Korrelationen für seine Untermodelle erweitert, die einen größeren Geltungsbereich für den Systemdruck abdecken.	
19. Schlagwörter CFD, Modellierung, Mehrphasenströmungen, Wärme- und Stoffübergang, Sieden, Kondensation, MUSIG, Wandsieden, CHT, CHF, Primärkühlkreislauf, DWR, SWR	
20. Verlag ANSYS Germany GmbH, Otterfing	21. Preis

Document Control Sheet

1. ISBN or ISSN	2. Type of Report Final Report
Modeling, Simulation and Experiments for Boiling Processes in Fuel Assemblies of Pressurized Water Reactors (PWR).	
3b. Title of Publication	
4a. Autor(s) of the Report (Family Name, First Name) Frank, Thomas; Lifante, Conxita;	5. End of Project 31. Januar 2013
	6. Publication Date 31. Januar 2013
4b. Autor(s) of the Publication (Family Name, First Name)	7. Form of Publication Booklet
8. Performing Organization(s) (Name, Address) ANSYS Germany GmbH Staudenfeldweg 12 83624 Otterfing	9. Originator's Report Number ANSYS / TR-13-01
	10. Reference Number 02NUK010G
	11a. No. of Pages Report 136
	11b. No. of Pages Publication
13. Sponsoring Agency (Name, Address) Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) 53107 Bonn	12. No. of References 69
	14. No. of Tables 20
	15. No. of Figures 73
16. Supplementary Notes	
17. Presented at (Titel, Place, Date)	
<p>18. Abstract</p> <p>The main goal of this project in the area of nuclear reactor safety research of the BMBF was the further development of a generally applicable CFD software package for flow prediction in the primary cooling circuit of pressurized water reactors. The project has been carried out in cooperation with eight different research institutions under the coordination of the HZDR. CFD development was based on the commercial CFD package ANSYS CFX. The emphasis in the current project was on the understanding and accurate prediction of the boiling processes. The occurrence of boiling affects dramatically the heat transfer between e.g. rod bundles and the surrounding cooling water in PWR.</p> <p>Adequate multiphase flow models were implemented to link the fluid behavior with the rods itself. A coupling of the wall boiling model with Conjugate Heat Transfer (CHT) was implemented, where no boundary conditions are required at the interface between fluid and solid. Instead, the required information is directly computed from the simulation.</p> <p>The heat transfer occurring in the fluid is influenced by the interfacial area between fluid and gas phases. To be able to predict it more accurately, the wall boiling model was coupled to Population Balance approaches, which predict a complete bubble size distribution. In this way the Mean Sauter Diameter, the corresponding Interfacial Area Density and the whole interphase processes are computed with higher accuracy.</p> <p>In addition, a project task was focused on the extension of the RPI wall boiling model to non-equilibrium conditions, where the heated wall are mostly covered by a gas film, and the consideration of other correlations for the RPI sub-models covering a much wider range of pressure conditions.</p> <p>All the developments carried out during the project were included in a customized version of ANSYS CFX, which had been regularly provided to the project partners.</p>	
19. Keywords CFD, modelling, multiphase flows, heat and mass transfer, boiling, evaporation, condensation, MUSIG, wall boiling, CHT, CHF, nuclear reactor, primary cooling circuit, PWR, BWR	
20. Publisher ANSYS Germany GmbH, Otterfing	21. Price

Inhalt

Abbildungsverzeichnis	11
1 Einleitung	16
2 Das RPI-Wandsiedemodell	17
2.1 Der „Heat Flux Partitioning Algorithm“ des RPI-Wandsiedemodells und dessen Untermodelle.....	18
3 Erweiterung des Funktionsumfangs des RPI-Wandsiedemodells	23
3.1 Kopplung zwischen RPI-Wandsiedemodell und Wärmetransport im Festkörper (CHT).....	23
3.1.1 Mathematische Modellierung.....	23
3.1.2 Validierung.....	23
3.1.2.1 Beschreibung der Versuchseinrichtung.....	23
3.1.2.2 Das Modell-Setup der CFD-Simulation.....	25
3.1.2.3 Vergleich mit dem Experiment.....	29
3.2 Kopplung zwischen RPI-Wandsiedemodell und Populationsbilanzmodell (MUSIG) 31	
3.2.1 Mathematische Formulierung.....	31
3.2.2 Validierung.....	38
3.2.2.1 Beschreibung der Versuchseinrichtung.....	38
3.2.2.2 Das Modell-Setup der CFD-Simulation.....	39
3.2.2.3 Untersuchung der Gitterunabhängigkeit der Lösung.....	40
3.2.2.4 Analyse des Einflusses der Blasengößendiskretisierung.....	42
3.2.2.5 Vergleich der CFD-Ergebnisse für das Wandsieden berechnet mit homogenem MUSIG-Modell und monodispersen Verfahren.....	45
3.3 Das Nicht-Gleichgewichts-RPI-Wandsiedemodell.....	46
3.3.1 Mathematische Modell-Formulierung.....	47
3.3.2 Modellvalidierung.....	49
3.3.2.1 Testfall nach Bartolomej.....	50
3.3.2.2 Testfall nach Hoyer.....	56
3.4 Untermodelle des RPI-Wandsiedemodells.....	63
3.4.1 Blasenablösedurchmesser.....	63
3.4.2 Keimstellendichte.....	64
3.4.3 Blasendurchmesser in der Kernströmung.....	65
3.4.4 Verifikation und Test der Korrelationen.....	65
4 Integrale Modellvalidierung	68
4.1 HZDR-Brennstabündel-Experiment.....	68
4.1.1 Die ROFEX-Versuchsanlage.....	69
4.1.2 CFD-Modelle und CFD-Setup.....	71
4.1.3 CFD-Ergebnisse und Diskussion.....	75
4.1.3.1 Untersuchung von Fall 1.....	77
Untersuchung von Fall 2.....	78
4.1.3.2 78	
4.1.3.3 Untersuchung von Fall 3.....	79

Untersuchung von Fall 4	79
4.1.3.4	79
4.2 MATIS-H Benchmark	87
4.2.1 Die Matis-H Versuchsanlage	87
4.2.2 Die 5X5 Rohrbündel-Strömung mit Split-Type Abstandshalter	90
4.2.3 Die 5X5-Rohrbündel Strömung mit Swirl-Type Abstandshalter	99
4.3 Der PSBT-Benchmark	116
4.3.1 Beschreibung des PSBT-Benchmarks	116
CFD-Setup	120
4.3.2	120
CFD-Ergebnisse und Vergleich mit den experimentellen PSBT-Daten	122
4.3.3	122
5 Bereitstellung der CFD-Module für die Projekt-Verbundpartner	130
6 Zusammenarbeit mit anderen Stellen	131
7 Danksagung	133
8 Veröffentlichungen	134
9 Literaturnachweis	136

Das diesem Bericht zugrunde liegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung unter dem Förderkennzeichen 02NUK010G gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt beim Autor.

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1 : Skizze der Testsektion des senkrechten Ringspaltes in den Experimenten nach Lee (Lee, 2008).....	24
Abb. 2: Geometrie und Randbedingungen für die CFD Simulationen mit vorgegebener Wärmestromdichte.....	26
Abb. 3: Geometrische Beschreibung und Randbedingungen der CFD-Simulationen mit gegebener volumetrischer Energiequelle auf dem Festkörper des Kerns.	27
Abb. 4: Senkrechter Querschnitt des Ringspaltes und des beheizten Stabes. Links: Festkörper- und Flüssigkeitstemperatur. Rechts: Dampfvolumenteil.....	28
Abb. 5: Vergleich der Temperaturverteilung auf den beheizten Kernel, die Hülle und das Wasser für verschiedene verfeinerte Gitternetze auf die Messebene. Vergleich mit den CFD-Ergebnissen berechnet mit gegebener Wärmestromdichte (blaue Kurve).....	29
Abb. 6: Vergleich zwischen radialem Dampfvolumenteil aus den Messungen und CFD-Ergebnissen. Lee at al., Set25 mit festgelegter Wärmestromdichte und festgelegter volumetrischer Energiequelle im Festkörpermaterail.....	30
Abb. 7. Oben: Vergleich der radialen Temperaturverteilungen für den beheizten Festkörperkern, die Hülle und das Fluid. Unten: Radiale Dampfvolumenteilverteilung an der Messebene für die drei verschiedenen Konfigurationen (konformes Gitternetz mit 1÷1 Verbindung, konformes Gitternetz mit GGI Verbindung und nicht-konformes Gitternetz mit GGI Verbindung).	31
Abb. 8: Links: Skizze der Versuchsanlage an der Arizona State University nach Roy et al.; Rechts: CFD-Domain.....	38
Abb. 9: Gitternetzstudie. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und experimentellen Daten (Roy, 2002) an der Messebene. Links: Dampfvolumenteil. Rechts: Flüssigkeitstemperatur.	41
Abb. 10: Gitternetzstudie. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und experimentellen Daten (Roy, 2002) an der Messebene. Links: Axiale Dampfgeschwindigkeit. Rechts: Axiale Flüssigkeitsgeschwindigkeit.	41
Abb. 11: Gitternetzstudie. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und experimentellen Daten (Roy, 2002) an der Messebene. Mittlerer Sauter-Durchmesser der Dampfblasen.	42
Abb. 12: Untersuchung des Einflusses der Diskretisierung in Bezug auf die Anzahl der Blasengrößenklassen. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und experimentellen Daten (Roy, 2002). Links; Dampfvolumenteil. Rechts; Mittlerer Sauter-Durchmesser.	42
Abb. 13: : Untersuchung des Einfluss der Anzahl von verwendeten Blasengrößenklassen. Links: Blasengrößenverteilung am Punkt 1. Rechts: Blasengrößenverteilung am Punkt 2. ...	43
Abb. 14: Vergleich zwischen polydispenser und monodispenser Annahme in Bezug auf den Blasendurchmesser in der R-113 Siedestömung. Vergleich zwischen dem axialen Dampfvolumenteil und den experimentellen Daten (Roy, 2002).	44

Abb. 15: Vergleich zwischen polydispenser und monodispenser Annahme in Bezug auf den Blasendurchmesser in der R-113 Siedestömung. Vergleich zwischen axialer Dampfgeschwindigkeit und experimentellen Daten (Roy, 2002).....	44
Abb. 16: Vergleich zwischen polydisperserem und monodisperserem Berechnungsverfahren der R-113 Siedestömung. Vergleich zwischen axialer Verteilung des mittleren Sauter-Durchmessers und den experimentellen Daten (Roy, 2002).	46
Abb. 17: Exponentielle Funktion für die Gewichtung der Wandoberflächenanteile.....	48
Abb. 18: Querschnittsgemittelter Dampfvolumenanteil vs. Thermodynamische Qualität. Messungen von Bartolomej et al. (Bartolomej, 1982).....	50
Abb. 19: Skizze der Versuchsanlage in dem Testfall nach Bartolomej.....	51
Abb. 20: Gitternetzstudie. Links: Flüssigkeitstemperatur. Rechts: Dampfvolumenanteil. Von Oben nach Unten: Ergebnisse auf Mesh 1, Mesh2, Mesh 3 und Mesh4.	53
Abb. 21: „Wall Heat Partitioning“ für 10 regelmäßig entlang der Rohrwand verteilte Monitor-Punkte. Oben Links: Anteil des konvektiven Wärmeübergangs in die Flüssigkeit; Oben Rechts: Anteil bezüglich Quenching; Unten Links: Anteil bezüglich Verdampfung; Unten Rechts: Anteil bezüglich Anteil des konvektiven Wärmeübergangs in die Dampfphase.	54
Abb. 22: Wandoberflächenanteile entlang der beheizten Wand.....	55
Abb. 23: Querschnittgemittelte Dampfvolumenanteil vs. Thermodynamische Qualität.....	55
Abb. 24: Axiale Temperaturverteilung (Flüssigkeitstemperatur, Dampftemperatur, Wandtemperatur und Sättigungstemperatur).	56
Abb. 25: Skizze der Versuchsanlage in dem Experiment nach Hoyer.	57
Abb. 26: Gitternetzstudie. Axiale Verteilung des Dampfvolumenanteils.	61
Abb. 27: Gitternetzstudie. Axiale Verteilung der Wandtemperatur.	61
Abb. 28: Axiale Temperaturverteilung (Flüssigkeitstemperatur, Dampftemperatur, Wandtemperatur, Sättigungstemperatur).	62
Abb. 29: Axiales Wall Heat Partitioning (Konvektive Wärmeübertragung in die Flüssigkeit, Quenching, Verdampfung, konvektive Wärmeübertragung in die Dampfphase).	63
Abb. 30: Radiale Verteilung des Blasendurchmessers in der Kernströmung. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und Messungen nach Lee et al. (Lee, 2002).....	66
Abb. 31: Radiale Dampfvolumenanteilverteilung. Vergleich zwischen CFD-Ergebnisse und Messungen von Lee (Lee, 2002).....	68
Abb. 32: Links: Skizze der Versuchsanlage ROFEX am HZDR. Rechts: Lage der Messebenen und die ausgewählten Messquerschnitte für den Ergebniss-Vergleich.....	71
Abb. 33: Untersuchte CFD-Geometriemodelle. Oben links: gesamte Geometrie ohne Abstandshalter; Oben rechts: gesamte Geometrie mit Abstandshalter; Unten links: z-periodischer Schnitt des Hauptrohrs; Unten rechts: Hauptrohr mit Abstandshalter.....	72
Abb. 34: Geometrie des Abstandshalters in Geometrie 2 und 4.....	73

Abb. 35: Messwerte für die axiale Komponente der Fluidgeschwindigkeit. Profile entsprechen den PIV-Messungen +/- dem Messfehler (6%). Links: Messebene 2; Rechts: Messebene 4. Höhe: Von unten nach oben z=198mm, 258mm, 408mm und 508mm.....	76
Abb. 36: Links: Stromlinien im Einlassrohr und in der Einlasskammer. Rechts: Blick von unten auf die Einlasskammer mit Stromlinien in der Einlasskammer und im Rohrbündel.....	77
Abb. 37: Sekundärströmungen in den zeitlich-gemittelten Geschwindigkeitsfeldern. Links: SST. Rechts: BSL RSM. Oben: Mesh1. Unten: Mesh 2.	80
Abb. 38: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Fall 1, Mesh1, Ebene 4 Links: SST; Mitte: BSL RSM; Rechts: Experimente.	81
Abb. 39: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Einfluss der Turbulenzmodellierung. Mesh1. Stationäre vs. zeitlich gemittelte instationäre Ergebnisse, Höhe H3 (508mm). Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4.....	81
Abb. 40: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Mesh 1. Oben: SST-Ergebnisse. Links: Fall 1; Mitte: Fall 2; Rechts: Experimente. Unten: BSL-RSM-Ergebnisse. Links: Fall 1; Mitte: Fall 2; Rechts: Experimente.	82
Abb. 41: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Zeitlich gemittelte Werte. Einfluss des Abstandshalters. Mesh 1. Höhe H2 (258mm). Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4; Oben: Fall 1; Unten: Fall 2.	83
Abb. 42: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Zeitlich gemittelte Werte. Einfluss der Turbulenzmodellierung. Mesh 1. Höhe H2 (258mm). Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4; Oben: Höhe H2 (258mm); Unten: Höhe H3 (508mm).....	84
Abb. 43: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Einfluss der Turbulenzmodellierung. Mesh 2. Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4.....	84
Abb. 44: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Einfluss der Gitternetzverfeinerung. Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4; Oben: Höhe H2 (258mm); Unten: Höhe H3 (508mm).	85
Abb. 45: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Zeitlich gemittelte Werte. Mesh 1. Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4; Oben: Höhe H2 (258mm); Unten: Höhe H3 (508mm).....	86
Abb. 46: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Mesh 1. Links: SST; Mitte: BSL RSM; Rechts: Experimente.	86
Abb. 47: Skizze der MATIS-H Versuchsanlage.....	88
Abb. 48: Abstandhalter der MATIS-H Versuchsanlage. Links: Split-Type. Rechts: Swirl-Type.	90
Abb. 49: CFD Strömungsgebiet. Ausschnittsweise Vergrößerung in Abb. 50.	91
Abb. 50: Hybrides Gitternetz. Tetraeder-Gitternetz um die Abstandhalter und Drallerzeuger-Schaufeln. Extrudiertes Gitternetz mit Inflation Layers um die Stäbe des Rohrbündels.	91
Abb. 51: CFD-Strömungsgebiet für die Swirl-Type-Geometrie. Die in Magenta und Cyan eingefärbten Randsegmente sind durch periodische Randbedingungen und mittels angepasster/konformer Gitternetze miteinander verbunden.	100

Abb. 52: Verteilungen der momentanen axialen Geschwindigkeitskomponente w in der yz -Ebene. Von oben nach unten: a) ANSYS CFX, SST-CC, Mesh3; b) ANSYS CFX, BSLRSM, Mesh3; c) ANSYS Fluent, SST-CC, Mesh3; d) ANSYS Fluent, ω -RSM, Mesh3.	103
Abb. 53: Verteilungen der zeitlich gemittelten z -Komponente der Wirbelstärke bei $z=0.5D_H$ stromab des Split-Type-Drallerzeugers. Links: ANSYS CFX. Rechts: ANSYS Fluent. Von oben nach unten: SST-CC, BSLRSM/ ω -RSM, ZLES SAS-SST / SAS-SST.....	104
Abb. 54: Verteilungen der zeitlich gemittelten z -Komponente der Wirbelstärke bei $z=4.0D_H$ stromab des Split-Type-Drallerzeugers . Links: ANSYS CFX. Rechts: ANSYS Fluent. Von oben nach unten: SST-CC, BSLRSM/ ω -RSM, ZLES SAS-SST / SAS-SST.....	105
Abb. 55: Position der Auswertequerschnitte y_1 , y_2 und y_3 für die axialen Abstände vom Drallerzeuger von $0.5D_H$, $1.0D_H$, $4.0D_H$ and $10.0D_H$ in der MATIS-H Versuchsanlage mit Split-Type-Drallerzeuger.	106
Abb. 56: Messanordnung der MATIS-H Versuchsanlage am KAERI-Institut, Daejeon, Korea	106
Abb. 57: Vergleich zwischen den CFD-Ergebnissen auf Mesh3 und den Experimenten für die zeitlich gemittelte axiale Geschwindigkeit w auf Linie y_2 . Links: ANSYS CFX. Rechts: ANSYS Fluent. Von oben nach unten: $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$ und $z=4.0D_H$	107
Abb. 58: CFD-Ergebnisse mit SST-CC Modell, SAS-SST und ZLES SAS-SST. Mesh3 für den Split-Type-Drallerzeuger. Vergleich für zeitlich gemittelte Geschwindigkeiten (Oben: u , Mitte: v , Unten: w) auf Linie y_1 für die Abstände $z=0.5D_H$ (Links) und $z=4.0D_H$ (Rechts)...	108
Abb. 59: CFD-Ergebnisse mit SST-CC Modell, SAS-SST und ZLES SAS-SST. Mesh3 für den Split-Type-Drallerzeuger. Vergleich für die zeitlich gemittelten RMS Werte der Geschwindigkeitskomponenten (Oben: u , Mitte: v , Unten: w) auf Linie y_1 für die Abstände $z=0.5D_H$ (Links) und $z=4.0D_H$ (Rechts).	109
Abb. 60: Stromlinien für das 5x5-Rohrbündel mit Split-Type- und Swirl-Type-Drallerzeuger.	110
Abb. 61: Verteilungen der zeitlich gemittelten z -Komponente der Wirbelstärke mit dem Swirl-Type-Drallerzeuger. Links: ANSYS CFX (BSLRSM). Rechts: ANSYS Fluent (SST-CC). Von Oben nach unten: $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$, und $z=4.0D_H$	111
Abb. 62: Verteilung der zeitlich gemittelten z -Komponente der Wirbelstärke mit dem Swirl-Type-Drallerzeuger. Links: ANSYS CFX (ZLES SAS-SST). Rechts: ANSYS Fluent (SAS-SST). Von Oben nach unten: $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$, und $z=4.0D_H$	112
Abb. 63: Vergleich zwischen den CFD-Ergebnissen auf Gitternetz Mesh2 und Experimenten für die zeitlich gemittelte axiale Geschwindigkeit w . Links: Linie y_1 . Rechts: Linie y_3 . Von oben nach unten: $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$ und $z=4.0D_H$	113
Abb. 64: Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen auf Gitternetz Mesh2 und Experimenten für die zeitlich gemittelten Geschwindigkeits-Komponenten. Links: $z=0.5D_H$. Rechts: $z=4.0D_H$. Von oben nach unten die Geschwindigkeits-Komponenten u , v und w	114
Abb. 65: Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen auf Gitternetz Mesh2 und Experimenten für die zeitlich gemittelten RMS-Werte der Geschwindigkeitsschwankungen. Links: $z=0.5D_H$. Rechts: $z=4.0D_H$. Von oben nach unten die RMS-Werte U_{RMS} , V_{RMS} und W_{RMS}	115

Abb. 66: Skizze der NUPEC-Versuchsanlage	118
Abb. 67: Testsektion für den zentralen Unterkanal (S1)	119
Abb. 68: Gitterauflösung der Gitternetze 1, 2 und 3 im Querschnitt des S1-Unterkanals. ...	122
Abb. 69: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem querschnittgemitteltem Dampfvolumenteil auf der Höhe $L_m=1.4\text{m}$	125
Abb. 70: Vergleich zwischen gemessener und berechneter thermodynamischer Qualität auf der Höhe $L_m=1.4\text{m}$	126
Abb. 71: Vergleich für den querschnittgemittelten Dampfvolumenteil für den Fall 1.2211 auf der Höhe $L_m=1.4\text{m}$	127
Abb. 72: Vergleich für den querschnittgemittelten Dampfvolumenteil für den Fall 1.2237 auf der Höhe $L_m=1.4\text{m}$	128
Abb. 73: Vergleich für den querschnittgemittelten Dampfvolumenteil für den Fall 1.4326 auf der Höhe $L_m=1.4\text{m}$	129

1 Einleitung

In der Reaktorsicherheit werden bisher vorrangig thermohydraulische Störfallrechenprogramme eingesetzt, die auf einer eindimensionalen Modellierung der Zweiphasenströmungen basieren. In bestimmten Fällen, bei denen räumliche Effekte eine entscheidende Rolle spielen, entsteht zunehmender Bedarf an dreidimensionalen Strömungsfeldberechnungen. Die derzeit verfügbaren CFD¹-Programmsysteme sind jedoch bisher nur eingeschränkt in der Lage, Mehrphasenströmungen mit variablem Mischungsverhältnis aus flüssiger und gasförmiger Phase bei wechselnder Strömungsmorphologie zu berechnen und müssen für die angestrebten Anwendungsfälle ertüchtigt werden.

Die Hauptzielsetzung des vorliegenden Projekts im Rahmen der Reaktorsicherheitsforschung des BMBF bestand in der Entwicklung eines allgemein anwendbaren CFD-Softwarepakets für die Strömungsberechnung in Reaktorkühlsystemen. Das Projekt wurde in Kooperation mit acht verschiedenen Forschungsinstitutionen unter der Koordination des Helmholtz-Zentrums Dresden Rossendorf (HZDR) ausgeführt. Die CFD-Entwicklung basiert auf der kommerziellen CFD-Software ANSYS CFX². Der Schwerpunkt wurde dabei im zurückliegenden Projektzeitraum auf die Simulation von Siede-Vorgängen, auf die Berechnung von Wasser-Wasserdampf-Systemen unter Bedingungen hohen Systemdrucks und auf ausgeprägt dreidimensionale Mehrphasenströmungen gelegt.

Die Software wird durch ANSYS Germany entwickelt. Das HZDR und andere Partner aus dem CFD-Verbund Reaktorsicherheitsforschung wenden die neu entwickelten Softwaremodule an. Alle Projektpartner beteiligen sich an der Formulierung neuer geeigneter Modelle. Einen besonderen Stellenwert in dem vorliegenden Forschungsvorhaben nahm die Validierung der entwickelten und implementierten Mehrphasenmodelle gegenüber experimentellen Daten ein. Die benötigten experimentellen Ergebnisse mit guter räumlicher und zeitlicher Auflösung der Messergebnisse und mit für CFD-Validierung geeigneter Instrumentierung wurden im Wesentlichen durch das Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf bereitgestellt. Zusätzlich wurden Literaturdaten für spezifische Validierungsaufgaben herangezogen. An den für die Modell-Validierung notwendigen und mitunter aufwendigen numerischen Untersuchungen beteiligten sich neben ANSYS Germany auch das HZDR. Eine der Hauptzielsetzungen war und ist es, ANSYS CFX dahingehend weiterzuentwickeln, dass verschiedene Strömungsregime für Zweiphasenströmungen in Strömungsgeometrien der Reaktorsicherheitsforschung mit ANSYS CFX berechnet werden können. Dies erfordert spezielle Modellformulierungen für Anwendungen wo man nicht nur eine Fluidomain simulieren kann, sondern auch die Interaktion mit der Temperaturverteilung im Brennstabmaterial, die genaue Vorhersage von Blasengrößen um eine genauere Zwischenphasengrenzflächendichte zu berechnen oder die Implementierung

¹ CFD - Computational Fluid Dynamics

² ANSYS CFX ist ein CFD-Softwaresystem der ANSYS Inc. und Bestandteil der ANSYS Workbench Software-Umgebung.

und der Einsatz von neuen Wandsiedemodellen für kritische Situationen mit sehr hohen Dampfvolumenteil in der Nähe der Brennstaboberflächen.

Mit allen entwickelten und validierten Modellen werden Validierungsfälle unterschiedlicher Komplexität untersucht, deren Konfigurationen die Betriebsbedingungen in einem Reaktorkühlsystem von einem DWR ähnlich sind.

Das finale Entwicklungsziel ist die Bereitstellung einer CFD-Software, die in der Lage ist, die Strömung in Reaktorkühlsystemen unter normalen Betriebsbedingungen und in bestimmten Havarieszenarios zu berechnen.

Die von ANSYS Germany im Berichtszeitraum ausgeführten Arbeiten lassen sich wie folgt klassifizieren:

1. Kopplung zwischen Wandsiedemodell und Wärmeleitung im Festkörper.
2. Kopplung zwischen Wandsiedemodell und Populationsbilanz-Methoden
3. Zweiphasige Turbulenz-Behandlung für Fälle mit Wandsiedemodellierung
4. Erweiterung des RPI-Wandsiedemodells für Fälle mit extremer Dampfproduktion
5. Simulation von integralen Testfällen
6. Bereitstellung von einem CFD-Paket mit allen Projektentwicklungen für die Projektpartner.

Es war und ist das Ziel des vorliegenden Projektes, mit ANSYS CFX ein effizientes CFD-Softwarepaket für die Strömungssimulation in Reaktorkühlsystemen bereitzustellen. ANSYS Germany hat während der gesamten Projektlaufzeit allen beteiligten Projektpartnern laufend Zwischenversionen von ANSYS CFX zur Validierung, Anwendung und fortlaufenden Weiterentwicklung der Mehrphasenmodelle und für den Einsatz von ANSYS CFX zur Verfügung gestellt. ANSYS Germany unterstützt die Projektpartner des Weiteren in Ihren eigenen Aktivitäten zur Modellentwicklung und bei der Installation und Nutzung der Software. Weiterentwicklungen der physikalischen Modelle gehen fortlaufend in die Dokumentation und grafische Benutzeroberfläche der CFD-Software von ANSYS ein.

2 Das RPI-Wandsiedemodell

Unter Wandsieden versteht man einen wandbasierten Verdampfungsvorgang, der auftritt, wenn die Wandtemperatur höher wird als die lokale Sättigungstemperatur des Fluids. Wandsieden ist von Volumensiedevorgängen zu unterscheiden, die z.B. bei Druckentlastungsvorgängen auftreten können und lokales Sieden im Strömungsvolumen des Fluids verursachen können, weil z.B. durch einen abnehmenden Systemdruck lokal die Sättigungstemperatur des Fluids überschritten wird. Wandsieden kann hingegen bereits einsetzen, wenn das Fluid im Großteil des Strömungsvolumens immer noch bezüglich der Sättigungstemperatur unterkühlt ist. Man spricht dann auch von unterkühltem Blasensieden bzw. subcooled nucleate wall boiling.

Wandsieden beginnt wenn die Wandtemperatur hoch genug ist, um die Keimstellen des Wandmaterials, die sogenannten Nucleation Sites, zu aktivieren. Diese Temperatur ist

normalerweise etwas höher als die Sättigungstemperatur. Trotzdem ist die Temperatur des Fluids in der Nähe der Wand noch etwas niedriger als die Sättigungstemperatur. Die Verdampfung beginnt auf diesen Nucleation Sites (normalerweise kleine Spalte, Kerbstellen, Korrosionsstellen an der Wand). Das Fluid wird übersättigt und Dampfblasen fangen auf diesen Keimstellen an zu wachsen. Wenn diese Blasen groß genug sind, lösen sie sich von der Wand ab. Als nächstes werden sie vom umgebenden Fluid aufgenommen und abtransportiert, und die Nucleation Sites sind bereit, neue Blasen zu erzeugen. In dem Wandbereich, wo keine Blasen vorhanden sind, wird die Wärmeübertragung in das Fluid anhand der einphasigen üblichen konvektiven Wärmeübertragung beschrieben. Die Physik des Wandsiedeprozesses an der beheizten Wand ist in der Regel zu kompliziert und läuft auf einem geometrischen Mikromassstab ab, der deutlich unter dem Längensmassstab der Strömungsgeometrie liegt, so dass es nicht möglich ist auf diesen Siedeprozess das phasengemittelte Eulerische Mehrphasenmodell als CFD-Simulation anzuwenden. Ebenfalls ungeeignet oder nicht praktikabel für ingenieurtechnische Anwendungen wäre die Verwendung von einem extrem feinen Gitternetz, um die kleinen Längenskalen des Siedevorganges genau aufzulösen. Deswegen wird ein mechanistisches Modell gewählt, das versucht, die wesentlichen physikalischen Vorgänge beim Wandsieden zu beschreiben und in geeigneter Form für die CFD-Simulation makroskopisch zu modellieren. Dies ist ein sogenanntes „Subgrid-scale Model“, weil es voraussetzt, dass die Wandsiede-Phänomene nur in einem sehr kleinen Bereich in der Nähe von der Wand stattfinden und dieser Geometriemassstab der Schicht in der das Wandsieden stattfindet deutlich kleiner als die Gitternetzauflösung ist.

Das erste und bekannteste derartige Modell wurde von Kurul und Podowski (Kurul & Podowski, On the modeling of multidimensional effects in boiling channels, 1991) am Rensselaer Polytechnical Institute (RPI) entwickelt. Dieses wird daher auch RPI-Modell genannt, und beinhaltet eine Reihe von Submodellen anderer Autoren, die die verschiedenen Teilprozesse des Wandsiedens auf mechanistische bzw. makroskopische Weise beschreiben. Das originale Modell benutzt vielfach Korrelationen, die aus einem ein-dimensionalen thermohydraulischen Ansatz stammen. Manche von diesen Korrelationen führen im Kontext einer CFD-Simulation mit höherer wandnaher Gitternetzauflösung zu sehr stark gitternetzabhängigen Lösungen und bedürfen daher der Neubetrachtung. Aus diesem Grund wurden für die Implementierung des Modells in ANSYS CFX (ANSYS Inc., 2009) Modellerweiterungen vorgenommen, die dieses Problem der Gitternetzabhängigkeit weitgehend vermeiden sollen.

Die Hauptaufgabe des Wandsiedemodells besteht in der mechanistischen Aufteilung der Wärmestromdichte auf konvektive Aufheizung des Fluids, Quenching-Wärmestrom und Verdampfungs-Wärmestrom. Wie bereits erwähnt sind hierfür eine Reihe weiterer Schließungs-Untermodule erforderlich. Diese werden im Einzelnen in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2.1 Der „Heat Flux Partitioning Algorithm“ des RPI-Wandsiedemodells und dessen Untermodule

Die Besonderheit in dem Wandsiede-Modell ist die mechanistische Verteilung der Wärmestromdichte an der Wand. Dort, wo keine Nucleation Sites vorhanden sind, wäre es zweckmäßig, die Wärmestromdichte ausschließlich als einphasige konvektive Wärmeübertragung (Q_c) zu modellieren (Kurul, 1991) (ANSYS, 2011). Dieses Verfahren ist jedoch nicht

ausreichend in den Bereichen, wo sich aktive Nucleation Sites befinden. In diesem Fall wird ein Teil der wandseitig aufgeprägten Wärmestromdichte für die Verdampfung der kontinuierlichen fluiden Phase (Q_e) benötigt. Des Weiteren führt das Ablösen der gebildeten Dampfblasen durch die dadurch hervorgerufene lokale Konvektionsströmung zum Heranführen von unterkühltem Fluid an die überhitzte Wand und somit zu einem zusätzlichen Quenching-Wärmestrom (Q_q), der in der Wärmestrombilanz an der Wand zusätzlich zu berücksichtigen ist.

Die Wärmestromdichteverteilung an der Wand sieht somit wie folgt aus:

$$Q_w = Q_c + Q_e + Q_q \quad (1)$$

Das RPI Modell setzt voraus, dass der Dampf sich immer bei Sättigungstemperatur befindet und somit keine Wärmestromdichte benutzt wird, um ihn über die Sättigungstemperatur hinaus weiter zu erhitzen.

Wie beschrieben, basiert das Modell auf der Teilung der Wand in zwei Bereiche.

$$1 = A_1 + A_2 \quad (2)$$

wobei A_2 der Bereich ist, wo die Blasen an den Keimstellen die Wärmestromdichte beeinflussen, und A_1 ist die Fläche der übrigen Wand.

Auf der A_1 Zone spielen die Dampfblasen für den Wärmeübergang somit keine Rolle, und die Wärmestromdichte kann wie in einem einphasigen Fall als reiner konvektiver Wärmeübergang modelliert werden. Das bedeutet, dass die konvektive Wärmestromdichte wie folgt formuliert werden kann:

$$Q_c = h_c(T_w - T_l) \quad (3)$$

Hierbei ist T_w die Wandtemperatur, T_l die Temperatur der Flüssigkeit und h_c der turbulente Wärmeübergangskoeffizient. Dieser ist von Geschwindigkeit und Gitterauflösung abhängig. In der ANSYS CFX Implementierung wird h_c durch eine Temperaturwandfunktion berechnet.

Der übrige Teil der Wand nimmt Bezug auf die Wandoberfläche, wo die Wärmeübertragung in den zwei Phasen stattfindet. Die Wärmestromdichte in Bezug auf die Verdampfung ist auf folgende Weise modelliert:

$$Q_e = \dot{m}(h_{g,sat} - h_l) \quad (4)$$

\dot{m} repräsentiert die volumetrische Verdampfungsrate, und $h_{g,sat}$ und h_l sind die spezifische Enthalpie für den gesättigten Dampf und das unterkühlte Fluid.

Der letzte zu modellierende Teil ist die Quenching-Wärmestromdichte. Zwischen der Ablösung einer Blase und der Bildung der Nächsten wird ein Teil der Wärmestromdichte in die Flüssigkeit transferiert. Durch die von der ablösenden Blase induzierte Konvektion ist dieser Wärmestrom höher als bei reiner turbulenter konvektiver Wärmeübertragung an einer glatten Wand. Die in ANSYS CFX angenommene Formulierung für die Modellierung dieses zusätzlichen Quenching-Wärmestromes ist die Folgende:

$$Q_q = A_2 h_q (T_w - T_l) \quad (5)$$

Aus den bereits aufgeführten Gleichungen kann man den Einfluss der Flächenaufteilung der Wand in die Flächenanteile A_1 und A_2 abschätzen. Die Größen von A_1 und A_2 sind von der Dichte der Nucleation Sites (n) und von dem Einflussgebiet einer einzelnen Dampfblase abhängig. Dieser Wert wird mittels des Blasenablösedurchmessers (d_w) berechnet. Das RPI-Modell nimmt hierfür an, dass das Einflussgebiet einer einzelnen sich an der Wand bildenden Dampfblase ein Kreis ist, dessen Durchmesser zweimal d_w groß ist. Dadurch kann man den von der Verdampfung beeinflussten Flächenanteil wie folgt schreiben

$$A_2 = \min(\pi d_w^2 \cdot n, 1) \quad (6)$$

Die schon genannten Parameter A_1 , A_2 , n und d_w werden gebraucht, um das Modell zu vervollständigen und im mathematischen Sinne zu schließen. Allerdings sind ein noch weitere Parameter dazu erforderlich. Diese sind im Einzelnen die Blasenablösefrequenz (f), die Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen (t_w), der konvektive Wärmeübergangsbeiwert (h_c), der Quenching-Beiwert (h_q), und die Verdampfungsrate (\dot{m}).

RPI Untermodelle:

- **Keimstellendichte (Nucleation Site Density)**

Das vom RPI-Modell hierfür verwendete Submodell wurde von Lemmert und Chawla vorgeschlagen (Lemmert, 1977)

$$n[m^{-2}] = \left(m(\Delta T_{sup}[K])\right)^p \quad m = 210, \quad p = 1.805 \quad (7)$$

ΔT_{sup} darf hier nicht negativ sein. Dies würde nämlich bedeuten, dass die Wandtemperatur niedriger als die Sättigungstemperatur wäre, und deswegen gäbe es in diesem Fall kein Wandsieden. Die in ANSYS CFX implementierte Version des Modelles wurde von Menter und Egorov (Egorov, 2004) daher umformuliert. Die geänderte Modellformulierung lautet:

$$n = n_{ref} \left(\frac{\Delta T_{sup}}{\Delta T_{ref}}\right)^2 \quad n_{ref} = 0.8 \times 9.9922 \cdot 10^5 [m^{-2}], \quad \Delta T_{ref} = 10 [K] \quad (8)$$

Diese Normierung der Unterkühlungstemperatur führt zur Vermeidung von gebrochenen Potenzen dimensionsbehafteter Größen. Kocamustafaogullari und Ishii (Kocamustafaogullari, 1983) entwickelten auch hiervon noch abweichende Korrelationen.

- **Blasenablösedurchmesser**

Das RPI-Modell benötigt den Blasenablösedurchmesser für die Berechnung der verschiedenen Wandoberflächenanteile, aber auch für die Berechnung der Verdampfungsrate. Das angenommene Modell wurde von Tolubinski und Kostanchuk (Tolubinski, 1970) zum ersten Mal beschrieben.

$$d_w = \left(d_{ref} \cdot e^{-\frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T_{ref}}}, d_{max}\right) \quad (9)$$

Diese Korrelation wurde für Druckwasser-Reaktor-Bedingungen entwickelt. Deswegen sollte sie für andere Druckverhältnisse (z.B. SWR) angepasst werden. In dieser Korrelation sind negative Werte der Unterkühlungstemperatur zulässig. Gl. (9) ist stark abhängig von der lokalen Temperaturverteilung in Wandnähe aus der CFD-Simulation. Das ursprünglich vom RPI entwickelte Verfahren benutzt für die Berechnung der Unterkühlungstemperatur an der

Wand die Werte der Fluidtemperatur im Zentrum des beheizten Rohres / der Strömung T_l . In einer CFD-Simulation ist ein lokaler wandnaher Zugriff auf diesen Wert im Innern der Strömung algorithmisch nicht möglich und die Verwendung einer lokalen wandnahen Fluidtemperatur würde zu sehr stark gitternetzabhängigen Lösungen führen. Egorov und Menter (Egorov, 2004) verwenden stattdessen eine logarithmische Temperatur-Wandfunktion zur Berechnung der Fluidtemperatur an einer Position bei konstantem dimensionslosem Wandabstand y^+ .

- **Blasenablösefrequenz**

Das RPI Modell benötigt des Weiteren die Blasenablösefrequenz sowohl für die Berechnung der Wandoberflächenanteile als auch für die Berechnung der Verdampfungsrate. Kurul und Podowski verwendeten an dieser Stelle die Korrelation von Cole (Cole, 1960):

$$f = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_g)}{3C_D d_w \rho_l}} \quad (10)$$

Diese Korrelation stammt eigentlich aus Untersuchungen zu Pool-Siedevorgängen und beinhaltet daher die Gravitationsbeschleunigung. Der Ansatz geht von der Division einer geschätzten Blasengeschwindigkeit durch den Blasendurchmesser aus.

- **Wartezeit zwischen zwei Blasenzyklen**

Die Blasenwartezeit kommt als Unbekannte in der Berechnung des Quenching –Wärmeübertragungsbeiwertes vor. Kurul und Podowski (Kurul, 1991) stellten fest, dass die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Blasenablösungen in etwa 80% der Ablösungsperiode entspricht. Das wäre:

$$t_w = \frac{0.8}{f} \quad (11)$$

- **Blaseneinflussgebiet-Faktoren**

Wie schon beschrieben, setzt das Modell voraus, dass ein Wandelement in zwei Flächenanteile aufgeteilt wird: A_1 ($= \pi d_w^2 \cdot n$) der Flächenanteil, auf dem nur einphasige konvektive Wärmeübertragung stattfindet, und A_2 ($= 1 - A_1$), der Flächenanteil, wo die entstehenden Dampfblasen die Wärmeübertragung beeinflussen. Die entsprechenden Ausdrücke sind in ANSYS CFX (ANSYS, 2011) wie folgt implementiert:

$$A_1 = \max(10^{-4}, 1 - A_2),$$

$$A_2 = \min\left(\frac{\pi F_2^2 d_w^2}{4} \cdot n, 1\right) \quad (12)$$

- **Konvektive Wärmeübertragung**

Wie bereits erwähnt wird für die Berechnung der Temperatur der Flüssigkeit in Gl. (3) eine turbulente Temperatur-Wandfunktion verwendet. Die Berechnung der Fluidtemperatur entsprechend dieser Wandfunktion erfolgt bei einem konstanten dimensionslosen Wandabstand Y^+ .

- **Wärmeübertragung durch Quenching**

Dieser Teil der Wärmestromdichte wird durch Gl. (5) berechnet. Die Temperatur T_l wird wie für den konvektiven Term kalkuliert. Zusätzlich ist noch eine Berechnungsvorschrift für den Wärmeübertragungsbeiwert bereitzustellen. Diese ist von der Wartezeit zwischen der Ablösung einer Blase und der Bildung einer neuen Dampfblase abhängig.

$$h_q = 2\lambda_l f \sqrt{\frac{t_w}{\pi a_l}} \quad (13)$$

Hierbei ist $a_l = \lambda_l / (C_{pl}\rho_l)$ die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit (Mikic, 1969).

- **Verdampfungsrate**

Wenn die Blasenablösefrequenz, der Blasenablösedurchmesser und die Dichte der Nucleation Sites bekannt sind, kann man die Verdampfungsrate wie folgt berechnen:

$$\dot{m} = \frac{\pi d_w^3}{6} \rho_g f n \quad (14)$$

Diese Formulierung stammt ursprünglich originale von Kurul und Podowski. Auch diese Korrelation wurde von Menter und Egorov (Egorov, 2004) umformuliert, und wird nun in der folgenden Form verwendet:

$$\dot{m} = \min\left(\frac{\pi F_2^2 d_w^2}{4}, 5\right) \frac{1}{6} d_w \rho_g f \quad (15)$$

3 Erweiterung des Funktionsumfangs des RPI-Wandsiedemodells

3.1 Kopplung zwischen RPI-Wandsiedemodell und Wärmetransport im Festkörper (CHT)

3.1.1 Mathematische Modellierung

Das RPI-Wandsiedemodell basiert auf dem „Heat Flux Partitioning“ Algorithmus, der durch Gleichung (1) beschrieben wird. In den meisten Anwendungsfällen in der Industrie ist die Wandtemperatur eigentlich nicht bekannt und man muss diese stark nicht lineare Gleichung für T_w lösen. In den Fällen, wo eine Randbedingung mit festgeschriebener Wärmestromdichte definiert wird, wird die Gleichung mittels eines Bisektion-Algorithmus gelöst.

$$Q_w(T_w) = q_{gegeben} \quad (16)$$

Allerdings ist die Realität komplexer als eine einzige unabhängige isolierte Flüssigkeitsdomain. Die Brennstäbe erhitzen sich aufgrund der inneren Kernreaktion und Wärme wird durch die Brennstabummantelung (Cladding) zur Flüssigkeit übertragen. Deswegen wurde die Kopplung zwischen der Physik der Wärmeübertragung in beiden Domains (Flüssigkeit und Festkörper) implementiert. Die Information aus der Wärmeleitung in dem Festkörper wird in Gl. (16) (bzw. Gl. (1)) berücksichtigt. Auf diese Art und Weise wird das „Heat Flux Partitioning“ in Abhängigkeit von der Wandtemperatur des Festkörpers berechnet.

Die Implementierung dieser Kopplung, die in ANSYS CFX durchgeführt wurde, erlaubt die Anwendung von Gitternetzen mit verschiedener räumlicher Auflösung auf der Festkörper- und Flüssigkeitsseite.

3.1.2 Validierung

3.1.2.1 Beschreibung der Versuchseinrichtung

Für die Validierung der Kopplung zwischen dem RPI-Wandsiedemodell und der Wärmeleitung im Festkörper wurde der Testfall nach Lee (Lee, 2008) ausgewählt. Mehrere Artikel wurden in den letzten Jahren bezüglich dieser Versuchseinrichtung veröffentlicht (Lee, 2002), (Lee, 2009). Die Testschleife in den Experimenten wurde für die Untersuchung von „Subcooled Nucleate Boiling“ in einem senkrechten Ringspalt (Abb. 1) verwendet, wo unterkühltes Sieden auf der beheizten Wand stattfindet. Die Testsektion ist 2376 mm lang und beinhaltet ein inneres beheiztes Rohr. Das innere Rohr hat einen äußeren Radius von $R_o=9.5\text{mm}$ und wird elektrisch beheizt. Die Länge der Testsektion ist $L_t=1670\text{ mm}$. Das äußere Rohr beinhaltet 2 Edelstahl-Rohre mit einem inneren Radius von $R=18.75\text{ mm}$, die mittels eines Glasrohres von 50mm Länge verbunden sind. Die Messebene liegt auf einer Höhe von 1610 mm. Der Ringspalt hat einen Abstand von 9.25 mm von der äußeren Rohrwandung, was einem hydraulischen Durchmesser von 18.5 mm entspricht.

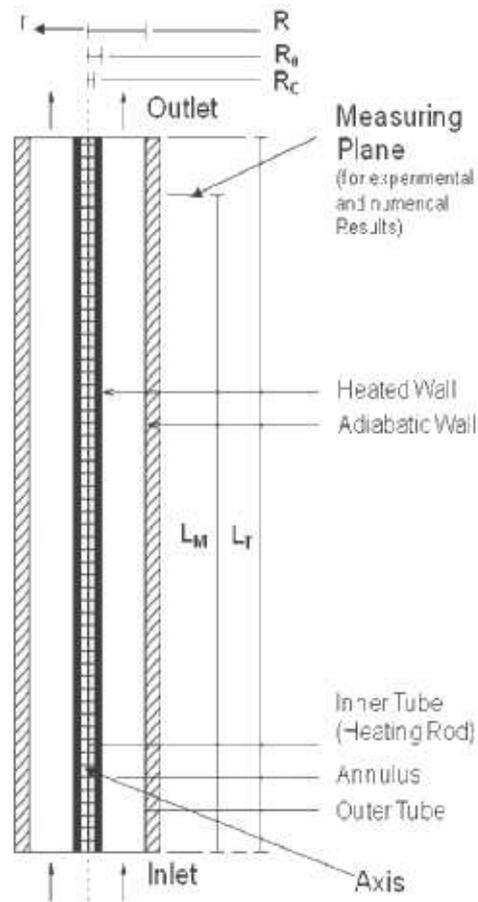


Abb. 1 : Skizze der Testsektion des senkrechten Ringspaltes in den Experimenten nach Lee (Lee, 2008)

Die Experimente wurden für verschiedene Wärmestromdichten, Massenstromdichten, Einlasstemperaturen und Drücke durchgeführt. Insgesamt wurden 32 verschiedene Konfigurationen untersucht, wobei der Dampfvolumenteil, Dampf- und Flüssigkeitsgeschwindigkeit, Sauter Mean Diameter und Zwischenphasenoberfläche ausführlich gemessen wurden. Die lokalen Dampfwerte wurden von einem Sensor über 13 Punkte über den Querschnitt des Ringspaltes verteilt gemessen (zwischen $R^*=0.11$ und 0.90 , wobei R^* der dimensionslose Radius $R^* = (r - R_0) / (R - R_0)$ ist). Die lokale Flüssigkeitsgeschwindigkeit wurde durch eine Pitot Sonde gemessen. Blasendurchmesser und Zwischenphasenoberfläche wurden von dieser Information auf rechnerische Weise rekonstruiert.

Ein Betriebspunkt aus der Vielfalt der experimentellen Ergebnisse wurde für diese Untersuchungen ausgewählt. Die entsprechenden Daten sind in der Tabelle 1 zusammengefasst. Dieser Fall entspricht dem Fall #25 aus der Veröffentlichung von Lee (Lee, 2008).

Set No.	q' [kW m ⁻²]	G [kg m ⁻² s]	T _{in} [°C]	P _{in} [kPa]
25	220.0	1057.2	90.1	134.4

Tabelle 1: Randbedingungen des untersuchten Betriebspunkts

3.1.2.2 Das Modell-Setup der CFD-Simulation

Die Strömung wurde mittels eines Eulerischen Zwei-Fluid-Modells simuliert. Die Stoffeigenschaften sowohl für das Wasser als auch für den Wasserdampf wurden aus den IAPWS-IF97 Tabellen für den gegebenen Druck- und Temperaturbereich entnommen (ANSYS, 2011).

Eine Volumenanteilsgleichung wird für jede Phase gelöst. Ebenfalls werden 2 Sätze von Impulsgleichungen berechnet, wobei Auftrieb und Impulstransfer zwischen den Phasen berücksichtigt werden. Die Impulsgleichungen werden von den Turbulenzgleichungen ergänzt, wobei das „Shear Stress Model“ (SST) für die kontinuierliche Phase und das „zero-equation turbulence model“ für die disperse Phase in Kombination mit dem Sato „enhanced turbulence model“ verwendet wurden, um die Effekte der blaseninduzierten Turbulenz berücksichtigen zu können (ANSYS, 2011).

Für die Wasser-Wasserdampf Blasenströmung wird eine Energiegleichung für die Flüssigkeit gelöst, und Sättigungsbedingungen werden für den Dampf angenommen. Die Stoff-, Wärme- und Impulsübergänge werden durch entsprechende Quellterme in den Erhaltungsgleichungen berücksichtigt. Für Blasenströmungen wie im Falle des hier angenommenen „subcooled nucleate boiling“ wird der Zwischenphasenimpulstransfer mittels des Widerstandsgesetzes nach Grace, die Auftriebskraft, die Wandkraft und die turbulente Dispersionskraft modelliert.

Frühere Untersuchungen zeigten eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen der Simulationen und Experimenten für adiabate Luft-Wasser Blasenströmungen (Frank, 2008), polydisperse Luft-Wasser, Wasser-Wasserdampf Strömungen (Krepper, 2008) und kondensierende Wasser-Wasserdampf Strömungen (Lifante, 2009)., wenn das Tomiyama-Modell für die Auftriebskraft (Tomiyama, 1995) (Tomiyama, 1998), das Frank-Modell (Frank, 2005) für die Wandkraft und das Favre Averaged Drag (FAD) Modell (Burns, 2004) für die turbulente Dispersionskraft verwendet werden.

Wegen der radialen Symmetrie des Ringspaltes in der Versuchseinrichtung von Lee (Abb. 1) wurden pseudo-zwei-dimensionale Simulationen durchgeführt. Die Geometrie des Ringspaltes wurde in Form eines Symmetriesektors mit einem Grad Winkel in Umfangsrichtung modelliert. Eine Hierarchie von konsistent verfeinerten hexaedrischen Gitternetzen wurde erstellt. In allen Fällen beinhalten die Gitternetze nur eine Zelle in Umfangsrichtung. Die Anzahl von Knoten in radialer und axialer Richtung des Ringspaltes wurde gleichmäßig über den radius und die Höhe des Ringspalts verteilt. Die Hauptparameter der Gitter werden in

Tabelle 2 zusammengefasst, wo auch der dimensionslose Wandabstand y^+ auf der beheizten Wand aufgeführt wird.

	Grid 1	Grid 2	Grid 3
No. of nodes	6.342	24.682	97.362
No. of elements	20×150	40×300	80×600
y^+ (Set25)	88	45	25
Max. aspect ratio	~24	~24	~24
Max. cell volume ratio	~1.01	~1.01	~1.01

Tabelle 2: Gitternetz hierarchie für die CFD Untersuchung

Abb. 2 zeigt eine Skizze des 1-Grad-Segments des Ringspaltes, die die Flüssigkeitsdomain für die CFD Simulationen beschreibt. Symmetrie-Randbedingungen wurden auf den zwei Seiten des Symmetriesegments verwendet. Die äußere Wand des Ringspaltes wurde als adiabatisch betrachtet und eine feste Wärmestromdichte wurde als Randbedingung an der Oberfläche des inneren Stabs vorgegeben.

Für die Einlass-Randbedingungen wurden voll entwickelte Einlass-Bedingungen angenommen. Um das zu berücksichtigen, wurden einphasige isotherme Simulationen für die Ringspaltströmung durchgeführt, in denen der gleiche Druck, Temperatur, Massenstrom für die gleiche Geometrie eingestellt wurden. Turbulenz wurde mit Hilfe des SST Turbulenzmodells simuliert. Danach wurde die Wandsiedesimulation mit den ausgebildeten Profilen für die Geschwindigkeit, die turbulente kinetische Energie und für die Wirbeldissipation initialisiert, die am Auslassquerschnitt der Vorläufersimulation entnommen wurden. Diese Information wurde als Einlass-Randbedingung für die Flüssigkeit benutzt. Ein sehr geringer Dampf-Volumenanteil von 10^{-15} und Sättigungstemperatur wurden als Einlassbedingung für den Dampf verwendet. Der Referenzdruck wurde den experimentellen Verhältnissen nach Lee (Lee, 2008) entnommen und „average static pressure“ wurde für den Auslass als Randbedingung gewählt.

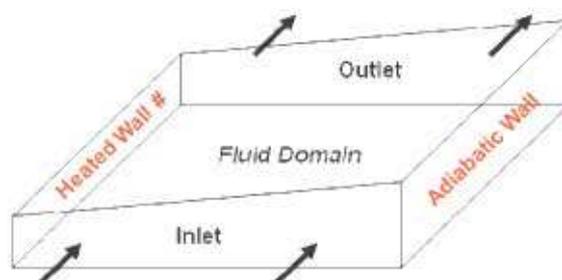


Abb. 2: Geometrie und Randbedingungen für die CFD Simulationen mit vorgegebener Wärmestromdichte.

Diese Konfiguration wurde als Referenz genommen. Eine zweite Geometrie wurde untersucht, bei der die Kopplung zwischen dem RPI-Modell und der Wärmeleitung im Festkörper getestet wurde. Deswegen beinhaltet diese neue Konfiguration nun auch den beheizten Festkörper als separate Domain. Statt einer vorgegebenen Wärmestromdichte an der Wand wird nun eine volumetrische Energiequelle verwendet. Dieses Verfahren ist vorteilhaft wünschenswert, weil die thermische Energieleistung des beheizten Festkörpers bekannt ist, während die Wandtemperatur oder die Wärmestromdichte an der Wand eher aus der Lösung berechnet werden soll.

Diese Kopplung arbeitet mit beiden Arten von möglichen Fluid-Festkörper-Schnittstellen, d.h. wenn die Gitternetze in beiden Domains die gleiche Auflösung haben (1:1-Gitter oder konforme Gitternetze) oder wenn sie verschiedene Auflösung haben (GGI - General Grid Interface oder nicht konforme Gitternetze).

Diese zweite Konfiguration berücksichtigt die gleiche Physik wie im Referenzfall. Zwei neue Festkörper werden der Simulation als Domain hinzugefügt (Abb. 3), die das innere beheizte Rohr repräsentieren. Auf dem inneren Teil (dem Kern) wurde eine volumetrische Energiequelle definiert, die der auf die Rohroberfläche umgerechneten Wärmestromdichte des ersten Tests entspricht (82.3 MW/m^3). Der Kern hat einen Radius von 7.125 mm , was $0.75 R_0$ entspricht. Der mittlere Teil (Brennstoffhülle) wird nicht beheizt. Die neue Geometrie beinhaltet nun 2 Schnittstellen: eine Festkörper-Festkörper-Schnittstelle zwischen dem Kern und der Brennstoffhülle und eine Fluid-Festkörper-Schnittstelle zwischen Brennstoffhülle und Flüssigkeit. Auf dieser letzten Schnittstelle, der Wandoberfläche, findet das Wandsieden statt. Materialeigenschaften von Edelstahl wurden für die zwei Festkörper verwendet.

Symmetrie-Randbedingungen wurden für die Randelemente in Umfangsrichtung (vorne und hinten) definiert. Oben wurden adiabate Wände definiert und unten wurde eine isotherme Randbedingung mit der Einlass-Temperatur angewendet.

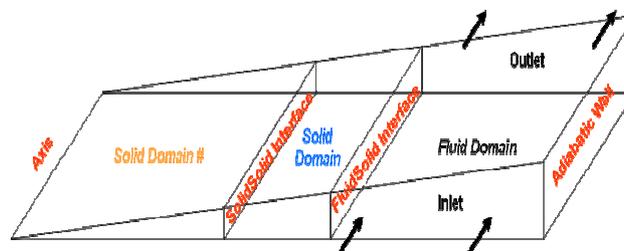


Abb. 3: Geometrische Beschreibung und Randbedingungen der CFD-Simulationen mit gegebener volumetrischer Energiequelle auf dem Festkörper des Kerns.

