

HZDR-032

ENTWICKLUNG UND VALIDIERUNG VON MODELLEN FÜR BLASENKOALESZENZ UND -ZERFALL

Y. Liao, D. Lucas

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-032 · ISSN 2191-8708

**WISSENSCHAFTLICH-
TECHNISCHE BERICHTE**

hZDR



**HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF**

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-032
Februar 2013

Y. Liao, D. Lucas

**ENTWICKLUNG UND VALIDIERUNG
VON MODELLEN FÜR BLASENKOALESZENZ
UND -ZERFALL**

HZDR

 **HELMHOLTZ**
| ZENTRUM DRESDEN
| ROSSENDORF

Abschlussbericht / Final Report

Reaktorsicherheitsforschung-Vorhaben-Nr./
Reactor Safety Research-project No.:

150 1348

Vorhabentitel: **Entwicklung und Validierung von Modellen für
Blasenkoaleszenz und -zerfall**

Project Title: **Development and Validation of models for bubble
coalescence and breakup**

Autoren / Author(s): **Y. Liao, D. Lucas**

Dienststelle der Autoren /
Performing Organisation: **Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
Institut für Sicherheitsforschung**

Berichtsdatum / Publication
Date: **Februar 2013**

Berichts-Nr. / Report-No.: **HZDR-032**



Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie unter dem Förderkennzeichen 150 1348 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

Kurzfassung

Ein neues, verallgemeinertes Modell für Blasenkoaleszenz und -zerfall wurde entwickelt. Es basiert auf physikalischen Überlegungen und berücksichtigt verschiedene Mechanismen, die zu Blasen-koaleszenz und -zerfall führen können. In einer ausführlichen Literaturrecherche wurden zunächst die verfügbaren Modelle zusammengestellt und analysiert. Es zeigte sich, dass viele widersprüchliche Modelle veröffentlicht wurden. Keins dieser Modelle erlaubt die Vorhersage der Entwicklung der Blasengrößenverteilungen entlang einer Rohrströmung für einen breiten Bereich an Kombinationen von Volumenströmen der Gas- und der Flüssigphase.

Das neue Modell wurde ausführlich in einem vereinfachten Testsolver untersucht. Dieser erfasst zwar nicht alle Einzelheiten einer sich entlang des Rohres entwickelten Strömungen, erlaubt aber im Gegensatz zu den CFD-Simulationen eine Vielzahl von Variationsrechnungen zur Untersuchung des Einflusses einzelner Größen und Modelle. Koaleszenz und Zerfall kann nicht getrennt von anderen Phänomenen und Modellen, die diese widerspiegeln, betrachtet werden. Es bestehen enge Wechselwirkungen mit der Turbulenz der Flüssigphase und dem Impulsaustausch zwischen den Phasen. Da die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ein direkter Eingangsparameter für das neue Modell ist, wurde die Turbulenzmodellierung besonders genau untersucht.

Zur Validierung des Modells wurde eine TOPFLOW-Experimentalserie zur Luft-Wasser-Strömungen in einem 8 m langen DN200-Rohr genutzt. Die Daten zeichnen sich durch eine hohe Qualität aus und wurden im Rahmen des TOPFLOW-II-Vorhabens mit dem Ziel eine Grundlage für die hier vorgestellten Arbeiten zu liefern, gewonnen. Die Vorhersage der Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs konnte im Vergleich zu den bisherigen Standardmodellen für Blasenkoaleszenz und -zerfall in CFX deutlich verbessert werden. Einige quantitative Abweichungen bleiben aber bestehen.

Die vollständigen Modellgleichungen sowie eine Implementierung über „User-FORTRAN“ in CFX stehen zur Verfügung zur Verfügung und können für weitere Arbeiten zur Simulation polydisperser Blasenströmungen genutzt werden.

Abstract

A new generalized model for bubble coalescence and breakup has been developed. It is based on physical considerations and takes into account various mechanisms that can lead to bubble coalescence and breakup. First, in a detailed literature review, the available models were compiled and analyzed. It turned out that many of them show a contradictory behaviour. None of these models allows the prediction of the evolution of bubble size distributions along a pipe flow for a wide range of combinations of flow rates of the gas and the liquid phase.

The new model has been extensively studied in a simplified Test-Solver. Although this does not cover all details of a developing flow along the pipe, it allows - in contrast to a CFD code - to conduct a large number of variational calculations to investigate the influence of individual sizes and models. Coalescence and breakup cannot be considered separately from other phenomena and models that reflect these phenomena. There are close interactions with the turbulence of the liquid phase and the momentum exchange between phases. Since the dissipation rate of turbulent kinetic energy is a direct input parameter for the new model, the turbulence modelling has been studied very carefully.

To validate the model, a special experimental series for air-water flows was used, conducted at the TOPFLOW facility in an 8-meter long DN200 pipe. The data are characterized by high quality and were produced within the TOPFLOW-II project. The test series aims to provide a basis for the work presented here. Predicting the evolution of the bubble size distribution along the pipe could be improved significantly in comparison to the previous standard models for bubble coalescence and breakup implemented in CFX. However some quantitative discrepancies remain.

The full model equations as well as an implementation as "User-FORTRAN" in CFX are available and can be used for further work on the simulation of poly-disperse bubbly flows.

Inhalt

1.	Einleitung	10
1.1	Ziel und Einordnung der Arbeiten	10
1.2	Ausgangssituation und Ablauf des Vorhabens	11
1.3	Einzelaufgaben	13
2.	Wissenschaftlicher Stand bei Vorhabensbeginn	14
2.1	Das Inhomogene MUSIG-Modell	14
2.2	Koaleszenzmodelle	15
2.3	Zerfallsmodelle	18
2.4	Schlussfolgerungen für die Modellierung von Blasenkoaleszenz und -zerfall	20
3.	Das neu entwickelte, verallgemeinerte Modell für Blasenkoaleszenz und –zerfall	21
3.1	Koaleszenzfrequenz	21
3.1.1	Kollisionsfrequenz	22
3.1.2	Effizienz der Koaleszenz	23
3.1.3	Zusammenfassung des neuen Modells für Blasenkoaleszenz	25
3.2	Zerfallsfrequenz	26
3.3	Eigenschaften des neuen Modells	29
4.	Validierung des neuen Modells	36
4.1	Validierungsstrategie	36
4.2	Modelle für Blasenkräfte und Zweiphasenturbulenz	39
4.3	Test des Modells im Mehrblasenklassen-Testsolver	41
4.3.1	Erweiterungen	42
4.3.2	Implementierung und Test von Koaleszenz- und Zerfallsmodellen aus der Literatur	43
4.3.3	Implementierung und Test des neuen Modells	47
4.4	Validierung des neuen Modells in ANSYS-CFX	52
5.	Zusammenfassung	63
6.	Literatur	65
7.	Verzeichnisse	67
7.1	Formelzeichen und Abkürzungen	67
7.2	Abbildungen	71
7.3	Tabellen	73
8.	Anhang: Veröffentlichungen im Rahmen des Vorhabens	74
8.1	Zeitschriften	74
8.2	Konferenzbeiträge	74

1. Einleitung

Dieser Bericht wurde entsprechend den Vorgaben für Abschlussberichte für vom BMWi geförderte Vorhaben erstellt. Die Ergebnisse der Arbeiten sind in der Dissertationsschrift von Frau Yixiang Liao sowie in verschiedenen Publikationen ausführlich dargestellt. Daher wird hier nur ein Überblick über die im Vorhaben durchgeführten Arbeiten und die erzielten Ergebnisse gegeben.

1.1 Ziel und Einordnung der Arbeiten

Das Gesamtziel des in diesem Bericht dargestellten Vorhabens bestand darin, einen Beitrag zur Ertüchtigung von CFD-Verfahren für Zweiphasenströmungen zu liefern. Es ordnete sich in das strategische Ziel der Reaktorsicherheitsforschung, CFD-Modelle für die Berechnung sicherheitsrelevanter Strömungsvorgänge in den Kernkraftwerken mit Leichtwasserreaktoren bereitzustellen, ein. Der Schwerpunkt dieses Vorhabens lag dabei in der Entwicklung und dem Test geeigneter Schließungsmodelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall. Diese haben einen erheblichen Einfluss auf die Entwicklung der Struktur der Zweiphasenströmung und damit auf sicherheitstechnisch relevante Parameter.

Durch dreidimensionale Strömungseigenschaften geprägte Zweiphasenströmungen im Primärkreislauf können einen entscheidenden Einfluss auf die Kühlmittel- und Notkühlwasserströme und damit letztlich auf die Kühlbarkeit des Reaktorkerns haben. Bisher erfolgt der thermohydraulische Teil von Sicherheitsbetrachtungen meist mit eindimensionalen Systemcodes. Eine sichere Auslegung sowie zuverlässige Störfallanalysen für Kernreaktoren werden dadurch gewährleistet, dass komponentenspezifische Korrelationen in diese Simulationstools integriert wurden. Diese wurden in zumeist großskaligen Experimenten für die jeweiligen Geometrien des betrachteten Strömungsgebiets gewonnen. Da sie den dreidimensionalen Charakter der Strömung nicht widerspiegeln können, sind sie aber nur sehr begrenzt übertragbar. Für veränderte Geometrien oder auch nur veränderte Strömungsbedingungen werden im Allgemeinen neue 1:1 skalierte Experimente benötigt. Da CFD-Codes zum einen die dreidimensionale Strömung auf Grundlage der Erhaltungsgleichungen simulieren und zum anderen auf Schließungsmodellen für lokale Strömungseigenschaften beruhen, sind sie weit universeller einsetzbar und vor allem auf verschiedene Skalen und Geometrien übertragbar. Daher besteht international die Tendenz, verstärkt solche Tools für spezielle Sicherheitsbetrachtungen für Kernreaktoren zu nutzen. Ein weiterer Grund für die Notwendigkeit CFD-Codes für die nukleare Sicherheitsforschung zu qualifizieren, resultiert aus der allgemeinen Forderung, dass sie stets den aktuellen Stand von Wissenschaft und Technik berücksichtigen sollte.

Während CFD-Codes für einphasige Strömungen bereits breite Anwendung in der Industrie für praxisrelevante Problemstellungen finden, steht ein entsprechender Einsatz für Zweiphasenströmungen erst am Anfang. Die Ursache liegt in der komplexen Struktur der Phasengrenzfläche, die die Wechselwirkungen zwischen den Phasen wie Massen-, Impuls- und Energieaustausch bestimmt. Umgekehrt beeinflussen diese Wechselwirkungen natürlich auch die Struktur der Phasengrenzfläche. Es ist nicht möglich, das Rechengebiet so fein aufzulösen, dass alle

Feinheiten dieser Phasengrenzfläche in einer entsprechenden Simulation aufgelöst werden. Stattdessen nutzt man für die im Rahmen der nuklearen Reaktorsicherheitsforschung relevanten Strömungen üblicherweise ein Zwei- oder Mehr-Fluid-Modell als Grundlage. In diesem Modell werden die einzelnen Phasen als sich durchdringende Felder simuliert und deren zeit- und ortsabhängige Volumenanteile berechnet. Die entsprechenden Bilanzgleichungen werden unter Nutzung von Mittelungsverfahren abgeleitet, bei denen die Information über die Struktur der Phasengrenzfläche verloren geht. Zur Simulation der Wechselwirkungen zwischen den Phasen müssen daher so genannte Schließungsmodelle entwickelt, in den CFD-Code implementiert und anschließend validiert werden.

Entsprechende experimentelle und theoretische Arbeiten wurden in den Vorhaben "Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW (Transient Two Phase Flow Test Facility) für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes" (Förderkennzeichen 150 1265, Laufzeit April 2002 bis September 2006) und „TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang“ (Förderkennzeichen 150 1329, Laufzeit Oktober 2006 bis März 2011, Kurztitel TOPFLOW-II) durchgeführt. Das in diesem Bericht dargestellte Vorhaben war eng an das parallel laufende TOPFLOW-II Vorhaben angebunden. Damit war ein geeignetes Umfeld für die Durchführung der Arbeiten gegeben.

1.2 Ausgangssituation und Ablauf des Vorhabens

Für die Simulation von Blasenströmungen mit CFD-Codes werden sowohl Modelle für den Impulsaustausch zwischen den Phasen (Blasenkräfte) als auch Modelle für Blasenkoaleszenz und Blasenzerfall benötigt. Im Rahmen des vom BMWi geförderten Projekts „Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes“ (Förderkennzeichen 150 1265, Laufzeit April 2002 bis September 2006) wurden umfangreiche Untersuchungen zu Blasenströmungen durchgeführt. Es konnte zuerst an Hand experimenteller Daten für den Spezialfall einer vertikalen Rohrströmung nachgewiesen werden, dass eine enge Wechselwirkung zwischen lokalen Verteilungen der Blasen und ihrer durch Blasenkoaleszenz und -zerfall beeinflussten Größe besteht (z. B. Prasser et al., 2005). Noch offensichtlicher ist diese Wechselwirkung bei komplexen Strömungen mit ausgeprägtem dreidimensionalen Charakter. Das wurde bei der Analyse experimenteller Daten, die für die Umströmung eines in ein DN200-Rohr eingebrachtes Hindernis gewonnen wurden, deutlich. Hinter dem Hindernis gibt es ein Rezirkulationsgebiet in dem große Blasen durch Koaleszenz entstehen. Andererseits überwiegt der Blasenzerfall in Gebieten mit großen Scherströmungen. Auf Grund der blasengrößenabhängigen Liftkraft kommt es dabei zur Separation großer und kleiner Blasen.

Zur Berücksichtigung der Separation großer und kleiner Blasen infolge der Wirkung der Blasenkräfte wurde eine Erweiterung des ursprünglich im CFD-Code CFX von ANSYS enthalten Mehrblasenklassenmodells (MUSIG) vorgeschlagen (Krepper et al., 2005). Dieses wurde dann als „N * M MUSIG Modell“ bzw. „Inhomogenes MUSIG

Modell“ im Rahmen des ebenfalls vom BMWi geförderten Vorhabens „Entwicklung von CFD-Software zur Simulation mehrdimensionaler Strömungen im Reaktorkühlsystem“ (Förderkennzeichen 150 1271) vom Codeentwickler in CFX implementiert. N steht dabei für die Unterteilung der Gasphase in N Geschwindigkeitsklassen, die die größenabhängige Separation der Blasen ermöglichen, M für die Anzahl der Unterklassen, die in der Massenbilanz berücksichtigt werden. Damit lässt sich eine Abhängigkeit von Impulsaustauschbeziehungen von der Blasengröße abbilden (Lift-Kraft, Drag-Kraft). Die Aufteilung des Gasanteils in die Blasenklassen bzgl. der Massenbilanz wird im Wesentlichen durch Blasenkoaleszenz und –zerfall bestimmt. Der Vergleich von Simulationsergebnissen mit experimentellen Daten der TOPFLOW-Versuchsanlage zeigte, dass mit diesem Konzept verschiedene Strömungsformen zumindest qualitativ richtig wiedergegeben werden können. In vertikalen aufwärtsgerichteten Blasenströmungen konnte der für die Herausbildung einer bestimmten Strömungsform wichtige radiale Separationseffekt richtig wiedergegeben werden. Auch im Fall der Umströmung eines Hindernisses konnten qualitativ plausible Resultate erzielt werden. Der quantitative Vergleich zeigte jedoch weit weniger befriedigende Ergebnisse. Mit den in CFX implementierten Modellen für Blasenkoaleszenz (Prince and Blanch, 1990) und Blasenzerfall (Luo and Svendsen, 1996) konnte zwar durch Anpassung von Vorfaktoren für bestimmte Strömungsbedingungen eine akzeptable Übereinstimmung erzielt werden, jedoch mussten diese Vorfaktoren bei Veränderung der Strömungsbedingungen neu bestimmt werden. Eine Übertragbarkeit z.B. von Luft/Wasser zu Dampf/Wasser-Strömungen war nicht gegeben. Die Ursache liegt in den Schließungsmodellen für Blasenkoaleszenz und –zerfall. Zu diesem Ergebnis führten auch Untersuchungen mit einem vereinfachten Modell, dem s.g. Mehrblasenklassen Testsolver (Lucas et al., 2005), der speziell für Strömungen in vertikalen Rohren entwickelt wurde. Mit diesem Testsolver wurden auch andere Modelle für Blasenkoaleszenz und –zerfall getestet. Auch dabei konnten keine Modelle gefunden werden, die eine Übertragbarkeit für einen gewissen Parameterbereich aufwiesen.

In dem vom BMWi geförderten Folgeprojekt „TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang“ (Förderkennzeichen 150 1329, Laufzeit Oktober 2006 bis September 2010) erfolgte die Erweiterung des N * M MUSIG Modells für Strömungen mit Phasenübergang. In Voruntersuchen mit dem o. g. Testsolver wurde gezeigt, dass Blasenkoaleszenz und Zerfall auch die Dynamik des Phasenübergangs beeinflussen (Lucas & Prasser, 2007). Die Ursache liegt im unmittelbaren Einfluss dieser Prozesse auf die Phasengrenzfläche.

Eine Verbesserung der Modellierung von Blasenkoaleszenz und –zerfall war daher sehr wichtig. Aus diesem Grund wurde eine Doktorandenstelle im Programm „Kompetenzerhaltung Kerntechnik“ beantragt. Diese wurde nach der Förderzusage mit Frau Yixiang Liao besetzt. Sie hat mit der Bearbeitung des Vorhabens am 1. 10. 2007 begonnen. Während der Laufzeit des Vorhabens hat Frau Liao eine ca. 3-monatige Mutterschutzzeit in Anspruch genommen. Die ursprünglich geplante Projektlaufzeit von 3 Jahren wurde daher um drei Monate verlängert und das Vorhaben somit zum 31. 12. 2010 abgeschlossen.

Für die Durchführung der Arbeiten standen als wichtige Voraussetzungen das Inhomogene MUSIG-Modell in CFX, ein vereinfachter Testsolver zum schnellen Test von Schließungsmodellen sowie eine umfangreiche experimentelle Datenbasis für aufwärtsgerichtete Luft-Wasser-Strömungen in einem DN200-Rohr zur Verfügung. Die Datenbasis wurde an der TOPFLOW-Anlage im Rahmen des Vorhabens „TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang“ (Förderkennzeichen 150 1329, Laufzeit Oktober 2006 bis März 2011, Kurztitel TOPFLOW-II) erzeugt. Sie zeichnet sich durch eine sehr hohe Datenqualität aus. Insbesondere sind die in verschiedenen Abständen von der Gaseinspeisung gemessenen Verteilungen untereinander konsistent, was für die Entwicklung von Modellen für Blasenkoaleszenz und –zerfall von besonderer Bedeutung ist.

1.3 Einzelaufgaben

Die im Antrag aufgeführten Einzelaufgaben waren:

- Durchführung einer umfassenden Literaturrecherche zum Stand der Modellierung von Blasenkoaleszenz und –zerfall,
- der Einbau geeigneter Modelle in den verfügbaren Mehrphasen-Testsolver,
- die Prüfung der Notwendigkeit und ggf. Durchführung der Erweiterung des Testsolvers,
- der Test der bekannten Modelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall,
- die Untersuchung des Einflusses der Zweiphasenturbulenz,
- die Entwicklung und Test neuer, verbesserter Modelle,
- der Einbau geeigneter Modelle in den CFD-Code ANSYS-CFX sowie
- die Validierung inhomogenen MUSIG-Modells in CFX mit den neuen Modellen für Blasenkoaleszenz und Blasenzerfall.

Diese konnten, wie im vorliegenden Bericht im Einzelnen erläutert wird, vollständig erfüllt werden.

2. Wissenschaftlicher Stand bei Vorhabensbeginn

2.1 Das Inhomogene MUSIG-Modell

Das in Kooperation mit ANSYS entwickelte und in den CFD-Code CFX implementierte Inhomogene MUSIG-Modell erlaubt die Unterteilung der dispersen Phase in eine Anzahl von Klassen bzgl. der Partikelgröße für die Impulsbilanz. Diese „Geschwindigkeitsklassen“ können wiederum in Unterklassen für die Massenbilanz, so genannte MUSIG-Gruppen, unterteilt werden (s. Abb. 2.1).

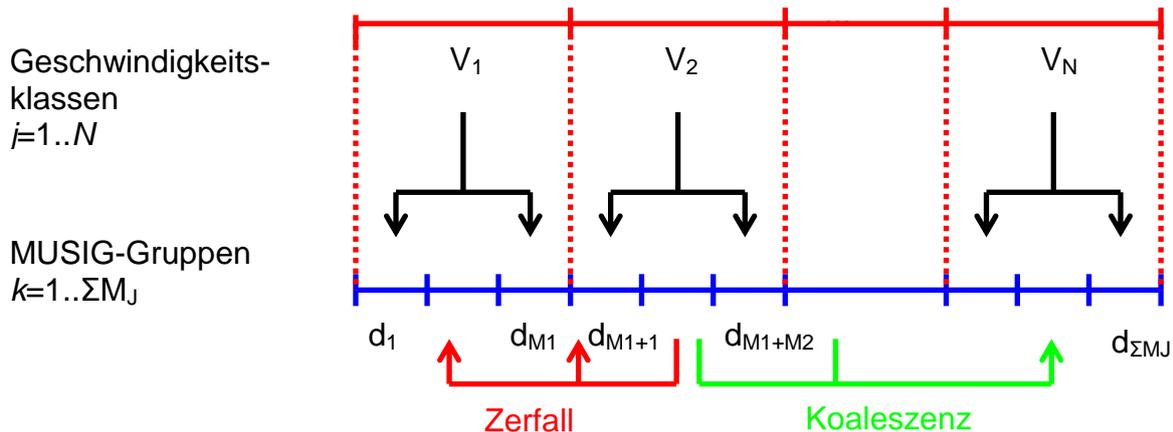


Abb. 2.1 Schema des Inhomogenen MUSIG-Modells

Blasenströmungen stellen einen Spezialfall dieses Modells dar. Jede MUSIG-Gruppe repräsentiert dann einen Bereich von Blasengrößen. Für Übergänge zwischen den Gruppen werden Blasenkoaleszenz und -zerfall zwischen allen Größenklassen berücksichtigt.

Das Inhomogene MUSIG-Modell beruht auf dem Ansatz eines Mehrphasenmodells. Betrachtet man eine kontinuierliche Flüssigphase ($j = 1$) und mehrere Gasphasen (Geschwindigkeitsgruppen, $j = 2, \dots, N+1$) ergeben sich die entsprechenden Bilanzgleichungen für den adiabatischen Fall als:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_j \rho_j) + \nabla \cdot (\alpha_j \rho_j \vec{U}_j) = S_j \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_j \rho_j \vec{U}_j) + \nabla \cdot (\alpha_j \rho_j \vec{U}_j \otimes \vec{U}_j) = \nabla \cdot (\alpha_j \mu_j (\nabla \vec{U}_j + (\nabla \vec{U}_j)^T)) - \alpha_j \nabla p + \alpha_j \rho_j \vec{g} + \vec{F}_j + \vec{S}_{Mj} \quad (2.2)$$

mit $\vec{F}_j = \vec{F}_{j,D} + \vec{F}_{j,L} + \vec{F}_{j,W} + \vec{F}_{j,TD} + \vec{F}_{j,VM}$.

Die in den Impulsbilanzen berücksichtigten Kräfte sind dabei die Dragkraft, die laterale Liftkraft, die Wandkraft, die turbulente Dispersionskraft und die virtuelle Massenkraft. Die Quellterme S_j und S_{Mj} berücksichtigen den Massen- und Impulstransfer zwischen den Gasphasen durch Koaleszenz und Zerfall. Für die Flüssigphase verschwinden diese Terme daher.

Führt man $\alpha_k = f_k \cdot \alpha_j$ als den Gasgehalt der MUSIG-Gruppe k (mit $k = 1 \dots \sum_{j=1}^N M_j$) ein, so lautet die Kontinuitätsgleichung für diese Gruppe:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_j \alpha_k) + \nabla \cdot (\rho_j \alpha_k \vec{U}_j) = B_{B,k} - D_{B,k} + B_{C,k} - D_{C,k} \quad (2.3)$$

In dieser Populationsbilanz bezeichnet $B_{B,k}$ die Entstehungsrate durch Blasenzerfall größerer Blasen in Klasse k hinein und $B_{C,k}$ die Entstehungsrate durch Koaleszenz kleinerer Blasen in Klasse k hinein. $D_{B,k}$ und $D_{C,k}$ sind Blasenverlustraten einerseits durch Blasenzerfall aus Klasse k in kleinere Blasen, andererseits durch Koaleszenz von Blasen der Klasse k mit anderen Blasen zu noch größeren Blasen.

$$B_{bk} = \rho_j \alpha_j \left(\sum_{i>k} \Omega(d_i, d_k) f_k \right) \quad (2.4)$$

$$B_{ck} = (\rho_j \alpha_j)^2 \left(\frac{1}{2} \sum_{l<k} \sum_{i<k} \Gamma(d_l, d_i) X_{ilk} f_i f_l \frac{m_l + m_i}{m_l m_i} \right) \quad (2.5)$$

$$D_{bk} = \rho_j \alpha_j \left(f_k \sum_{i<k} \Omega(d_k, d_i) \right) \quad (2.6)$$

$$D_{ck} = (\rho_j \alpha_j)^2 \left(\sum_i \Gamma(d_k, d_i) \frac{1}{m_i} f_i f_k \right) \quad (2.7)$$

Ω und Γ stehen dabei für die Kernfunktionen für Zerfall und Koaleszenz. Diese stehen im Fokus der hier dargestellten Arbeiten. Ausgehend vom Stand der Wissenschaft wurde ein verbessertes Modell entwickelt und validiert.

2.2 Koaleszenzmodelle

Es wurde eine ausführliche Recherche zu den Mechanismen und verfügbaren Modellen für Blasenkoaleszenz durchgeführt und in Liao & Lucas (2010) veröffentlicht. Daher werden hier nur die zu betrachtenden Mechanismen und grundlegende Modellvorstellungen diskutiert.

Damit es zur Koaleszenz zweier Blasen kommen kann, müssen diese zusammenstoßen, d. h. es muss eine Kollisionswahrscheinlichkeit betrachtet werden. Allerdings führt der Zusammenstoß nicht in jedem Fall zur Koaleszenz. So kann z. B. eine Flüssigkeitslamelle die Blasen getrennt halten bis sie sich wieder voneinander weg bewegen. Einen Ausdruck für die Koaleszenzrate erhält man daher durch Multiplikation der Kollisionswahrscheinlichkeit mit der Koaleszenzeffizienz:

$$\Gamma(d_i, d_j) = h(d_i, d_j) \lambda(d_i, d_j) \quad (2.8)$$

Blasenkollisionen resultieren aus Geschwindigkeitsunterschieden der einzelnen Blasen. Wenigstens fünf verschiedene Ursachen für solche Geschwindigkeitsunterschiede müssen beachtet werden:

- i) turbulente Fluktuation der umgebenden Flüssigkeit,
- ii) Geschwindigkeitsgradienten im Feld der Flüssigkeitsgeschwindigkeit,
- iii) Geschwindigkeitsgradienten innerhalb von Wirbeln,
- iv) Blasenauftiegs- und absinkgeschwindigkeiten infolge unterschiedlicher Blasengrößen und
- v) Wechselwirkungen in Nachlaufströmungen der Blasen.

In den meisten Arbeiten wird jeweils nur einer der Mechanismen betrachtet. Am häufigsten wird dabei von den durch die Turbulenz der Flüssigphase ausgelösten Kollisionen ausgegangen.

Meist wird als Ansatz zur Berechnung der Kollisionsrate von einer effektiven Querschnittsfläche und einer Relativgeschwindigkeit ausgegangen. Das Produkt beider Größen liefert dann die Kollisionsrate:

$$h(d_i, d_j) = S_{ij} \cdot u_{rel,ij} \quad (2.9)$$

Modelle für die Querschnittsfläche und die Annäherungsgeschwindigkeit unterscheiden sich für die verschiedenen Mechanismen. Außerdem werden teils noch weitere Faktoren zur Berücksichtigung zusätzlicher Effekte eingefügt.

Eine allgemeine Form für die Modellierung der Kollisionswahrscheinlichkeit für den Fall turbulenter Fluktuationen ist:

$$h(d_i, d_j) = C_1 \cdot \gamma \cdot \Pi \cdot (d_i + d_j)^2 (d_i^{2/3} + d_j^{2/3})^{1/2} \varepsilon^{1/3} \quad (2.10)$$

Hierin ist C_1 eine Konstante, γ berücksichtigt, dass der freie Raum für Blasenbewegungen mit dem Gasgehalt abnimmt und Π berücksichtigt, dass nicht das gesamte Spektrum der turbulenten Fluktuationen eine Bewegung der Blasen hervorruft. Die weiteren Faktoren ergeben sich der Multiplikation der Querschnittsfläche für die Kollision:

$$S_{ij} = \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 \quad (2.11)$$

und der Annäherungsgeschwindigkeit

$$u_{rel,ij} = (u_{ti}^2 + u_{tj}^2)^{1/2} \quad (2.12)$$

wobei u_{ti} und u_{tj} der Geschwindigkeit von Wirbeln mit der Größe der beiden Blasen gleichgesetzt wird. Diese wird aus der Diffusionsrate der turbulenten kinetischen Energie und der Blasengröße nach

$$u_t^2 = C_2 (\varepsilon d)^{2/3} \quad (2.13)$$

berechnet. Für die einzelnen Ausdrücke findet man in der Literatur wiederum eine Vielzahl von Modellen, die ausführlich in Liao & Lucas (2010) dargestellt werden.

