

COPY

Zur Fluiddynamik und zum Vermischungsverhalten der flüssigen Phase
in Blasensäulen mit längsangeströmten Rohrbündeln

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs
vom Fachbereich Chemietechnik
der Universität Dortmund
genehmigte Dissertation

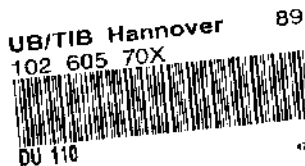
von
Dipl.-Ing. Klaus Bernemann
aus Haltern

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Juli 1989

1. Gutachter: o. Prof. Dr.-Ing. P.-M. Weinspach

2. Gutachter: o. Prof. Dr.-Ing. U. Onken

Dortmund, im September 1989



Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermische Verfahrenstechnik des Fachbereiches Chemietechnik der Universität Dortmund während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter.

Mein besonderer Dank gilt dem Inhaber des Lehrstuhls für Thermische Verfahrenstechnik, Herrn Professor Dr.-Ing. P.-M. Weinspach, für die Anregung der Arbeit, die großzügig gewährte wissenschaftliche Betätigungsfreiheit und die wohlwollende Betreuung.

Herrn Professor Dr.-Ing. U. Onken, dem Inhaber des Lehrstuhls für Technische Chemie B im Fachbereich Chemietechnik, danke ich für die freundliche Übernahme eines Referates.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr.-Ing. A. Steiff für seine hilfreichen Anregungen und Diskussionsbeiträge, sowie allen Lehrstuhl- und Fachbereichsangehörigen, Studien- und Diplomarbeiterinnen und -arbeitern, die mich bei der Durchführung der Untersuchungen unterstützt und zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Dortmund, im September 1989

Klaus Bernemann

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Stand des Wissens	2
2.1.	Fluidodynamik in Blasensäulen	2
2.2.	Rückvermischung der flüssigen Phase in Blasensäulen	10
2.2.1.	Rückvermischung der flüssigen Phase in Blasensäulen ohne Einbauten	11
2.2.2.	Rückvermischung der flüssigen Phase in Blasensäulen mit Einbauten	18
3.	Problemstellung und Zielsetzung	20
4.	Theoretische Grundlagen zur Bestimmung der Flüssigkeitsphasen-rückvermischung in Blasensäulen	22
5.	Versuchsanlagen, Versuchsplan und Versuchsdurchführung	30
6.1.	Beschreibung der Versuchsanlagen	30
6.2.	Durchführung der Untersuchungen zur Fluidodynamik	33
6.2.1.	Meßprinzip	33
6.2.2.	Versuchsplan	36
6.2.3.	Versuchsdurchführung und -auswertung	38
6.3.	Durchführung der Untersuchungen zur Rückvermischung der flüssigen Phase	39
6.3.1.	Meßprinzip	39
6.3.2.	Versuchsplan	45
6.3.3.	Versuchsdurchführung und -auswertung	46
6.	V Versuchsergebnisse und Ergebnisdiskussion zur Fluidodynamik in Blasensäulen mit längsangeströmten Rohrbündeln	47
6.1.	Ergebnisse zum volumenspezifischen Gasgehalt	47
6.2.	V Versuchsergebnisse und Ergebnisdiskussion zum radialen Profil der zeitlich gemittelten resultierenden axialen Flüssigkeitsgeschwindigkeit	48
6.2.1.	Einfluß des Gasdurchsatzes und der geometrischen Parameter	48

6.2.2.	Modell zur Beschreibung des radialen Profils der zeitlich gemittelten resultierenden axialen Flüssigkeitsgeschwindigkeit	55
6.2.3.	Literaturvergleich zur dimensionslosen Beschreibung des radialen Profils der zeitlich gemittelten resultierenden axialen Flüssigkeitsgeschwindigkeit	61
6.3.	Meßergebnisse zur zentralen aufwärtsgerichteten Flüssigkeitsgeschwindigkeit und deren dimensionslose Beschreibung	65
6.3.1.	Einfluß der Betriebsparameter und der geometrischen Kenngrößen	65
6.3.2.	Dimensionslose Beschreibung der Versuchsergebnisse und Vergleich der Gebrauchsformel mit Angaben in der Literatur	69
6.4.	Meßergebnisse und Ergebnisdiskussion zur radialen Komponente der zeitlich gemittelten absoluten Flüssigkeitsgeschwindigkeit	74
7.	Versuchsergebnisse und Ergebnisdiskussion zur Rückvermischung der flüssigen Phase in Blasensäulen ohne Einbauten sowie in solchen mit längsangeströmten Rohrbündeln	78
7.1.	Überprüfung der Anwendbarkeit des eindimensionalen Dispersionsmodells für Blasensäulen mit längsangeströmten Rohrbündeln	78
7.2.	Der effektive Dispersionskoeffizient in Blasensäulen ohne Einbauten	81
7.3.	Der effektive Dispersionskoeffizient in Blasensäulen mit längsangeströmten Rohrbündeln	83
7.4.	Dimensionslose Beschreibung der Versuchsergebnisse	90
7.5.	Vergleich der Gebrauchsformel mit Versuchsdaten aus der Literatur	93
8.	Zusammenfassung	96
9.	Formelzeichen	99
10.	Literaturverzeichnis	105

1. Einleitung

Blasensäulen-Reaktoren sind Reaktionsapparate für Gas-Flüssigkeits-Umsetzungen, in denen die Flüssigkeit die kontinuierliche und das Gas die disperse Phase bilden. Sie bestehen im einfachsten Fall aus einem senkrechten Zylinder, der von den beiden Phasen durchströmt wird. Die Gasphase wird in der Regel am Boden des Reaktors über statische oder seltener dynamische Gasverteiler dispergiert und steigt in Form von Blasen in der flüssigen Phase auf. Hierbei bewirken diese durch das Verdrängen und Mitschleppen von Flüssigkeit die für den Wärme- und Stofftransport maßgeblichen Strömungsvorgänge.