Untersuchungen mit diesen zwei Geometrien und ein Vergleich zwischen ihnen wurden durchgeführt. Die Gitternetze für die erweiterte Geometrie haben genau die gleiche Raumauflösung in axialer Richtung. Die Hauptparameter der Gitternetze sind in der Tabelle 3 zusammengefasst.

Um nicht angepasste Gitternetze testen zu können, wurde noch ein weiterer Satz von Gitternetzen erstellt, bei denen die axiale Auflösung geringfügig verändert wurde. Auf diese Art ist die räumliche Auflösung dieser Gitter sehr ähnlich und die Ergebnisse sollten deswegen ebenfalls sehr ähnlich ausfallen. Trotzdem ist die Funktionalität der „General Grid Interfaces“ in Ansatz und kann so getestet werden. Insgesamt wurden so drei verschiedene Konfigurationen untersucht.

	Grid 1	Grid 2	Grid 3
No. of nodes	6.342	24.682	97.362
No. of elements	20×150	40×300	80×600
y+ (Set25)	88	45	25
Max. aspect ratio	~24	~24	~24
Max. cell volume ratio	~1.01	~1.01	~1.01

Tabelle 3: Gitternetzhierarchie für die CFD-Untersuchungen

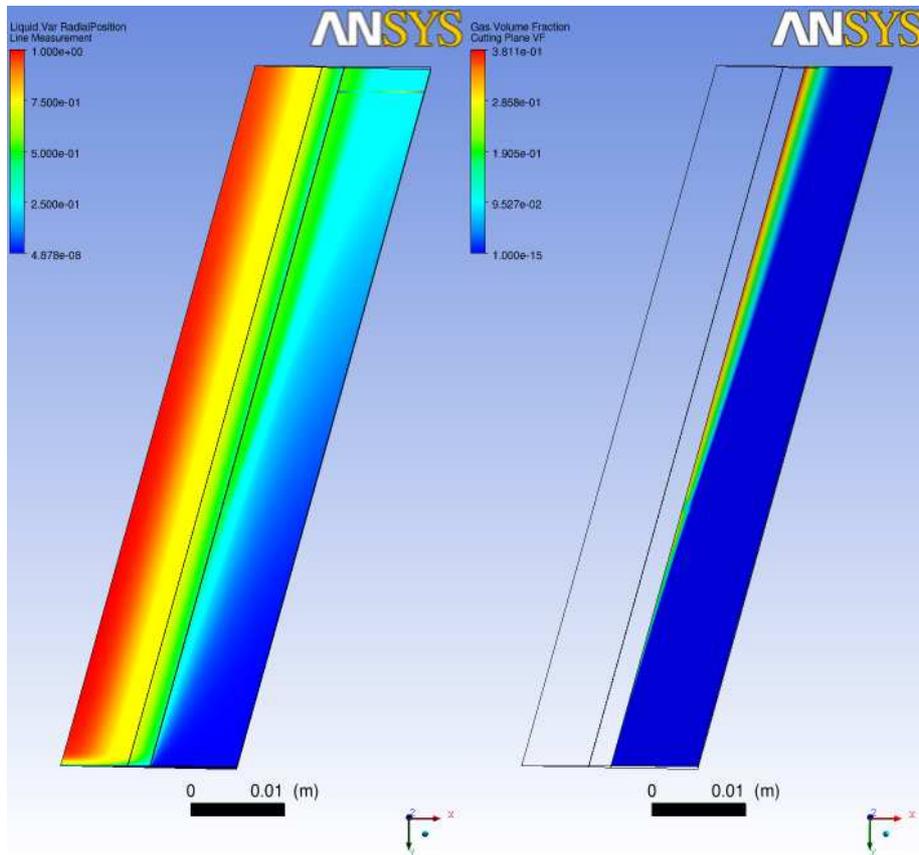


Abb. 4: Senkrechter Querschnitt des Ringspaltes und des beheizten Stabes. Links: Festkörper- und Flüssigkeitstemperatur. Rechts: Dampfvolumenanteil.

3.1.2.3 Vergleich mit dem Experiment

Abb. 4 zeigt die CFD-Ergebnisse für die Temperatur des Festkörpers und der Flüssigkeit auf einer senkrechten Schnittebene durch die Ringspaltgeometrie. Die hier gezeigten Simulationsergebnisse wurden mit der erweiterten Geometrie (mit den 2 Festkörper-Domains) und volumetrischer Energiequelle berechnet. Man kann sehen, dass die Temperaturverteilung auf der Festkörper-Domain entlang der Rohrhöhe sehr homogen ist. Dem gegenüber steigt die Temperatur auf der Fluidseite kontinuierlich immer weiter von der Einlass-Temperatur zum Auslass hin immer weiter an. Auf der rechten Seite des Bildes ist die entsprechende Dampfvolumenteilverteilung zu sehen. Der Anstieg in der Flüssigkeitstemperatur entspricht einem Anstieg der Dampfproduktion entlang der gesamten beheizten Wand entlang.

Die Festkörper- und die Flüssigkeitstemperatur wurden auf der Messhöhe ($L_m=1670$ mm) für die erste Konfiguration und die drei Gitternetze verglichen (Abb. 5). Die Temperaturen im Festkörper sind praktisch für alle drei Netze identisch, während die Flüssigkeitstemperatur geringfügig variiert. Dazu ist auch das Profil dargestellt, das mit einer Wärmestromdichte-randbedingung auf der Wandoberfläche berechnet wurde. Dieses zeigt den gleichen Trend im Fluidtemperaturverlauf und sehr ähnliche Werte.

Auf der Abb. 6 wurden die entsprechenden Dampfvolumenteilanteile aus den gleichen Simulationen wie in Abb. 5 dargestellt. Hier wurden zusätzlich die experimentellen Werte hinzugefügt. Ergebnisse für das dritte Gitternetz und die erste Konfiguration zeigen einen größeren Dampfgehalt in der Nähe der Wand, was der größeren Flüssigkeitstemperatur in Abb. 5 entspricht, weswegen die Kondensationsrate an dieser Stelle geringfügig kleiner ist.

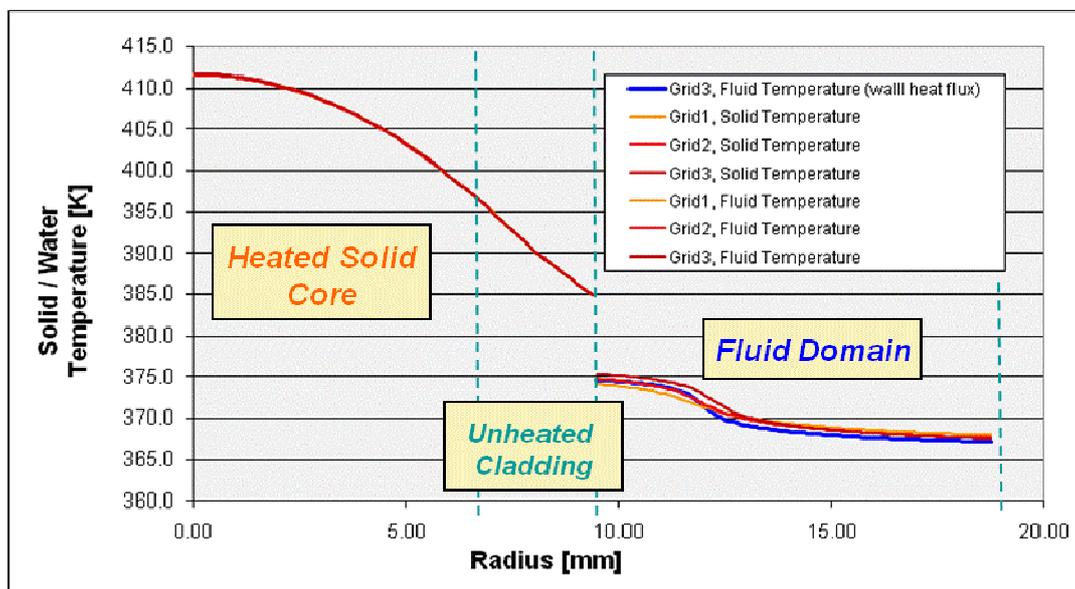


Abb. 5: Vergleich der Temperaturverteilung auf den beheizten Kernel, die Hülle und das Wasser für verschiedene verfeinerte Gitternetze auf die Messebene. Vergleich mit den CFD-Ergebnissen berechnet mit gegebener Wärmestromdichte (blaue Kurve).

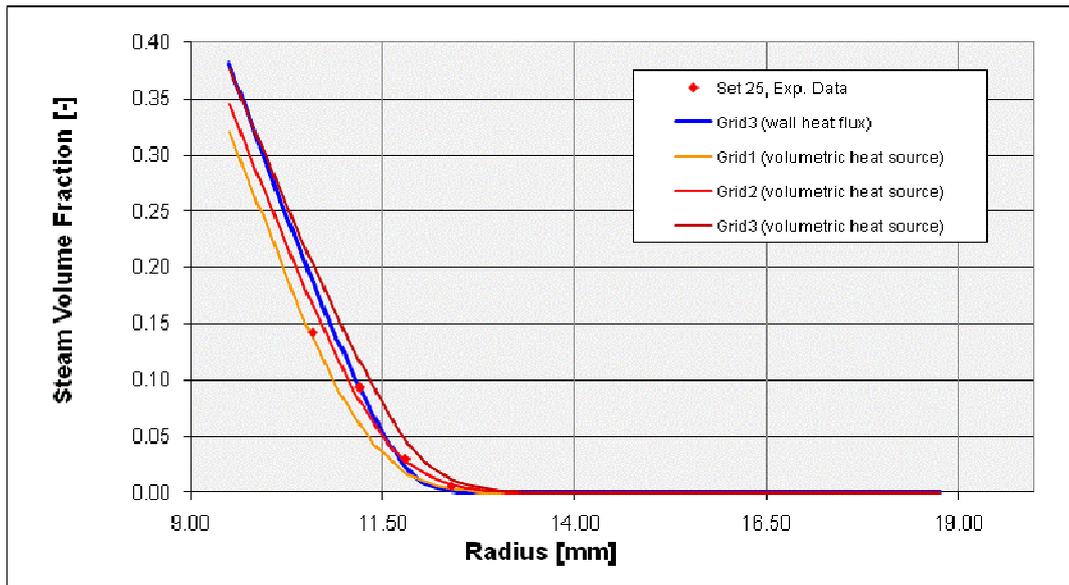


Abb. 6: Vergleich zwischen radialem Dampfvolumenteil aus den Messungen und CFD-Ergebnissen. Lee at al., Set25 mit festgelegter Wärmestromdichte und festgelegter volumetrischer Energiequelle im Festkörpermaterial.

Um beide Schnittstellen-Algorithmen (d.h. konforme und nicht-konforme Gitternetze) zu untersuchen, wurden Simulationen mit der zweiten und dritten Konfiguration durchgeführt. Ergebnisse sind in der Abb. 7 dargestellt. Die dritte Konfiguration hat 3 Knoten mehr in axialer Richtung, um nicht-konforme Gitternetze auf beiden Seiten der Festkörper-Fluid-Schnittstelle zu erzeugen. Abb. 7 (Oben) zeigt die Temperaturverteilung auf der gesamten Domain. Die drei Konfigurationen mit Wärmeleitung im Festkörper ergeben identische Lösungen, deren Übereinstimmung mit der Lösung mit festgelegter Wärmestromdichte recht gut ist. Abb. 7 (Unten) vergleicht die gleichen numerischen Simulationen anhand der Dampfvolumenteilverteilung. Wieder treffen die drei Profile mit Wärmeleitung im Festkörper mit dem anderen Profil (Wärmestromdichte-Randbedingung) zusammen. Dieses Verhalten bestätigt die Richtigkeit der Kopplungsimplementierung für alle Arten von Diskretisierungen.

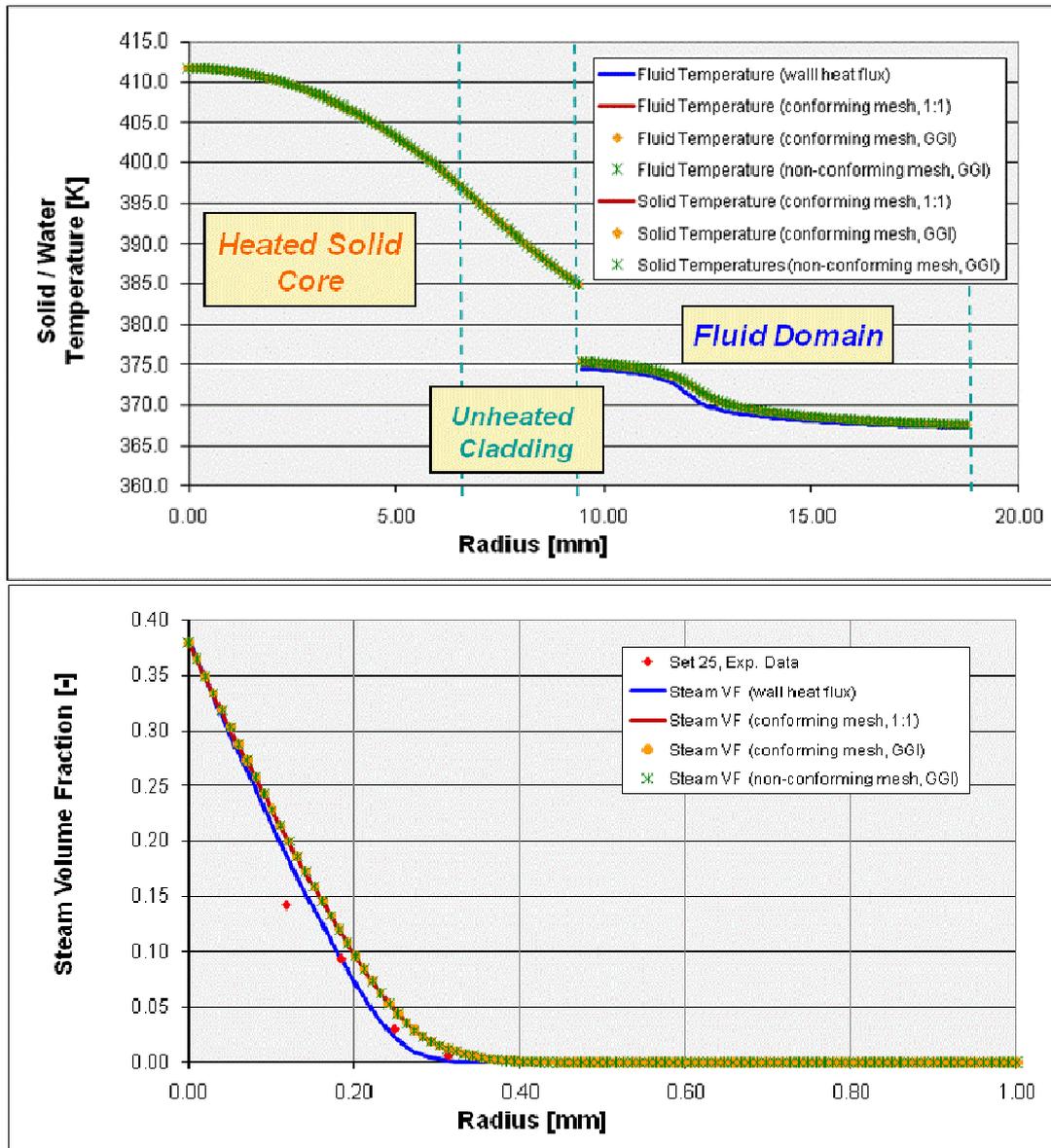


Abb. 7. Oben: Vergleich der radialen Temperaturverteilungen für den beheizten Festkörperkern, die Hülle und das Fluid. Unten: Radiale Dampfvolumenteilverteilung an der Messebene für die drei verschiedenen Konfigurationen (konformes Gitternetz mit 1÷1 Verbindung, konformes Gitternetz mit GGI Verbindung und nicht-konformes Gitternetz mit GGI Verbindung).

3.2 Kopplung zwischen RPI-Wandsiedemodell und Populationsbilanzmodell (MUSIG)

3.2.1 Mathematische Formulierung

Für Anwendungen mit niedrigem Gasgehalt kann die Annahme einer monodispersen Blasenströmung hinreichend erfüllt sein. Das ist jedoch nicht der Fall, wenn der Gasgehalt sich erhöht. Für höhere Gasgehalte ist ein Berechnungsverfahren nötig, das verschiedene

Blasengrößen und damit den polydispersen Charakter der Blasengrößenverteilung und Mehrphasenströmung berücksichtigt. Die Populationsbilanz-Methode ist hierfür eine geeignete Wahl, wie z.B. das in ANSYS CFX implementierte MUSIG (**M**ultiple **S**ize **G**roup) Modell. Das MUSIG-Modell diskretisiert das Blasengrößenspektrum in einem Satz von Blasengrößenklassen, die abhängig von den am Anfang vorgegebenen Blasendurchmessern sind. Die Diskretisierung erfolgt entsprechend der Masse der Blasengrößenklassen. Durch eine Referenzdichte wird die Masse für jeden Blasengrößenklassen-Durchmesser berechnet. Diese mit den Blasengrößenklassen korrespondierenden Massen werden die ganze Simulation unverändert gelassen und definieren somit die Blasengrößenklassen.

$$m_i = \rho_{ref} \frac{\pi}{6} (d_i^{t_0})^3, \quad d_i^{t_j} = \sqrt[3]{\frac{6 m_i}{\pi \rho^{t_j}}} \quad (17)$$

Die Anzahl von Blasen einer bestimmten Blasengröße wird durch die Lösung einer Transportgleichung für jeden Blasendurchmesser beschrieben, deren Quellterme die Stoffübertragung zwischen den einzelnen Blasengrößenklassen charakterisieren. Diese Gleichungen werden aus den Populationsbilanzgleichungen hergeleitet und in Größenanteilsgleichungen umgewandelt. Diese variablen massenbezogenen Größenklassenanteile werden Size Fractions genannt und wie folgt definiert

$$f_i = \frac{r_i}{r_\alpha} \quad (18)$$

An dieser Stelle können zwei Annahmen bezüglich des Blasengeschwindigkeitsfeldes getroffen werden: 1) dass sich alle Blasen mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen (homogenes MUSIG-Modell); 2) dass sich jeweils Gruppen von Blasengrößenklassen mit einer eigenen Geschwindigkeit bewegen können (inhomogenes MUSIG-Modell). Dieser Unterschied kann in manchen Anwendungen eine tiefgreifende Rolle für die Genauigkeit der Berechnungen spielen, z.B. in dem Fall dass die Blasen z.B. lateralen Auftriebskräften mit unterschiedlichem Vorzeichen unterliegen. Es wurde bereits unter anderem festgestellt, dass die kleineren Blasen sich eher mit der kontinuierlichen Phase zusammen bewegen, während die größeren Blasen unter einem stärkeren Einfluss von Gravitation und Auftrieb stehen. Das Vorzeichen des lateralen Auftriebsbeiwerts (lift force coefficient) ändert sich je nach Druck und Temperatur, und aus diesem Grund ändert sich die Richtung der wirkenden Auftriebskraft entsprechend. Das sind nur einige Beispiele, um die Möglichkeiten der angewendeten Lösungsmethode zu verdeutlichen.

Wie bereits erwähnt, werden diese zwei Verfahren homogenes bzw. inhomogenes MUSIG-Modell genannt. Im inhomogenen MUSIG-Modell werden die Blasengrößenklassen in verschiedene Geschwindigkeitsgruppen eingeteilt und für jede Gruppe wird noch ein zusätzlicher Satz von Navier-Stokes Gleichungen gelöst, wodurch sich der Berechnungsaufwand aber auch die Genauigkeit der CFD-Simulation potentiell erhöht. Die Anzahl der betrachteten Geschwindigkeitsgruppen wird jedoch in der Regel auf 2-3 beschränkt, um den gesamten Berechnungsaufwand des CFD-Verfahrens in einer heute auf modernen Cluster-Rechenanlagen beherrschbaren Größenordnung zu halten und gleichzeitig das grundlegend unterschiedliche Verhalten von Gruppen unterschiedlich grosser Blasengrößenklassen abzubilden.

Der Ausgangspunkt für die Herleitung des MUSIG-Modelles sind die Populationsbilanzgleichungen. Diese können wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\mathbf{m}, \vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (U(\mathbf{m}, \vec{r}, t), n(\mathbf{m}, \vec{r}, t)) = S \quad (19)$$

Wobei n die Blasenanzahldichte der Blasen mit Masse m zur Zeit t ist. Nun wird Gl. (19) in Größenklassen diskretisiert und für jede Blasenklasse wird die Anzahldichte wie folgt definiert:

$$N_i(t) = \int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} n(m, t) dm \quad (20)$$

Die gesamte Masse der i -ten Klasse von Blasen kann dann wie in Gl. (21) geschrieben werden

$$m_i N_i = \rho_i \quad (21)$$

Hier repräsentiert ρ_i die Dichte der i -ten Blasenklasse und r_i den Volumenanteil der i -ten Blasenklasse. Die Integration der Gl. (19) gefolgt von einer Multiplikation mit m_i ergibt:

$$\frac{\partial (m_i N_i(t))}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i^i(t) N_i(t)) = S_i \quad (22)$$

Oder auf dem Volumenanteil r_i basierend:

$$\frac{\partial (\rho_i r_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_i r_i U_i^i) = S_i \quad (23)$$

Der Volumenanteil einer Blasengrößenklasse (r_i) kann durch den Ausdruck in Gl. (18) für den homogenen Fall und durch die folgende Gleichung für den inhomogenen Fall umformuliert werden:

$$f_i^c = \frac{r_i}{r_\alpha} \quad (24)$$

r_d repräsentiert den gesamten Dampfphasen-Volumenanteil, und r_α den Volumenanteil der Gasphase einer Geschwindigkeitsgruppe. f_i^c wird konservative Size Fraction genannt. Mit der Einführung dieser neuen Variablen sieht die Gleichung für die konservative Size Fraction des MUSIG-Modelles wie folgt aus:

$$\frac{\partial (\rho_i r_\alpha f_i^c)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_i r_\alpha U_i^j f_i^c) = S_{i\alpha} \quad (25)$$

Abhängig von der Art des Verfahrens, d.h. homogenes oder inhomogenes MUSIG-Modell, ist das Geschwindigkeitsfeld für alle Klassen gleich ($U_i^j = U_a^j$) oder unterschiedlich. Im homogenen Fall sind die konservative und die nicht-konservative Size Fraction identisch.

In beiden Fällen betreffen die Quellterme S_i die Stoffübertragung zwischen Blasengrößenklassen auf Grund der Blasenkoaleszenz und des Blasenzerfalls. Die Standard Formulierung in ANSYS CFX für Blasenkoaleszenz und -zerfall basieren auf dem Luo & Svendsen Modell (Luo, 1996) bzw. dem Prince & Blanch Modell (Prince, 1990). Die Quellterme entsprechen dann der folgenden Formulierung:

$$\begin{aligned}
 S_{\alpha_i} &= B_{i,B} - D_{i,B} + B_{i,c} - D_{i,c} \\
 &= \rho_a r_a \sum_{j>i} B_{ij} f_i - \rho_a r_a f_i \sum_{j>i} B_{ij} \\
 &+ (\rho_a r_a)^2 \frac{1}{2} \sum_{j \leq i} \sum_{k \leq i} C_{jk} f_j f_k \frac{m_j + m_k}{m_j m_k} X_{j k \rightarrow i} - (\rho_a r_a)^2 \sum_j C_{jk} f_i f_j \frac{1}{m_j}
 \end{aligned} \tag{26}$$

Hierbei ist B_{iB} die Produktionsrate auf Grund des Zerfalls von größeren Blasen zu Blasen mit einem der Blasengrößenklasse i zuzuordnenden Blasendurchmesser, D_{iB} die Blasenzerfallsrate auf Grund von Blasenzerfall von Blasen aus der Blasengrößenklasse i zu kleineren Blasen, $B_{i,c}$ die Blasenentstehungsrate für die Blasengrößenklasse i auf Grund von Koaleszenzprozessen kleinerer Blasen die zur Entstehung von Blasen der Blasengrößenklasse i führen und $D_{i,c}$ ist die Destruktionsrate auf Grund von Blasenkoaleszenz von Blasen der Größenklasse i mit Blasen anderer Blasengrößenklassen zu Blasen einer höheren Blasengrößenklasse. B_{ij} stehen hier für die Blasenzerfallsraten von Blasen der Blasengrößenklasse i in Blasen anderer Größenklassen j . C_{jk} sind die Koaleszenzraten von Blasen aus den Größenklassen j und k wobei eine Blase der Größenklasse i resultiert. m_i ist die Masse der dispersen Phase, die der Blasengrößenklasse i zugeordnet ist und $X_{j k \rightarrow i}$ steht für den Massenanteil der bei Koaleszenz zweier Blasen der Größenklassen j und k der Größenklasse i zuzurechnen ist. Unter Rückgriff auf die Originalveröffentlichungen (Luo & Svendsen, 1996) und (Prince, 1990) können alle diese Terme in Abhängigkeit von den Eigenschaften (Geschwindigkeiten, Blasendurchmesser, Blasengrößenanteile, usw..) der Geschwindigkeitsgruppen und Blasengrößenklassen der dispersen Phase sowie in Abhängigkeit von der Fluidturbulenz definiert und berechnet werden.

Die Standardversion des MUSIG-Modells, sowohl homogen als auch inhomogen, berücksichtigte bis zur Version ANSYS CFX 12.0 nur die Umverteilung von Massenanteilen der Blasengrößenklassen bezüglich der Blasenkoaleszenz und -zerfalls. Allerdings ist diese Formulierung nicht geeignet für Anwendungen mit Wasser-Wasserdampf Strömungen mit starkem Stoffübergang (Verdampfung und Kondensation). Aus diesem Grund war eine Erweiterung des MUSIG-Modelles nötig, um die Stoffübertragung aufgrund von Phasenübergang in Betracht zu ziehen. Das bedeutet, dass ein neuer Quellterm in den Size Fraction Gleichungen eingefügt werden muss. Aber auch eine Modifikation in der Kontinuitätsgleichung der kontinuierlichen Phase ist notwendig. Die Erweiterung wurde so implementiert, dass die verdampfende Masse der kontinuierlichen Phase den Größenklassen der Blasen in der polydispersen Gasphase entsprechend dem Anteil ihrer Zwischenphasengrenzfläche zugeführt wird. Die Quellterme berücksichtigen daher nicht nur

eine relative Umverteilung der Blasengrößenanteile untereinander, sondern auch in globaler Weise die Änderung der Blasengrößenverteilung aufgrund von Verdampfungs- und Kondensationsprozessen zwischen der kontinuierlichen fluiden Phase und der Gasphase, wobei alle Blasengrößenklassen entsprechend ihrer spezifischen Zwischenphasengrenzfläche an diesen Prozessen beteiligt sind.

Um dieses Ziel zu erreichen, wird Gl. (19) wie folgt umgeschrieben:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(m, \vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (U(m, \vec{r}, t), n(m, \vec{r}, t)) + \frac{\partial n(m, \vec{r}, t)}{\partial m} \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} = S_i \quad (27)$$

Der neue rote Term beinhaltet die Veränderung der Blasenanzahl aufgrund der Stoffübertragung. Wenn man die gleiche Diskretisierung und Integrationsverfahren wie für Gl. (20) ausführt, sieht dieser Term wie folgt aus:

$$\int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} \frac{\partial n(n, \vec{r}, t)}{\partial m} \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} = \left[\frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} n(n, \vec{r}, t) \right]_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} = (\tilde{S}_{i+1/2} + \tilde{S}_{i-1/2}) \quad (28)$$

Die Terme \tilde{S} hängen von der Richtung der Stoffübertragung ab, je nachdem ob es sich um einen Fall mit Verdampfung oder Kondensation handelt. Für ein fixiertes Vorzeichen der Stoffübertragungsrate in einer Klasse sehen die Terme wie folgt aus:

- Verdampfung $\left(\frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i > 0 \right)$

$$\tilde{S}_{i-1/2} = - \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_{i-1} \frac{N_{i-1}(\vec{r}, t)}{m_i - m_{i-1}} \quad \tilde{S}_{i+1/2} = \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i \frac{N_i(\vec{r}, t)}{m_{i+1} - m_i} \quad (29)$$

- Kondensation $\left(\frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i < 0 \right)$

$$\tilde{S}_{i-1/2} = - \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i \frac{N_i(\vec{r}, t)}{m_i - m_{i-1}} \quad \tilde{S}_{i+1/2} = \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_{i+1} \frac{N_{i+1}(\vec{r}, t)}{m_{i+1} - m_i} \quad (30)$$

Wie in der Standardformulierung des MUSIG-Modelles wird die Populationsbilanzgleichung Gl. mit m_i multipliziert, und die Beziehung $m_i N_i = \rho_i r_i$ eingeführt. Die Terme, die sich auf Koaleszenz und Zerfall beziehen, bleiben unverändert und der neue Quellterm, im Verdampfungsfall kann dann wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
S_i &= -m_i \left(\tilde{S}_{i+\frac{1}{2}} + \tilde{S}_{i-\frac{1}{2}} \right) \\
&= -m_i \left(\frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i \frac{\rho_i r_i / m_i}{m_{i+1} - m_i} + \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_{i-1} \frac{\rho_{i-1} r_{i-1} / m_{i-1}}{m_{i+1} - m_i} \right) \\
&= -\frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i \frac{\rho_i r_i}{m_{i+1} - m_i} + \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_{i-1} \frac{\rho_{i-1} r_{i-1}}{m_{i+1} - m_i} \frac{m_i}{m_{i-1}}
\end{aligned} \tag{31}$$

Dieser Term kann umformuliert werden, indem man die volumetrische (spezifische) Stoffübertragungsrate Γ_i benutzt.

$$\Gamma_i = \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i \frac{1}{V} = \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i \frac{r_i}{V_i} = \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} \Big|_i \frac{\alpha_i \rho_i}{m_i} \tag{32}$$

Dadurch vereinfacht sich Gl. (31) zu:

$$S_i = -\frac{m_i}{m_{i+1} - m_i} \Gamma_i + \frac{m_i}{m_i - m_{i-1}} \Gamma_{i-1} \tag{33}$$

Analog gilt für den Kondensationsfall:

$$S_i = -\frac{m_i}{m_{i+1} - m_i} \Gamma_{i+1} + \frac{m_i}{m_i - m_{i-1}} \Gamma_i \tag{34}$$

Ein Ziel von dieser Erweiterung war, dass diese Quellterme sowohl die Stoffübertragungsrate (Lucas, 2009) zwischen den verschiedenen Klassen als auch die zwischen der kontinuierlichen Phase und der polydispersen Phase berücksichtigen. Das kann einfach überprüft werden. Die Netto-Stoffübertragungsrate zwischen der kontinuierlichen fluiden Phase und der dispersen Dampfphase ist die Summe aller Quelltermen S_i über alle Klassen i . In einem Verdampfungsfall wäre das zum Beispiel

$$\sum_i S_i = \sum_i -\frac{m_i}{m_{i+1} - m_i} \Gamma_i + \frac{m_i}{m_i - m_{i-1}} \Gamma_{i-1} = \sum_i \Gamma_i = \Gamma \tag{35}$$

Somit ist der Massenerhalt über den gesamten Bereich aller Blasengrößenklassen gewährleistet.

In diesem Kapitel wird angenommen, dass die Gasphase Sättigungstemperatur hat und dass es keinen überhitzten Dampf gibt. Die letzte Größe in Gleichung (1) entspricht dem

Wärmeübergang auf der Wand wegen Flüssigkeitsverdampfung in der Nähe der Wand. Es wird wie folgt berechnet

$$Q_{evap} = \dot{m}_{evap} \cdot h_{lg} \quad (36)$$

Wobei \dot{m}_{evap} und h_{lg} die Verdampfungsrate und die latente Verdampfungswärme sind. Die Verdampfungsrate ist definiert als

$$\dot{m}_{evap} = \frac{\pi}{6} d_w^3 \rho_g f n \quad (37)$$

wobei ρ_g die Gasdichte repräsentiert, f die Blasenablösefrequenz und n die Keimstellendichte. Diese zwei letzten Parameter werden ebenfalls durch Korrelationen berechnet (Cole, 1960) (Lemmer, 1977). Die Kopplung zwischen dem RPI-Modell und dem MUSIG-Modell besteht aus einer Verbindung zwischen der auf der Wand erzeugten Dampfmasse (mittels des RPI-Wandsiedemodells berechnet) und dem Durchmesser der auf der beheizten Wand erzeugten Blasen. Es wird angenommen, dass deren Größe genau dem Blasenablösedurchmesser auf der beheizten Wand entspricht und mit diesem Blasendurchmesser werden diese Blasen in das diskrete Populationsbilanzmodell in der wandnächsten Gitterzelle eingespeist.

Dieses Verfahren wurde implementiert indem ein neuer Massenquellterm in Gleichung (25) eingeführt wurde. Der Massentransferterm wird jedoch nur in der Size Fraction Gleichung berücksichtigt, die der Blasengrößenklasse des Blasenablösedurchmessers entspricht. Das ist, die Klasse, deren Durchmesser am nächsten zu dem Blasenablösedurchmesser ist. Da die im „Heat Flux Partitioning“ Algorithmus berechnete Verdampfungsrate \dot{m}_{evap} ein Oberflächenbezogener Wert ist, sollte dieser zu einem volumetrischen Wert umgerechnet werden. ANSYS CFX realisiert dies mittels einer Multiplikation mit dem Verhältnis zwischen dem Volumen (V) und der Oberfläche (S) der entsprechenden wandnächsten Gitterzelle.

$$\dot{m}_{evap}^V = \dot{m}_{evap} \frac{V}{S} \quad (38)$$

Die Kopplung wurde sowohl für die homogene als auch die inhomogene Version des MUSIG-Modells implementiert. Im ersten Fall ist es notwendig, für alle Zeitschritte und Gitterzellen die Blasengrößenklasse zu identifizieren (dass heißt den entsprechenden Blasendurchmesser), die am nächsten zum Blasenablösedurchmesser liegt. Infolgedessen wird die Size Fraction Gleichung identifiziert, in der der Massentransferterm addiert wird.

Im inhomogenen Fall ist es zusätzlich notwendig, die Geschwindigkeitsgruppe zu identifizieren, zu der die Blasengrößenklasse gehört. Sekundäre Impulsflüsse müssen in der entsprechenden Navier-Stokes Gleichung dieser Geschwindigkeitsgruppe addiert werden (Impulsübertragung auf Grund von Massenübertragung). Für das homogene MUSIG-Modell ist dies nicht notwendig, da es in diesem Fall nur eine Geschwindigkeitsgruppe und deswegen nur eine Navier-Stokes Gleichung für die Gasphase gibt.

3.2.2 Validierung

3.2.2.1 Beschreibung der Versuchseinrichtung

Um die Kopplung zwischen dem RPI-Wandsiedemodell und dem Populationsbilanz-Verfahren zu validieren (in diesem Fall mit dem homogenen MUSIG-Modell), wurde ein Experiment aus der Literatur ausgewählt, das an der Arizona State University von Roy et al (Roy, 2002) durchgeführt wurde. Das Experiment besteht aus einer aufwärts gerichteten Strömung von unterkühltem Kühlmittel R-113 in einem senkrechten Ringspalt mit einem inneren Radius von 7.89mm, einem äußeren Radius von 19.01mm und einer Länge der Testsektion von 3.66m. Die äußere Wand des Ringspaltes ist adiabat und die innere Wand ist in zwei Teile unterteilt: der erste Teil von 0.91m Länge der Testsektion ist adiabat und die obere Sektion von 2.75m Länge ist gleichmäßig beheizt. Die Messsensoren wurden auf einer Höhe von 1.984m innerhalb der beheizten Sektion positioniert. Damit wurden ausführliche Informationen wie der Dampfvolumenteil, die Temperatur, die Geschwindigkeit, turbulente kinetische Energie und der mittlere Sauter-Durchmesser gemessen. Deswegen ist dieser Fall besonders geeignet, um das gekoppelte Verfahren aus RPI-Wandsiedemodell und MUSIG-Modell zu validieren. Eine Skizze der Versuchseinrichtung ist in Abb. 8 dargestellt.

Um Rechenzeit zu sparen wurde eine quasi-zweidimensionale Domain mit einem 1-Grad-Sektor in Umfangsrichtung und 2.2 m der beheizten Wand in axialer Richtung berücksichtigt.

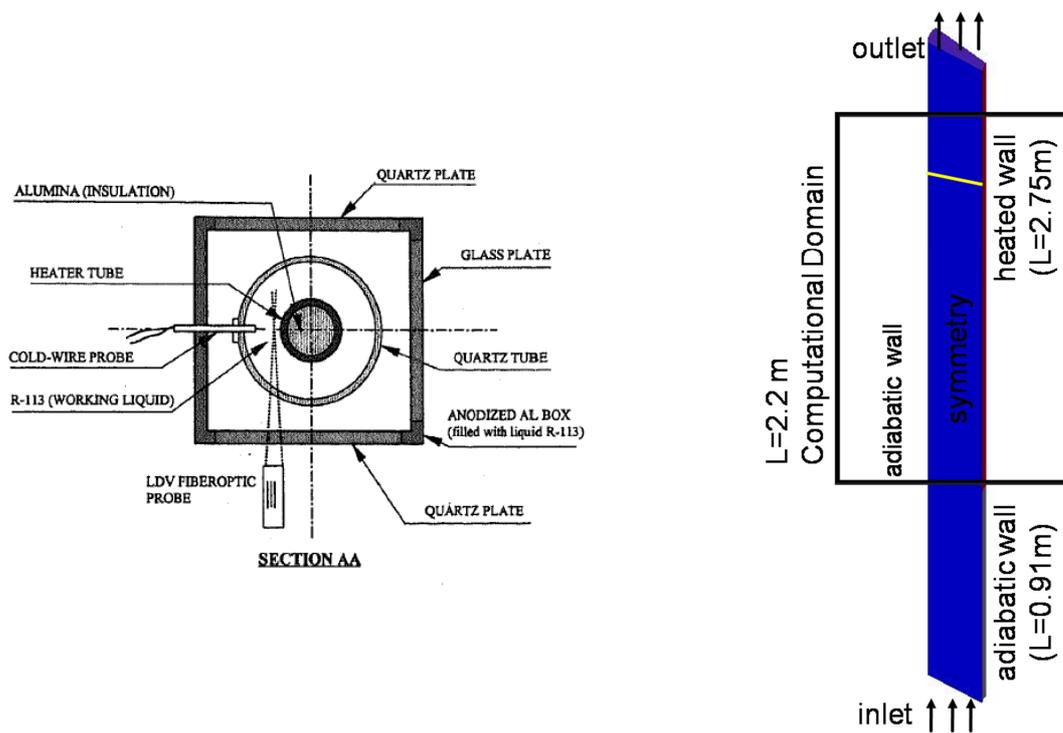


Abb. 8: Links: Skizze der Versuchsanlage an der Arizona State University nach Roy et al.; Rechts: CFD-Domän.

3.2.2.2 Das Modell-Setup der CFD-Simulation

Verschiedene Betriebspunkte wurden von Roy et al (Roy, 2002) in der Versuchseinrichtung untersucht. Mehrere von diesen Betriebspunkten wurden in dem Projekt analysiert (Lifante, 2011). Die Ergebnisse waren für alle Bedingungen sehr ähnlich und die gleichen Schlussfolgerungen konnten gezogen werden. Deswegen werden an dieser Stelle nur Ergebnisse für einen repräsentativen Fall vorgestellt. Für die vollständigen Untersuchungsergebnisse sei auf die Publikation verwiesen. In dem hier diskutierten Fall beträgt der Druck an der Position der Messebene 2.69 bar, der Einlassmassenstrom $784 \text{ kg/m}^2\text{s}$, die Flüssigkeitstemperatur am Einlass 50.2°C und die Wärmestromdichte auf der inneren beheizten Wand 116 KW/m^2 .

Um geeignete Einlassrandbedingungen vorgeben zu können, wurde eine stationäre einphasige Simulation in der gleichen Domain als Vorlauf-Simulation durchgeführt. Auf diese Art und Weise wurden voll entwickelte Profile für den Ringspalt abgeleitet. Profile für die Geschwindigkeitskomponenten und die turbulenten Fluideigenschaften wurden am Auslassquerschnitt extrahiert und anschließend als Initialisierung und Einlassrandbedingung verwendet. Die für die CFD-Simulation benötigten thermodynamischen Eigenschaften des Kühlmittels R-113 wurden mittels einer RGP-Tabelle (Real Gas Property Table) berücksichtigt. Die Tabelle wurde der RefProp-Datenbasis für thermodynamische Stoffwerte entnommen (NIST).

Ein Eulerisches Zweiphasenmodell für das disperse Mehrphasengemisch von flüssigem R-113 und dessen Dampf wurde in der Simulationen verwendet. Es wurde angenommen, dass der Dampf in diesem Volumenanteilsbereich polydispers ist, d.h. er besteht aus Blasen in verschiedenen Größen. Der Impulstransfer zwischen den Phasen wurde in dem CFD-Setup mit dem Widerstandskraft-Modell nach Grace und dem FAD-Modell (FAD = Favre Averaged Drag) für die turbulente Dispersion definiert.

Des Weiteren wurde die Turbulenz der kontinuierlichen Phase durch das SST-Modell (Menter, 1994) berechnet. Die Modifikation der Fluid-Turbulenz auf Grund der Blasenbewegung unter dem Einfluss von Auftrieb wurde mit dem Morel-Modell (Krepper, 2010) berücksichtigt. Dieses Modell für die blaseninduzierte Turbulenz fügt einen neuen Quellterm in die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie und die turbulente Wirbeldissipation ein, der aus der Widerstandskraft abgeleitet ist. Der Wärmeübergang zwischen den Phasen wurde mit der Korrelation nach Tomiyama (Tomiyama, 2009) modelliert.

Wie Koncar & Krepper (Koncar, 2008) gezeigt haben, beeinflussen die wachsenden und stationär auf der beheizten Wandoberfläche sitzenden Dampfblasen die wandnahen Geschwindigkeitsprofile der Flüssigkeit. Wie die Autoren in diesem Artikel festgestellt haben, konnte diese Wirkung analog zu einer Wandrauigkeit berücksichtigt werden, deren Größe proportional zu dem Blasenablösedurchmesser berechnet werden kann. In den hier vorgestellten Simulationen wurde der Wandrauigkeits-Beiwert in dem Modell zur Berücksichtigung der Wandrauigkeit wie folgt definiert:

$$k_r = \eta \cdot d_w \cdot \left(1 - \frac{Q_{conv} + Q_{quench}}{Q_w} \right)^\zeta = 0.575 \text{ mm} \quad (39)$$

wobei die Modellparameter als $\eta = 0.5$ und $\zeta = 0.174$ eingestellt wurden.

Blasenkoaleszenz und -fragmentation wurden mittels der Standard-Modelle nach Luo & Svendsen (Luo, 1996) und Prince & Blanch (Prince, 1996) berechnet. Eine parametrische Studie in Bezug auf die Modellfaktoren wurde durchgeführt und führte zu den optimierten Werten von Null für die Intensität des Blasenzerfalls (d.h. ausgeschaltet) und 4.0 für den turbulenten Koaleszenzbeiwert. Das bedeutet, dass die Koaleszenz von Blasen in der Nähe der Wand und die Kondensation der Blasen beim Kontakt mit der unterkühlten Flüssigkeit im Kern der Fluidströmung die physikalischen Phänomene sind, die die wichtigste Rolle in diesem Experiment spielen. Der Blasenablösedurchmesser nach Gleichung (9) zeigt typischerweise nur geringe Variationen entlang der Oberfläche der beheizten Wand an. Um mögliche Einflüsse seitens der Korrelation nach Tolubinski & Kostanchuk zu vermeiden, wurde für den hier durchgeführten Test ein fester Wert für den Blasenablösedurchmesser eingestellt. Dieser Wert wurde den experimentellen Angaben entnommen.

Eine Diskretisierung für den Blasenablösedurchmesser mit 15 verschiedenen Blasenklassen wurde verwendet. Die Blasengrößenklassen befinden sich in dem Bereich von 0.25 bis 3.75 mm. Diese Grenzen wurden in Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen ausgewählt. Die CFD-Simulationen für das Experiment nach Roy et al. wurden mit einem homogenen MUSIG-Modell berechnet, da der kritische Blasendurchmesser bezüglich des Vorzeichens der Auftriebskraftbeiwerte nach Tomiyama deutlich größer als die obere Grenze des Blasengrößenklassenbereiches ist und somit ein weitgehend einheitliches Verhalten aller Blasen unterschiedlicher Größe in Bezug auf die laterale Auftriebskraft zu erwarten ist.

3.2.2.3 Untersuchung der Gitterunabhängigkeit der Lösung

Nach Vorgabe der CFD Best Practice Guidelines (Menter, 2002) wurde die Siedeströmung in dem Ringspalt mit 4 verschiedenen 2D-Gitternetzen berechnet, deren räumliche Diskretisierung regelmäßig war. Diese wurde in jeder Raumrichtung mit einem Faktor von 2 jeweils regulär verfeinert. Das größte Gitternetz besteht somit aus 1760 Gitterzellen und das feinste Gitternetz aus 112640 Gitterzellen. Die Hauptparameter der Gitternetze sind in der Tabelle 4 zusammengefasst. Da die Wände auf Grund des Blaseneinflusses als raue Wände simuliert wurden, sind die entsprechenden y^+ -Werte begrenzt. Um eine bessere Vorstellung von der wandnahen Gitterauflösung zu vermitteln, wurden die entsprechenden einphasigen y^+ -Werte ebenfalls in die Tabelle mit aufgenommen. Deren maximale Werte liegen zwischen $y^+=119$ und $y^+=20$.

	Mesh 1	Mesh 2	Mesh 3	Mesh 4
Radial cells	8	16	32	64
Axial cells	220	440	880	1760
y^+ y^+_{\max} (single phase)	119	62	34	20

Tabelle 4: Gitternetzhierarchie für die CFD-Untersuchungen

Die nächsten Abbildungen stellen die Ergebnisse bezüglich der Hauptvariablen der untersuchten Mehrphasenströmung mit Wandsieden für die 4 Simulationen mit den jeweils

verfeinerten Gitternetzen dar. Die Diagramme in den Abb. 9 bis Abb. 11 zeigen die radialen Verteilungen auf der Höhe der Messebene ($L=1.984\text{m}$ stromab des Einlassquerschnitts). Es kann eine monotone Annäherung sowohl für den Dampfgehalt als auch für die Flüssigkeitstemperatur zu den experimentellen Werten mit zunehmender Gitternetzverfeinerung beobachtet werden. Gitterunabhängige Ergebnisse sind schon mit Gitternetz 3 zu beobachten. Die einzige Abweichung ist bei der Flüssigkeitstemperatur, die auch auf dem vierten Gitternetz noch keine vollständig gitterunabhängige Lösung zeigt. Noch feinere Gitternetze wären notwendig, um hier ebenfalls gitterunabhängige Ergebnisse zu bekommen. Das ist jedoch leider mit der derzeitigen Formulierung des RPI-Modells nicht möglich. Trotzdem ist die noch zu beobachtende Veränderung von einem Gitter zum nächsten kleiner als 1 K. Der gleiche Unterschied ist im Vergleich mit den experimentellen Werten vorhanden. Der Vergleich der berechneten Profile des Dampfvolumentanteils und der axialen Geschwindigkeitsprofile für beide Phasen im Vergleich zu den experimentellen Daten zeigt eine sehr beachtenswerte Übereinstimmung. Das Verhalten des mittleren Sauter-Durchmessers der Dampfblasen in dem Bereich wo Dampf vorhanden ist ($R^*=0\dots0.4$), ist sehr ähnlich zum experimentellen Befund.

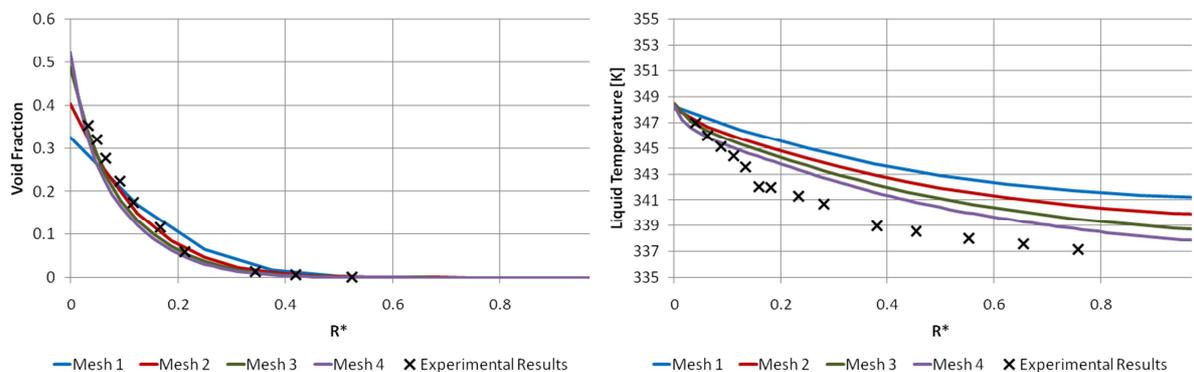


Abb. 9: Gitternetzstudie. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und experimentellen Daten (Roy, 2002) an der Messebene. Links: Dampfvolumentanteil. Rechts: Flüssigkeitstemperatur.

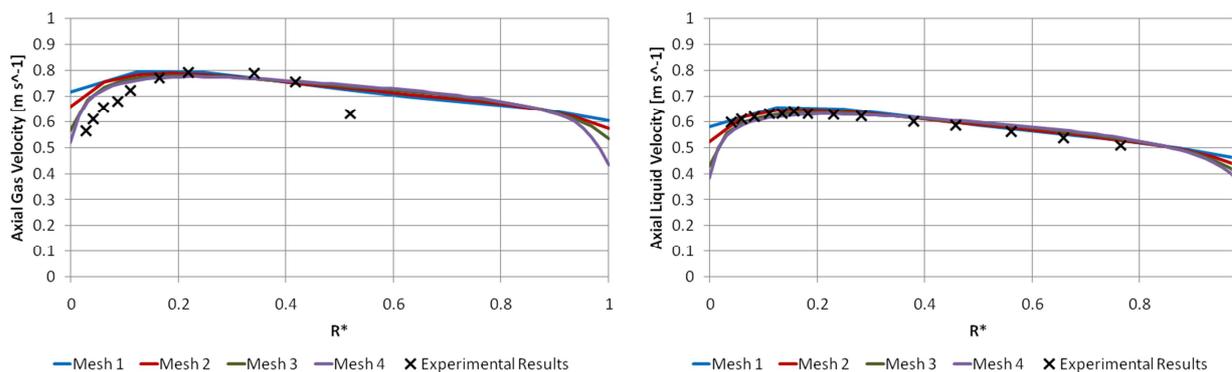


Abb. 10: Gitternetzstudie. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und experimentellen Daten (Roy, 2002) an der Messebene. Links: Axiale Dampfgeschwindigkeit. Rechts: Axiale Flüssigkeitsgeschwindigkeit.

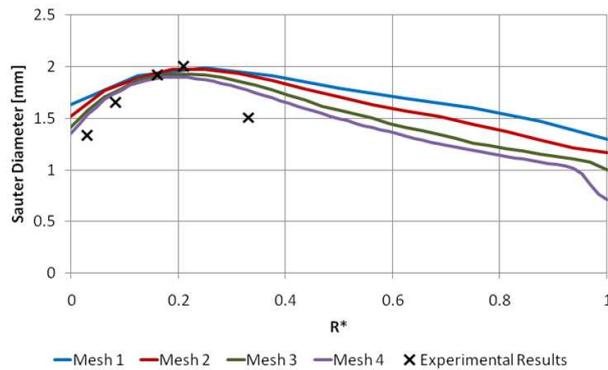


Abb. 11: Gitternetzstudie. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und experimentellen Daten (Roy, 2002) an der Messebene. Mittlerer Sauter-Durchmesser der Dampfblasen.

3.2.2.4 Analyse des Einflusses der Blasengößendiskretisierung

Da in den vorgestellten gekoppelten Simulationen eine Populationsbilanzmethode angewendet wurde (homogenes MUSIG-Modell), werden die CFD-Ergebnisse nicht nur durch die räumliche Diskretisierung beeinflusst, sondern auch durch die Diskretisierung in Bezug auf den Blasendurchmesser, d.h. die Diskretisierung der Blasengrößenverteilung in diskrete Blasengrößenklassen. Deswegen wurde hierzu noch eine weitere Analyse durchgeführt, um den potentiellen numerischen Fehler auf Grund der Diskretisierung in Bezug auf die ausgewählte Anzahl von Blasengrößenklassen im MUSIG-Modell zu bestimmen. Basierend auf Gitternetz 3, welches in der vorangegangenen Untersuchung eine fast gitterunabhängige CFD-Lösung zeigte, wurden weitere Simulationen mit vier verschiedenen Blasendurchmesserdiskretisierungen durchgeführt. Für alle untersuchten Fälle blieb der Blasendurchmesserbereich konstant [0.25mm-3.75mm]. Die Anzahl von Blasengrößenklassen wurde von 7, 15, 30 auf bis zu 60 Blasengrößenklassen im homogenen MUSIG-Modell variiert.

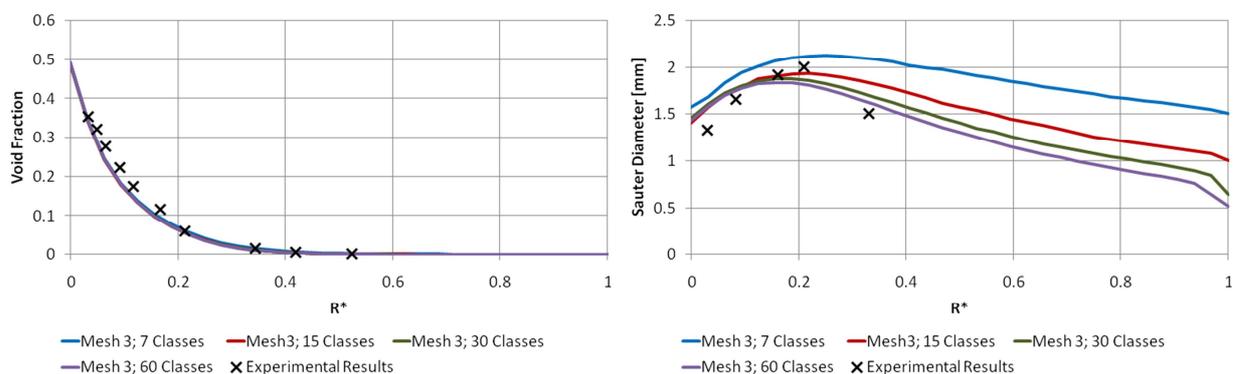


Abb. 12: Untersuchung des Einflusses der Diskretisierung in Bezug auf die Anzahl der Blasengrößenklassen. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und experimentellen Daten (Roy, 2002). Links; Dampfvolumenteil. Rechts; Mittlerer Sauter-Durchmesser.

In Abb. 12 sind die Ergebnisse aus der Verfeinerung der Anzahl von Blasengrößenklassen dargestellt. Wieder wurden der Dampfvolumenteil und der mittlere Sauter-Durchmesser an der Messenebene verglichen. Die radiale Verteilung des Dampfvolumenteils (links) scheint nicht sehr empfindlich in Bezug auf den Anstieg der Anzahl von Blasengrößenklassen zu sein. Trotzdem zeigen andere Variablen, wie der mittlere Sauter-Durchmesser (rechts) einen stärkeren Einfluss in Bezug auf die gewählte Diskretisierung des Blasengrößenspektrums. Die CFD-Ergebnisse nähern sich den experimentellen Daten weiter an wenn die Anzahl von Blasengrößenklassen vergrößert wird. Weiterhin kann festgestellt werden, dass die Übereinstimmung zwischen CFD und Experiment besser ist als für die Ergebnisse, die mit einem lokal-monodispersen Berechnungsverfahren berechnet wurden. Unabhängigkeit der Lösung von der Anzahl der verwendeten Blasengrößenklassen wird bei ca. 25-30 Blasengrößenklassen im MUSIG-Modell erreicht. Bei dieser Bewertung sollte man sich auf den Bereich konzentrieren, in dem auch tatsächlich Dampf vorhanden ist, also $R^* = [0, 0.4]$, wobei R^* der dimensionslose Radius basierend auf dem inneren und den äußeren Durchmesser ist: $R^* = \frac{R - R_i}{R_o - R_i}$.