Unter Annahme einer geraden Bewegung von Blasen in einer Strömung mit einer Scherrate $\dot{\gamma}$ ergibt sich die Kollisionswahrscheinlichkeit nach Gl. (2.9) und der Querschnittsfläche nach Gl. (2.11) zu (Prince & Blanch, 1990).

$$h(d_i, d_j) = C_3 (d_i + d_j)^3 \dot{\gamma} \quad (2.14)$$

Diese Gleichung wird auch für turbulente Strömungen mit zeitgemittelten Geschwindigkeitsgradienten angewendet.

Unter Hinzunahme von Modellannahmen für die lokale Scherrate in Wirbeln wird für die Kollisionswahrscheinlichkeit auf Grund von Geschwindigkeitsgradienten innerhalb von Wirbeln folgende Gleichung vorgeschlagen (Kocamustafaogullari & Ishii, 1995):

$$h(d_i, d_j) = C_4 (d_i + d_j)^3 \sqrt{\varepsilon / \nu} \quad (2.15)$$

während man einen entsprechenden Ausdruck für die Kollisionsrate auf Grund unterschiedlicher Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten infolge unterschiedlicher Blasengrößen direkt entsprechend

$$h(d_i, d_j) = S_{ij} |u_{ri} - u_{rj}| \quad (2.16)$$

berechnen kann.

Für die Blasenkollisionen auf Grund von Blaseneinfang in der Nachlaufströmung einer anderen Blase gibt es verschiedene Ansätze, die z. B. das Volumen des Nachlaufgebiets berücksichtigen. Diese werden in Liao & Lucas (2010) diskutiert.

Für die Effizienz der Koaleszenz nach einer Kollision finden sich in der Literatur drei verschiedene Modellvorstellungen:

- i) Filmdrainagemodelle,
- ii) Modelle, die die Energie der Kollision bilanzieren und
- iii) Modelle, die eine kritische Annäherungsgeschwindigkeit betrachten.

Hierbei sind die Filmdrainagemodelle am populärsten. Sie gehen davon aus, dass sich nach der Kollision ein Flüssigkeitsfilm zwischen den Blasen bildet. Bevor es zu einer Vereinigung der Blasen kommt muss die Flüssigkeit aus dem Film ablaufen, bis dieser schließlich so dünn ist, dass er reißt. Die typische Drainagezeit wird der mittleren Kontaktzeit gegenübergestellt. Diese ergibt sich daraus, dass die Geschwindigkeitsunterschiede, die zur Kollision geführt haben, die Blasen nach einer gewissen Zeit auch wieder voneinander trennen. Viele Modelle gehen von folgender Gleichung für die Effizienz der Koaleszenz aus:

$$\lambda(d_i, d_j) = \exp\left(-\frac{t_{\text{drainage}}}{t_{\text{contact}}}\right) \quad (2.17)$$

Die beiden Zeitkonstanten hängen wiederum von der Mobilität der Oberfläche des Films, der Kraft, die die Blasen zusammenpresst und anderen Parametern ab.

Andere Modelle gehen von einer sofortigen Koaleszenz infolge einer Kollision aus, wenn die Energie bzw. die Annäherungsgeschwindigkeiten groß genug sind.

Einzelheiten zu den verschiedenen Modellvorstellungen zur Effizienz der Koaleszenz sowie typische Eigenschaften der einzelnen Modelle werden in Liao & Lucas (2010) diskutiert.

2.3 Zerfallsmodelle

Der Blasenzerfall wird durch die Hydrodynamik der umgebende Flüssigkeit und den Wechselwirkungen an der Grenzfläche beeinflusst. Die Zerfallsfrequenz einer Blase ergibt sich aus einer Bilanz zwischen den Scherspannungen an der Oberfläche der Blase auf Grund der Strömung der umgebenden Flüssigkeit, die zu Verformungen führen und der Oberflächenspannung, die die Blase stabilisiert.

Eine Blase kann im Allgemeinen in zwei oder mehrere Tochterblasen zerfallen. Verfügbare Modelle gehen von einem binären Zerfall, d. h. der Entstehung zweier Tochterblasen aus. Die entsprechende Zerfallsfrequenz einer Blase mit dem Volumen V_i in eine Blase mit dem Volumen V_k ist durch die Kernfunktion $\Omega(V_i, V_k)$ gegeben. In der Literatur finden sich Modelle, bei denen diese Zerfallsfrequenz durch Multiplikation der totalen Wahrscheinlichkeit für den Zerfall einer Blase $\Omega(V_i)$ mit einer Tochterblasenverteilung berechnet wird, aber auch Modelle, die die Tochterblasengrößenverteilung beinhalten, d. h. die partielle Wahrscheinlichkeit $\Omega(V_i, V_k)$ berechnen.

Ähnlich wie bei den Koaleszenzmodellen werden zur Beschreibung von Blasenzerfall oft Modellvorstellungen herangezogen, die aus Untersuchungen zum Zerfall von Tropfen gewonnen wurden. Eine systematische Untersuchung bzgl. der Unterschiede zwischen dem Zerfall von Blasen und Tropfen existiert nicht.

Auch der Blasenzerfall kann durch verschiedene Mechanismen hervorgerufen werden. In der Literatur werden folgende Ursachen diskutiert:

- i) Scherspannungen auf Grund turbulenter Fluktuationen der Flüssigkeitgeschwindigkeit,
- ii) viskose Scherspannungen,
- iii) Scherspannungen an Oberflächen großer Blasen und
- iv) Grenzflächeninstabilitäten.

Die turbulente Strömung der umgebenden Flüssigkeit verformt eine Blase. Ab einer gewissen Stärke der turbulenten Schwankungen wird die Blase soweit verformt, dass es zu Einschnürungen und schließlich zum Auseinanderreißen der Blase kommt. Ein wichtiger Parameter ist dabei die Weber-Zahl

$$We = \frac{\tau_t}{\tau_s} = \frac{\rho_l u_{rel}^2 d}{\sigma} \quad (2.18)$$

τ_t ist dabei die verformende Spannung oder Energie, τ_s die wiederherstellende Spannung oder die Energie, die aus der Oberflächenspannung resultiert.

Fünf Kriterien werden in der Literatur für den Zerfall auf Grund turbulenter Fluktuationen der Flüssigphase betrachtet:

- i) die turbulente kinetische Energie einer Blase überschreitet einen kritischen Wert,

- ii) die turbulenten Scherspannungen an der Blasenoberfläche überschreiten einen kritischen Wert,
- iii) die turbulente kinetische Energie der umgebenden Strömung überschreitet einen kritischen Wert,
- iv) die Trägheitskräfte der turbulenten Wirbel überschreiten einen kritischen Wert und
- v) eine Kombination der beiden zuvor genannten Kriterien.

Es gibt sehr viele verschiedene Varianten ähnlicher Modellansätze, die in Liao & Lucas (2009) ausführlich diskutiert werden. Einige der Modelle gehen dabei von einer ähnlichen Struktur des Ansatzes aus wie entsprechende Modelle für durch Turbulenz ausgelöste Koaleszenzen:

$$\Omega(d_i) = \int_0^\infty w(d_i, d_e) P_b(d_i, d_e) \Delta(d_e) \quad (2.19)$$

bzw.

$$\Omega(d_i, d_j) = \int_0^\infty w(d_i, d_e) P_b(d_i, d_j, d_e) \Delta(d_e). \quad (2.20)$$

Hierin stellt $w(d_i, d_e)$ die Kollisionsfrequenz einer Blase mit dem Durchmesser d_i mit einem Wirbel des Durchmessers d_e dar.

$$w(d_i, d_e) = u_{rel,ie} \cdot S_{ie} \cdot n_e \quad (2.21)$$

P_b ist die Zerfallseffizienz, die berücksichtigt, ob der Wirbel genügend Energie hat, die Blase zu zerreißen. Für Modelle entsprechend Gl. (2.19) wird diese unabhängig von der Größe der Tochterblasen angegeben, während andere Modelle entsprechend Gl. (2.20) die Größe der Tochterblasen mit in die Bilanz einbeziehen.

Da die Variation verschiedener Parameter berücksichtigt werden muss, ergeben sich für einige gut begründete Modelle zur Berechnung der Zerfallsfrequenz Dreifachintegrale, was zu einem sehr hohen Rechenaufwand führt.

Neben den durch Turbulenz hervorgerufenen Kräften an der Blasenoberfläche müssen auch viskose Scherspannungen berücksichtigt werden, die aus Geschwindigkeitsgradienten der Hauptströmung oder innerhalb größerer Wirbel oder Nachlaufströmungen resultieren. Diese Vorgänge wurden bisher vor allem für den Zerfall von Tropfen betrachtet. Für den Blasenzerfall gibt es keine entsprechenden mathematischen Modelle.

Der Blasenzerfall auf Grund von Scherspannungen an Oberflächen großer Blasen führt meist zum Abscheren kleinerer Blasen, z. B. an der Kante von Hut- oder auch Taylorblasen. Die Scherkraft an der Grenzfläche, die Widerstandskraft sowie die Oberflächenspannung beeinflussen diesen wichtigen Zerfallsmechanismus entscheidend. Für diesen Mechanismus sind nur empirische Modelle verfügbar.

Für den Blasenzerfall durch Grenzflächeninstabilitäten müssen die Rayleigh-Taylor-Instabilität und die Kelvin-Helmholtz-Instabilität berücksichtigt werden. Diese Phänomene sind für den Fall des Blasenzerfalls sehr komplex und es existieren

keine geeigneten Modelle. Daher wird dieser Mechanismus in den meisten Modellen vernachlässigt.

Wie schon erwähnt schließen einige Zerfallsmodelle die Wahrscheinlichkeit des Entstehens einer Tochterblase mit einer bestimmten Größe gleich mit ein. Für die anderen Modelle sind zusätzliche Annahmen für die Größenverteilungen der Tochterblasen erforderlich. Dafür gibt es empirische Modelle, statistische Modelle und phänomenologische Modelle. Entsprechend der Form der Verteilungen kann man U-förmige, M-förmige und glockenförmige Verteilungen unterscheiden.

Eine detaillierte Diskussion der einzelnen Modelle aus der Literatur ist in Liao & Lucas (2009) zu finden und soll hier nicht wiederholt werden.

2.4 Schlussfolgerungen für die Modellierung von Blasenkoaleszenz und -zerfall

Es gibt sehr viele verschiedene, z. T. auch widersprechende Modelle für Blasenkoaleszenz und –zerfall. Alle sind nur sehr beschränkt gültig, i. a. werden sie von den Autoren an einen Satz experimenteller Daten angepasst und sind nicht oder nur sehr eingeschränkt auf andere Strömungssituationen übertragbar. Meist wird nur einzelner Mechanismus betrachtet. Eine weitere Unsicherheit resultiert daraus, dass die Modelle i. a. von Turbulenzparametern abhängen, diese aber gerade für Zweiphasenströmungen nur recht ungenau unzureichend untersucht sind.

Um eine Verbesserung der Modellierung von Blasenkoaleszenz und –zerfall zu erreichen sollten folgende Punkte beachtet werden:

- Anstelle der bloßen Anpassung an experimentelle Befunde sollten die Modelle auf Basis physikalischer Phänomene formuliert werden,
- alle bekannten Mechanismen sollten beachtet werden,
- die Effizienz der Koaleszenz sollte für die einzelnen Mechanismen unterschiedlich behandelt werden,
- Zerfallmodelle sollten keine separaten Tochterblasengrößenverteilungen berücksichtigen, sondern Zerfallfrequenzen einer Blase gegebener Größe in eine Tochterblase gegebener Größe,
- die Modelle sollten in einem Gesamtmodell getestet werden, welches auch eine möglichst gute Berechnung von Turbulenzparametern ermöglicht,
- der Einfluss von Turbulenzparametern sollte getestet werden und
- die Modelle sollten ohne weitere Anpassungen für einen größeren Variationsbereich der Strömungsbedingungen gültig sein.

3. Das neu entwickelte, verallgemeinerte Modell für Blasenkoaleszenz und -zerfall

3.1 Koaleszenzfrequenz

Eine wichtige Einschränkung der bestehenden Koaleszenzmodelle ist, dass sie in der Regel nur einen Mechanismus berücksichtigen. In dem neuen Modell wird der weit verbreitete Ansatz, dass sich die Koaleszenzfrequenz aus dem Produkt der Kollisionsfrequenz und der Koaleszenzeffizienz ergibt (s. Gl. (2.8)), auf alle wichtigen Mechanismen einer turbulenten Blasenströmung angewendet.

Während die Kollisionsfrequenz durch die externe Strömung der Flüssigkeit um die Blase bestimmt wird, resultiert Effizienz der Koaleszenz aus einer internen Strömung zwischen den Blasen.

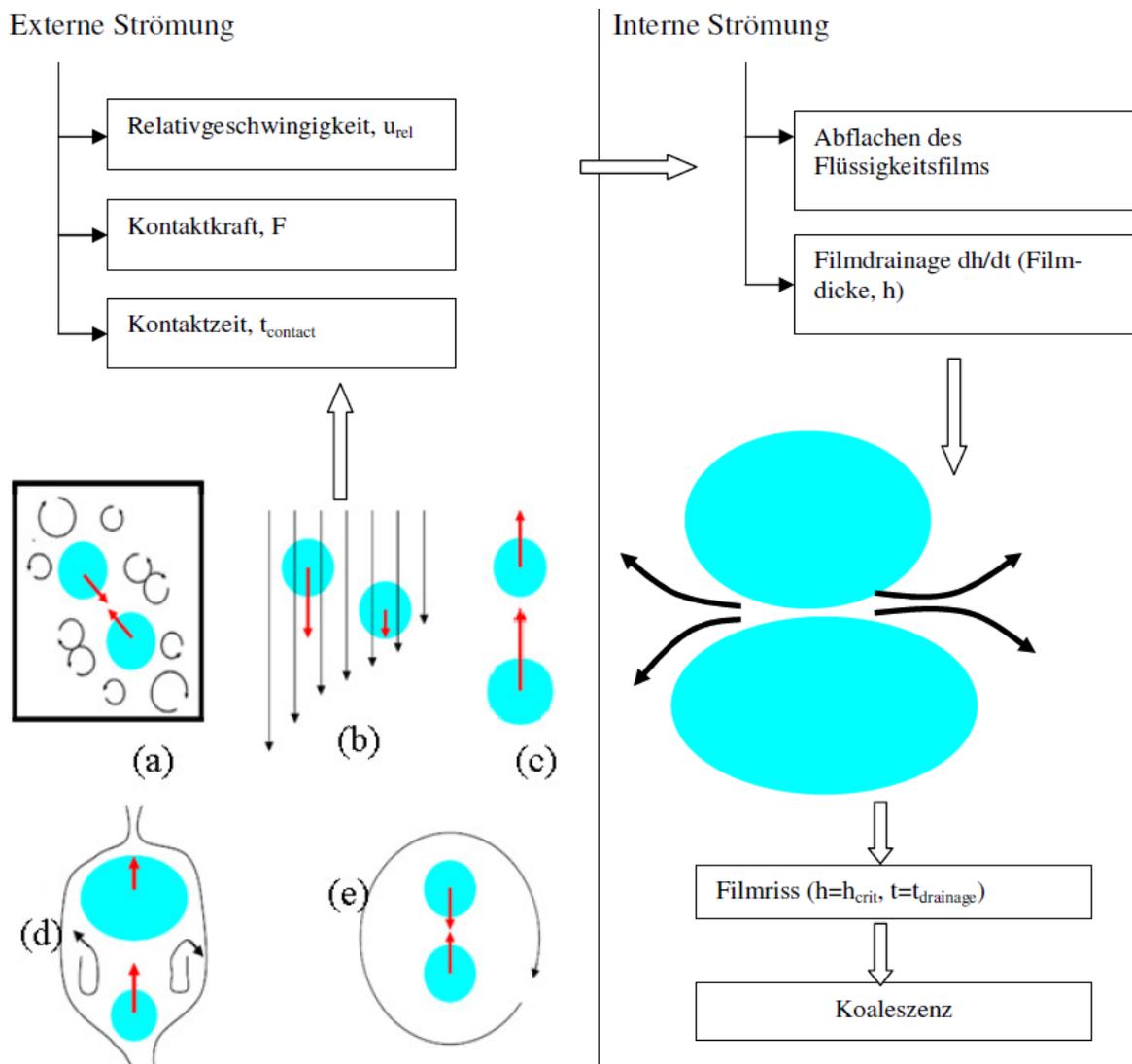


Abb. 3.1 Konzeptioneller Rahmen zur Modellierung der Blasenkoaleszenz

Das entsprechende Gesamtkonzept für die Modellierung Koaleszenzfrequenz ist in Abb. 3.1 dargestellt. Folgende Phänomene der externen Strömung werden für die Kollision von Blasen berücksichtigt:

- (a) turbulente Fluktuationen,
- (b) laminare Geschwindigkeitsgradienten ,
- (c) relative Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen,
- (d) Einfang in der Nachlaufströmung und
- (e) Einfang in einem Wirbel.

Das Modell für die Effizienz der Koaleszenz orientiert sich an dem Filmdrainage-Modell.

3.1.1 Kollisionsfrequenz

Für die Berechnung der Kollisionsfrequenz wird von Gl. (2.9) ausgegangen. Berücksichtigt man die verschiedenen Mechanismen, so hängen die Querschnittsfläche und die Annäherungsgeschwindigkeit auch vom Mechanismus ab und in Erweiterung kann man

$$h_k(d_i, d_j) = S_{ij,k} \cdot u_{rel,ij,k} \quad (3.1)$$

ansetzen. Der Index k steht hierbei für den jeweiligen Mechanismus.

Außer für den Einfang in die Nachlaufströmung kann man dabei für die Berechnung der Querschnittsfläche Gl. (2.11) ansetzen. Dieser Mechanismus ist nur für Blasen, die sich in der Nachlaufströmung einer führenden Blase befinden von Bedeutung. Daher wird die relevante Querschnittsfläche für diesen Mechanismus nach

$$S_{ij,wake} = \frac{\pi}{4} [d_i]^2 \quad (3.2)$$

berechnet

Die Annäherungsgeschwindigkeiten der Blasen werden getrennt für jeden Mechanismus berücksichtigt.

Für den Fall turbulenter Fluktuationen wird angenommen, dass die Blasengröße im turbulenten Trägheitsbereich liegt, d. h. der Blasendurchmesser größer als die Kolmogorov-Länge η ist. Dann folgen die Blasen der Bewegung der Geschwindigkeitsfluktuationen der Flüssigkeit. Die mittlere Blasengeschwindigkeit kann dann entsprechend

$$u_i^2 = C_2 (\varepsilon d)^{2/3} \quad (3.3)$$

berechnet werden. Die mittlere Annäherungsgeschwindigkeit zweier Blasen ergibt sich dann entsprechend:

$$u_{rel,ij,turb} = (u_{ii}^2 + u_{jj}^2)^{1/2} = 2^{1/2} \varepsilon^{1/3} (d_i^{2/3} + d_j^{2/3})^{1/2} \quad (d_i + d_j > \eta) \quad (3.4)$$

Der mittlere Geschwindigkeitsgradient der Flüssigkeitsströmung führt zu einer Relativbewegung zweier Blasen, entsprechend:

$$u_{rel,ij, shear} = 0.5(d_i + d_j)\dot{\gamma} \quad (3.5)$$

wobei $\dot{\gamma}$ die Scherrate der Flüssigkeitsströmung ist.

Für Kollisionen auf Grund unterschiedlicher Aufstiegsgeschwindigkeiten der einzelnen Blasen ergibt sich die Relativgeschwindigkeit der Blasen trivialer Weise nach

$$u_{rel,ij, buoy} = |u_{ri} - u_{rj}| \quad (3.6)$$

Der Einfang von Blasen in der Nachlaufströmung ist für Blasen wichtig, die größer als ein kritischer Durchmesser ist. Dieser wird entsprechend

$$d_{crit} = 4\sqrt{\left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)} \quad (3.7)$$

berechnet. Für Luft-Wasserströmungen bei Umgebungsbedingungen beträgt dieser kritische Durchmesser etwas 10 mm.

Die Relativgeschwindigkeit wird auf Basis von Ansätzen aus der Literatur nach

$$u_{rel,ij, wake} = C_5 u_{ri} C_D^{1/3} \quad (d_i > d_{crit}) \quad (3.8)$$

berechnet. C_D ist dabei der Drag-Koeffizient der führenden Blase und C_{35} eine Konstante. Es zeigte sich, dass 0,1 ein geeigneter Wert ist.

Für den Einfang in Wirbeln wird die Annäherungsgeschwindigkeit nach

$$u_{rel,ij, eddy} = 0.5(d_i + d_j)\sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}} \quad (d_i + d_j \leq \eta) \quad (3.9)$$

angesetzt, wobei $\sqrt{\varepsilon/\nu}$ die charakteristische Dehnungsgeschwindigkeit für kleine Wirbel ist.

3.1.2 Effizienz der Koaleszenz

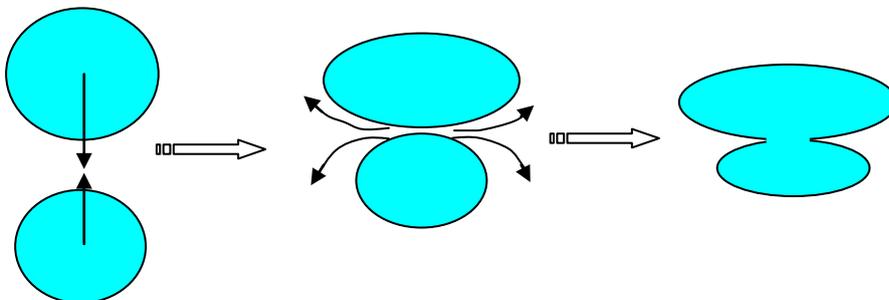


Abb. 3.2 Prozessschritte der Koaleszenz: Annäherung, Ausdünnen des Films, Vereinigung

Die Koaleszenzeffizienz wird basierend auf dem Filmdrainage-Modell berechnet, da dieses die physikalischen Prozesse am besten widerspiegelt. Der Koaleszenzprozess besteht aus 3 wesentlichen Schritten, die in Abb. 3.2 verdeutlicht werden. Die Effizienz kann nach Gl. (2.17) berechnet werden. Diese beinhaltet die Drainagezeit t_{drainage} und die Kontaktzeit t_{contact} . Üblicherweise wird die gleiche Koaleszenzeffizienz für alle Koaleszenzmechanismen angenommen. Da aber die bestimmenden Parameter wie die Kraft, die Blasen zusammendrückt oder die Kontaktzeit für jeden Mechanismus unterschiedlich sind, ist das eine zu starke Vereinfachung.

Bei Kollisionen durch turbulente Fluktuationen, Geschwindigkeitsgradienten der Hauptströmung und unterschiedliche Aufstiegsgeschwindigkeiten der Blasen wird das Ausdünnen der Flüssigkeitslamelle zwischen den Blasen vor allem durch die Trägheit der Abströmung bestimmt. Für die Drainagezeit wird daher von dem bei Prince & Blanch (1990) vorgeschlagenen Modell ausgegangen:

$$t_{\text{drainage}} = \left[\frac{r_{eq}^3 \rho_l}{16\sigma} \right]^{0.5} \ln \frac{h_0}{h_{crit}} \quad (3.10)$$

Die Kontaktzeit kann aus der Annäherungsgeschwindigkeit der Blasen nach

$$t_{\text{contact}} = \frac{d_i + d_j}{u_{rel,ij,k}} \quad (3.11)$$

berechnet werden. Den verschiedenen Mechanismen entsprechend, gibt es aber auch verschiedene Relativ- bzw. Annäherungsgeschwindigkeiten. Die Kontaktzeit wird durch die größte dieser Geschwindigkeiten bestimmt. Daher wird Gl. (3.11) ersetzt durch

$$t_{\text{contact}} = \frac{d_i + d_j}{\max(u_{rel,ij,k})} \quad (3.12)$$

Für die Effizienz der Koaleszenz ergibt sich aus den Gln. (2.17), (3.10) und (3.12):

$$\lambda_{\text{turb}} = \lambda_{\text{shear}} = \lambda_{\text{buoy}} = \exp \left(- \frac{\rho_l^{1/2} r_{eq}^{3/2}}{4\sigma^{1/2} (d_i + d_j)} \ln \left(\frac{h_0}{h_{crit}} \right) \cdot \max(u_{rel,ij,turb}, u_{rel,ij,shear}, u_{rel,ij,buoy}) \right) \quad (3.13)$$

Bei Einfang in Wirbel wird die Filmdrainage durch viskoses Ausströmen aus der Lamelle bestimmt. Ein entsprechendes Modell für die Drainagezeit wurde von Chesters (1991) vorgeschlagen:

$$t_{\text{drainage}} = \frac{3\mu_l r_{eq}}{2\sigma} \ln \frac{h_0}{h_{crit}} \quad (3.14)$$

Aus den Gln. (3.5) und (3.11) ergibt sich die Kontaktzeit für zu

$$t_{\text{contact}} = \frac{d_i + d_j}{\dot{\gamma}(r_i + r_j)} = \frac{2}{\dot{\gamma}} \quad (3.15)$$

Beim Einfang von Blasen in die Nachlaufströmung einer anderen Blase kann eine sehr große Kontaktzeit angesetzt werden, so dass die Koaleszenzeffizienz gleich 1 gesetzt werden kann.

Am Ende wird den Modifikationsfaktor γ berücksichtigt und die von Wang et al. (2005) Korrelation wird benutzt

$$\gamma = \frac{\alpha_{\max}}{\alpha_{\max} - \alpha} \quad (3.16)$$

mit $\alpha_{\max} = 0.8$.

3.1.3 Zusammenfassung des neuen Modells für Blasenkoaleszenz

Das neu entwickelte Koaleszenzmodell ist durch folgende Gleichungen gegeben:

$$\Gamma(d_i, d_j) = \gamma \sum_k \underbrace{S_{ij,k} \cdot u_{rel,ij,k}}_{\text{collision frequency}} \cdot \lambda_k \quad \text{coalescence efficiency} \quad (3.17)$$

mit den Querschnitten

$$\begin{cases} S_{ij,turb} = S_{ij,slip} = S_{ij,eddy} = \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 \\ S_{ij,wake} = \frac{\pi}{4} d_i^2 \end{cases} \quad (3.18)$$

und den Annäherungsgeschwindigkeiten

$$\begin{cases} u_{rel,ij,turb} = C_1^{1/2} \varepsilon^{1/3} (d_i^{2/3} + d_j^{2/3})^{1/2}, & (d_i + d_j > \eta) \\ u_{rel,ij,slip} = 0.5 (d_i + d_j) \dot{\gamma} \\ u_{rel,ij,eddy} = |u_{ri} - u_{rj}| \\ u_{rel,ij,wake} = C_5 u_{ri} C_D^{1/3} & (d_i \geq d_{crit}) \\ u_{rel,ij,turb} = 0.5 (d_i + d_j) \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}}, & (d_i + d_j \leq \eta) \end{cases} \quad (3.19)$$

sowie den jeweiligen Ausdrücken für die Effizienz

$$\begin{cases} \lambda_{turb} = \lambda_{slip} = \lambda_{eddy} = \exp \left(- \frac{\rho_l^{1/2} r_{eq}^{3/2}}{4\sigma^{1/2} (d_i + d_j)} \ln \left(\frac{h_0}{h_{crit}} \right) \cdot \max(u_{rel,ij,turb}, u_{rel,ij,slip}, u_{rel,ij,eddy}) \right) \\ \lambda_{eddy} = \exp \left(- \frac{3\mu_l r_{eq}}{4\sigma} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}} \ln \left(\frac{h_0}{h_{crit}} \right) \right) \\ \lambda_{wake} = 1.0 \end{cases} \quad (3.20)$$

und

$$\gamma = \frac{\alpha_{\max}}{\alpha_{\max} - \alpha} \quad (3.21)$$

In diesen Gleichungen stehen die Indizes i und j für die koaleszierenden Blasen und die einzelnen Mechanismen:

turb	turbulente Fluktuationen,
shear	laminare Geschwindigkeitsgradienten ,
buoy	relative Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen,
wake	Einfang in der Nachlaufströmung und
eddy	Einfang in einem Wirbel.