Zur reaktions- und wärmetechnischen Dimensionierung von Blasensäulen-Reaktoren ist die Kenntnis der Strömungsvorgänge und des hieraus resultierenden Vermischungsverhaltens von besonderer Bedeutung, da sie die Triebkräfte für die Transport- und Austauschvorgänge in und zwischen den Phasen beeinflussen. Nur in seltenen Fällen sind die idealisierten Strömungsmodelle "ideal durchmischter Rührkessel" und "ideales Strömungsrohr" zur Beschreibung des realen Vermischungsverhaltens in Blasensäulen-Reaktoren geeignet. Im allgemeinen kann dieses nur durch komplexe Vermischungsmodelle dargestellt werden. Dabei wird in neueren Arbeiten zunehmend versucht, das Vermischungsverhalten auf die Strömungsvorgänge zurückzuführen und die Parameter der Vermischungsmodelle mit charakteristischen strömungstechnischen Größen in Verbindung zu bringen.

Die in Blasensäulen-Reaktoren durchgeführten chemischen Umsetzungen wie Oxidationen, Hydrierungen, Chlorierungen, Alkylierungen und Hydroformylierungen sind ebenso wie viele biotechnologische Prozesse häufig mit sehr starken Wärmetönungen verbunden /1, 2/. Reicht die Reaktorwand als Wärmeaustauschfläche nicht aus, können zusätzliche Wärmeübertragungsflächen in Form von längsangeströmten Rohrbündeln in den Blasensäulen-Reaktor eingebracht werden /3/. Allerdings führt der Einbau von Rohrbündeln zu einer Beeinflussung der Gas-Flüssigkeits-Strömung sowie des Vermischungsverhaltens, die mit den bisher bekannten Berechnungsgleichungen nicht erfaßt werden kann.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit besteht darin, den Einfluß von längsangeströmten Rohrbündeln auf das Strömungs- und Vermischungsverhalten der flüssigen Phase in Blasensäulen zu untersuchen. Aufbauend auf den experimentellen Ergebnissen sollen die qualitative und quantitative Abhängigkeit der die Flüssigkeitsströmung charakterisierenden Größen sowie die des Vermischungskoeffizienten von den relevanten Einflußparametern in Form von Berechnungsgleichungen zusammengefaßt werden. Desweiteren soll der Zusammenhang zwischen Strömungs- und Vermischungsverhalten in Blasensäulen mit längsangeströmten Einbauten aufgezeigt werden.

2. Stand des Wissens

2.1 Fluidynamik in Blasensäulen

Die am Fuß der Blasensäule dispergierte Gasphase durchströmt aufgrund von Auftriebskräften die kontinuierliche Flüssigkeitsphase. In niedrigviskosen Stoffsystemen stellt sich bei Gasleerrohrgeschwindigkeiten von $v_{G0} < 0,05$ m/s der homogene Strömungszustand ein /68/. Die Gasphase durchströmt den Apparat in Form von über den Säulenquerschnitt gleichmäßig verteilten Einzelblasen einheitlichen Durchmessers. Aufgrund der geringen Packungsdichte behindern sich die Blasen nicht nennenswert, so daß Koaleszenzvorgänge ausbleiben.

Mit zunehmendem Gasdurchsatz und damit anwachsender Packungsdichte treten im Blasenschwarm gegenseitige Behinderungen und Austauschvorgänge auf. Dies führt ab einer bestimmten Gasbelastung zur Ausbildung von Zusammenballungen vieler kleiner Blasen zu Großblasen oder Blasenverbänden /4, 5/, deren Größe vom Stoffsystem und vom Typ des eingesetzten Gasverteilers abhängt. Diese Blasenagglomerate steigen in Behältern größeren Durchmessers ($D_R > 0,15$ m) bevorzugt in der Säulenmitte mit erhöhter Geschwindigkeit auf, so daß sich im hetero-

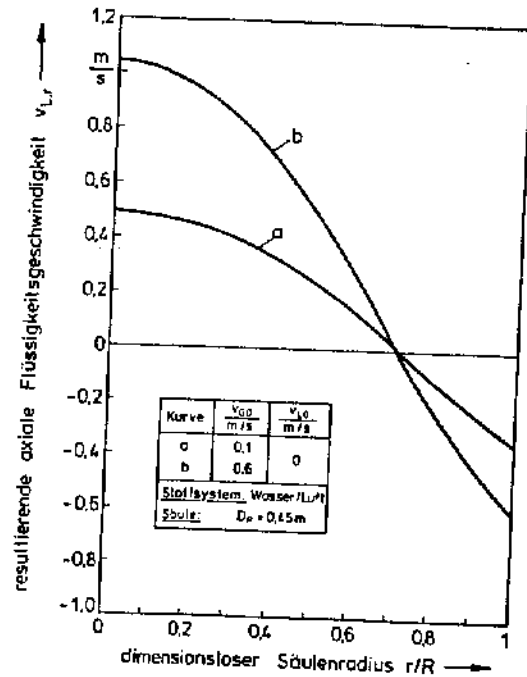


Abb. 2.1: Einfluß der Gasleerrohrgeschwindigkeit auf das radiale Profil der resultierenden zeitlich gemittelten axialen Flüssigkeitgeschwindigkeit nach /77/.

genen Strömungszustand radiale Gasgehaltsprofile mit Maximalwerten auf der Säulenachse ausbilden /6, 7/. Aufgrund von Schlepp- und Nachlaufeffekten /8, 9/ wird im Bereich der aufwärtsströmenden Gasphase Flüssigkeit mit nach oben gefördert, die aus Kontinuitätsgründen in Wandnähe wieder abwärts strömen muß. Die sich hieraus ergebenden radialen Profile der resultierenden zeitlich gemittelten Flüssigkeitgeschwindigkeit, die u.a. von Nottenkämper /7/ und Franz et al. /10, 11/ experimentell ermittelt wurden, sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Im Bereich $r/R < 0,7$ ist die Flüssigkeitsströmung vorwiegend aufwärts gerichtet, und im Bereich $r/R > 0,7$ liegt zeitlich gemittelt eine Abwärtsströmung vor. Steigender Gasdurchsatz führt aufgrund der hiermit einhergehenden höheren Blasenauftiegs-geschwindigkeit zu verstärktem Flüssigkeitstransport, was steigende Beträge der zeitlich gemittelten resultierenden Flüssigkeitgeschwindigkeit zur Folge hat.