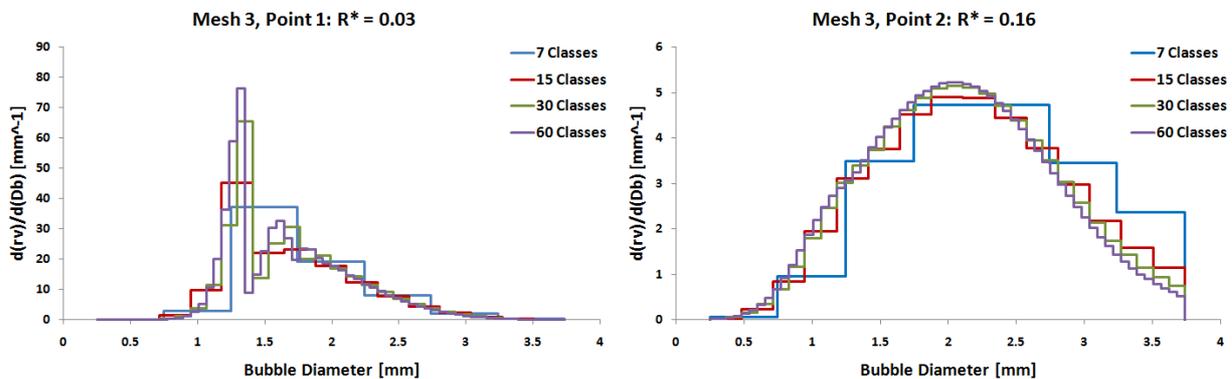


Abb. 13: : Untersuchung des Einfluss der Anzahl von verwendeten Blasengrößenklassen. Links: Blasengrößenverteilung am Punkt 1. Rechts: Blasengrößenverteilung am Punkt 2.

Auf der Höhe der Messebene wurden des Weiteren zwei Monitor-Punkte untersucht: Punkt 1 liegt auf der Position von $R^*=0.03$, was in der Nähe der beheizten Wand liegt. Der zweite Punkt liegt auf die Stelle $R^*=0.16$. Diese Stelle ist Richtung Zentrum des Ringspaltes verschoben aber noch in dem Bereich mit deutlich von Null verschiedenem Dampfgehalt. An diesen zwei Stellen wurde die Blasendurchmesserverteilung im Detail analysiert. An beiden Stellen (Abb. 13) ist der Einfluss von einer zu groben Auflösung der Blasengrößenklassen zu sehen. Allerdings konvergieren die Blasengrößenverteilungen monoton gegen eine asymptotische Grenzverteilung. Am ersten Punkt (linke Seite in Abb. 13) ist ein Maximum in der Nähe eines Blasendurchmessers von 1.3 mm vorhanden. Dies ist zu erwarten, weil die CFD-Simulation mit der Annahme berechnet wurde, dass die Blasen in der Nähe der Wand so groß wie der Blasenablösedurchmesser sind. Ein zweites kleineres Nebenmaximum, welches der Koaleszenz von zwei solchen Blasen entspricht, ist ebenfalls zu sehen. Das ist ein weiterer Beweis der Richtigkeit der Implementierung der Kopplung zwischen dem RPI-Wandsiedemodell und dem MUSIG-Model.

Die Ergebnisse an der zweiten Monitor-Stelle (rechte Seite in Abb. 13) konvergieren gegen eine weitgehend glatte Blasengrößenverteilung mit einer steigenden Anzahl von Blasengrößenklassen. Als ein guter Kompromiss aus benötigtem Rechenaufwand und der erreichten Genauigkeit der CFD-Lösung kann eine Anzahl von ca. 15-30 Blasengrößenklassen betrachtet werden.

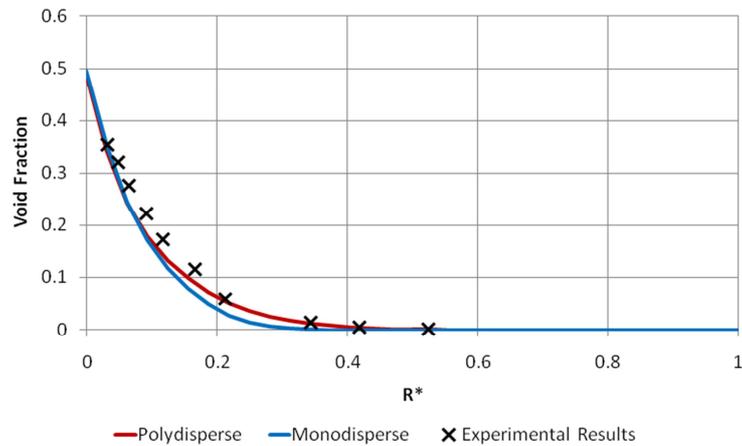


Abb. 14: Vergleich zwischen polydispenser und monodisperser Annahme in Bezug auf den Blasendurchmesser in der R-113 Siedestömung. Vergleich zwischen dem axialen Dampfvolumenanteil und den experimentellen Daten (Roy, 2002).

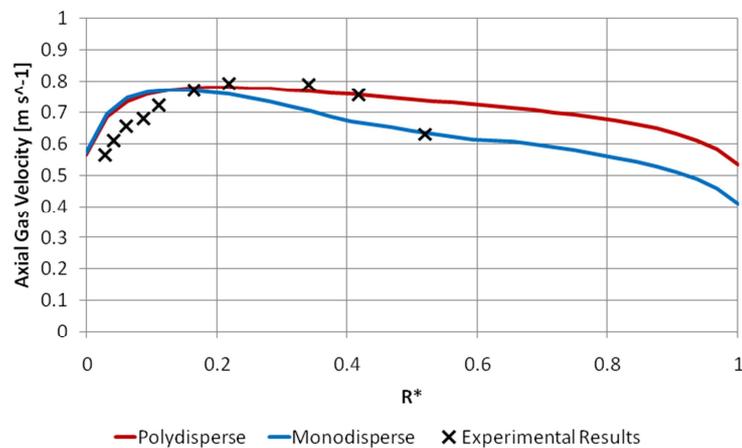


Abb. 15: Vergleich zwischen polydispenser und monodisperser Annahme in Bezug auf den Blasendurchmesser in der R-113 Siedestömung. Vergleich zwischen axialer Dampfgeschwindigkeit und experimentellen Daten (Roy, 2002).

3.2.2.5 Vergleich der CFD-Ergebnisse für das Wandsieden berechnet mit homogenem MUSIG-Modell und monodispersen Verfahren

Um die Genauigkeit der Modellierung zu untersuchen, wurden die mit der Kopplung zwischen dem RPI-Wandsiedemodell und dem homogenen MUSIG-Modell berechneten CFD-Ergebnisse mit denen mit einem lokal-monodispersen Verfahren berechneten Ergebnissen - Korrelation in Gleichung (9) nach Kurul & Podowski (Kurul, 1991) - verglichen.

In den vorherigen Studien wurde festgestellt, dass die Nutzung von Gitternetz 3 für die räumliche Diskretisierung zusammen mit der Verwendung von 15 Blasengrößenklassen für die Diskretisierung in Bezug auf die Blasengrößenklassenverteilung ein guter Kompromiss zwischen Genauigkeit und benötigter Gesamtrechenzeit ist. Die Simulationen wurden mit dem gleichen physikalischen CFD-Setup, das früher schon beschrieben wurde, durchgeführt. Die gleichen Einstellungen wurden wieder verwendet, hier im Vergleich zu den Ergebnissen aus dem vorangegangenen Absatz aber mit dem früher verwendeten lokal-monodispersen Verfahren in Bezug auf den Blasendurchmesser im Kern der Ringspaltströmung.

Die Parameter für die Korrelation nach Kurul & Podowski wurden mit den Parametern $d_0=0.15\text{mm}$ und $d_1=2\text{mm}$ eingestellt (Gleichung (9)). Die folgenden Abbildungen zeigen einen direkten Vergleich zwischen den beiden Verfahren. In der Abb. 14 wurde die radiale Dampfvolumenteilverteilung dargestellt, die mit den zwei Methoden berechnet wurde. Beide Simulationen erfassen die Trends der experimentellen Werte weitgehend richtig. Trotzdem ist das Profil entsprechend einer polydispersen Simulationen in besserer Übereinstimmung mit den Daten. Einen deutlichen Einfluss des verwendeten Verfahrens kann man in der Vorhersage der Blasendurchmesser im Kern der Strömung erkennen. Die radialen Profile des mittleren Sauter-Durchmessers wurden in Abb. 16 dargestellt. Die Ergebnisse mit der neuen Kopplung zwischen RPI-Wandsiedemodell und dem MUSIG-Modell sind in deutlich besserer qualitativer und quantitativer Übereinstimmung mit den Experimenten. Das bedeutet, dass die Profile die Generierung von Blasen an der Wand, gefolgt von starker Koaleszenz von Blasen in der Nähe der Wand und schließlich Kondensation von den Blasen in Kontakt mit der unterkühlten Flüssigkeit im Zentrum der Ringspaltströmung richtig wiedergeben können. Die quantitative Übereinstimmung ist auch sehr zufriedenstellend. Im Gegensatz hierzu kann das monodisperse Berechnungsverfahren nie die Trends in den experimentellen Werten für den mittleren Sauter-Durchmesser exakt abbilden. Die Werte werden mit zunehmendem Abstand zur beheizten Wand stets mit zu niedrigen Blasendurchmesserwerten berechnet. Das monodisperse Verfahren kann weder die Trends noch die quantitativen Werte aus dem Experiment richtig wiedergeben. Der Grund dafür ist, dass der Blasendurchmesser berechnet nach der Korrelation in Gleichung (9) direkt mit der lokalen Unterkühlung der Flüssigkeit gekoppelt ist. Deswegen ist dieses Verfahren nicht in der Lage, die starke Blasenkoaleszenz in der Nähe der Wand und damit einen zunächst lokalen Anstieg des Blasendurchmessers in Wandnähe vorherzusagen.

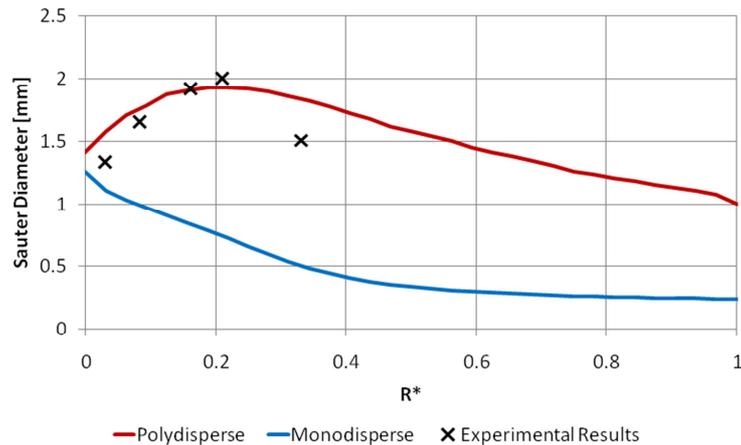


Abb. 16: Vergleich zwischen polydispersem und monodispersem Berechnungsverfahren der R-113 Siedestömung. Vergleich zwischen axialer Verteilung des mittleren Sauter-Durchmessers und den experimentellen Daten (Roy, 2002).

Abb. 15 zeigt schließlich den Vergleich der axialen Dampfgeschwindigkeit. Beide Verfahren ergeben ähnliche Ergebnisse und überschätzen geringfügig die gemessene Geschwindigkeit in der Nähe der Wand. Die Berücksichtigung der Wandrauigkeit, die proportional zum Blasenablösedurchmesser ist, verbesserte die Übereinstimmung von beiden Profilen mit den Experimenten. Aber die CFD Ergebnisse aus der polydispersen Simulation stimmen 100% mit den Experimenten in dem Bereich $R^*=0.2$ bis zum $R^*=0.4$ überein, was mit dem lokal-monodispersen Berechnungsverfahren nach Kurul & Podowski nicht der Fall ist. Je genauer der mittlere Sauter-Durchmesser berechnet wird, desto genauer wird auch die Relativgeschwindigkeit der beiden Phasen berechnet, da diese direkt vom Widerstandsbeiwert der Blasen und damit von deren Durchmesser abhängig ist. Hierbei muss wieder erwähnt werden, dass der letzte Messpunkt bei $R^*=0.52$ als nicht zuverlässig betrachtet werden muss, da er außerhalb des Bereiches liegt, in dem ein signifikanter Dampfvolumenteil gegeben ist.

3.3 Das Nicht-Gleichgewichts-RPI-Wandsiedemodell

Viele CFD-Codes simulieren Wandsieden mittels des RPI- oder „Heat Flux Partitioning“ Modells, das ursprünglich von Kurul & Podowski am Rensselaer Polytechnical Institute entwickelt wurde. Dieses Modell wurde ursächlich entwickelt, um unterkühltes Blasensieden simulieren zu können und für Anwendungsfälle mit moderatem Dampfvolumenteil in der Nähe der beheizten Wände. Unter diesen Bedingungen wird angenommen, dass konvektive Wärmeübertragung zwischen der Wand und der Flüssigkeit, Quenching und Verdampfung stattfinden. Allerdings, wenn die Wand bei fortschreitendem Wandsiedeprozess größtenteils von Dampf bedeckt wird, so ist die konvektive Wärmeübertragung zwischen der beheizten Wand und dem Dampf der dominierende physikalische Wärmeübertragungs-Mechanismus, der jedoch im klassischen RPI-Wandsiedemodell keine Berücksichtigung findet.

Um die Bedingungen von Dry-out und Erreichen des kritischen Wandwärmestroms ($CHF = \text{Critical Heat Flux}$) vorhersagen zu können, muss die Wandbehandlung auch diesen

zusätzlichen Wärmeübertragungsmechanismus berücksichtigen. Das ist insbesondere für industrielle CFD-Anwendungen von größerer Bedeutung, da sich beim Einsetzen von Dry-out und CHF die Effizienz des Wärmübergangs plötzlich verschlechtert und die Oberflächentemperatur der beheizten Wand sehr stark ansteigt. Diesen Zustand will man in vielen Situationen unbedingt vermeiden, wie z.B. für die Brennstäbe eines Kernreaktors, da in solchen Fällen der plötzliche Wandtemperaturanstieg auf Grund des Erreichens von CHF zu einem Materialversagen der Brennstabhülle und damit potentiell zu einer Kernschmelze führen kann.

Die hier im Weiteren vorgestellte Erweiterung des RPI-Wandsiedemodells wurde in einem angepassten Prototyp von ANSYS CFX in der Version 14.0 implementiert. Auf diese Art und Weise kann der CFD-Solver in Bereichen, in denen der Dampfgehalt unter einem festgelegten kritischen Wert liegt, das Standard-RPI-Wandsiedemodell verwenden. Wenn dieser kritische Wert für den lokalen Dampfgehalt überschritten wird, wird die Erweiterung des RPI-Wandsiedemodells aktiviert und eine zusätzliche Komponente im sogenannten „Wall Heat Flux Partitioning“ des RPI-Modells wird berücksichtigt, die die konvektive Wärmeübertragung zwischen beheizter Wand und der Dampfphase als zusätzlichen Mechanismus der Wärmeübertragung in das Wandsiedemodell einführt.

Wie bei den anderen Modell-Entwicklungen während der Projektlaufzeit wurden verschiedene Testfälle im Anschluss an die Implementierung der Modellerweiterung untersucht, um die Fähigkeiten und Genauigkeit des Modells zu evaluieren. Dafür wurden hier zwei Fälle analysiert. Der erste gehört zu der Reihe von recht bekannten Bartolomej-Testfällen (Bartolomej, 1982). In dem ausgewählten Testfall nach Bartolomej wurden querschnittsgemittelte Werte für den Dampfgehalt gemessen. Diese Werte liegen bei ca. 60% Dampfgehalt im oberen Austrittsquerschnitt der Rohrgeometrie, was darauf hindeutet dass lokal an der Wand der Dampf volumenanteil noch höher sein muss. Genauso wichtig wie der Dampfgehalt ist die Wandtemperatur, was in diesen Untersuchungen leider eine nicht gemessene Größe ist. Deswegen wurde ein weiterer Testfall analysiert – der Testfall nach Hoyer (Hoyer, 1998). In beiden Fällen werden senkrechte Rohre mit beheizten äußeren Rohrwänden untersucht, aber die konkreten Testfall-Bedingungen in dem Fall nach Hoyer führen dazu, dass Dry-out der Rohrwand im oberen Segment der Testfallgeometrie stattfindet. Die Wandtemperatur wurde in diesem Fall gemessen. Man kann sehen, wie und wo Dry-out stattfindet und die Wandtemperaturen exponentiell ansteigen.

In beiden Fällen wurden, soweit möglich, die CFD Best Practice Guidelines befolgt, d.h. es wurden Gitternetzstudien und eine Analyse von numerischen Fehlern durchgeführt. Die numerischen Ergebnisse konnten sowohl die Trends als auch die quantitativen Werte der Experimente zufriedenstellend reproduzieren.

3.3.1 Mathematische Modell-Formulierung

Das Standard-RPI-Wandsiedemodell (Kurul, 1991) basiert auf dem „Wall Heat Flux Partitioning“ wie es in Abschnitt 2 beschrieben wurde. Die Erweiterung des Modells besteht in einer Modifikation der Gleichung (1), wie folgt:

$$Q_w = Q_c + Q_e + Q_q + Q_g \quad (40)$$

wobei der neue Term Q_g den konvektiven Wärmeübergang zwischen der Wand und der Dampfphase repräsentiert. Dieser wird analog zu dem Term Q_c berechnet. Um Gitternetzabhängigkeit zu vermeiden werden turbulente Wandfunktionen benutzt. Diese Terme können demnach wie folgt formuliert werden:

$$Q_c = A_{convl} h_{convl} (T_w - T_l) \quad (41)$$

$$Q_g = A_{convg} h_{convg} (T_w - T_g) \quad (42)$$

Um diese Terme berechnen zu können, braucht man sowohl die entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten h_{convl} und h_{convg} als auch die entsprechenden Oberflächenanteile.

Die Wärmeübergangskoeffizienten werden abhängig von der turbulenten Wandfunktion für die Geschwindigkeit und der turbulenten Wandfunktion für die Temperatur wie folgt berechnet:

$$h_{convl} = \frac{\rho_l c_{p_l} u_l^*}{T_l^+} h_{convg} = \frac{\rho_g c_{p_g} u_g^*}{T_g^+} \quad (43)$$

Die Oberflächenanteile werden ebenfalls für die neue Komponente im „Heat Flux Partitioning“ angepasst. Wenn der Dampfvolumenteil deutlich unter dem definierten kritischen Wert steht, werden A_{convl} , A_{quench} und A_{evap} entsprechend der bisherigen Formulierung für A_1 und A_2 aus Gleichung (2) berechnet. Wenn der Dampfvolumenteil jedoch größer als der kritische Wert wird, wird der Oberflächenanteil A_1 zu Null. In dem restlichen Übergangsbereich werden diese Werte mittels einer exponentiellen Funktion $f(r_v)$ gewichtet, wie in Abb. 17 dargestellt.

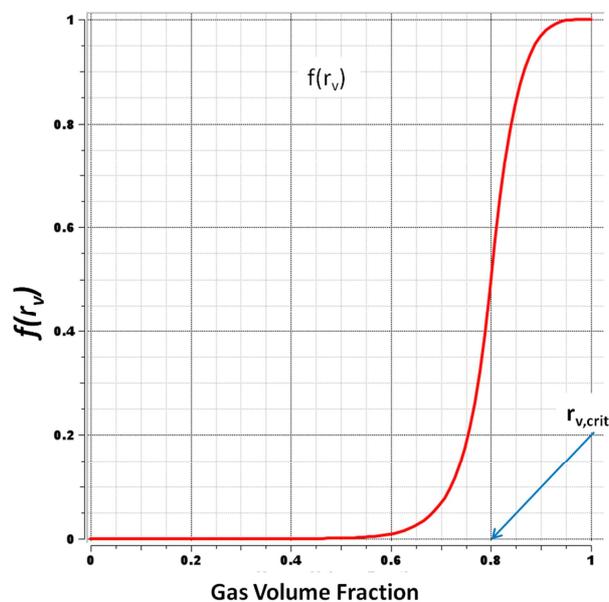


Abb. 17: Exponentielle Funktion für die Gewichtung der Wandoberflächenanteile.

Man kann solche Gewichtungsfunktionen wie folgend mathematisch schreiben:

$$f(r_l) = \begin{cases} 1 - \frac{1}{2} e^{[-20(r_l - r_{l,crit})]} & r_l \geq r_{l,crit} \\ \frac{1}{2} \left(\frac{r_l}{r_{l,crit}} \right)^{20} & r_l < r_{l,crit} \end{cases} \quad (44)$$

Mit der Hilfe der Funktion in Gleichung (44) werden dann die Oberflächenanteile neu definiert:

$$\begin{aligned} A_{convl} &= A_1 * f(r_l) \\ A_{cquench} &= A_2 * f(r_l) \\ A_{evap} &= A_2 * f(r_l) \\ A_{convg} &= 1 - f(r_l) \end{aligned} \quad (45)$$

3.3.2 Modellvalidierung

Um die Erweiterung des RPI-Wandsiede-Modells zu analysieren und zu validieren wurden zwei Testfälle aus der Literatur ausgewählt und untersucht. Der eine ist aus der bekannten Serie von Experimenten nach Bartolomej (Bartolomej, 1982) und der andere stellt ein Experiment nach Hoyer (Hoyer, 1998) dar. In beiden Fälle wird ein senkrecht Rohrwand untersucht durch welches unterkühltes Wasser aufwärts fließt. Diese Fälle wurden ausgewählt, weil unter den herrschenden Testfall-Bedingungen besonders viel Dampf an der Wand generiert wird. Für den Testfall nach Bartolomej sind experimentelle Werte bezüglich des querschnittsgemittelten Dampfgehalts vorhanden, und für den Testfall nach Hoyer die gemessenen Wandtemperaturen entlang der beheizten Rohrwand. Diese sind die zwei wichtigsten Informationen, die man in einer Strömung mit Wandsieden bei Drz-out-Bedingungen analysieren will. Der Test nach Hoyer hat noch eine zusätzliche Besonderheit. Der Dampfgehalt ist hierbei sehr hoch so dass Dry-out gesichert stattfindet.

Das Ziel von diesen Untersuchungen ist zu überprüfen, ob man mit der neuen Implementierung des RPI-Wandsiede-Modells in der Lage ist, diese extremen Wandsiede-Bedingungen mit der RPI-Modellerweiterung vorhersagen zu können und so u.A. beim Auftreten von Dry-out auch den erwarteten Sprung in der Wandtemperatur genau zu berechnen.

3.3.2.1 Testfall nach Bartolomej

In den 80-er Jahre führten Bartolomej et al. eine ganze Serie von Experimenten zum Wandsieden durch. Ihre Messungen wurden ein Klassiker in der mit der Erforschung von Siedeprozessen befassten Wissenschaftlergemeinschaft. Für die hier gezeigte Analyse wurde aus dieser Serie ein Testfall ausgewählt, der ein Maximum an Dampf produziert. In der Abb. 18 kann man die originalen Messungen von Bartolomej sehen. Hier sind querschnittsgemittelte Werte für Dampfvolumenteil in Abhängigkeit von der thermodynamischen Qualität. Es ist zu sehen, dass Werte bis zu 60% Dampfvolumenteil vorhanden sind. Da diese Werte über den Rohrquerschnitt gemittelt sind, bedeutet das, dass an der Wand sogar noch deutlich höhere Werte zu erwarten sind. Deswegen ist diese Anwendung geeignet für die Validierung der Erweiterung des RPI-Wandsiedemodells.

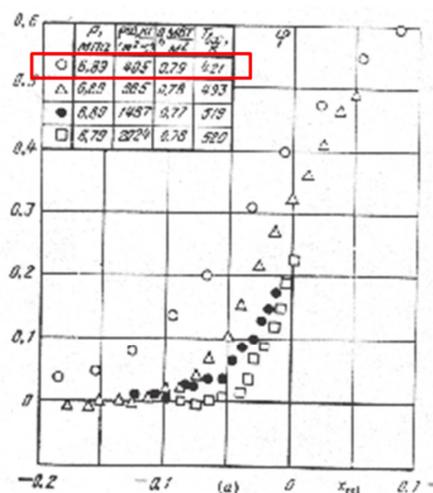


Abb. 18: Querschnittsgemittelter Dampfvolumenteil vs. Thermodynamische Qualität. Messungen von Bartolomej et al. (Bartolomej, 1982)

Auf der Abb. 19 wird in einer Skizze die Versuchsanlage dargestellt. Wie in vielen Fällen die im Bereich der Kernreaktorsicherheitsforschung untersucht werden, besteht die Versuchsanlage aus einem senkrechten Rohr durch das unterkühltes Wasser vertikal aufwärts fließt. Der Rohrradius beträgt 6mm und die mittels CFD berechnete Strömungsgeometrie hat eine Länge von 1m. Die genauen Betriebsbedingungen sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

Variable	P	G _{in}	q	Subcooling
Value	7MPa	405 kg/(s m ²)	0.79MW/m ²	90 K

Tabelle 5: Randbedingungen des untersuchten Testfalls nach Bartolomej (Bartolomej, 1982)

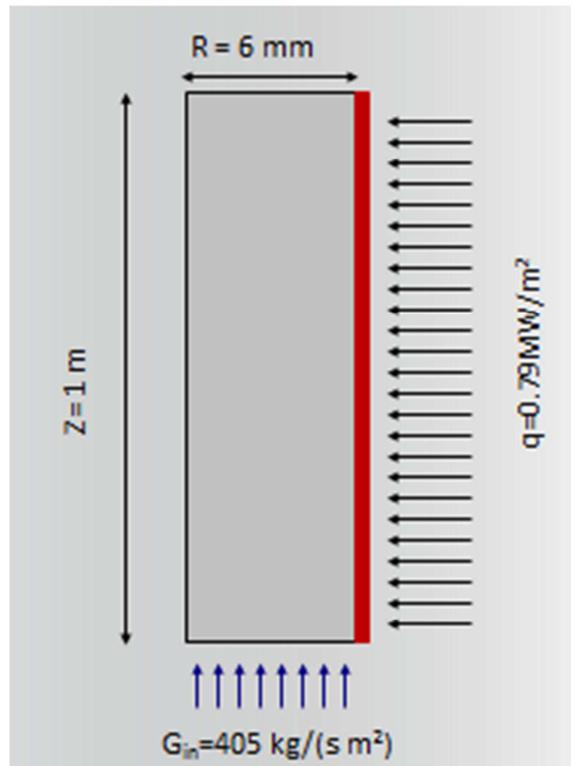
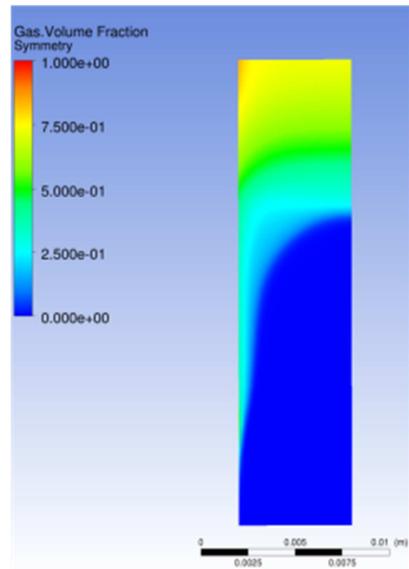
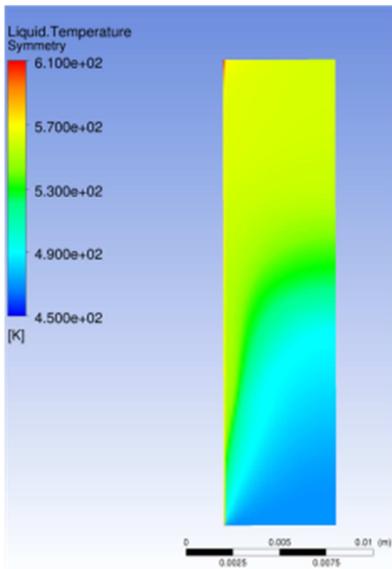
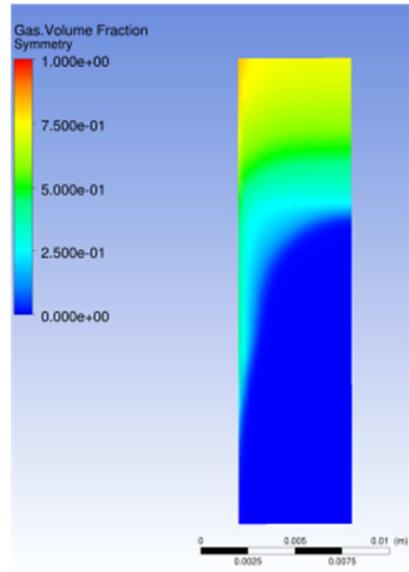
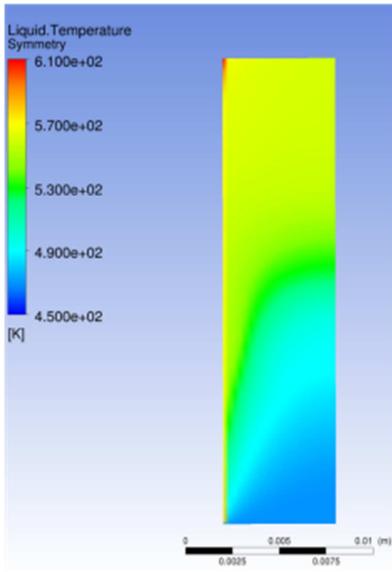


Abb. 19: Skizze der Versuchsanlage in dem Testfall nach Bartolomej.

Für die CFD-Simulation wurden wiederum pseudo-2-dimensionale Gitternetze mit einer Zellschicht und einem Grad Öffnungswinkel in Umfangsrichtung verwendet. Um die CFD Best Practice Guidelines zu befolgen, wurden 4 hierarchisch verfeinerte Gitternetze erstellt. Diese wurden mit einem Faktor 2 in jede Raumrichtung verfeinert. Das größte Gitternetz beinhaltet so 300 Zellen, das feinste Gitternetz besteht aus 19200 Zellen. Die Größe der wandnächsten Gitterzelle und die daraus resultierenden Werte für y^+ sind der Tabelle 6 zu entnehmen. Man kann sehen, dass das feinste Gitternetz einen Wert für y^+ von 17 hat, was für eine CFD-Simulation mit dem RPI-Wandsiedemodell sehr klein ist.

	Mesh01	Mesh02	Mesh03	Mesh04
Cells	20x150	40x300	80x600	160x1200
Δy^{nw}	0.3 mm	0.15 mm	0.075mm	0.0375mm
Max y^+	115	55	29	17

Tabelle 6: Gitternetzhierarchie für die CFD-Untersuchungen



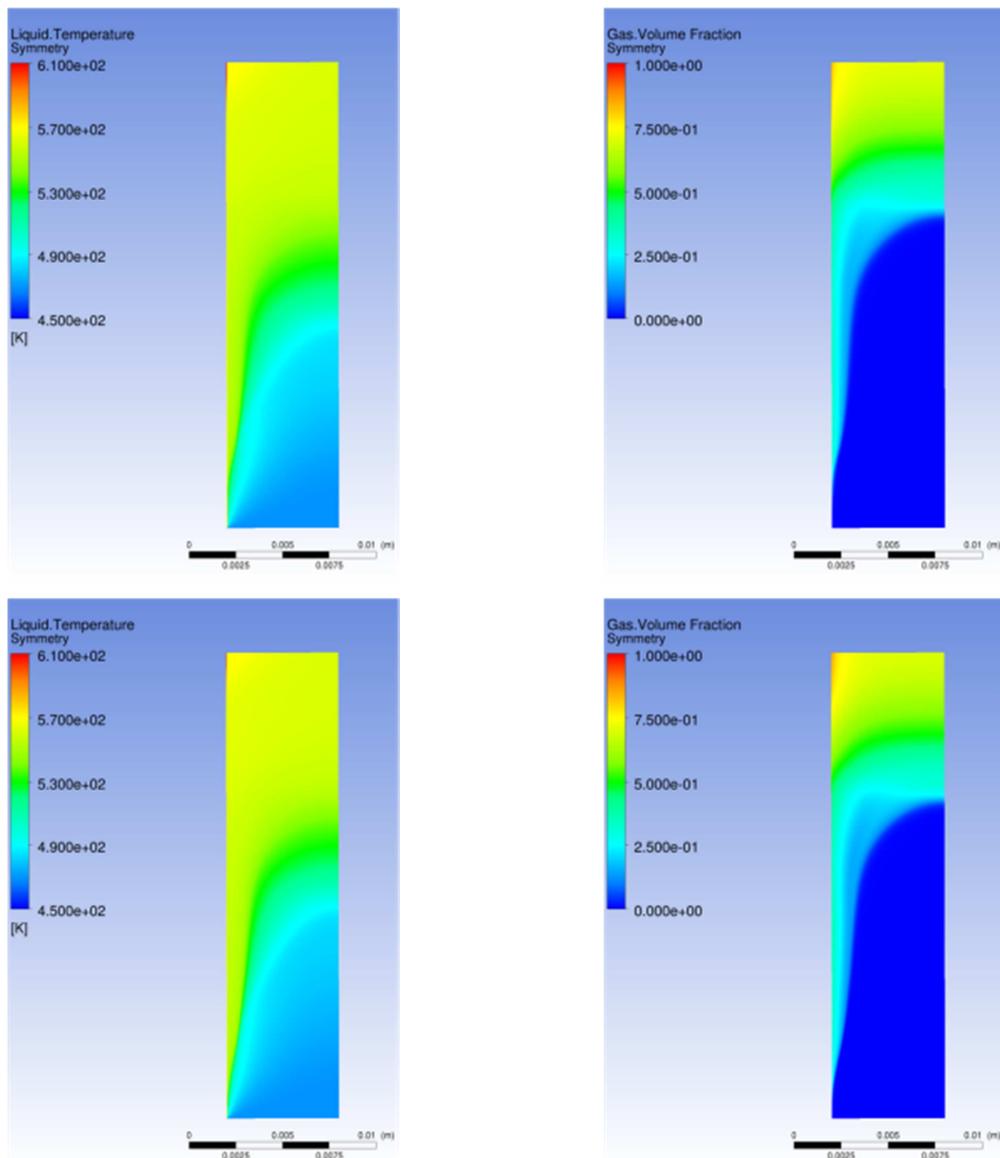


Abb. 20: Gitternetzstudie. Links: Flüssigkeitstemperatur. Rechts: Dampfvolumenanteil.
 Von Oben nach Unten: Ergebnisse auf Mesh 1, Mesh2, Mesh 3 und Mesh4.

Wie schon erwähnt, sind der Dampfvolumenanteil und die Temperatur der Wand, der Flüssigkeit und des Dampfes die wichtigsten Informationen, die zu analysieren sind. In Abb. 20 sind für die verschiedenen Gitternetze die Flüssigkeitstemperatur (Abb. 20 links) und der Dampfvolumenanteil (Abb. 20 rechts) dargestellt. In diesem qualitativen Vergleich sieht man, dass die CFD-Ergebnisse sich ab Gitternetz 3 nicht mehr verändern.

Um eine tiefere Einsicht in den ganzen Vorgang zu gewinnen wurde die quantitativen Anteile der Komponenten der Wärmeübertragung aus dem Wall Heat Partitioning dargestellt. In Abb. 21 sind die Werte für die vier Komponenten des erweiterten RPI-Wandsiedemodells (konvektiver Wärmeübergang zur Flüssigkeit Q_{convl} , Quenching Q_{quench} , Verdampfung Q_{evap} und konvektiver Wärmeübergang zur Dampfphase Q_{convg}) dargestellt. Diese wurden für

mehrere Punkte auf der beheizten Wand analysiert. Das Profil mit der durchgezogenen blauen Kurven entspricht einem Punkt kurz vor dem Auslassquerschnitt des Rohres, d.h. in dem heißesten Bereich der Rohrströmung. Die X-Achse der Graphiken entspricht den aufgelaufenen Zeitschritten der instationären Strömungsberechnung. Da das Strömungsgebiet am Anfang mit unterkühltem Wasser initialisiert wird ist der Wert von Q_{convl} hoch und die anderen Anteile am Heat Flux Partitioning sind zunächst klein. Mit der Zeit wird die Flüssigkeit wärmer und die Anteile von Quenching sowie Verdampfung werden größer, während die konvektive Wärmeübertragung zur Flüssigkeit quantitativ abnimmt. Da der Dampfgehalt vom Rohreintrittsquerschnitt her zunächst noch unter dem kritischen Wert liegt, ist in der Graphik zunächst noch kein Anteil für die konvektive Wärmeübertragung zur Dampfphase zu erkennen. Wenn dieser Wert an einer bestimmten axialen Position überschritten wird, dann verkleinern sich die Anteile von Q_{convl} , Q_{quench} und Q_{evap} exponentiell und die konvektive Wärmeübertragung zur Dampfphase wird schnell das einzig dominierende Wärmeübertragungsphänomen.

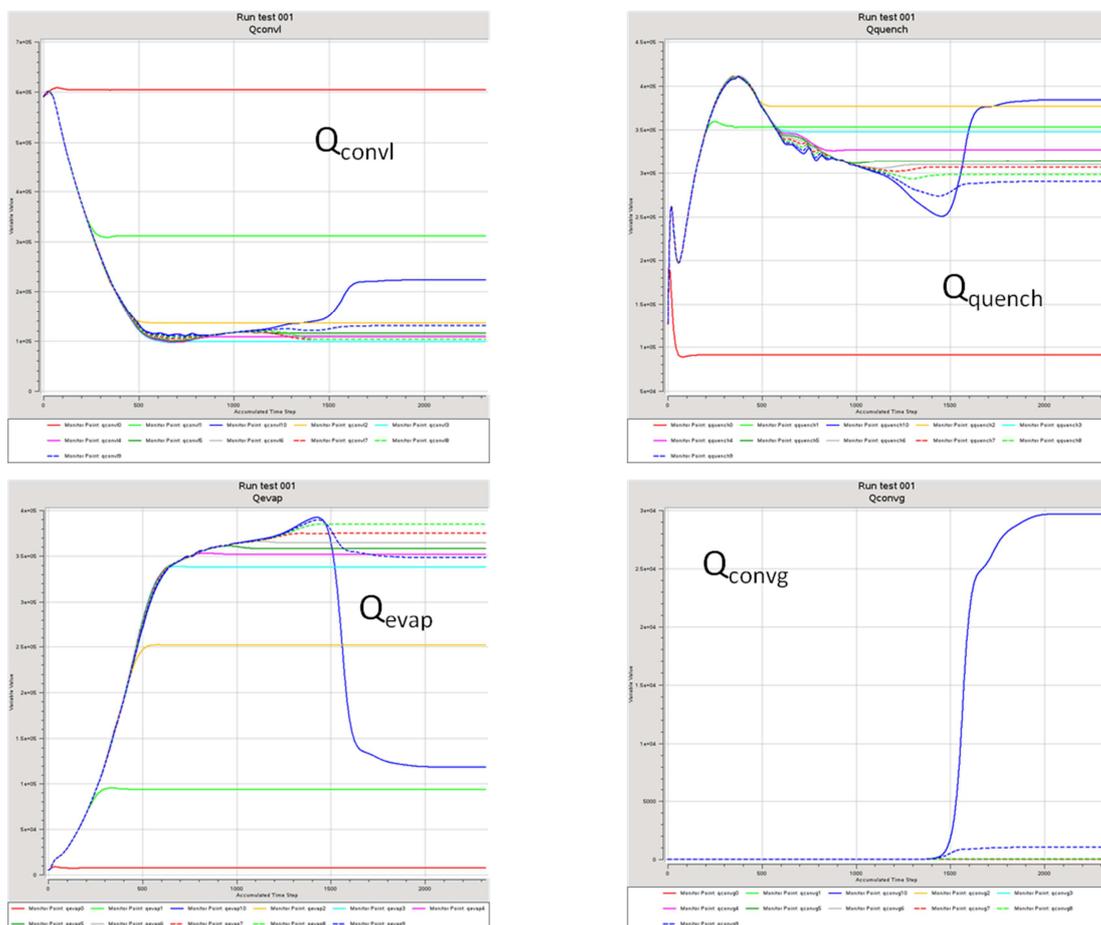


Abb. 21: „Wall Heat Partitioning“ für 10 regelmäßig entlang der Rohrwand verteilte Monitor-Punkte. Oben Links: Anteil des konvektiven Wärmeübergangs in die Flüssigkeit; Oben Rechts: Anteil bezüglich Quenching; Unten Links: Anteil bezüglich Verdampfung; Unten Rechts: Anteil bezüglich Anteil des konvektiven Wärmeübergangs in die Dampfphase.

Eine ähnliche Information ist in Abb. 22 dargestellt. In dieser Graphik sind die verschiedenen Wandoberflächenanteile entlang der beheizten Wand dargestellt. $X=0$ [m] entspricht dem Einlassquerschnitt der Rohrströmung in diesem Testfall. Dort sind wie erwartet alle Komponenten des Heat Flux Partitioning außer der konvektiven Wärmeübertragung in die Flüssigkeit gleich Null. Danach wird die Flüssigkeit wärmer und wärmer, und Verdampfung (und deswegen auch Quenching) beginnt stattzufinden. Ab einem kritischen Punkt, wo die Wand mit einer kritischen Menge Dampf bedeckt ist, steigt die konvektive Wärmeübertragung in die Dampfphase stark an.

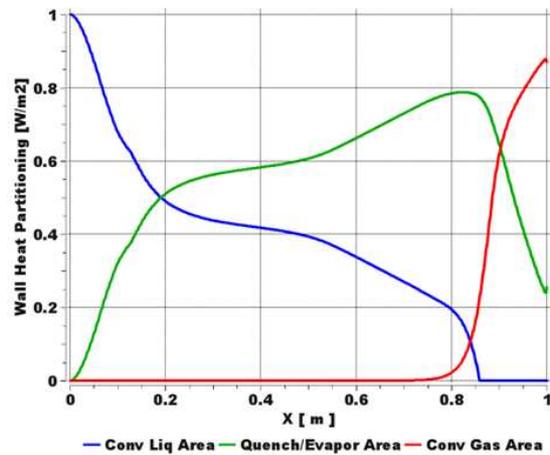


Abb. 22: Wandoberflächenanteile entlang der beheizten Wand.

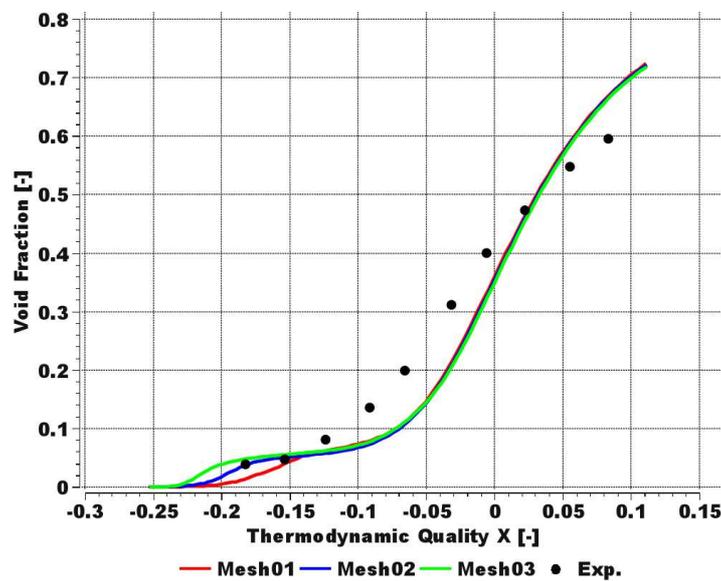


Abb. 23: Querschnittgemittelte Dampfvolumenanteil vs. Thermodynamische Qualität.

Wie in allen vorherigen Validierungsuntersuchungen, wollten wir die gewonnenen CFD-Ergebnisse mit den Messungen vergleichen. In der Abb. 23 wurden die querschnittsgemittelten Werte des Dampfvolumentanteils über die thermodynamische Qualität dargestellt. Es ist eine sehr gute Gitternetzunabhängigkeit zu beobachten. Im Bereich mit der niedrigsten Qualität ist der Dampfvolumenteil unterschätzt und im Bereich mit der höchsten Qualität ist er ein wenig überschätzt. Trotzdem ist die Übereinstimmung mit den Experimenten sehr zufriedenstellend, wenn man die Komplexität des Falles bedenkt.

In Abb. 24 wurden die verschiedenen Temperaturen im Strömungsgebiet dargestellt um ein besseres Verständnis der Physik zu ermöglichen. Das sind im Einzelnen die Flüssigkeitstemperatur, die Dampftemperatur, die Wandtemperatur und die Sättigungstemperatur. Die Temperaturen wurden auf oder sehr nahe der Oberfläche der beheizten Wand berechnet. Auf der x-Achse ist die Höhe des Rohres dargestellt.

Da es sich um einen Fall mit hohem Systemdruck handelt, bleibt die Sättigungstemperatur in der ganzen Domain nahezu konstant, da der hydrostatische Druck im Vergleich zum herrschenden Systemdruck eine stark untergeordnete Rolle spielt. Die Flüssigkeit wird immer wärmer mit der Höhe, und am Ende des Rohres wird sie sogar überhitzt gegenüber der Sättigungstemperatur. Die Dampftemperatur bleibt die meiste Zeit bei Sättigungstemperatur. Erst bei Erreichen und Überschreiten des kritischen Dampfvolumentanteils wird die Erweiterung im RPI-Wandsiedemodell aktiviert und die Dampftemperatur nimmt deutlich höhere Werte an. Einen ähnlichen Trend zeigt die Wandtemperatur.

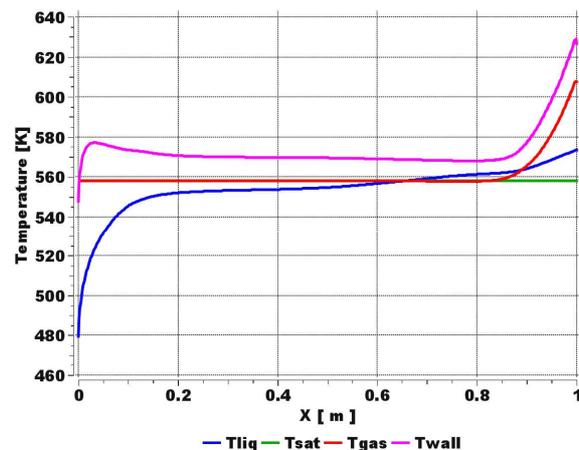


Abb. 24: Axiale Temperaturverteilung (Flüssigkeitstemperatur, Dampftemperatur, Wandtemperatur und Sättigungstemperatur).

3.3.2.2 Testfall nach Hoyer

Um eine noch ausführlichere Analyse der Erweiterung des RPI-Wandsiedemodells durchzuführen, wurde noch ein weiterer Fall untersucht: der Testfall nach Hoyer. Dem Testfall nach Bartolomej mangelte es für einen detaillierteren Vergleich an Messungen der Wandtemperatur. Diese zusätzliche wichtige Größe wurde schließlich im Experiment von Hoyer et al. gemessen und steht somit zum zusätzlichen Vergleich mit den CFD-Ergebnissen zur Verfügung.

Variable	P	G_{in}	q	Subcooling
Value	7.02MPa	1495 kg/(s m ²)	0.797MW/m ²	Nicht bekannt

Tabelle 7: Untersuchter Betriebspunkt für die Randbedingungen im Experiment nach Hoyer (Hoyer, 1998).

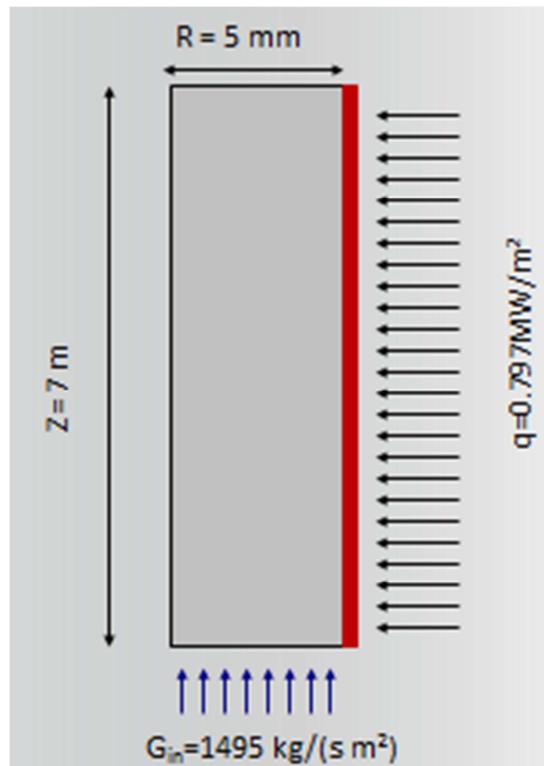


Abb. 25: Skizze der Versuchsanlage in dem Experiment nach Hoyer.

Die Geometrie im Experiment von Hoyer et al. ist sehr ähnlich mit der Geometrie des vorherigen Testfalls (Abb. 25). Das Rohr in diesem Test hat einen Radius von 5mm und es ist 7m lang. Tabelle 7 beinhaltet die Betriebsbedingungen des Experiments. Wie in dem Bartolomej-Testfall handelt es sich um ein Experiment bei sehr hohem Druck von ca. 70bar.

Das CFD-Setup ist deswegen auch ähnlich mit dem Setup des Testfalls nach Bartolomej. Der größte Unterschied zwischen beiden Testfällen ist, dass in dem Testfall nach Hoyer ein vollständiger Dry-out (100% Verdampfung des Kühlmittels) stattfindet. Die größten Veränderungen in dem CFD-Setup beziehen sich demnach auf die Berechnung der Zwischenphasengrenzfläche und der Wärmeübergangskoeffizienten.

Die Zwischenphasengrenzfläche für Partikel wird gewöhnlich wie folgt berechnet:

$$A_{\alpha\beta} = \frac{6r_g}{d_p} \quad (46)$$

Wobei r_g der Dampfvolumenanteil ist und d_p der Partikeldurchmesser. Allerdings ist diese Formulierung von eingeschränkter Gültigkeit für moderat niedrige Dampfgehalte (Blasenströmung). Wenn lokal 100% Dampf vorliegen, so ist $r_g=1$ und die entsprechende Zwischenphasengrenzfläche ist entsprechend obiger Rechenvorschrift immer noch ungleich Null. Aus diesem Grund erfordert die Zwischenphasengrenzflächendichte für höhere Dampfgehalte jenseits des Strömungsregimes einer Blasenströmung einer geeigneten Modifikation, so dass die Zwischenphasengrenzflächendichte für einen Gasgehalt von 100% asymptotisch gegen Null geht.

Der Partikeldurchmesser d_p wird in dem Testfall nach Hoyer mittels zweier verschiedener Korrelationen berechnet, je nach lokal vorliegender Strömungsmorphologie. Das bedeutet, dass in dem Bereich wo Blasen vorhanden sind, die Korrelation nach Kurul & Podowski verwendet wird:

$$d_p = d_B = \frac{d_1(T_{sub} - T_0) + d_0(T_{sub} - T_1)}{T_1 - T_0} \quad (47)$$

Und in dem Bereich, in dem die Flüssigkeit des Kühlmittels fast komplett verdampft ist und nur noch eine Tropfenphase innerhalb einer kontinuierlichen Dampfphase vorhanden ist, wird man die Korrelation nach Hoyer benutzen (Hoyer, 1998):

$$d_p = d_D = \frac{2We_c\sigma}{\rho_g U_{sg}^2} \left(\frac{Re}{4,6 \times 10^{-7}} \right)^{2/9} \quad (48)$$

Der Übergang zwischen beiden Bereichen wird mittels einer exponentiellen Blending-Funktion realisiert:

$$A_{\alpha\beta} = f_B \frac{6r_g}{d_B} + f_D \frac{6r_g}{d_D} \quad (49)$$

wobei:

$$f_B = [1 + e^{50(r_g - r_{g,limit})}]^{-1}, f_D = 1 - f_B \quad (50)$$

Die gleiche Blending-Strategie wurde auch für die Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten (htc_l und htc_g) verwendet.

$$htc_l = f_B htc_{l,B} + f_D htc_{l,D} \quad (51)$$

$$htc_{gl} = f_B htc_{g,B} + f_D htc_{g,D} \quad (52)$$

Für den Blasenbereich wurde die Korrelation nach Ranz & Marshall (Ranz, 1952) mit einer konstanten Nusselt-Zahl benutzt.

$$htc_{l,B} = \frac{k_l}{d_B} (2 + 0.6 Re^{0.5} Pr^{0.33}) \quad (53)$$

$$htc_{g,B} = \frac{k_l}{d_B} 26 \quad (54)$$

Für den Tropfenbereich wurden zwei Korrelationen nach Hoyer (Hoyer, 1998) angewendet, die genau für diese Betriebsbedingungen entwickelt wurden.

$$htc_{l,D} = \frac{k_l}{d_D} (2 + 0.74 Re_D^{0.5} Pr_g^{0.33}) \quad (55)$$

$$htc_{g,D} = \frac{k_l}{d_D} (0.023 Re_{film}^{0.8} Pr_{film}^{1/3}) \quad (56)$$

Um exaktere Einlassrandbedingungen zu erzeugen, wurden zunächst wieder einphasige Simulationen durchgeführt und Profile am Auslassquerschnitt für die vollständig entwickelte Rohrströmung extrahiert. Diese Strömungsprofile wurden anschliessend als Einlass-Randbedingungen verwendet. Eine Zero-Static-Pressure-Randbedingung am Auslass wurde eingestellt. Die beheizte Wand wurde als Wand mit gegebenem Wandwärmestrom definiert. Für die Impulsrandbedingung an festen Wänden wurde das Wandkontaktmodell „Use Volume Fraction“ eingestellt. Auf diese Art und Weise funktioniert diese Einstellung als „no-slip“ Randbedingung für die Flüssigkeit und „free slip“ Randbedingung für den Dampf, solange ausreichend viel Flüssigkeit in direktem Kontakt mit der Wand ist. Wenn allerdings das Gegenteil der Fall ist, so funktioniert diese Randbedingung als „free slip“ Randbedingung.

für die Flüssigkeit und „no-slip“ Randbedingung für die Dampfphase. Die Gitternetze waren wiederum pseudo-2d-Gitternetze mit einem Öffnungswinkel von einem Grad in Umfangsrichtung und es wurden Symmetrie-Randbedingungen für die entsprechenden seitlichen Gitterebenen verwendet. Die Strömung in einem insgesamt 5m langen Rohr wurde berechnet. Die Simulationen wurden transient mit einem Zeitschritt von 5ms ausgeführt.

Für den Testfall wurden zwei verfeinerte Gitternetze erstellt und untersucht:

	Mesh01	Mesh02
Cells	20x525	40x1050
Δy^{nw}	$2.5 \times 10^{-4} \text{m}$	$1.25 \times 10^{-4} \text{m}$
Max Y^+ (setup 2)	370	190

Tabelle 8: Gitternetzhierarchie für die CFD-Untersuchung

Des Weiteren muss erwähnt werden, dass die Ergebnisse, die in den nächsten Abbildungen gezeigt werden, in axialer Richtung verschoben wurden. Grund hierfür ist, dass weder in der Original-Veröffentlichung von Hoyer (Hoyer, 1998) noch in der sekundären Fachliteratur die Flüssigkeitstemperatur am Einlass der Rohrgeometrie oder die Unterkühlung der Kühlmittelströmung angegeben wurde. Somit wurde notgedrungen ein geschätzter Wert in den CFD-Simulationen verwendet. Diese Vorgehensweise ändert die Ergebnisse nicht substantiell sondern führt lediglich zu einer axialen Verschiebung des Punktes an dem vollständiger Kühlmittel Dry-out einsetzt. Um diese Verschiebung zu kalibrieren, wurde die Stelle gesucht, an der sich die Wandtemperatur plötzlich stark verändert. Diese Stelle wurde für die gewählten Inlet-Temperaturwerte als axiale Koordinate bei 3.3 m identifiziert, was einer Verschiebung gegenüber den experimentellen Daten von 1.2m entspricht.

In Abb. 26 wurde nun der Dampfvolumenteil entlang der beheizten Wand dargestellt. Man kann sehen, dass 100% Dampf (Dry-out) erreicht ist und dass der zu beobachtende Temperaturanstieg an der Stelle, an der Dry-out-Bedingungen erreicht werden, sehr steil verläuft.

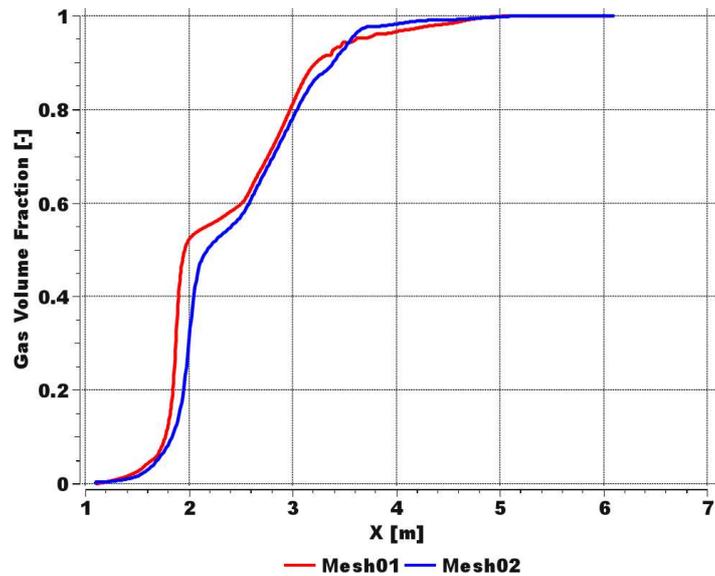


Abb. 26: Gitternetzstudie. Axiale Verteilung des Dampfvolumentanteils.