Die Konstanten wurden wie folgt festgelegt: $C_5 = 0.1$, $h_0 = 10^{-4}$ und $h_{\text{crit}} = 10^{-8}$.

3.2 Zerfallsfrequenz

Ausgangspunkt für die neue Formulierung des Zerfallsmodells sind die Arbeiten von Martinez-Basán (1999a, b). Es beruht auf physikalischen Überlegungen zur Bewegung der Oberfläche. Die Verformungsgeschwindigkeit wird in Abhängigkeit von der Differenz der verformenden Spannungen und einer kritischen Spannung, die aus einer Bilanz der Oberflächenenergien abgeleitet wird, berechnet:

$$u_b = \left(\frac{\tau - \tau_{\text{crit}}}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (3.22)$$

Die Zerfallfrequenz ergibt sich dann aus der inversen Zerfallszeit

$$t_b = \frac{d_i}{u_b} \quad (3.23)$$

Die Schwächen des Modells liegen darin, dass es

- nur die notwendige Energie für den Zerfall berücksichtigt, die aus dem Kapillardruck resultierende Bedingung aber vernachlässigt,
- nur Zerfall auf Grund von Turbulenz der Flüssigphase berücksichtigt und
- eine separate Tochterblasengrößenverteilung benötigt.

Daher wurde das Modell erweitert. Für das Auftreten eines Blasenzerfalls wird die kritische Spannung in dem neuen Modell aus den kritischen Werten, die sich aus der Energiebedingung τ_{crit1} und aus der Kapillardruckbedingung τ_{crit2} ergeben berechnet:

$$\tau_{\text{crit}} = \max(\tau_{\text{crit1}}, \tau_{\text{crit2}}) \quad (3.24)$$

Die Energiebedingung geht entsprechend Luo & Svendsen (1996a) davon aus, dass die durch turbulente Fluktuationen zugeführte Energie den Zuwachs an Oberflächenenergie überschreiten muss. Aus einer entsprechenden Bilanz ergibt sich:

$$\tau_{\text{crit1}} = c_{\text{fbv}} \frac{\pi \sigma d_i^2}{\frac{1}{6} \pi d_i^3} = 6 c_{\text{fbv}} \frac{\sigma}{d_i}, \text{ mit } c_{\text{fbv}} = f_{\text{bv}}^{2/3} + (1 - f_{\text{bv}})^{2/3} - 1. \quad (3.25)$$

f_{bv} ist dabei das Volumenverhältnis der Tochter- zur Ausgangsblase:

$$f_{bv} = \frac{d_j^3}{d_i^3}. \quad (3.26)$$

Für sehr kleine Tochterblasen ($d_j \rightarrow 0$) geht diese kritische Spannung gegen Null. Allerdings ist der Kapillardruck kleiner Blasen sehr groß und geht für $d_j \rightarrow 0$ gegen Unendlich. Daraus resultiert als weitere Voraussetzung für den Blasenzerfall, dass die dynamischen Fluktuationen des Drucks groß genug im Vergleich zum Kapillardruck der Tochterblasen sind. Das entsprechende Kriterium lautet:

$$\tau_{crit2} = \frac{\sigma \pi d_j}{\pi d_j^2} = \frac{\sigma}{d_j} = \frac{1}{\underbrace{\min(f_{bv}^{1/3}, (1-f_{bv})^{1/3})}_{\text{Prefactor2}}} \frac{\sigma}{d_i}. \quad (3.27)$$

Die beiden kritischen Spannungen unterscheiden sich nur durch die Vorfaktoren. Die Abb. 3.3 zeigt diese beiden Faktoren. Die geringsten Werte für die kritische Spannung in Gl. (3.22) ergibt sich danach für ein Volumenverhältnis von ca. 1:3.

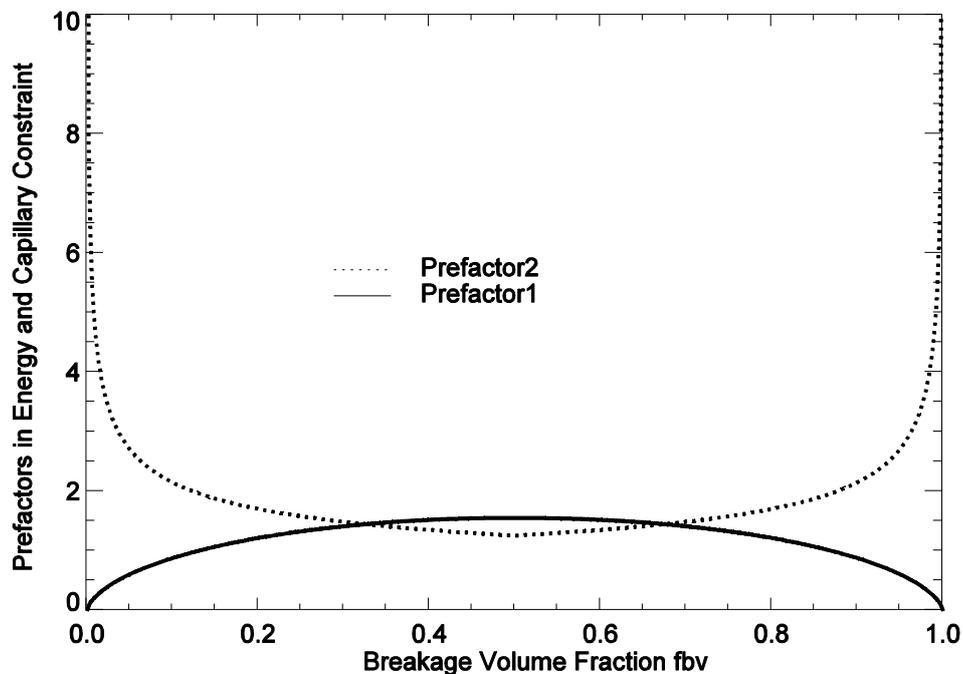


Abb. 3.3 Vorfaktoren in den Gln. (3.25) und (3.27) als Funktion des Volumenverhältnisses der Tochter- zur Ausgangsblase

Weiterhin erfolgte eine Erweiterung des Modells zur Berücksichtigung der verschiedenen Mechanismen. Wie in Abb. 2.1 dargestellt, werden Zerfälle

- (a) auf Grund der Turbulenz der Flüssigphase,
- (b) auf Grund von Scherkräften durch Geschwindigkeitsgradienten und
- (c) durch Instabilitäten der Oberfläche auf Grund der Relativgeschwindigkeit berücksichtigt.

Für die verschiedenen Mechanismen unterscheiden sich die zur Verformung führenden Spannungen. Für turbulente Fluktuationen kann

$$\tau_{turb} = \frac{1}{2} \rho_l u_{ti}^2 \quad (3.28)$$

angesetzt werden. Die gemittelten Fluktuationsgeschwindigkeiten u_{ti} werden nach

$$u_{ti}^2 = C_2 (\varepsilon d)^{2/3} \quad (3.29)$$

berechnet. Die Scherspannungen auf Grund von Geschwindigkeitsgradienten der zeitgemittelten Flüssigkeitsströmungen und von Wirbeln ergeben sich entsprechend

$$\tau_{shear} = \mu_l \dot{\gamma} \quad (3.30)$$

und

$$\tau_{eddy} = \mu_l \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}} \quad (3.31)$$

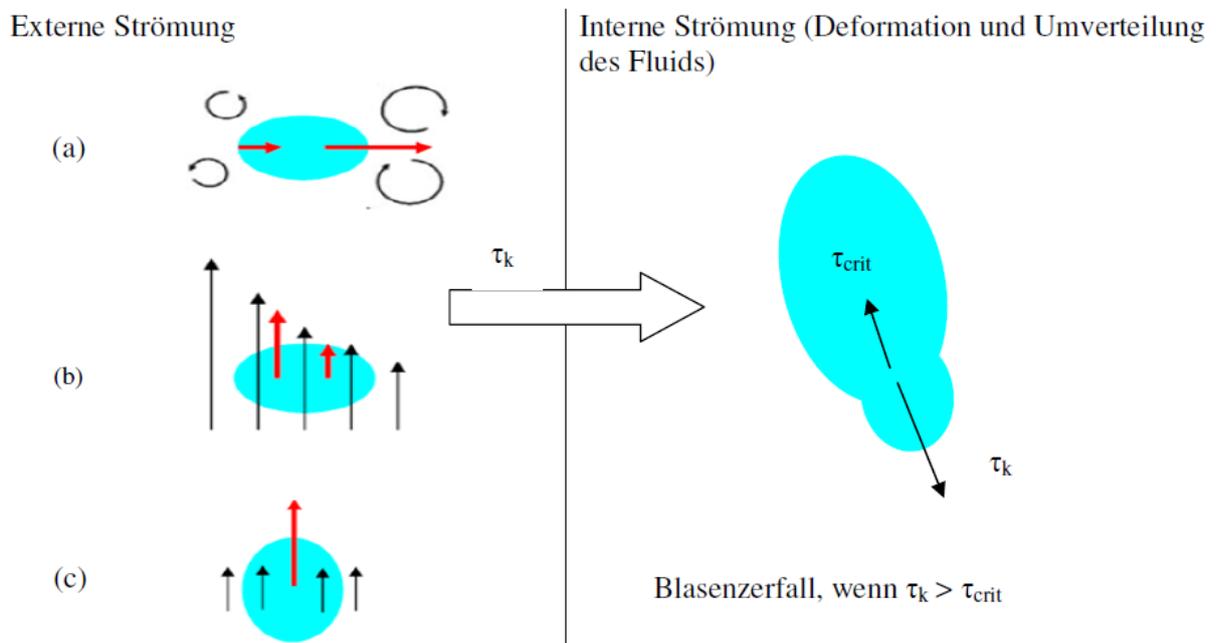


Abb. 3.4 Konzeptioneller Rahmen zur Modellierung der Blasenzerfall

Für das Abscheren kleiner Blasen am unteren Ende großer Blasen spielt die Widerstandskraft eine entscheidende Rolle. Daher wird in diesem Fall

$$\tau_{inter} = \frac{1}{8} C_6 C_D \rho_l u_{ri}^2 \quad (3.32)$$

angesetzt.

Gl. (3.23) enthält den Durchmesser der Ausgangsblase als charakteristische Länge. Entscheidend für den Zerfallsprozess ist jedoch die Größe der Einschnürung, die näherungsweise dem Durchmesser der kleineren Tochterblase gleichgesetzt werden kann. Daher wird dieser in dem neuen Modell als charakteristische Länge verwendet.

Die Zerfallfrequenz für den Zerfall einer Blase der Größe d_i in zwei Blasen der Größen d_j und $(d_i^3 - d_j^3)^{1/3}$ kann dann nach

$$\Omega(d_i, d_j) = \sum_k \frac{1}{t_{b,k}} = \sum_k \frac{u_{b,k}}{d_j} \quad (3.33)$$

berechnet werden. Die Summation über k erfasst dabei wiederum die verschiedenen Mechanismen, die zum Blasenzerfall führen.

Mit dieser Formulierung der Zerfallsfrequenz wird keine zusätzliche Definition einer Tochterblasenverteilung benötigt. Diese kann hingegen direkt von der Gl. (3.33) abgeleitet werden. Sie ergibt sich entsprechend:

$$\beta(d_i, d_j) = \frac{\Omega(d_i, d_j)}{\int_0^{(v_i/2)^{1/3}} 3 \frac{d_j^2}{d_i^3} \Omega(d_i, d_j) d(d_j)} \quad (3.34)$$

Das neue Modell für den Blasenzerfall kann daher folgendermaßen zusammengefasst werden:

$$\Omega(d_i, d_j) = \sum_k \left[\frac{\tau_k - \tau_{crit}}{\rho_l} \right]^{-0.5} \frac{1}{d_j}, \text{ falls } \tau_k > \tau_{crit} \quad (3.35)$$

wobei die deformierende Scherspannung τ_k für die einzelnen Mechanismen nach

$$\tau_k = \begin{cases} \tau_{turb} = \frac{1}{2} \rho_l 2^{1/2} (\varepsilon d_i)^{2/3} \\ \tau_{shear} = \mu_l \dot{\gamma} \\ \tau_{eddy} = \mu_l \sqrt{\frac{\rho_l \varepsilon}{\mu_l}} \\ \tau_{inter} = \frac{1}{8} C_6 C_D \rho_l u_{ri}^2 \end{cases} \quad (3.36)$$

und die kritische Scherspannung τ_{crit} , die erforderlich ist, damit es überhaupt zum Blasenzerfall kommt nach

$$\tau_{crit} = \max \left(6c_{fbv} \frac{\sigma}{d_i}, \frac{1}{\min(f_{bv}^{1/3}, (1-f_{bv})^{1/3})} \frac{\sigma}{d_i} \right) \quad (3.37)$$

berechnet wird. Die Konstante C_6 wird gleich 0,5 gesetzt.

3.3 Eigenschaften des neuen Modells

In Liao (2011) wird das neue Modell bzgl. ausführlich bzgl. seiner Eigenschaften für die einzelnen untersucht und diskutiert. Hier sollen nur kurz einige Resultate des Gesamtmodells dargestellt werden.

Die Kollisionsfrequenz für eine feste Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie $0.5 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ und einer Scherrate von $\dot{\gamma}=10 \text{ s}^{-1}$ ist in Abb. 3.5 und Abb. 3.6 dargestellt. Abb. 3.5 zeigt die Koaleszenzfrequenz für Blasen gleicher Größe, während für Abb. 3.6 die Größe der einen Blase mit 20 mm festgehalten wird. Für Blasen, die größer als der kritische Durchmesser nach Gl. (3.7) sind, ist der Blaseneinfang in der Nachlaufströmung der dominierende Mechanismus. Die Bedeutung der anderen Mechanismen hängt stark von den jeweiligen Parametern ab. Einige Abhängigkeiten sind ohne Berücksichtigung des Einfangs in die Nachlaufströmung einer großen Blase in den Abb. 3.7 bis Abb. 3.9 dargestellt.

Wie aus Abb. 3.7 deutlich wird, nimmt die Koaleszenzfrequenz mit der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ab. Das resultiert aus dem starken Abfall der Effizienz der Koaleszenz mit der Dissipationsrate. Das gleich gilt für die in Abb. 3.8 dargestellte Abhängigkeit von der Scherrate der Flüssigkeitsströmung. Die Abhängigkeit der Koaleszenzfrequenz von den Größen der beiden koaleszierenden Blasen wird in Abb. 3.9 gezeigt.

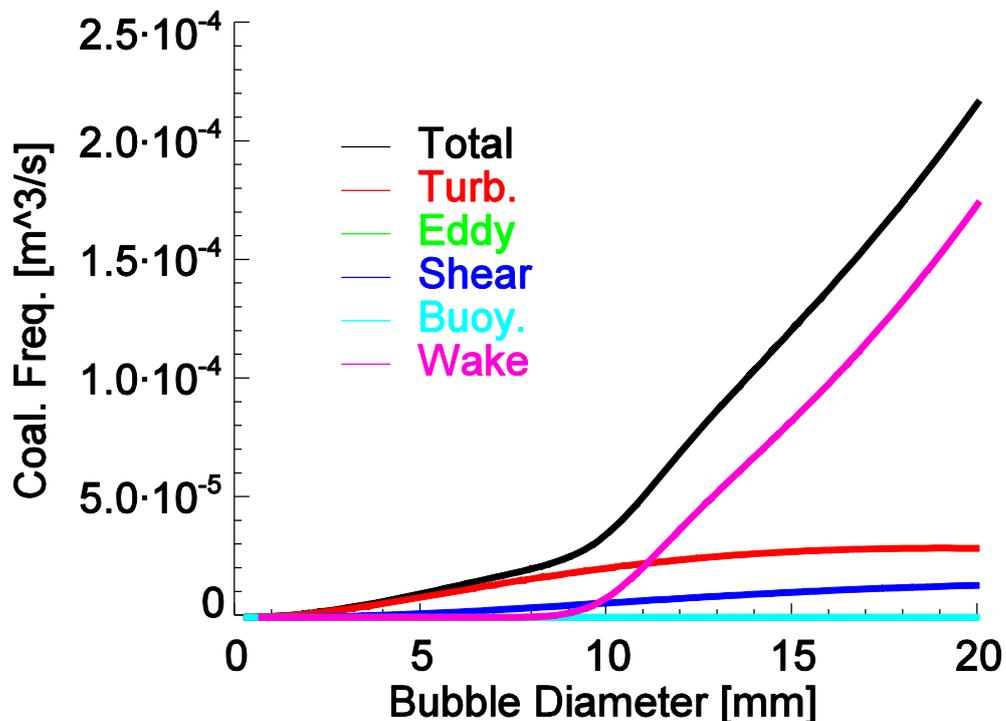


Abb. 3.5 Beiträge der einzelnen Mechanismen zur Koaleszenzfrequenz für die Koaleszenz von Blasen gleicher Größe

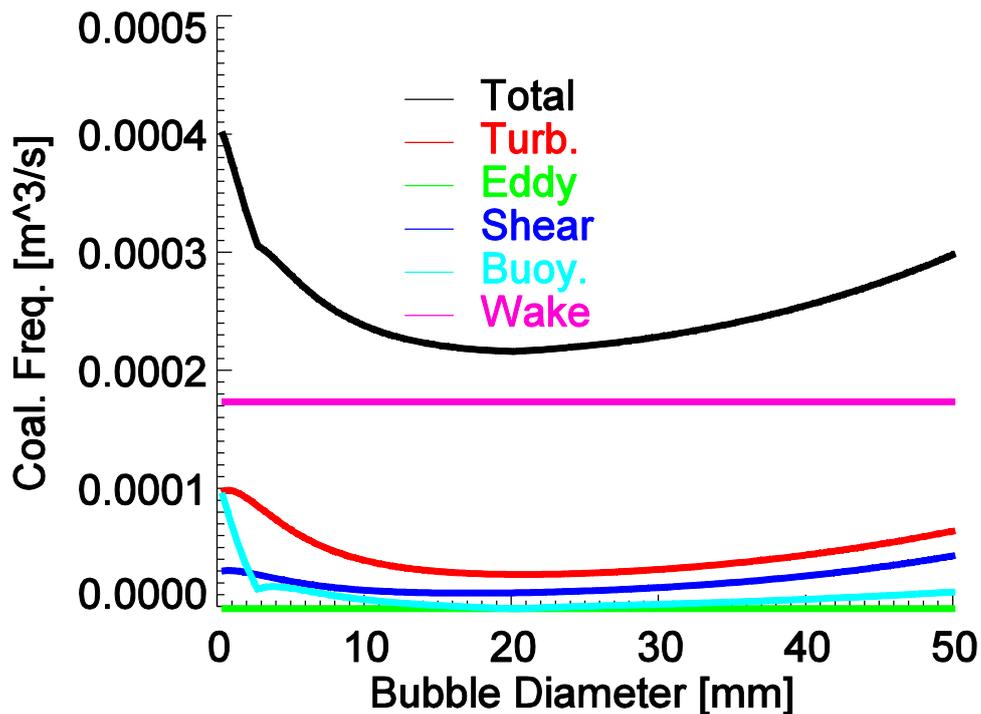


Abb. 3.6 Beiträge der einzelnen Mechanismen zur Koaleszenzfrequenz für die Koaleszenz von Blasen mit einer Blase mit 20 mm Durchmesser

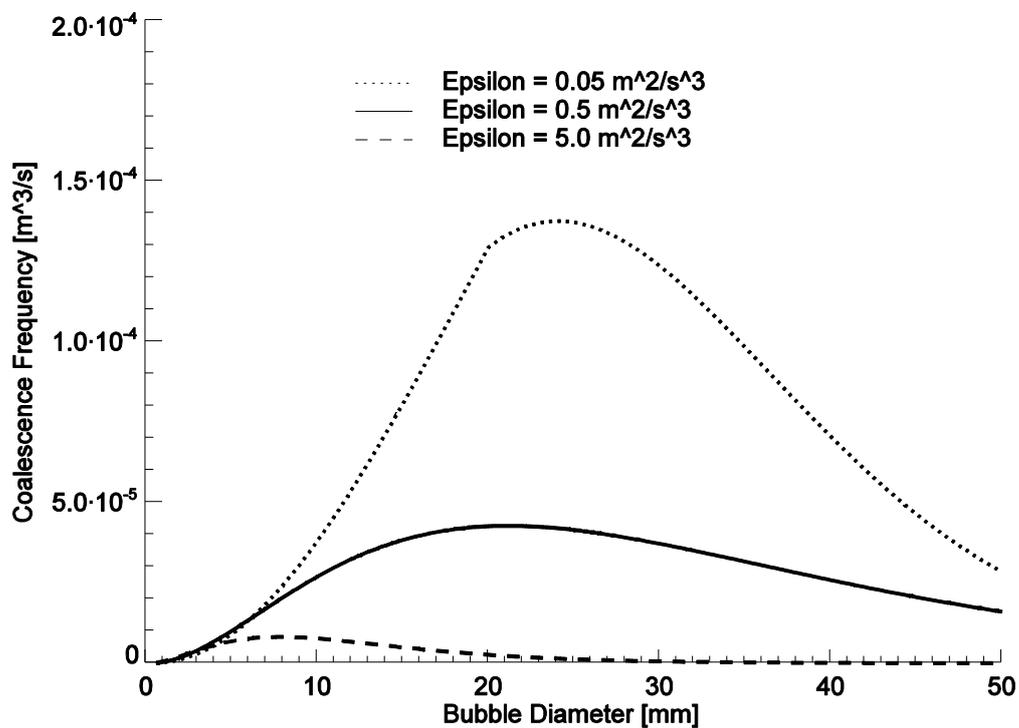


Abb. 3.7 Koaleszenzfrequenz für zwei gleich große Blasen für verschiedene Werte der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ($\dot{\gamma} = 10.0 \text{ s}^{-1}$)

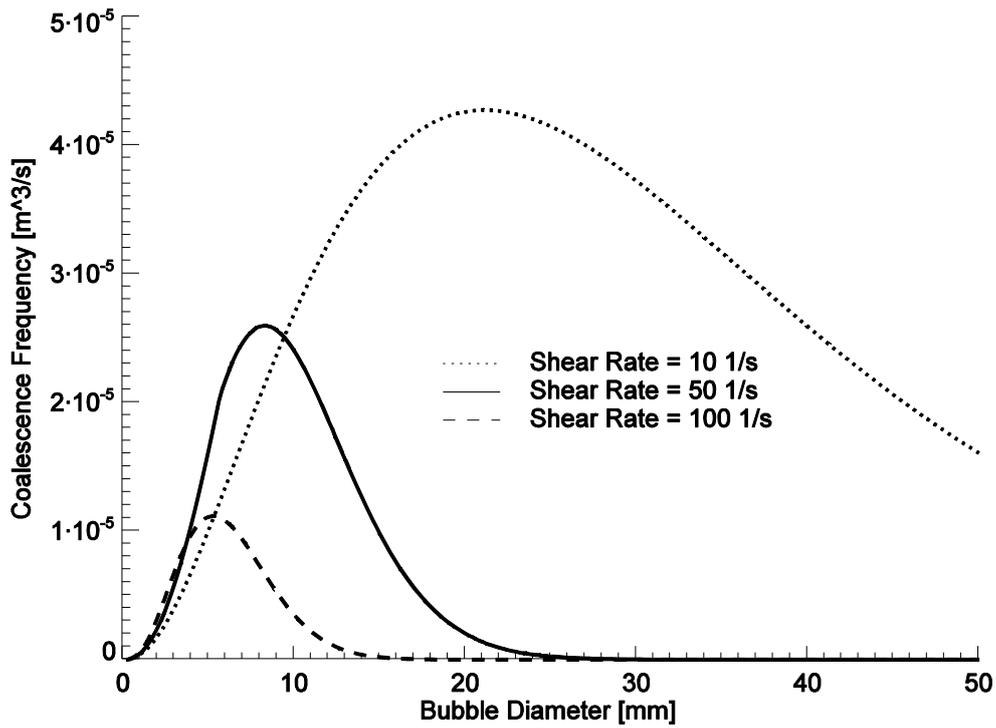


Abb. 3.8 Koaleszenzfrequenz für zwei gleich große Blasen für verschiedene Werte der Scherrate der turbulenten kinetischen Energie ($\epsilon=0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$)

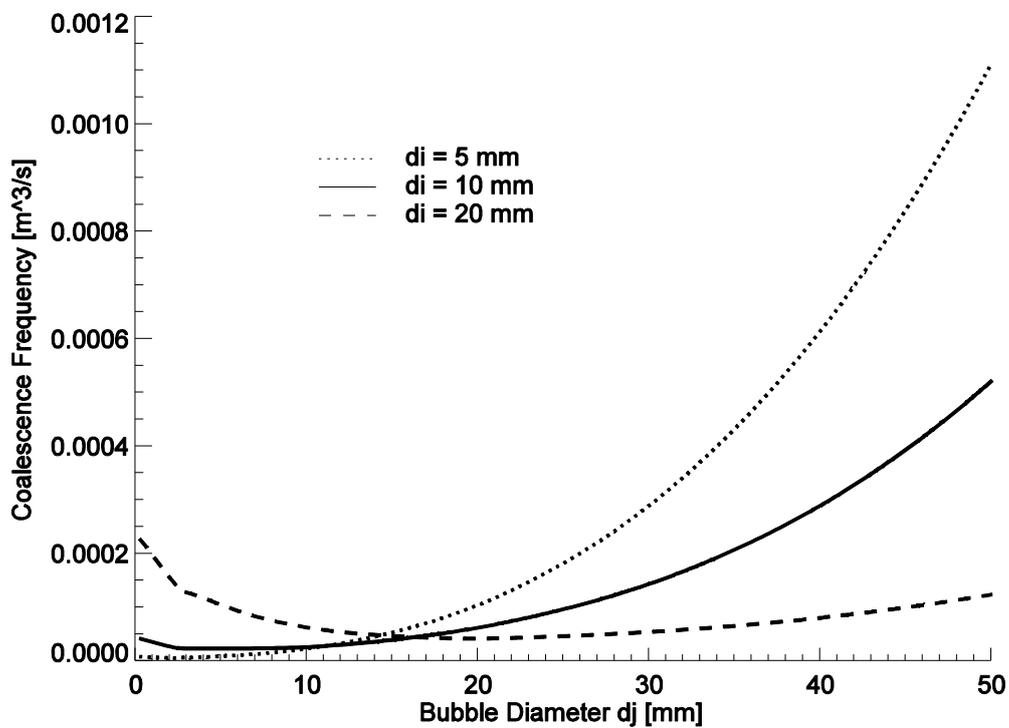


Abb. 3.9 Koaleszenzfrequenz für verschieden große Blasen ($\dot{\gamma} = 10.0 \text{ s}^{-1}$, $\epsilon=0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$)

Für ein Luft-Wasser-System wird der Zerfall im wesentlichen durch die Turbulenz der Flüssigphase und Scherspannungen an der Grenzfläche bestimmt, da die Scherkräfte auf Grund der geringen Viskosität von Wasser vernachlässigbar sind.

Wie Abb. 3.10 zeigt nimmt die Zerfallsfrequenz mit der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie zu. Sehr kleine Blasen sind stabil, ab einem Schwellwert nimmt die Zerfallsfrequenz mit der Blasengröße zu.

Die Zerfallsfrequenz auf Grund von Instabilitäten der Phasengrenzfläche ist in Abb. 3.11 dargestellt. Diese hängt nur von der Blasengröße ab. Große Blasen haben eine höhere Relativgeschwindigkeit und auf Grund der größeren Oberfläche eine geringere Oberflächenspannungskraft, die dem Zerfall entgegen wirkt.

Wie bereits im Zusammenhang mit Abb. 3.3 diskutiert, ist der Zerfall einer Blasen in Tochterblasen, deren Größe irgendwo zwischen 0 und dem halben Blasenvolumen liegt am wahrscheinlichsten. Daher sind die Tochterblasengrößenverteilungen M-förmig. Die Abb. 3.12 und Abb. 3.13 zeigen die Anhängigkeiten der Tochterblasengrößenverteilungen von der Größe der Ausgangsblase und von der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie.