Aufgrund der regellosen Blasenbewegung sowie der sich durch die ungleiche Gasverteilung über den Säulenquerschnitt ergebenden hydrostatischen Druckdifferenzen zwischen Kern- und Wandbereich des Systems besitzt der heterogene Strömungszustand einen ausgesprochen turbulenten Charakter. Dabei treten Geschwindigkeitsfluktuationen nicht nur in axialer Richtung auf, sondern erreichen auch quer zur Säulenachse in radialer und tangentialer Richtung beachtliche Werte /11, 12/.

In Behältern kleineren Durchmessers bewirkt der stabilisierende Effekt der Behälterwand die Ausbildung von Blasenagglomeraten, die nahezu den gesamten Säulenquerschnitt ausfüllen und in Form von Kolbenblasen den Apparat durchströmen. In der technischen Anwendung kommt dem heterogenen Strömungszustand die größte Bedeutung zu, so daß sich die folgenden Ausführungen auf diesen Strömungszustand beschränken.

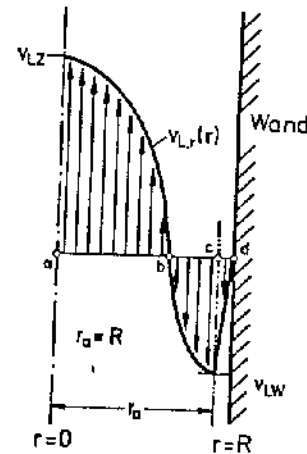


Abb. 2.2: Schematische Darstellung des radialen Profils der resultierenden zeitlich gemittelten Flüssigkeitgeschwindigkeit nach Ueyama und Miyauchi /14/.

Zur Beschreibung der in der heterogenen Zweiphasenströmung auftretenden großräumigen Strömungsstrukturen (Abbildung 2.2) gehen Miyauchi und Shyu /13/ und Ueyama und Miyauchi /14/ von einer axialsymmetrischen, vertikal unendlich ausgedehnten Strömung mit in der Querschnittsfläche konstantem Druck aus. Eine Kräftebilanz an einem differentiellen Volumenelement liefert dann

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot \tau] = \frac{\partial p}{\partial z} + (1 - \varepsilon_{\text{lok}}(r)) \cdot \rho_L \cdot g, \quad (2.1)$$

wobei für die Schubspannung ein der turbulenten Einphasenströmung analoger Ansatz gewählt wird:

$$\tau = -v_t \cdot \rho_L \cdot \frac{\partial v_L}{\partial r}, \quad (2.2)$$

Das radiale Profil des lokalen Gasgehaltes $\varepsilon_{\text{lok}}(r)$ wird von den Autoren durch

$$\varepsilon_{\text{lok}}(\Phi) = 2 \cdot \varepsilon \cdot (1 - \Phi^2) \quad (2.3)$$

$$\text{mit } \Phi = r/R$$

angenähert. Hierbei bezeichnen ε den flächengemittelten Gasvolumenanteil und Φ den dimensionslosen Säulenradius.

Als Lösung von Gleichung (2.1) ergibt sich mit den Vereinfachungen, daß die laminaire Unterschicht (Strecke cd in Abbildung 2.2) bei der Berechnung vernachlässigt werden kann und daß die als Systemparameter zu verstehende turbulente Impulsaustauschgröße v_t als unabhängig vom Säulenradius angesehen wird, die folgende Abhängigkeit der resultierenden zeitlich gemittelten Flüssigkeitgeschwindigkeit vom dimensionslosen Säulenradius:

$$\frac{v_{L,r} + |v_{LW}|}{v_{LZ} + |v_{LW}|} = (1 - \Phi^2)^2 \quad (2.4)$$

Die Geschwindigkeit auf der Säulenachse v_{LZ} und die an der Behälterwand auftretende maximale Abwärtsgeschwindigkeit v_{LW} bestimmen sich dabei unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung zu

$$v_{LZ} = \frac{1}{192} \cdot \frac{g \cdot D_R^2 \cdot \varepsilon}{v_t} \cdot \frac{4 - 3 \cdot \varepsilon}{1 - \varepsilon} + \frac{v_{Lo}}{1 - \varepsilon} \quad (2.5)$$

und

$$|v_{LW}| = \frac{1}{192} \cdot \frac{g \cdot D_R^2 \cdot \varepsilon}{v_t} \cdot \frac{2 - 3 \cdot \varepsilon}{1 - \varepsilon} - \frac{v_{Lo}}{1 - \varepsilon} \quad (2.6)$$

Für die effektive Impulsaustauschgröße ermittelten Miyauchi et al. /14/ lediglich eine Abhängigkeit vom Behälterdurchmesser:

$$\frac{v_t}{\text{m}^2/\text{s}} = 0,536 \cdot \left(\frac{D_R}{\text{m}}\right)^{1,8} \quad (2.7)$$

Ein Vergleich von gemessenen und berechneten Geschwindigkeitsprofilen zeigt jedoch systematische Abweichungen.