In Abb. 27 sind die Verläufe der Wandtemperatur entlang der beheizten Wand dargestellt. Drei Bereiche sind deutlich zu identifizieren: 1) die ersten 3.5 Meter, wo die Wandtemperatur nur geringfügig größer als die Sättigungstemperatur ist; 2) ein relativ schmaler Bereich wo die Wandtemperatur stark um mehrere Hundert Grad ansteigt; und 3) die oberen zwei Meter, wo die Wandtemperatur sich wieder verringert. Diese drei verschiedenen Bereiche können die CFD-Ergebnisse sehr gut wiedergeben. Der Temperatursprung wird in den Ergebnissen auf Gitternetz 1 überschätzt. Bei Gitternetz 2 ist der Unterschied zu den Experimenten kleiner als 10 K, was für einen Fall mit Dry-out als ein gutes Ergebnis in der Genauigkeit zu bewerten ist.

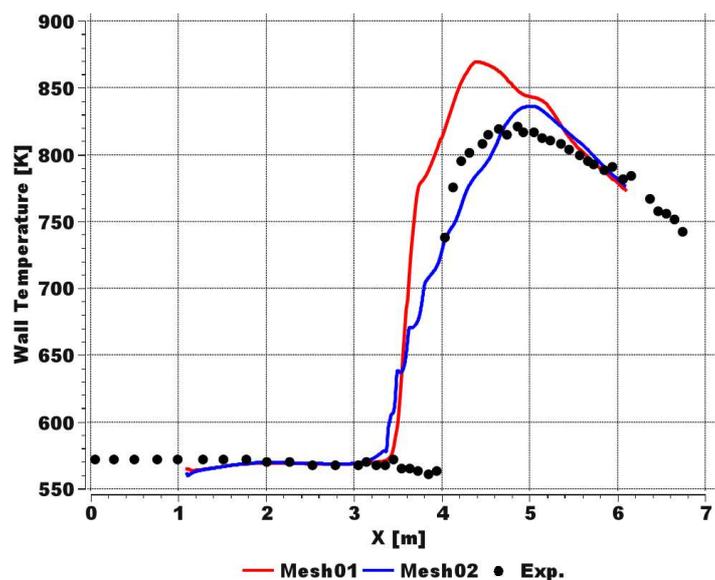


Abb. 27: Gitternetzstudie. Axiale Verteilung der Wandtemperatur.

Die Graphik in Abb. 28 beinhaltet alle Temperaturprofile des Testfalles. Diese Ergebnisse entsprechen den mit Gitternetz 2 berechneten CFD-Simulationsergebnissen. Die Sättigungstemperatur bleibt über die Rohrhöhe fast konstant, was in einem Fall bei diesem Druckniveau zu erwarten ist. Die Dampftemperatur steigt ebenfalls, genauso wie die Wandtemperatur, stark an wenn Dry-out-Bedingungen erreicht werden. Unter diesen Bedingungen ist die konvektive Wärmeübergang zur Dampfphase der einzige verbleibende Mechanismus, der Wärme von der Wand in das strömende Fluid übertragen kann. Trotzdem ist dieser Temperaturanstieg für die Dampftemperatur deutlich kleiner als bei der Wandtemperatur. Für die Kühlmitteltemperatur ist die anfängliche Unterkühlung am Beginn der Rohrgeometrie zu sehen. Über die Rohrhöhe erwärmt sich das Kühlmittel und erreicht sogar an der Stelle hinter dem Dry-out-Punkt eine kurzzeitige lokale Überhitzung.

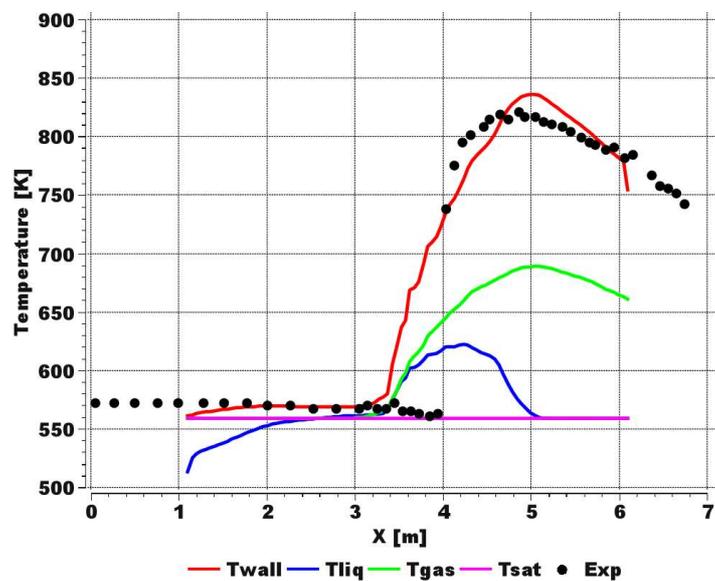


Abb. 28: Axiale Temperaturverteilung (Flüssigkeitstemperatur, Dampftemperatur, Wandtemperatur, Sättigungstemperatur).

Um eine bessere Vorstellung von den ablaufenden Phänomenen zu bekommen, die eine Rolle in dem Testfall spielen könnten, wurde in der Abb. 29 das Wall Heat Flux Partitioning auf der beheizten Rohrwand dargestellt. Wie erwartet ist die konvektive Wärmeübertragung zwischen der Wand und der Kühlmittel-Flüssigkeit in dem unteren Bereich die einzige von Null verschiedene Komponente im Heat Flux Partitioning. Danach findet zunehmend mehr Verdampfung und Quenching statt, bis zu dem Punkt an dem die konvektive Wärmeübertragung zur Dampfphase anfängt relevant zu werden. Anschließend wird diese Komponente zunehmend größer und gleichzeitig nehmen die anderen drei Komponenten schnell gegen Null ab.

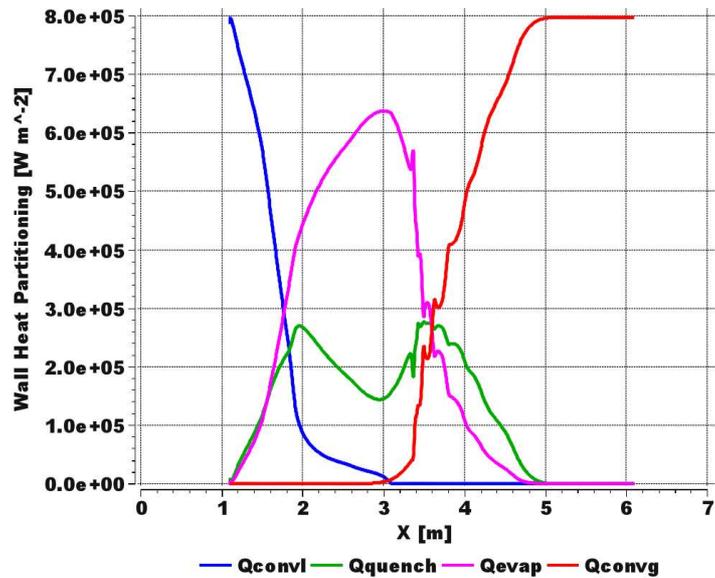


Abb. 29: Axiales Wall Heat Partitioning (Konvektive Wärmeübertragung in die Flüssigkeit, Quenching, Verdampfung, konvektive Wärmeübertragung in die Dampfphase).

3.4 Untermodelle des RPI-Wandsiedemodells

Das RPI-Wandsiedemodell hängt von vielen Untermodellen ab. Diese Untermodelle werden typischer Weise nach verschiedenen Korrelationen berechnet. Die Standard-Modelle, die für das RPI-Wandsiedemodell verwendet wurden (Kurul & Podowski für den Blasendurchmesser, Tolubinski & Kostanchuk für den Blasenablösedurchmesser, Lemmert & Chawla für die Keimstellendichte), wurden für Bedingungen von hohem Systemdruck entwickelt. Der Unterschied im Verhalten zwischen hohem und niedrigem Systemdruck bezüglich dieser Parameter ist signifikant, weshalb geeignete Korrelationen für jeden betrachteten Parameterbereich benutzt werden sollten. Um geeignete Korrelationen in der ANSYS CFX Software zur Verfügung zu stellen, wurde eine Literaturstudie durchgeführt um geeignete Korrelationen für den Bereich annähernd atmosphärischen Systemdrucks (Siedewasserreaktor-Bedingungen) zu identifizieren und zu implementieren. Basierend auf diesen Modellansätzen lässt sich ein breiterer Bereich von Siedebedingungen untersuchen.

3.4.1 Blasenablösedurchmesser

Drei Korrelationen aus der Literatur für den Blasenablösedurchmesser wurden implementiert: die nach Kocamustafaogullari (Kocamustafaogullari, 1983), die nach Ünal (Ünal, 1976) und die nach Fritz (Fritz, 1935).

Die Korrelation nach Kocamustafaogullari wurde für Wandsieden von Wasser/Wasserdampf entwickelt. Sie wurde gegen Experimente in dem Bereich von 0.067-14.1 [bar] kalibriert. Die Korrelation ist abhängig von der Oberflächenspannung, Schwerkraft und der Dichte von Wasser und Wasserdampf. Die Korrelation hat die folgende Formulierung:

$$d_w = 2.64 \times 10^{-5} \left(\frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right)^{0.5} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_g} \right)^{0.9} \quad (57)$$

Die Korrelation nach Ünal wurde auch für Wandsieden von Wasser/Wasserdampf entwickelt. Der berücksichtigte Druckbereich ist 0.1-17.7 MN/m². Die untersuchten Wärmestromdichten in den zu Grunde liegenden Experimenten betragen zwischen 0.47-10.64 MW/m² während die Flüssigkeitsgeschwindigkeit in dem Bereich 0.08-9.15 m/s lag. Die Unterkühlung des Wassers am Einlass lag zwischen 3K und 86 K. Die Hauptparameter von denen die Korrelation abhängt sind die Dichte, die Wärmekapazität der Wand und die Wärmeleitung der Wand und eine Referenzgeschwindigkeit. Die mathematische Formulierung ist wie folgt:

$$d_w = \frac{2.42 \times 10^{-5} P^{0.709} a}{(b\Phi)^{0.5}} \quad a = \frac{\Delta T_{sup}}{2\rho_g H_{lg}} \sqrt{\frac{\rho_s c_{ps} \lambda_s}{\pi}} \quad b = \frac{\Delta T_{sub}}{2 \left(1 - \rho_g / \rho_l\right)} \quad (58)$$

Für die physikalischen Eigenschaften des Wandmaterials werden gemeinhin die von Edelstahl angenommen. Wie schon in der in ANSYS CFX eingebauten Korrelation nach Tolubinski & Kostanchuk wurde die Unterkühlungstemperatur mittels einer Wandfunktion berechnet, um mögliche Gitternetzabhängigkeit zu vermeiden.

Die dritte implementierte Korrelation nach Fritz ist die älteste Formulierung aus der Fachliteratur. Sie wurde für Wandsieden von Wasser unter atmosphärischem Druck entwickelt und wurde lange Zeit als die klassische Formulierung betrachtet. Die Formulierung der Korrelation nach Fritz ist wie in dem Fall von Kocamustafaogullari abhängig von Oberflächenspannung, Schwerkraft und Phasendichte, aber auch von dem Kontaktwinkel zwischen der Flüssigkeit und der Wand.

3.4.2 Keimstellendichte

Die Keimstellendichte spielt ebenfalls eine wichtige Rolle in der Formulierung des RPI-Wandsiedemodells. Von den Projektpartnern am HZDR (Rzehak, 2012) wurde festgestellt, dass die Keimstellendichte stark vom Druckniveau abhängig ist, und dass die Standardformulierung nach Lemmert & Chawla eine Kalibrierung der Referenz-Keimstellendichte für jedes Druckniveau benötigt.

Zwei weitere Korrelationen für die Keimstellendichte wurden implementiert, um den Anwendbarkeitsbereich des RPI-Wandsiedemodells zu erweitern: die Korrelation nach Hibiki & Ishii (Hibiki, 2003) sowie die Korrelation nach Kocamustafaogullari (Kocamustafaogullari, 1983).

Die Korrelation nach Hibiki & Ishii wurde für den Druckbereich von 0.101MPa bis 19.9MPa hergeleitet. Der Massenstrom am Einlass in den zu Grunde liegenden Experimenten betrug bis zu 886 kg/m²s. In dieser Formulierung sind die Hauptparameter die Referenz-Keimstellendichte, der Wandkontaktwinkel und die Referenzlänge. Die Korrelation kann dann wie folgt geschrieben werden:

$$n = n_{ref} \left(1 - e^{-\theta^2/8\mu^2} \right) \left(e^{f(\rho^+)\lambda/R_c} - 1 \right) \quad (59)$$

Die Korrelation nach Kocamustafaogullari wurde zunächst für Behältersieden abgeleitet und später für den Bereich des konvektiven unterkühlten Blasensiedens erweitert. Diese Korrelation kann mit allen bekannten Korrelationen für den Blasenablösedurchmessern kombiniert werden. Die mathematische Formulierung ist wie folgt:

$$n = \frac{f(\rho^*)R_c^{*-4,4}}{d_w^2} \quad (60)$$

3.4.3 Blasendurchmesser in der Kernströmung

Des Weiteren wurde auch eine zusätzliche Korrelation für den Blasendurchmesser in der Kernströmung einer Siedeströmungs-Simulation implementiert. Dieser Wert spielt eine wichtige Rolle, da alle Übergangsphänomene von der Zwischenphasengrenzflächendichte und damit auch vom gewählten Blasendurchmesser abhängig sind. Diese Korrelation wurde aus der Veröffentlichung von Zeitou & Shoukri (Zeitou, 1997) entnommen. Die Formulierung ist komplizierter als in dem Fall von Kurul & Podowski. In deren Korrelation ist der Blasendurchmesser nur von der Unterkühlung der Flüssigkeit abhängig. In der Formulierung nach Zeitou & Shoukri sind Oberflächenspannung, Schwerkraft, Phasendichte, Jacob-Zahl, Boiling-Zahl und Reynolds-Zahl zusätzliche Modellparameter:

$$d_B = \sqrt{\sigma/g\Delta\rho} \frac{0.0683 \left(\rho_l/\rho_g \right)^{1.326}}{Re^{0.334} \left(Ja + \frac{149.2 \left(\rho_l/\rho_g \right)^{1.326}}{Bo^{0.487} Re^{1.6}} \right)} \quad (61)$$

3.4.4 Verifikation und Test der Korrelationen

Um alle neu implementierten Korrelationen verifizieren und testen zu können, wurde der Testfall nach Lee et al. erneut untersucht. Die Beschreibung des Falles findet sich in Abschnitt 3.1. Für die hier diskutierten Arbeiten zur Modell-Verifikation wurde nur das größte Gitternetz verwendet. Dieser Testfall wurde ausgewählt, weil sein Druckniveau von allen untersuchten Fällen am niedrigsten ist, nahe bei atmosphärischen Druckbedingungen.

Alle möglichen Kombinationen von Blasenablösedurchmesser, Keimstellendichte und Blasendurchmesser in der Kernströmung, sowohl die neu implementierten als auch die Standard-Korrelationen, wurden verwendet. Daraus ergeben sich $4*3*2=24$ Modell-Kombinationsmöglichkeiten.

Blasenablösedurchmesser	Keimstellendichte	Blasendurchmesser in der Kernströmung
Tolubinski & Kostanchuk	Lemmert & Chawla	Kurul & Podowski
Kocamustafaogullari	Hibiki & Ishii	Zeitou & Shoukri
Ünal	Kocamustafaogullari	
Fritz		

Tabelle 9: Matrix der berechneten Testfälle

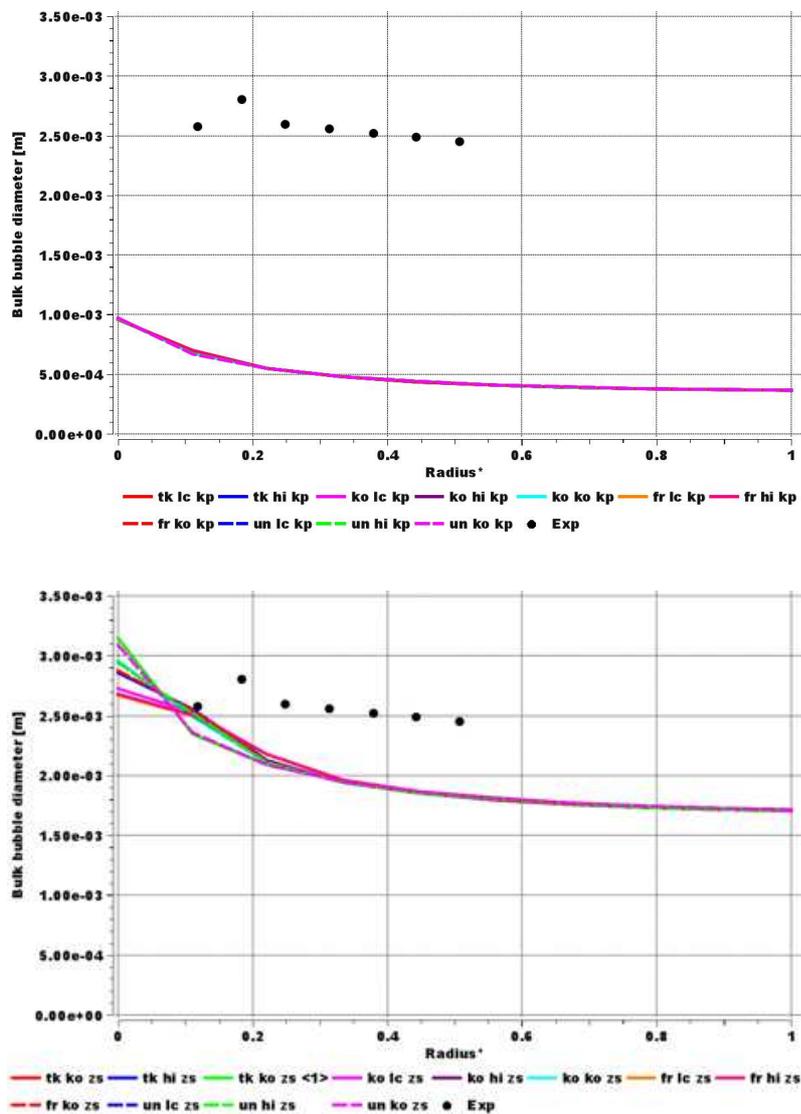
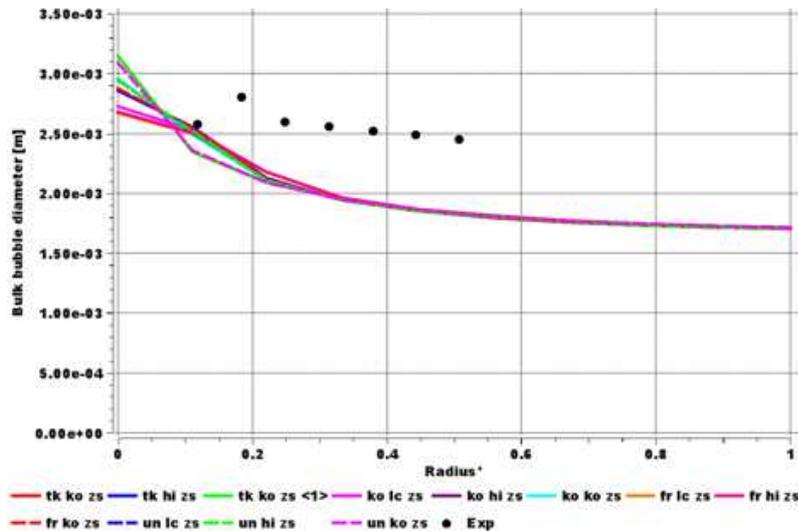


Abb. 30: Radiale Verteilung des Blasendurchmessers in der Kernströmung. Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen und Messungen nach Lee et al. (Lee, 2002).



In Abb. 30 wurde die radiale Verteilung des Blasendurchmesser in der Kernströmung für alle ausgeführten Simulationen dargestellt. Die CFD-Ergebnisse wurden jeweils mit den experimentellen Daten verglichen. Da es 24 verschiedene Fälle gibt, wurden die Profile wegen der Übersichtlichkeit in zwei Graphiken aufgeteilt. Die 12 Kombinationen, die mit der Standard-Korrelation nach Kurul & Podowski berechnet wurden, wurden im ersten Diagramm dargestellt, während die anderen 12 Ergebnisse die mit der neuen Korrelation nach Zeitou & Shoukri berechnet wurden im zweiten Diagramm dargestellt wurden. Die letzteren Ergebnisse zeigen eine deutliche Verbesserung und die CFD-Ergebnisse liegen deutlich näher bei den Experimenten bei Verwendung dieser neuen Korrelation. Die Korrelation nach Kurul & Podowski unterschätzt signifikant die Vorhersage des Blasendurchmessers in der Kernströmung. Im zweiten Diagramm sieht man, dass die Größe der berechneten Blasendurchmesser in der gleichen Größenordnung ist wie im Experiment. Man kann ebenfalls sehen, wie schon in Abschnitt 3.2 erwähnt, dass eine monodisperse Simulation Einschränkungen aufweist. Eine derartige Simulation kann den Anstieg des Blasendurchmessers durch Koaleszenz und die folgende Abnahme des Blasendurchmessers auf Grund von Rekondensation nicht genau vorhersagen.

In der Abb. 31 ist der Dampfvolumenteil für alle Simulationen dargestellt. Die Profile wurden an der Messebene extrahiert. Von allen Kombinationen liegt die folgende am nächsten zu den Experimenten: Blasenablösedurchmesser nach Ünal, Keimstellendichte nach Hibiki & Ishii und Blasendurchmesser nach Zeitou & Shoukri. Die drei Korrelationen gehören zu der Gruppe der neu implementierten Korrelationen. Der Gasgehalt, der mit dieser Kombination von Untermodellen berechnet wurde, ist deutlich höher als der mit den Standard-Korrelationen in ANSYS CFX berechnete. Diese Ergebnisse zeigen, dass die neu implementierten Korrelationen für die Fälle mit niedrigem Druckniveau deutlich besser geeignet sind.

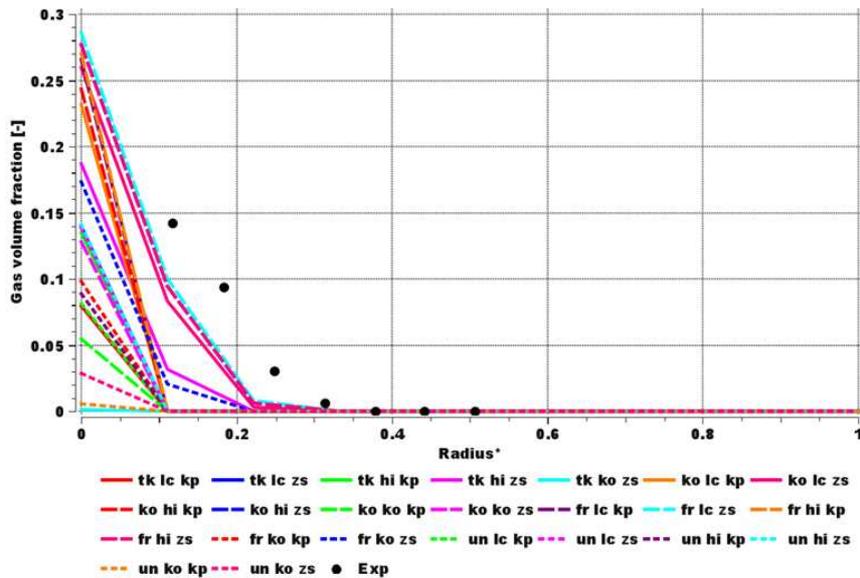


Abb. 31: Radiale Dampfvolumenanteilverteilung. Vergleich zwischen CFD-Ergebnisse und Messungen von Lee (Lee, 2002).

4 Integrale Modellvalidierung

Im folgenden Abschnitt werden die neuen Entwicklungen an Hand von drei wichtigen Testfällen validiert. Zusätzlich zu den hier untersuchten Konfigurationen gibt es weitere Validierungsrechnungen, (FRIGGS Testfall (Anglart & Nylund, 1967), Testfall nach Bartolomej (Bartolomej, 1982)) die hier allerdings nicht beschrieben werden. Weitere Informationen wurden in (Schümichen, 2009) und (Frank, 2010) veröffentlicht.

4.1 HZDR-Brennstabbündel-Experiment

Das Ziel dieser Arbeit ist es, eine 3x3 Stabbündel-Geometrie mittels CFD-Simulation detailliert zu untersuchen. Diese Geometrie wurde gewählt, um die Strömungsverhältnisse in der ROFEX-Anlage am HZDR zu reproduzieren. Die Anlage wurde konstruiert, um eine neue Mehrphasen-Messtechnik zu entwickeln und Wandsiede-Modelle in CFD-Codes zu validieren. Daher wurde eine Testsektion mit einer vertikalen und beheizbaren 3x3 Rohrbündel-Geometrie aufgebaut, die repräsentativ für reale Brennelement-Geometrien von Kernreaktoren sein kann.

In einem ersten vorbereitenden Untersuchungsschritt wurden die hier im Weiteren vorgestellten CFD-Untersuchungen durchgeführt. Dabei handelt es sich um einphasige CFD-Simulationen, deren Ziel in der Berechnung und Überprüfung der Strömungsverhältnisse in der ROFEX-Versuchsanlage am HZDR war. Für die Validierung der numerischen Ergebnisse wurden PIV-Messungen des HZDR und der Texas A&M Universität verwendet.

Das Simulationsgebiet besteht aus einem horizontalen Einlassrohr, das in eine untere Mischkammer führt, wo die Strömung in das vertikale Hauptrohr umgelenkt wird. Der Hauptzweck dieser Einlasskammer ist, eine Strömungsführung in das Stabbündel mit so wenig wie möglich Strömungsstörungen in dieser senkrechten Anordnung des Rohrbündels

und mit den gegebenen Platzverhältnissen des Labors am HZDR zu gewährleisten. Der Hauptabschnitt des Rohrstabündels ist 978mm lang, enthält $3 \times 3 = 9$ beheizbare Stäbe und führt zu einer oberen Mischungskammer und einem horizontalen Auslassrohr. Der Durchmesser des Hauptrohres beträgt 54mm und der Durchmesser der Stäbe ist 10,2mm. Als Arbeitsfluid wurde p-Cymol für die PIV-Messungen ausgewählt, da es den Einsatz der PIV-Messtechnik unter Bedingungen erlaubt, bei denen der Brechungsindex des Fluids gleich dem Brechungsindex der aus Glas und Plexigals gefertigten Versuchsanordnung ist, wodurch letztere quasi vollständig und ohne optische Störungen durchsichtig wird. Die Experimente wurden bei Umgebungs-Temperatur und -Druck durchgeführt. Die Experimente und Simulationen wurden für drei verschiedene Einlass-Volumenströme durchgeführt: 1,24 l/s, 1,72l s und 2,14 l/s.

Im Verlauf der CFD-Untersuchungen wurden unterschiedliche Geometrie-Modelle in Betracht gezogen - die Gesamtgeometrie einschliesslich der Mischkammern bzw. eine reduzierte Geometrie, die nur aus dem vertikalen Rohr mit dem eingesetzten Stabündel bestand. Beide Fälle wurden wiederum mit bzw. ohne die Abstandshalter im Rohrbündel untersucht, d.h. insgesamt wurden vier verschiedene Konfigurationen berücksichtigt. Die CFD Best Practice Guidelines wurden soweit anwendbar befolgt. Für diesen Zweck wurden zwei numerische Gitternetze mit ANSYS ICEM-CFD Hexa für jedes der unterschiedlichen Geometrie-Modelle erstellt. Für die Verfeinerung der Hexaeder-Gitternetze wurde ein Verfeinerungsfaktor von Zwei in jeder Koordinatenrichtung angewendet. Alle Gitternetze wurden so konstruiert, dass sie in weiteren Untersuchungen von Strömungen mit beheizten Rohrstäben und auftretenden Wandsiedephänomenen in Zukunft ohne Veränderung wieder verwendet werden können.

Zur Untersuchung der einphasigen Fluidströmung in der Testsektion wurden sowohl stationäre als auch instationäre CFD-Simulationen durchgeführt, um den Charakter der Strömung näher zu untersuchen. Strömungsbereiche mit starken gekrümmten Stromlinien zeigten dabei ausgeprägt transientes Verhalten, insbesondere in der Mischzone der oberen Auslaßkammer. Diese transienten Effekte wurden in der unteren Einlaßkammer durch den zusätzlichen Einbau eines Strömungsteilers vermindert, konnten aber nicht vollständig eliminiert werden.

Zusätzlich wurde eine Analyse des Einflusses der Turbulenzmodellierung durchgeführt, wobei das isotrope SST (Shear Stress Transport)-Modell mit dem anisotropen BSL-Reynolds-Stress-Modell verglichen wurde. Profile der transient-gemittelten Geschwindigkeitskomponenten wurden mit den experimentellen Daten aus den PIV-Messungen im Stabündel verglichen. Die Vergleiche wurden für verschiedene horizontale und vertikale Querschnitte durch das 3×3 -Array des Rohrbündels durchgeführt. Hierbei ist die Analyse der Sekundärströmungen in den Unterkanälen des Stabündels von besonderem Interesse.

4.1.1 Die ROFEX-Versuchsanlage

Eine Darstellung der Versuchsanlage, an der die Versuche durchgeführt wurden, ist in Abb. 32 in der linken Abbildung zu sehen. Für die einphasigen Untersuchungen wurde aus bereits erwähnten Gründen p-Cymol als Versuchsfluid verwendet. Die Strömung kommt durch eine Zuleitung und die Einlasskammer in die Haupttestsektion mit dem vertikalen Hauptrohr mit der Rohrbündelanordnung. Auf Grund der Strömungsumlenkungen sind die Einlass- und Auslasskammern die Zonen mit der höchsten Turbulenz und weisen ein stark transientes Strömungsverhalten auf. Stationäre Strömungsbedingungen wurden angestrebt und hätten

sowohl die numerischen als auch die experimentellen Untersuchungen stark vereinfacht. Die Vergleichmäßigung der Einlassströmung wurde im Einlassbehälter mittels eines eingebauten Strömungsteilers versucht. Vollständig stationäre Strömungsverhältnisse konnten jedoch nicht erzielt werden. Die Strömung trifft danach auf die 9 gleich orientierten Rohrbündelstäbe mit 10,2mm Durchmesser und nach einer Rohrbündelhöhe von 978mm wird die Strömung wieder in Richtung der horizontalen Auslassrohrleitung umgelenkt.

PIV-Daten für die Fluid-Geschwindigkeitskomponenten wurden von den Experimentatoren an fünf verschiedenen vertikalen Querschnitten gemessen. Jede Messebene (siehe Abb. 32) ist 400 mm hoch und sie sind in gleichmäßigen Abständen in der Hauptrohrleitung in paralleler Richtung zu der Einlaßströmung verteilt. Drei der Meßebenen schneiden jeweils die Mitte der vertikalen Rohre des Rohrbündels (Ebene 1, 3 und 5), während die anderen zwei Meßebenen 2 und 4 jeweils durch die Mitten der Unterkanäle zwischen den Stäben gehen. Zum Vergleich zwischen numerischen und experimentellen Ergebnissen wurden die Messebenen 2 und 4 ausgewählt (siehe Abb. 32), da diese ein Maximum an zu vergleichender Strömungsinformation beinhalten.

Die Experimente wurden für drei verschiedene Fluidvolumenströme durchgeführt: 1,20 l/s; 1,70 l/s und 2,14 l/s was einer Einlassgeschwindigkeit von 1,732 m/s 2,454 m/s und 3,089 m/s entspricht. Die Strömung durch die ROFEX-Anlage wurde isotherm und unter einem Druck von 1bar bei 28 °C berechnet.

Die Auswahl von p-Cymol als Arbeitsfluid erfolgte wie bereits erwähnt wegen seiner optischen Eigenschaften für die PIV-Messungen, da diese Flüssigkeit einen übereinstimmenden Brechungsindex mit den Glaswänden der Geometrie aufweist. Unter den Versuchsbedingungen hat das Fluid folgende Materialeigenschaften: eine Dichte von 850,79 kg/m³; eine dynamische Viskosität von 0,761 x 10⁻³ kg/ms und einer Molmasse von 134,2 g/mol..

Der von den Experimentatoren angegebene Messfehler für die Geschwindigkeiten in axialer Richtung beträgt bis zu 6%. Weitere Angaben zu den eingesetzten Messtechniken und zur experimentellen Anlage kann man in (Dominguez-Ontiveros, 2012) finden.

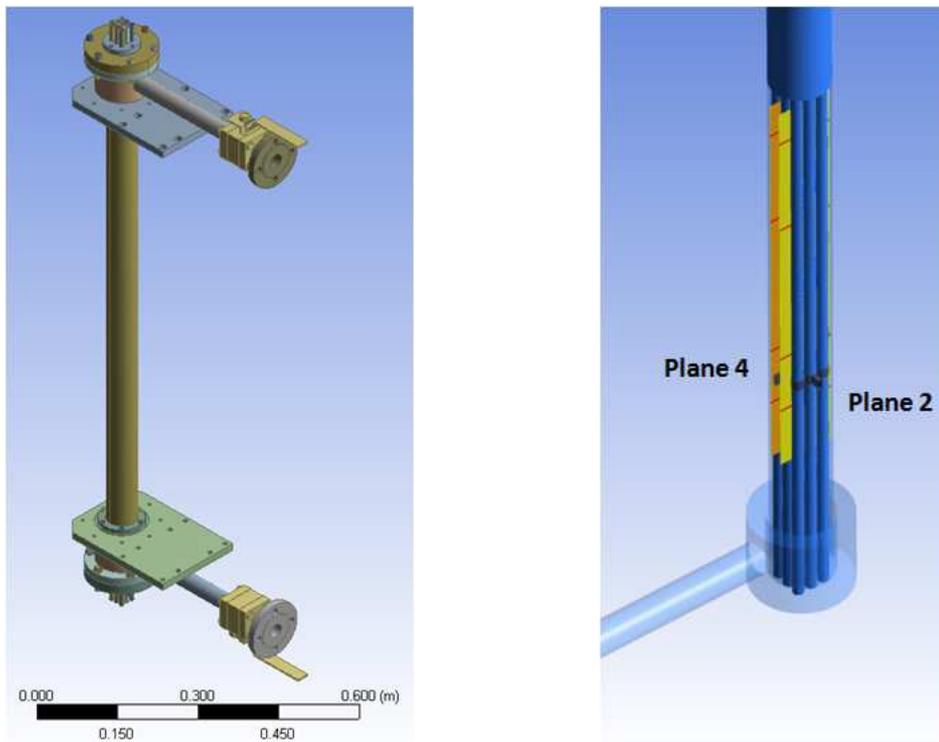


Abb. 32: Links: Skizze der Versuchsanlage ROFEX am HZDR. Rechts: Lage der Messebenen und die ausgewählten Messquerschnitte für den Ergebnis-Vergleich.

4.1.2 CFD-Modelle und CFD-Setup

Die ursprüngliche Versuchsanlage-Geometrie wurde leicht für die CFD-Untersuchungen in einigen kleineren Details wie z.B. Schrauben, Flanschen und Rohrverbindungen, vereinfacht. Insgesamt wurden vier unterschiedliche Geometrie-Modelle untersucht. Die Abfolge der untersuchten Modelle entstand dabei als eine Konsequenz aus den erhaltenen Untersuchungsergebnissen.

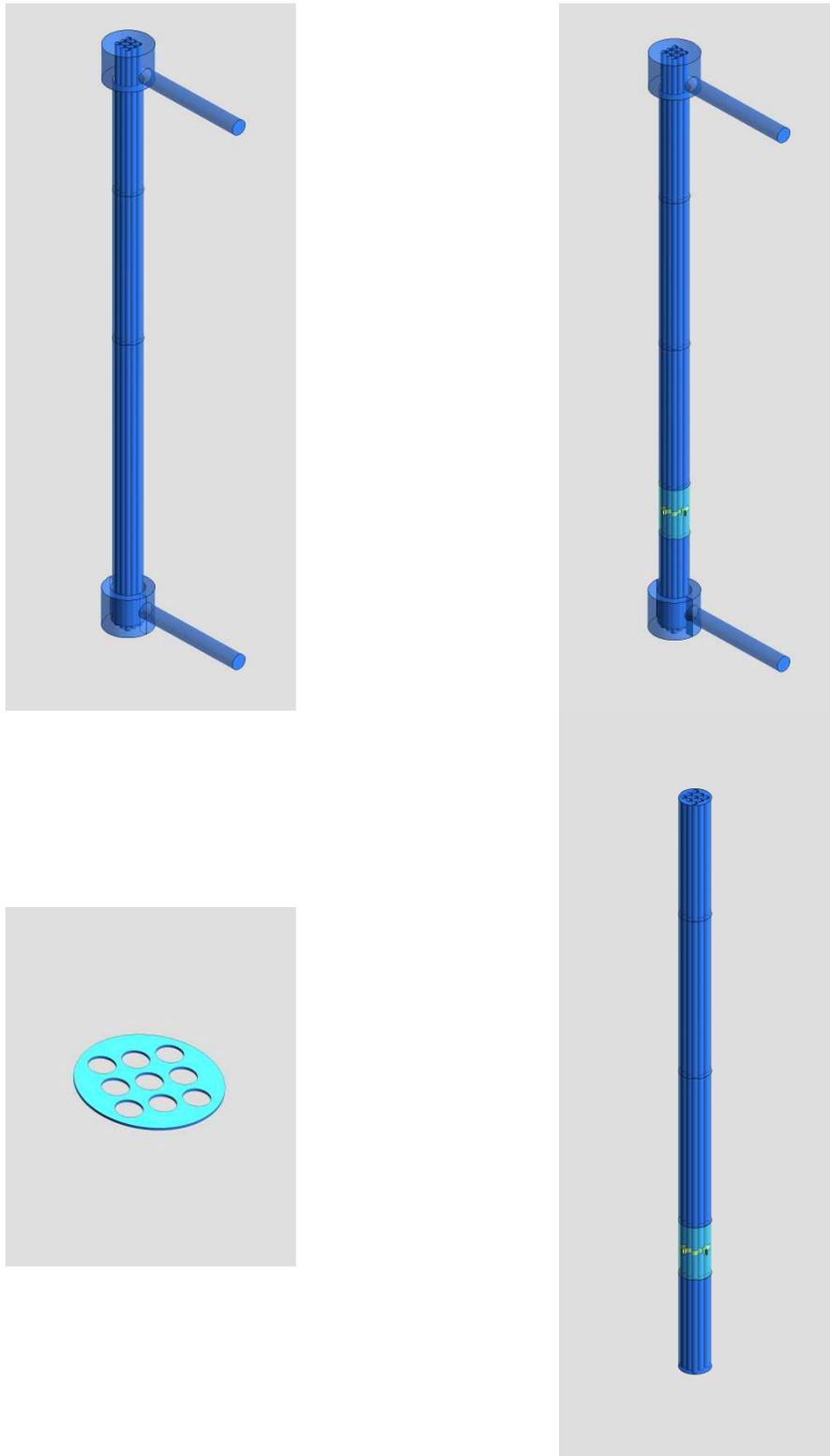


Abb. 33: Untersuchte CFD-Geometriemodelle. Oben links: gesamte Geometrie ohne Abstandhalter; Oben rechts: gesamte Geometrie mit Abstandhalter; Unten links: z-periodischer Schnitt des Hauptrohrs; Unten rechts: Hauptrohr mit Abstandhalter.

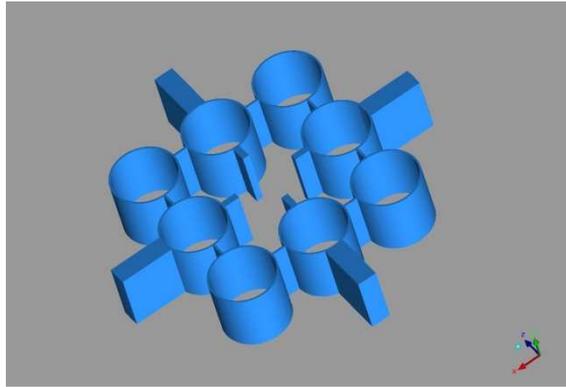


Abb. 34: Geometrie des Abstandshalters in Geometrie 2 und 4.

Das erste Geometriemodell enthielt die gesamte Versuchsstandgeometrie jedoch mit der Vereinfachung, dass die Gitter der Rohrabstandshalter nicht berücksichtigt wurden. Hierbei wurde angenommen, dass diese Abstandshalter die axiale Strömung durch das Rohrbündel nur marginal beeinflussen, was sich im Weiteren als eine Fehlannahme herausstellen sollte. Erste Ergebnisse zeigten den die Strömung gleichrichtenden Einfluss dieser Abstandshalter und somit die Notwendigkeit, dieses Geometriedetail in den folgenden Untersuchungen zu berücksichtigen. Da nur einer dieser Abstandshalter im untersuchten Messgebiet liegt, wurde nur das unterste Abstandshaltergitter in die Geometrie für das zweite CFD-Modell hinzugefügt. Dies verbesserte zwar den qualitativen Vergleich mit den Experimenten, die CFD-Ergebnisse wiesen jedoch immer noch einige quantitative Unterschiede zu den Messergebnissen auf. Mögliche Ursachen hierfür werden in der meßtechnischen Ausführung der PIV-Experimente, möglichen Fehlern in der Einstellung des Fluidvolumenstroms und in zu wenig bekannten und kontrollierten Einlassrandbedingungen des Experiments gesehen.

An dieser Stelle der Untersuchugn wurde deutlich, dass es nicht möglich sein wird, die Strömungsverhältnisse in der Anlage zusammen mit der unteren Einlasskammer korrekt abzubilden, so dass sich die weiteren Untersuchungen auf die ausgebildeten und damit weniger von den Einlassbedingungen abhängigen Strömungsverhältnisse im Hauptrohr des Rohrbündels konzentrierten. Zu diesem Zweck wurde ein Geometriemodell mit Ideiglich einem Querschnitt durch das Hauptrohr mit z-periodischen Randbedingungen erstellt um so eine vollständig ausgebildete Strömung durch das Rohrbündel zu simulieren. Im letzten untersuchten Geometriemodell wurden die Einlass- und die Auslass-Kammer vernachlässigt, jedoch das Gitter des Rohrabstandshalters aus der zweiten Geometrie-Modellvariante erhalten. Auf diese Weise konnten weitere Vergleiche in verschiedenen Höhen innerhalb des Strömungs- und Messgebietes durchgeführt werden. CFD-Ergebnisse mit dem dritten Geometriemodell konnten nur mit den Experimenten an der am weitesten stromab gelegenen Messposition verglichen werden, denn diese entsprechen am ehesten den vollständig ausgebildeten Strömungsbedingungen im untersuchten 3x3-Rohrbündel. In der weiteren Beschreibung der ausgeführten Arbeiten werden diese vier Strömungskonfigurationen als Fall 1, Fall 2, Fall 3 und Fall 4 bezeichnet.

Eine Darstellung der vier Geometriemodelle ist aus Abb. 33 ersichtlich, während die Geometrieinheiten des Gitters des Rohrabstandshalters für die Fälle 2 und 4 in Abb. 34 gezeigt sind. Dabei wurde die ursprüngliche Geometrie des Abstandshalters für die CFD-Simulationen nur sehr geringfügig vereinfacht.

Diese vier untersuchten Geometrieconfigurationen erlaubten es schließlich, den Einfluss der Einlasskammer auf die Rohrbündeldurchströmung zu analysieren und Auswirkungen des installierten Rohrbündel-Abstandshalters auf die Strömungsprofile in den Unterkanälen des Rohrbündels stromabwärts nachzuweisen.

Um die Qualität der numerischen Simulationen zu gewährleisten wurden die Empfehlungen der CFD Best Practice Guidelines so weit wie möglich befolgt. für jede der untersuchten Geometrievarianten wurden mittels ANSYS ICEM-CFD Hexa (ANSYS Inc, 2011) jeweils zwei numerische Gitternetze mit einem Verfeinerungsfaktor von 2 in allen drei Raumrichtungen erstellt, die im weiteren jeweils als Mesh1 und Mesh2 bezeichnet werden. Besonderes Augenmerk wurde auf die Qualität der Gitternetze gelegt, wobei ein minimaler Gitternetzwinkel von 34 Grad und eine wandnahe Auflösung mit einem durchschnittlichen $y^+ \approx 4$ auf dem feineren der beiden Gitternetze erreicht wurde. Die Gitter wurden so generiert, dass sie ohne Veränderung für weitere Untersuchungen der mehrphasigen siedenden Strömung in der Anlage geeignet sind. Die Hauptmerkmale der Gitternetze für alle untersuchten Fälle sind in Tabelle 10 zusammengefasst.

	Anzahl der Gitterelemente Mesh 1	Anzahl der Gitterelemente Mesh 2	Minimaler Gitternetzwinkel	Maximales Aspekt-Verhältnis
Fall 1	1.0×10^6	8.0×10^6	36°	98
Fall 2	1.4×10^6	11.2×10^6	34°	120
Fall 3		0.6×10^6	38°	1
Fall 4	1.0×10^6	8.0×10^6	35°	120

Tabelle 10: Gitternetzhierarchie für die CFD Untersuchung

Bei allen Simulationen wurde ANSYS CFX 14.0 (ANSYS Inc, 2011) verwendet. Die Simulationen wurden für die drei gegebenen Einlassbedingungen (Fluidvolumenströme) durchgeführt, wenngleich hier nur die Ergebnisse für die niedrigste Einlassgeschwindigkeit vorgestellt und diskutiert werden. Die CFD-Ergebnisse für die anderen Einlassbedingungen folgten im Wesentlichen dem hier analysierten Strömungsverhalten und führten zu den gleichen Schlussfolgerungen.

Auf Grund der Geometrieunterschiede wurden leicht voneinander abweichende Randbedingungen für die 4 Fälle verwendet. Für die Fälle 1 und 2 wurden die Einlassrandbedingungen durch Vorgabe einer normalen Geschwindigkeit und mittleren Turbulenzintensität (5%) vorgenommen. Im Fall 3 wurden periodische Randbedingungen für den oberen und unteren Teil des Rohrbündelquerschnitts spezifiziert während der Massenstrom des Experiments vorgegeben wurde, wodurch voll entwickelte Strömungsverhältnisse in einem Stabbündel unendlicher Länge simuliert werden. Die somit berechneten vollständig entwickelten Strömungsprofile aus Fall 3 wurden extrahiert und als Einlassrandbedingungen im Fall 4 wieder verwendet.

Als Auslassrandbedingung wurde für den Fall 1, 2 und 4 ein querschnittsgemittelter relative Druck von Null gesetzt. Für alle festen Strömungsberandungen wurde eine Hafrandbedingung für eine hydraulisch glatte Wand gesetzt. Der Rest der Randbedingungen

und Setup-Parameter waren für alle Konfigurationen gleich. Um den Einfluss der Turbulenzmodellierung zu analysieren, wurde das isotrope SST-Turbulenzmodell (Menter, 1994) mit dem anisotropen BSL-RSM-Turbulenzmodell (Menter, 1993) verglichen. Als Advektionsschema kann ein Upwind-Verfahren zweiter Ordnung (High-Resolution-Scheme) zum Einsatz. Lediglich für die Turbulenzmodellgleichungen wurde aus Gründen der numerischen Stabilität ein Upwind-Verfahren 1. Ordnung verwendet. Für die verschiedenen Konfigurationen wurden sowohl stationäre als auch transiente Simulationen durchgeführt und es wurden die Profildaten aus den stationären Simulationen mit den transient, zeitlich-gemittelten Profildaten verglichen. Für die meisten Konfigurationen wurden letztlich transiente URANS-Simulationen mit statistischer zeitlicher Mittelung erforderlich. Die übliche Zeitschrittweite für die transienten Simulationen wurde mit 5 ms gewählt.

Die numerischen Lösungen wurden als ausreichend konvergent akzeptiert, wenn die maximalen Lösungsresiduen unter 10^{-3} an der Stelle der Messquerschnitte lagen und die globalen Imbalancen unter 1% betragen. Zusätzlich wurden Variablen an Monitor-Punkten beobachtet, die letztlich einen stationären Verlauf aufwiesen. Unter bestimmten Bedingungen waren Residuen in der Auslasskammer größer als die angegebenen Konvergenzkriterien. Da jedoch dieses Strömungsgebiet stromabwärts weit entfernt von der Position der experimentellen Messungen ist und ein rückwärtiger Einfluss auf den CFD-Experiment-Vergleich nicht zu erwarten war, wurden die Ergebnisse als ausreichend konvergent bewertet.

4.1.3 CFD-Ergebnisse und Diskussion

Für den Vergleich der PIV-Daten mit den CFD-Ergebnissen wurde aus der Menge der experimentellen Informationen die Messebenen 2 und 4 ausgewählt, deren Lage der Abb. 32 zu entnehmen ist. Diese Messebenen schneiden jeweils die Mitte der Unterkanäle zwischen den Reihen des Rohrbündels. Zum Vergleich von PIV und CFD werden im Folgenden Geschwindigkeitsprofile auf verschiedenen Höhen dieser PIV-Messquerschnitte herangezogen. Die Auswertehöhen liegen 258mm und 508mm oberhalb der Oberkante des Einlassbehälters.

Eine detaillierte Übersicht der gemessenen Geschwindigkeitsprofile ist in Abb. 35 zu sehen. Die Profile in den Bildern entsprechen den PIV-Messungen der Geschwindigkeitskomponente in vertikaler Richtung, deren Messfehler bei $\pm 6\%$ liegt. Es kann beobachtet werden, dass bei der niedrigsten Höhe die Profile flacher sind. Weiterhin beobachtet werden, dass die Messungen in den beiden Ebenen 2 und 4 unterschiedlich sind, obwohl sie aus Symmetriegründen eigentlich identische Werte liefern müssten. Die Werte an der Vorderseite des Hauptrohres (negative x-Achse) sind größer als an der Rückseite des vertikalen Rohres (vorn und hinten in Bezug auf das Einlassrohr in die untere Einlasskammer). Alle diese Phänomene können der asymmetrischen und stark turbulenten Strömung in der Einlasskammer zugeordnet werden. Das Bild in Abb. 35 links unten hat keine physikalische Bedeutung und zeigt den beschädigten PIV-Datensatz an dieser Messposition.

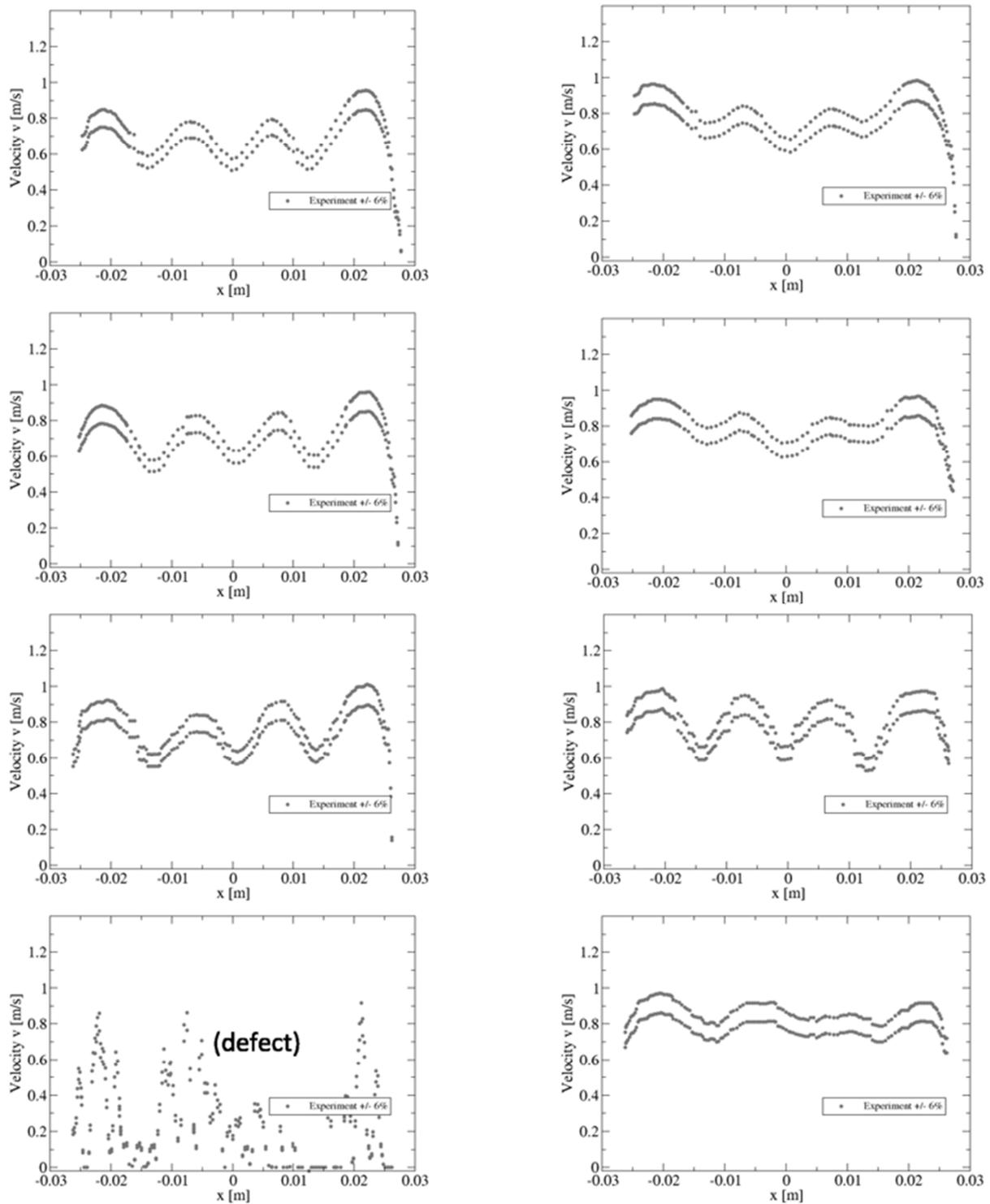


Abb. 35: Messwerte für die axiale Komponente der Fluidgeschwindigkeit. Profile entsprechen den PIV-Messungen \pm dem Messfehler (6%). Links: Messebene 2; Rechts: Messebene 4. Höhe: Von unten nach oben $z=198$ mm, 258mm, 408mm und 508mm.

Abb. 36 links zeigt die Stromlinien im Einlassrohr und in der Einlasskammer. Große Rezirkulationswirbel in der Nähe des Strömungsteilers sind zu beobachten. Die rechte Seite der Abb. 36 zeigt eine Ansicht der gleichen Strömung aus der Bodenperspektive, auf der weitere asymmetrische Wirbel zwischen den Stäben des Rohrbündels zu sehen sind, die die beobachtete Asymmetrie der Geschwindigkeitsprofile erklären können.

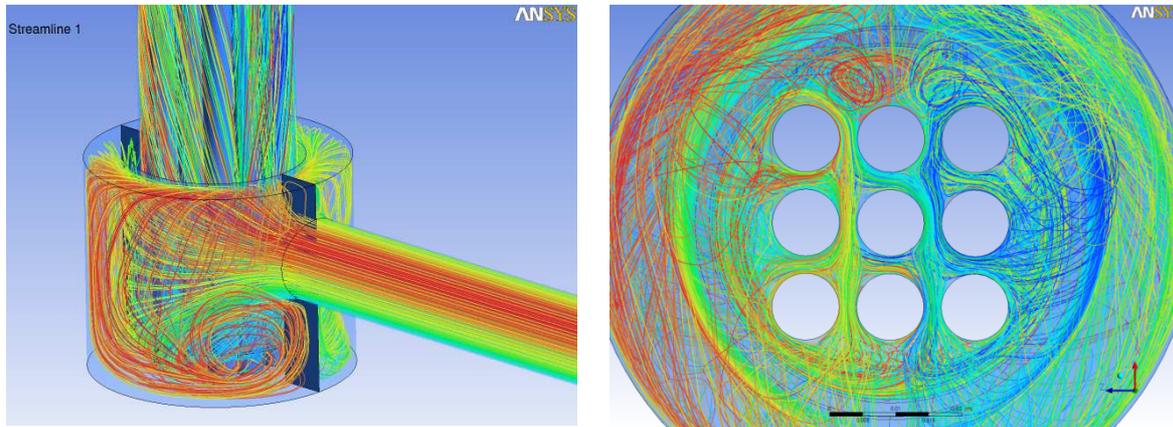


Abb. 36: Links: Stromlinien im Einlassrohr und in der Einlasskammer. Rechts: Blick von unten auf die Einlasskammer mit Stromlinien in der Einlasskammer und im Rohrbündel.

4.1.3.1 Untersuchung von Fall 1

Die ersten durchgeführten Untersuchungen fanden auf den zwei generierten Gitternetzen mit dem SST-Modell statt. Es wurde beobachtet, dass die Strömung auf Gitternetz 1 noch stark asymmetrisch war, während die Lösung auf Gitternetz 2 eine ziemlich symmetrische Lösung zeigte (Abb. 37). Durch Änderung der Turbulenzmodellierung zu einem anisotropen Modell wie dem BSL-RSM-Turbulenzmodell erhielten wir die gleichen symmetrischen Lösungen wie auf dem verfeinerten Gitternetz mit SST.

Wenn man die axiale Geschwindigkeitskomponente in den Meßebenen analysiert wird ersichtlich, dass die Verteilungen qualitativ verschieden im Vergleich zu den Messungen sind. Die gemessenen Geschwindigkeitswerte zeigen eine regelmäßige Verteilung der Geschwindigkeits-Maxima und -Minima, die weder in den SST- noch in den BSL-RSM-Ergebnisse beobachtet werden (Abb. 38).