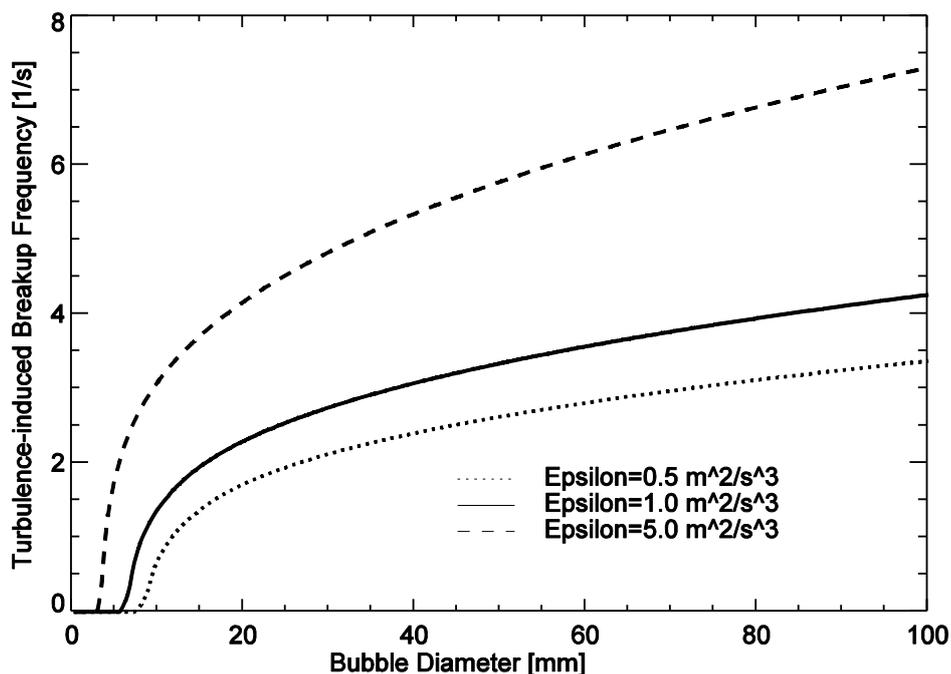


Abb. 3.10 Abhängigkeit der Blasenzerfallsfrequenz durch Turbulenz der Flüssigphase von der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie

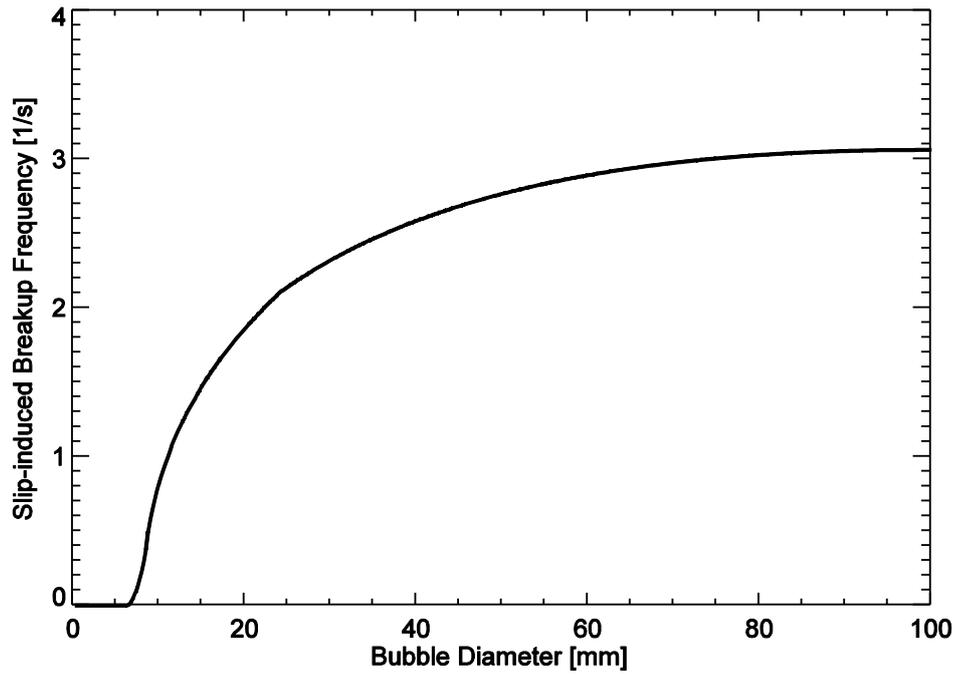


Abb. 3.11 Zerfallsfrequenz durch Instabilitäten der Oberfläche die zum Abscheren von Blasen führen.

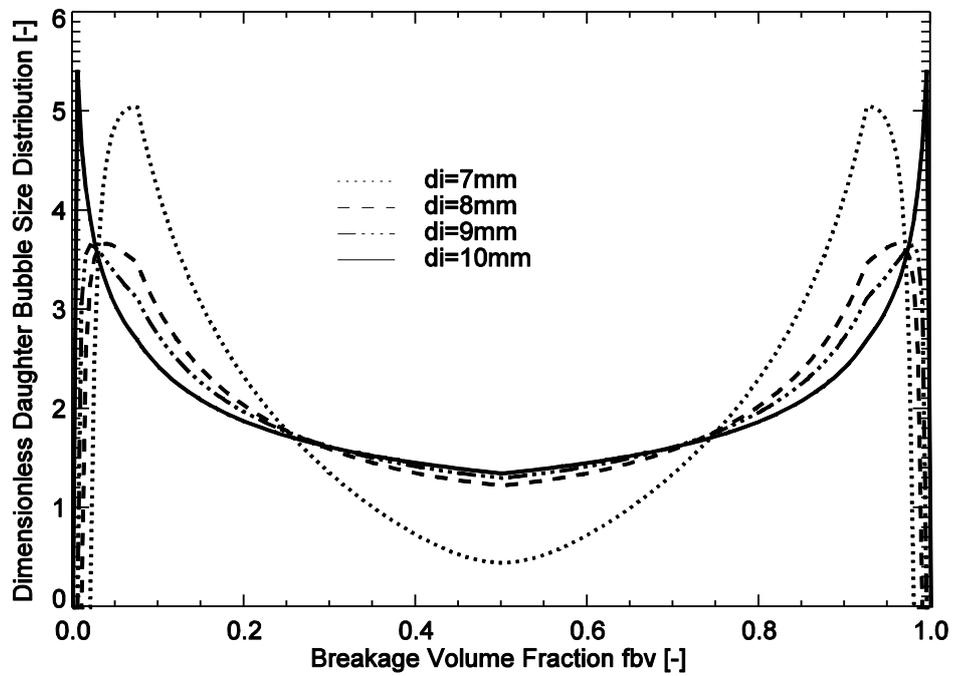


Abb. 3.12 Abhängigkeit der Tochterblasengrößenverteilungen von der Größe der Ausgangsblase ($\epsilon=1.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$)

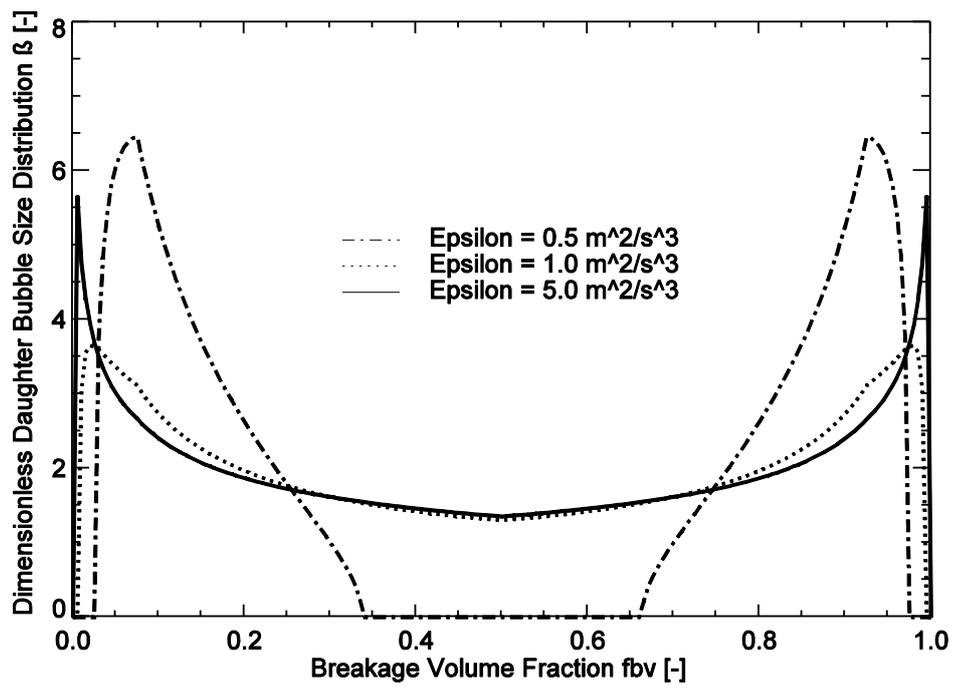


Abb. 3.13 Abhängigkeit der Tochterblasengrößenverteilungen von der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie

4. Validierung des neuen Modells

4.1 Validierungsstrategie

Koaleszenz- und Zerfallsfrequenzen können nicht direkt gemessen werden. Stattdessen muss die Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang einer Strömung betrachtet werden

Polydisperse Blasenströmungen sind durch Wechselwirkungen zwischen einer Vielzahl von Einzelphänomenen charakterisiert. Die räumliche Verteilung wird durch den Impulsaustausch zwischen der Flüssigkeit und den einzelnen Blasen bestimmt. Dieser wird durch Modelle für Blasenkräfte berücksichtigt. Einige Blasenkräfte hängen empfindlich von der Blasengröße ab. So ändert z.B. die laterale Lift-Kraft in Abhängigkeit von der Blasengröße ihr Vorzeichen. Das führt zu einer Separation großer und kleiner Blasen und damit zu lokal unterschiedlichen Blasengrößenverteilungen. Die Koaleszenz- und Zerfallsraten sind proportional zur Anzahldichte der jeweiligen Ausgangsblasen und hängen somit von diesen Blasengrößenverteilungen ab. Infolge dessen ist es für die Validierung wichtig, lokale Blasengrößenverteilungen zu berücksichtigen. Die Effekte der Blasenkräfte sind ausführlich in dem Bericht von Lucas & Krepper (2007) dargestellt und sollen hier nicht im Detail wiederholt werden.

Weiterhin werden gerade die Koaleszenz- und Zerfallfrequenzen stark von der Turbulenz der Flüssigphase beeinflusst. Die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ist ein direkter Eingangsparameter für Koaleszenz- und Zerfallsmodelle. Eine möglichst genaue Berechnung dieser Größe ist daher wichtig für die Validierung des neuen Modells für Blasenkoaleszenz und –zerfall.

Es ist ein Ziel der CFD-Entwicklung Modelle bereitzustellen, die für komplexe durch dreidimensionale Phänomene gekennzeichnete Strömungen gültig sind. Für die Entwicklung und Validierung neuer Modelle kommt es jedoch darauf an, Strömungssituationen mit genau festlegbaren Randbedingungen zu definieren. Für die Modellierung von Blasenkoaleszenz und –zerfall stellen vertikale Rohrströmungen den einfachsten denkbaren Fall dar. Hier steigen die Blasen unter konstanten Randbedingungen auf und die Veränderung der Blasengrößenverteilungen entlang der Höhe kann beobachtet werden. Außerdem kann bei symmetrischer Einspeisung von einer Zylindersymmetrie ausgegangen werden.

Entsprechende Daten sollten die lokalen Verteilungen der einzelnen Blasen enthalten. Bisher kann diese Information für Strömungen mit mittleren und hohen Gasgehalten nur mit Gittersensoren gewonnen werden. Im Rahmen der Vorhaben „Strömungskarten und Modelle für transiente Zweiphasenströmungen“ (Förderkennzeichen 150 1215) und „Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes“ (Förderkennzeichen 150 1265, Laufzeit April 2002 bis September 2006) wurde verschiedene Experimente zur Untersuchung der Entwicklung von Zweiphasenströmungen entlang vertikaler Rohre durchgeführt. Bei genauer Analyse zeigte sich jedoch, dass sie zur Validierung von Modellen für

Blasenkoaleszenz und –zerfall nur eingeschränkt nutzbar waren. Die Ursachen dafür liegen in der Tatsache, dass die Teststrecken für die einzelnen Messungen der einzelnen Höhen umgebaut werden mussten, bzw. bei den Experimenten an der Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ der an der jeweils aktivierten Gaseinspeisung anliegende Druck für die verschiedenen Höhen unterschiedlich war. Daraus ergaben sich teilweise inkonsistente Entwicklungen der radialen Gasgehaltsprofile und insbesondere der Blasengrößenverteilungen. Außerdem wurde eine empfindliche Abhängigkeit der Entwicklung der Blasengrößenverteilungen von der Temperatur festgestellt.

Auf Grund dieser Einschränkungen wurde im Rahmen des Vorhabens „TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang“ (Förderkennzeichen 150 1329, Laufzeit Oktober 2006 bis September 2010) die Messserie L12 für aufwärtsgerichtete Luft-Wasser-Strömungen in einem vertikalen Rohr mit einem Innendurchmesser von 195,3 mm aufgenommen (Beyer et al., 2008). Hierbei wurde besonderes Augenmerk auf die Konsistenz der Daten für die unterschiedlichen Abstände zwischen Gaseinspeisung und Messebene untereinander gelegt. Die Experimente sind in einem ausführlichen Versuchsbericht (Beyer et al., 2008) dargestellt. Dort werden auch die oben kurz genannten Gründe für die eingeschränkte Eignung anderer Experimente diskutiert. Für die Validierung des neuen Modells für Blasenkoaleszenz und –zerfall wurde diese Testserie zu Grunde gelegt.

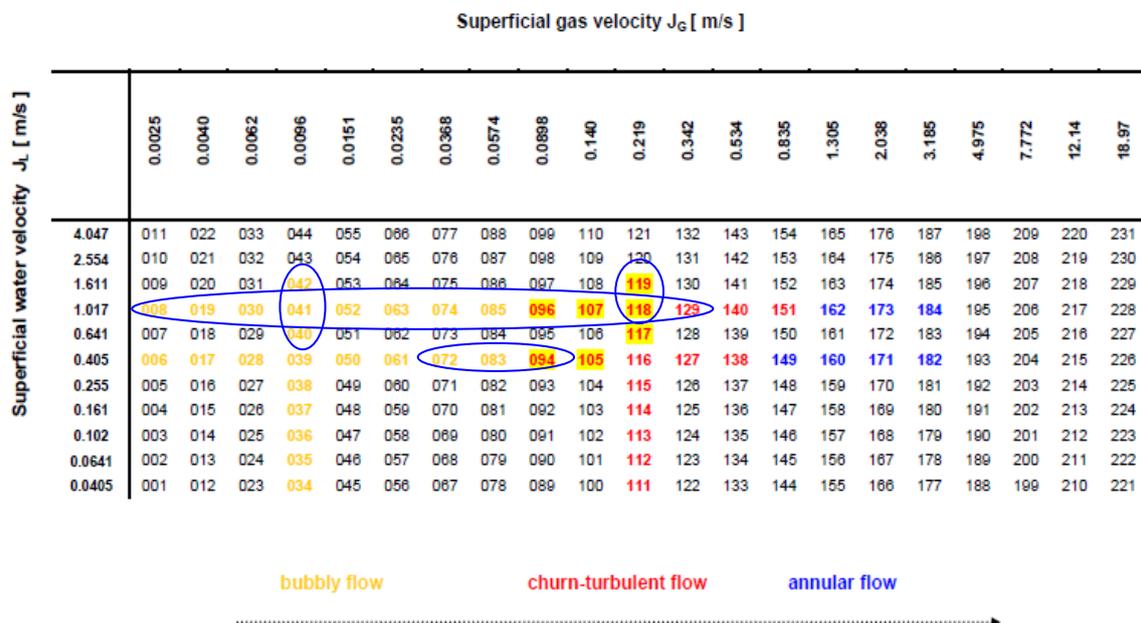


Abb. 4.1 Versuchsmatrix der Serie L12. Gemessen wurden die farbig markierten Punkte. Für die Modellvalidierung wurden die blau eingekreisten Punkte genutzt

Abb. 4.1 zeigt die Versuchsmatrix der in der Serie L12 gemessenen Kombinationen von Luft- und Wasser-Leerrohrgeschwindigkeiten. Es wurde nur ein Teil der Versuchspunkte für die Modellvalidierung genutzt, da für kleine Wasser-Leerrohrgeschwindigkeit der intrusive Effekt des Gittersensors relativ stark ist, d.h.

die Blasen zum Teil deutlich durch die Wechselwirkung mit den Drähten abgebremst werden. In den Beispielen zur Validierung des Modells für Blasenkoaleszenz und – zerfall wird auf die Bezeichnungen der Versuchspunkte in der Matrix Bezug genommen.

Die Messungen erfolgten in verschiedenen Abständen von der Gaseinspeisung. Dieser wird jeweils durch einen Buchstaben gekennzeichnet. Die entsprechende Zuordnung ist in Tabelle 4.1 dargestellt.

Tab. 4.1 Absolute und relative Einlaufängen an der Testsektion Variable Gaseinspeisung

Einspeisekammer	Höhenposition	Bohrungsdurchmesser [mm]	Einlaufänge [mm]	L/D-Verhältnis
1	A	1 mm	221	1.1
1	B	4 mm	278	1.4
1	C	1 mm	335	1.7
2	D	1 mm	494	2.5
2	E	4 mm	551	2.8
2	F	1 mm	608	3.1
3	G	1 mm	1438	7.4
3	H	4 mm	1495	7.7
3	I	1 mm	1552	7.9
4	J	1 mm	2481	12.7
4	K	4 mm	2538	13.0
4	L	1 mm	2595	13.3
5	M	1 mm	4417	22.6
5	N	4 mm	4474	22.9
5	O	1 mm	4531	23.2
6	P	1 mm	7688	39.4
6	Q	4 mm	7745	39.7
6	R	1 mm	7802	39.9

Simulationen zur Entwicklung von Zweiphasenströmungen in vertikalen Rohren können mit dem CFD-Code CFX im Rahmen des oben erwähnten Inhomogenen MUSIG-Modells durchgeführt werden. Jedoch benötigen solche Simulationen große Computerressourcen und führen zu langen Rechenzeiten. Auf der anderen Seite sind aber sehr umfangreiche Tests des Modells erforderlich. Daher wurde für erste Tests des Modells ein vorhandener Testsolver für vertikale Rohrströmungen erweitert und genutzt. Damit konnte die Anzahl der notwendigen CFD-Rechnungen deutlich reduziert werden.

Allerdings führen die Vereinfachungen im Testsolver auch zu Unterschieden in der Berechnung der Entwicklung der Strömung entlang des Rohrs. Diese wurden an Hand von Rechnungen zu einphasigen Strömungen und für eine Zweiphasenströmung (Versuchspunkt 118 in der Versuchsmatrix, s. Abb. 4.1) untersucht und diskutiert. Die Details dazu sind in Liao (2011) zu finden.

In den folgenden Abschnitten wird die Validierung des Modells mit Hilfe dieses Testsolvers und in dem CFD-Programm ANSYS-CFX dargestellt.

4.2 Modelle für Blasenkräfte und Zweiphasenturbulenz

Wie im vorhergehenden Abschnitt dargestellt spielen die Modelle für Blasenkräfte und für die Zweiphasenturbulenz eine wichtige Rolle für die Validierung des neuen Modells. Für die Weiterentwicklung des Inhomogenen MUSIG-Modells wurden im Rahmen der verschiedenen TOPFLOW-Vorhaben hierzu zahlreiche Arbeiten durchgeführt. Die Ergebnisse wurden in diesem Vorhaben genutzt. Für die Blasenkräfte wurde die Formulierungen für Drag-, Lift- und Wandkraft von Tomiyama verwendet. Diese wurden in Lucas & Krepper (2007) als geeignete Ansätze identifiziert. Die exakten Formulierungen sind in Liao (2011) ausführlich dargestellt und sollen hier nicht wiederholt werden.

Für die Berücksichtigung der Zweiphasenturbulenz wurde bisher meist der Ansatz von Sato et al. (1981) genutzt. Bei diesem wird zusätzlich zu der turbulenten Viskosität der einphasigen Strömung ein Anteil aus blaseninduzierter Turbulenz berücksichtigt. Dieser Ansatz ist erfolgreich und ausreichend, wenn es nur auf die Berechnung der Geschwindigkeitsfelder ankommt, für die letztlich nur die turbulente Viskosität von Bedeutung ist. Andere Turbulenzparameter wie die turbulente kinetische Energie und die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie wurden meist nur als Hilfsgrößen zur Bestimmung der turbulenten Viskosität genutzt.

Wie bereits erwähnt ist aber insbesondere die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ein wichtiger Eingangsparameter für die Modelle zur Blasenkoaleszenz und den Blasenzerfall. Diese werden aber bei Verwendung des Ansatzes von Sato et al. (1981) nur für eine einphasige Strömung berechnet. Insbesondere in Strömungen mit hohem Gasgehalt kann aber der blaseninduzierte Anteil an der Turbulenz der Flüssigströmung erheblich sein.

Daher wurde sowohl in diesem Vorhaben als auch in dem Vorhaben „TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang“ (Förderkennzeichen 150 1329, Laufzeit Oktober 2006 bis März 2011) umfangreiche Arbeiten zur Verbesserung der Turbulenzmodellierung für Zweiphasenströmungen durchgeführt. Ausgangspunkt hierfür sind Zweigleichungsmodelle wie das k - ε - oder das k - ω -Modell.

Der Einfluss der Anwesenheit von Gasblasen auf die Turbulenzparameter einer flüssigen turbulenten Strömung kann durch Quellen S_{BIT}^k in der Bilanzgleichung für die turbulente kinetische Energie k und S_{BIT}^ε in der Bilanzgleichung für die turbulente Dissipation ε berücksichtigt werden:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l k) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{U}_l k) = \nabla \cdot \left(\alpha_l \frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right) + \alpha_l P_l - \alpha_l \rho_l \varepsilon + S_{BIT}^k \quad (4.1)$$

bzw.:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l \varepsilon) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{U}_l \varepsilon) = \nabla \cdot \left(\alpha_l \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + \alpha_l \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_l - C_{\varepsilon 2} \rho_l \varepsilon) + S_{BIT}^\varepsilon \quad (4.2)$$

P_l ist dabei der Quellterm für die von Scherspannungen erzeugte Turbulenz nach

$$P_l = \mu_t \rho_l (\vec{\nabla} \vec{U}_l + \vec{\nabla} \vec{U}_l^T) : \vec{\nabla} \vec{U}_l \quad (4.3)$$

die Konstanten sind $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$.

Unter der Annahme, dass alle Reibungsarbeit einer sich in der Flüssigkeit bewegenden Gasblase in turbulente kinetische Energie umgewandelt wird, kann die Quelle S_{BIT}^k in Gl. (4.1) nach

$$S_{BIT}^k = -\vec{F}_D \alpha_g |\vec{U}_g - \vec{U}_l| \quad (4.4)$$

berechnet werden, wobei α_g der Gas-Volumenanteil, \vec{U}_g bzw. \vec{U}_l die Gas- bzw. Flüssiggeschwindigkeit und \vec{F}_D die Drag-Kraft sind:

$$\vec{F}_D = \alpha_g \frac{3}{4} \frac{C_D}{d} \rho_l |\vec{U}_g - \vec{U}_l|^2 \quad (4.5)$$

Unter Berücksichtigung einer Relaxationszeit τ und eines Proportionalitätsfaktors $C_{\varepsilon 3}$ lässt sich daraus die Quelle S_{BIT}^ε ermitteln:

$$S_{BIT}^\varepsilon = C_{\varepsilon 3} \frac{S_{BIT}^k}{\tau} \quad (4.6)$$

Viele Autoren verfolgen diesen Ansatz, wobei Unterschiede in der Annahme des Proportionalitätsfaktors $C_{\varepsilon 3}$ und der Relaxationszeit τ zu finden sind. In der Regel sind diese Ansätze jedoch nur wenig physikalisch begründet. Die meisten Autoren achten lediglich auf die Einhaltung der Dimension und der Einbeziehung der vermuteten Einflussgrößen.

Yao und Morel (2004) gehen bei der Formulierung der Relaxationszeit von einer zusätzlichen Abhängigkeit vom Blasendurchmesser d aus, da die Wirbel hinter einer Blase von der gleichen Größenordnung wie der Blasendurchmesser angenommen werden können. Je größer diese Wirbel, desto länger die Zeit, in der diese Wirbel in kleinere zerlegt werden bevor sie vollständig dissipieren:

$$\tau = \left(\frac{d^2}{\varepsilon} \right)^{1/3} \quad (4.7)$$

Dieses Modellkonzept arbeitet in der CFX-Implementierung weitgehend numerisch stabil. Im Rahmen des TOPFLOW-II-Vorhabens wurde Einfluss des Koeffizienten $C_{\varepsilon 3}$ untersucht.

Troshko und Hassan (2001) schlagen eine Abhängigkeit der Relaxationszeit vom Koeffizienten für die virtuelle Masse C_{VM} und vom Drag-Koeffizienten C_D vor:

$$\tau = \frac{2C_{VM}d}{3C_D |\vec{U}_g - \vec{U}_l|} \quad (4.8)$$

Für den Koeffizienten $C_{\varepsilon 3}$ empfehlen die Autoren einen Wert von 0,45. Ein Nachteil dieses Ansatzes ist die Geschwindigkeitsdifferenz im Nenner. Bei der Berechnung der Quelle S_{BIT}^{ε} aus den oben genannten Gleichungen tritt diese Differenz in der 4. Potenz auf, was für einige Anwendungsfälle zu numerischen Problemen führt.

Pfleger und Becker (2001) benutzen keine extra Skale für die Blasengröße:

$$\tau = \frac{k}{\varepsilon} \quad (4.9)$$

und empfehlen $C_{\varepsilon 3} = C_{\varepsilon 2} = 1,92$.

Politano et al. (2003) nutzen die gleiche Zeitskala, verzichten darüber hinaus auf den Drag-Koeffizienten in Gl. (4.5). Stattdessen führen sie bei der Berechnung von S_{BIT}^k einen zusätzlichen Korrekturfaktor C_{BIT} ein.

Der Einfluss der verschiedenen Modelle auf Blasenkoaleszenz und -zerfall wurde sowohl im Testsolver als auch in den CFX-Rechnungen getestet.

4.3 Test des Modells im Mehrblasenklassen-Testsolver

Ein vereinfachtes Modell für polydisperse Blasenströmungen in vertikalen Röhren wurde im Rahmen des Vorhabens „Strömungskarten und Modelle für transiente Zweiphasenströmungen“ (Förderkennzeichen 150 1215) entwickelt. Der so genannte Mehrblasenklassen-Testsolver erlaubt die Berücksichtigung einer großen Anzahl (typischerweise 30-50) von Blasenklassen. Für jede dieser Blasenklassen wird eine Bilanzgleichung für die Blasenkräfte in radiale Richtung gelöst. In der ursprünglichen Version wurde eine voll entwickelte Strömung angenommen. In diesem Fall erhält man aus der Bilanz der lateralen Lift-Kraft, der Wandkraft und der turbulenten Dispersionskraft ein radiales Profil für die Verteilung der Blasen einer Größe. Addiert man diese Profile gewichtet mit der gemessenen Blasengrößenverteilung so ergibt sich das radiale Gasgehaltsprofil. Der Vergleich mit dem experimentellen Profil erlaubt Rückschlüsse auf die Qualität der Modelle für die Non-Drag-Kräfte zu ziehen.

Später wurde der Testsolver für sich entwickelnde Strömungen erweitert. Dafür wurde von der einfachen Annahme ausgegangen, dass sich alle Blasen mit der gleichen Aufstiegs geschwindigkeit entlang des Rohrs bewegen. In diesem Fall kann der Zeit eine entsprechende Höhenposition im Rohr zugeordnet werden. In die Kräftebilanz werden dann auch die Drag- und die virtuelle Massenkraft mit einbezogen. Außerdem können lokal (d. h. für jedes radiale Node) Übergänge zwischen den Blasenklassen durch Blasenkoaleszenz und –zerfall berücksichtigt werden. Im Ergebnis erhält man Näherungslösungen für die Entwicklung der radialen Gasgehalts- und Geschwindigkeitsprofile sowie der Blasengrößenverteilungen. Details zu dem zu Projektbeginn verfügbaren Testsolver sind in Prasser et al. (2003) und Lucas & Krepper (2007) zu finden. Einzelne Tests zur radialen Diskretisierung (Anzahl der Blasenklassen und radiale Nodes) sind außerdem in Liao (2011) ausführlich dargestellt.

4.3.1 Erweiterungen

Für die Validierung des neuen Modells mit dem Mehrblasenklassen-Testsolver waren verschiedene Erweiterungen notwendig, die in Liao (2011) ausführlich dargestellt werden.

Das betrifft zum Einem die Turbulenzmodellierung. Wie im Abschnitt 4.2 diskutiert wurde, ist der Sato-Ansatz für die Modellierung von Blasenkoaleszenz und –zerfall nicht ausreichend. Daher wurden die k - ε -Gleichungen mit Quelltermen für die blaseninduzierte Turbulenz Gln. (4.1) und (4.2) für den stationären Fall und für Rotationssymmetrie vereinfacht und in den Testsolver implementiert. Die verschiedenen, in Abschnitt 4.2 genannten Modelle für die Quellterme wurden ebenfalls implementiert und getestet.