Riquarts /15/ geht davon aus, daß sowohl die Flüssigkeitsphasenvermischung als auch der radiale Impulsaustausch durch turbulenzartige Fluidbewegungen verursacht werden. Er verwendet infolgedessen zur Beschreibung der Impulsaustauschgröße einen Zusammenhang, wie er von ihm für den Durchmischungskoeffizienten hergeleitet wurde (vergl. Kap. 2.2.1):

$$v_t = 0,01 \cdot D_R \cdot \sqrt{D_R \cdot g} \cdot \left(\frac{v_{Go}^3}{v_L \cdot g}\right)^{1/8} \quad (2.8)$$

Anders als bei Miyauchi et al. /14/ ist hier auch ein Einfluß der Gasleerrohrgeschwindigkeit und der kinematischen Viskosität auf die Impulsaustauschgröße gegeben. Die sich mit dieser Beziehung ergebenden Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Profilen der resultierenden zeitlich gemittelten Flüssigkeitgeschwindigkeit konnte Riquarts durch Einführung einer Radialabhängigkeit von v_t eliminieren. Für die resultierende zeitlich gemittelte Flüssigkeitgeschwindigkeit auf der Säulenachse v_{LZ} leitete Riquarts folgende Beziehung her

$$v_{LZ} = 0,21 \cdot \sqrt{D_R \cdot g} \cdot \left(\frac{v_{Go}^3}{v_L \cdot g}\right)^{1/8} \quad (2.9)$$

mit der Meßwerte in Apparaten bis zu einem Durchmesser von $D_R = 0,6$ m und Gasleerrohrgeschwindigkeiten bis zu $v_{Go} = 1,43$ m/s mit einem relativen Fehler von $\pm 20\%$ erfaßt werden.

Nottenkämper /7/ untersuchte Flüssigkeitgeschwindigkeiten in Blasensäulen mit Durchmessern $0,2 \leq D_R \leq 1$ m, wobei die Gasleerrohrgeschwindigkeiten bis zu $v_{Go} = 1$ m/s variiert wurden. Die von ihm ermittelten Profile der resultierenden zeitlich gemittelten Flüssigkeitgeschwindigkeit lassen sich durch

$$\frac{v_{L,r} + |v_{LW}|}{v_{LZ} + |v_{LW}|} = (1 - \Phi^2)^a \quad (2.10)$$

beschreiben, wobei für den Exponenten a folgende Abhängigkeit von der Gasleerrohrgeschwindigkeit gefunden wurde:

$$a = 1,184 + 0,385 \cdot \frac{v_{Go}}{\text{m/s}} \quad (2.11)$$

Die unterschiedlichen Exponenten in den Gleichungen (2.4) und (2.10) lassen sich nach Nottenkämper auf die Verwendung einer über den Säulenquerschnitt gemittelten Impulsaustauschgröße in Gleichung (2.4) einerseits und die Berücksichtigung einer radialen Abhängigkeit dieser Größe in Gleichung (2.10) andererseits zurückführen.

Die meßtechnisch nicht erfassbare an der Behälterwand auftretende maximale Abwärtsgeschwindigkeit v_{LW} kann mit Hilfe des dimensionslosen Säulenradius Φ^* , bei dem sich eine resultierende Geschwindigkeit von $v_L(\Phi^*) = 0$ einstellt (Punkt b, Abbildung 2.2) sowie der Zentralgeschwindigkeit v_{LZ} bestimmt werden:

$$\frac{|v_{LW}|}{m/s} = \frac{v_{LZ}}{m/s} \cdot \frac{1}{1 - (1 - \Phi^*)^{-n}} \quad (2.12)$$

Für den dimensionslosen Radius Φ^* ermittelte Nottenkämper /7/ lediglich eine Abhängigkeit vom Flüssigkeitsdurchsatz:

$$\Phi^* = \sqrt{0,51 + \frac{v_{LO}}{m/s}} \quad (2.13)$$

Führt man die Abhängigkeiten (2.12) und (2.13) in Gleichung (2.10) ein, erhält man den Zusammenhang

$$\frac{v_L}{v_{LZ}} = f(\Phi, v_{GO}, v_{LO}) \quad (2.14)$$

Der Einfluß des Gas- und Flüssigkeitsdurchsatzes in Gleichung (2.14) ist im üblichen Variationsbereich der Betriebsparameter nur von untergeordneter Bedeutung. So schlagen Riquarts /15/, Linnweber /24/ und Kawase /25/ zur Beschreibung des radialen Profils der auf den Zentralwert v_{LZ} bezogenen Flüssigkeitsgeschwindigkeit Polynome unterschiedlicher Ordnung vor:

$$\frac{v_L}{v_{LZ}} = a_0 + a_1 \cdot \Phi^1 + a_2 \cdot \Phi^2 + \dots + a_n \cdot \Phi^n \quad (2.15)$$

[Vergl. Kap. 6.2.3]. Dabei stellen die Koeffizienten a_0 bis a_n von Betriebs- und Geometrieparametern unabhängige Konstanten dar. Die Gleichungsansätze (2.14) und (2.15) lassen die zentrale Bedeutung der resultierenden zeitlich gemittelten Flüssigkeitsgeschwindigkeit auf der Säulenachse v_{LZ} erkennen. Nottenkämper /7/ bestimmt mit

$$\frac{v_{LZ}}{m/s} = \frac{v_{LO}}{m/s} + 0,65 \cdot \left(\frac{D_R}{m}\right)^{0,68} + 1,11 \cdot \frac{v_{GO}}{m/s} \quad (2.16)$$

eine ähnliche Durchmesserabhängigkeit wie Riquarts /15/. Der Einfluß der Gasleerrohrgeschwindigkeit ist allerdings stärker ausgeprägt.

Joshi und Sharma /16, 17/ übertragen die von Whalley und Davidson /18/ für Sprudelbetten geringer Bauhöhe entwickelte Energiebilanzmethode auf Blasenstäulen mit höheren Schlankheitsgraden ($H_R/D_R > 3$) und schlagen das in Abbildung 2.3 dargestellte Zirkulationszellenmodell vor. Danach bilden sich in axialer Richtung übereinander in gleichsinniger Drehrichtung angeordnete Zirkulationszellen von der Höhe etwa eines Säulendurchmessers aus.