Außerdem kann in den experimentellen Ergebnissen beobachtet werden, dass die Strömung durch die Anwesenheit des Abstandshalters stark beeinflusst wird. Der Abstandshalter reduziert die Verwirbelung in Umfangsrichtung und beschleunigt die Strömung aufgrund der Reduzierung des Querschnitts und des hohen Druckverlusts. Dies führt zu einer schnelleren Entwicklung der voll entwickelten Geschwindigkeitsprofile für die Rohrbündel-Durchströmung und zu einer Reduktion der Umfangsgeschwindigkeiten.

In den meisten Fällen war es notwendig, transiente URANS-Simulationen mit statistischer zeitlicher Mittelung durchzuführen. Grund hierfür waren die nicht ortsfesten

Rezirkulationsgebiete stromabwärts des Stromteilers und die Sekundärströmungen zwischen den Stäben des Rohrbündels. Es wurde jedoch beobachtet, dass im Falle einer konvergenten Simulation sowohl die stationären RANS- als auch die transienten URANS-Simulationen annähernd identische Ergebnisse lieferten, wenn man die stationären SST-Ergebnisse mit den zeitlich-gemittelten BSL-RSM-Ergebnissen vergleicht.

4.1.3.2 Untersuchung von Fall 2

Auf der Grundlage der gezogenen Schlussfolgerungen aus Fall 1 wurde das Geometrie-Modell modifiziert und der Abstandshalter wurde in die Simulation integriert. Ein Vergleich der Ergebnisse mit dem neuen Geometrie-Modell und der bisherigen Vorgehensweise sind in (Abb. 40) gezeigt. Eine viel bessere qualitative Übereinstimmung mit den Experimenten kann beobachtet werden. Die Ergebnisse zeigen nun die regelmäßige Verteilung der Maxima und Minima, die in den experimentellen Daten der Axialgeschwindigkeiten identifiziert wurden. Diese qualitative Verbesserung gilt sowohl für die SST- als auch für die RSM-Simulationen.

Sobald die qualitative Übereinstimmung erzielt werden konnte, wurde ein detaillierterer quantitativer Vergleich durchgeführt. Hierzu wurden Profile der axialen Geschwindigkeitskomponente in verschiedenen Höhen mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Von all den Erhebungen wurden zwei für die weiteren Vergleiche ausgewählt: H2 = 258 mm und H3 = 508 mm oberhalb der Einlasskammer. Sie entsprechen einer Position kurz nach dem Abstandshalter und einer Höhe in der Nähe der obersten Messposition.

Anzumerken ist, dass für den quantitativen Vergleich die CFD Ergebnisse skaliert wurden. Es wurde festgestellt, dass alle numerischen Geschwindigkeitsprofile an allen Messpositionen konsequent höhere Geschwindigkeits-Amplituden zeigten als die Experimente, was auf eine experimentelle Unsicherheit in Bezug auf den angegebenen Massenstrom hindeutet. Zur Ermöglichung eines Vergleichs zwischen Experiment und CFD wurden die CFD-Profile im Weiteren mit einem Skalierungsfaktor multipliziert, der sich aus dem Vergleich der Geschwindigkeits-Maxima bei voll entwickelten Strömungsbedingungen der Rohrbündelströmung berechnet.

$$v_{CFD,scaled} = f \cdot v_{CFD} \quad \text{with} \quad f = \frac{\dot{m}_{EXP}}{\dot{m}_{CFD}} \approx \frac{v_{max,subchannel,EXP}}{v_{max,subchannel,CFD}} = \frac{0.73}{0.78} = 0.924 \quad (62)$$

Die Kurven auf der linken Seite der Abb. 41 repräsentieren die Geschwindigkeitsprofile des Falls 1 und die auf der rechten Seite die Ergebnisse aus Fall 2. Die Profile aus Fall 2 zeigen eine deutlich bessere Übereinstimmung bezüglich der Form der Geschwindigkeitsprofile, wie es bereits vorher in den eher qualitativen Vergleichen beobachtet wurde. Es ist noch eine Verschiebung in der Position der Geschwindigkeits-Maxima und –Minima zu erkennen. Aber die Minima und Maxima treten deutlicher im Vergleich zu den relativ flachen Profilen aus Fall 1 hervor.

Die Verwendung des zweiten Geometrie-Modells verbesserte somit die Genauigkeit der numerischen Ergebnisse nach dem Abstandshalter. Die Erzielung einer besseren Übereinstimmung der CFD-Ergebnisse mit den Experimenten im Bereich vor dem Abstandshalter war auch nach zusätzlichen Parameterstudien in Bezug auf die Einlassrandbedingungen nicht möglich, so dass beschlossen wurde, die Vorgeschichte der

Strömung stromaufwärts des ersten Abstandshalters im Rohrbündel mit den dort nicht genau definierten Einlassrandbedingungen aus den weiteren Betrachtungen auszuklammern.

4.1.3.3 Untersuchung von Fall 3

Ziel der Untersuchungen von Fall 3 war die Berechnung voll entwickelter Strömungsverhältnisse in einem 3x3-Rohrbündel und der Vergleich der resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen mit den PIV-Messdaten an der am weitesten stromabwärts gelegenen Messposition, wo mit guter Näherung eine voll entwickelte Strömung angenommen werden kann.

Zu diesem Zweck wurde das dritte Geometrie-Modell verwendet. Es besteht aus einem dünnen Querschnitt des Rohrbündels, bei dem periodische Randbedingungen in axialer Richtung und ein spezifizierter Massenstrom eingestellt wurden. Mit der Durchführung dieser numerischen Simulation kann man nun einen Vergleich mit den Geschwindigkeitsprofilen am obersten Messort anstrengen.

Für diesen Fall wurden die Simulationen nur auf dem feinsten Gitternetz berechnet und der Vergleich ermöglichte es, daraus eine Korrektur (Abschnitt 4.1.3.2) abzuleiten, die die beobachtete Differenz zwischen dem angegebenen und dem im Experiment tatsächlich realisierten Massenstrom ausgleicht. Als Referenzpunkt für diese Korrektur wurden die Ergebnisse der BSL-RSM-Simulationen verwendet.

Die Diagramme in Abb. 43 zeigen, dass mit Anwendung dieser Massenstromkorrektur für diese Strömungskonfiguration die Form der experimentellen Geschwindigkeitsprofile perfekt in der CFD-Simulation reproduziert werden konnte. Die CFD-Ergebnisse liegen mit dieser Massenstromkorrektur innerhalb des Fehlerbandes der PIV-Messungen.

Es ist ersichtlich, dass der Vergleich in der Ebene 4 etwas besser ist als in der Ebene 2. Dies ist auf Grund der Asymmetrie der Strömung in dem experimentellen Prüfstand der Fall, die von den Strömungsverhältnissen in der unteren Einlasskammer verursacht wird und auch nach dieser erheblichen Lauflänge noch nicht vollständig abgebaut ist. Die Ergebnisse der CFD-Simulation sind demgegenüber natürlich perfekt symmetrisch, was die bessere Übereinstimmung in Messebene 4 erklärt.

4.1.3.4 Untersuchung von Fall 4

Der Ansatz mit dem dritten Geometrie-Modell zeigte die Möglichkeit, das Verhalten der Rohrbündelströmung unter vollentwickelten Strömungsverhältnissen genau vorherzusagen, Unser Ziel war es jedoch, die Strömung im Rohrbündel mindestens in den Bereichen stromabwärts des Abstandshalters mittels CFD-Simulation genau berechnen zu können, da das die Voraussetzung darstellt, um in der gleichen Versuchsanlage in späteren CFD-Simulationen auch die siedende Strömung mit beheiztem Rohrbündel mit zufriedenstellender Genauigkeit berechnen zu können.

Daher wurden CFD-Simulationen mit einem vierten Geometrie-Modell ausgeführt, in dem nur das vertikale Hauptrohr mit dem Rohrbündel und der erste Abstandshalter betrachtet wurde. Als Einlass-Randbedingungen im diesem Fall 4 wurden die voll entwickelten Geschwindigkeits- und Turbulenz-Profile aus den Ergebnissen von Fall 3 verwendet.

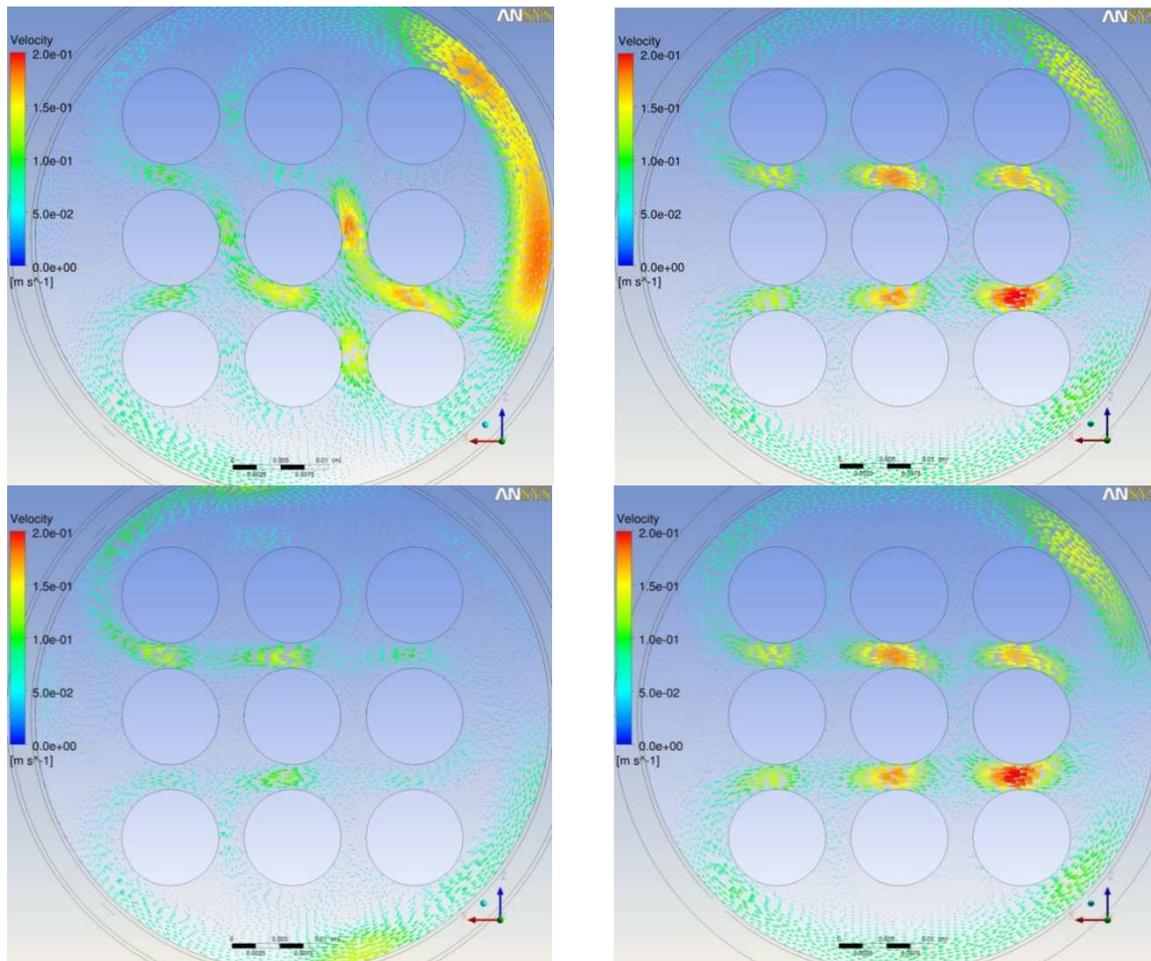


Abb. 37: Sekundärströmungen in den zeitlich-gemittelten Geschwindigkeitsfeldern. Links: SST. Rechts: BSL RSM. Oben: Mesh1. Unten: Mesh 2.

Die Geschwindigkeitsprofile auf beiden Ebenen 2 und 4 und auf den verschiedenen Höhen (Abb. 44) zeigen, dass die Ergebnisse des SST-Turbulenzmodells gitterunabhängig sind. Eine Analyse der Turbulenzmodellierung (Abb. 45 und Abb. 46) zeigt, dass für diese Strömungsbedingungen, Geometrie und Gitter, SST- und BSL-RSM-Modell qualitative ähnliche Ergebnisse liefern und dass sich die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit den Experimenten befinden. Das BSL-RSM-Modell zeigt kleinere Amplituden in den Geschwindigkeitsprofilen und somit eine etwas bessere Übereinstimmung mit den Messungen. Diese Beobachtung kann durch die Tatsache erklärt werden, dass das anisotrope BSL-RSM-Modell Sekundärströmungen höherer Amplitude im Stabbündel-Querschnitt vorhersagt, was zu einer stärkeren lateralen Vermischung führt und dadurch die Minima und Maxima in den axialen Geschwindigkeitsverteilungen reduziert werden.

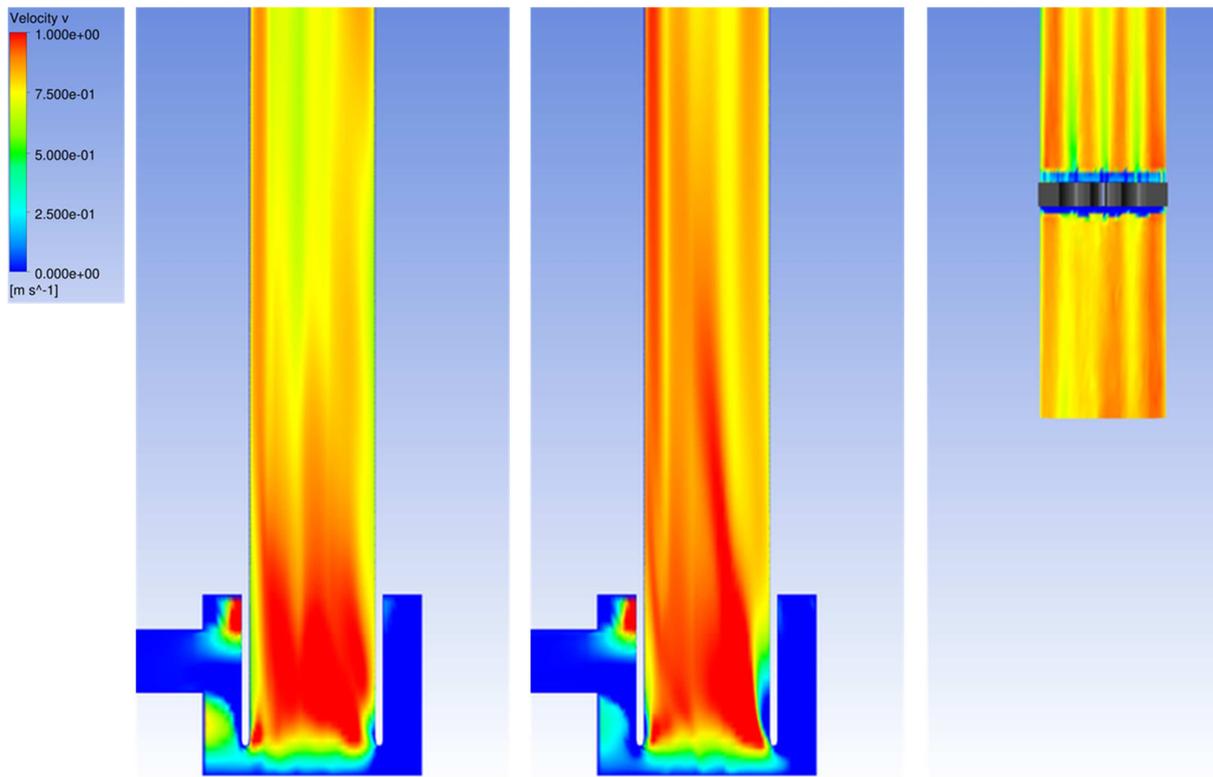


Abb. 38: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Fall 1, Mesh1, Ebene 4
Links: SST; Mitte: BSL RSM; Rechts: Experimente.

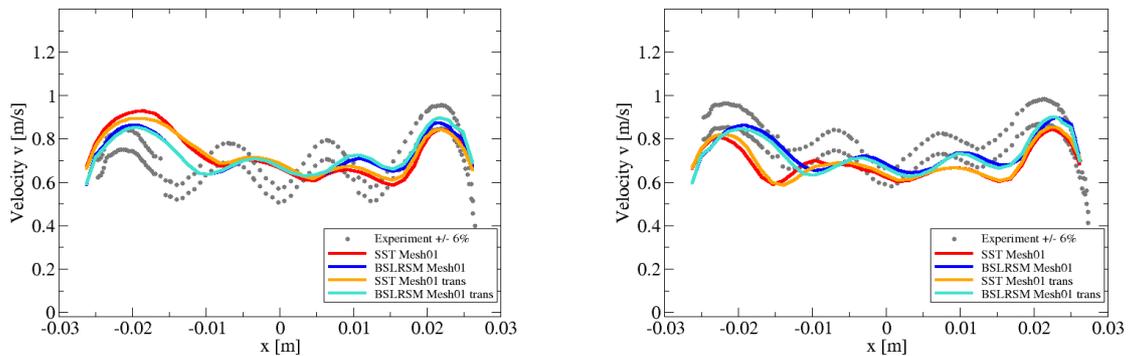


Abb. 39: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Einfluss der
Turbulenzmodellierung.
Mesh1. Stationäre vs. zeitlich gemittelte instationäre Ergebnisse, Höhe H3 (508mm).Links:
Ebene 2; Rechts: Ebene 4.

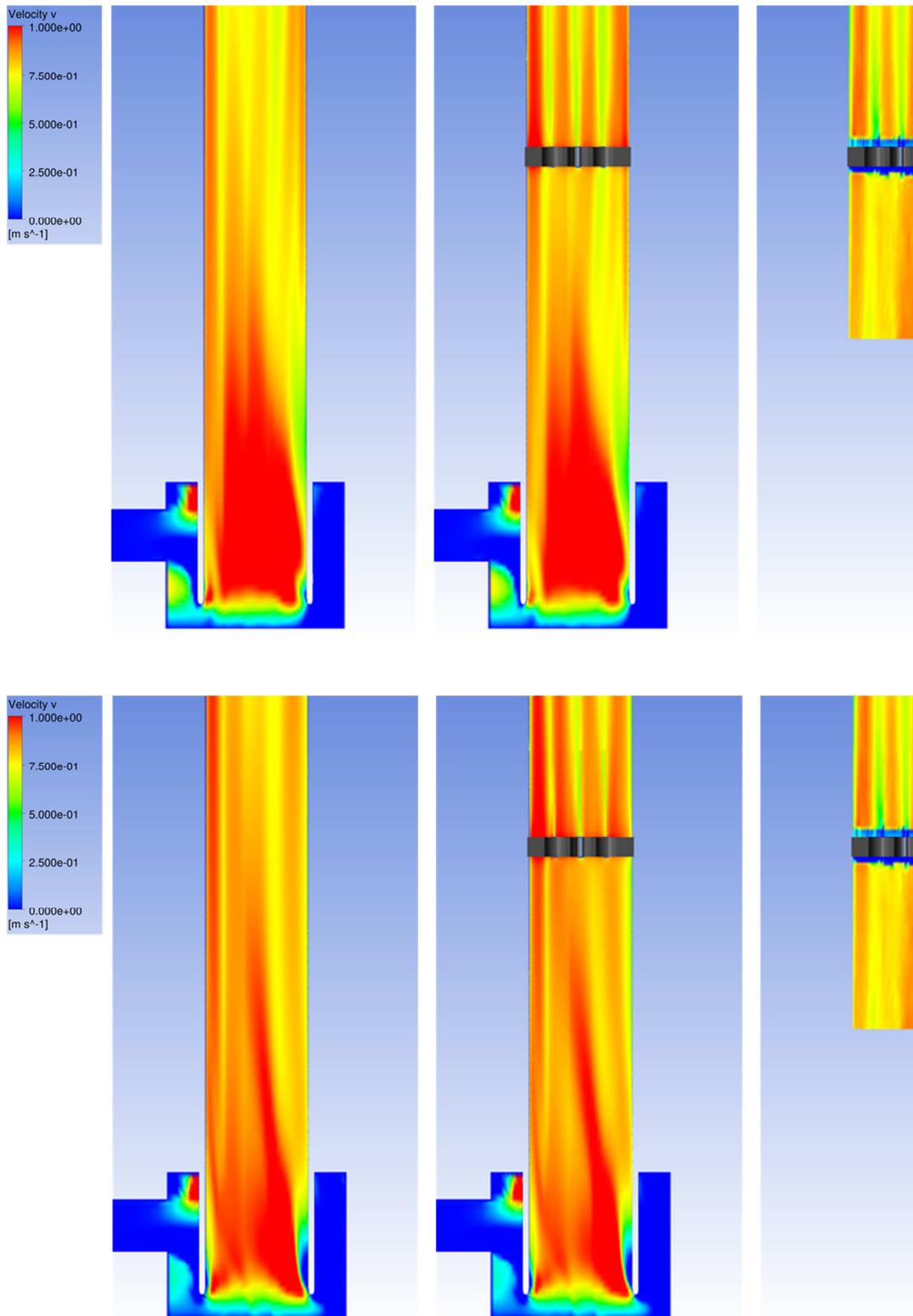


Abb. 40: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Mesh 1. Oben: SST-Ergebnisse. Links: Fall 1; Mitte: Fall 2; Rechts: Experimente. Unten: BSL-RSM-Ergebnisse. Links: Fall 1; Mitte: Fall 2; Rechts: Experimente.

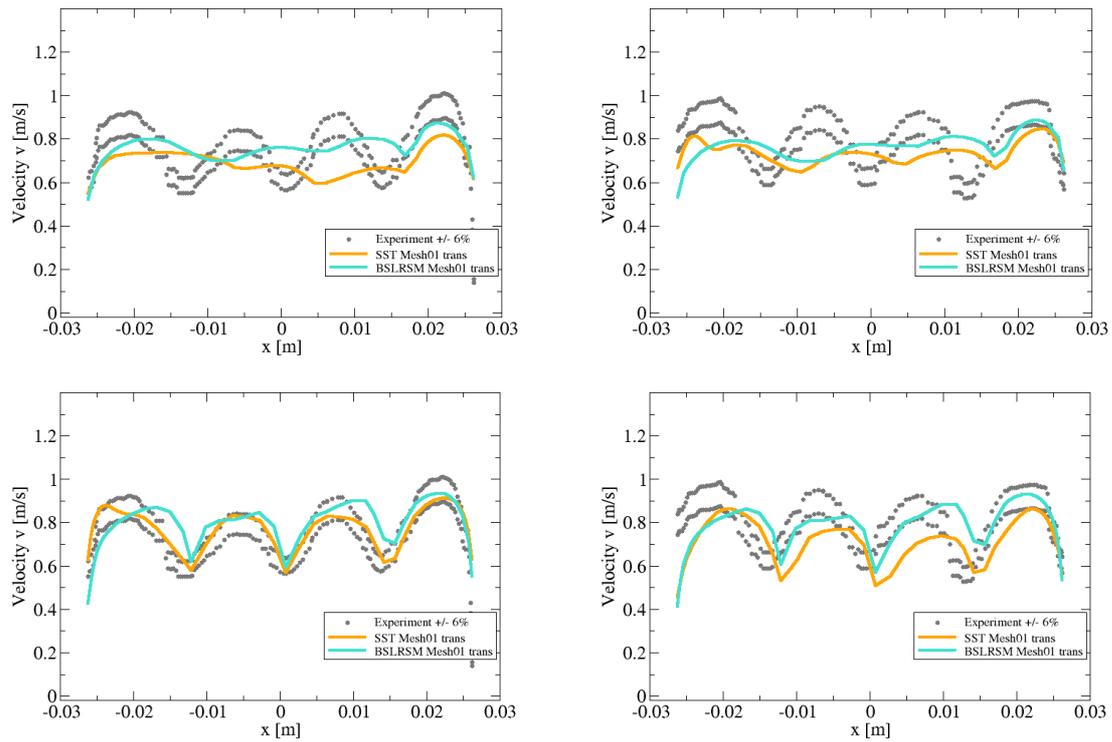


Abb. 41: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Zeitlich gemittelte Werte. Einfluss des Abstandshalters. Mesh 1. Höhe H2 (258mm). Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4; Oben: Fall 1; Unten: Fall 2.

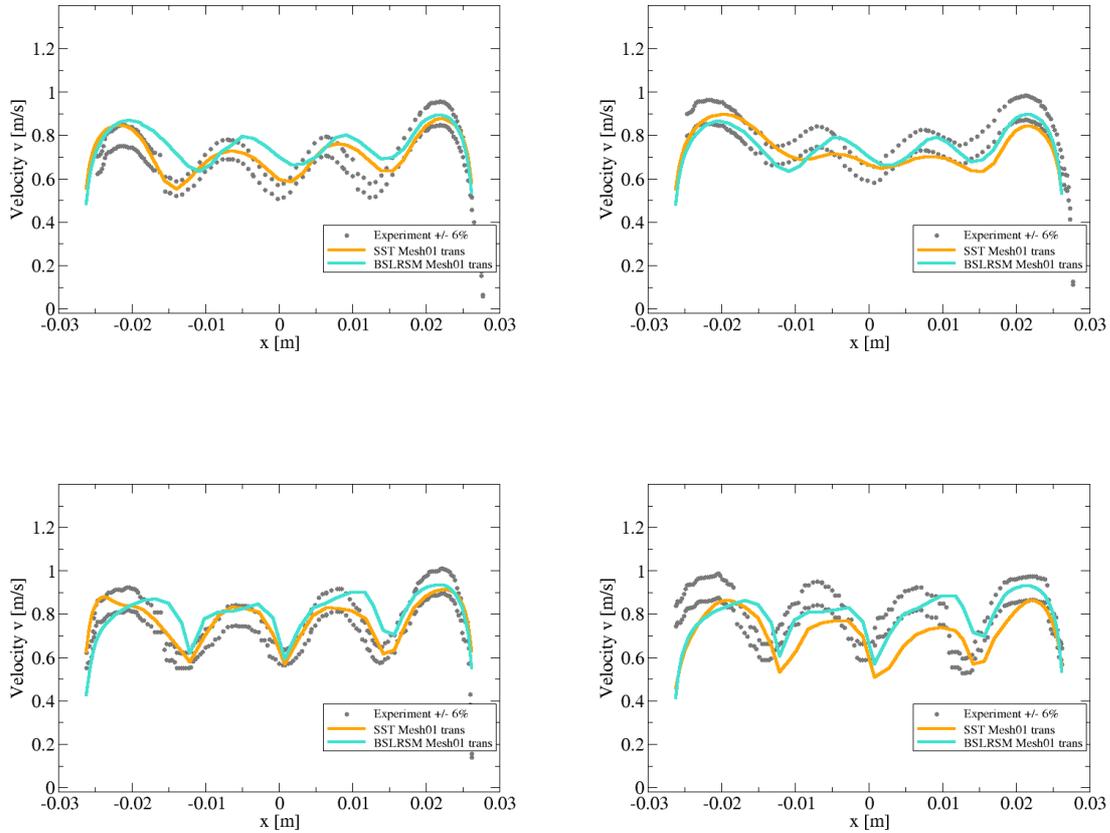


Abb. 42: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Zeitlich gemittelte Werte. Einfluss der Turbulenzmodellierung. Mesh 1. Höhe H2 (258mm). Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4; Oben: Höhe H2 (258mm); Unten: Höhe H3 (508mm).

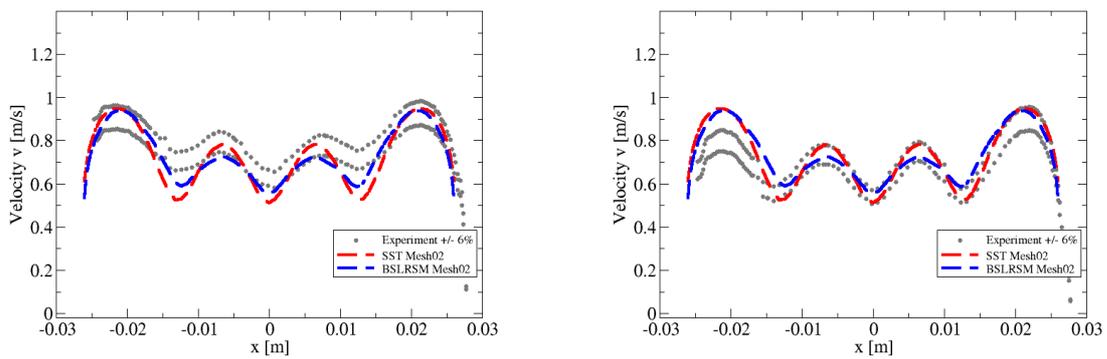


Abb. 43: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Einfluss der Turbulenzmodellierung. Mesh 2. Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4.

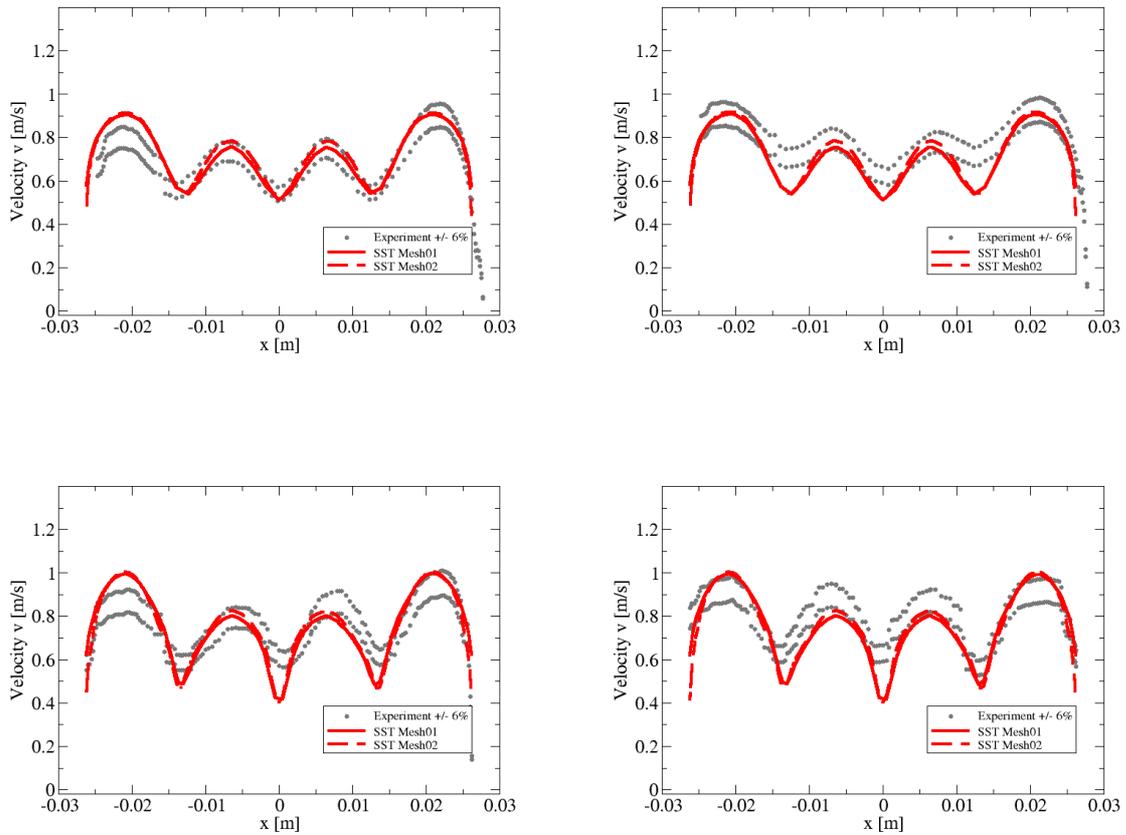
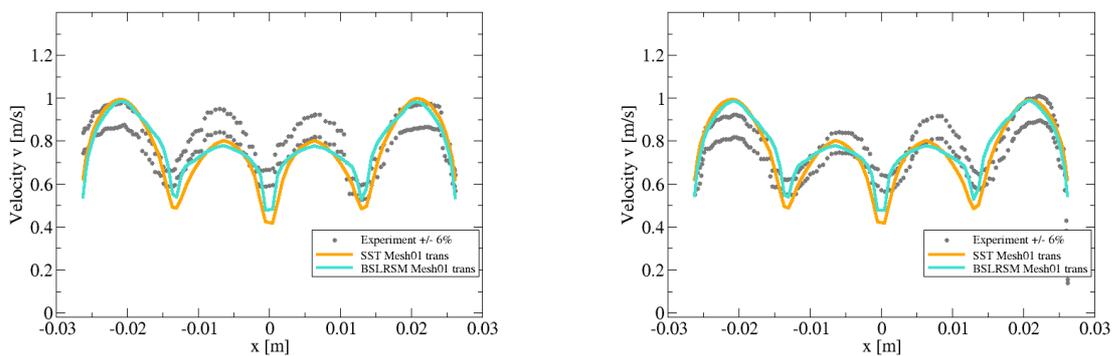


Abb. 44: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Einfluss der Gitternetzverfeinerung.
 Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4; Oben: Höhe H_2 (258mm); Unten: Höhe H_3 (508mm).



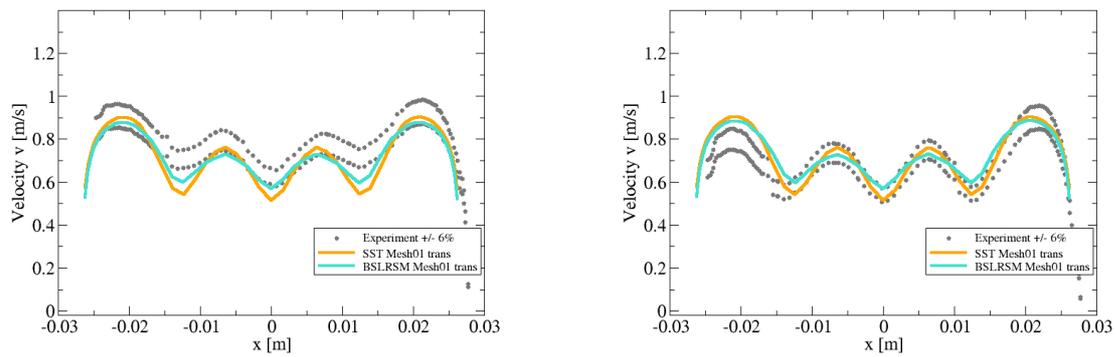


Abb. 45: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Zeitlich gemittelte Werte.
 Mesh 1.
 Links: Ebene 2; Rechts: Ebene 4; Oben: Höhe H2 (258mm); Unten: Höhe H3 (508mm).

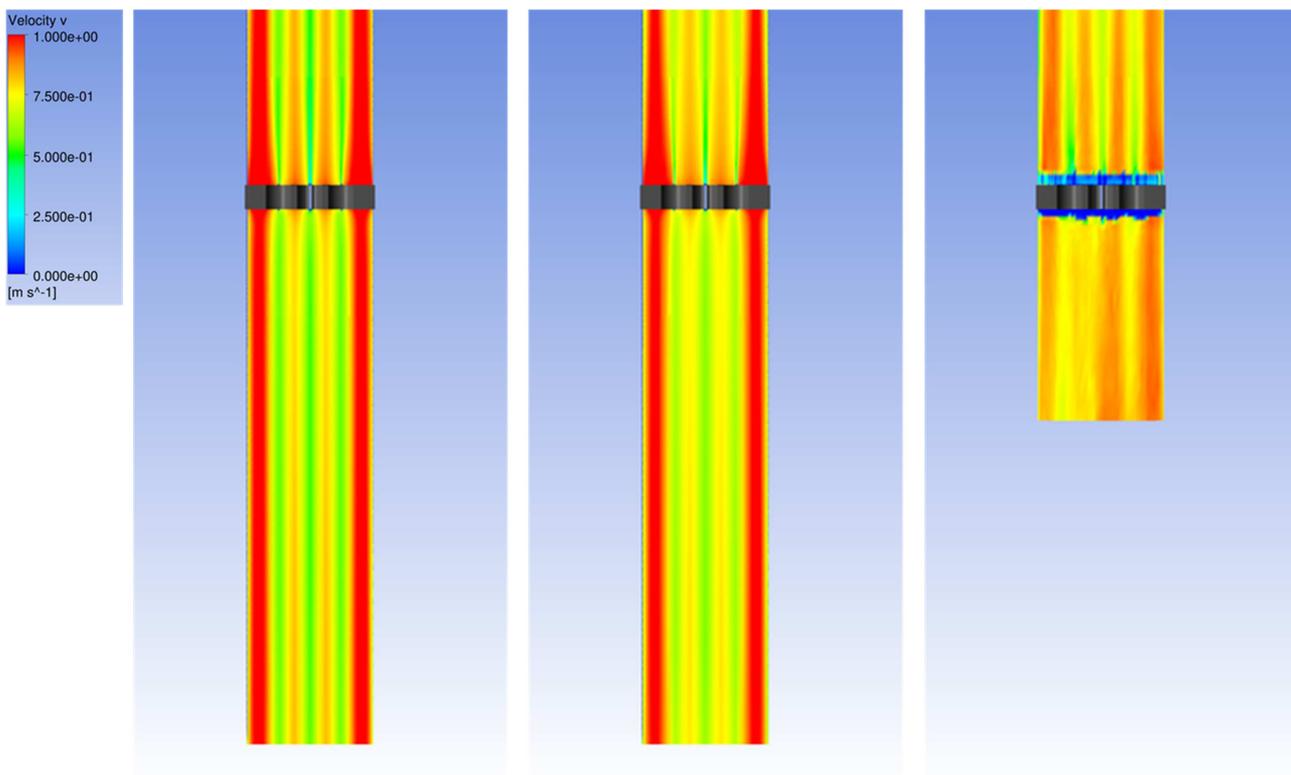


Abb. 46: Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente. Mesh 1.
 Links: SST; Mitte: BSL RSM; Rechts: Experimente.

4.2 MATIS-H Benchmark

Der OECD/NEA Matis-H Benchmark basiert auf Experimenten an der kalten Loop-Test-Anlage am Korea Atomic Energy Research Institute (KAERI), Daejeon, Korea. Die Matis-H Testanlage dient zu hydraulischen Tests in einem 5x5 Stabbündel bei normalen Druck- und Temperaturbedingungen, mit dem Ziel der Erlangung detaillierter experimenteller Daten für CFD-Turbulenzmodell-Validierung in einer Test-Konfiguration unter ähnlichen Strömungsverhältnissen wie in einem realen Kernreaktorbrennelement mit Abstandsgittern. Die Meßstrecke besteht aus einem 5x5-Rohrbündel mit einem einzelnen Abstandsgitter. Das Rohrbündel ist in einer horizontalen Position installiert.

Computational Fluid Dynamics (CFD), die bereits weit verbreitet in verschiedenen Zweigen der Technik verwendet wird, gewinnt zunehmend mehr Anerkennung als ein potentiell wertvolles Werkzeug für die Analyse komplexer Strömung und Wärmeübertragungs-Phänomene, die von Bedeutung für die Sicherheit kerntechnischer Anlagen sind. Der Einsatz von CFD im Bereich der Kernreaktorsicherheitsforschung wird von internationalen Organisationen gefördert. Im April 2011 startete die Arbeitsgruppe zur Analyse und Bewältigung von Störfällen (WGAMA) die "OECD/NEA Sponsored CFD Benchmark Exercise: Turbulent Flow in a Rod Bundle with spacers" (OECD / NEA 2011), basierend auf dem Experiment an der Matis-H Testanlage (Chang, 2008), (Kang, 2010) am Korea Atomic Energy Research Institute (KAERI). Dieses Problem ist aktuell, da es eng mit der Vorhersage von Unterkanal-Strömungen in Brennelementen verbunden ist, was letztlich Auswirkungen auf Design und Betrieb derartiger Anlagen hat.

Die Aufgabenstellung der zunächst als blinder Benchmark ausgeführten CFD-Simulationen ist die Vorhersage von detaillierten Geschwindigkeits- und Turbulenzgrößen-Verteilungen an verschiedenen Orten innerhalb eines 5x5 Rohrbündels mit zwei verschiedenen Arten von Abstandshaltern und Drallerzeugerelementen (hier wie in den Benchmarkunterlagen als „split type“ und „swirl type“ Abstandshalter bezeichnet) unter stationären, einphasigen, isothermen Bedingungen. Aus einer thermo-hydraulische Sicht ist die detaillierte Vorhersage der Geschwindigkeits- und Turbulenzfeldgrößen in einem Rohrbündel eine anspruchsvolle Aufgabe. Es erfordert die Verwendung von ausreichend feinen numerischen Gitternetzen, die die genaue geometrische Beschreibung des Problems mit besonders hoher Auflösung nahe der Abstandshalter wiedergeben. Dort wird ein erheblicher Teil der Turbulenz und Wirbelstärke produziert. An den Wänden der Stäbe und der umgebenden Unterkanäle braucht man ebenfalls eine recht feine Gitternetzauflösung, um die Sekundärströmungen und Grenzschichten entsprechend aufzulösen. Außerdem erfordert die genaue Vorhersage der stark verdrallten Strömungen durch die Rohrbündel stromab der Abstandshalter die Auswahl geeigneter Turbulenzmodelle und gering-dissipativer numerischer Verfahren, wobei ein Kompromiss zwischen Genauigkeit (z.B. URANS) und Rechenanforderungen (z.B. LES) gefunden werden muss. Neben der Vernetzung und der High-Performance-Computing-Aufgabe der Strömungsberechnung ist die CFD-Untersuchung dieser MATIS-H Rohrbündel mit den Abstandshaltern auf Grund des Simulationsaufwandes auch eine Herausforderung für die Anwendung der CFD Best Practice Guidelines (Casey, 2000), (Menter, 2002), (Mahaffy, 2010).

4.2.1 Die Matis-H Versuchsanlage

Eine Beschreibung der experimentellen Versuchsanlage der Matis-H-Testsektion am KAERI-Institut in Daejeon, Korea, wurde in der OECD/NEA Matis-H Benchmark-Spezifikation (OECD / NEA, 2011) ausführlich dargestellt. Diese Versuchsanlage wurde entwickelt, um hydraulische Tests in einem 5x5-Rohrbündel in einer horizontalen quadratischen Kanalgeometrie bei Normaldruck und Umgebungstemperatur durchführen zu können. Darüber hinaus ist das Ziel dieser Anlage und Tests, die turbulenten Strömungsstrukturen hinter typischen Drallerzeugern von Abstandshaltern untersuchen zu können, wie sie üblicherweise in Brennelementen von Kernreaktoren verwendet werden.

Eine schematische Darstellung der Matis-H Testanlage ist in Abb. 47 dargestellt. Die Testsektion der Versuchsanlage zeigt einen $170 \times 170 \text{ mm}^2$ quadratischen Kanal, der das 5x5 Rohrbündel in einer horizontalen Position enthält. Für die detaillierte Untersuchung von Sekundärströmungen in der Geometrie der Unterkanäle und für eine erhöhte Meßauflösung der LDA-Messungen wurde die Größe des 5x5-Rohrbündels auf das 2,67-fache eines realen Brennelements vergrößert. Das MATIS-H Rohrbündel enthält 25 Stäbe mit 25,4 mm Außendurchmesser in einer regelmäßigen Matrixanordnung mit einer Entfernung zwischen den Stäben von $P = 33.12 \text{ mm}$ und einer Wandentfernung von 18.76mm (alles vom Zentrum des jeweiligen Brennstabes aus gemessen). Der hydraulische Durchmesser des Kanals ist $D_H = 24,27 \text{ mm}$.

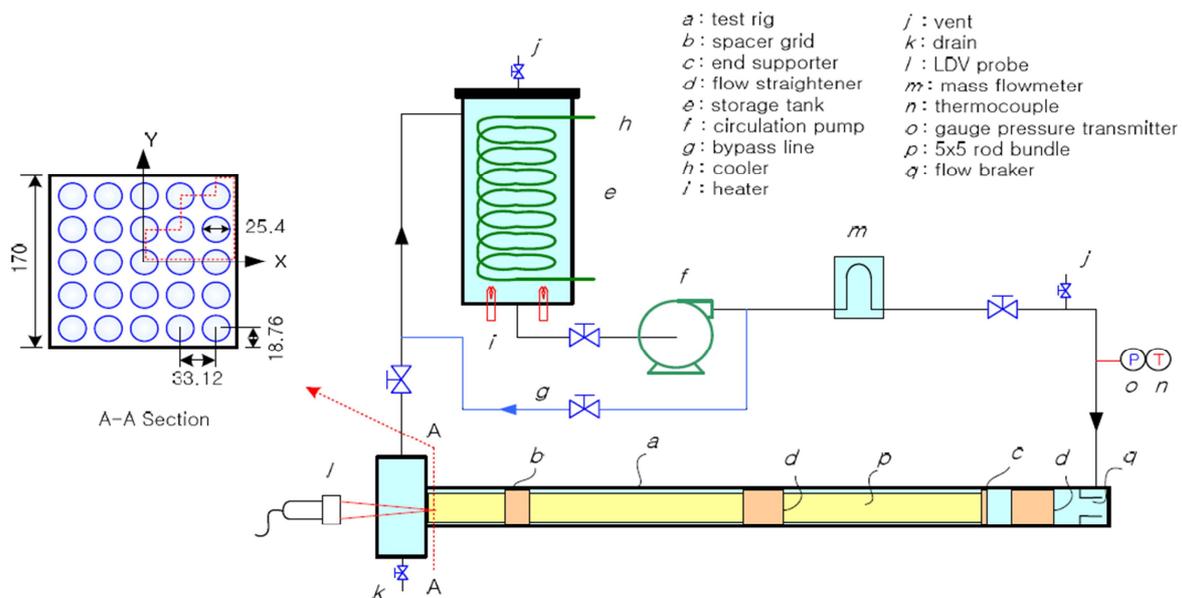


Abb. 47: Skizze der MATIS-H Versuchsanlage.

Bei 35°C und $156,9 \text{ kPa}$ Druck wird Wasser als Arbeitsfluid für alle MATIS-H Experimente verwendet. Der Massenstrom in allen Versuchen betrug $24,2 \text{ kg/s}$, was einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $1,5 \text{ m/s}$ und einer Reynoldszahl basierend auf dem hydraulischen Durchmesser von $Re_H = 50.250$ entspricht. Alle hydraulischen und thermodynamischen Bedingungen der Messstrecke wurden bei allen Experimenten überwacht. Im weiteren Verlauf wurden umfangreiche Maßnahmen ergriffen, um eine Anströmung der untersuchten Abstandshalter mit voll entwickelten Strömungsverhältnissen sicher zu stellen

(Abb. 47). Die Wasserströmung tritt in den unteren Raum der horizontalen Messstrecke mit einem installierten beschauften Strömungsgleichrichter ein. Dann wird die Strömung über zwei Strömungsgleichrichter ohne Leitschaufeln geleitet, die installiert wurden, um die Strömung zu vergleichmäßigen und um die Bildung von voll entwickelten Strömungsprofilen in dem 5x5 Rohrbündel zu beschleunigen. Der zweite dieser Strömungsgleichrichter (d) wurde in einem Abstand von $100D_H$ stromaufwärts des Einlassquerschnitts des untersuchten Abstandshalters (b) installiert. Die entwickelten Strömungsprofile an $90D_H$ nach dem zweiten Strömungsgleichrichter wurden im Experiment gemessen und mit den CFD-Simulationsergebnissen für die voll entwickelte Strömung in dem Rohrbündel verglichen. Infolgedessen wird angenommen, dass die Rohrbündel-Strömung an der Position $90D_H$ nach dem zweiten Strömungsgleichrichter voll entwickelt ist. Deswegen können die weiteren CFD-Untersuchungen auf einen Abschnitt der Versuchsanlage beschränkt werden, der aus einer geringen Einlauflänge des Stabbündels stromauf der untersuchten Abstandshalter (b) mit voll entwickelten Einlassprofilen, der Durchströmung der Abstandshalter (b) selbst und einem Abschnitt des Rohrbündels größer als $10.0D_H$ stromabwärts der Drallerzeuger besteht.

Für die Messungen an der KAERI MATIS-H Versuchsanlage (Chang, 2012), (Song, 2012) wurde ein 2-D LDA zur Messung der Quergeschwindigkeiten in allen Unterkanälen des Rohrbündels in direkter Verlängerung des Rohrbündels installiert. Die axiale Geschwindigkeitskomponente wurde durch Veränderung der Position der LDA-Sonde in eine seitliche Position zum Rohrbündel gemessen. In weiteren Experimenten wurde überprüft, dass die 120° -Symmetrie der Abströmung aus der Auslasskammer am Ende der MATIS-H-Versuchseinrichtung die Messungen am Meßquerschnitt AA (Abb. 47), der sich 45mm stromaufwärts vom Ende des Rohrbündels befindet, auch nicht stören würde.

Zwei Typen von Abstandshaltern mit Drallerzeugern (b) wurden in dem Stabbündel für detaillierte Untersuchungen installiert. Beide Abstandshalter haben Mischvorrichtungen und verursachen bevorzugt eine laterale Unterkanal-Vermischung und/oder eine Drallströmung (siehe Abb. 48). Die in dieser Studie verwendeten Drallerzeuger waren vom typischen Split- und Swirl-Typ. Die Abstandshalter (b) können in axialer Richtung entlang des 5x5 Rohrbündels verschoben werden um Geschwindigkeitsmessungen an unterschiedlichen Querschnitten $0.5D_H$, $1.0D_H$, $4.0D_H$ und $10.0D_H$ stromabwärts von den Spitzen der Leitschaufeln vorzunehmen, während der Mess-Querschnitt der LDA-Messeinrichtung in einer festen Position fokussiert bleibt. Weitere Details zu den Messungen und der Geometrie der untersuchten Abstandshalter kann man in den Matis-H Benchmark-Spezifikationen (OECD / NEA, 2011) finden.

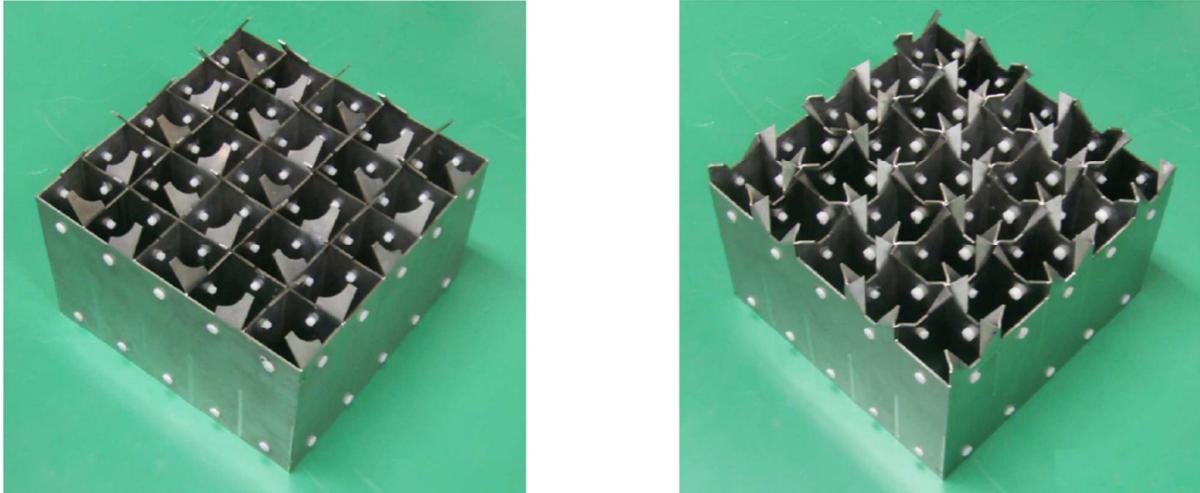


Abb. 48: Abstandhalter der MATIS-H Versuchsanlage.
Links: Split-Type. Rechts: Swirl-Type.

Nach der blinden Phase des Matis-H Benchmarks wurden die Geschwindigkeits- und Turbulenzgrößen-Messungen für weitere Vergleiche mit den CFD-Ergebnissen zur Verfügung gestellt.

Mehrere Voruntersuchungen wurden durchgeführt, um die benötigte Gitterauflösung und numerische CFD-Setup-Einstellungen zu testen. Auf diese Voruntersuchungen soll hier nicht weiter eingegangen werden, da sich ihre detaillierte Beschreibung in den Veröffentlichungen zur CFD4NRSß4 in Daejeon, Koorea findet (Frank, 2012).

4.2.2 Die 5X5 Rohrbündel-Strömung mit Split-Type Abstandshalter

Die Geometrie und das Gitternetz für die volle Benchmark-Geometrie wurden unter Verwendung der Geometriemodellierungs- und Gittergenerierungssoftware innerhalb der ANSYS Workbench-Plattform, d.h. mittels ANSYS Design Modeler und ANSYS Workbench Meshing, erstellt. Die Geometrie des Strömungsgebiets wurde in ANSYS Design Modeler erstellt. Die Abstandshalter-Geometrie wurde zusammen mit der Benchmark-Spezifikation als CAD-Datei im STP-Format geliefert und eingelesen. Anschliessend wurden geringfügige CAD-Reparaturen und Vereinfachungen der Geometrie durchgeführt. Wie zuvor erwähnt, wurden unter anderem Vorläufer-Simulationen durchgeführt (Frank, 2012), um die entwickelten Strömungsprofile für die Einlassrandbedingungen der Rohrbündelgeometrie zu erhalten, so dass die CFD-Domain auf den Bereich 100mm stromaufwärts des Abstandshalters beschränkt werden konnte. Die Länge der Abstandshalter-Box ist 103.1mm (119.9mm mit Drallerzeuger-Schaufeln) und der nachfolgend untersuchte Rohrbündel-Strömungsabschnitt hat eine Länge von 400mm ($\sim 16,5 D_H$). Die Gesamtlänge des Strömungsgebietes beträgt 620 mm und ist in Abb. 49 dargestellt.

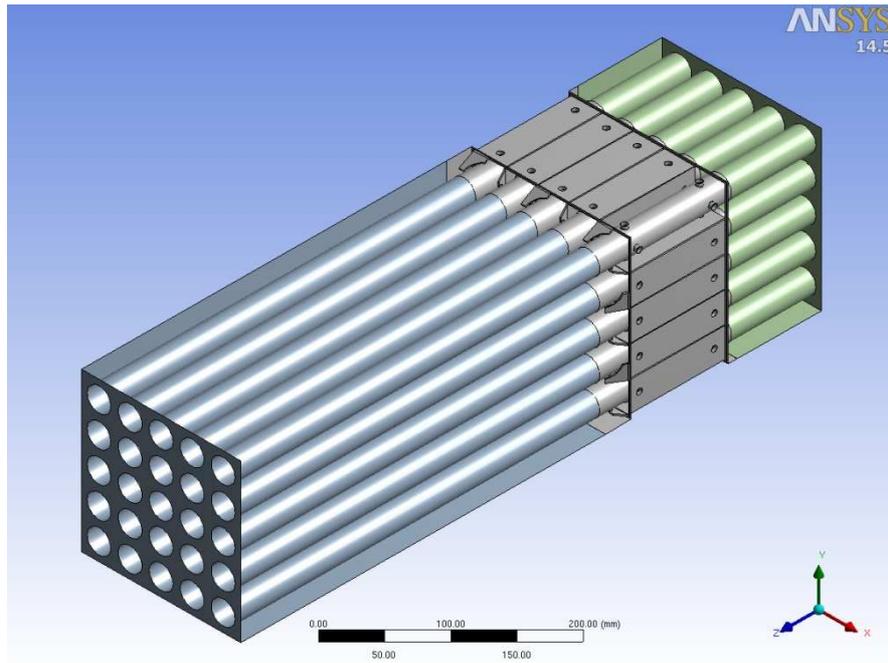


Abb. 49: CFD Strömungsgebiet. Ausschnittsweise Vergrößerung in Abb. 50.

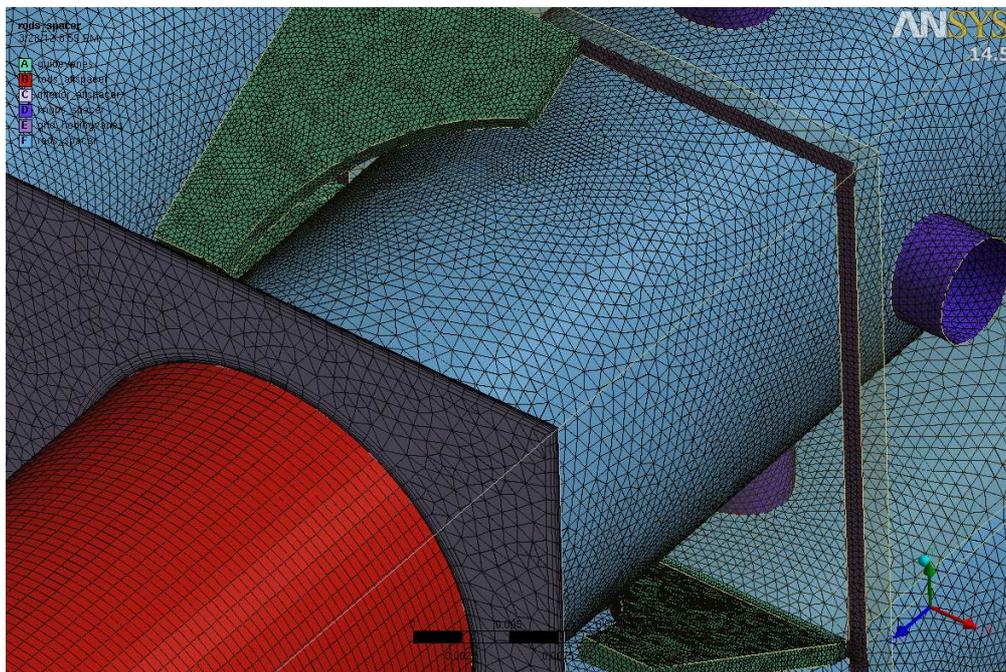


Abb. 50: Hybrides Gitternetz. Tetraeder-Gitternetz um die Abstandshalter und Drallerzeugerschaukeln. Extrudiertes Gitternetz mit Inflation Layers um die Stäbe des Rohrbündels.