In der ursprünglichen Version des Testsolvers wurde der querschnittsgemittelte Volumengasgehalt an der Einspeiseposition festgelegt und über die Rohrhöhe nur entsprechend den Änderungen des Drucks modifiziert, d. h. der Gasgehalt an der Höhenposition 2 wurde aus dem der Höhenposition 1 entsprechend

$$\alpha_2 = \alpha_1 \frac{p_1}{p_2} \quad (4.10)$$

berechnet. Da der Gasgehalt aber auch durch eine Veränderung der Driftgeschwindigkeit entlang des Rohres modifiziert wird, konnte der experimentell ermittelte querschnittsgemittelte Gasgehalt nur in unbefriedigender Genauigkeit berechnet werden. Gerade die Umverteilung der Gasphase vom Rohrrand (die Einspeisung des Gases erfolgte über Bohrungen in der Rohrwand) zum Zentrum hat einen erheblichen Einfluss auf den mittleren Gasgehalt (s. Diskussion in Beyer et al., 2008).

Daher wird der Gasgehalt nun nach

$$\alpha = \frac{J_g}{J_g + J_l + u_D} \quad (4.11)$$

mit

$$u_D = \bar{u}_g - J = (C_0 - 1)J + \bar{u}_{GI} \quad (4.12)$$

berechnet. Der Formfaktor C_0 und die querschnittsgemittelte Driftgeschwindigkeit \bar{u}_{GI} können aus den radialen Geschwindigkeits- und Volumenanteilprofilen der Gruppen berechnet werden. Die kompletten Gleichungen sowie Beispiele für den Einfluss der Modellerweiterung sind in Liao (2011) zu finden.

Weiterhin wurde die Berechnung der querschnittsgemittelten Gasgeschwindigkeit verbessert. Bisher wurden nur die querschnittsgemittelte Flüssigkeitsgeschwindigkeit und eine nach dem Volumenanteil gewichtete mittlere Relativgeschwindigkeit addiert. In der erweiterten Testsolver-Version wird das Profil der beiden Größen über den Rohrradius berücksichtigt. Damit erhält man ein radiales Profil der Gasgeschwindigkeit, welches dann über den Querschnitt gemittelt wird. Die kompletten Gleichungen sowie Beispiele für den Einfluss der Modellverbesserung sind ebenfalls in Liao (2011) zu finden.

4.3.2 Implementierung und Test von Koaleszenz- und Zerfallsmodellen aus der Literatur

Verschiedene Modelle aus der Literatur wurden in den Testsolver implementiert und deren Eigenschaften untersucht. Da es eine große Vielzahl von Einzelmodellen und damit erst recht von Kombinationsmöglichkeiten von Modellen gibt, musste eine Auswahl für genauere Untersuchungen getroffen werden. Dafür wurden 3 häufig verwendete Modelle ausgewählt und entsprechende Kombinationen betrachtet. Diese sind in Tabelle 4.2 auf gelistet.

Tab. 4.2 Untersuchte Modellkombinationen

Case	Koaleszenzmodell	Zerfallsmodell
1	Lehr et al. (2002)	Lehr et al. (2002)
2	Lehr et al. (2002)	Luo & Svendsen (1996a)
3	Lehr et al. (2002)	Prince & Blanch (1990)
4	Luo & Svendsen (1996b)	Lehr et al. (2002)
5	Luo & Svendsen (1996b)	Luo & Svendsen (1996a)
6	Luo & Svendsen (1996b)	Prince & Blanch (1990)
7	Prince & Blanch (1990)	Lehr et al. (2002)
8	Prince & Blanch (1990)	Luo & Svendsen (1996a)
9	Prince & Blanch (1990)	Prince & Blanch (1990)

Für die Untersuchungen wurden die Punkte der Testmatrix (s. Abb. 4.1) 041, 063, 085 und 107 betrachtet. Es wurden jeweils die gemessenen radialen Gasgehaltsprofile und querschnittsgemittelten Blasengrößenverteilungen der Höhe A (s. Tab. 4.1) als Randbedingungen gesetzt und die Entwicklung der Strömung über die Rohrhöhe berechnet.

Für den Punkt 041 liegen die Blasengrößen unter 10 mm und Koaleszenz und Zerfall spielen nur eine untergeordnete Rolle. Wie aus Abb. 4.2 ersichtlich, kommt es zu einer leichten Zunahme des mittleren Blasendurchmessers im Experiment. Das wird nur von den Fällen 1, 2, 6 und 9 einigermaßen befriedigend wiedergegeben. Sieht man sich aber die Blasengrößenverteilungen in Abb. 4.3 an, erkennt man jedoch, dass nur die Fälle 1 und 2 die Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohres in Übereinstimmung mit dem Experiment berechnen.

Für den Punkt 063 ändert der mittlere Blasendurchmesser über die Höhe kaum. Die Abweichungen zwischen den berechneten Blasengrößenverteilungen an der Höhe R und den entsprechenden experimentellen Verteilungen ist nun auch für die Fälle 1 und 2 deutlich größer.

Die Entwicklung der Blasengrößenverteilung für den Matrixpunkt 085 ist bereits von Blasenzerfall dominiert. Der mittlere Anfangsdurchmesser liegt bei etwa 15 mm. Für diesen Punkt wird die Blasengrößenverteilung an der Höhe R von den Fällen 3, 6 und 9 am besten berechnet, d.h. den Fällen mit dem Zerfallsmodell von Prince & Blanch (1990).

Bei dem Punkt 107 entstehen ebenfalls kleinere Blasen durch Zerfall, aber durch Koaleszenz auch Blasen, die deutlich größer als die Primärblasen sind. Wie Abb. 4.4 zeigt, nimmt der mittlere Blasedurchmesser mit der Höhe ab. Der Peak für die kleinen Blasen in Abb. 4.5 wird wiederum in den Fällen mit dem Zerfallsmodell von Prince & Blanch (1990) (Cases 3, 6 und 9) am besten berechnet, jedoch fehlen in diesen Fällen die großen Blasen. Daher ist auch der mittlere Blasendurchmesser in Abb. 4.4 für diese Fälle durchweg zu klein. In anderen Fällen wird hingegen der Peak der Kleinblasen nicht richtig wiedergegeben. Er liegt bei zu großen Blasendurchmessern. Für die Fälle 7 und 8 gibt es einen Peak für sehr große Blasen. Dieser resultiert aber aus einer Überschätzung der gesamten Koaleszenzrate, da die Entstehung der großen Blasen im wesentlichen auf Grund des Blaseneinfangs in die Nachlaufströmung beruht. Dieser Mechanismus ist aber in dem Koaleszenzmodell von Prince & Blanch (1990) nicht enthalten.

Zusammenfassend zeigen diese Tests der Modelle aus der Literatur, dass deren Gültigkeitsbereich sehr begrenzt ist. Keines der Modelle kann für die Berechnung der Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohres für verschiedene Gasleerrohrgeschwindigkeiten genutzt werden.

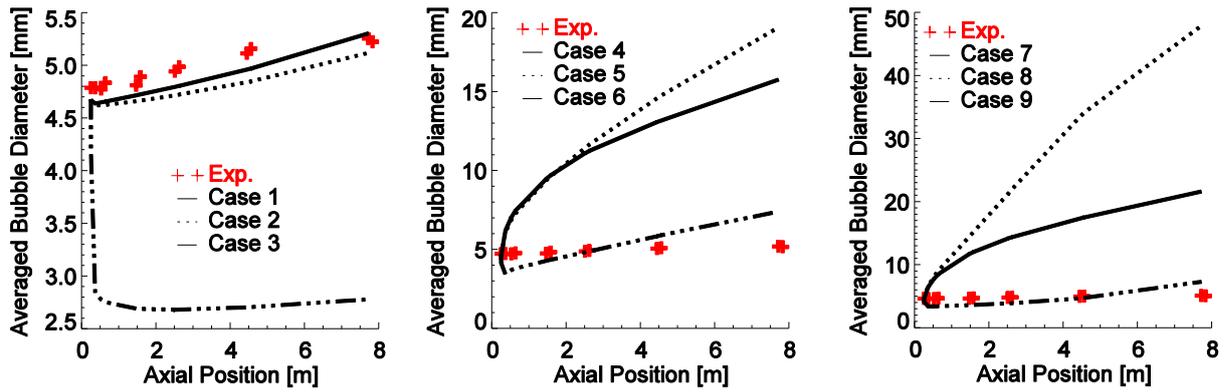


Abb. 4.2 Entwicklung der mittleren Blasendurchmesser entlang des Rohrs für den Matrixpunkt 041

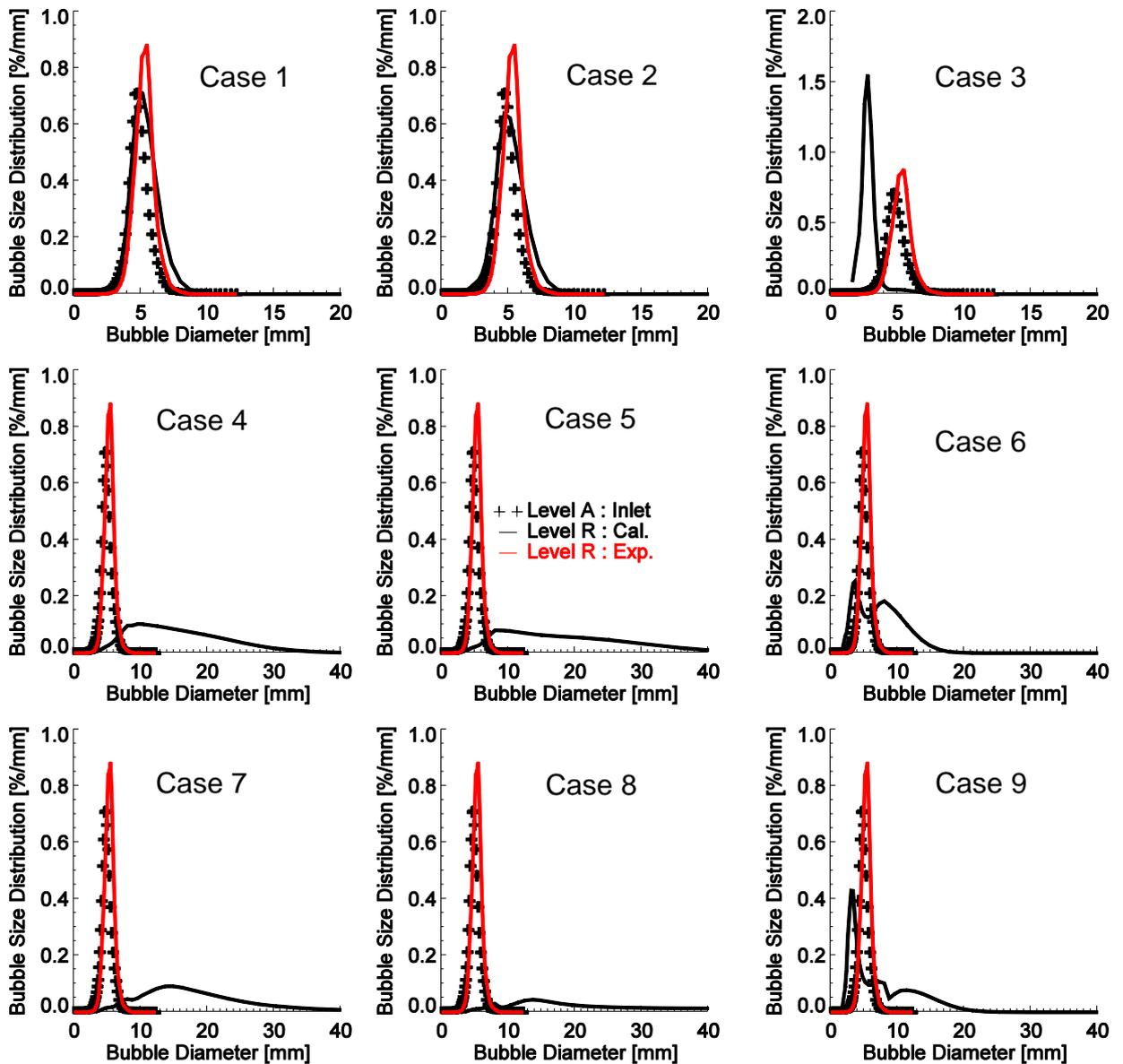


Abb. 4.3 Vergleich der experimentellen und der berechneten Blasengrößenverteilungen für den Matrixpunkt 041

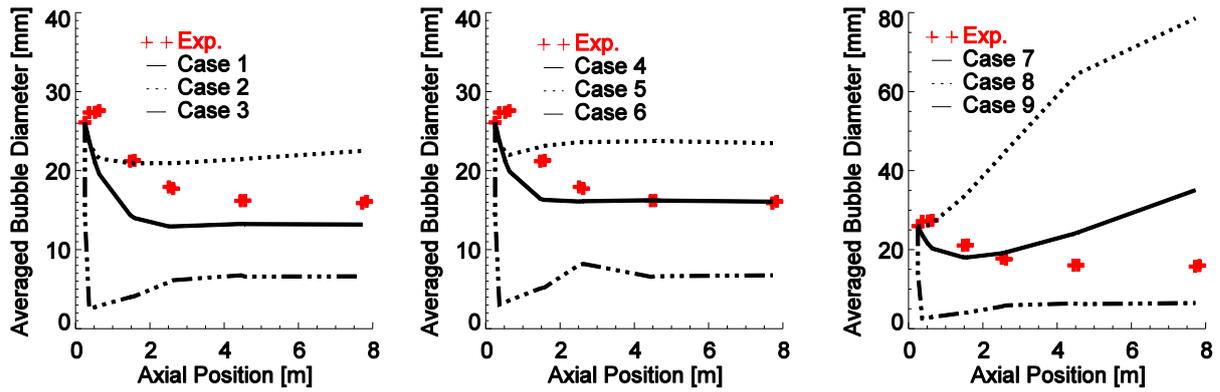


Abb. 4.4 Entwicklung der mittleren Blasendurchmesser entlang des Rohrs für den Matrixpunkt 107

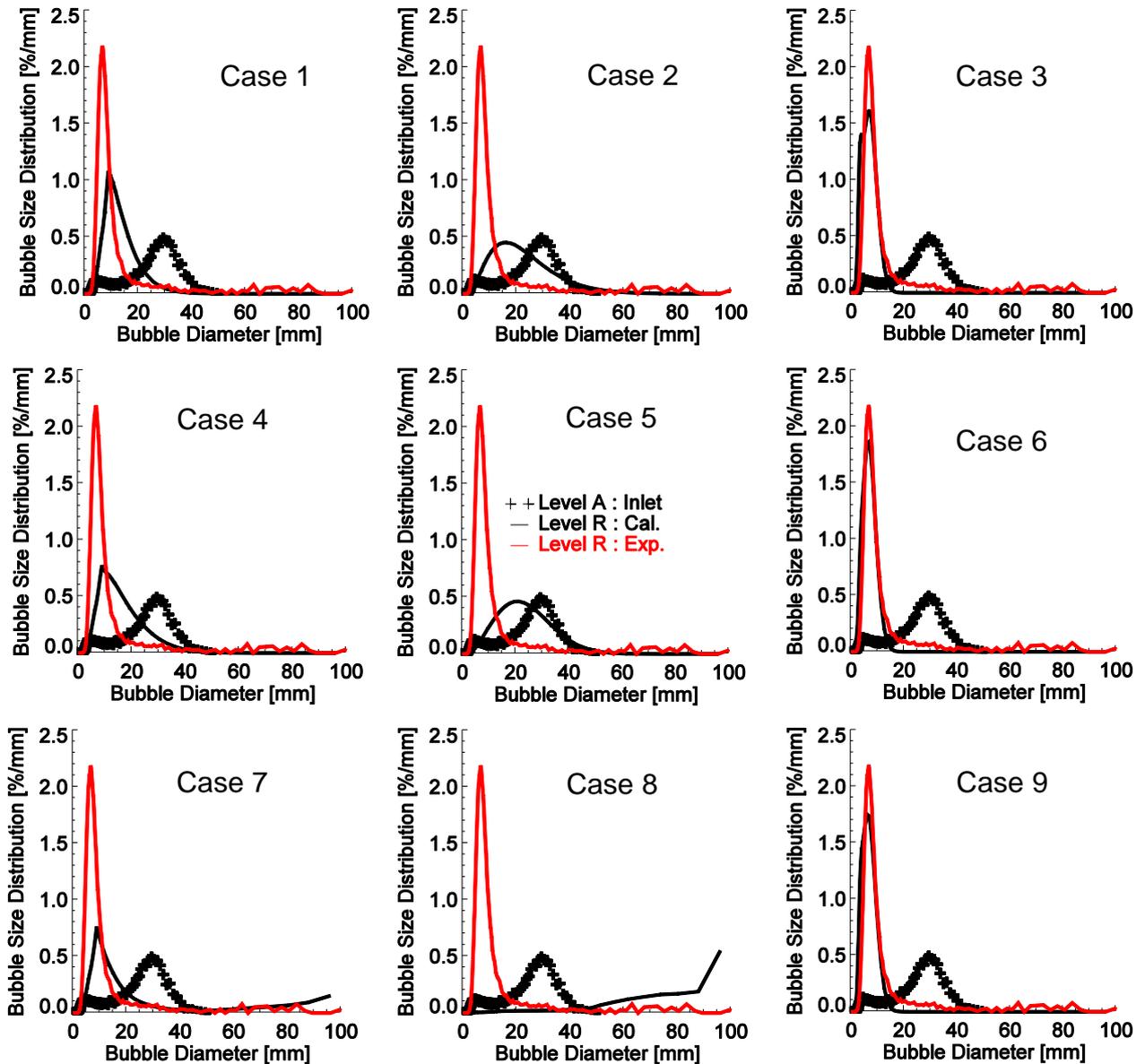


Abb. 4.5 Vergleich der experimentellen und der berechneten Blasengrößenverteilungen für den Matrixpunkt 107

4.3.3 Implementierung und Test des neuen Modells

Das neue Modell wurde ebenfalls in den Mehrblasenklassen-Testsolver implementiert. Die Rechnungen erfolgten mit den von Pflieger & Becker (2001) vorgeschlagenen Quelltermen für die blaseninduzierte Turbulenz. Abb. 4.6 zeigt den Vergleich der berechneten Blasengrößenverteilungen mit den experimentellen Daten für die Höhe R (7,8 m von der Gaseinspeisung) für verschiedene Gasleerrohrgeschwindigkeiten. Es zeigt sich, dass mit dem neuen Modell für alle Punkte eine sehr gute Übereinstimmung erreicht wird. Bei den Punkten 063 und 074, bei denen die Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs durch Blasenzerfall dominiert wird, kommt es zu einer leichten Überschätzung des Zerfalls, während bei dem Punkt 129 die Entstehung großer Blasen durch den Einfang in die Nachlaufströmung etwas überschätzt wird.

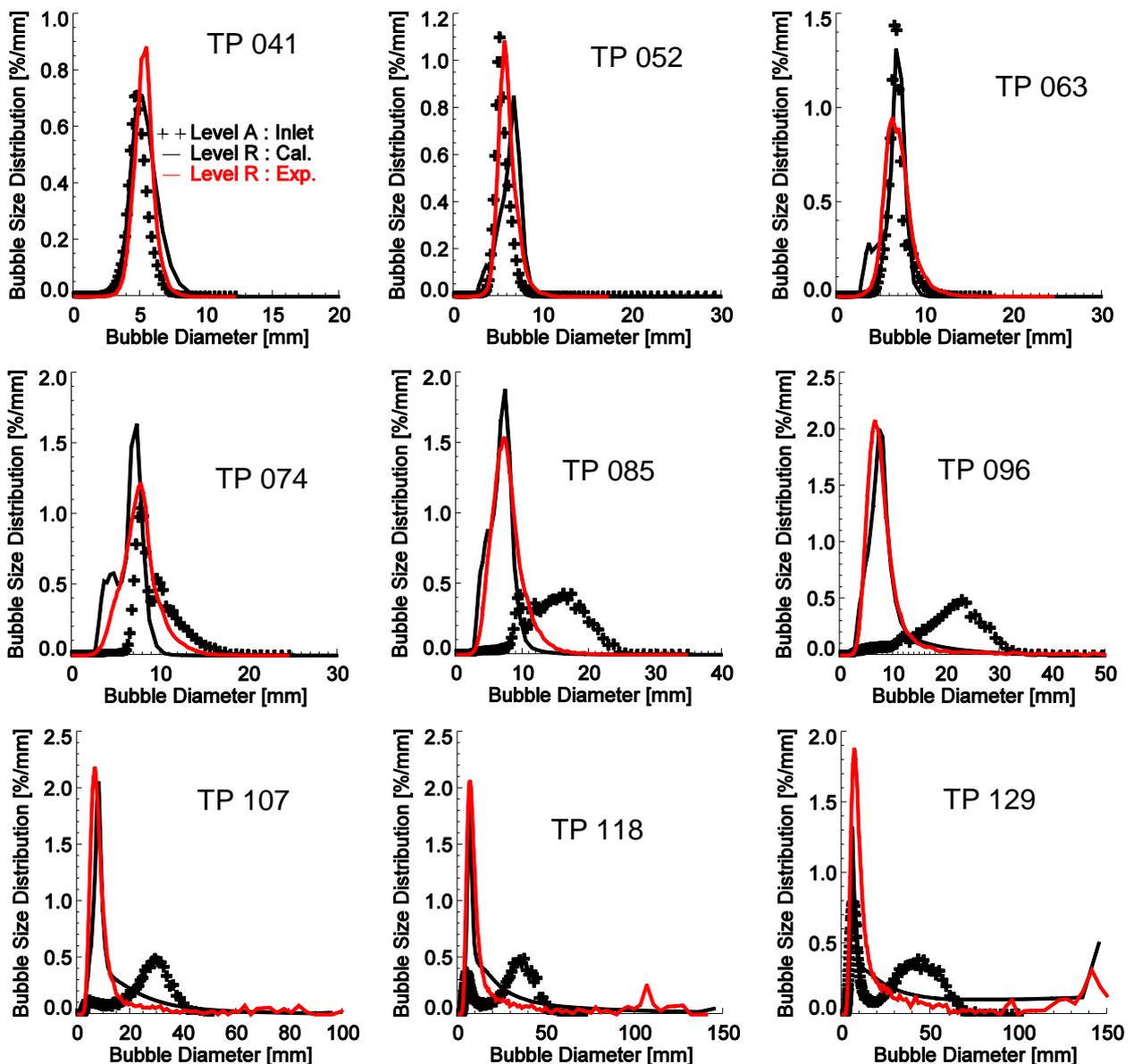


Abb. 4.6 Querschnittsgemittelte Blasengrößenverteilungen für verschiedene Gasleerrohrgeschwindigkeiten. Die Lehrrohrgeschwindigkeit für das Wasser beträgt für alle gezeigten Punkte $1,017 \text{ m s}^{-1}$.

Die Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs wird detaillierter für die Matrixpunkte 107 und 129 in Abb. 4.7 und Abb. 4.8 dargestellt. Nahe der Einspeisung kommt es bei Punkt 107 zu einer Überschätzung des Blasenzerfalls. Infolge dessen verschiebt sich der Peak der Primärblasen bei der Höhe F zu kleineren Blasen hin und der Peak der kleinen Blasen wird in den Höhen I und L überschätzt.

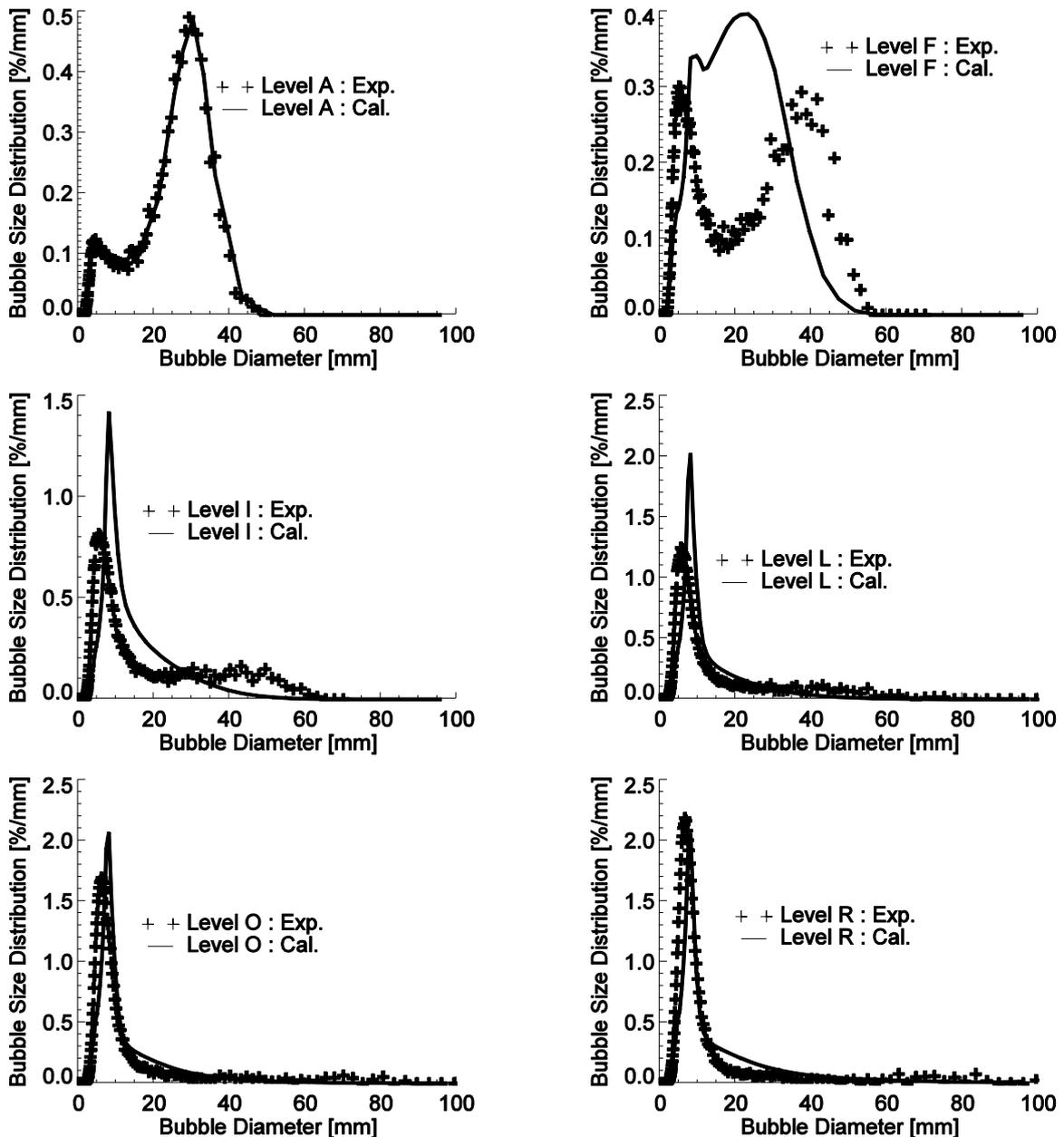


Abb. 4.7 Entwicklung der querschnittsgemittelten Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs – Matrixpunkt 107

Für den Matrixpunkt 129 ist diese Überschätzung der Zerfallsrate bei nahe der Gaseinspeisung nicht mehr zu beobachten (s. Abb. 4.8). Das liegt an einer deutlich höheren Koaleszenzrate durch den Blaseneinfang in die Nachlaufströmung großer Blasen. Die Primärblasen sind für den Punkt 129 größer als für den Punkt 107, was

zu einer deutlichen Erhöhung der Bedeutung dieses Koaleszenzmechanismus führt. Allerdings wird dieser offensichtlich für größere Abstände von der Gaseinspeisung etwas überschätzt, was zu etwas zu großen Blasen führt. Das ist auch in der Darstellung der Entwicklung der mittleren Blasengrößen über die Rohrhöhe in Abb. 4.9 ersichtlich.