Die durch die Gasphase in den Apparat eingebrachte Energie wird teilweise infolge der Relativgeschwindigkeit zwischen disperser und kontinuierlicher Phase in Form von Reibungsenergie dissipiert und teilweise in kinetische Energie der Flüssigkeit umgesetzt. Dieser Energieanteil läßt sich nach Lamb /19/ unter der Annahme axialsymmetrischer Verhältnisse mit der Wirbelintensität verknüpfen. Ausgehend von diesen Ansätzen leiten Joshi und Sharma für die Zirkulationsgeschwindigkeit als mittlere Flüssigkeitsgeschwindigkeit im Bereich $0,7 \leq r/R \leq 1$ folgenden Ausdruck ab:

$$v_c = 1,3f \cdot [g \cdot D_R \cdot (v_{GO} - \epsilon \cdot v_{B\omega})]^{1/3} \quad (2.17)$$

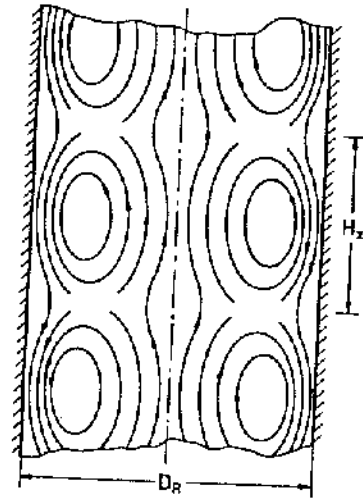


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des Zirkulationszellenmodells nach Joshi und Sharma /16/.

Ferner läßt sich aus obigen Überlegungen einerseits die resultierende zeitlich gemittelte Flüssigkeitgeschwindigkeit auf der Säulenachse bestimmen:

$$v_{LZ} = 1,18 \cdot [g \cdot D_R (v_{GO} - \varepsilon \cdot v_{Boc})]^{1/3} ; \quad (2.18)$$

zum zweiten ergibt sich für die radiale Komponente der Flüssigkeitgeschwindigkeit

$$v_{L,rad} = 0,42 \cdot [g \cdot D_R (v_{GO} - \varepsilon \cdot v_{Boc})]^{1/3} . \quad (2.19)$$

Die axiale und die radiale Komponente der Flüssigkeitgeschwindigkeit zeigen also dieselbe Abhängigkeit von den Einflußgrößen wie die Zirkulationsgeschwindigkeit und unterscheiden sich jeweils nur durch einen konstanten Faktor.

Zehner /20/ geht bei der Ableitung einer Beziehung für die Flüssigkeitgeschwindigkeit auf der Säulenachse von Zirkulationszellenpaaren aus, die kreuzweise übereinander angeordnet sind. Unter vereinfachenden Annahmen kann er die Strömungsverhältnisse in den einzelnen Zellen auf die hydrodynamischen Zustände in Schlaufenreaktoren zurückführen /21/.

Für die sich dann zwischen Auf- und Abströmung einstellende Gasgehaltsdifferenz $\Delta \varepsilon$ leitet Zehner folgenden Ausdruck her:

$$\Delta \varepsilon = \frac{v_{GO}}{2 \cdot v_Z} . \quad (2.20)$$

Die hierdurch über die Zellenhöhe H_Z resultierende Druckdifferenz

$$\Delta p = [\rho_L - \rho_G] \cdot \Delta \varepsilon \cdot g \cdot H_Z \quad (2.21)$$

wird durch Strömungsverluste infolge der sich einstellenden Flüssigkeitsumwälzung

$$\Delta p = \xi \cdot \frac{\rho_L}{2} \cdot v_Z^2 \quad (2.22)$$

gerade wieder abgebaut. Durch Kombination der Gleichungen (2.20) bis (2.22) ergibt sich ein Ausdruck für die Zirkulationsgeschwindigkeit v_Z :

$$v_Z = \left[\frac{1}{\xi} \cdot \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \cdot g \cdot H_Z \cdot v_{GO} \right]^{1/3} . \quad (2.23)$$

Die Wirbelzellenhöhe wird entsprechend den von Joshi und Sharma /16/ veröffentlichten Ergebnissen gleich dem Behälterdurchmesser gesetzt. Der Widerstandsbeiwert wird zu $\xi = 2,5$ ermittelt und stimmt mit dem von Blenke et al. /22/ für Schlaufenreaktoren mit optimal gestaltetem Einsteckrohr hergeleiteten Wert überein.

Im Unterschied zu Joshi und Sharma /16/ gibt Zehner /20/ jedoch keine Beziehung für die radiale Strömungskomponente an. Die bei der Ableitung der Gleichung (2.23) implizit getroffene Annahme einer konstanten Strömungsgeschwindigkeit entlang des Strömungsweges steht im Widerspruch zu der von Joshi und Sharma hergeleiteten Beziehung (2.19) und den bisher vorliegenden experimentellen Befunden /12/. Ein Vergleich von Meßdaten verschiedener Autoren /5, 14, 23/ für die axiale Komponente der resultierenden Flüssigkeitgeschwindigkeit für den Bereich der Säulenachse mit den nach Gleichung (2.23) berechneten Werten zeigt eine gute Übereinstimmung.

Abweichend von den zuvor beschriebenen Modellansätzen, die von der Axialsymmetrie der Zweiphasenströmung ausgehen, schlägt Franz /10/ aufgrund der bei seinen Untersuchungen gefundenen asymmetrischen Profile ein Scherzonenmodell vor, das als Charakteristikum eine spiralförmige Ausbildung des Auf- und Abstrombereiches enthält. Zur mathematischen Beschreibung seiner Meßdaten geht auch Franz /10/ von den oben erläuterten Überlegungen aus, wobei sich seine Ergebnisse nach Symmetrierung gut mit Literaturdaten decken.