Der Prozess der Gittergenerierung ist ein entscheidender Schritt in einer solchen Benchmark-Untersuchung. Das Gitternetz muss für das verwendete Turbulenzmodell geeignet und von hoher Qualität sein. Die Erzeugung eines strukturierten hexaedrischen Netzes (zum Beispiel in ANSYS ICEM-CFD) wäre aus der Sicht der Genauigkeit zu bevorzugen gewesen, aber es wäre zu unflexibel und in der Erzeugung zu teuer gewesen. Stattdessen wurden mit ANSYS Workbench hybride Gitternetze erstellt. Die Strömungsdomain wurde in drei Teile (a), (b) und (c) aufgeteilt, wie in Abb. 49 gezeigt. Die Vernetzungsstrategie bestand darin, zuerst ein Tetraedergitter im mittleren Bereich (b) zu erzeugen. Danach wurden die Oberflächenetze in beide Richtungen in den Regionen (a) und (c) extrudiert. Neben globalen Netzkontrollen wurde besonders darauf geachtet geeignete Zellgrößen auf kritischen Elementen (wie den Drallerzeuger-Schaufeln oder innerhalb der Abstandhalter) zu erhalten. Dies ist im Detail in Abb. 50 zu sehen.

Die Wachstumsrate der Gitternetze aus den Oberflächenetzen heraus wurde kontrolliert um sicher zu sein, dass alle relevanten Wirbelstrukturen aufgelöst werden konnten. Inflation Layers wurden verwendet, um eine gute Grenzschichtauflösung zu erhalten, wie es die verwendeten Turbulenzmodelle erfordern. In dieser Untersuchung verwenden alle Turbulenzmodelle Wandrandbedingungen, die die Wand- Grenzschicht auflösen (automatic bzw. enhanced wall functions). Dabei wird empfohlen, dass die erste Zelle einen wandnahen Gitterabstand von ca. $Y^+ \sim 1$ hat. Diese Modelle verwenden verschiedene Wandbehandlung abhängig vom Wert von Y^+ . In der Tabelle 11 wurden die Eigenschaften der benutzten Gitternetze zusammengefasst. Wie aus Tabelle 11 ersichtlich ist, war das endgültige Netz innerhalb der akzeptablen Größenordnung von Y^+ im gesamten Strömungsgebiet.

	Mesh 1	Mesh 2	Mesh 3
Purpose of the mesh	CFD setup derivation	RANS/URANS tests	RANS/URANS productive mesh, SAS-SST & ZLES
Number of elements	11.0M	31.5M	96.3M
Number of nodes	4.4M	15.4M	40.6M
Y^+_{max}	92.3	20.6	10.1
Y^+_{mean}	39.6	9.5	4.2
Min cell size, mm	0.1	0.04	0.03
Min face angle [°]	6.0	6.5	9.6
Growth rate	1.2	1.1	1.05

Tabelle 11: Gitternetzhierarchie für die CFD Untersuchung

Setup Option	ANSYS CFX	ANSYS Fluent
Turbulence Models	SST with curvature correction, Baseline RSM (BSLRSM)	SST with curvature correction, ω -RSM
Solver type	Coupled solver	SST-CC: Coupled solver ω -RSM: Segregated Solver
Advection scheme for momentum	HiRes	Second order upwind
Pressure discretization scheme	n/a	Second order
Advection scheme for turbulence	HiRes	SST-CC: Second order upwind ω -RSM: First order upwind
Gradient discretization	n/a	Green-Gauss node based (GGNB)
Transient scheme	2 nd order backward-facing Euler	Second order implicit
Timestep initialization	Automatic	Previous timestep
Integration time step	0.0005s	0.0005s
Flow development time	0.25s	0.25s
Averaging time	1.25s (2500 samples)	1.0s (2000 samples)
Convergence criterion	RMS Res $< 5 \cdot 10^{-5}$	Scaled Res $< 1 \cdot 10^{-3}$
Max. number of coefficient loops / iterations	5 (for both SST-CC and BSLRSM)	10 for SST-CC 15 for ω -RSM
Inlet BC's	From corresponding precursor simulations on z-periodic thin rod bundle slice using the same turbulence modell	
Domain initialization	Following outlined CFD methodology described in section 3	

Tabelle 12: CFD Setup für die ANSYS CFX und ANSYS Fluent Simulationen. Simulationen mit dem SST-CC und ω -basiertem RSM-Turbulenzmodell.

Ein Netz, das in voller Übereinstimmung mit allen Netzgenerierungsregeln für eine volle LES-artige, skalenauflösende Simulation nötig wäre, wäre im Bereich von 500 Millionen Gitterzellen gewesen und war für eine Berechnung innerhalb des Zeitrahmens des MATIS-H-Benchmarks ausserhalb der rechentechnischen Möglichkeiten. In Post-Benchmark Untersuchungen wurde das Gitternetz Mesh3 für SAS-SST und ZLES-Simulationen eingesetzt. Die Tabelle 11 zeigt die Mesh-Hierarchie für die Geometrie mit dem Split-Type-Abstandshalter.

Das Ziel der Benchmark-Rechnungen war ein Vergleich zwischen Ergebnissen mit ANSYS CFX und ANSYS Fluent durchzuführen. Mehrere Turbulenzmodelle wurden angewendet: SST mit Krümmungskorrekturtermen (SST-CC) und ω -basierte Reynolds-Stress-Modelle (BSLRSM und ω -RSM) (ANSYS, 2011).

In den vorläufigen Untersuchungen zur reduzierten periodischen Geometrie (siehe Frank, 2012) war es offensichtlich, dass alle Simulationen als transiente, zeitlich-gemittelte URANS Simulationen durchgeführt werden mussten. Die Solver Einstellungen für beide ANSYS CFD-Solver-Pakete sind in Tabelle 12 und die Matrix von CFD-Simulationen für die Split-Type-Abstandshalter-Konfiguration ist in der in Tabelle 13 aufgeführt.

ANSYS CFD Solver	Turbulence Model	Mesh2	Mesh3
ANSYS CFX 14.0	SST-CC	X	X
	BSL-RSM	X	X
	ZLES-SAS-SST		X
ANSYS Fluent 14.0	SST-CC	X	X
	ω -RSM	X	X
	SAS-SST		X

Tabelle 13: CFD-Simulations-Matrix für den Split-Type-Abstandshalter.

Wie schon erläutert, wurden die URANS Simulationen mit SST-CC und ω -basierten RSM-Turbulenzmodellen zuerst durchgeführt. Als Nächstes wurde entschieden, neue Simulationen mit skalenauflösenden Turbulenzmodellen (SRS) durchzuführen, und ihre Ergebnisse mit den URANS- Ergebnissen zu vergleichen. Für ANSYS CFX wurde das Zonal LES als Ansatz angewendet. In ANSYS Fluent wurde der SAS-SST-Ansatz in unmodifizierter Form verwendet. Tabelle 14 zeigt die Solver-Einstellungen für beide ANSYS CFD-Solver-Pakete in den SRS-Simulationen für den Split-Type-Abstandshalter.

Setup Option	ANSYS CFX	ANSYS Fluent
Turbulence Model	SAS-SST with Zonal LES	SAS-SST

Solver type	Coupled solver	Segregated solver
Advection scheme for momentum	Bounded CDS ³	Split type: CDS Swirl type: Bounded CDS
Pressure discretization scheme	n/a	Second order
Gradient discretization	n/a	Split type: Green-Gauss Node Based Swirl type: Least Squares Cell Based
Transient scheme	2 nd order backward-facing Euler	Bounded second order implicit
HOTR⁴	n/a	Split type: off Swirl type: on
Timestep initialization	Previous timestep	Previous timestep
Integration time step	0.00025s	0.0002s
Flow development time	0.25s	0.2s
Averaging time	1.0s (4000 samples)	Split type: 0.6s (3000 samples) Swirl type: 0.7s (3500 samples)
Convergence criterion	RMS Res < 1·10 ⁻³	Scaled Res < 1·10 ⁻³
Max. number of coefficient loops / iterations	5	Split type: 15 Swirl type: 7
Inlet BC's	From corresponding precursor simulations on z-periodic thin rod bundle slice using SST-CC turbulence modell	
Domain initialization	From SST-CC URANS result on finest mesh	Domain initialization

Tabelle 14: CFD-Setup-Einstellungen für ANSYS CFX und ANSYS Fluent-Simulationen für die Durchführung der SRS-Simulationen.

³ CDS – Central differencing scheme

⁴ HOTR – High order term relaxation

Wie bereits erwähnt, wurden als erstes transiente zeitlich-gemittelte URANS Simulationen durchgeführt. Dies war zum einen notwendig, um das starke transiente Verhalten der Strömung stromabwärts der Abstandshalter zu erfassen. Zum anderen limitierte es den erforderlichen Rechenaufwand gegenüber einer LES-Simulation auf ein erforderliches und beherrschbares Mass, was es erlaubte in gewissem Umfang Untersuchungen entsprechend der CFD Best Practice Guidelines anzuwenden. Von der ausgeführten Vorläuferstudie in (Frank, 2012) war bereits bekannt, dass es drei verschiedene zu berücksichtigende Phänomene in der zu untersuchenden Strömungsgeometrie gibt:

- Die für die zentrierte Halterung der Stäbe konstruierten Federelemente im Abstandshalter würden sich wie Zylinder in einer Queranströmung verhalten und verursachen Von-Karman-Wirbelstrassen im Nachlauf. Diese Von-Karman'schen Wirbelstrassen laufen in den Drallerzeuger ein und interagieren mit der Wirbelablösung an dessen Leitschaufeln.
- Die Leitschaufeln des Abstandshalters zeigen starke transiente Wirbelablösung von ihren scharfkantigen Spitzen aufgrund und auf Grund der Rezirkulationszonen hinter den Leitschaufeln.
- Starke Strömungsablösung und große Rezirkulationszonen sind in der Nachlaufströmung der zur äußeren Kanalwand benachbarten Leitschaufeln zu beobachten.

Abb. 52 zeigt in einem ebenen Schnitt einer yz-Ebene an der Koordinate $x=0.047\text{m}$ die Verteilung der momentanen axialen Geschwindigkeitskomponente w . Diese Schnittebene entspricht dem Schnitt durch die Mitte einer Reihe von Federelementen im Abstandshalter, die die Rohre des Rohrbündels im Gitter des Abstandshalters zentriert halten. Da diese Bilder Verteilungen der Momentangeschwindigkeit zeigen, sind sie nicht direkt in jedem Detail miteinander vergleichbar, aber die Entwicklung der Von-Karman'schen Wirbelstrassen kann man für alle vier verschiedenen CFD-Simulationen in jedem Unterkanal zwischen den Stäben und zu den Innenwänden des Abstandshalters beobachten.

Anzumerken ist, dass in ANSYS CFX die räumliche Auflösung des Gitternetzes Mesh2 nicht ausreichend war, um diese Von-Karman-Wirbelablösung aufzulösen, während dieses Phänomen in den Simulationen mit ANSYS Fluent bereits auf Mesh2 beobachtet wurde. Auf dem letztendlich verwendeten Gitternetz Mesh3 waren die von-Karman'schen Wirbelstrassen in den Simulationen beider CFD-Codes zu sehen. Außerdem kann man eine mit blauer Farbe kenntliche Zone mit negativen w -Geschwindigkeiten an der untersten Leitschaufel auf der rechten Seite des Abstandshalters sehen, welche der großen Rezirkulationszone zwischen dieser Leitschaufel und der äußeren Kanalwand entspricht. Schließlich ist aus den verschiedenen Realisierungen des momentanen Strömungsfelds zu erkennen, dass das Strömungsfeld in dem Bereich stromabwärts von dem Abstandshalter stark transient ist. Entsprechende transiente Wirbelstrukturen sind in der Abb. 52 zu sehen.

Die Leitschaufeln des Abstandshalters führen stromabwärts zu einer komplexen Wirbelstruktur, die im Weiteren mittels Konturlinien der zeitlich gemittelten z-Komponente der Wirbelstärke ω_z visualisiert und verglichen werden können. Abb. 53 und Abb. 54 zeigen den Vergleich der berechneten z-Komponente der Wirbelstärke ω_z an zwei charakteristischen Abständen $z = 0.5D_H$ und $z = 4.0D_H$ stromabwärts des Abstandshalters, wobei dieser Abstand von den Spitzen der Leitschaufeln aus gemessen wird, wie es in der Spezifikation des Matis-H-Benchmark definiert ist (OECD / NEA, 2011).

Aus Abb. 53 wird ersichtlich, dass unmittelbar nach dem Abstandshalter und den Leitschaufeln des Drallerzeugers ein komplexes Muster von sich gegenläufig drehenden

Wirbeln mit hoher Amplitude der Wirbelstärke auftritt. Die beobachteten Wirbel sind von ihrer Stärke und räumlichen Anordnung in der CFD-Lösung mit SST-CC und RSM-Turbulenzmodell für die beiden verwendeten CFD-Solver ANSYS CFX und ANSYS Fluent sehr ähnlich.

Bei $z=0.5D_H$ unterscheiden sich die URANS-Lösungen nicht wesentlich von den SRS⁵-Lösungen. Der einzige bemerkenswerte Unterschied bei $z=0.5D_H$ besteht in einer leichten Änderung der Form und Orientierung der Hauptwirbel in den Zentren der Unterkanäle des Rohrbündels, wo die Wirbelstrukturen in den ANSYS Fluent Lösungen eine etwas länglichere Form annehmen. Bei $z=4.0D_H$ und darüber hinaus kann beobachtet werden, dass die Wirbel ihre Form aus den eher langgestreckten Wirbeln bei $z=0.5D_H$ zu nahezu runden Wirbeln (siehe Abb. 54) hin ändern. ANSYS CFX mit dem BSLRSM-Modell zeigt hier noch klar definierte Wirbelstrukturen und die CFD-Lösung mit dem SST-CC-Turbulenzmodell mit ANSYS CFX zeigt nur einen etwas dissipativeren Charakter. Die maximale Amplitude der z-Komponente der Wirbelstärke im Wirbelkern ist nur geringfügig kleiner als in der BSLRSM-Lösung mit ANSYS CFX.

Eine stärkere Wirbeldissipation ist in diesem Vergleich der zeitlich gemittelten Wirbelstärke für die SST-CC- und ω -RSM-Lösungen mit ANSYS Fluent zu sehen. Die URANS-Lösungen mit ANSYS Fluent zeigen vergleichsweise kleinere maximale Amplituden in der Wirbelstärke und die Wirbel dehnen sich über einen größeren Bereich in den Unterkanälen aus. Dies korrespondiert mit dem erhöhten Niveau aufgelöster turbulenter Schwankungsgeschwindigkeiten für die jeweiligen Modelle (s. Abb. 52 und Abb. 59).

Schließlich zeigen die ANSYS CFX und ANSYS Fluent Lösungen mit skalenauflösenden ZLES- bzw. SAS-SST-Turbulenzmodell-Ansätzen eine ähnliche verringerte Amplitude der z-Komponente der Wirbelstärke und eine breitere „Verschmierung“ der Wirbelstrukturen über die Unterkanal-Querschnitte wie man sie in den URANS-Simulationen beobachten kann. Die Erklärung hierfür ist, dass die URANS-Lösungen die transienten turbulenten Schwankungen und das Skalenspektrum der turbulenten Schwankungsbewegungen unterschätzen. Folglich neigen die URANS Lösungen dazu, eine eher räumlich stationäre Position der Wirbelkerne vorherzusagen und die resultierenden zeitlich-gemittelten Verteilungsmuster in der Anordnung der Wirbelkerne über die Unterkanalquerschnitte ist klarer definiert bzw. weniger dissipativ „verschmiert“. Die SRS-Simulationen lösen ein breiteres Spektrum von turbulenten Längen- und Zeitskalen auf und berechnen somit stärkere Schwankungen der turbulenten Wirbelsysteme in den Unterkanälen. Dadurch ergeben sich transiente Wirbel in den Querschnitten der Unterkanäle des Rohrbündels und in der zeitlichen Mittelung führt dies zu der zu beobachtenden diffusen „Verschmierung“ in den Wirbelmustern und zu der reduzierten maximalen Amplitude der Wirbelstärke in den zeitlich gemittelten Wirbelkernen. Bei dieser „Verschmierung“ handelt es sich also nicht um einen numerischen Effekt wie er z.B. auf zu groben Gitternetzen oder bei Verwendung eines dissipativen Upwind-Schemas zu beobachten wäre, sondern um eine Auflösung eines tatsächlichen physikalischen Phänomens der stationären und durch die Fluidturbulenz bedingten transienten Bewegung der Wirbelkerne in den Querschnitten der Unterkanäle des Rohrbündels.

⁵ SRS – Scale-Resolving Simulation

Abb. 55 zeigt die Position der definierten Querschnitte y_1 , y_2 und y_3 in unterschiedlichen Entfernungen $z=0.5D_H$, $1.0D_H$, $4.0D_H$ und $10.0D_H$ stromabwärts von den Spitzen der Leitschaufeln des Drallerzeugers, die für den quantitativen Vergleich der zeitlich gemittelten Geschwindigkeitskomponenten und deren RMS-Werte verwendet wurden. Die weitere Abb. 56 zeigt die optische Konfiguration für die LDA-Messungen an der MATIS-H Versuchsanlage am KAERI-Institut für Messungen der Geschwindigkeitskomponenten in der xz-Ebene (Chang, 2012), (Song, 2012). Profile für die axiale w-Geschwindigkeitskomponente und die W_{RSM} -Werte an den Linien y_1 , y_2 und y_3 sind aus entsprechenden seitlichen Messungen für die gesamte Breite der Rohrbündels verfügbar, siehe Abb. 56b.

Abb. 57 a)-f) zeigen dann den Vergleich von Ergebnissen aus den Simulationen mit ANSYS CFX und ANSYS Fluent entlang der Linie $y_2=49.68\text{mm}$ für $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$ und $z=4.0D_H$. Beide Solver zeigen sehr ähnliche, wenn nicht gleiche Ergebnisse für die zwei verglichenen URANS-Turbulenzmodell-Ansätze.

Die Profile von zeitlich gemittelten z-Komponenten der Geschwindigkeit zeigen, dass die Simulationen mit dem SST-Turbulenzmodell mit Krümmungskorrektur-Termen fast die gleiche Lösung wie die RSM-Turbulenzmodelle liefern. Nur einige geringfügige Unterschiede sind zu sehen. Zum Beispiel, sind die berechneten Minima und Maxima der Axialgeschwindigkeiten für das SST-CC-Modell etwas höher, was durch seinen isotropen Turbulenzmodellansatz verursacht sein kann, und wie es auch schon im Fall des HZDR-Rohrbündels festgestellt wurde. Im Fall der anisotropen RSM-Modelle wird die Umverteilung von Impuls in Querschnittsrichtung auf Grund der Sekundärströmungen exakter berechnet, was in der Konsequenz zu einer Verminderung der Maxima in den Axialgeschwindigkeitsverteilungen führt.

Beim Vergleich der URANS-Simulationsergebnisse mit den KAERI-Daten für den MATIS-H-Testfall wurde festgestellt, dass die charakteristischen Minima und Maxima in den Geschwindigkeitsverteilungen an denselben x-Koordinaten auftreten, aber alle URANS-Simulationen diese Extrema in den Profilen der Axialgeschwindigkeitskomponente deutlich überschätzen. Die Gründe für dieses Verhalten der URANS-Turbulenzmodelle werden in den folgenden Ursachen gesehen:

- Aufgrund seiner Ableitung ist das URANS-Verfahren nicht in der Lage, alle relevanten turbulenten Zeit- und Längenskalen einer turbulenten Strömung aufzulösen. Dadurch werden die aufgelösten turbulenten Schwankungsbewegungen unterschätzt. Ein Teil der turbulenten Schwankungen wird von der k-Gleichung modelliert und für einen direkten Vergleich der RMS-Werte der Geschwindigkeiten muss daher die Menge von modellierter und aufgelöster turbulenter Schwankungsbewegung aufsummiert werden.
- Außerdem führen die beobachteten starken Wirbelssysteme zu hohen Geschwindigkeitsgradienten in den Wirbelkernen und damit zu hoher Wirbelviskosität an der Position der Wirbelstrukturen / Wirbelkerne. Dies wiederum kann zu einer selbst stabilisierenden Wirkung in den URANS-Simulationen führen, bei der die vorhergesagten Wirbelstrukturen ein räumlich deutlich stationäreres Verhalten als in der Realität zeigen. In den zeitlich gemittelten Profilen der Geschwindigkeit und der Wirbelstärke führt dies zu schärfer definierten Minima und Maxima im Vergleich zu den SRS-Lösungen und den experimentellen Daten.

Die Ergebnisse von den skalen-auflösenden Simulationen werden beispielhaft in Abb. 58 und Abb. 59 im Vergleich zu Daten für den Auswertequerschnitt y_1 an den axialen Koordinaten $z=0.5D_H$ und $z=4.0D_H$ dargestellt. Für die Profile der zeitlich gemittelten Geschwindigkeitskomponenten führt die Verwendung von ZLES und SAS-SST im Vergleich zum SST-CC-Turbulenzmodell zu einer gewissen Verbesserung in den vorhergesagten Amplituden der Geschwindigkeits-Extrema, aber es können keine signifikanten Änderungen im allgemeinen Strömungsverhalten beobachtet werden. Im Gegensatz dazu kann man aus Abb. 59 beobachten, dass die URANS-Turbulenzmodellansätze (SST-CC) die RMS-Werte der aufgelösten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen generell unterschätzen, während die ZLES und SAS-SST-Ergebnisse von ANSYS CFX und ANSYS Fluent eine recht gute Übereinstimmung für diese Geschwindigkeits-RMS-Werte mit den Daten liefern. Das bedeutet, dass die SRS-Simulationen auf den gewählten Gitternetzen die Meisten der turbulenten Schwankungen tatsächlich auflösen. Hier muss erneut erwähnt werden, dass für eine stationäre RANS-Lösung die RMS-Werte der aufgelösten Geschwindigkeitsschwankungen Null wären und dass für einen 1:1-Vergleich dieser Größen die Menge der modellierten turbulenten Schwankungen, d.h. die kinetische Turbulenzenergie, berücksichtigt werden muss. Der Vergleich in Abb. 59 zeigt nur den aufgelösten Teil der turbulenten Schwankungen für die CFD-Lösungen. Mit zunehmender Entfernung von dem Split-Type Abstandshalter scheint der Vergleich der KAERI-Daten mit den Ergebnissen der SRS-Simulationen noch genauer zu werden und die Übereinstimmung mit den ZLES / SAS-SST-Lösungen der beiden ANSYS CFD-Solver bei $z=4.0D_H$ ist sehr gut. Detaillierteres Postprocessing zeigt, dass eine ähnlich gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der SRS-Simulationen und den Daten auch für die Auswertequerschnitte y_2 und y_3 sowie für $z=10.0D_H$ erreicht wird.

4.2.3 Die 5X5-Rohrbündel Strömung mit Swirl-Type Abstandshalter

Die Geometrie- und Gitternetz-Erstellung für die Geometrie mit dem Swirl-Type-Abstandshalter (Abb. 48) beinhaltet im Wesentlichen die gleichen Schritte wie im Absatz 4.2.2 zuvor beschrieben wurde. Die Swirl-Type-Abstandshalter-Geometrie weist eine 180-Grad-Periodizität und eine 90°-Symmetrie auf, so dass es im Prinzip möglich wäre, nur ein Viertel der gesamten Geometrie zu simulieren. Aber wenn man nur ein Viertel der gesamten Geometrie in die CFD-Simulation einbeziehen würde, so würden die Symmetrieebenen bei $x=0$ und $y=0$ die Reihen von zylindrischen Federelementen im Abstandshalter jeweils schneiden. In diesem Fall würden die auf diesen Koordinatenebenen definierten Symmetrie-Randbedingung die Entwicklung der Von-Karman'schen Wirbelstraßen dämpfen und die Entwicklung der transienten Strömung durch den Drallerzeuger würde gestört. Ein periodisches Strömungsgebiet mit einer angenommenen 180°-Periodizität das somit eine Hälfte der realen Geometrie umfasst schneidet zwar auch diese Federelemente in der Ebene der Periodizitäts-Randbedingung, diese periodische Randbedingung ermöglicht aber die Entwicklung von transienten Wirbeln über das periodische Interface darüber hinweg. Jede mögliche Störung der CFD-Lösung an den Vergleichslinien bei y_1 , y_2 und y_3 wird so vermieden. Deswegen wurde für diesen Benchmark schließlich beschlossen, die 180°-Periodizität einzusetzen und eine Hälfte der Geometrie zu simulieren, auch wenn der Rechenaufwand dafür doppelt so hoch ist wie im Fall eines Viertelsegments (siehe Abb. 51).

Außerdem wurde die 5×5-Rohrbündel-Geometrie mit Swirl-Type-Drallerzeuger in drei Bereiche aufgeteilt: (a) die 5×5-Rohrbündel-Geometrie vom Einlassquerschnitt bis zum Eintrittsquerschnitt in den Abstandshalter, (b) der Abstandshalter einschließlich der Reihen

von Federelementen und die anschliessenden Leitschaufeln und (c) die 5×5-Rohrbündel-Geometrie stromabwärts des Abstandshalters. Wie in Absatz 4.2.2 für die Split-Type-Geometrie wurde das Gitternetz für den Teil (b) als ein Tetraeder-/Prismen-Netz mittels ANSYS Workbench Meshing 14.0 generiert. Als Nächstes wurden die an den Grenzflächen resultierenden Gitternetze entlang der axialen Koordinate des Rohrbündels in beide Richtungen extrudiert um ein hexaedrisches Grenzschicht-Gitternetz um die Rohre des Stabbündels und ein Prismen-Gitternetz im Kern der Unterkanäle zu generieren. Alle Gitternetzchnittstellen bestehen so aus vollständig angepassten / konformen Gitternetzen (Abb. 51).

Das resultierende Gitternetz Mesh2 für das 180°-periodische Strömungsgebiet hatten 108.7 Millionen Gitternetzelemente, 40.6 Millionen Gitterknoten, $Y^+_{\text{mean}}=2,3$ und ein $Y^+_{\text{max}}=5,9$ (bezogen auf die ANSYS CFX Diskretisierung). Somit zeigt das erstellte numerische Gitternetz sogar eine feinere Gitternetz-Auflösung als das Gitternetz Mesh3 für die Split-Type-Abstandshalter-Geometrie und weist die gleiche hohe Qualität in Bezug auf alle anderen Gitternetz-Parameter auf.

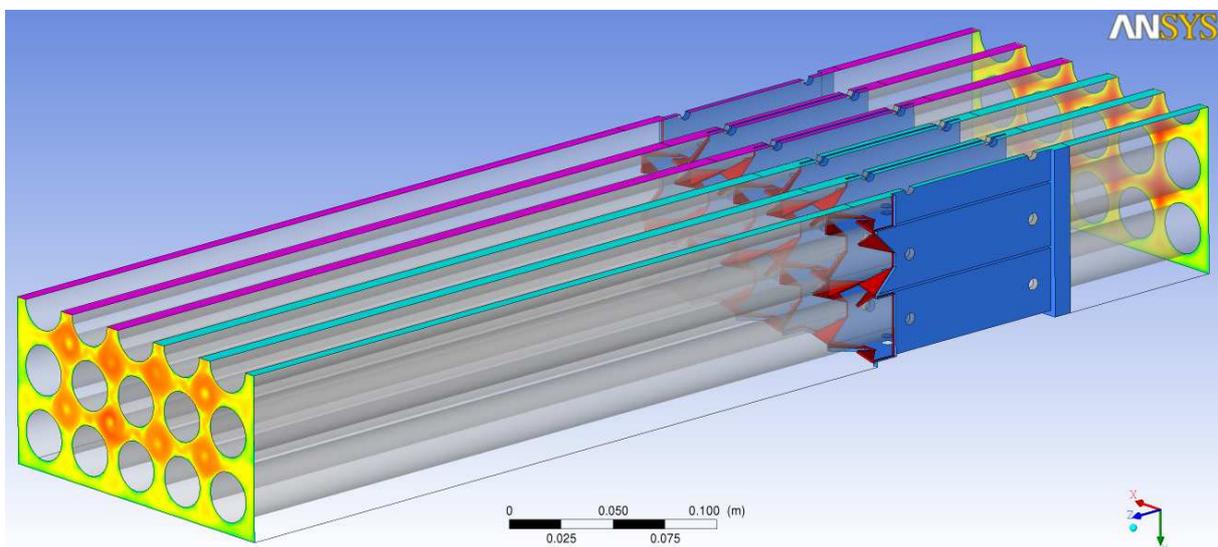


Abb. 51: CFD-Strömungsgebiet für die Swirl-Type-Geometrie. Die in Magenta und Cyan eingefärbten Randsegmente sind durch periodische Randbedingungen und mittels angepasster/konformer Gitternetze miteinander verbunden.

Die Simulationen wurden als transiente, zeitlich gemittelte URANS-Simulationen, im Wesentlichen mit den gleichen numerischen Parametern wie in der Tabelle 11 angegeben, ausgeführt. Die maximale Anzahl der inneren Zeititerationen musste auf 15 für das BLRSM-Modell in ANSYS CFX erhöht werden. Für die ANSYS Fluent SST-CC-Simulation wurde die Least Square Cell Based Methode für die Gradientendiskretisierung verwendet. Wie für die Split-Type-Abstandshalter-Geometrie wurden mit SAS-SST (ANSYS Fluent) und ZLES SAS-SST (ANSYS CFX) skalenauflösende CFD-Simulationen in der Phase nach Offenlegung der Benchmark-Daten durchgeführt und die Ergebnisse wurden ebenfalls mit den KAERI-Daten verglichen.

Die CFD-Simulationen für die Swirl-Type-Geometrie zeigen im Wesentlichen das gleiche transiente Strömungsverhalten, wie in Absatz 4.2.2 beschrieben wurde. Der hauptsächliche Unterschied besteht in der Wirkung des Drallerzeugers, der auf Grund des unterschiedlichen Designs der Beschauelung nun starke gegenläufige Wirbel in jeweils benachbarten Unterkanälen induziert. Stromlinien wurden in der Abb. 60 für beide Arten von Abstandshaltern und Drallerzeugern visualisiert. Es kann beobachtet werden, dass der Split-Type-Drallerzeuger zu einer Umverteilung und Vermischung zwischen benachbarten Unterkanälen führt, während der Swirl-Type-Abstandshalter und Drallerzeuger zu einem dominierenden zentralen Wirbel pro Unterkanal führt.

Dieses Strömungsverhalten ist auch in Abb. 61 zu sehen. Es werden die Verläufe der zeitlich gemittelten z-Komponente der Wirbelstärke in der xy-Ebene bei den Querschnitten $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$ und $z=4.0D_H$ stromabwärts der wirbelerzeugenden Beschauelung des Drallerzeugers dargestellt. Aus den Bildern kann man sehen, dass die ANSYS CFX-Ergebnisse mit dem BSLRSM-Turbulenzmodell wiederum eine höhere Amplitude der Wirbelstärke selbst noch in größerer Entfernung von dem Abstandshalter im Vergleich mit der ANSYS Fluent Lösung mit dem SST-CC-Turbulenzmodell zeigen. Die Ursachen hierfür wurden bereits im vorangegangenen Fall des Split-Type-Abstandshalters diskutiert.

Abb. 63 zeigt die zeitlich gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente w an den Auswerte-Querschnitten $y_1=16.56\text{mm}$ und $y_3=81.29\text{mm}$ für axiale Abstände von $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$ und $z=4.0D_H$ stromab der Spitzen der Drallerzeugerschauelung. Die ANSYS CFX und ANSYS Fluent URANS-Lösungen wurden mit den Daten der MATIS-H-Versuchsanlage am KAERI-Institut verglichen (Chang, 2012). Im Wesentlichen können aus diesem Vergleich die gleichen Beobachtung wie für die Split-Type-Abstandshalter-Geometrie gemacht werden. Die URANS-Lösungen können die richtige Lage der Wirbelkerne vorhersagen, überschätzen aber deutlich die Minima und Maxima in den Geschwindigkeitsprofilen.

Die starke verwirbelte Strömung in den Unterkanälen bleibt bis hin zu zu großen Abständen stromab des Abstandshalters erhalten, was in der Unterschätzung der turbulenten Schwankungen und in der inherenten Beschränkung der URANS-Modelle in der Auflösung der turbulenten Längen- und Zeitskalen begründet ist. Die ANSYS Fluent und ANSYS CFX URANS-Lösungen sind dabei zueinander sehr ähnlich.

Weitere Simulationen wurden nach Öffnung der experimentellen Daten des MATIS-H-Benchmarks für die Swirl-Type-Abstandshalter-Geometrie auf Mesh2 mit dem ZLES (ANSYS CFX) und SAS-SST (ANSYS Fluent) Turbulenzmodell durchgeführt. Die Modellparameter-Einstellungen für diese Simulationen sind in der Tabelle 14 zusammengefasst. Die SRS-Simulationen wurden ebenfalls auf der halben Geometrie und mit denselben periodischen Randbedingungen wie bei den URANS -Simulationen vorgenommen.

Abb. 62 zeigt den Vergleich der erhaltenen ZLES / SAS-SST-Ergebnisse. Wiederum ist die Verteilung für die zeitlich gemittelte z-Komponente der Wirbelstärke in der xy-Ebene bei den axialen Koordinaten von $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$ und $z=4.0D_H$ stromabwärts vom Abstandshalter dargestellt. Für diese Simulationen sind die Ergebnisse der skalenauflösenden Turbulenzmodelle sowohl für ANSYS Fluent als auch ANSYS CFX in fast perfekter Übereinstimmung. Bei $z=4.0D_H$ berechnen beide CFD-Solver geringere zeitlich gemittelte Wirbelstärken im Vergleich zu den URANS-Lösungen, was eine Folge des bereits erläuterten nicht-stationären Verhaltens der Wirbel in den Unterkanälen ist.

Schließlich zeigen Abb. 64 und Abb. 65 den Vergleich der ZLES / SAS-SST Ergebnisse der beiden ANSYS CFD-Solver mit den KAERI-Daten für den Auswertequerschnitt y_1 bei den axialen Koordinaten $z=0.5D_H$ und $z=4.0D_H$. Die zeitlich gemittelte z-Komponente der Fluidgeschwindigkeit v ist in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die zeitlich gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente w ist ebenfalls in recht guter Übereinstimmung mit den Daten mit leichter Überschätzung der Geschwindigkeits-Extrema bei $z=0.5D_H$ und einer leichten allgemeinen Überschätzung des Geschwindigkeitsniveaus bei $z=4.0D_H$. Die letztere könnte in geringfügigen Abweichungen im Massenstrom in den KAERI-Experimenten oder in einer unterschiedlichen Verteilung des Massenstroms über die verschiedenen Unterkanäle in dem Rohrbündel begründet sein. Der Vergleich der zeitlich gemittelten u-Geschwindigkeitsprofile bei $z=0.5D_H$ mit den KAERI-Daten zeigt letztlich einige Abweichungen. Während die CFD-Ergebnisse plausibler Weise symmetrische Profile in Bezug auf die Zentren der Unterkanäle mit alternierenden positiven und negativen u-Geschwindigkeiten auf beiden Seiten eines Wirbelkerns zeigen, ergeben alle von KAERI übermittelten Messungen positive Werte der u-Geschwindigkeiten für nahezu den gesamten Querschnitt y_1 , was eher physikalisch unwahrscheinlich ist. Messfehler aufgrund der recht geringen Geschwindigkeitsamplitude für diese Geschwindigkeitskomponente sind hier eher eine wahrscheinliche und mögliche Erklärung.

Abb. 65 zeigt den Vergleich für die RMS-Werte der Geschwindigkeitsschwankungen bei $z=0.5D_H$ und $z=4.0D_H$. Die ZLES / SAS-SST-Ergebnisse zeigen ein weitgehend richtiges Niveau der turbulenten Schwankungen direkt nach dem Swirl-Type-Drallerzeuger. Bei größerem Abstand (bei $z=4.0D_H$) sind die RMS-Werte der Geschwindigkeitsschwankungen für beide CFD-Solver in nahezu perfekter Übereinstimmung mit den Daten.

Wiederum stimmen die Lösungen für den ANSYS Fluent und ANSYS CFX CFD-Solver mit dem ZLES / SAS-SST-Modell-Ansätzen auf identischen numerischen Gitternetzen gut miteinander überein.

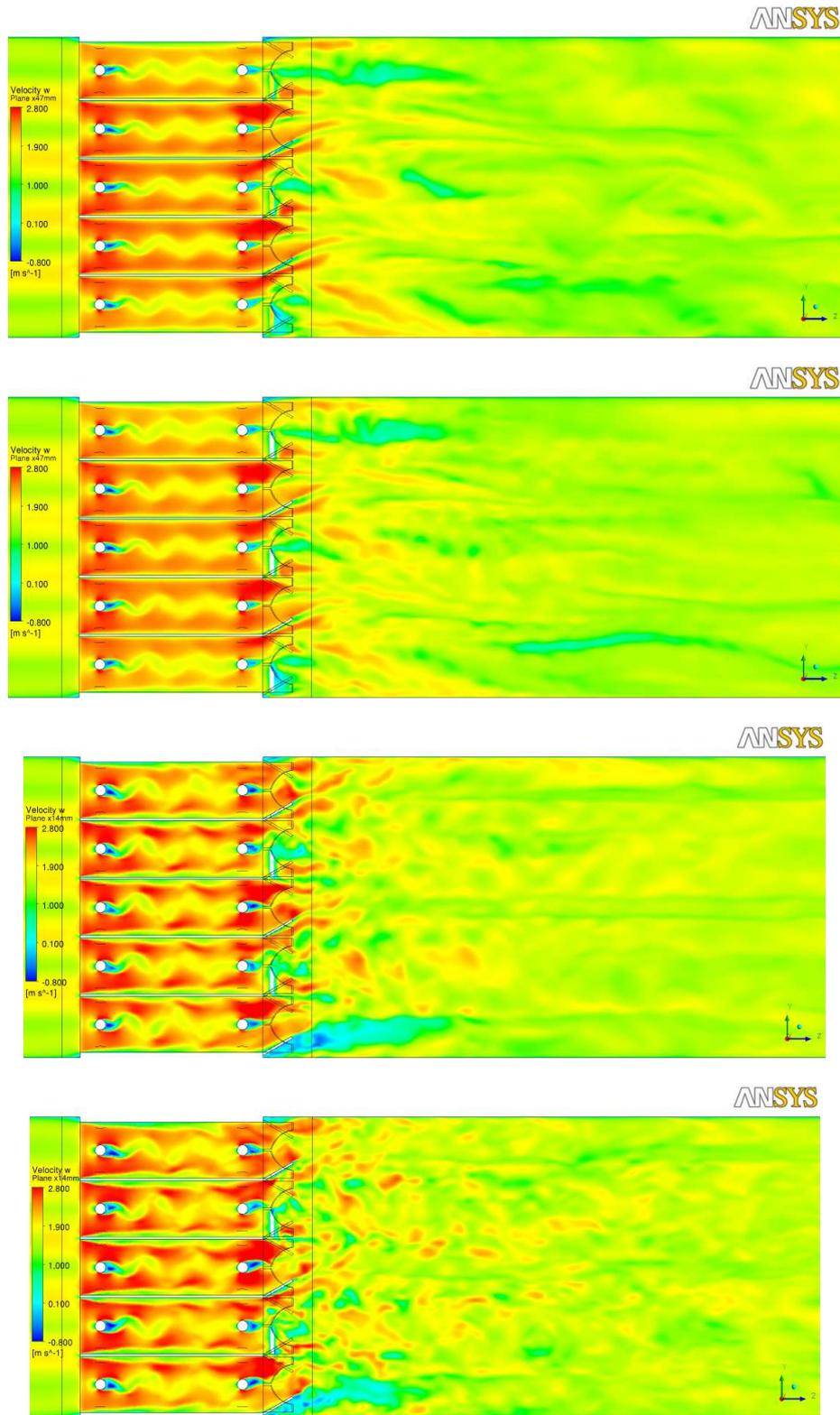


Abb. 52: Verteilungen der momentanen axialen Geschwindigkeitskomponente w in der yz -Ebene. Von oben nach unten: a) ANSYS CFX, SST-CC, Mesh3; b) ANSYS CFX, BSLRSM, Mesh3; c) ANSYS Fluent, SST-CC, Mesh3; d) ANSYS Fluent, ω -RSM, Mesh3.

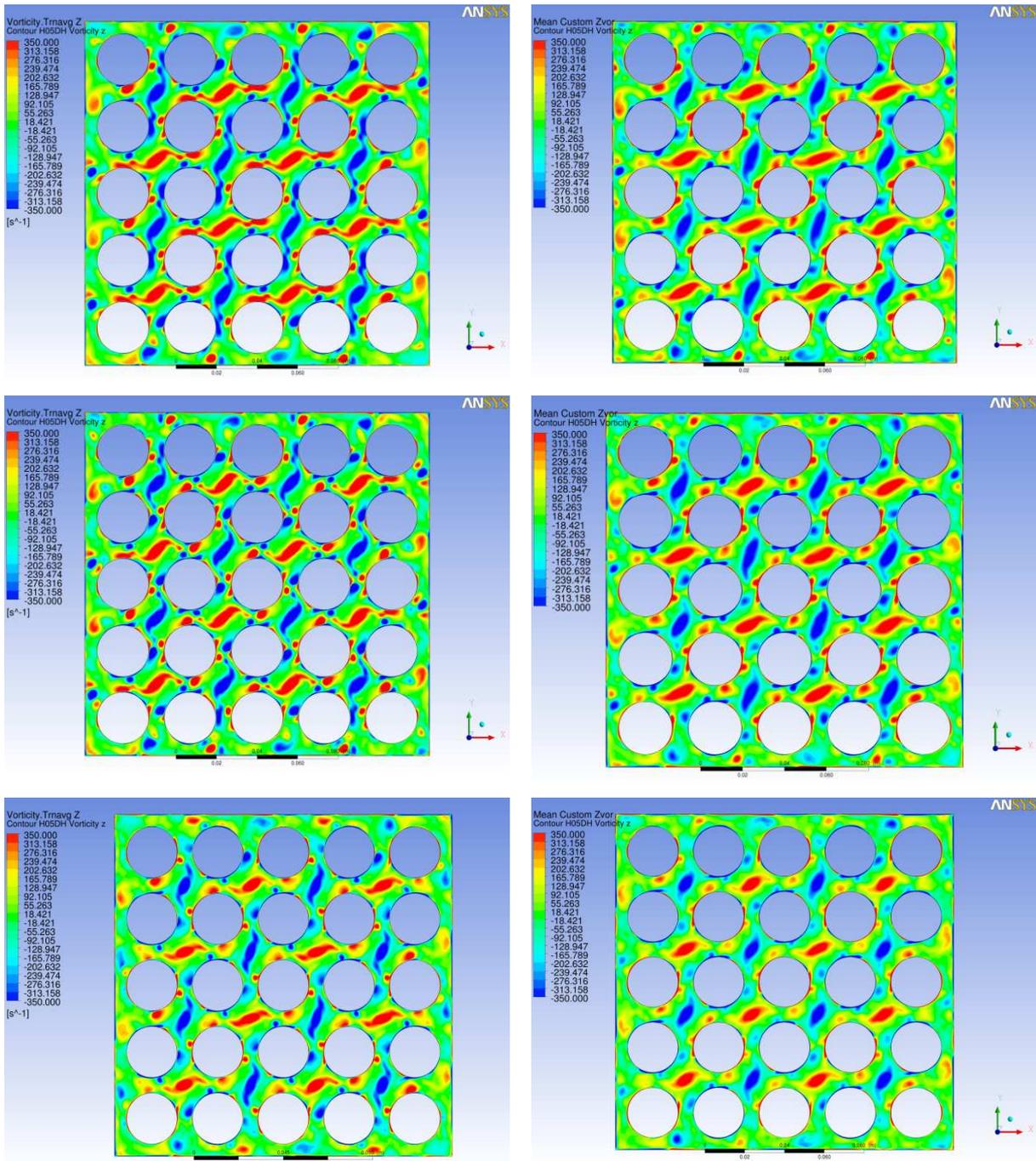


Abb. 53: Verteilungen der zeitlich gemittelten z-Komponente der Wirbelstärke bei $z=0.5D_H$ stromab des Split-Type-Drallgeräts. Links: ANSYS CFX. Rechts: ANSYS Fluent. Von oben nach unten: SST-CC, BSLRSM/ ω -RSM, ZLES SAS-SST / SAS-SST.

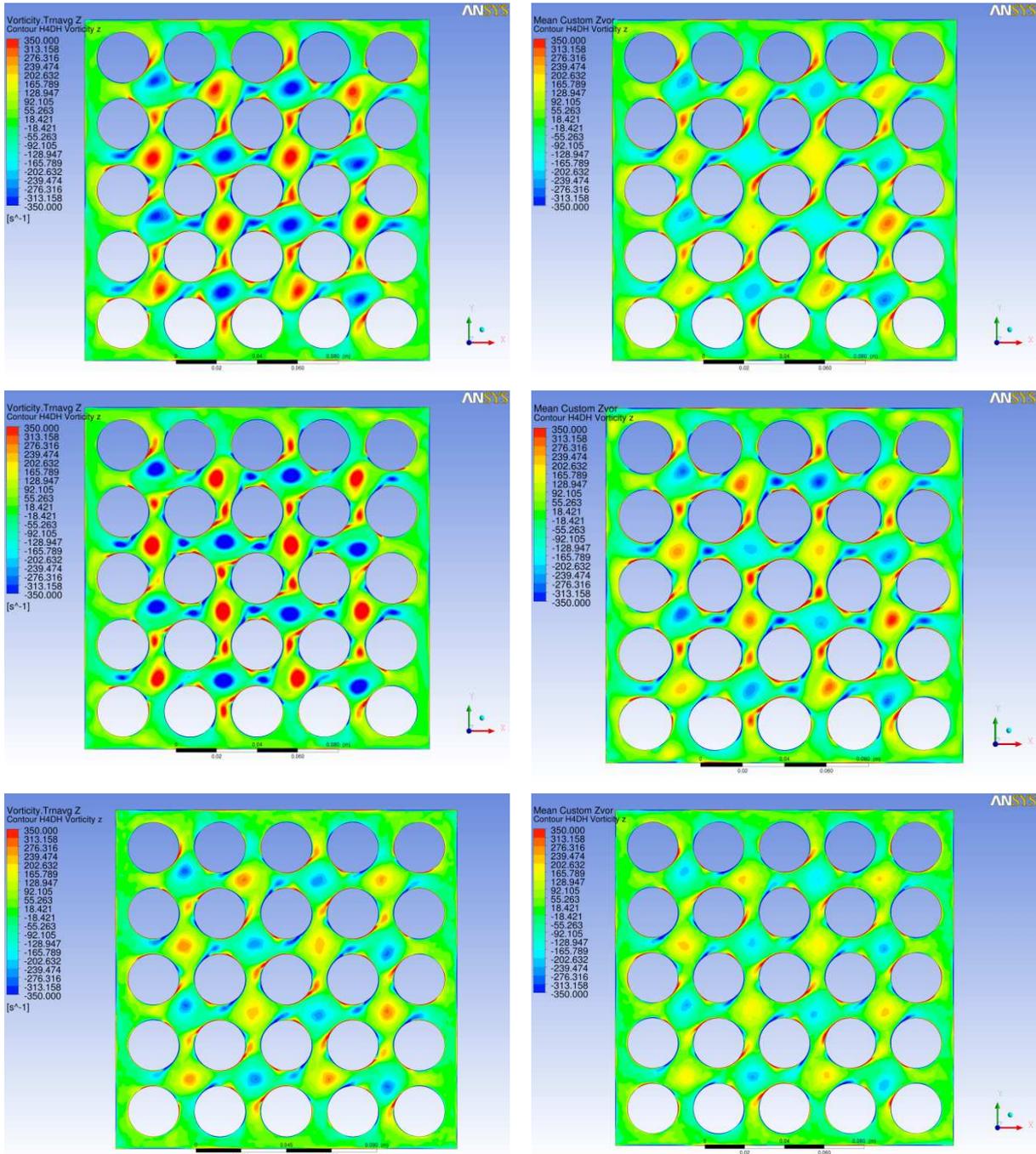


Abb. 54: Verteilungen der zeitlich gemittelten z-Komponente der Wirbelstärke bei $z=4.0D_H$ stromab des Split-Type-Drallerzeugers . Links: ANSYS CFX. Rechts: ANSYS Fluent. Von oben nach unten: SST-CC, BSLRSM/ ω -RSM, ZLES SAS-SST / SAS-SST.

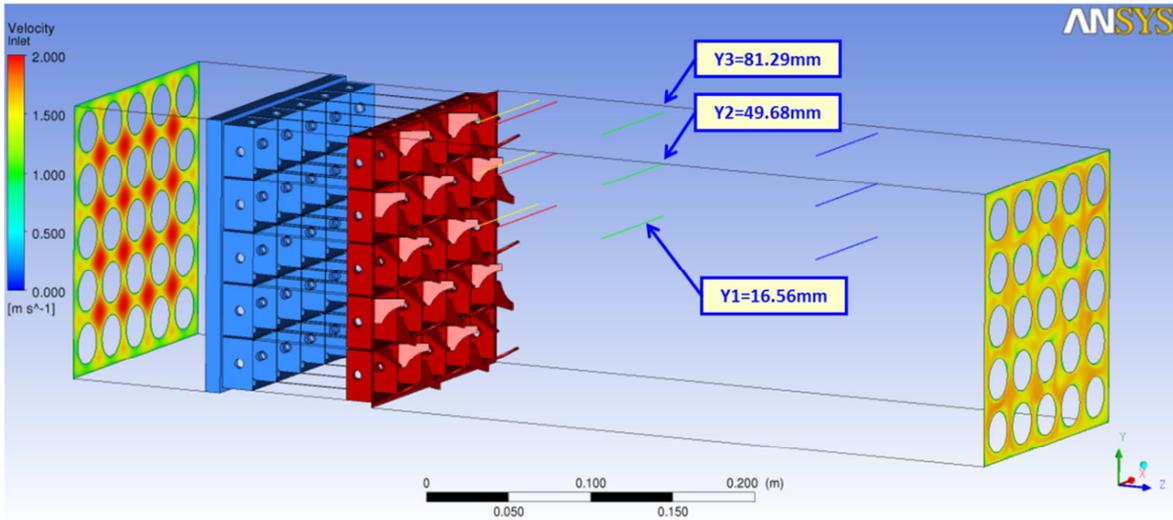


Abb. 55: Position der Auswertequerschnitte y_1 , y_2 und y_3 für die axialen Abstände vom Drallerzeuger von $0.5D_H$, $1.0D_H$, $4.0D_H$ und $10.0D_H$ in der MATIS-H Versuchsanlage mit Split-Type-Drallerzeuger.

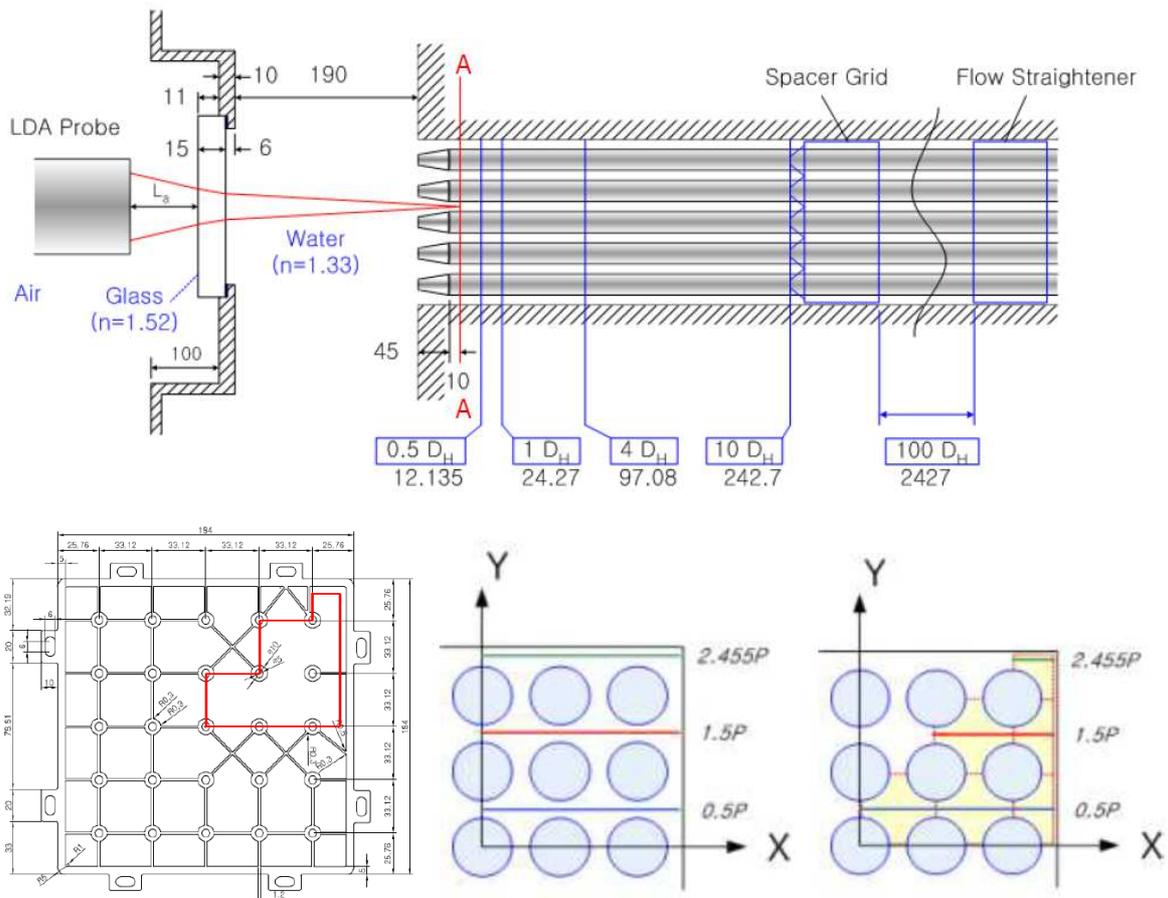


Abb. 56: Messanordnung der MATIS-H Versuchsanlage am KAERI-Institut, Daejeon, Korea

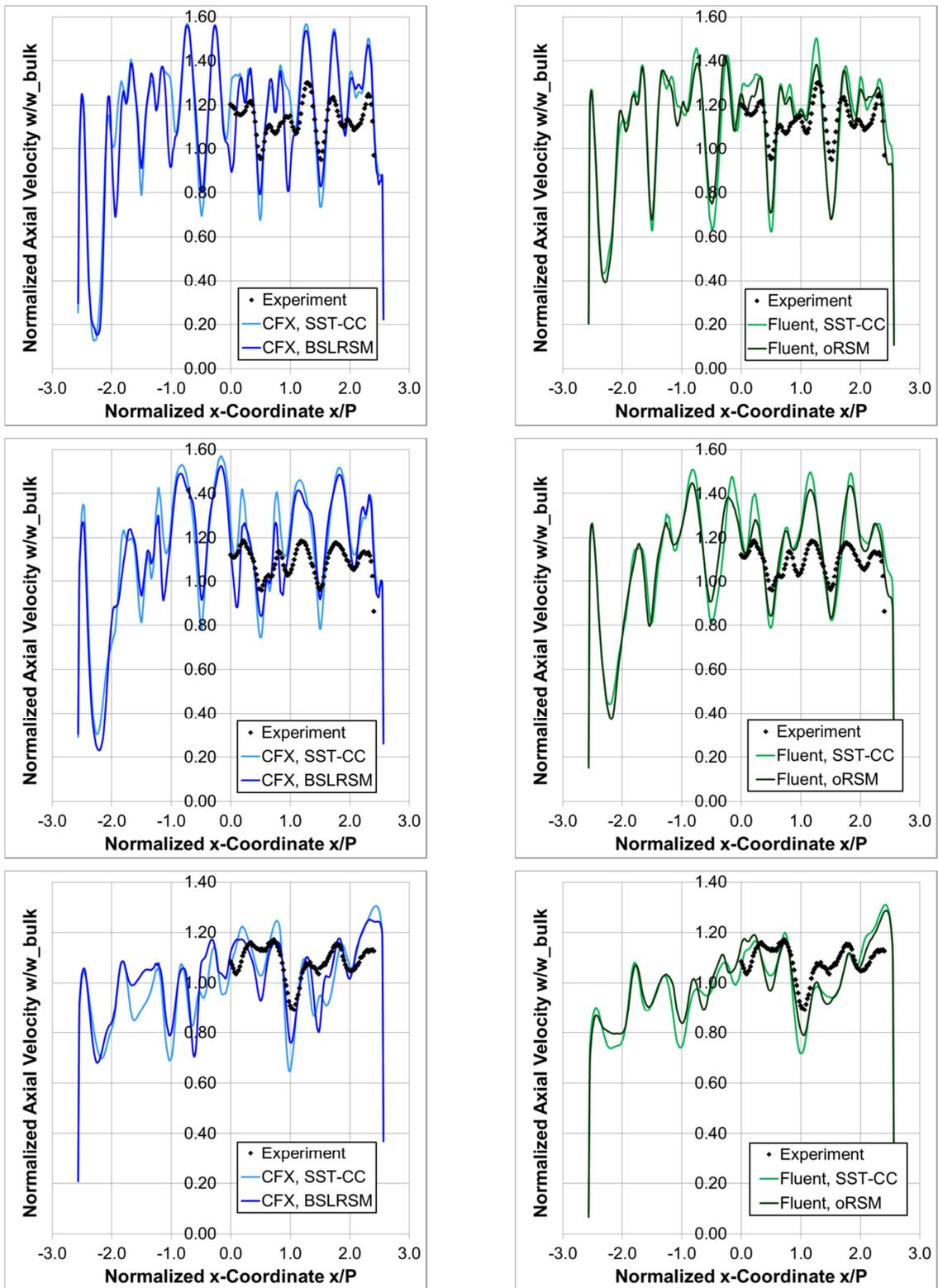


Abb. 57: Vergleich zwischen den CFD-Ergebnissen auf Mesh3 und den Experimenten für die zeitlich gemittelte axiale Geschwindigkeit w auf Linie y_2 . Links: ANSYS CFX. Rechts: ANSYS Fluent. Von oben nach unten: $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$ und $z=4.0D_H$

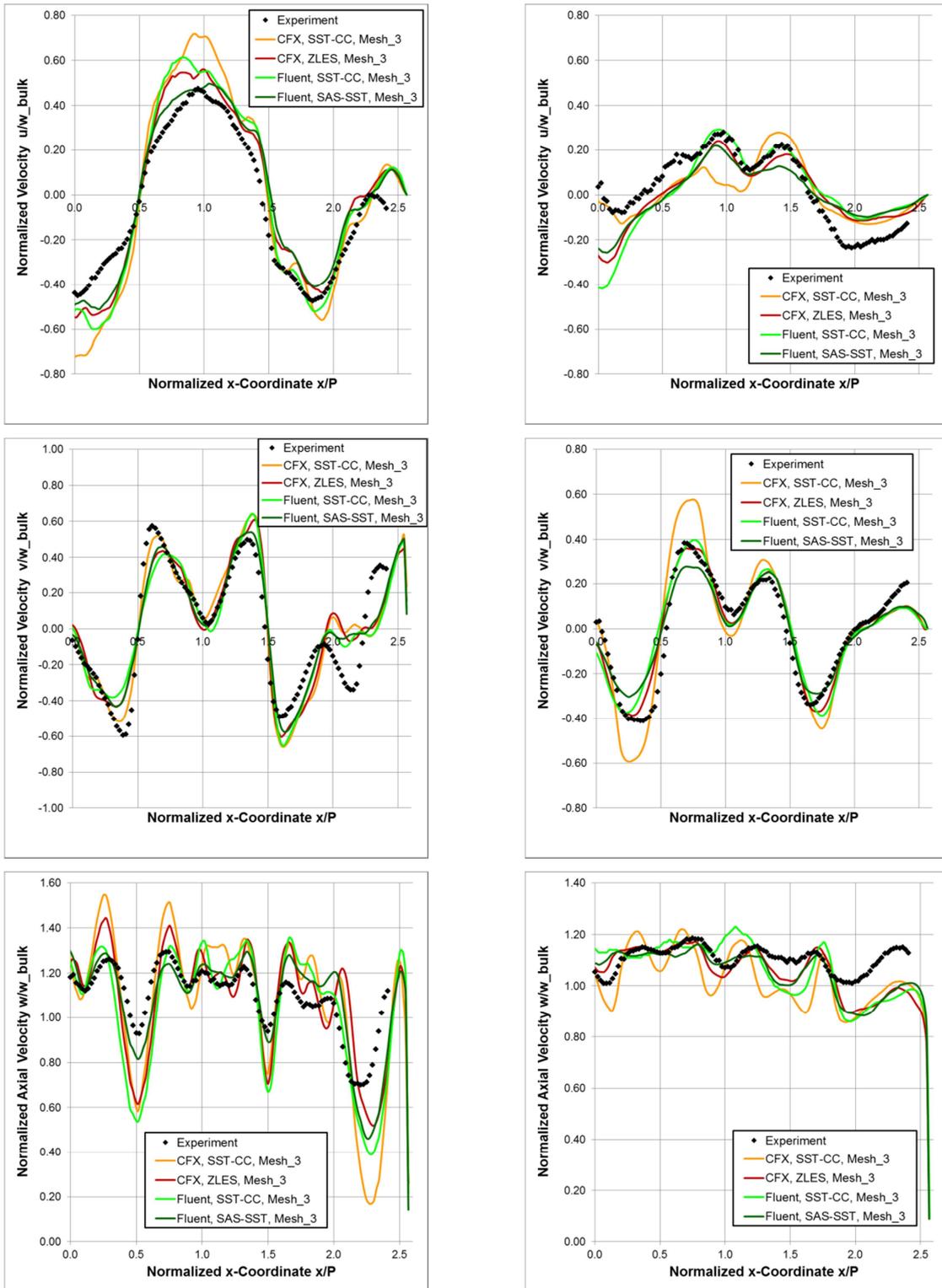


Abb. 58: CFD-Ergebnisse mit SST-CC Modell, SAS-SST und ZLES SAS-SST. Mesh3 für den Split-Type-Drallerzeuger. Vergleich für zeitlich gemittelte Geschwindigkeiten (Oben u, Mitte; v, Unten:w) auf Linie y_1 für die Abstände $z=0.5D_H$ (Links) und $z=4.0D_H$ (Rechts).