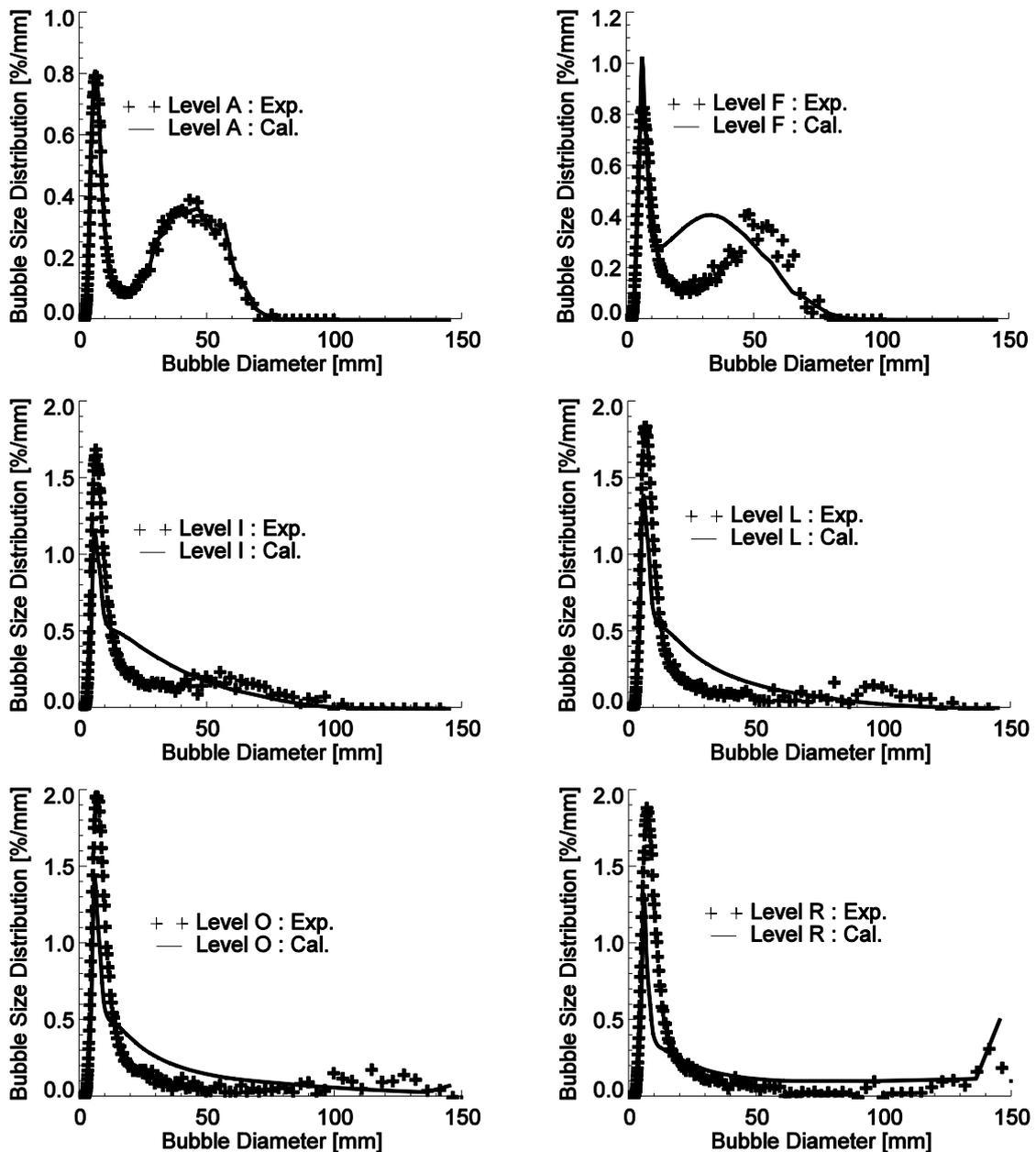


Abb. 4.8 Entwicklung der querschnittsgemittelten Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs – Matrixpunkt 129

Die Entwicklung des mittleren Blasendurchmessers entlang des Rohrs wird mit dem neuen Modell befriedigend berechnet, s. Abb. 4.9.

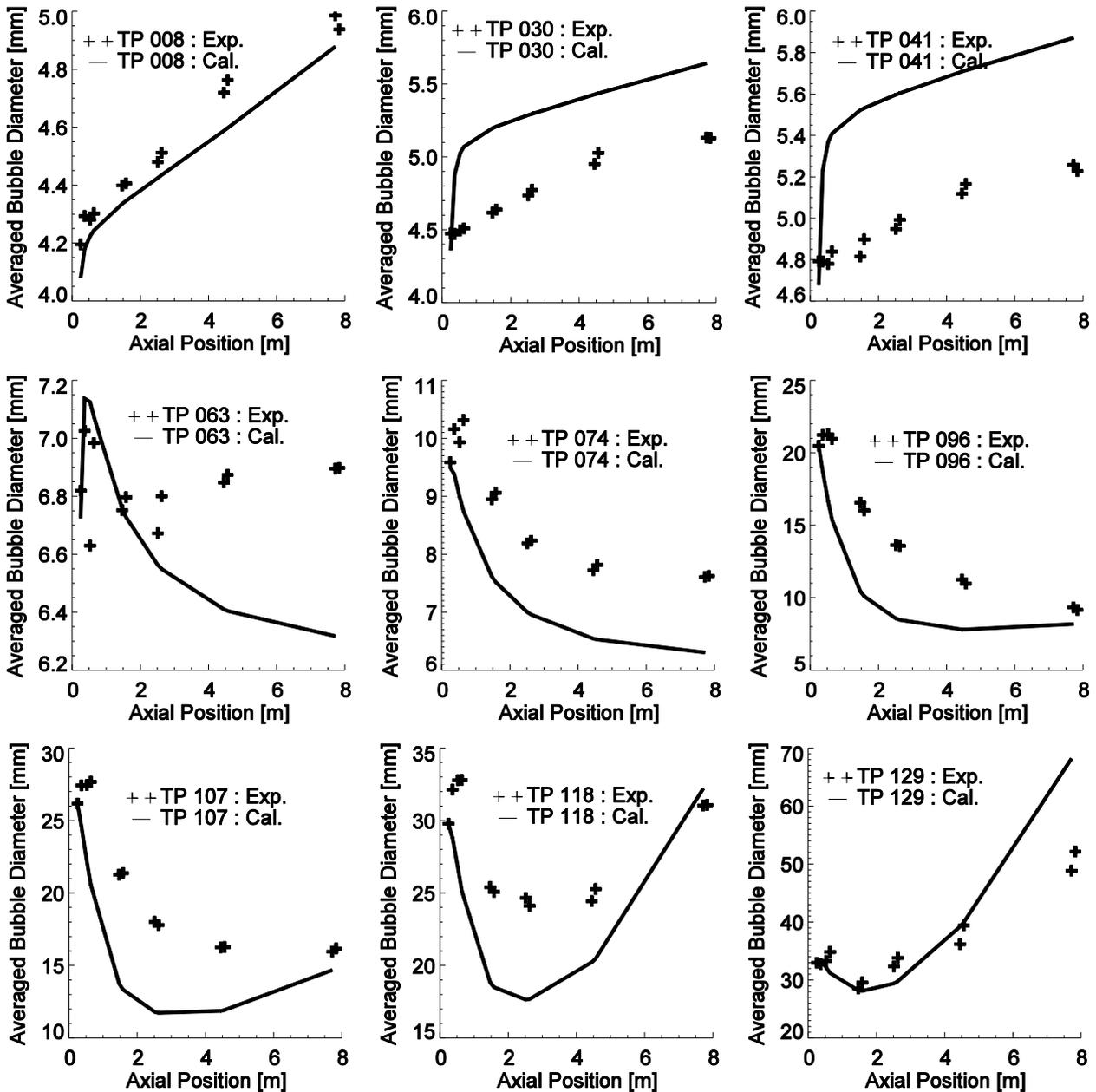


Abb. 4.9 Entwicklung des mittleren Blasendurchmessers entlang des Rohrs

Ein Vergleich der vom Testsolver berechneten radialen Gashaltsprofile mit den experimentellen Daten zeigt, dass die Migration der Blasen von der Rohrwand zur Rohrmitte etwas überschätzt wird. Das führt zu zusätzlichen Unsicherheiten bzgl. der berechneten Blasengrößenverteilungen. Eine ausführliche Diskussion bzgl. des Einflusses der Abweichungen der radialen Gasgehalts- und Geschwindigkeitsprofile sowie deren Ursachen werden in Liao (2011) ausführlich diskutiert. Dort wird auch der Einfluss der einzelnen Blasenkräfte im Detail untersucht.

Da die Turbulenzparameter Eingangsgrößen des Modells für Blasenkoaleszenz und -zerfall sind, wurde auch der Einfluss der Turbulenzmodellierung auf die berechneten Blasengrößenverteilungen untersucht. Dafür wurden die verschiedenen Formulierungen für die Quellterme zur Berücksichtigung der blaseninduzierten Turbulenz in den Testsolver implementiert.

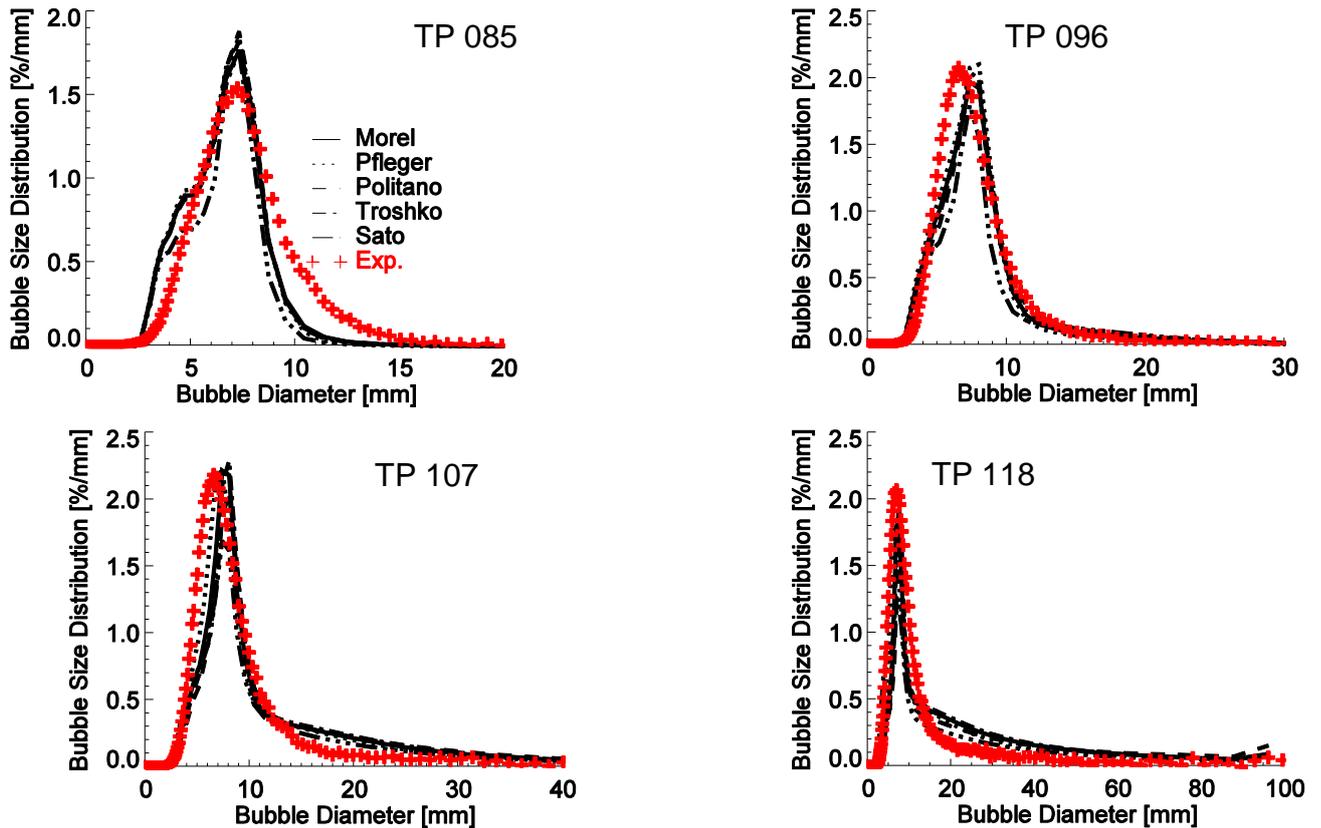


Abb. 4.10 Vergleich der berechneten Blasengrößenverteilungen für die Höhe R für verschiedene Modelle der Quellterme für die blaseninduzierte Turbulenz

Wie in Abb. 4.10 und Abb. 4.11 zu sehen ist, ist der Einfluss der Modellierung der blaseninduzierten Turbulenz auf die Blasengrößenverteilungen bzw. den mittleren Blasendurchmesser eher gering.

Es wurde eine Vielzahl von Varianten mit unterschiedlichen Modelloptionen für die einzelnen, eng miteinander verknüpften Phänomene durchgeführt. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde das neue Modell optimiert. So wurden z. B. offene Konstanten bestimmt.

Mit dem neuen Modell kann die Entwicklung der Blasengrößenverteilungen entlang des Rohrs für einen breiten Bereich an Leerrohrgeschwindigkeiten ohne weitere Anpassungen berechnet werden. Das war mit den in Literatur verfügbaren Modellen nicht möglich. Es verbleiben zwar gewisse Abweichungen zwischen den experimentellen Daten und den Rechenergebnissen, die generellen Trends werden aber gut wiedergegeben.

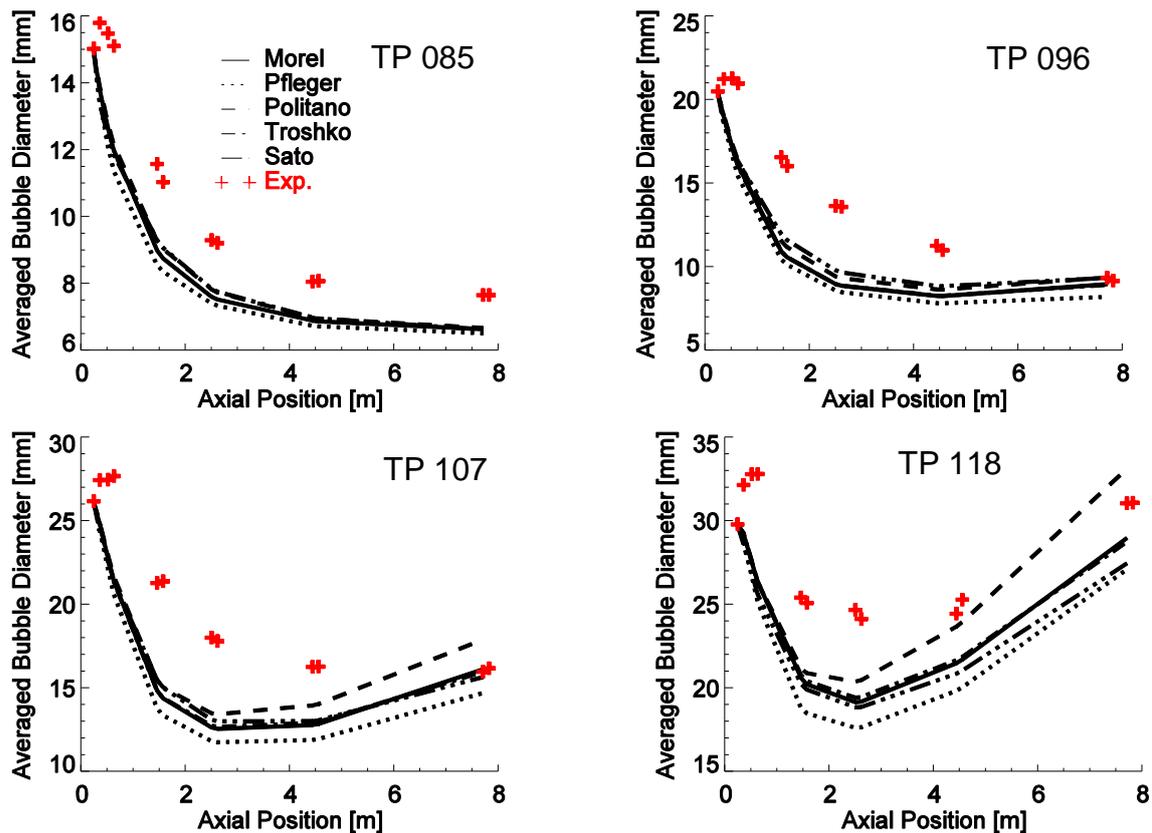


Abb. 4.11 Vergleich der berechneten mittleren Blasengrößen für die Höhe R für verschiedene Modelle der Quellterme für die blaseninduzierte Turbulenz

4.4 Validierung des neuen Modells in ANSYS-CFX

Das neue Koaleszenz- und Zerfallsmodell wurde über die User-FORTRAN-Schnittstelle in den CFD-Code ANSYS-CFX-12.1 implementiert. Es wurden Rechnungen für Luft-Wasserströmungen in dem senkrechten Rohr durchgeführt. Für beide Phasen wurde eine konstante Temperatur angenommen, die Luft wurde als ideales Gas behandelt um die Ausdehnung des Gases durch den Druckabfall entlang des Rohrs zu berücksichtigen. Für die Flüssigphase wurden das $k-\epsilon$ oder das SST-Turbulenzmodell angesetzt, während für die Gasphase ein Null-Gleichungs-Modell verwendet wurde.

Auf Grund des hohen Rechenaufwands konnten Simulationen nur für ausgewählte Punkte über die gesamte Rohrlänge von 8 m durchgeführt werden. Daher wurde das Modell zunächst für eine nur 1 m langes Einlaufgebiet getestet, in dem sich die stärksten Veränderungen vollziehen. Weiterhin wurde Rotationssymmetrie angenommen, was eine 2D-Geometrie erlaubt. Es wurde in Sektor mit einem Öffnungswinkel von 5° betrachtet, der nur aus einer Zellschicht in Umfangsrichtung besteht, s. Abb. 4.12. Gitterstudien wurden für 25, 36 und 50 radiale Nodes durchgeführt. Diese zeigten praktisch keine Unterschiede in den Resultaten, weshalb das Gitter mit 25 radialen Nodes verwendet wurde.

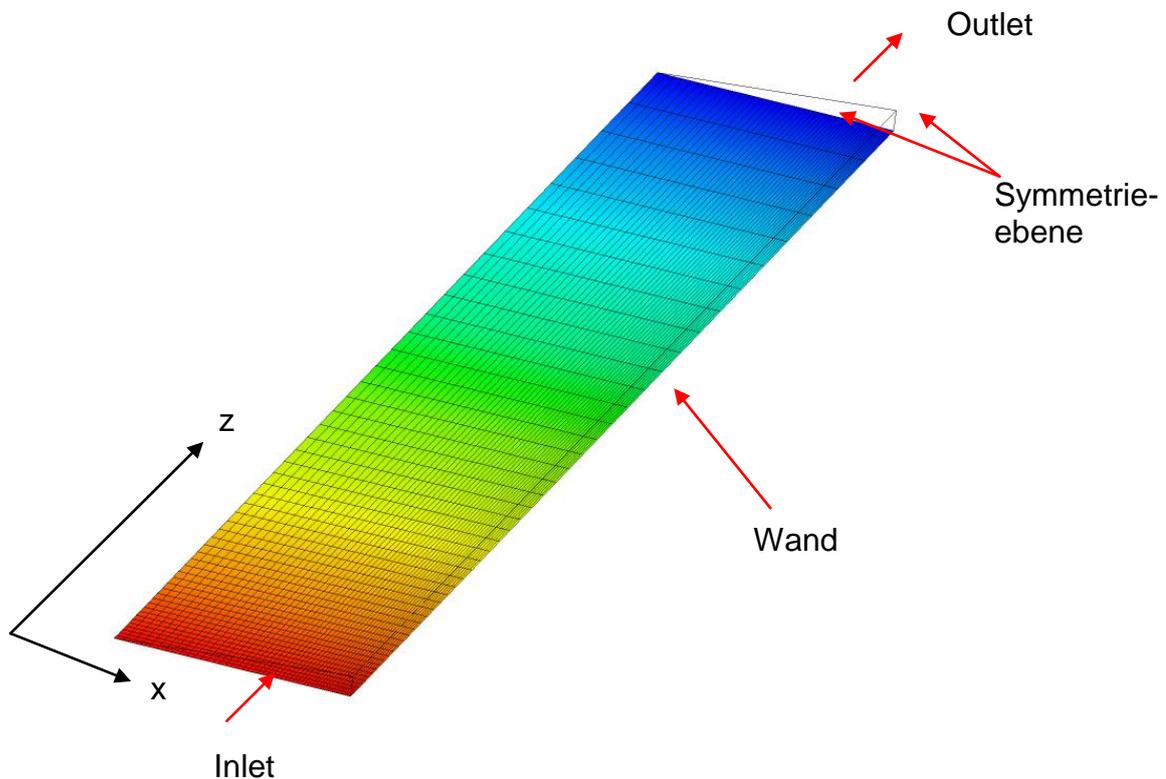


Abb. 4.12 2D-Gitter für die Rohrgeometrie

Für die Randbedingungen an der Rohrwand wurde eine „non-slip“-Randbedingung für glatte Wände für die Flüssigphase gesetzt und eine „free-slip“-bedingung für die Gasphase. Für das Inlet wurden gemessene Randbedingungen des Levels A genutzt. Für die Gasgeschwindigkeit und den Volumengasgehalt wurden die gemessenen Profile als Eingangsbedingungen verwendet. Die Anfangsblasengrößenverteilung wurde ebenfalls aus dem Experiment übernommen. Da keine Messdaten zur Flüssigkeit vorliegen, wurden hier zwei verschiedene Methoden getestet. Zum einen wurden die Ergebnisse einer voll entwickelten Einphasenströmung verwendet, zum anderen wurden Resultate des Testsolvers als Randbedingung genutzt. Für das obere Rohrende wurde „Outlet“ als Randbedingung gewählt.

Für die Diskretisierung bzgl. der Blasengrößen wurden zwei verschiedene Ansätze getestet. Für das 1 m Rohr wurden die ersten 24 MUSIG-Gruppen mit einem kugeläquivalenten Durchmesser von 0,5 mm aufgelöst, um den Peak der Kleinblasen gut wiederzugeben (ungleiche Diskretisierung). Für größere Blasen war die Auflösung 2 mm. Für das 8 m Rohr wurden dann alle Blasenklassen mit 2 mm diskretisiert. Abb. 4.13 zeigt einen test des Einflusses der Diskretisierung bzgl. der Blasengröße an zwei Beispielen.

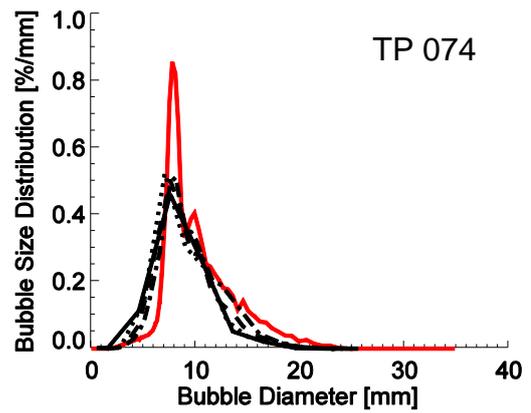
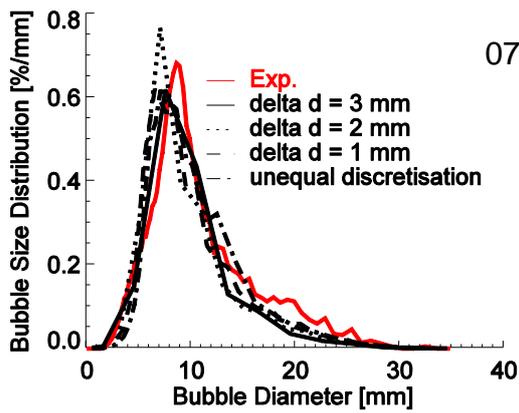


Abb. 4.13 Einfluss der Diskretisierung auf die berechneten Blasengrößenverteilungen für die Höhe F und zwei verschiedene Matrixpunkte

Abb. 4.14 bis Abb. 4.19 zeigen Ergebnisse der Simulationen für das 1 m Rohr. Es wurden Rechnungen für zwei verschiedene Wasserleerrohrgeschwindigkeiten (0,405 m/s und 1,017 m/s) und jeweils 3 verschiedene Gasleerrohrgeschwindigkeiten (0.0368 m/s, 0.0574 m/s und 0.0898 m/s) durchgeführt, s. Versuchsmatrix in Abb. 4.1.

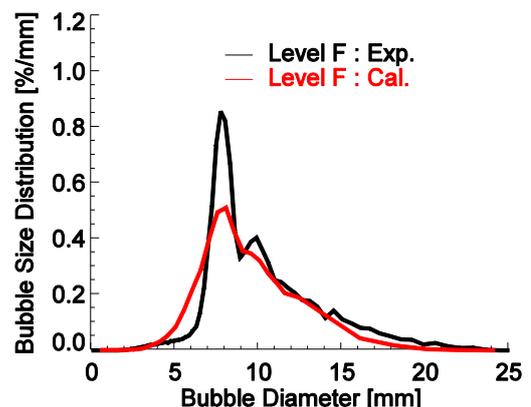
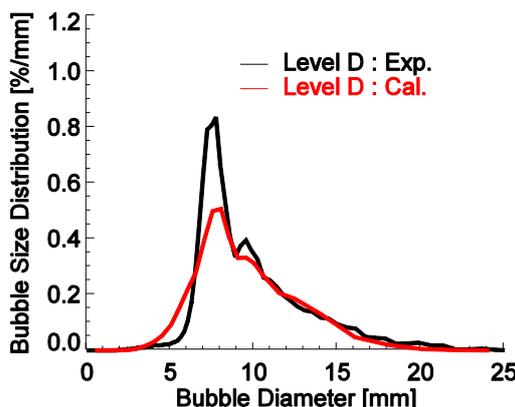
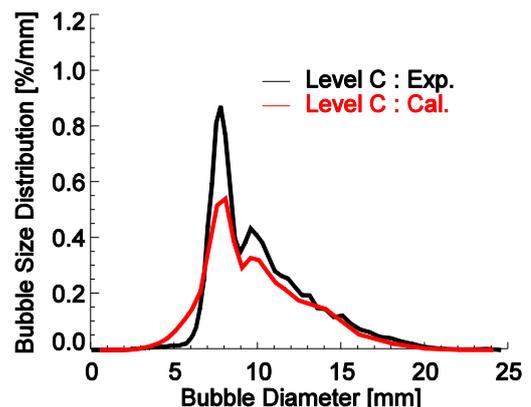
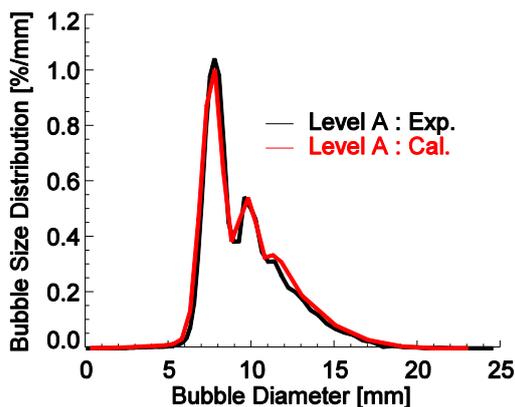


Abb. 4.14 Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 074

Alle in diesen Abbildungen gezeigten Rechnungen wurden mit dem SST-Turbulenzmodell und Quelltermen für die blaseninduzierte Turbulenz nach Morel

durchgeführt. Im MUSIG-Modell wurden jeweils 2 Geschwindigkeitsgruppen berücksichtigt. Diese orientieren sich an der Vorzeichenumkehr der Lift-Kraft, die für die betrachtete Luft-Wasser-Strömung bei einem Äquivalenzdurchmesser von ca. 6 mm liegt. Daher wurden die ersten 12 MUSIG-Gruppen (mit 0,5 mm Auflösung) zu einer Geschwindigkeitsgruppe zusammengefasst, alle weiteren zu einer zweiten.