Die durch die Gasphase induzierten Flüssigkeitsströmungen führen nur im zeitlichen Mittel zu dem im vorangegangenen Abschnitt erläuterten Profil der resultierenden zeitlich gemittelten Geschwindigkeit. Die die momentane Strömung kennzeichnenden Geschwindigkeitsfluktuationen lassen sich durch die Standardabweichung der Momentangeschwindigkeit vom Geschwindigkeitsmittelwert charakterisieren. Die Profile dieser Turbulenzintensität genannten Standardabweichung, die u.a. von Franz /10/ bestimmt wurden, zeigen nur eine geringe Abhängigkeit vom Säulenradius. Der Mittelwert der axialen Komponente der Turbulenzintensität erreicht dabei die Größenordnung der resultierenden zeitlich gemittelten Flüssigkeitgeschwindigkeit auf der Säulenachse; die Turbulenzintensitäten in tangentialer und radialer Richtung sind näherungsweise gleich groß und erreichen etwa 2/3 des Wertes der Turbulenzintensität in axialer Richtung.

Korte /12/ untersuchte die zeitlich gemittelten lokalen absoluten Flüssigkeitgeschwindigkeiten, die - wie er zeigen konnte - für den Wärmeübergang in Bläsensäulen maßgeblich sind. Für die axiale Komponente gibt er folgende Abhängigkeit von Gas- und Flüssigkeitsdurchsatz sowie vom Behälterdurchmesser an:

$$\frac{v_{Lax}}{m/s} = \frac{v_{Lo}}{m/s} \cdot 0,9 \cdot \exp \left[1,62 \cdot \left(10,77 - \Phi \cdot 1,5 \right)^{1,48} \right] \cdot \left(\frac{v_{GO}}{m/s} \right)^{0,43} \cdot \left(\frac{D_R}{m} \right)^{[0,62 - 0,54 \cdot \Phi]} \quad (2.24)$$

Die radiale und tangential Komponente sind gleich groß und zeigen mit

$$\frac{v_{L,rad}}{m/s} = 0,456 \cdot \left(\frac{v_{GO}}{m/s} \right)^{0,329} \quad (2.25)$$

für $v_{GO} < 0,20$ m/s

weder einen Einfluß der radialen Meßposition noch des Behälterdurchmessers. Für Gasdurchsätze von $v_{GO} > 0,20$ m/s ist auch der Einfluß der Gasleitrohrgeschwindigkeit nicht mehr gegeben; $v_{L,rad}$ erreicht einen konstanten Grenzwert.

Wie die Literaturübersicht zur Fluidodynamik in Blasensäulen ohne Einbauten zeigt, ist die großräumige Zirkulationsströmung charakterisiert durch die auf der Säulenachse auftretende Flüssigkeitsgeschwindigkeit. Der Einfluß geometrischer und betriebstechnischer Parameter auf diese Größe stellt sich jedoch mit $v_{LZ} \sim D_R^a \cdot v_{GO}^b$ und $0,33 \leq a \leq 0,69$ sowie $0,33 \leq b \leq 1$ uneinheitlich dar. Der Großteil der Untersuchungen wurde im Stoffsystem Wasser/Luft durchgeführt. Lediglich Riquarts /15/ und Korte /12/ geben einen Viskositätseinfluß von $v_{LZ} \sim \eta^{-0,125}$ für die axiale /15/ und $v_{Lm} \sim \eta^{-0,18}$ für die absolute Flüssigkeitsgeschwindigkeit /12/ an.

Die zur Beschreibung der großräumigen Flüssigkeitsströmung entwickelten Modellvorstellungen führen entweder aufgrund zu starker Vereinfachungen nicht zu befriedigenden Ergebnissen oder enthalten zusätzliche Parameter, die durch Anpassung an Meßdaten bestimmt werden müssen und somit die Übertragbarkeit der Ergebnisse erschweren.

Über den Einfluß von Einbauten auf das Strömungsverhalten existieren nur wenige Veröffentlichungen. Da in diesen Untersuchungen die Frage nach der Beeinflussung des Vermischungsverhaltens durch die Einbauten im Vordergrund steht und nur mittelbare Aussagen zur Fluidodynamik getroffen werden, sind diese Arbeiten im Kapitel 2.2 zusammengefaßt.

2.2. Rückvermischung der flüssigen Phase in Blasensäulen

Die sich im Zweiphasensystem Gas/Flüssigkeit einstellende Strömung unterscheidet sich, wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, wesentlich von den Strömungsvorgängen in einphasigen Systemen. Da im Bereich turbulenter Strömung das Vermischungsverhalten der strömenden Phasen nicht mehr durch die Stoffgröße "Diffusionskoeffizient" sondern durch die erheblich größeren turbulenten Schwankungsbewegungen und damit durch die Art der Strömung bestimmt wird, unterscheidet sich auch der im zweiphasigen System einstellende Vermischungszustand qualitativ von dem im einphasigen System.

Die in Blasensäulen im zeitlichen Mittel beobachtbare großräumige Strömungsstruktur wird durch das Aufsteigen vieler Einzelpartikeln in der kontinuierlichen Phase hervorgerufen und setzt sich somit zusammen aus Einzelströmungen wechselnder Größe und Richtung. Deshalb können die auf der Fluidströmung basierenden Ausbreitungsvorgänge in der flüssigen Phase als von stochastischer Natur angesehen werden /26, 27/. Sie führen zu einem Abbau von Gradienten intensiver Zustandsgrößen sowohl in axialer als auch in radialer Richtung und werden für jede Strömungsrichtung summarisch in den Dispersionskoeffizienten D_{ax} und D_{rad} zusammengefaßt.