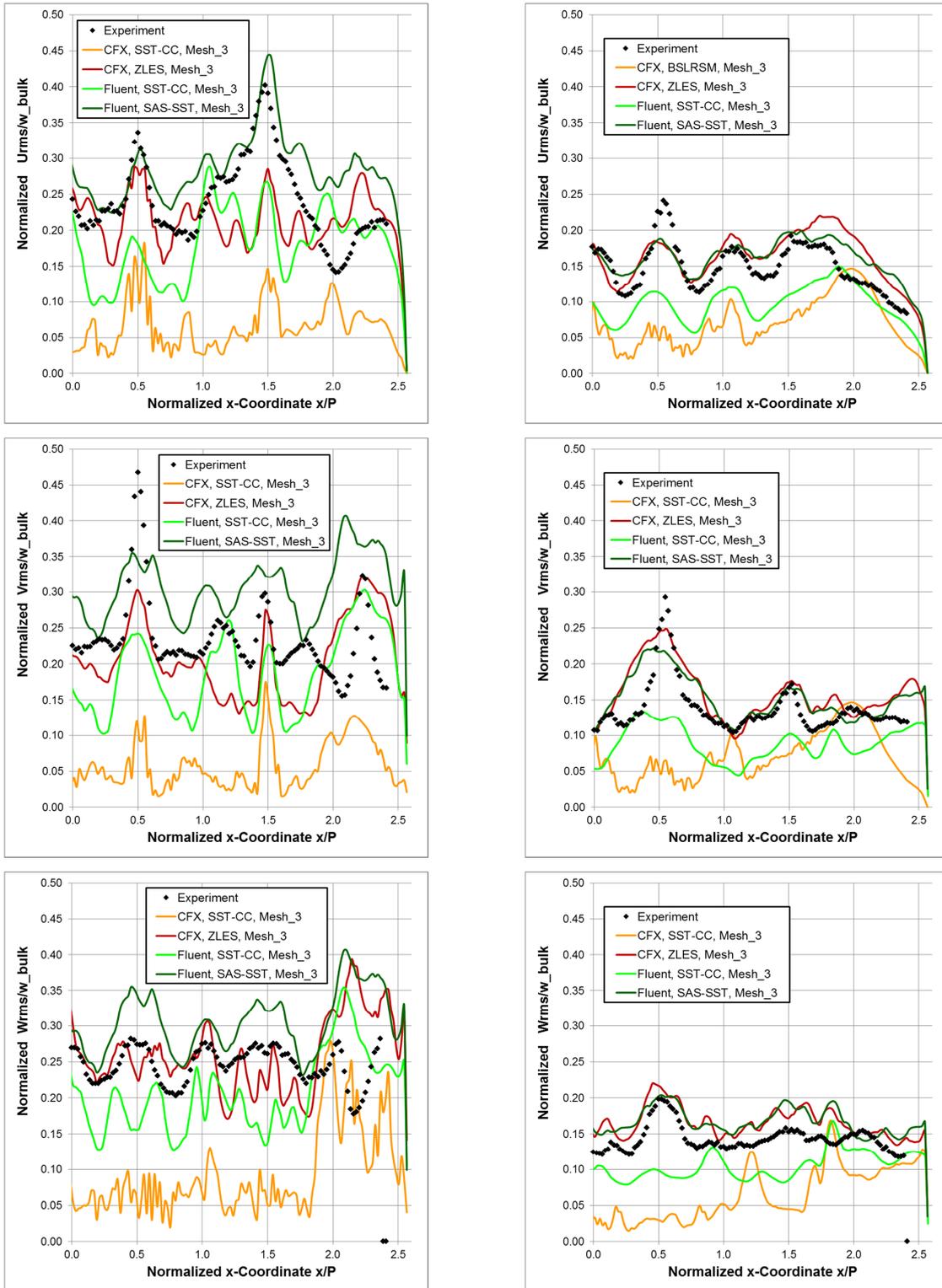


Abb. 59: CFD-Ergebnisse mit SST-CC Modell, SAS-SST und ZLES SAS-SST. Mesh3 für den Split-Type-Drallerzeuger. Vergleich für die zeitlich gemittelten RMS Werte der Geschwindigkeitskomponenten (Oben: u, Mitte: v, Unten: w) auf Linie y_1 für die Abstände $z=0.5D_H$ (Links) und $z=4.0D_H$ (Rechts).

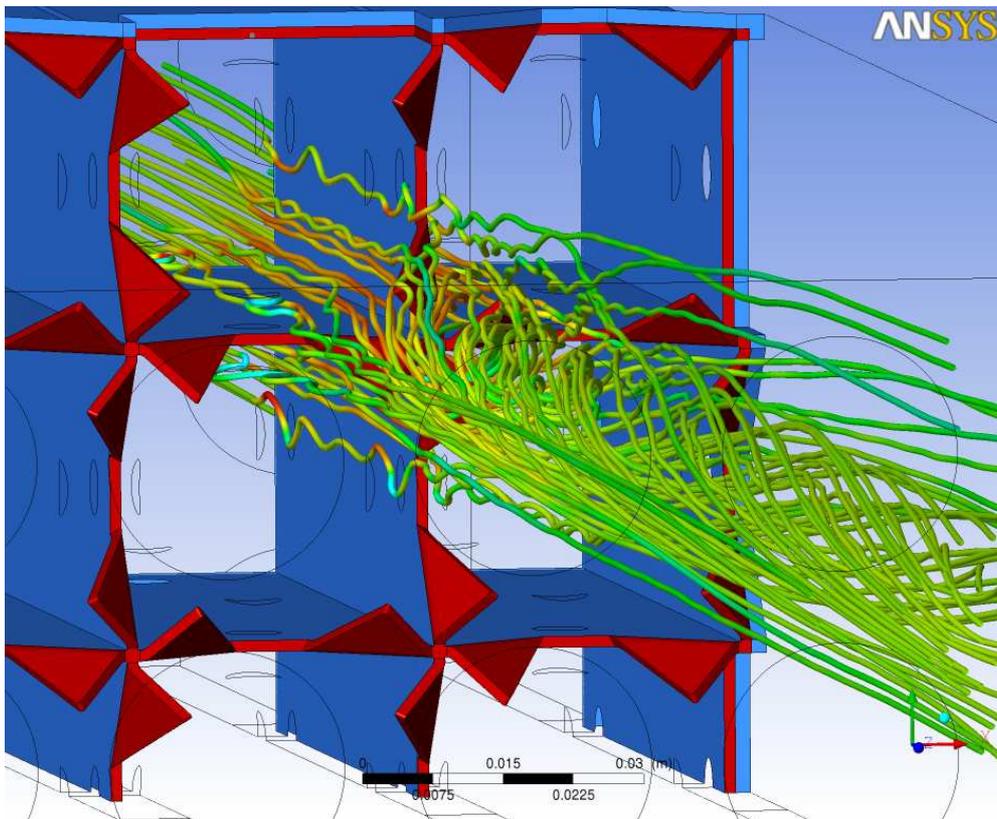
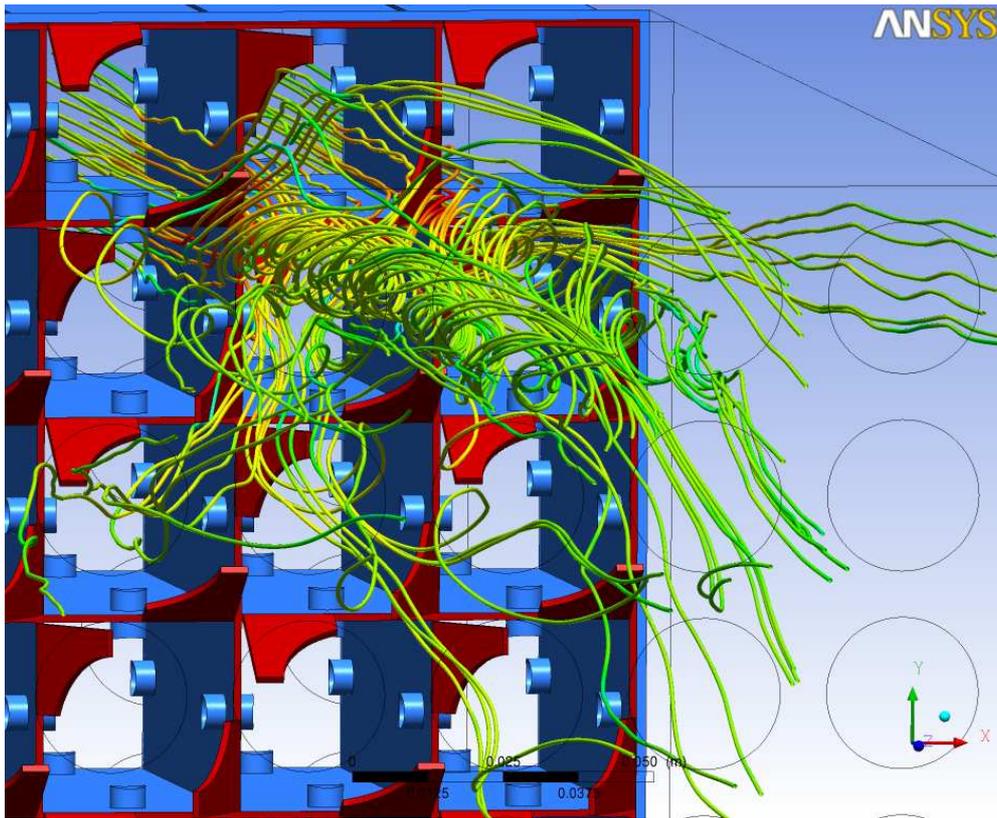


Abb. 60: Stromlinien für das 5x5-Rohrbündel mit Split-Type- und Swirl-Type-Drallerzeuger.

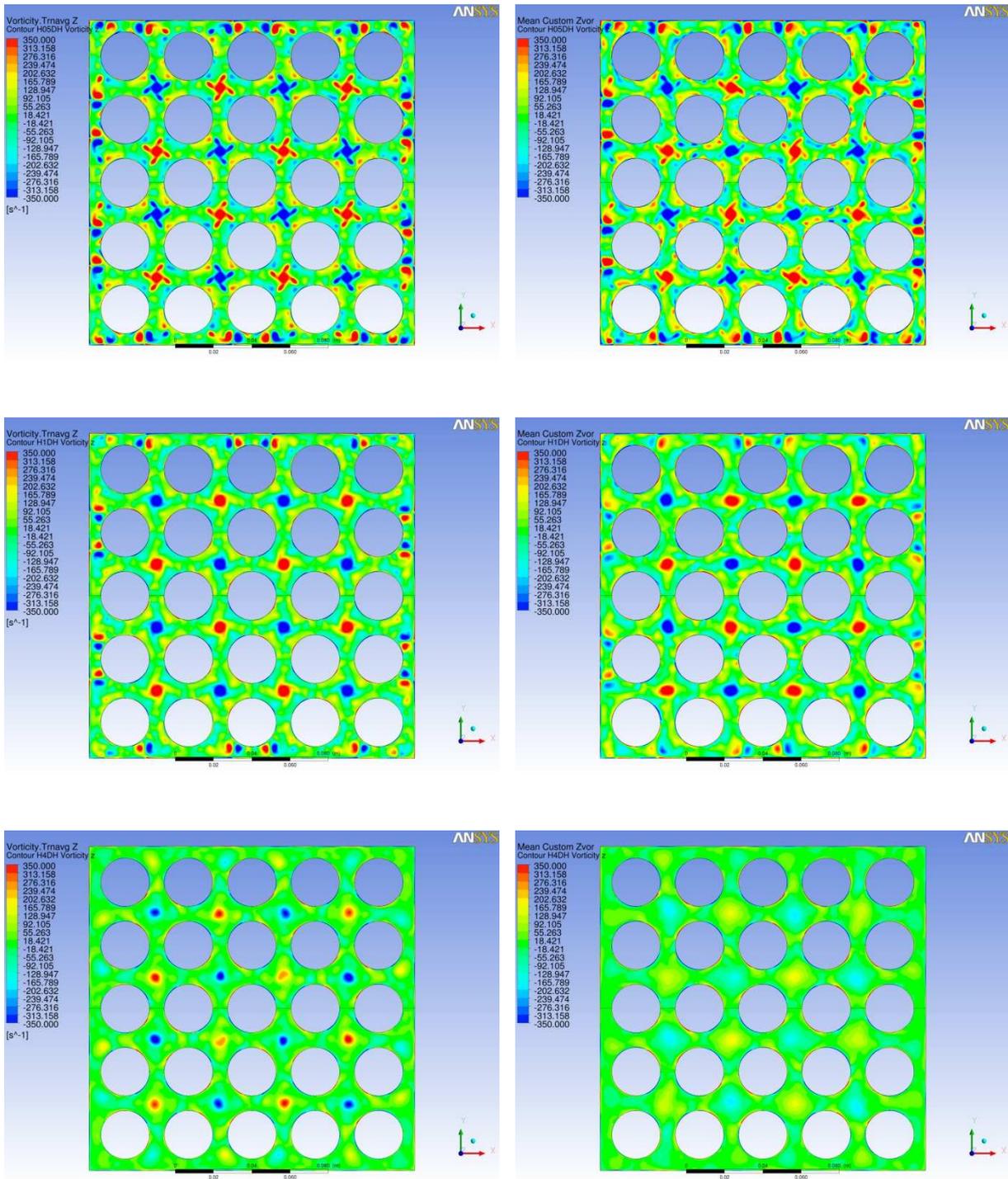


Abb. 61: Verteilungen der zeitlich gemittelten z-Komponente der Wirbelstärke mit dem Swirl-Type-Drallerzeuger. Links: ANSYS CFX (BSLRSM). Rechts: ANSYS Fluent (SST-CC). Von Oben nach unten: $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$, und $z=4.0D_H$.

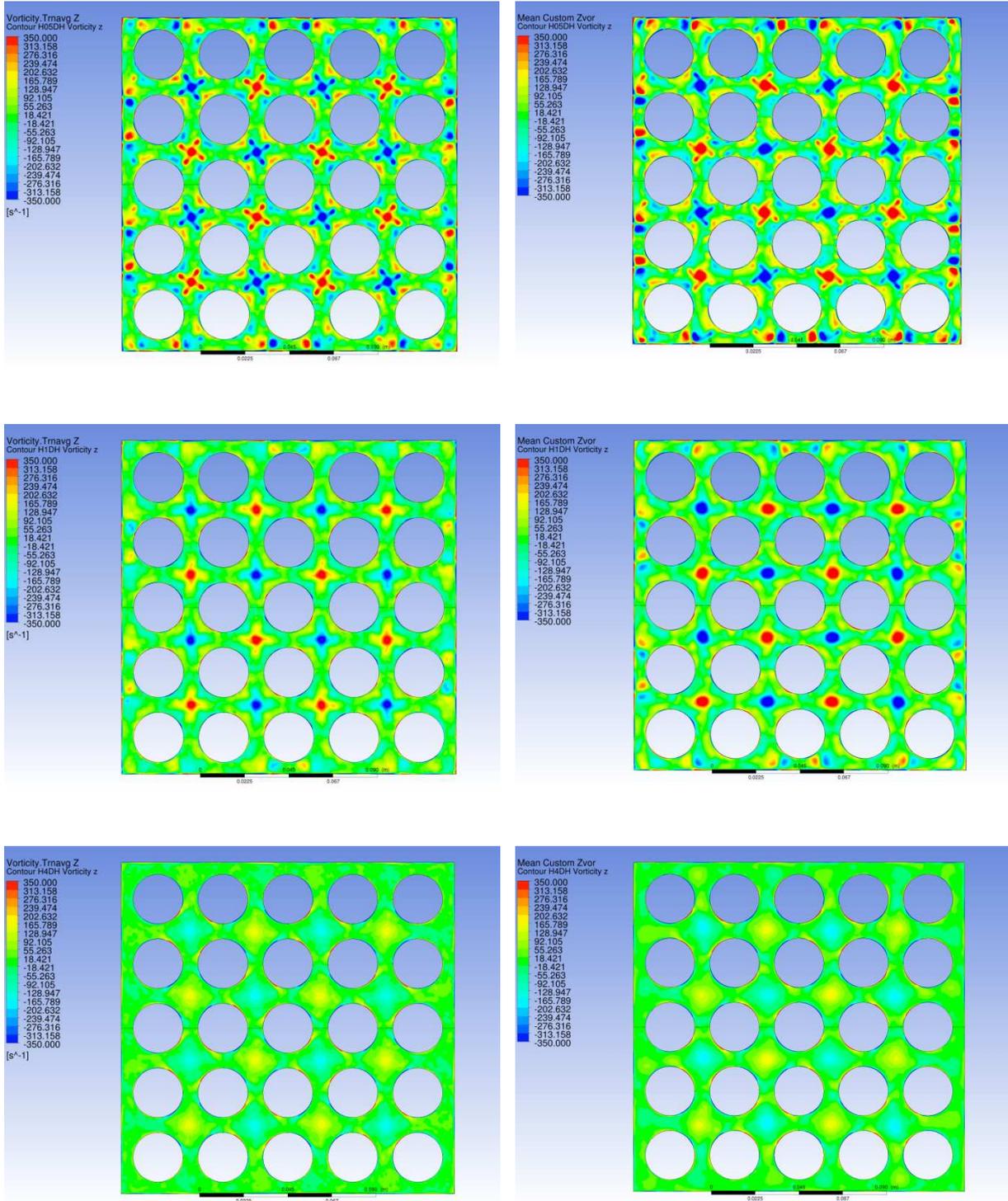


Abb. 62: Verteilung der zeitlich gemittelten z-Komponente der Wirbelstärke mit dem Swirl-Type-Drallerzeuger. Links: ANSYS CFX (ZLES SAS-SST). Rechts: ANSYS Fluent (SAS-SST). Von Oben nach unten: $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$, und $z=4.0D_H$.

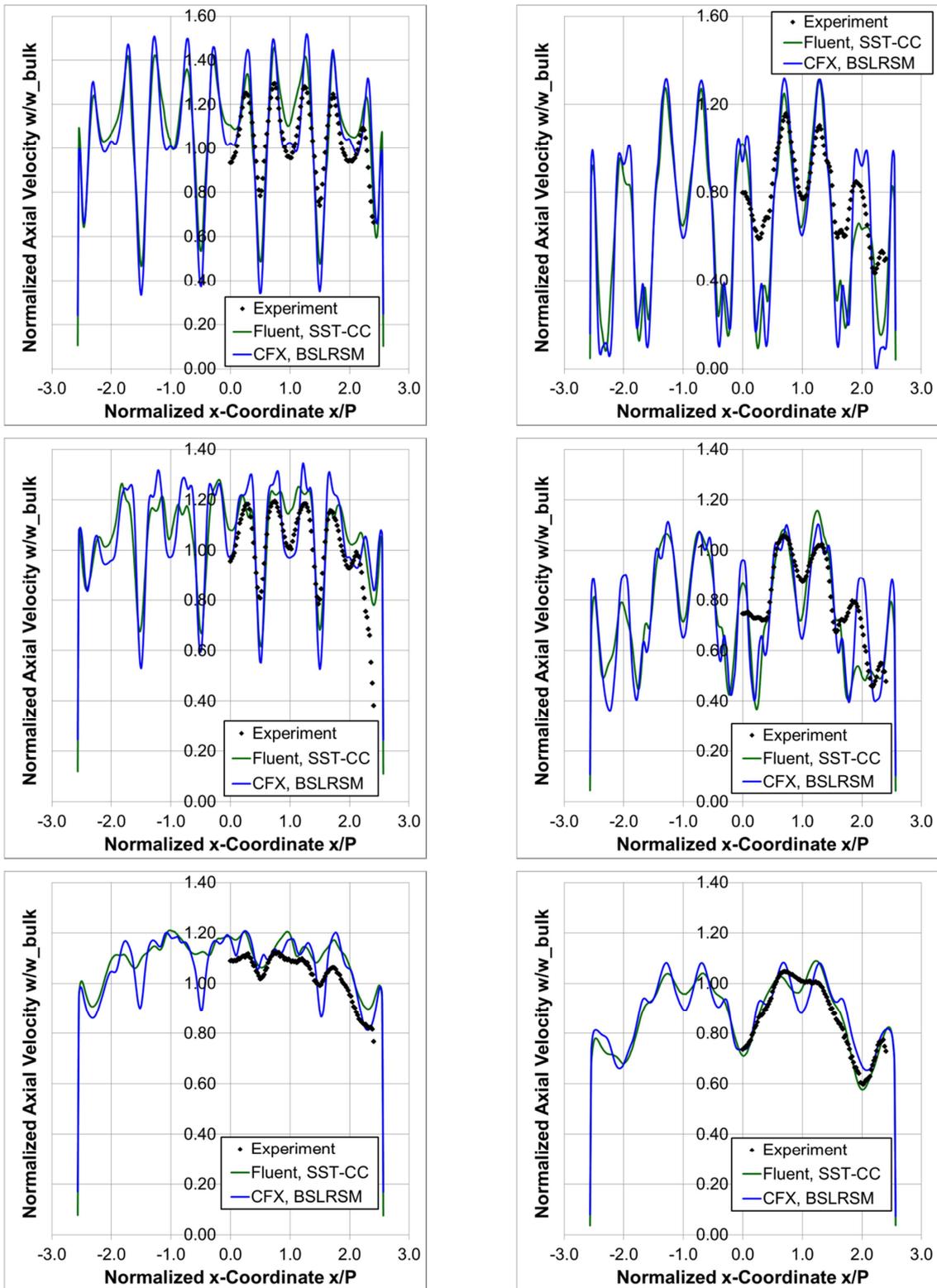


Abb. 63: Vergleich zwischen den CFD-Ergebnissen auf Gitternetz Mesh2 und Experimenten für die zeitlich gemittelte axiale Geschwindigkeit w . Links: Linie y_1 . Rechts: Linie y_3 . Von oben nach unten: $z=0.5D_H$, $z=1.0D_H$ und $z=4.0D_H$

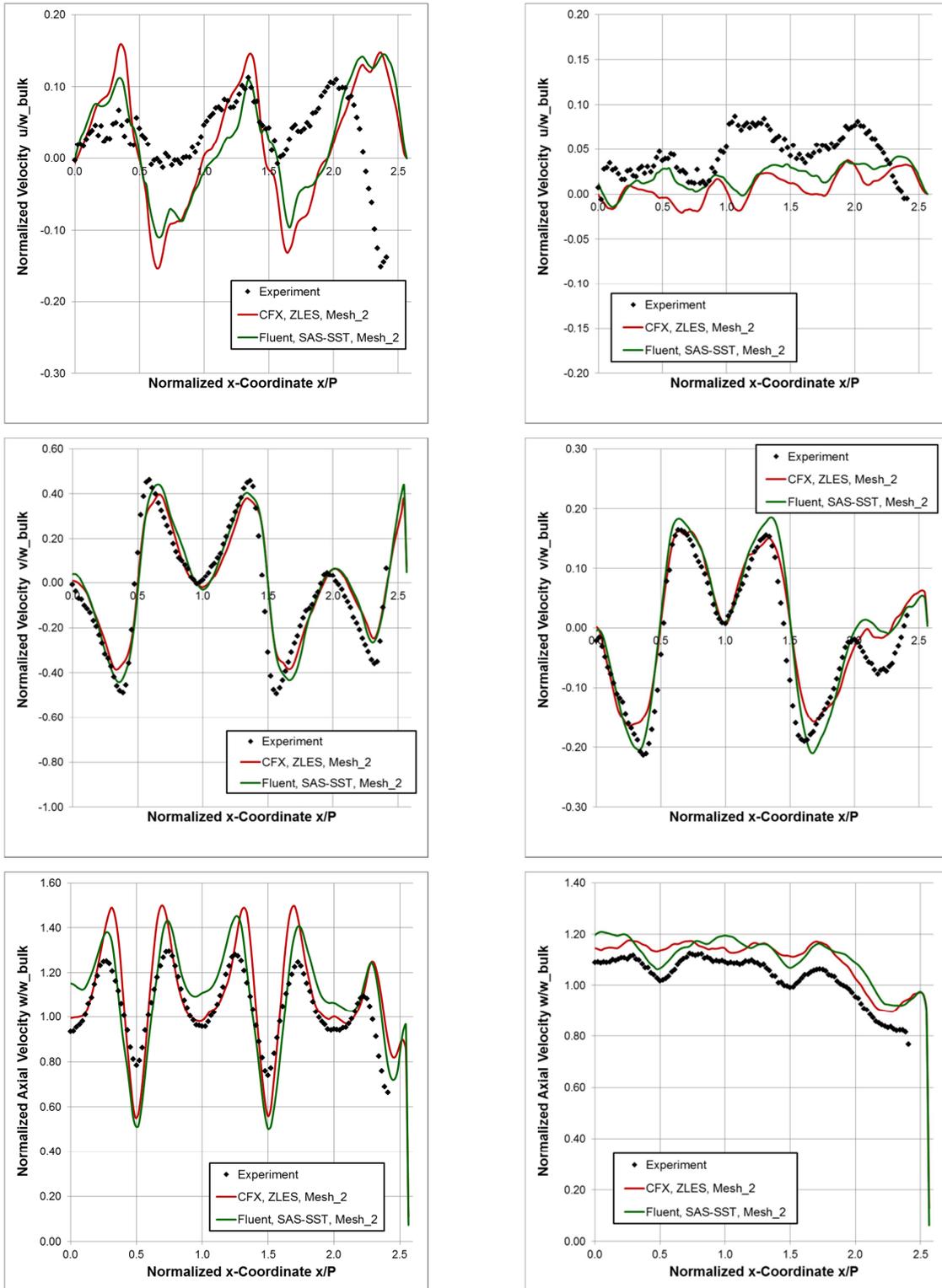


Abb. 64: Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen auf Gitternetz Mesh2 und Experimenten für die zeitlich gemittelten Geschwindigkeits-Komponenten. Links: $z=0.5D_H$. Rechts: $z=4.0D_H$. Von oben nach unten die Geschwindigkeits-Komponenten u , v und w .

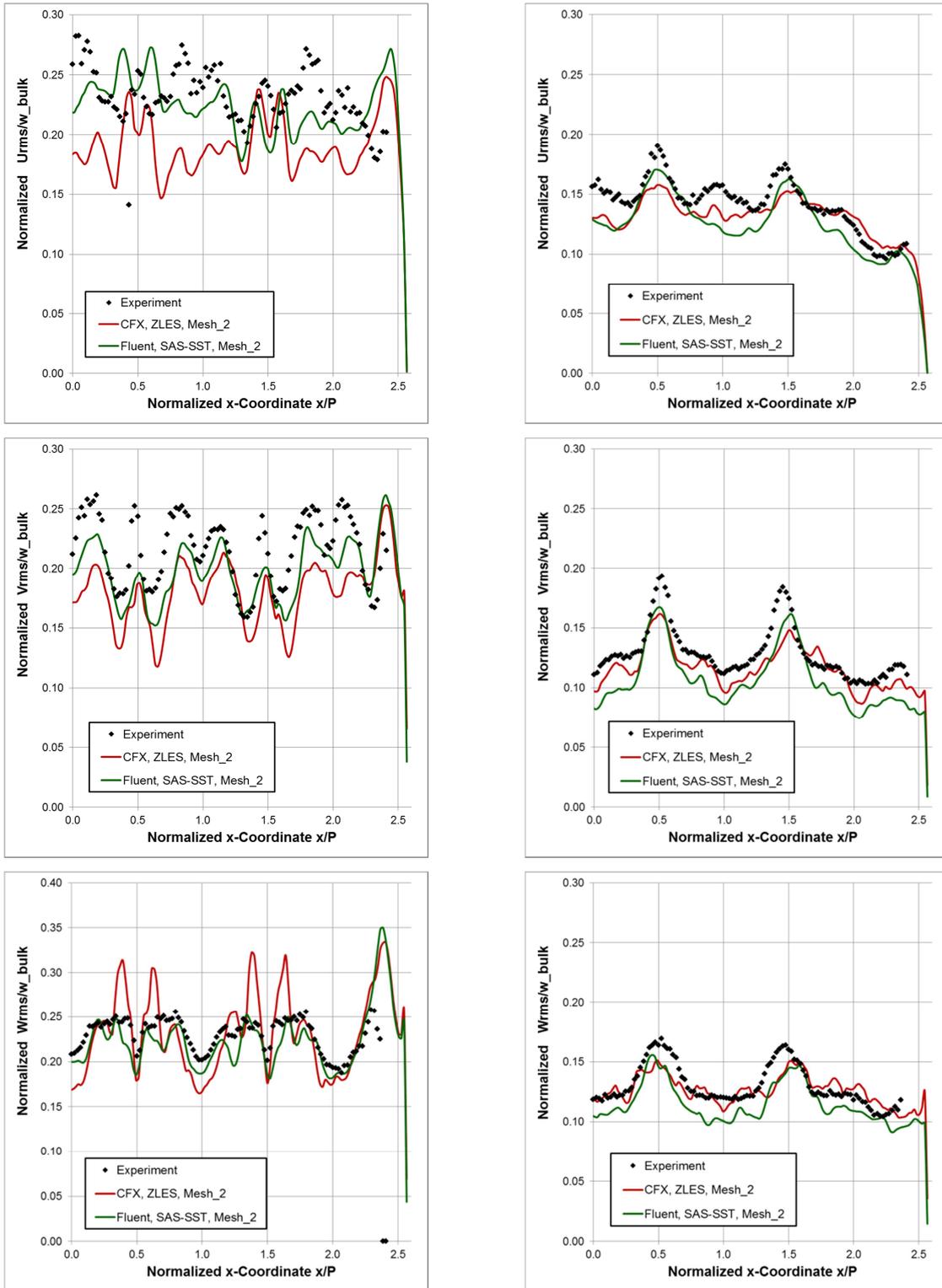


Abb. 65: Vergleich zwischen CFD-Ergebnissen auf Gitternetz Mesh2 und Experimenten für die zeitlich gemittelten RMS-Werte der Geschwindigkeitsschwankungen. Links: $z=0.5D_H$. Rechts: $z=4.0D_H$. Von oben nach unten die RMS-Werte U_{RMS} , V_{RMS} und W_{RMS} .

4.3 Der PSBT-Benchmark

4.3.1 Beschreibung des PSBT-Benchmarks

Die Untersuchungen, die in diesem Artikel vorgestellt werden, stammen von CFD-Simulationen für den internationalen OECD/NEA PWR⁶-Unterkanal- und Rohrbündel-Benchmark-Test, der auf einer von der NUPEC, Japan bereitgestellten Datenbank beruht. Diese Datenbank basiert auf einer experimentellen Messkampagne, die bei der NUPEC zwischen 1987 und 1995 durchgeführt wurde und die zu der Zeit moderne Computertomographie-Messmethoden (CT) zur Gasgehaltsmessung verwendete. Dieser Benchmark fördert die Weiterentwicklung von Unterkanalanalysen von Strömungen in Rohrbündeln mit unterkühltem Blasensieden unter typischen PWR-Bedingungen und hat daher eine große Bedeutung für die Kernreaktorsicherheitsforschung. Die Spezifikation für den Benchmark wurde so gewählt, dass numerische Modelle und Codes (CFD und Unterkanal-/Subchannel-Codes), die von den unterschiedlichen Benchmark-Teilnehmern für die Vorhersage der detaillierten Blasenverteilung im Unterkanal und für einen PWR-Brennelement-Prototyp im Originalmassstab benutzt werden, systematisch bewertet und verglichen werden können.

Der Dampfanteil in den PSBT-Experimenten für die Unterkanaluntersuchungen und die Interpretation der Abweichungen von den PSBT-Daten der Dampfentstehung erfordern ein genaues Verständnis der Modellierung und der komplexen Strömungsverhältnisse in realen Brennelementen. In Anbetracht der Tatsache, dass gegenwärtige theoretische und numerische Ansätze zur Beschreibung solcher komplexen Mehrphasenströmungen mit starker Wärme- und Massenübertragung noch recht unausgereift sind, sind die Anforderungen des Benchmarks so ausgelegt worden, dass die Vorhersage der detaillierten Dampfverteilung durch die analytischen und numerischen Modelle jedes Teilnehmers systematisch bewertet und verglichen werden kann. Der PSBT-Benchmarktest beinhaltet sowohl makroskopische/integrale als auch lokale Messdaten. In diesem Zusammenhang werden die Daten der Unterkanal-Dampfverteilung als makroskopische/integrale Größe betrachtet und die digitalen CT-Bilder als lokale Größen, die einen recht groben Einblick in die Dampfverteilung innerhalb eines Unterkanals geben. Leider stehen in der NUPEC-Datenbank nur Daten für die Dampfverteilung in den Unterkänaen in einem einzigen Messquerschnitt zur Verfügung, sodass keine Informationen über die axiale Strömungsentwicklung beim unterkühlten Blasensieden über die Höhe der Unterkanäle verfügbar ist.

Die vorgestellten numerischen Untersuchungen wurden mithilfe von ANSYS CFX 13.0 durchgeführt und konzentrieren sich ausschließlich auf "PSBT: Phase I – Benchmark zur Dampfverteilung, Aufgabe 1 – Stationärer Benchmark für einen einzelnen isolierten Unterkanal". In diesem speziellen Teilbereich des gesamten PSBT-Benchmarks wird die Strömung durch einen Testquerschnitt, der einen zentralen Unterkanal des PWR-Brennelements darstellt, unter der Bedingung von unterkühltem Blasensieden untersucht. Für PSBT: Phase I, Aufgabe I stehen experimentelle, querschnittsgemittelte Werte der Dampfverteilung und CT-Bilder der Dampfverteilung im PSBT-Messquerschnitt (jedoch mit

⁶ PWR – Pressurized Water Reactor, im Deutschen mit DWR für Druckwasserreaktor abgekürzt

den damaligen messtechnischen Möglichkeiten entsprechender recht schwacher räumlicher Auflösung) zur Verfügung, die mit CFD-Ergebnisdaten verglichen werden können.

Die Untersuchungen wurden mit ANSYS CFX durchgeführt und 10 verschiedene PSBT-Testbedingungen (bezüglich Druck, Temperatur des einströmenden Fluids, Wärmeleistung und Massenfluss) aus der PSBT-Datenbank ausgewählt. Besonderes Augenmerk wurde wiederum auf die Anwendung der CFD Best Practice Guidelines für die Benchmark-Untersuchungen gelegt. Eine Hierarchie von konsequent verfeinerten dreidimensionalen Gitternetzen mit 0.18, 1.4 und 11.5 Millionen Hexaedern wurde erstellt. Die Konvergenz der stationären Simulationen auf allen drei Gitternetzen sowie der Einfluss der angewandten Konvergenzkriterien und Integrationszeitskalen auf die Zielgrößen wurden sorgfältig untersucht. Weiterhin wurde der Einfluss anisotroper Turbulenz und der Sekundärströmungen im Querschnitt des Unterkanals mit Hilfe des SST-Turbulenzmodells und mit Hilfe des expliziten algebraischen Reynoldsspannungsmodells (EARSM) untersucht. Außerdem wurde der Einfluss der Modellierung des Impulstransfers an den Phasengrenzflächen in Zweiphasenströmungssimulationen betrachtet. Zuletzt werden die numerischen Ergebnisse ausgewertet und mit den Daten der PSBT-Benchmark-Datenbank verglichen, wobei die untersuchten Testbedingungen den Bereich von 0.075 bis 0.62 für die querschnittsgemittelte Dampfvolumenteil abdecken.

Der Benchmark besteht aus den folgenden Teilen mit unterschiedlichen Aufgaben:

Phase I: Benchmark zur Dampfverteilung

1. Aufgabe: Stationärer einzelner Unterkanal-Benchmark
2. Aufgabe: Stationärer Rohrbündel-Benchmark
3. Aufgabe: Instationärer Rohrbündel-Benchmark
4. Aufgabe: Benchmark zum Druckabfall über das Brennelement

Phase II: DNB⁷-Benchmark

1. Aufgabe: Stationärer Fluidtemperatur-Benchmark
2. Aufgabe: Stationärer DNB-Benchmark
3. Aufgabe: Instationärer DNB-Benchmark

Die vorliegenden CFD-Untersuchungen beziehen sich auf Phase I, Aufgabe 1, während die anderen Aufgaben hauptsächlich auf die Untersuchung mittels Unterkanal-/Systemcodes abzielen. Für Phase I, Aufgabe 1 stehen Daten der NUPEC-Experimente für vier verschiedene, repräsentative Arten von Unterkanälen zur Verfügung: typischer Zentralkanal (S1), Zentralkanal mit Moderatorrohr (S2), Seitenkanal (S3) und Eckenkanal (S4) eines typischen 17x17 Brennelements. Aufgrund des hohen rechnerischen Aufwands für CFD Simulationen wurde in einer frühen Phase des PSBT-Benchmarks beschlossen, die CFD-Untersuchungen auf das Experiment mit zentralem Unterkanal (S1) zu beschränken. Die verfügbaren experimentellen Daten beinhalten CT-Messungen des Dampfanteils (gemittelt über den Querschnitt des Unterkanals) und Bilder der Dampfverteilung. Diese Daten dienen der Bewertung und Verbesserung gegenwärtiger Modelle der Verdampfung auf Grund von

⁷ DNB – Departure from Nucleate Boiling

unterkühltem Wandsieden (Unterkanal-/System-Codes und CFD-Codes) und der Bewertung der Vorhersage der Dampfverteilung innerhalb der Unterkäle (CFD-Codes).

Eine Beschreibung der Testquerschnitte, der Unterkanalarten und der angewandten Messtechnik ist im vollen Umfang in der PSBT-Benchmark-Spezifikation gegeben. Zum einfacheren Verständnis der nachfolgenden CFD-Simulationen wird hier ein kurzer Überblick des experimentellen Aufbaus gegeben.

Abb. 66 zeigt eine schematische Darstellung des NUPEC-Versuchsstands. Die Messstrecke kann zur experimentellen Untersuchung entweder mit verschiedenen repräsentativen Unterkanalquerschnitten ausgerüstet werden oder mit einem 5x5-Rohrbündel. Abb. 67 zeigt schematisch die Messstrecke des zugehörigen Unterkanals mit einer effektiven beheizten Länge von $L_h=1555\text{mm}$, wobei der Messquerschnitt L_m 1400mm stromabwärts des horizontalen Einlasses des Kühlmittels in den Unterkanal gelegen ist. Wie aus dem Diagramm ersichtlich ist, wurden keine besonderen Maßnahmen ergriffen um Strömungseigenschaften oder Turbulenzintensität am Einlass der Messstrecke zu kontrollieren. Aufgrund der Länge der Messstrecke ($L/D\sim 112$) wird unterstellt, dass Abweichungen der angenommenen Randbedingungen der CFD-Simulationen von den realen, aber nicht bekannten experimentellen Randbedingungen gering sind.

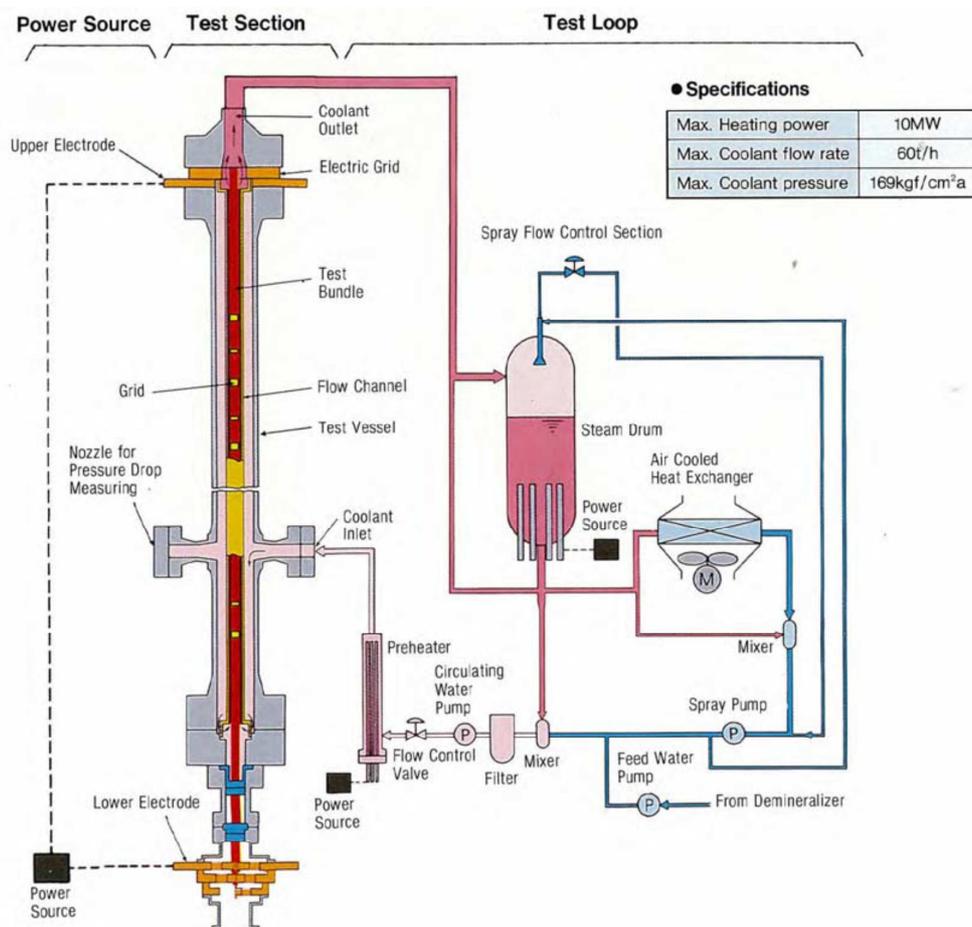


Abb. 66: Skizze der NUPEC-Versuchsanlage

Der S1-Unterkanal besteht aus einem typischen zentralen Unterkanal eines Kernreaktor-Brennelements, bei dem alle angrenzenden Wände des Unterkanals gleichmäßig durch konstante Wärmezufuhr auf der Gesamtlänge des beheizten Teils der Teststrecke erwärmt werden. Die geometrischen Abmessungen des Unterkanals sind in Abb. 67 gezeigt. Aufgrund der angenommenen 90-Grad-Symmetrie wird nur ein Viertel der Geometrie in den Simulationen berücksichtigt.

Zur Ermittlung der Blasenverteilung wurde eine Gamma-Strahlen-Methode angewandt, bei der die Dichte der Strömung erfasst wird, um anschließend den Dampfanteil der zweiphasigen Strömung, bestehend aus Dampf und Kühlmittelflüssigkeit, zu bestimmen. In den Unterkanalexperimenten wurde ein schmaler Gammastrahl-CT-Scanner benutzt um den querschnittsgemittelten Dampfanteil im Unterkanal zu messen, während ein breiter Gammastrahl zur Messung des in Sehnenrichtung gemittelten Blasenanteils eingesetzt wurde. Somit sind für jeden Testfall ein Wert für den gemittelten Volumenanteil des Dampfes im Querschnitt vorhanden sowie digitalisierte CT-Bilder des Querschnitts mit der zugehörigen Dampfverteilung.

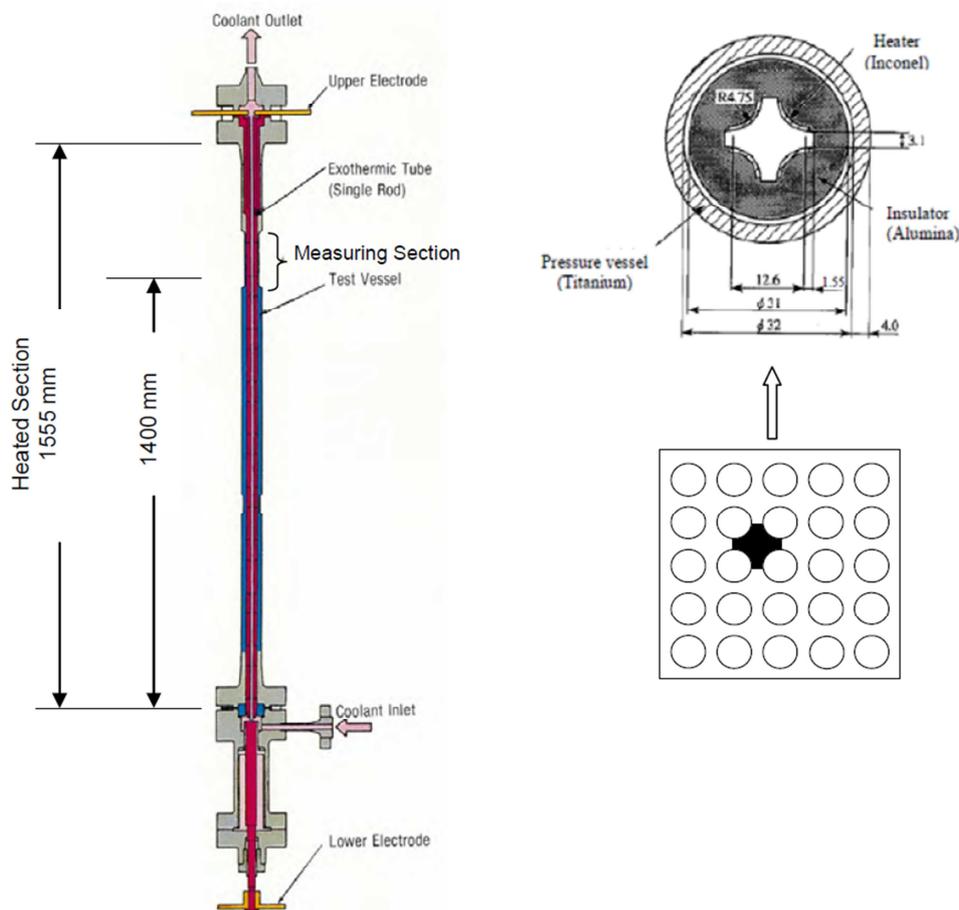


Abb. 67: Testsektion für den zentralen Unterkanal (S1)

Die experimentellen Randbedingungen des S1-Unterkanals sind durch vier Hauptparameter charakterisiert: Druck, Massenfluss am Einlass, thermische Leistung und Kühlmitteltemperatur am Einlass. Letztere bezieht sich auf eine bestimmte Flüssigkeitsunterkühlung in Übereinstimmung mit der Sättigungstemperatur für ein gegebenes

Druckniveau. Insgesamt wurden 43 Testbedingungen in den NUPEC-Experimenten untersucht. Auf dem PSBT-1 Workshop in Pisa, Italien, 12.-13. April 2010 wurden aus dieser großen Auswahl 5 Testfälle ausgewählt, die von den Teilnehmern mit CFD-Methoden untersucht werden sollten. Die ausgewählten Testfälle sind in Tabelle 15 aufgeführt.

Für weitere numerische Untersuchungen, Parameterstudien und um den Bereich der untersuchten Strömungen bezüglich des erzeugten Dampfvolumentils zu vergrößern wurden 5 weitere Testfälle aus den PSBT-Spezifikationen (Rubin, 2010) ausgewählt, die in Tabelle 16 aufgelistet sind.

Testcase	Pressure [MPa]	Inlet Temperature [°C]	Power [MW m ⁻²]	Mass Flux [kg m ⁻² s ⁻¹]	Measured Steam Volume Fraction [-]
1.2211	15.0	295.4	1.93	3031	0.038
1.2223	15.0	319.6	1.50	3031	0.311
1.2237	15.0	329.6	1.29	3031	0.440
1.4325	10.0	253.8	1.29	1389	0.335
1.4326	10.0	268.8	1.30	1389	0.531

Tabelle 15: Ausgewählte S1-Unterkanal-Testbedingungen für die CFD-Simulationen.

Testcase	Pressure [MPa]	Inlet Temperature [°C]	Power [MW m ⁻²]	Mass Flux [kg m ⁻² s ⁻¹]	Measured Steam Volume Fraction [-]
1.3221	12.5	294.9	1.29	3083	0.053
1.3222	12.5	309.5	1.29	3028	0.357
1.3223	12.5	319.7	1.30	3083	0.546
1.4121	10.0	274.1	1.51	3056	0.097
1.4122	10.0	304.5	1.50	3028	0.636

Tabelle 16: Zusätzliche S1-Unterkanal-Testbedingungen für die CFD-Simulationen.

4.3.2 CFD-Setup

Die zu untersuchende Strömung wird beschrieben durch den zurzeit am häufigsten genutzten CFD-Ansatz zur Berechnung von Zweiphasenströmungen mit großem Volumenanteil beider Phasen: Das Eulerische Zwei-Fluid-Modell unter der Annahme sich gegenseitig durchdringender Fluide. Die Materialeigenschaften für die Dampf- und die Flüssigphase werden mit Hilfe der IAPWS-IF97 Wasser/Wasserdampf-Tafel für den gegebenen Temperatur- und Druckbereich der Testfälle beschrieben. Die Phasenverteilung wird mit

Hilfe der phasenspezifischen Kontinuitätsgleichung für die Volumenanteile bestimmt. Separate Gleichungssysteme für die Impulsgleichungen beider Phasen werden gelöst, wobei Auftriebskräfte und Impulsübertragung an den Phasengrenzflächen werden berücksichtigt. Zusätzlich zu den Impulsgleichungen werden die Gleichungen des jeweils verwendeten Turbulenzmodells gelöst, wobei das Shear Stress Transport (SST) Modell für die kontinuierliche Phase benutzt wird, ein Null-Gleichungs-Turbulenzmodell für die disperse Phase und das von Sato entwickelte Turbulenzmodell für die Berücksichtigung des Anteils der blaseninduzierten Turbulenz (Details siehe (ANSYS, 2011)).

Bei der Wasserdampf-Blasenströmung wird eine Energiegleichung für die Flüssigkeit gelöst, während für die Beschreibung des Prozesses des unterkühlten Blasensiedens davon ausgegangen wird, dass der Dampf zu jeder Zeit Sättigungstemperatur hat. Der Austausch von Masse, Impuls und Energie zwischen den Phasen wird mit Hilfe von Quelltermen in den phasenspezifischen Erhaltungsgleichungen modelliert. Der Impulstransfer durch die Phasengrenzflächen der für das unterkühlte Blasensieden angenommenen dispersen Blasenströmung wird mit Hilfe des Grace-Widerstandsgesetzes und der Ansätze für die übrigen Kraftwirkungen auf Blasen in einer kontinuierlichen Kühlmittelströmung beschrieben.

Bezüglich der Nicht-Widerstandskräfte erlaubt ANSYS CFX die Berücksichtigung von lateraler Auftriebskraft, Wandabstossungskraft, virtueller Massenkraft und turbulenter Dispersion. Weitere Kräfte können durch benutzerdefinierte Quellterme hinzugefügt werden. Vorherige Untersuchungen haben gute Übereinstimmungen bei der Simulation adiabater Luft/Wasser-Blasenströmungen (Frank, 2008), polydisperser Luft/Wasser- und Wasserdampf-Strömungen (Krepper, 2008), sowie rekondensierender Dampf-Wasser-Strömungen (Lifante, 2010) gezeigt, wobei die Formulierung von Tomiyama für die laterale Auftriebskraft, die Formulierung von Frank für die verallgemeinerten Wandabstossungskräfte und die Favre-gemittelte, turbulente Dispersionskraft nach dem Ansatz von Burns benutzt wurden. In der vorliegenden Untersuchung wurden die Nicht-Widerstandskräfte bis auf die Wandabstossungs- und virtuelle Massenkraft berücksichtigt.