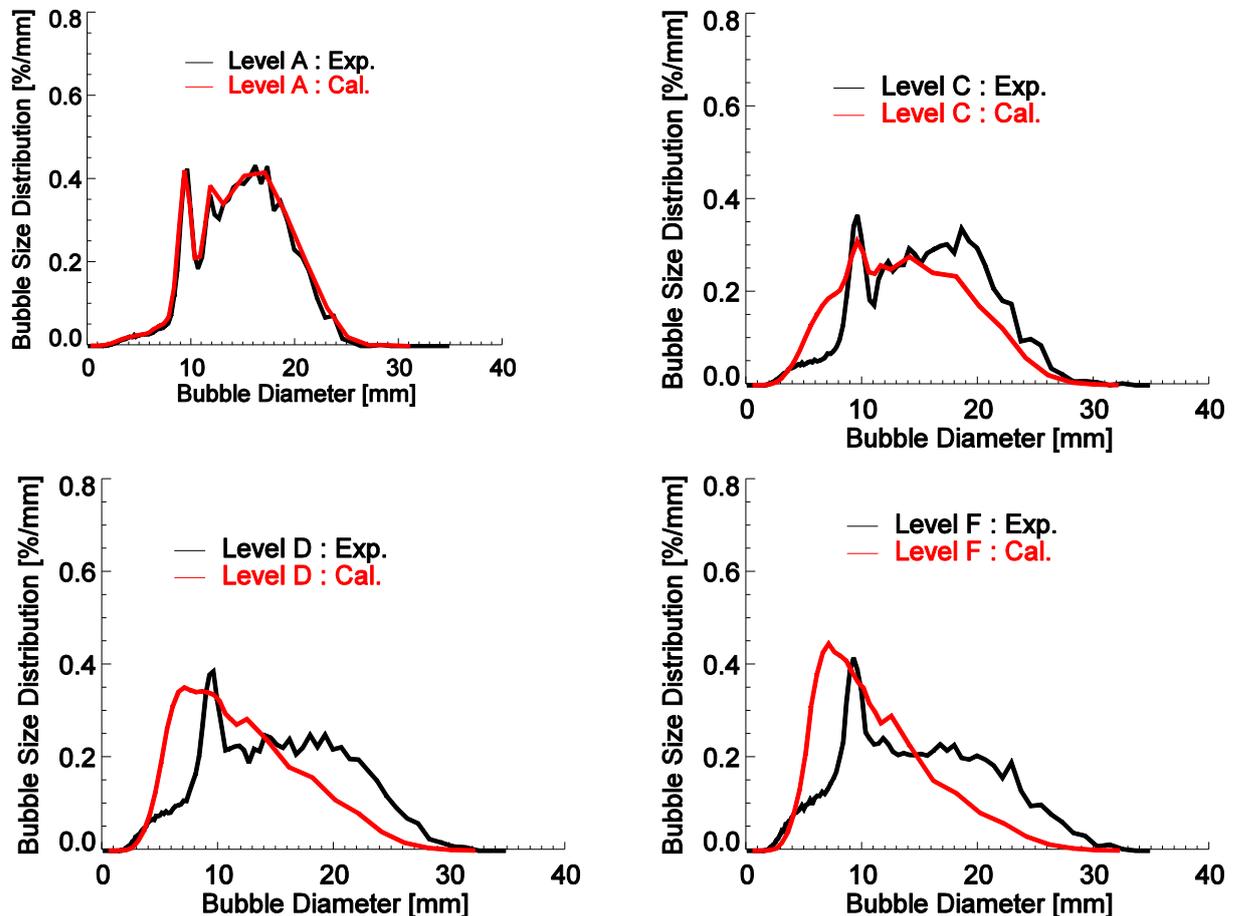


Abb. 4.15 Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 085

Bei dem Versuchspunkt 074 (s. Abb. 4.14) ändert sich die Blasengrößenverteilung nur geringfügig. Die Höhe des Peaks bei 8 mm wird mit zunehmender Höhe etwas kleiner und die Verteilung verbreitert sich. Dieser Trend wird in den Rechnungen wiedergegeben, allerdings wird die Verbreiterung des Peaks der kleinen Blasen etwas überschätzt.

Mit der Zunahme der Gasleerrohrgeschwindigkeit erhöht sich der Anteil der großen Blasen. Bei dem Versuchspunkt 085 (s. Abb. 4.15) liegt der mittlere Blasendurchmesser bei der Höhe A bei ca. 15 mm. Die Entwicklung der Blasengrößenverteilung wird durch den Blasenzerfall dominiert. Dieser wird in der Simulation mit dem neuen Modell etwas überschätzt. Das entspricht den zuvor diskutierten Ergebnissen der Simulationen mit dem Mehrblasenklassen-Testsolver.

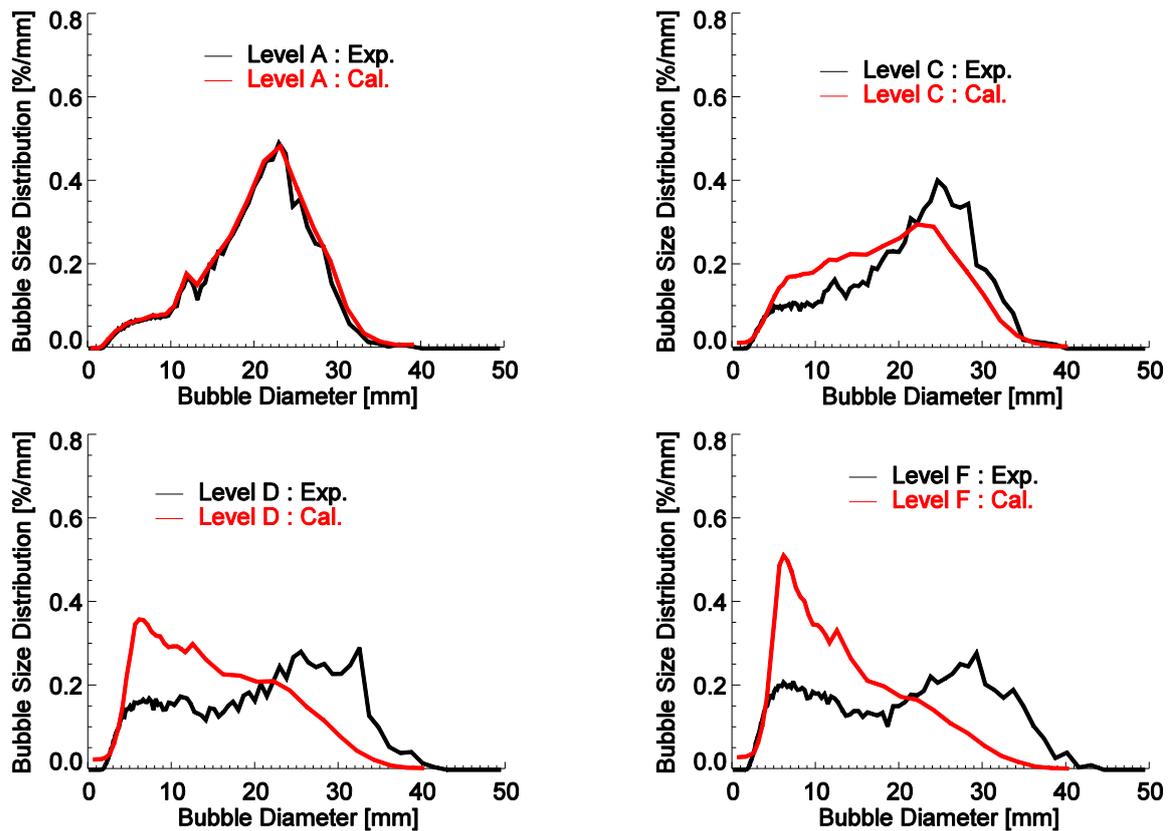


Abb. 4.16 Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 096

Für den Punkt 096 liegt das Maximum der Verteilung bei ca. 25 mm (s. Abb. 4.16). Aus der mono-modalen Verteilung entwickelt sich im Experiment eine bimodale Verteilung durch die Entstehung eines Peaks kleiner Blasen. Dieser Peak entsteht auch in der Simulation und das Modell berechnet die Lage des Peaks richtig. Allerdings kommt es wiederum zu einer Überschätzung des Blasenzerfalls, so dass die Höhe des Peaks überbewertet wird und der Peak der großen Blasen verschwindet.

Abb. 4.17 bis Abb. 4.19 zeigen Ergebnisse für die gleichen Gasleerrohrgeschwindigkeiten wie die Abb. 4.14 bis Abb. 4.16 aber nun mit einer deutlich geringeren Wasserleerrohrgeschwindigkeit. Daher sind die Anfangsblasengrößen jeweils etwas größer als in den zuvor gezeigten Fällen.

Die Entwicklung der Blasengrößenverteilungen für den Punkt 072 sind in Abb. 4.17 gezeigt. Durch Blasenzerfall wächst der Peak der kleinen Blasen kontinuierlich an. Das wird durch das neue Modell sehr gut wiedergegeben.

Bei den Punkten 083 und 094 (Abb. 4.18 und Abb. 4.19) wird wiederum der Zerfall der Anfangsblasen etwas überschätzt. Die Lage des Peaks der durch Blasenzerfall entstehenden kleinen Blasen wird aber auch in diesen Fällen in den Simulationen sehr gut wiedergegeben.

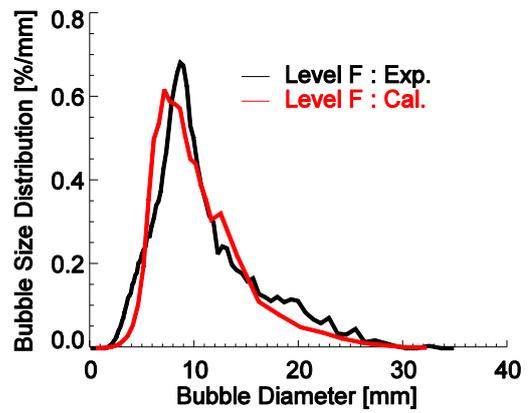
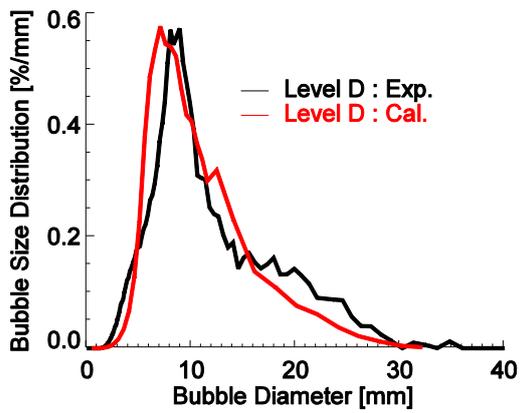
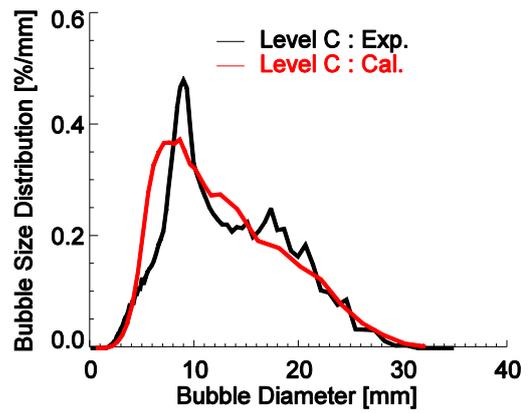
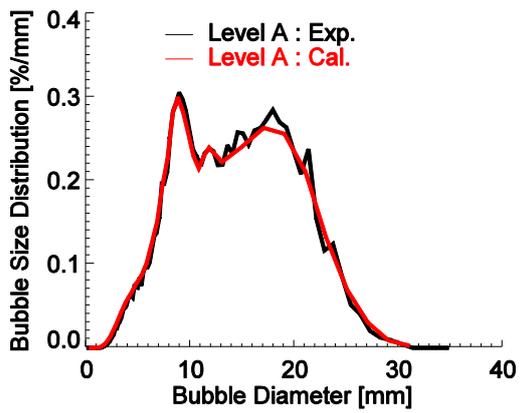


Abb. 4.17 Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 072

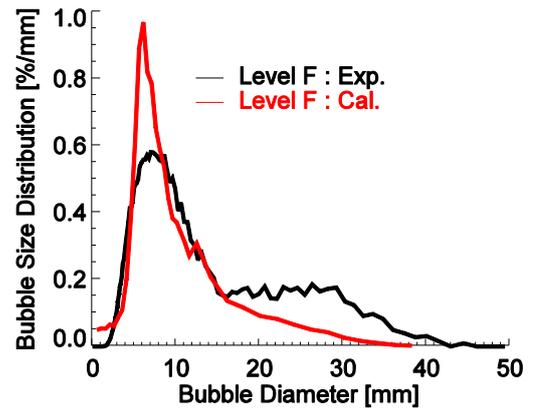
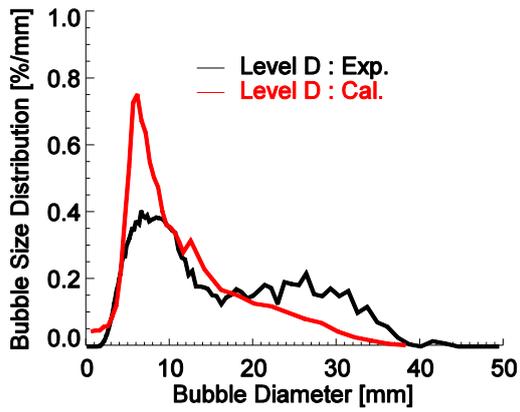
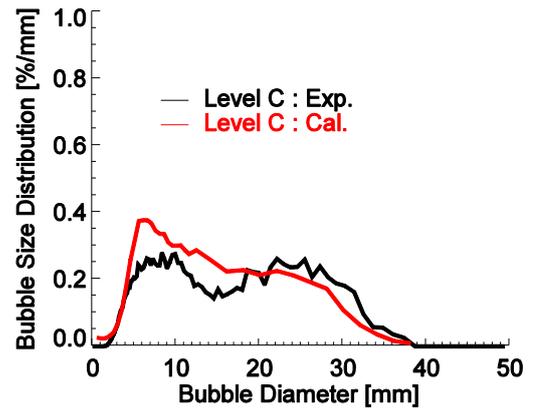
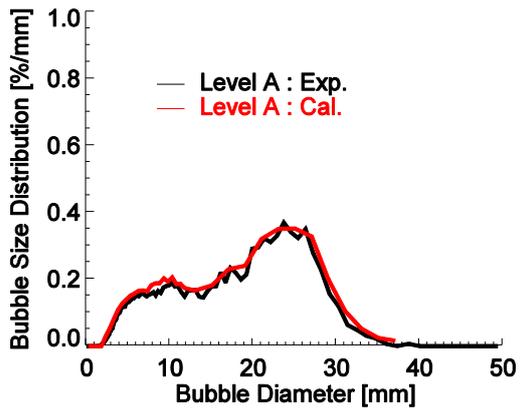


Abb. 4.18 Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 083

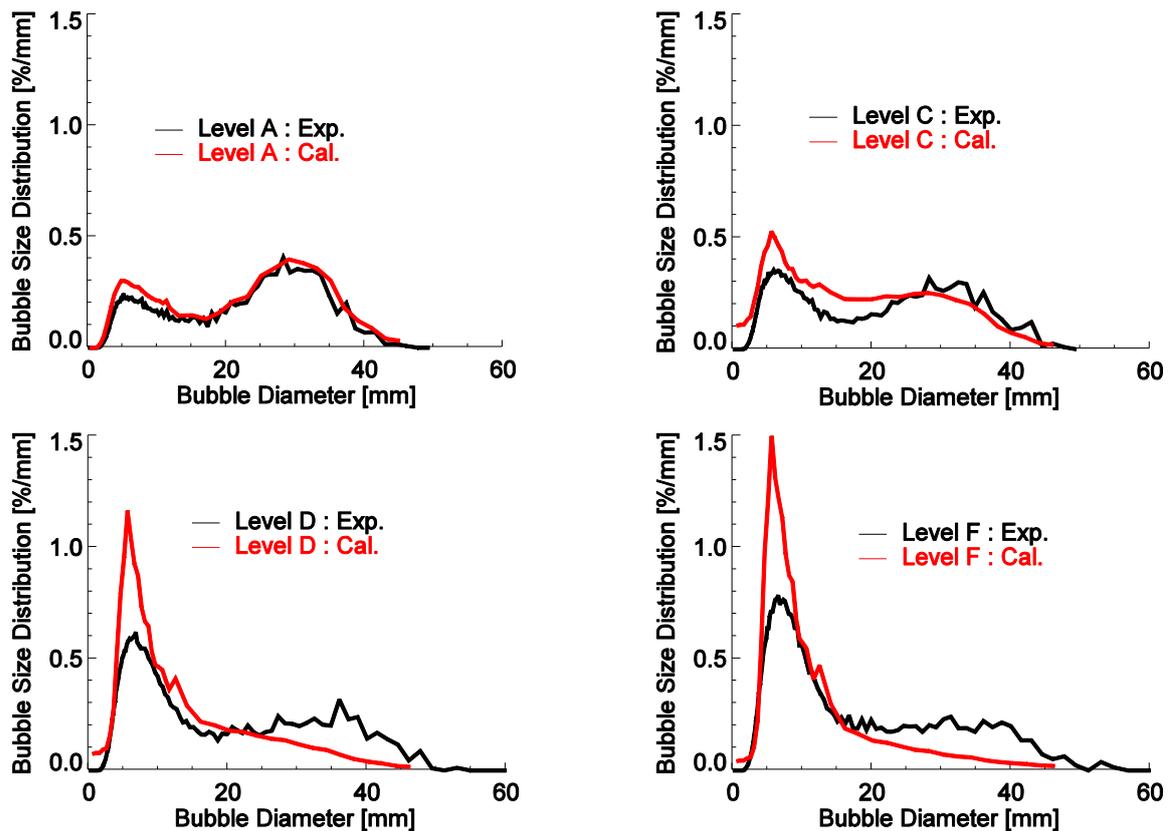


Abb. 4.19 Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 094

Die Rechenzeiten für ein 8 m langes Rohr sind sehr groß. Deshalb wurde nur eine Rechnung für den Versuchspunkt 118 durchgeführt. Die Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs ist in Abb. 4.20 dargestellt. Der Blasenzerfall wird für kleine Einlaufängen überschätzt, was zu einem zu schnellen Anstieg des Peaks führt. Auf der anderen Seite wird die Entstehung großer Blasen durch Koaleszenz unterschätzt. Ab der Höhe I entsteht ein kleiner zweiter Peak kurz oberhalb des kritischen Blasendurchmessers für das Einsetzen des Koaleszenzmechanismus „Eingfang in die Nachlaufströmung großer Blasen“.

Insgesamt werden in den CFX-Rechnungen ähnliche Tendenzen beobachtet, wie zuvor für die Simulationen mit dem Testsolver diskutiert. Die generellen Tendenzen werden von dem Modell gut erfasst. Es bleiben zwar einige quantitative Abweichungen zum Experiment bestehen, insgesamt können mit dem neuen Modell aber deutlich bessere Übereinstimmungen erreicht werden als mit den bisher verfügbaren Modellen aus der Literatur.

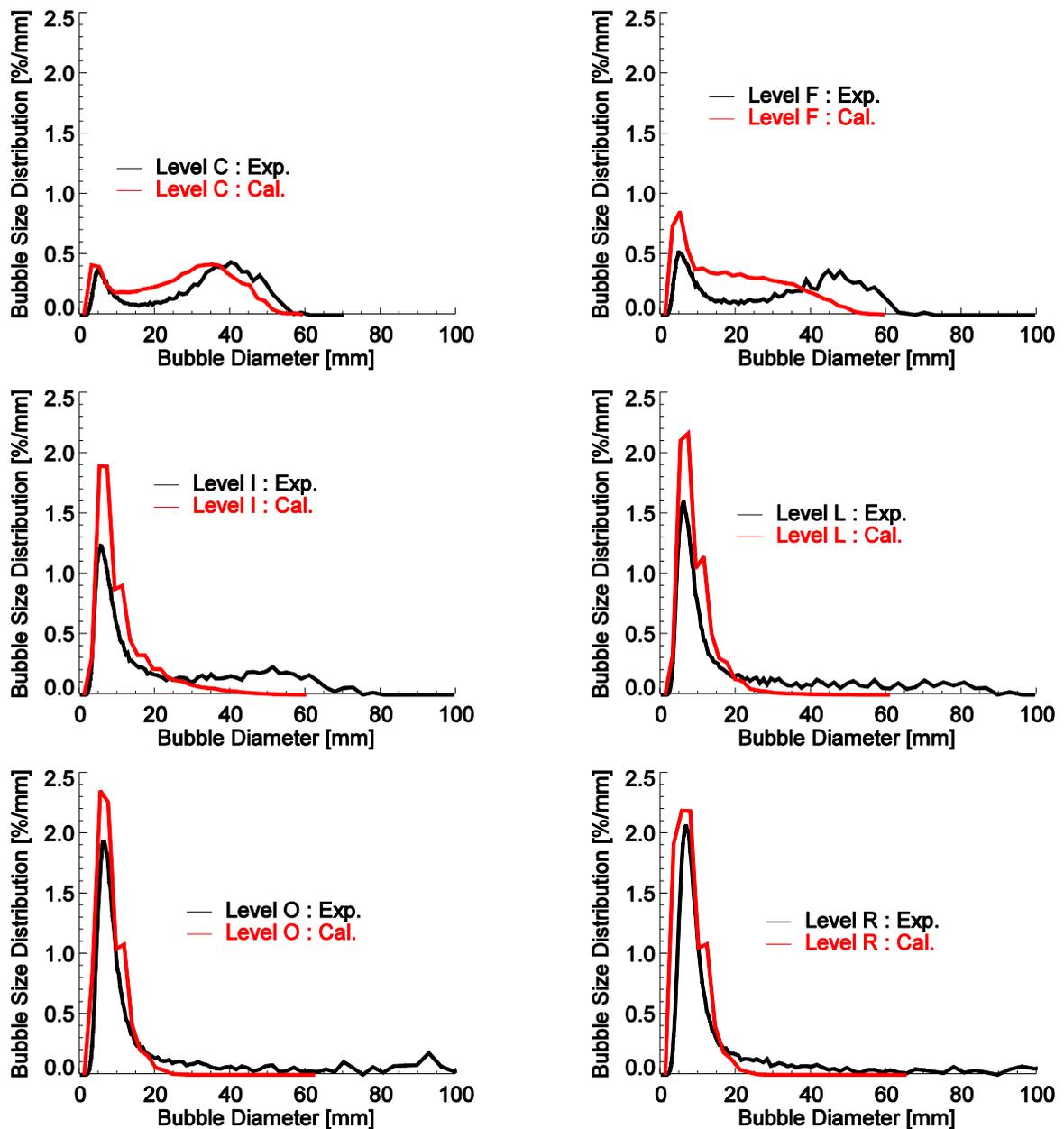


Abb. 4.20 Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 118

Das zeigt auch ein Vergleich der Ergebnisse, die mit dem in CFX als Standardmodelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall implementierten Modellen und dem neuen Modell erzielt wurden. Im Standardmodell von CFX wird das Modell von Prince & Blanch (1990) für Koaleszenz und das Modell von Luo & Svendsen (1996a) für den Blasenzerfall genutzt.

Mit diesen Modellen wird insbesondere der Blasenzerfall deutlich überschätzt und die entstehenden Tochterblasen werden zu klein berechnet. Die Abb. 4.21 zeigt Vergleiche der mit dem Standardmodell und neuen Modell berechneten Blasengrößenverteilungen für die Höhe F und für verschiedene Versuchspunkte. Die Verbesserung ist deutlich erkennbar.

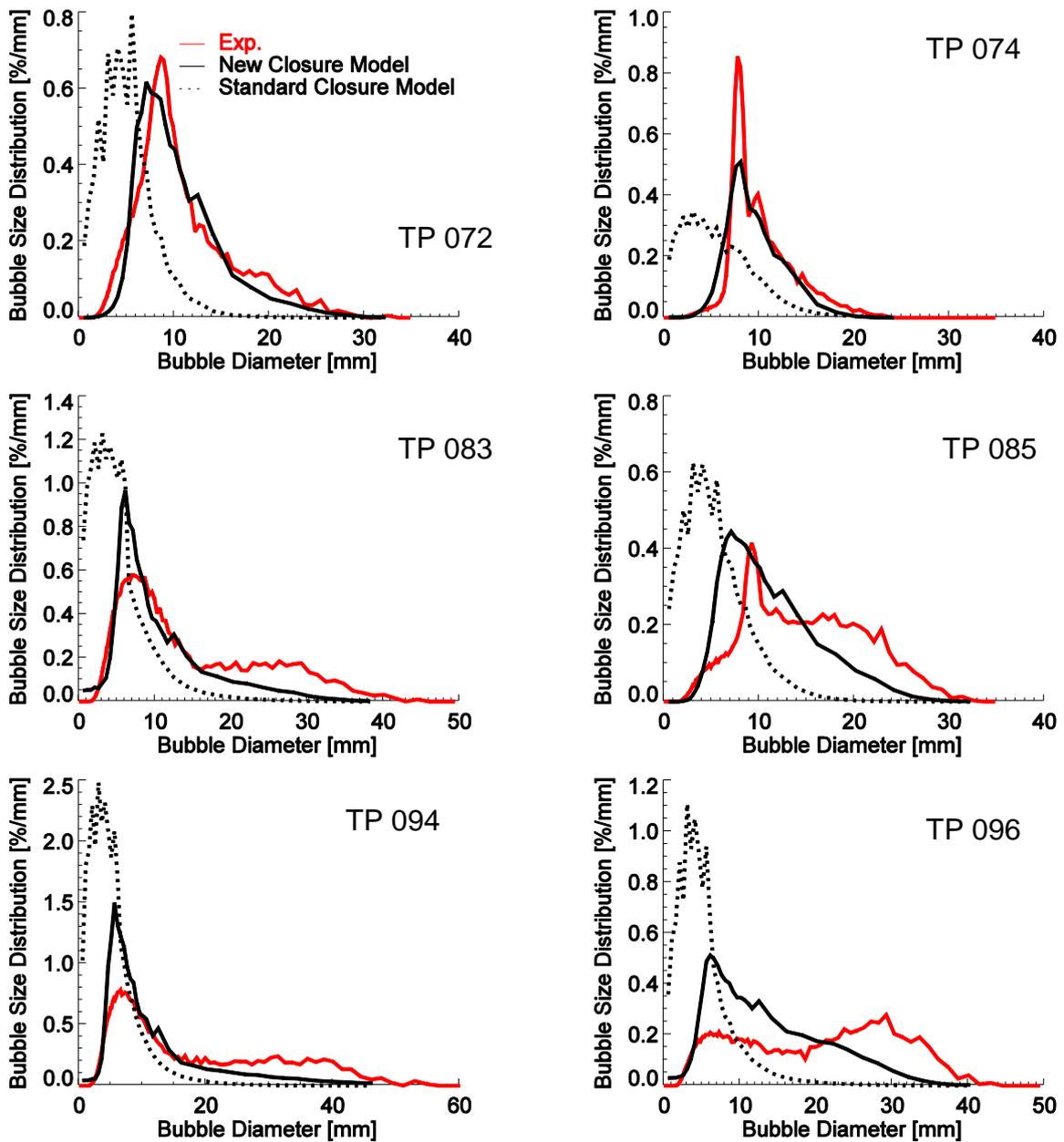


Abb. 4.21 Berechnete Blasengrößenverteilungen für die Höhe F für verschiedene Versuchspunkte – Vergleich der Ergebnisse des Standardmodells mit denen des neuen Modells

Das trifft auch für die in Abb. 4.22 gezeigte Entwicklung der Blasengrößenverteilungen entlang des Rohrs für den Versuchspunkt 118 zu. In beiden Fällen wird jedoch die Entstehung großer Blasen unterschätzt. Ursache ist vermutlich eine Unterschätzung der Koaleszenz durch Blaseneinfang in die Nachlaufströmung großer Blasen.

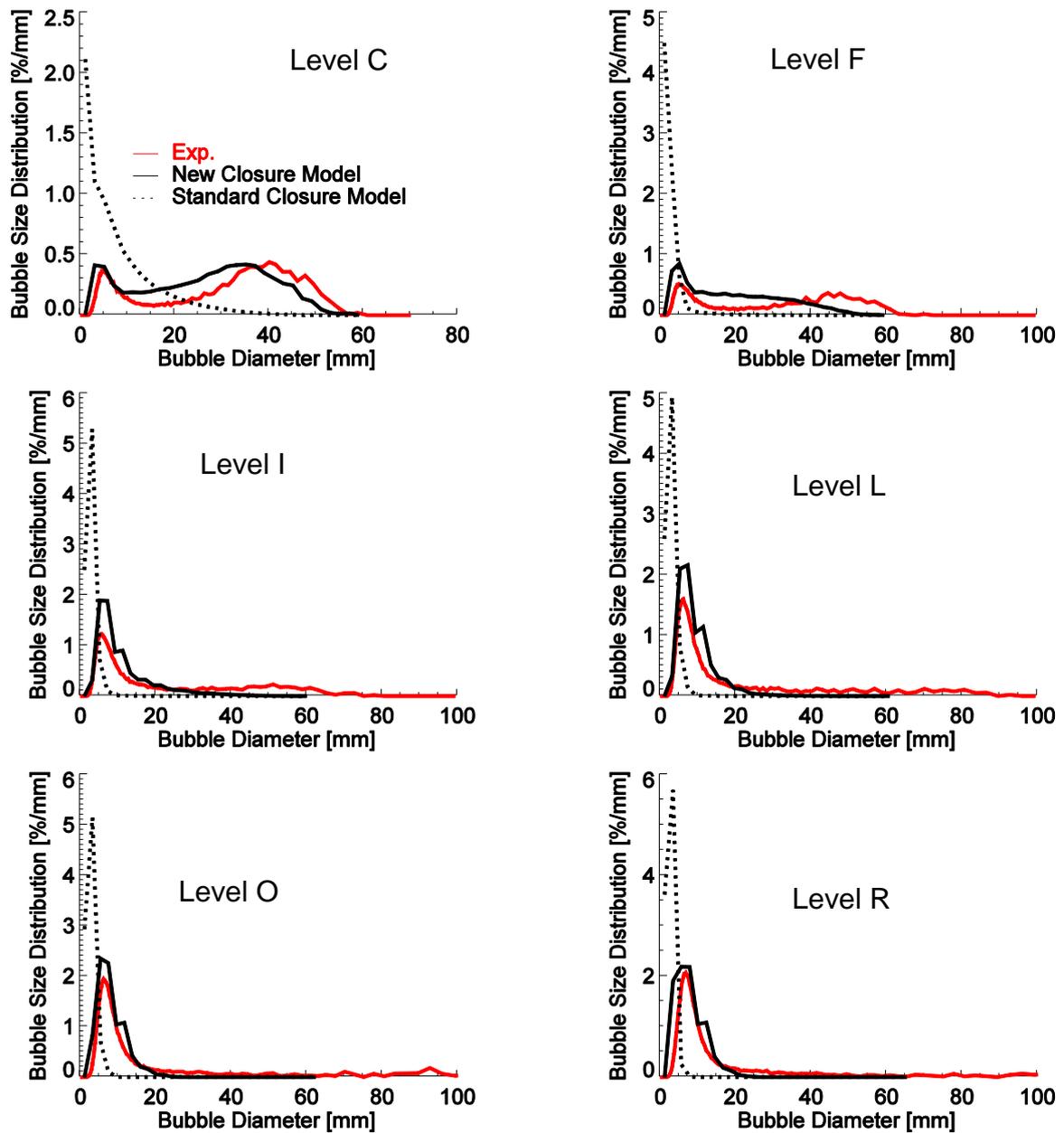


Abb. 4.22 Entwicklung der Blasengrößenverteilungen entlang des Rohrs für den Versuchspunkt 118 - Vergleich der Ergebnisse des Standardmodells mit denen des neuen Modells

Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse der CFX-Rechnungen mit dem neuen Modell, die auch die radialen Profile des Gasgehalts sowie der Gasgeschwindigkeit umfassen, ist in Liao (2011) zu finden. Außerdem wurden umfangreiche Studien zur Abhängigkeit der Ergebnisse von der Modellierung der Zweiphasenturbulenz sowie der Blasenkräfte und von den Randbedingungen durchgeführt. Diese sind ebenfalls in Liao (2011) dargestellt.