Der für das Vermischungsverhalten maßgebliche Dispersionsstrom wird analog dem Fick'schen Gesetz formuliert. Unter Berücksichtigung der axialen und radialen Stofftransportvorgänge liefert die Modellgleichung für den stationären Fall ohne chemische Reaktion und Stoffübergang durch Bilanzierung über ein Volumenelement eines Zylinderringes der Dicke dr und der Höhe dz

$$D_{rad} \cdot \left(\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial c}{\partial r} \right) + D_{ax} \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} - v_L \cdot \frac{\partial c}{\partial z} = 0. \quad (2.26)$$

Sind aufgrund schneller radialer Ausgleichsvorgänge die Gradienten in radialer Richtung nicht vorhanden bzw. erheblich schwächer ausgeprägt als in axialer Richtung, wird das Vermischungsverhalten hinreichend gut durch das eindimensionale Dispersionsmodell beschrieben. Hierbei werden die Ausbreitungsvorgänge in axialer Richtung durch den effektiven Dispersionskoeffizienten D_{eff} erfaßt, und unter der Voraussetzung einer über dem Querschnitt konstanten Konzentration ergibt die Stoffbilanz über einen Behälterquerschnitt der Höhe dz für den stationären Fall bei Ausschluß chemischer Umsetzungen:

$$D_{eff} \cdot \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} - v_L \cdot \frac{\partial c}{\partial z} = 0. \quad (2.27)$$

2.2.1. Rückvermischung der flüssigen Phase in Blasensäulen ohne Einbauten

In Blasensäulen ohne Einbauten kann bei Gleichstromführung der Phasen die Voraussetzung der über dem Querschnitt konstanten Konzentration in der Flüssigkeit aufgrund der großen radialen Geschwindigkeitstuktuationen [vgl. Kap. 2.1, 6.4] als erfüllt angesehen werden. So stellten Tauberl /26/, Reith /29/ und Holcombe et al. /30/ bei ihren Untersuchungen zum Vermischungsverhalten bei Gleichstrom der Phasen keine meßbaren radialen Konzentrations- bzw. Temperaturprofile fest.

Göhler /31/ bestimmte radiale und axiale Dispersionskoeffizienten bei Gleich- und Gegenstromführung der Phasen, indem er die Gleichung des zweidimensionalen Dispersionsmodells [2.26] unter Zuhilfenahme des von ihm gemessenen Konzentrationsfeldes um eine punktförmige Tracerquelle nach der von Klinkenberg et al. /32/ angegebenen Näherungslösung auswertete. Für den Gleichstrombetrieb ermittelte er schon bei kleinen Gasleitrohrgeschwindigkeiten nur in unmittelbarer Nähe der Tracerquelle noch geringfügige radiale Konzentrationsgradienten, so daß die radialen Dispersionskoeffizienten ein Vielfaches der axialen betragen und diese mit den nach dem eindimensionalen Dispersionsmodell errechneten effektiven Dispersionskoeffizienten übereinstimmen.

Während für den Gleichstrombetrieb die Anwendung des eindimensionalen Dispersions-

modells zur Beschreibung der Flüssigkeitsphasenvermischung gerechtfertigt und ausreichend ist, sollen bei Gegenstrombetrieb auch die radialen Vermischungsvorgänge berücksichtigt werden /28, 31/.

Zusammenfassende Darstellungen der bisher zur Flüssigkeitsphasenvermischung durchgeführten Untersuchungen finden sich bei Westphaley /33/, Deckwer /1, 34/, Shah /35/ und Krizan /36/. Hiernach kommt von den Betriebsparametern Gas- und Flüssigkeitsleerrohrgeschwindigkeit nur der Gasleerrohrgeschwindigkeit maßgebliche Bedeutung zu. Für den heterogenen Strömungszustand wird der Einfluß von den meisten Autoren mit

$$D_{eff} \sim v_{GO}^a \quad \text{und} \quad 0,3 \leq a \leq 0,5 \quad (2.28)$$

angegeben. In Einzelfällen wurden sowohl eine wesentlich geringere /37/ als auch eine erheblich stärkere Abhängigkeit /38/ festgestellt. Ein Einfluß des Flüssigkeitsdurchsatzes im technisch relevanten Variationsbereich ($0 \leq v_{LO} \leq 5 \text{ cm/s}$) auf das Vermischungsverhalten der flüssigen Phase bei heterogener Blasenströmung wird nicht beobachtet, da die Flüssigkeitsleerrohrgeschwindigkeit das von der Gasphase induzierte Strömungsgeschehen nicht nennenswert beeinflusst.

Zu den wesentlichen Konstruktionsparametern gehören der Säulendurchmesser D_R , die Säulenhöhe H_R und die Art des Gasverteilers. Von diesen Größen hat der Säulendurchmesser mit

$$D_{eff} \sim D_R^b \quad \text{und} \quad 1,3 \leq b \leq 1,5 \quad (2.29)$$

den größten Einfluß auf das Vermischungsverhalten der flüssigen Phase. In der sich zwischen Anström- und Blasenzerfallzone ausbildenden Gleichgewichtszone ist aufgrund der hier vorliegenden über die Säulenhöhe konstanten hydrodynamischen Verhältnisse /7, 39/ eine Höhenabhängigkeit des Vermischungsverhaltens nicht gegeben. Demzufolge wird auch kein Einfluß der Säulenhöhe beobachtet.

Bei der Diskussion des Gasverteilerinflusses auf die Flüssigkeitsphasenrückvermischung ist zu unterscheiden zwischen Dispergierorganen, die große Primärblasen erzeugen - dies geschieht i. a. bei Lochbegasern mit Lochdurchmessern von $d_L > 1 \text{ mm}$ -, und solchen, die kleine Primärblasen bilden. Neben feinporigen Sinterplatten kommen hierfür dynamische Begaser in Betracht. Können die von diesen Begasern erzeugten Kleinblasen stabilisiert werden, dies ist z.B. im homogenen Strömungsbereich oder in koaleszenzgehemmten Stoffsystemen der Fall, beeinflussen sie das Vermischungsverhalten der flüssigen Phase erheblich. Unter diesen Bedingungen ist eine starke Abhängigkeit vom Gasverteiler gegeben. Bei Gasverteilern, die große Primärblasen erzeugen, ist unabhängig vom Koaleszenzverhalten der Flüssigkeit praktisch keine Beeinflussung der Rückvermischung der flüssigen Phase durch das Dispergierorgan vorhanden /40, 41/.