Die Geometrie des zentralen beheizten Unterkanals (S1) einer 5x5-Rohrbündelgeometrie des PSBT-Benchmarks, Phase I, Aufgabe 1, gezeigt in Abb. 67, besitzt eine 1/8 Symmetrie da alle vier Seiten dieser Konfiguration beheizt werden. Aufgrund einer vereinfachten Geometrieerstellung, Vernetzung und Auswertung wurden die Gitternetze in ICEM/CFD Hexa erstellt. Dabei wurde ein Viertel des Unterkanals abgebildet und somit eine 90-Grad-Symmetrie ausgenutzt. Eine Hierarchie von konsistent verfeinerten hexaedrischen Gitternetzen wurde mit Hilfe von ICEM CFD/Hexa erzeugt und ein Verfeinerungsfaktor von 2 in allen drei Raumrichtungen angewandt. Die Gitterzellen im horizontalen Querschnitt des Unterkanals und in axialer Richtung sind fast homogen verteilt. Im Besonderen wurden keinerlei Gitterverfeinerungen in der Nähe adiabater und beheizter Wände angewandt. Um die vorhergesagte wandnahe Flüssigkeitstemperatur und die Wandtemperatur dennoch physikalisch interpretieren zu können (also ohne Einfluss der Netzfeinheit entlang der beheizten Flächen), wurde die Dicke der wandnächsten Gitterzelle streng kontrolliert. Dies wurde durch die Einführung einer zylindrischen Kontrollfläche im Abstand von 0,5 mm zur beheizten Fläche erreicht, wodurch ein kontrolliertes O-Gitter mit konstanter Gitterweite in wandnormaler Richtung zur beheizten Fläche erzeugt werden konnte.

	Grid 1	Grid 2	Grid 3
xy × z Grid resolution	1.160 × 155	4.640 × 310	18.560 × 620
Grid size (hex elements)	179.800	1.438.400	11.507.200
Min. grid angle	42.618	42.621	42.623
Min. determinant	0.89	0.94	0.97
y⁺_{max} on heater surface	~161	~81	~41

Tabelle 17: Gitternetzhierarchie für die CFD-Untersuchungen im PSBT-Testfall

Die Hauptparameter der Gitter sind in Tabelle 17 aufgeführt, wobei der dimensionslose Wandabstand y^+ an der beheizten Oberfläche der S1-Unterkanalkonfiguration ausgewertet wurde. Querschnitte der unterschiedlichen verfeinerten Gitter 1 bis 3 sind in Abb. 68 dargestellt.

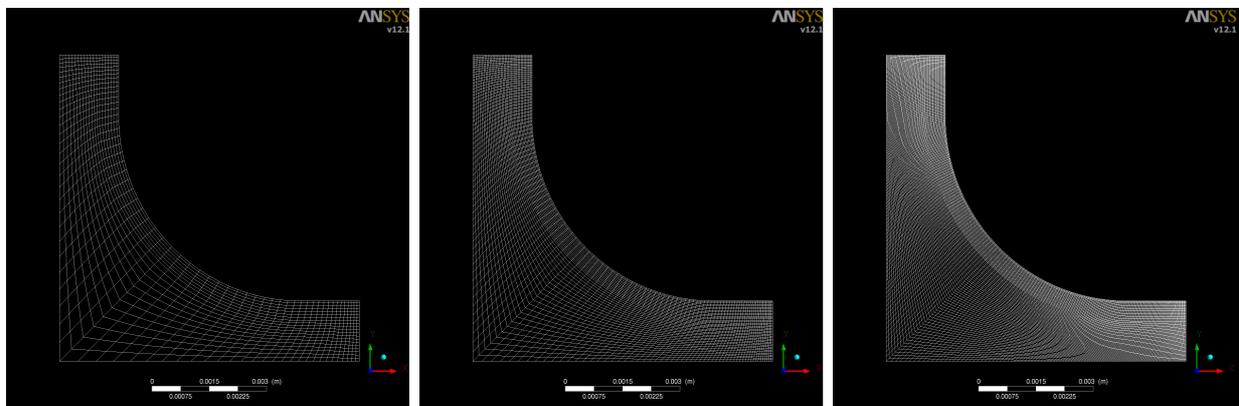


Abb. 68: Gitterauflösung der Gitternetze 1, 2 und 3 im Querschnitt des S1-Unterkanals.

4.3.3 CFD-Ergebnisse und Vergleich mit den experimentellen PSBT-Daten

Vor der Auswertung der drei verschiedenen CFD-Konfigurationen für die untersuchte Testmatrix für die PSBT-Benchmark-Bedingungen wurde eine detaillierte Untersuchung des PSBT-Tests 1.2211 auf den Gittern 1, 2 und 3 ausgeführt, um die Gitterunabhängigkeit der CFD-Lösung zu bewerten sowie nötige numerische Parameter und Einstellungen zum Erreichen eines ausreichenden Konvergenzniveaus zu bestimmen, bei dem die CFD Lösung nicht mehr von den Konvergenzkriterien beeinflusst wird. Alle CFD Simulationen für diese Untersuchung berechnen eine stationäre Strömung mit Hilfe des ANSYS CFX High-Resolution Advektionsschemas (TVD-Schema zweiter Ordnung) für das hydrodynamische Gleichungssystem und eines Schemas erster Ordnung für die Transportgleichungen des Turbulenzmodells. Zur Konvergenzkontrolle wird ein Kriterium benutzt, das die Iteration bei einem maximalen Residuum von kleiner als 10^{-4} abbricht. Zusätzlich dazu werden globale Masse, Impuls und Energie sowie Fluidtemperatur und Volumenanteil an sechs repräsentativen Punkten der Strömung beobachtet und es wurden stationäre Werte am Ende der Simulation erreicht. Weiterhin wurden der volumengemittelte und der querschnitts-

gemittelte Dampfvolumenanteil am Auslass beobachtet. Es stellte sich heraus, dass der stationäre Lösungsalgorithmus Zeitskalen im Bereich von $\Delta t = 0.2, \dots, 100$ ms für das gewünschte Konvergenzniveau benötigt, was unabhängig von den Testbedingungen und der Gitterauflösung ist. Für Gitter 2 und Randbedingungen gemäß Test 1.2211 wird eine Zeitskala von 1.0ms zur Integration benötigt sowie circa 500 Iterationen des stationären Strömungslösers bis zum Erreichen der Konvergenzkriterien.

	Max Res 10^{-3}	Max Res 10^{-4}	Max Res 10^{-5}
No. of iterations	377	456	502
r_v @ Domain	0.03556	0.03655	0.03658
p @ Inlet [MPa]	15.03834	15.03830	15.03830
r_v @ Measurement Plane	0.0994	0.1032	0.1033
T_L @ Measurement Plane [K]	608.31	608.57	608.57

Tabelle 18: Änderung der integralen Werte des Tests 1.2211 (Gitternetz 1) in Abhängigkeit vom Konvergenzkriterium.

	Grid 1	Grid 2	Grid 3
r_v @ Domain	0.03658	0.03685	0.03689
p @ Inlet [MPa]	15.0383	15.0371	15.0363
\dot{m}_L @ Inlet [kg m⁻² s⁻¹]	3027.587	3027.758	3027.818
r_v @ Measurement Plane	0.1033	0.1014	0.0993
T_L @ Measurement Plane [K]	608.57	608.21	607.66

Tabelle 19: Änderung der integralen Werte des Tests 1.2211 (Max Res 10^{-5}) in Abhängigkeit von der Gitternetz-Auflösung.

Tabelle 18 zeigt den Vergleich von CFD-Ergebnissen mit unterschiedlichen Konvergenzkriterien und den dazugehörigen Änderungen in den integralen Werten für den PSBT-Test 1.2211 auf Gitter 1. Es zeigt sich, dass das auf einem maximalen Residuum von 10^{-4} basierende Konvergenzkriterium ausreichend ist und sich die Ergebnisse bei zusätzlichen Iterationen und strengeren Konvergenzkriterien nicht ändern. Daher wird für alle folgenden Simulationen dieses Konvergenzkriterium benutzt. Weiterhin zeigt Tabelle 19 die Änderung der integralen Werte für den PSBT-Test 1.2211 mit zunehmender Gitterverfeinerung,

während das maximale Residuum auf 10^{-5} festgelegt wurde. Leider beobachtet man, dass eine gitterunabhängige Lösung im strengen Sinne noch nicht erreicht wurde, denn beim Übergang von Netz 2 zu Netz 3 ändern sich immer noch integrale Werte wie der querschnittsgemittelte Dampfanteil und die Fluidtemperatur in der Messebene geringfügig. Der am wenigstens betroffene Wert ist der über das gesamte Strömungsgebiet volumengemittelte Dampfanteil. Aufgrund des hohen rechnerischen Aufwands für 10 Testfälle und jeweils mindestens zwei unterschiedlich verfeinerte Gittern wird der geringe numerische Fehler, der in den Lösungen auf Gitter 2 auftritt, akzeptiert. Bei den Netzen 2 und 3 liegt dieser für den untersuchten Testfall 1.2211 und für den querschnittsgemittelten Dampf volumenanteil auf der Messebene in der Größenordnung von 2%. Daher werden alle folgenden Berechnungen auf den Gittern 1 und 2 ausgeführt und das Konvergenzkriterium, das auf einem maximalen Residuum von 10^{-4} basiert, angewandt. Zusätzlich werden noch die globalen Imbalancen für Masse, Impuls und Energie kontrolliert, sowie die Fluidtemperatur und der Dampf volumenanteil an definierten Positionen im Strömungsgebiet um die Zuverlässigkeit der CFD-Ergebnisse zu garantieren.

Im Anschluss an diese an den CFD Best Practice Guidelines orientierten Untersuchungen wurden CFD-Simulationen für die anderen 10 ausgewählten PSBT-Testfälle (s. Tabelle 15 und Tabelle 16) auf den Gittern 1 und 2 für die drei beschriebenen CFD-Konfigurationen durchgeführt. Für eine phänomenologische Diskussion der CFD-Ergebnisse wird nun ein quantitativer Vergleich zwischen den Simulationsergebnissen und den aus Tabelle 15 ausgewählten Testfällen 1.2211, 1.2237 und 1.4326 vorgestellt.

PSBT Testcase No.	SST_TD	SST_NDF	EARSM_NDF	r_v (exp.)
1.2211	0.1014	0.1367	0.1433	0.038
1.2223	0.2445	0.2949	0.2753	0.311
1.2237	0.3240	0.3643	0.3484	0.440
1.4325	0.3875	0.4279	0.4211	0.335
1.4326	0.5740	0.5803	0.6107	0.531
1.3221	0.0758	0.1125	0.1207	0.053
1.3222	0.2923	0.3398	0.3264	0.357
1.3223	0.4626	0.4813	0.4848	0.546
1.4121	0.1050	0.1639	0.1918	0.097
1.4122	0.6138	0.6178	0.6273	0.636

Tabelle 20: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen querschnittsgemittelten Dampf volumenanteilen auf $L_m=1.4m$ für die untersuchte Testbedingungen.

Tabelle 20 zeigt den Vergleich vom gemessenen und berechneten querschnittsgemittelten Dampf volumenanteil an der Stelle $L_m=1.4m$ für alle 10 untersuchten PSBT-Testfälle. Zusätzlich zu den 5 vorgeschriebenen Testfällen, die auf dem PSBT-1 Workshop in Pisa ausgewählt worden sind, wurden 5 weitere Testbedingungen für einen Systemdruck von 100 und 125 bar ausgewählt, bei denen die Unterkühlungstemperatur am Einlass systematisch

variiert wurde und der Massenstrom am Einlass sowie die Heizleistung fast konstant gehalten wurde. Somit kann erwartet werden, dass mit abnehmender Unterkühlungstemperatur am Einlass der Dampfvolumenteil in der Messebene systematisch zunehmen wird.

Um numerische und experimentelle Ergebnisse in einer repräsentativen Weise gegenüberzustellen, werden die querschnittsgemittelten Dampfvolumenteil bei $L_m=1.4m$ in Abb. 69 in einem Diagramm dargestellt, bei dem für alle eingetragenen PSBT-Tests der gemessene Wert auf der x-Achse und der CFD-Ergebniswert auf der y-Achse aufgetragen ist. Bei perfekter Übereinstimmung würden sich daher alle Datenpunkte genau auf der Diagonale des Diagramms versammeln, so dass Abweichungen intuitiv erfassbar sind. Der graphische Vergleich zeigt, dass die numerische Simulation dazu neigt den Dampfvolumenteil zu groß vorherzusagen und zwar besonders dann, wenn der gemittelte Dampfvolumenteil unter 10% liegt. Für die Fälle mit einem höheren Dampfvolumenteil zeigen die Ergebnisse der SST_NDF Serie, bei der laterale Auftriebs- und Wandabstossungskräfte berücksichtigt werden, eine leicht verbesserte Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Weiterhin kann festgestellt werden, dass es kaum Unterschiede zwischen den numerischen Ergebnissen gibt, die mit Hilfe des SST-Turbulenzmodells und des EARSM-Turbulenzmodells erhalten wurden. Dies ist im Widerspruch zu den starken Unterschieden der Geschwindigkeitsverteilung des Fluids im Querschnitt und der daraus resultierenden Verteilung des Dampfvolumenteil, der von der Sekundärströmung hervorgerufen wird (s. Abb. 71, Abb. 72 und Abb. 73) und somit notwendigerweise Dampfvolumenteil und Flüssigkeitstemperatur an der beheizten Oberfläche beeinflusst.

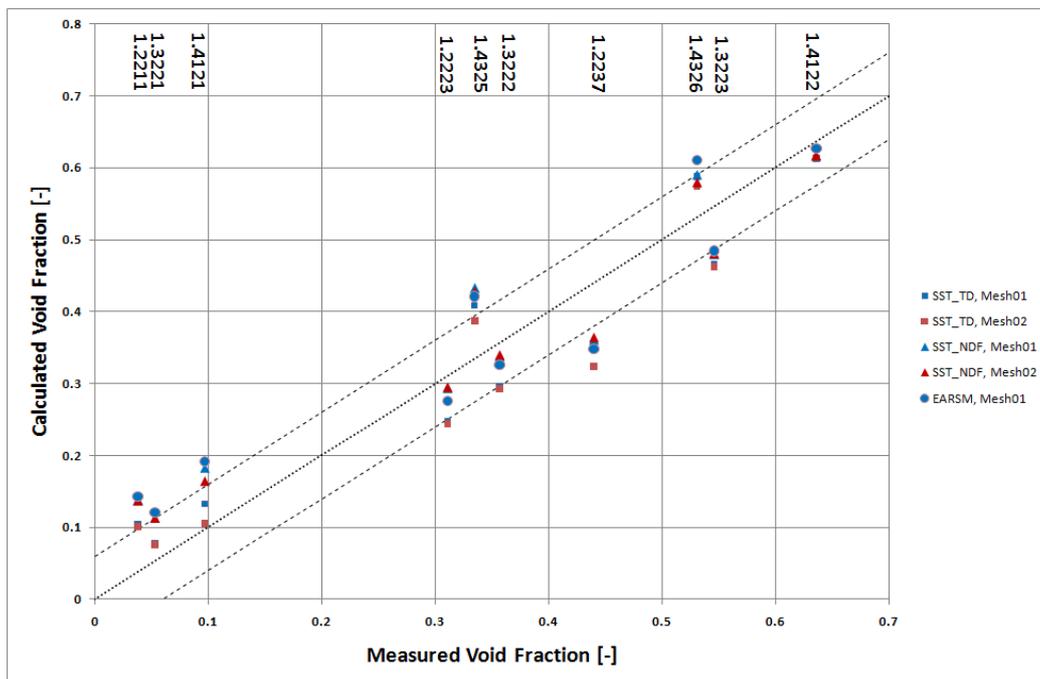


Abb. 69: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem querschnittgemitteltem Dampfvolumenteil auf der Höhe $L_m=1.4m$.

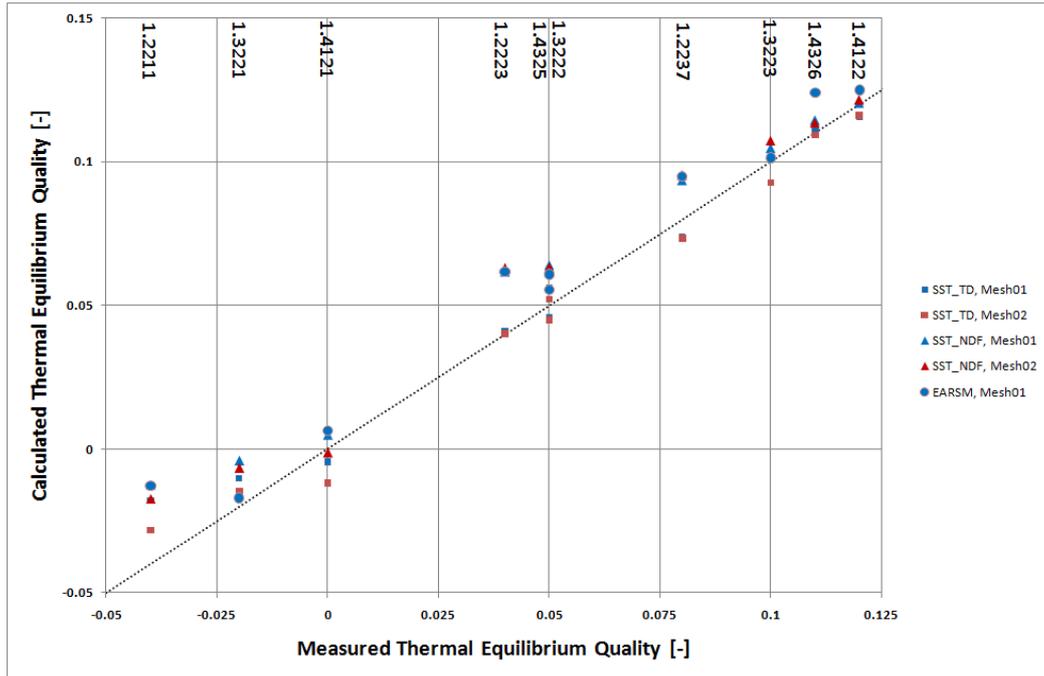


Abb. 70: Vergleich zwischen gemessener und berechneter thermodynamischer Qualität auf der Höhe $L_m=1.4m$.

Ein weiterer Vergleich wird in Abb. 70 gezeigt, in der die Werte der berechneten und der experimentell ermittelten thermodynamischen Qualität im Messquerschnitt bei $L_m=1.4m$ dargestellt werden. Für die Experimente des S1-Unterkanaals im PSBT-Benchmark wurde die Mischungsenthalpie mithilfe des Drucks und der Dichte bestimmt, da die Temperatur im Messquerschnitt nicht verfügbar ist. Durch diese Parameter und mit Hilfe der Dampftafel konnte somit die Temperatur in der Messebene bestimmt werden. Temperatur und Druck wurden dann benutzt, um letztendlich die Mischungsenthalpie zu berechnen. Nachdem die Mischungsenthalpie bestimmt ist und Flüssigkeits- sowie Dampfenthalpie (h_l bzw. h_g) durch die Annahme von Sättigungseigenschaften bei gegebener Strömungstemperatur berechnet werden können, wird das thermische Gleichgewicht durch folgende Formel berechnet:

$$x = (h_{mixture} - h_L) / (h_G - h_L) \quad (63)$$

wobei zur Bestimmung der numerischen Werte für die Enthalpie diese über den Querschnitt des S1-Unterkanaals gemittelt wurde. Die Streuung in Abb. 70 ist weniger stark ausgeprägt und bei genauerer Betrachtung der Ergebnisse auf Gitter 2 zeigt sich, dass die Übereinstimmung der numerisch und experimentell ermittelten thermodynamischen Qualität, mit Ausnahme der PSBT-Testfälle mit einem niedrigen Dampfvolumenteil (1.2211 und 1.3221), recht gut ist.

Weitere qualitative Vergleiche zwischen berechneter und gemessener Verteilung des Volumendampfanteils im Querschnitt ist in Abb. 71, Abb. 72 und Abb. 73 für drei repräsentative Fälle der PSBT-Testmatrix mit zunehmender Dampfproduktion gegeben. In Abb. 71 zeigt sich, dass die drei unterschiedlichen CFD-Konfigurationen zu drei deutlich unterschiedlichen Verteilungen des Dampfvolumentanteils im Unterkanal-Querschnitt führen. Leider ist die Auflösung der CT-Bilder bezüglich dieser physikalischen Größe so schlecht, dass kein sinnvoller Vergleich zwischen Simulation und Experiment vorgenommen werden kann. In den CFD-Ergebnissen wird aber deutlich, dass die Berücksichtigung der lateralen Auftriebskraft beim SST-Turbulenzmodell (keine Sekundärströmung im Querschnitt des Unterkanals) zu einer Akkumulation des Dampfvolumentanteils entlang der beheizten Wand und am engsten Querschnitt zwischen den Heizstäben führt, während die mit Hilfe des EARSM-Turbulenzmodells berechneten Sekundärströmungen zu einem deutlich anderen Geschwindigkeitsfeld und zu einer deutlich anderen Verteilung des Dampfvolumentanteils im S1-Querschnitt führt. Letztere zeichnet sich durch ein Maximum in der Mitte der beheizten Oberfläche aus (hier liegt der Staupunkt der Sekundärströmung) und durch eine stärkere Vermischung des produzierten Dampfes im Zentrum der Unterkanalgeometrie.

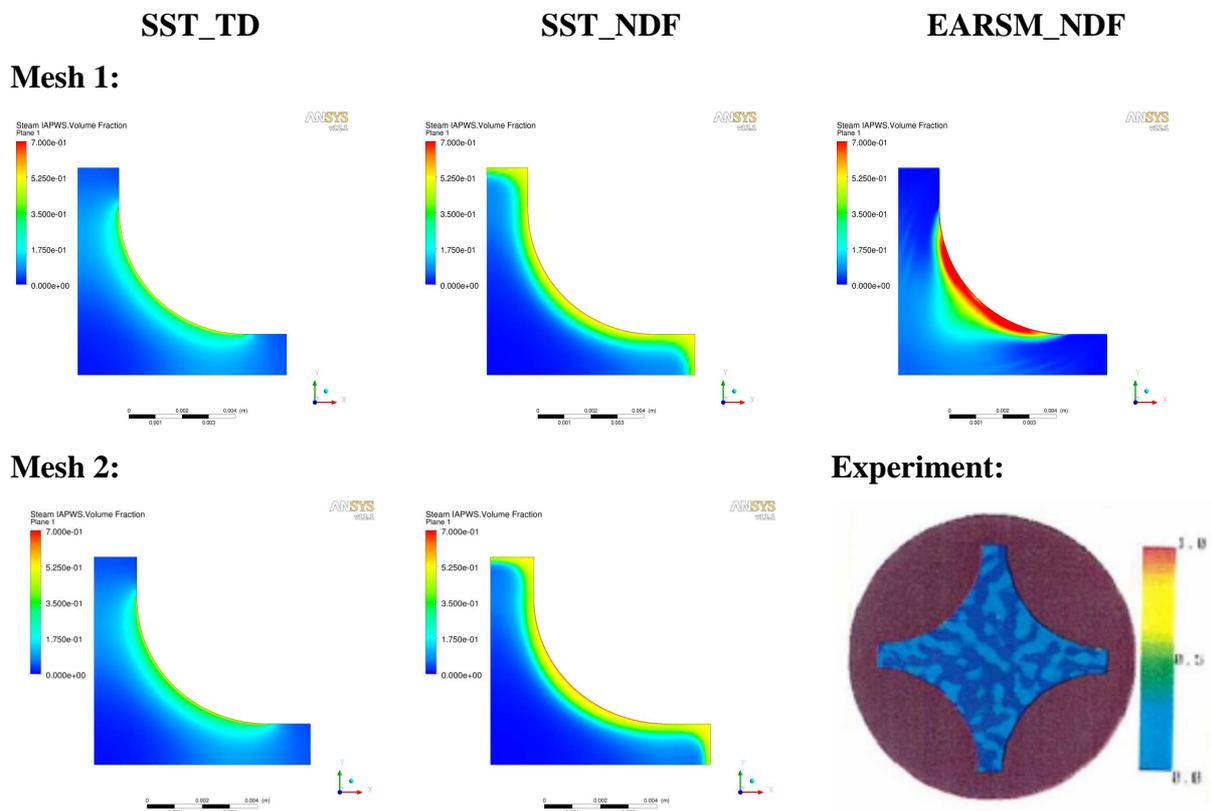


Abb. 71: Vergleich für den querschnittsgemittelten Dampfvolumentanteil für den Fall 1.2211 auf der Höhe $L_m=1.4m$.

Mit zunehmender Dampfproduktion im PSBT-Testfall 1.2237 (s. Abb. 72) nimmt auch der Dampfanteil in den engsten Querschnitten zwischen den Heizstäben für alle drei CFD-Konfigurationen zu und ist am stärksten für das SST-Turbulenzmodell bei Berücksichtigung

von Nichtwiderstandskräften im Zwischenphasen-Impulsaustausch ausgeprägt. Die Rechnung mit der SST-NDF-Konfiguration führt aufgrund der Auftriebskräfte zu einem fast dampffreien Zentrum des Unterkanals. Das Ergebnis aus dem EARSM-Turbulenzmodell weist einen sehr viel höheren Dampfvolumenteil an der beheizten Oberfläche auf und die Sekundärströmung führt wiederum zu einer stärkeren Vermischung des produzierten Dampfes mit dem Zentrum des Unterkanals. Der höhere Dampfvolumenteil in den engsten Querschnitten zwischen den Heizstäben scheint durch die experimentellen Daten bestätigt zu werden, aber leider kann keine genauere Beurteilung der Genauigkeit der Simulationen auf Basis der aus den 90-er Jahren stammenden CT-Bilder gemacht werden.

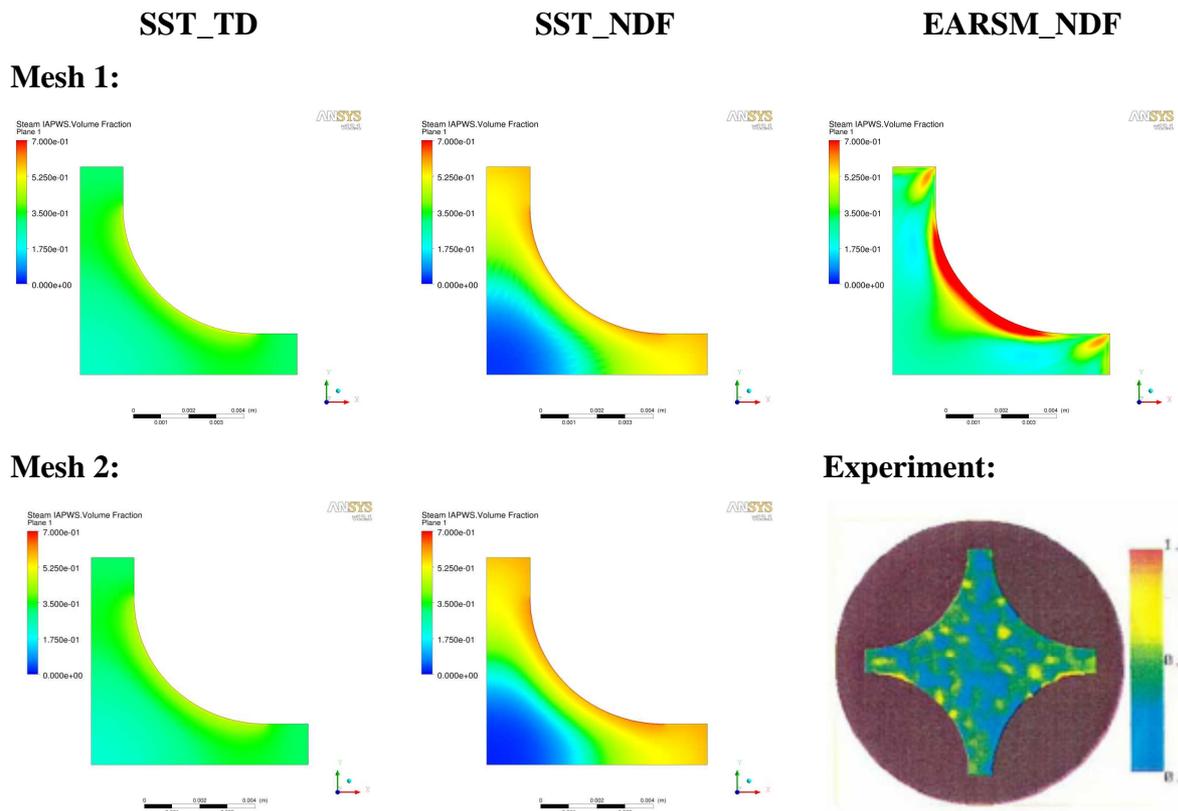


Abb. 72: Vergleich für den querschnittsgemittelten Dampfvolumenteil für den Fall 1.2237 auf der Höhe $L_m=1.4m$.

Dies scheint beim Testfall 1.4326 (Abb. 73) anders zu sein. Hier kann beobachtet werden, dass sich für den recht großen Dampfvolumenteil von $r_d=0.61$ die Strömung qualitativ ändert. Das im Experiment entstehende Maximum im Zentrum des S1-Unterkanals konnte mit keinem der drei CFD-Konfigurationen wiedergegeben werden. Der Grund für dieses Verhalten liegt in der starken Dampfblasen-Koaleszenz, in der Entstehung einer Pfropfenströmung und in der daraus resultierenden Änderung der Strömungsmorphologie, die mit dem hier benutzten Modellierungsansatz nicht wiedergegeben werden kann. Eine Änderung des Ansatzes in Richtung einer Modellierung, die die Entwicklung der Blasenpopulation und die starken Koaleszenzterme berücksichtigt, wäre notwendig und würde aufgrund der sich ändernden Richtung der lateralen Auftriebskräfte bei großen Blasen zu einer Vergrößerung des vorhergesagten Dampfvolumentails im Zentrum des Kanals führen. Die Rechtfertigung eines solchen Modellansatzes wäre recht schwach und dessen

Anwendung käme einer gezielten Anpassung des Modells auf diesen Fall nahe, da keine Informationen über die Strömungsmorphologie der PSBT-Testfälle aus den Experimenten vorliegen und da die Vorhersagefähigkeit von Mehrphasen-CFD-Simulationen mit Änderung der Strömungsmorphologie generell noch nicht ausreichend ist.

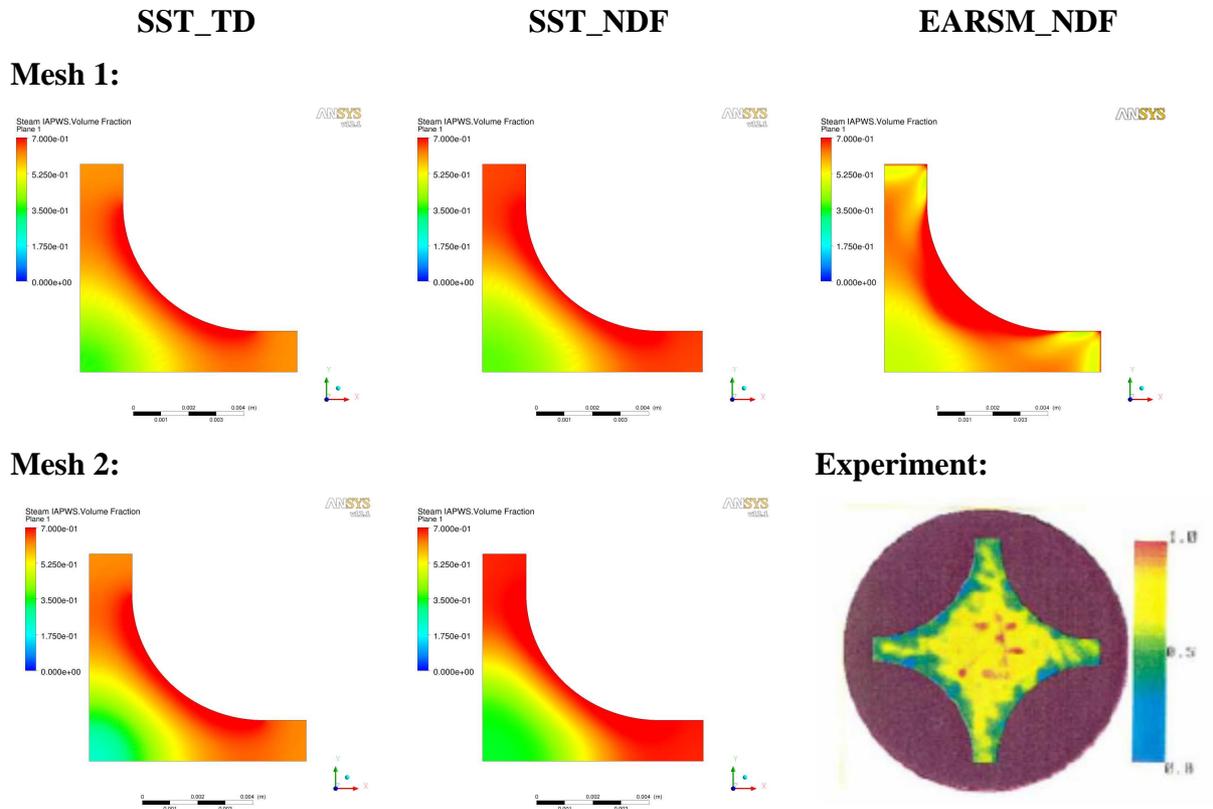


Abb. 73: Vergleich für den querschnittsgemittelten Dampfvolumenteil für den Fall 1.4326 auf der Höhe $L_m=1.4m$.

Letztendlich kann zusammengefasst werden, dass die Qualität der CT-Bilder für den Dampfvolumenteil im horizontalen Messquerschnitt leider nicht ausreichend ist, um einen geeigneten Modellierungsansatz für die vorliegende Anwendung bei der gegebenen starken Parametervariation zu identifizieren. Experimente mit einer deutlichen höheren räumlichen Auflösung des Dampfvolumentails sind für eine derartige Beurteilung nötig. Des Weiteren sind zusätzliche CT-Messungen entlang der Unterkanalachse notwendig um eine bessere Einsicht in den axialen Strömungsverlauf von Beginn des Blasensiedens bis zur Entstehung einer ausgeprägten Siedeströmung zu erhalten. Abgesehen von den auftretenden Unterschieden in der Querschnittsverteilung des Dampfvolumentails ist die Übereinstimmung des berechneten und gemessenen querschnittsgemittelten Dampfvolumentails sehr gut und in Bezug auf den noch enthaltenen Fehler in der gleichen Größenordnung wie Ergebnisse aus System- oder Unterkanal-Code-Berechnungen (z.B. mit AREVA's Unterkanal-Code COBRA-TF) , allerdings mit dem Vorteil eines genaueren Einblicks in den Impulstransport sowie in das Turbulenz- und Wandsiedeverhalten. Eine deutlich detailliertere Untersuchung ist daher notwendig um die Vorhersagegenauigkeit von CFD für Mehrphasenströmungen mit sich ändernder Strömungsmorphologie zu steigern.

5 Bereitstellung der CFD-Module für die Projekt-Verbundpartner

Im Berichtszeitraum wurden in ca. jährlichem Abstand drei Versionen von ANSYS CFX (13.0, 14.0 und 14.5) fertig gestellt und den Projektpartnern zur Verfügung gestellt. Mit Prototypen der Versionen 12.0 und 14.0 konnten auch die im Projekt aktuell neu entwickelten Modelle jeweils zu einem sehr frühen Zeitpunkt den Projektpartnern für eigene Modellvalidierungen und Modellweiterentwicklungen zugänglich gemacht werden. Interessierten Projektpartnern wurden darüber hinaus in regelmäßigen Abständen Vorabversionen der Software (Preview-Versionen von ANSYS CFX) zur Verfügung gestellt, um bereits in einem frühen Entwicklungsstadium eigene Tests und Anpassungen an eigenen Modellentwicklungen vornehmen zu können sowie um neue Möglichkeiten der Software bereits frühzeitig für eigene Arbeiten und Untersuchungen nutzen zu können. Diese Entwicklungen beziehen sich auf die Kopplung zwischen dem Wandsiede-Modell und der Wärmeleitung in Festkörper (CHT), die Kopplung zwischen dem Wandsiede-Modell und der Populationsbilanz-Methode MUSIG, die 2-phasige turbulente Wandbehandlung, die Erweiterung des Wandsiede-Modells in Bezug auf Siedeströmungen mit Dry-out und CHF sowie mehrere Korrelationen für Untermodelle des RPI-Wandsiede-Modells.

Darüber hinaus ist ANSYS CFX Gegenstand von permanenten Bemühungen, die Robustheit der Mehrphasenmodelle auf der Ebene der numerischen Lösungsverfahren zu verbessern. Die an den numerischen Algorithmen vorgenommenen Verbesserungen werden unmittelbar für die im Forschungsverbund untersuchten Mehrphasenströmungen wirksam und äußern sich für den Benutzer z.B. in größeren Zeitschritten bei transienten Mehrphasenströmungen bei unverändert gegebener Konvergenz der Lösung. Die Stabilität und Robustheit von Strömungen mit Impuls-, Wärme- und Stoffübergang konnte im Berichtszeitraum für viele Anwendungen verbessert werden, insbesondere durch die Verbesserung der Modellierung der Zwischenphasenkräfte.

Abschließend sei erwähnt, dass ANSYS Germany zum Beginn des Verbundprojektes für alle interessierten Doktoranden und Nachwuchswissenschaftler der Partnerprojekte eine kostenlose Schulung in ANSYS CFX, Geometrie- und Gittergenerierung durchgeführt hat, um den Kooperationspartnern die notwendigen Kenntnisse und Fertigkeiten im Umgang mit der CFD-Simulations-Software zu vermitteln und somit einen guten Projektstart zu ermöglichen.

6 Zusammenarbeit mit anderen Stellen

Das Forschungsvorhaben ist integraler Bestandteil des unter Führung der GRS gebildeten CFD-Verbunds Reaktorsicherheit (<http://cfd.grs.de>), an dem die GRS, ANSYS Germany, das HZDR und das KIT, die FH Görlitz-Zittau, die TU München, die Universität Stuttgart und weitere Partner aus dem hier vorgestellten Forschungskooperationsvorhaben beteiligt sind. Die regelmäßig stattfindenden Arbeitstreffen des CFD-Verbunds Reaktorsicherheit haben ein breites nationales und internationales Interesse gefunden und werden von Vertretern des TÜV Süd, TÜV Nord, von AREVA, vom NRG in den Niederlanden, dem IRSN in Frankreich sowie von Vattenfall in Norwegen mit Beobachterstatus besucht.

Im Berichtszeitraum wurden mehrere Studenten betreut, die bei ANSYS Germany ihre Diplomarbeit, kleine und große Praktikumsbelege angefertigt haben. In den ihnen anvertrauten Aufgaben konnten sie praxisbezogene Einsicht in die physikalischen Phänomene bekommen, die in einem primären Kühlkreissystem eines Kernreaktors stattfinden. Besonders produktiv war die Zusammenarbeit in diesem Bereich mit der TU Dresden, Lehrstuhl für Strömungsmechanik von Prof. Dr. J. Fröhlich. Von diesem Lehrstuhl haben die Studenten Michel Schümichen und Benjamin Krull ein Praktikum bei ANSYS Germany absolviert.

Im Rahmen des Projektes hat ANSYS Germany auch auf einem Forschungsseminar des Lehrstuhls für Thermodynamik von Prof. Sattelmeyer der TU München einen Vortrag gehalten und es wurde über eine Fortsetzung der Forschungsarbeiten auf dem Gebiet siedender Strömungen mit Beteiligung dieses Lehrstuhls diskutiert.

Die Arbeiten im Berichtszeitraum im Hinblick auf eine fortschreitende Qualifizierung von ANSYS CFX und eine Weiterentwicklung und Validierung der implementierten Mehrphasenmodelle konzentrierten sich auf Wasser-Wasserdampf-Strömungen bei hohem Druck und hoher Temperatur unter Berücksichtigung von Phasenübergangsprozessen (Kondensation und Verdampfung). Im Rahmen dieser Arbeiten konnten die Mehrphasenmodelle für monodisperse und polydisperse Blasenströmungen und Pfropfenströmungen anhand detaillierter Versuche an der ROFEX-Versuchsanlage, aus dem PSBT- und MATIS-H-Benchmark sowie den weiteren untersuchten Testfällen aus der internationalen Fachliteratur umfassend validiert werden. In den durchgeführten Entwicklungsarbeiten wurden das RPI-Wandsiedemodell und dessen Erweiterungen zur Kopplung mit CHT und dem MUSIG-Modell für Strömungen mit starken Phasenwechselwirkungen und Phasenübergangsprozessen in ANSYS CFX implementiert und anhand geeigneter Testfälle validiert. Mit den nun zur Verfügung stehenden Modellen und den implementierten Erweiterungen der Gültigkeitsbereiche des RPI-Wandsiedemodells wird das Anwendungsspektrum von ANSYS CFX für viele typische Anwendungsfälle in der Reaktorsicherheitsforschung erweitert und die Benutzerfreundlichkeit der Software weiterhin entscheidend verbessert.

Zusammenfassend kann eingeschätzt werden, dass die Zweiphasenmodelle im CFD-Simulationsverfahren ANSYS CFX durch die in enger Zusammenarbeit mit experimentell arbeitenden Forschungsgruppen ausgeführten Modellentwicklungen und die Modellvalidierung entscheidend in ihrer Genauigkeit, Robustheit und Vorhersagekraft für Anwendungen der Reaktorsicherheitsforschung verbessert werden konnten. Darüber hinaus sind die resultierenden Mehrphasenströmungsmodelle auf komplexere Anwendungsfälle und andere Anwendungsgebiete übertragbar. Ein zukünftiger Schwerpunkt wird in der Weiterentwicklung und Validierung von Turbulenzmodellen für Mehrphasenströmungen insbesondere für Strömungen mit ausgeprägt dreidimensionalem Charakter gesehen. Und nicht zuletzt bedürfen die Ansätze zur Kopplung von CFD-Verfahren mit eindimensionalen Systemcodes und Neutronenkinetikcodes einer konsequenten Weiterverfolgung.

7 Danksagung

Das diesem Bericht zugrunde liegende Forschungsvorhaben der ANSYS Germany GmbH wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF) unter dem Förderkennzeichen 02NUK010G gefördert. Für die erwiesene finanzielle und inhaltliche Unterstützung dieses Forschungsvorhabens bedanken wir uns hiermit beim BMBF und bei der KIT-Forschungsbetreuung.

Wir möchten uns des Weiteren ausdrücklich für die gute Zusammenarbeit mit unseren Forschungskooperationspartnern beim Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR), Institut für Fluidynamik bedanken. Unser Dank gilt hierbei insbesondere Dr. E. Krepper, Dr. D. Lucas, Dr. Th. Höhne, Dr. R. Rzehak, Dr. U. Hampel, F. Barthel und R. Frank sowie allen Mitarbeitern des ROFEX-Versuchsstand-Teams für die vielen tiefgreifenden und weiterführenden fachlichen Diskussionen, die Bereitstellung der ROFEX-Versuchsdaten für die CFD-Modell-Validierung, den intensiven Meinungs- und Erfahrungsaustausch sowie den aktiven Anteil des HZDR an der Weiterentwicklung der Mehrphasenmodellierung in der ANSYS CFD-Software.

Allen hier nicht explizit namentlich erwähnten Forschungs- und Kooperationspartnern des von der GRS koordinierten CFD-Verbunds Kernreaktorsicherheitsforschung danken wir ausdrücklich für die langjährige, intensive und erfolgreiche Zusammenarbeit bei der Weiterentwicklung der physikalischen Modellierung und der CFD-Verfahren zur Berechnung 3-dimensionaler Strömungen in der Reaktortechnik und Kernreaktorsicherheitsforschung

8 Veröffentlichungen

- T. Frank, C. Lifante, A. Burns, A., E. Krepper, R. Rzehak. *Development and validation of the wall boiling modell in ANSYS CFD* 8th FZD & ANSYS Short Course and Workshop "Multiphase Flow - Simulation, Experiment and Applications", 22.-24.06.2010, Dresden, Deutschland
- T. Frank, P. Beckstein, C. Lifante, A. Burns. *Prediction of Subcooled Wall Boiling in a Heated Annulus including Conjugate Heat Transfer in the central heated rod*. 7th International Conference on Multiphase Flow. ICMF 2010. May 2010. Tampa, FL. USA.
- C. Lifante, T. Frank, A.D. Burns, D. Lucas and E. Krepper. *Prediction of Polydisperse Steam Bubble Condensation in Sub-Cooled Water using the Inhomogeneous MUSIG Model*. CFD4NRS 2010. 2010. Washington D.C., USA.
- D. Lucas, T. Frank, C. Lifante, P. Zwart, A. Burns. *Extension of the inhomogeneous MUSIG modell for bubble condensation*. Nuclear Engineering and Design. Vol. 241. 2011. pp. 4359-4367.
- C. Lifante, T. Frank, A. Burns, D. Lucas, E. Krepper, *Prediction of Polydisperse Steam Bubble Condensation in Sub-Cooled Water using the Inhomogeneous MUSIG Model*. Jahrestreffen der ProcessNet-Fachausschüsse Computational Fluid Dynamics Und Wärme- und Stoffübertragung. 2010. Hamburg, Germany.
- C Lifante, T. Frank, F. Reiterer. *Polydisperse Wall Boiling Modelling and Validation*. CFD Verbund für Nuklearreaktorsicherheit. Garching 2011.
- C. Lifante. *Wall boiling modelling in ANSYS CFD. State of the art, CFD modell validation & applications*. Thermodynamisches Seminar. 2011. TUM, Garching, Germany.
- E. Krepper, R. Rzehak, C. Lifante and T. Frank. *CFD for subcooled flow boiling: Coupling wall boiling and population balance modells*. Nuclear Engineering and Design. 2012. In press.
- C. Lifante, F. Reiterer, Th. Frank and A. Burns. *Coupling of Wall Boiling with discrete Population Balance*. NURETH 14. 2011. Toronto, Canada.
- T. Frank, F. Reiterer, C. Lifante. *Investigation oft he PWR subchannel void distribution benchmark (OECD/NRC PSBT Benchmark) using ANSYS CFX*. NURETH 14. 2011. Toronto. Canada.
- C. Lifante, B. Krull, T. Frank. *Investigations on Single-Phase Flows on Rod Bundles*. CFD Verbunf für Nuklearreaktorsicherheit. 2012, Garching, Germany.

- E. Krepper, R. Rzehak C. Lifante, T. Frank. *CFD modell of Wall boiling including a population balance modell*. CFD4NRS 2012. 2012. Dajeon, Korea.
- C. Lifante, B. Krull, Th. Frank, R. Franz and U. Hampel. *Rod Bundle Investigations, CFD Single-Phase Numerical Simulations*. CFD4NRS 2012. 2012. Dajeon, Korea.
- T. Frank,, S. Jain, A.A. Matzushenko, A. V. Garbaruk. *The OCDE/NEA MATIS-H Benchmark- CFD analysis of water flow through 5x5 rod bundle with spacer grids using ANSYS Fluent und ANSYS CFX*. CFD4NRS 2012. 2012. Dajeon, Korea.
- C. Lifante, F. Reiterer, T. Frank, T. Frank. *Coupling of Wall Boiling with Discrete Population Balance Model*. Journal of Computational Multiphase Flows. Vol. 4, Num. 3. 2012.
- C. Lifante, B. Krull, T. Frank, R. Franz and U. Hampel. *CFD-Modeling of turbulent flows in rod bundle and comparison to experiments*. Kerntechnik Sonderheft: KTG CFD-Modeling of Boiling Processes.
- R.Rzehak, E. Krepper; Lifante, C. *Comparative study of wall-force modells for the simulation of bubbly flows*. Nuclear Engineering and Design. 2012. Publikation eingereicht.

9 Literaturnachweis

- ANSYS. (2011). *ANSYS CFX 14 Theory users manual*. Canonsburg, USA: Ansys Inc.
- Bartolomej, G. (1982). An experimental investigation of true volumetric vapour content with subcooled boiling in tubes. *Thermal Engineering*, 29(3).
- Burns, A., Frank, T., Hamill, I., & Shi, J. (2004). Double Averaged Turbulence Modeling in Eulerian Multi-phase Flows. *FZR and ANSYS Germany joined Workshop on Multiphase Flows*, 28-30.
- Casey, M. and Wintergerst, T. 2000. *Quality and trust in industrial CFD – best practice guidelines*. s.l. : ERCOFTAC Special Interest Group on “Quality and Trust in Industrial CFD”, Sulzer Innotec, Fluid Dynamics Laboratory, 2000.
- Chang, S. K., et al. (2008). Phenomenological investigations on the turbulent flow structures in a rod bundle array with mixing devices. *Nucl. Eng. Design*, Vol. 238. 2008, pp. 600-609.
- Chang, S.-K., Kim, S. and Song, C.-H. (2012). *OECD/NEA-MATiS-H Rod Bundle CFD Benchmark Exercise Test*. s.l. : CFD4NRS-4, Conference on Experimental Validation and Application of CFD and CMFD Codes in Nuclear Reactor Technology, OECD/NEA and IAEA Workshop, 10.-12. September 2012, Daejeon, South Korea, 2012.
- Cole, R. (1960). A photographic study of pool boiling in the region of CHF. *AIChEJ*, 6, 533-542.
- Dominguez-Ontiveros E. et al.(2012) *Experimental Study of a Simplified 3 x 3 Rod Bundle using DPIV*. *CFD4NRS-4*. Dajeon, Korea. 10-12 September 2012.
- Egorov, Y., Menter, F. (2004). *Experimental implementation of the RPI boiling modell in CFX-5.6*. Otterfing: Technical Report ANSYS / TR-04-10.
- Frank, T. (2005). *Progres in the numerical simulation (CFD) of 3-dimensional gas-liquid multiphase flows*. 1-18.
- Frank Th., Zwart P.J., Krepper E., Prasser H.-M., Lucas D. (2008): "Validation of CFD modells for mono- and polydisperse air-water two-phase flows in pipes", *J. Nuclear Engineering & Design (NED)*, Vol. 238, pp. 647-659, March 2008
- Frank Th. (2010) *Development and Validation of Multiphase Models in ANSYS CFD*. Lecture 20. Multiphase Flow Course. ETH Zürich.
- Frank T., Jain S., Matyushenko A.A., Garbaruk A.V (2012). *The OECD/NEA MATiS-H Benchmark – CFD Analysis of Water Flow through a 5x5 Rod Bundle with Spacer Grids using ANSYS Fluent and ANSYS CFX*. *CFD4NRS-4*. Dajeon, Korea. 10-12 September 2012.
- Fritz W. (1935). *Phys. Z.* 36, 379, 1935
- Hibiki, T. Ishii M (2003). "Active nucleation site density in boiling systems". *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol 46.pp 2587-2601. 2003.
- Hoyer, N. (1998) *Calculation of Dryout and post-dryout heat transfer for tube geometry*. *International Journal of Multiphase Flow*. 1998, Vol 24. N. 2. Pp 319-334.
- Kang, H. S., Chang, S. K. and Song, C.-H. (2010). *CFD analysis of the MATiS-H experiments on the turbulent flow structures in a 5x5 rod bundle with mixing devices*, *Proc. CFD4NRS-3, Washington D.C., USA, Sept. 12-14, 2010*. 2010. p. 10.

- Kocamustafaogullari G. (1983). “*Pressure dependence of bubble diameter for Water*”. Int. Comm. Heat Mass Transfer. Vol 10, pp 501-509.
- Kocamustafaogullari, G., Ishii, M. (1983). *Interfacial area and nucleation site density in boiling systems*. Int. J. Heat Mass Transfer, 26, 1377.
- Koncar and Krepper E. (2008), “*CFD simulation of convective flow boiling of refrigerant in a vertical annulus*,” Nuclear Engineering and Design, vol. 238, pp. 693-706, 2008.
- Krepper, E., Lucas, D., Frank, T., Prasser, H.-M., Zwart, P. (2008). *The inhomogenous MUSIG modell for the simulation of polydispersed flows*. Nuclear Engineering and Design (NED), 238, 1690-1702.
- Krepper E., Lucas D., and Schmidtke M., (2010) “*Modelling of Turbulence in Bubbly Flows*,” Proceedings of the 7th International Conference on Multiphase Flow, Tampa, 2010.
- Kurul, N., Podowski, M. (1991). *On the modelling of multidimensional effects in boiling channels*. 27th National Heat Transfer Conference. Minneapolis.
- Lee T.-H., Yun B.-J., Park G.-C., Hibiki T., Kim S.-O. (2008): “*Local flow structure of subcooled boiling flow of water in a heated annulus*”, Proceedings of the 16th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-16), May 11-15, 2008, Orlando, Florida, USA, Paper No. ICONE16-48170, pp. 12.
- Lee T.-H., Park G.C., Lee D.J.: (2002) „*Local flow characteristics of subcooled boiling flow in a vertical concentric annulus*“, International J. Multiphase Flows, Vol. 28, pp. 1351-1386.
- Lee T.-H., Yun B.-J., Park G.-C., Hibiki T., Kim S.-O.: (2008) “*Local flow structure of subcooled boiling flow of water in a heated annulus*”, Proceedings of the 16th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-16), May 11-15, 2008, Orlando, Florida, USA, Paper No. ICONE16-48170, pp. 12
- Lemmert, M., & Chawla, J. M. (1977). *Influence of flow velocity on surface boiling heat transfer coefficient*. Heat Transfer and Boiling (Eds. E. Hahne and U. Grigull), Academic Press.
- Lifante C., Frank, T. Burns A., Lucas D., and Krepper E., “*Prediction of Polydisperse Steam Bubble Condensation in Sub-Cooled Water using the Inhomogeneous MUSIG Model* .,” Proceedings of the 7th International Conference on Multiphase Flow, Tampa, FL, 2010.
- Lifante C., Reiterer F., Frank T. , Burns A.. *Coupling of Wall Boiling with discrete Population Balance*. NURETH 14. 2011. Toronto, Canada.
- Lucas, D., Beyer, M., Frank, T., Zwart, P., & Burns, A. (2009). *Condensation of Steam Bubbles Injected into Sub-cooled Water*. 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, 1-13.
- Luo, S., & Svendsen, H. (1996). *Theoretical Modellfor Drop and Bubble Breakup in Turbulent Dispersions*. AIChE Journal, 42, 1225 -1233.
- Mahaffy, J. 2010. Development of Best Practice Guidelines for CFD in Nuclear Reactor Safety. *Nuclear Engineering & Technology, Vol. 42, No. 4*. 2010
- Menter, F. (1994). *Two-equation eddy-viscosity turbulence modells for engineering applications*. AIAA Journal, 32(8), 1598 - 1605.
- Menter, F. (2002). *CFD Best Practice Guidelines for CFD Code Validation for Reactor-Safety Applications*. ECORA.
- Menter F. (1993). “*Multiscale modell for turbulent flows*”, In 24th Fluid Dynamics Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1993.

- Mikic, B. B., & Rohsenow, W. M. (1969). *A new correlation of pool boiling data including the fact of heating surface characteristics*. ASME J. Heat Transfer, 91, 1969.
- NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties Database (REFPROP): Version 9.0. [Online]. <http://www.nist.gov/srd/nist23.cfm>
- Nylund, O. (1967) *Measurements of hydrodynamic characteristics, instability thresholds, and burnout limits for 6-rod clusters in natural and forced circulation / FRIGG Loop Project*. (FRIGG-1). – Forschungsbericht
- OECD/NEA. 2011. *MATiS-H Benchmark - Final Benchmark Specifications*, pp. 44. 2011.
- Prince, M. a. (1990). *Bubble Coalescence and Break-Up in Air-Sparged Bubble Columns*. AIChE Journal, 36, Bubble Coalescence and Break-Up in Air-Sparged Bubble Columns.
- Ranz, W.E. and Marshall, W.R., Chem. Eng. Prog. 48(3), p. 141, 1952.
- Roy R.P., Kang S, Zarate J.A. , and Laporta A., "Turbulent subcooled boiling flow - Experiments and simulations," Journal of Heat Transfer, vol. 124, no. February 2002, pp. 73-93, 2002.
- Rubin A. and Avramova A., "Summary Record of the OECD/NRC Benchmark based on NUPEC PWR Sub-channel and Bundle Tests (PSBT), First Workshop (PSBT-1), Pisa, Italy, April 12-13, 2010," Nuclear Science Committee and Committee on the Safety of Nuclear Installations, NEA/NSC/DOC (2010), pp. 16, June 2010.
- Rzehak R., Krepper E.. (2012= CFD for subcooled flow boiling: Parametric Variations. Nuclear Engineering and Design. In press.
- Schümichen M. (2009) *Numerische Simulation des unterkühlten Blasensiedens der Strömung entlang eines Brennstabbündels*. Interdisziplinäre Projektarbeit bei ANSYS.
- Song, C.-H. and Lee, J. R. 2012. *OECD/NEA-KAERI Rod Bundle CFD Benchmark Exercise on Turbulent Mixing in a Rod Bundle with Spacers (MATiS-H) - Status Report on Experiments*. s.l.: Open Meeting for CFD Benchmark Exercise, OECD/NEA Headquarter, 30. May 2012, Paris, France, 2012
- Tolubisnki, V. I., & Kostanchuk, D. (1970). Vapour bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling. *4th International Heat Transfer Conference*. Paris
- Tomiyama A., Sou A., Zun I., Kanami N., Sakaguchi T.: "Effect of Eotvos number and dimensionless liquid volumetric flux on lateral motion of a bubble in a laminar duct flow", *Advances in Multiphase Flow*, p. 3-5, Elsevier Science (1995)
- Tomiyama, A. (1998). Struggle with computational bubble dynamics. *International Conference in Multiphase Flow*, (S. 1-18). Lyon, France.
- Tomiyama A., "Progress in computational bubble dynamics," Proceedings of the Workshop on Multiphase Flows 2009, Dresden, 2009.
- H.C. Unal."Maximum bubble diameter, maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7MN/m²". Int. J. Heat Mass transfer. Vol 19, pp 643-649. 1976.
- O. Zeitoun, M. Shoukri. "Axial void fraction profile in low pressure subcooled flow boiling". Int J. Heat Mass Transfer. Vol 40. N 4. pp 869-879.1997