5. Zusammenfassung

Im Rahmen des Vorhabens wurde ein neues, verallgemeinertes Modell für Blasenkoaleszenz und –zerfall entwickelt. Es zeichnet sich vor allem dadurch aus, dass es die verschiedenen physikalischen Vorgänge, die zu Koaleszenz und Zerfall führen können, berücksichtigt und auf Grundlage physikalischer Überlegungen Modelle für die einzelnen Mechanismen erstellt wurden. Diese Einzelmodelle wurden dann zu einem Gesamtmodell zusammengefasst. Die entsprechenden Modellgleichungen sind in den Gln. (3.10) bis (3.13) für das Koaleszenzmodell und in den Gleichungen (3.35) bis (3.37) für das Zerfallsmodell zusammengestellt und können in jeden CFD-Code implementiert werden.

Das vorgeschlagene Modell enthält keine anzupassenden Parameter. Die Bedeutung der verschiedenen Mechanismen für Blasenkoaleszenz und –zerfall unterscheidet sich je nach Strömungssituation. Durch die Berücksichtigung der verschiedenen Mechanismen hat das Modell einen breiten Gültigkeitsbereich.

Zunächst wurden in einer ausführlichen Literaturrecherche die verfügbaren Modelle zusammengestellt und analysiert. Es zeigte sich, dass viele widersprüchliche Modelle veröffentlicht wurden. Keins dieser Modelle erlaubt die Vorhersage der Entwicklung der Blasengrößenverteilungen entlang einer Rohrströmung für einen breiten Bereich an Kombinationen von Volumenströmen der Gas- und der Flüssigphase. Die Ergebnisse der Literaturrecherche wurden für die Modelle zur Blasenkoaleszenz in Liao & Lucas (2010) und für Blasenzerfall in Liao & Lucas (2009) veröffentlicht. Die physikalischen Überlegungen aus den veröffentlichten Arbeiten wurden kritisch geprüft und gingen in das neue Modell ein.

Das neue Modell wurde ausführlich in dem im Rahmen der TOPFLOW-Vorhaben entwickelten Testsolver untersucht. Dieser erfasst zwar nicht alle Einzelheiten einer sich entlang des Rohres entwickelten Strömungen, erlaubt aber wegen seines geringen numerischen Aufwandes im Gegensatz zu den CFD-Simulationen eine Vielzahl von Variationsrechnungen zur Untersuchung des Einflusses einzelner Größen und Modelle. Für den Test der Modelle für Blasenkoaleszenz und –zerfall wurde die Turbulenzmodellierung sowie die Berechnung der Entwicklung des Gasgehalts und der Gasgeschwindigkeit entlang des Rohrs verbessert.

Koaleszenz und Zerfall können nicht getrennt von anderen Phänomenen betrachtet werden. Daher hängen die Ergebnisse der Simulationen u. a. auch von der Turbulenzmodellierung und den Schließungsmodellen für die Blasenkräfte ab. Da die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ein direkter Eingangsparameter für das neue Modell ist, wurde die Turbulenzmodellierung besonders genau untersucht. Für die Berücksichtigung der blaseninduzierten Turbulenz wurde das k - ε bzw. das k - ω -SST-Modell um entsprechende Quellterme erweitert. Unsicherheiten resultieren vor allem aus den Formulierungen des Quellterms für die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie. Hierfür sind verschiedene Formulierungen in der Literatur zu finden.

Zur Validierung des Modells wurde eine TOPFLOW-Experimentalserie zur Luft-Wasser-Strömungen in einem 8 m langen DN200-Rohr genutzt. Die Daten zeichnen sich durch eine hohe Qualität aus. Sie wurden im Rahmen des Vorhabens

„TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang“ (Förderkennzeichen 150 1329, Laufzeit Oktober 2006 bis März 2011, Kurztitel TOPFLOW-II) gewonnen. Ein wesentliches Ziel dieser Testserie war es, eine Grundlage für Arbeiten des hier diskutierten Vorhabens zu liefern.

Vergleichsrechnungen mit dem Testsolver sowie dem CFD-Code ANSYS-CFX-12.1 zeigen, dass die generellen Trends der Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs mit dem neuen Modell gut wiedergegeben werden können. Generell wird aber eine leichte Überschätzung des Blasenzerfalls für Strömungen, die von Blasenzerfall dominiert werden, beobachtet. Ein Test des Modells an weiteren experimentellen Daten, insbesondere für Dampf-Wasser-Strömungen und Strömungen mit komplexen 3D-Strömungsfeldern sind daher wünschenswert. Das sollte mit einer Verbesserung der Schließungsmodelle für die blaseninduzierte Turbulenz und die Blasenkräfte einhergehen.

Das neue Modell ist über „User-FORTRAN“ in CFX implementiert und steht für weitere Arbeiten zur Simulation polydisperser Blasenströmungen zur Verfügung.

6. Literatur

Beyer, M., Lucas, D., Kussin, J., Schütz, P. (2008). Luft-Wasser Experimente im vertikalen DN200-Rohr. Wissenschaftlich-Technische Berichte / Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, FZD-504, 2008

Chesters, A. K. (1991). The modeling of coalescence processes in fluid-liquid dispersions: A review of current understanding. Chemical Engineering Research and Design: Transactions of the Institution of Chemical Engineers: Part A, 69, 259-270, 1991

Kocamustafaogullari, G., Ishii, M. (1995). Foundation of the interfacial area transport equation and its closure relations. Int. J. Heat Mass Transfer 38, 481-493, 1995

Krepper, E., Lucas, D., Prasser, H.-M. (2005). On the modeling of bubbly flow in vertical pipes. Nuclear Engineering and Design, 235, 597-611, 2005

Lehr, F., Millies, M., Mewes, D. (2002). Bubble-size distributions and flow fields in bubble columns. AIChE Journal 48, 2426-2443, 2002

Liao, Y., Lucas, D. (2009). A literature review of theoretical models for drop and bubble breakup in turbulent dispersions. Chemical Engineering Science, 64, 3389-3406, 2009

Liao, Y., Lucas, D. (2010). A literature review on mechanisms and models for the coalescence process of fluid particles. Chemical Engineering Science, 65, 2851-2864, 2010

Liao, Y. (2011). Development and validation of models for bubble coalescence and breakup. Helmholtz Zentrum Dresden Rossendorf, Dissertation, 2011

Lucas, D., Krepper, E., Prasser, H.-M. (2005). Modelling of the evolution of bubbly flow along a large vertical pipe. The 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11), Popes' Palace Conference Center, Avignon, France, October 2-6, Paper 051 2005

Lucas, D., Krepper, E. (2007). CFD models for polydispersed bubbly flows. Wissenschaftlich-Technische Berichte / / Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, FZD-486, 2007

Lucas, D., Prasser, H.-M. (2007). Steam bubble condensation in sub-cooled water in case of co-current vertical pipe flow. Nuclear Engineering and Design 237, 497-508, 2007

Luo, Hean, Svendsen, Hallvard F. (1996a). Theoretical Model for Drop and bubble breakup in turbulent dispersions. AIChE Journal, 42, 1225-1233, 1996a

- Luo, H., Svendsen, H. F. (1996b). Modeling and simulation of binary approach by energy conservation analysis. *Chemical Engineering Communications*, 145, 145-153, 1996b
- Martínez-Bazán, C., et al. (1999a). On the breakup of an air bubble injected into fully developed turbulent flow. Part 1. Breakup frequency. *Journal of Fluid Mechanics*, 401, 157-182, 1999a
- Martínez-Bazán, C., et al. (1999b). On the breakup of an air bubble injected into fully developed turbulent flow. Part 2. Size PDF of the resulting daughter bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 401, 183-207, 1999b
- Pfleger, D., Becker, S. (2001). Modelling and Simulation of the Dynamic Flow Behaviour in a Bubble Column. *Chemical Engineering Science*, 56, 1737-1747, 2001
- Politano, M. S., et al. (2003). A Model for Turbulent Polydisperse Two-Phase Flow in Vertical Channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 29, 1153-1182, 2003
- Prasser, H.-M., Lucas, D., Krepper, E., Baldauf, D., Böttger, A., Rohde, U., Schütz, P. Weiß, F.-P., Zippe, C., Zippe, W., Zschau, J., (2003). Strömungskarten und Modelle für transiente Zweiphasenströmungen. *Wissenschaftlich-Technische Berichte // Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, FZD-379*, 2003
- Prasser, H. –M., Misawa, M., Tiseanu, I. (2005). Comparison between Wire-mesh sensor and ultra-fast X-ray tomograph for an air-water flow in a vertical pipe. *Flow Measurement and Instrumentation*, 16, 73-83, 2005
- Prince, M. J., Blanch, H. W. (1990). Bubble coalescence and breakup in air-sparged bubble columns. *AIChE Journal*, 36, 1485-1499, 1990
- Sato, Y., et al. (1981). Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 7, 167-177, 1981
- Troshko, A. A., Hassan, Y. A. (2001). A Two-Equation Model of Turbulent Bubbly Flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 27, 1965-2000, 2001
- Wang, T., Wang, J., Jin, Y. (2005). Theoretical prediction of flow regime transition in bubble columns by the population balance model. *Chem. Eng. Sci.* 60, 6199-6209, 2005
- Yao, W., C. Morel. (2004). Volumetric Interfacial Area Prediction in Upward Bubbly Two-Phase Flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 307–328, 2004

7. Verzeichnisse

7.1 Formelzeichen und Abkürzungen

Bezeichnung	Einheit	Bedeutung
α		Querschnittsgemittelter Gasvolumenanteil
α_1, α_2		Querschnittsgemittelter Gasvolumenanteil jeweils an der Ebeneposition 1 und 2
α_j		Gasvolumenanteil für Geschwindigkeitsklasse j
α_k		Gasvolumenanteil für MUSIG-Gruppe k
α_l, α_g		Gasvolumenanteil jeweils für Liquid und Gas
$B_{B,k}, B_{c,k}$	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Entstehungsrate für MUSIG-Gruppe k infolge von Zerfall und Koaleszenz
$\beta(d_i, d_j)$		Tochterblasengrößenverteilung
$C_1 \sim C_6$		Konstanten
C_D		Widerstandsbeiwert
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$		Konstanten des Turbulenzmodells
c_{fbv}		$=f_{bv}^{2/3} + (1-f_{bv})^{2/3} - 1$
C_0		Profilparameter des Driftgeschwindigkeitsmodells
C_{VM}		Koeffizient der virtuellen Masse
d	m	Blasengröße
$D_{b,k}, D_{c,k}$	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Vernichtungsraten infolge von Zerfall und Koaleszenz
d_{crit}	m	Kritische Blasengröße für Einfang in der Nachlaufströmung
d_e	m	Wirbelgröße
$\Delta\rho$	kg m^{-3}	Dichtedifferenz der Liquid- und Gasphase
d_i, d_j	m	Blasengröße für Gruppe i, j
ε	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
η	m	Kolmogorov Längenskala
\vec{F}_D	N	Widerstandskraft
\vec{F}_j	N	Summe der Kräfte für Geschwindigkeitsklasse j
$\vec{F}_{j,D}$	N	Widerstandskraft für Geschwindigkeitsklasse j
$\vec{F}_{j,L}$	N	Liftkraft für Geschwindigkeitsklasse j
$\vec{F}_{j,W}$	N	Wandkraft für Geschwindigkeitsklasse j
$\vec{F}_{j,TD}$	N	Turbulente Dispersionskraft für Geschwindigkeitsklasse j
$\vec{F}_{j,VM}$	N	Virtuelle Massekraft
f_{bv}		Volumenverhältnis der Tochterblase zur Ausgangsblase beim Zerfall, $f_{bv} = \frac{V_j}{V_i}$,
f_i, f_k, f_l		Anteile der MUSIG-Gruppen i, k, l

g	$m s^{-2}$	Gravitationskonstante
$\dot{\gamma}$	s^{-1}	Geschwindigkeitsgradient
$\Gamma(d_i, d_j)$	$m^3 s^{-1}$	Koaleszenzfrequenz zwischen Blase i und Blase j
$\Gamma(d_k, d_i)$	$m^3 s^{-1}$	Koaleszenzfrequenz zwischen Blase k und Blase i
$\Gamma(d_l, d_i)$	$m^3 s^{-1}$	Koaleszenzfrequenz zwischen Blase l und Blase i
$h(d_i, d_j)$	$m^3 s^{-1}$	Kollisionfrequenz zwischen Blase i und Blase j
$h_k(d_i, d_j)$	$m^3 s^{-1}$	Kollisionfrequenz zwischen Blase i und Blase j infolge des Mechanismus k
h_0	m	Anfangsfilmdicke im Drainagemodell
h_{crit}	m	Kritische Dicke des Flüssigkeitsfilms
J	$m s^{-1}$	Leerrohrgeschwindigkeit der Strömung
J_g	$m s^{-1}$	Leerrohrgeschwindigkeit der Gasphase
J_l	$m s^{-1}$	Leerrohrgeschwindigkeit der Liquidphase
k	$m^2 s^{-2}$	Turbulente kinetische Energie
$\lambda(d_i, d_j)$		Koaleszenzeffizienz zwischen Blasen i und j
λ_{buoy}		Koaleszenzeffizienz für auftriebsinduzierte Kollisionen
λ_{eddy}		Koaleszenzeffizienz für Kollisionen durch Wirbeleinfang
λ_{shear}		Koaleszenzeffizienz für Scherspannungs-induzierte Kollisionen
λ_{turb}		Koaleszenzeffizienz für Turbulenz-induzierte Kollisionen
λ_{wake}		Koaleszenzeffizienz für den Blaseneinfang in der Nachlaufströmung
M		Anzahl der MUSIG-Gruppen
M_j		Anzahl der MUSIG-Gruppen der Geschwindigkeitsklasse j
m_i, m_k, m_l		Masse der MUSIG-Gruppen i, k, l
μ_j	Pa s	Dynamische Viskosität der Geschwindigkeitsklasse j
μ_l	Pa s	Dynamische Viskosität der Flüssigkeit
μ_t	Pa s	Dynamische Wirbelviskosität
N		Anzahl Geschwindigkeitsklassen des MUSIG - Modells
n_e	m^{-4}	Wirbelanzahldichte zwischen Größen d_e und $d_e + \Delta d_e$
ν	$m^2 s^{-1}$	Kinematische Viskosität der Flüssigkeit
$\Omega(d_i)$	s^{-1}	Zerfallsfrequenz der Blase i
$\Omega(d_i, d_j)$	s^{-1}	Zerfallsfrequenz der Blase i zu Blase j
$P_b(d_i, d_e)$		Zerfallswahrscheinlichkeit der Blase i bei einer Kollision mit einem Wirbel mit der Größe d_e
$P_b(d_i, d_j, d_e)$		Zerfallswahrscheinlichkeit der Blase i zu Blase j bei einer Kollision mit einem Wirbel mit der Größe d_e
P_l	$kg m^{-1} s^{-3}$	Scherspannung aufgelöste Turbulenzproduktion
p	Pa	Druck
p_1, p_2	Pa	Druck an der Positionen 1 und 2
r	m	Blasenradius
r_{eq}	m	Äquivalenter Blasenradius
r_i, r_j	m	Radius der Blasen i und j

ρ_j	kg m^{-3}	Dichte der Geschwindigkeitsklasse j
ρ_l	kg m^{-3}	Dichte der Liquidphase
S_j	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Quellterme für Masseerhaltungsgleichung der Geschwindigkeitsklasse j
S_{Mj}	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-2}$	Quellterme für Impulserhaltungsgleichung der Geschwindigkeitsklasse j
S_{ie}	m^2	Querschnittsfläche für die Kollision zwischen der Blase i und dem Wirbel e
S_{ij}	m^2	Querschnittsfläche für die Kollision zwischen Blasen i und j
$S_{ij,k}$	m^2	Querschnittsfläche für die Kollision zwischen Blasen i und j infolge vom Mechanismus k
$S_{ij,\text{eddy}}$	m^2	Querschnittsfläche für die Kollision zwischen Blasen i und j infolge vom Wirbeleinfang
$S_{ij,\text{slip}}$	m^2	Querschnittsfläche für die Kollision zwischen Blasen i und j durch unterschiedlichen Blasenauftieg
$S_{ij,\text{turb}}$	m^2	Querschnittsfläche für die Kollision zwischen Blasen i und j durch Turbulenz
$S_{ij,\text{wake}}$	m^2	Querschnittsfläche für die Kollision zwischen Blasen i und j durch die Nachlaufströmung
S_{BIT}^ϵ	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-4}$	Blaseninduzierte turbulente Dissipationsrate
S_{BIT}^k	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-3}$	Blaseninduzierte turbulente kinetische Energie
σ	N m^{-1}	Oberflächenspannung
$\sigma_k, \sigma_\epsilon$		Konstanten des Turbulenzmodells
t_b	s	Zerfallszeit
$t_{b,k}$	s	Zerfallszeit für den Mechanismus k
t_{contact}	s	Kontaktzeit zweier Blasen
t_{drainage}	s	Filmdrainagezeit
τ	s	Zeitskala für die Dissipation der blaseninduzierten turbulenten kinetischen Energie
τ	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Deformationsspannung durch die Umgebungsströmung
τ_{crit}	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Kritische Deformationsspannung für den Blasenzerfall
τ_{crit1}	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Kritische Deformationsspannung aus dem Energiekriterium
τ_{crit2}	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Kritische Deformationsspannung aus dem Kapillardruckkriterium
τ_k	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Deformationsspannung durch den Mechanismus k
τ_s	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Rückstellungsspannung infolge der Oberflächenspannung
τ_t	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	Deformationsspannung infolge der Turbulenzfluktuation
u_b	m s^{-1}	Zerfallsgeschwindigkeit der Blase
$u_{b,k}$	m s^{-1}	Zerfallsgeschwindigkeit der Blase durch den Mechanismus k
u_D	m s^{-1}	Driftgeschwindigkeit
\bar{u}_{Gl}	m s^{-1}	Querschnittsgemittelte Gasgeschwindigkeit
\vec{U}_g	m s^{-1}	Geschwindigkeitsvektor der Gasphase
\vec{U}_j	m s^{-1}	Geschwindigkeitsvektor der Geschwindigkeitsklasse j
\vec{U}_l	m s^{-1}	Geschwindigkeitsvektor der Liquidphase

$u_{rel,ie}$	$m s^{-1}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blase i und Wirbel e
$u_{rel,ij}$	$m s^{-1}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen i und j
$u_{rel, ij, k}$	$m s^{-1}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen i und j durch den Mechanismus k
$u_{rel, ij, buoy}$	$m s^{-1}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen i und j durch die Auftriebkraft
$u_{rel, ij, eddy}$	$m s^{-1}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen i und j durch den Wirbeleinfang
$u_{rel, ij, shear}$	$m s^{-1}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen i und j durch die Scherspannung
$u_{rel, ij, turb}$	$m s^{-1}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen i und j durch die Turbulenz
$u_{rel, ij, wake}$	$m s^{-1}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Blasen i und j durch die Nachlaufströmung
u_{ri}, u_{rj}	$m s^{-1}$	Anstiegsgeschwindigkeit der Blasen i und j
u_t	$m s^{-1}$	Turbulente Geschwindigkeitsfluktuation
u_{ti}, u_{tj}	$m s^{-1}$	Turbulente Geschwindigkeitsfluktuation um die Blasen i und j
$w(d_i, d_e)$	$m^{-1} s^{-1}$	Kollisionsfrequenz zwischen der Blase i und dem Wirbel e
We		Weberzahl

Bezeichnung	Bedeutung
Abb.	Abbildung
BMWi	Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie
bzgl.	bezüglich
bzw.	beziehungsweise
ca.	circa
CFD	Computational Fluid Dynamics
d. h.	das heißt
et al.	et alii
FZD	Forschungszentrum Dresden - Rossendorf
ggf.	gegebenenfalls
Gl. Gln.	Gleichung, Gleichungen
i. a.	in allgemeinen
MUSIG	Multiple Size Group Model
o. g.	oben genannt
s. Abb.	siehe Abbildung
s. g.	so genannt
Tab.	Tabelle
TOPFLOW	Transient Two-Phase Flow Test Facility
u. a.	und andere
z. B.	zum Beispiel
z. T.	zum Teil

7.2 Abbildungen

Abb. 2.1	Schema des Inhomogenen MUSIG-Modells	14
Abb. 3.1	Konzeptioneller Rahmen zur Modellierung der Blasenkoaleszenz	21
Abb. 3.2	Prozessschritte der Koaleszenz: Annäherung, Ausdünnen des Films, Vereinigung.....	23
Abb. 3.3	Vorfaktoren in den Gln. (3.25) und (3.27) als Funktion des Volumenverhältnisses der Tochter- zur Ausgangsblase.....	27
Abb. 3.4	Konzeptioneller Rahmen zur Modellierung der Blasenzerfall	28
Abb. 3.5	Beiträge der einzelnen Mechanismen zur Koaleszenzfrequenz für die Koaleszenz von Blasen gleicher Größe	30
Abb. 3.6	Beiträge der einzelnen Mechanismen zur Koaleszenzfrequenz für die Koaleszenz von Blasen mit einer Blase mit 20 mm Durchmesser	31
Abb. 3.7	Koaleszenzfrequenz für zwei gleich große Blasen für verschiedene Werte der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie ($\dot{\gamma} = 10.0 \text{ s}^{-1}$).....	31
Abb. 3.8	Koaleszenzfrequenz für zwei gleich große Blasen für verschiedene Werte der Scherrate der turbulenten kinetischen Energie ($\varepsilon=0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$)	32
Abb. 3.9	Koaleszenzfrequenz für verschieden große Blasen ($\dot{\gamma} = 10.0 \text{ s}^{-1}$, $\varepsilon=0.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$).....	32
Abb. 3.10	Abhängigkeit der Blasenzerfallsfrequenz durch Turbulenz der Flüssigphase von der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie	33
Abb. 3.11	Zerfallfrequenz durch Instabilitäten der Oberfläche die zum Abscheren von Blasen führen.	34
Abb. 3.12	Abhängigkeit der Tochterblasengrößenverteilungen von der Größe der Ausgangsblase ($\varepsilon=1.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$).....	34
Abb. 3.13	Abhängigkeit der Tochterblasengrößenverteilungen von der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie.....	35
Abb. 4.1	Versuchsmatrix der Serie L12. Gemessen wurden die farbig markierten Punkt. Für die Modellvalidierung wurden die blau eingekreisten Punkte genutzt	37
Abb. 4.2	Entwicklung der mittleren Blasendurchmesser entlang des Rohrs für den Matrixpunkt 041	45
Abb. 4.3	Vergleich der experimentellen und der berechneten Blasengrößenverteilungen für den Matrixpunkt 041	45
Abb. 4.4	Entwicklung der mittleren Blasendurchmesser entlang des Rohrs für den Matrixpunkt 107.....	46
Abb. 4.5	Vergleich der experimentellen und der berechneten Blasengrößenverteilungen für den Matrixpunkt 107	46

Abb. 4.6	Querschnittsgemittelte Blasengrößenverteilungen für verschiedene Gasleerrohrgeschwindigkeiten. Die Lehrrohrgeschwindigkeit für das Wasser beträgt für alle gezeigten Punkte $1,017 \text{ m s}^{-1}$.	47
Abb. 4.7	Entwicklung der querschnittsgemittelten Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs – Matrixpunkt 107	48
Abb. 4.8	Entwicklung der querschnittsgemittelten Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs – Matrixpunkt 129	49
Abb. 4.9	Entwicklung des mittleren Blasendurchmessers entlang des Rohrs	50
Abb. 4.10	Vergleich der berechneten Blasengrößenverteilungen für die Höhe R für verschiedene Modelle der Quellterme für die blaseninduzierte Turbulenz	51
Abb. 4.11	Vergleich der berechneten mittleren Blasengrößen für die Höhe R für verschiedene Modelle der Quellterme für die blaseninduzierte Turbulenz	52
Abb. 4.12	2D-Gitter für die Rohrgeometrie	53
Abb. 4.13	Einfluss der Diskretisierung auf die berechneten Blasengrößenverteilungen für die Höhe F und zwei verschiedene Matrixpunkte	54
Abb. 4.14	Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 074	54
Abb. 4.15	Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 085	55
Abb. 4.16	Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 096	56
Abb. 4.17	Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 072	57
Abb. 4.18	Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 083	58
Abb. 4.19	Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 094	59
Abb. 4.20	Entwicklung der Blasengrößenverteilung entlang des Rohrs, Versuchspunkt 118	60
Abb. 4.21	Berechnete Blasengrößenverteilungen für die Höhe F für verschiedene Versuchspunkte – Vergleich der Ergebnisse des Standardmodells mit denen des neuen Modells	61
Abb. 4.22	Entwicklung der Blasengrößenverteilungen entlang des Rohrs für den Versuchspunkt 118 - Vergleich der Ergebnisse des Standardmodells mit denen des neuen Modells	62

7.3 Tabellen

Tab. 4.1	Absolute und relative Einlaufängen an der Testsektion Variable Gaseinspeisung.....	37
Tab. 4.2	Untersuchte Modellkombinationen.....	42

8. Anhang: Veröffentlichungen im Rahmen des Vorhabens

8.1 Zeitschriften

Liao, Y., Lucas, D., Krepper, E., Schmidtke, M. (2011). Development of a generalized coalescence and breakup closure for the inhomogeneous MUSIG model. Nucl. Eng. Des. 241, 1024-1033, 2011

Liao, Y., Lucas, D. (2010). A literature review on mechanisms and models of the coalescence process of fluid particles. Chem. Eng. Sci. 65, 2851-2864, 2010

Liao, Y., Lucas, D. (2009). A literature review of theoretical models for drop and bubble breakup in turbulent dispersions. Chem. Eng. Sci. 64, 3389-3406, 2009

8.2 Konferenzbeiträge

Liao, Y., Lucas, D. (2011). Modeling of the evolution of bubble size distribution of gas-liquid flow inside a large vertical pipe : influence of bubble coalescence and breakup models. Proceedings of Annual Meeting on Nuclear Technology, Berlin Congress Center, May 17 – 19, 2011

Liao, Y., Lucas, D., Krepper, E. (2010a). Validation of a generalized model for bubble coalescence and breakup in MUSIG approach. Proceedings of Annual Meeting on Nuclear Technology, Berlin Congress Center, May 4 – 6, paper 204, 2010

Liao, Y., Lucas, D., Krepper, E. (2010b). Influence of Two-Phase Turbulence Models on the Bubble Coalescence and Breakup Behavior in Bubbly Pipe Flow. Proceedings of the 8th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-8), Shanghai, China, October 10-14, 2010

Liao, Y. and Lucas, D. (2009a). Breakup and coalescence models for turbulent air-water mixtures in a vertical pipe. Proceedings of Annual Meeting on Nuclear Technology, Congress centre Dresden, May 12 – 14, paper 219, 2009

Liao, Y. and Lucas, D. (2009b). A new model for bubble coalescence and breakup in poly-disperse bubbly flows. Proceedings of the 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH - 13), Kanazawa City, Ishikawa Prefecture, Japan, September 27 – October 2, Paper N13P1124, 2009

Liao Y., Lucas D., Krepper E., Schmidtke M. (2009c). Development of New Coalescence and Breakup Closures for the Inhomogeneous MUSIG Model. Proceedings of Nuclear Energy for New Europe, Bled, Slovenia, September 14-17