Der Einfluß der Stoffeigenschaften der flüssigen Phase ist den bisherigen Untersuchungen zufolge gering. So wurde keine Abhängigkeit von der Oberflächenspannung /35, 42, 43, 44/ oder der Dichte /35, 42, 45/ beobachtet. Mit steigender Viskosität ist eine geringfügige Abnahme der Flüssigkeitsphasenvermischung verbunden /44/, die in der Form

$$D_{eff} \sim \eta^{-0,12} \quad (2.30)$$

berücksichtigt werden kann.

Neben der großen Anzahl recht zuverlässiger empirischer Beziehungen sind auch mehrere theoretische Ansätze entwickelt worden, um die Abhängigkeit des Dispersionskoeffizienten von den relevanten Einflußparametern zu beschreiben.

Für den heterogenen Strömungszustand leiteten Okhi und Inoue /48/ das Expansionsmodell her. Hiernach führen die schnell aufsteigenden Großblasen zu einer Expansion des Flüssigkeitsbettes aufgrund des sich im System einstellenden Gasgehaltes. Der auf die blasenfreie Flüssigkeitschichthöhe bezogene Dispersionskoeffizient, er wird verursacht durch die turbulente Flüssigkeitsbewegung, wird lediglich vom Säulendurchmesser beeinflusst. Somit kann die Abhängigkeit des auf das expandierte System bezogenen Dispersionskoeffizienten von der Gasleerrohrgeschwindigkeit auf den Einfluß des Gasvolumenanteils zurückgeführt werden. Mit der vereinfachenden Annahme, der Anteil der schnell aufsteigenden Großblasen könne dem volumenspezifischen Gasgehalt gleichgesetzt werden, gelangen die Autoren zu der Beziehung

$$\frac{D_{eff}}{m^2/s} = \frac{14}{(1-\epsilon)} \cdot \frac{D_R}{m} \quad (2.31)$$

Da für das Stoffsystem Wasser/Luft im heterogenen Strömungsbereich näherungsweise

$$(1-\epsilon)^2 \sim v_{GO}^{-0,36} \quad (2.32)$$

gilt, wird durch Gleichung [2.31] der Einfluß der Gasleerrohrgeschwindigkeit in gleicher Weise wie in den empirischen Korrelationen beschrieben. Eine Überprüfung der Modellgleichung mit Meßwerten aus anderen Stoffsystemen wurde von den Autoren nicht vorgenommen.

Baird und Rice /49/ postulieren für die heterogene Blasenströmung auf der Basis von Kolmogoroffs Theorie der isotropen Turbulenz eine Abhängigkeit des Dispersionskoeffizienten von der massebezogenen Leistungsdissipation P_m sowie einer charakteristischen Länge l . Aufgrund von Dimensionsbetrachtungen gelangen die

Autoren zu folgender Beziehung

$$D_{\text{eff}} = K \cdot |^{4/3} \cdot p_m^{1/3} \quad (2.33)$$

in der K eine dimensionslose Konstanta darstellt. Als charakteristische Länge wird der Säulendurchmesser eingesetzt. Für die massebezogene Leistungsdissipation kann

$$P_m = v_{GO} \cdot g \quad (2.34)$$

in Blasensäulen angesetzt werden, da der Leistungseintrag durch die flüssige Phase im allgemeinen klein ist. Die so erhaltenen Exponenten für den Säulendurchmesser und die Gasleerrohrgeschwindigkeit

$$D_{\text{eff}} = K \cdot g^{1/3} \cdot D_R^{4/3} \cdot v_{GO}^{1/3} \quad (2.35)$$

stimmen mit den empirisch ermittelten Werten gut überein.

Ausgehend von den Überlegungen Whalley und Davidsons /18/ zum Einfluß der Wirbelbewegung auf das Vermischungsverhalten korrelieren Joshi und Sharma /16, 50/ den Dispersionskoeffizienten der flüssigen Phase mit der von ihnen abgeleiteten Zirkulationsgeschwindigkeit [Gleichung (2.17)] und der Höhe der Wirbelzelle. Unter Einbeziehung von Versuchsdaten mehrerer Autoren erhalten sie die Beziehung

$$D_{\text{eff}} = 0,31 \cdot D_R \cdot v_C \quad (2.36)$$

die sich unter Berücksichtigung von Gleichung (2.17) auf die bekannte Abhängigkeit des Dispersionskoeffizienten von Gasleerrohrgeschwindigkeit und Säulendurchmesser zurückführen läßt.

Zehner /51/ leitet unter vereinfachenden Annahmen mit Hilfe von Stoffbilanzen über die von ihm postulierten Walzenwirbel einen Zusammenhang zwischen dem Dispersionskoeffizienten und der nach Gleichung (2.23) bestimmten Zirkulationsgeschwindigkeit ab. Mit

$$D_{\text{eff}} = \frac{H_Z}{2} \cdot v_Z \quad (2.37)$$

ermittelt er die gleiche Abhängigkeit, wie er auch für den axialen Stofftransport in durchströmten Kugelschüttungen bekannt ist, wenn anstelle von H_Z der Kugeldurchmesser als charakteristische Länge Verwendung findet /52/. Die Wirbelzellenhöhe

wird gleich dem Säulendurchmesser gesetzt, und somit führt auch dieser Ansatz zu der Abhängigkeit

$$D_{\text{eff}} \sim D_R^{4/3} \cdot v_{GO}^{1/3} \quad (2.38)$$

In dimensionsloser Schreibweise lassen sich die von Joshi und Sharma /16/ und Zehner /51/ hergeleiteten Beziehungen auch in der Form

$$Pe = \frac{v_C \cdot D_R}{D_{\text{eff}}} = C \quad (2.39)$$

ausdrücken. Für die Konstante C ergeben sich die Werte $C_Z = 2$ für den Ansatz nach Zehner /51/ und $C_J = 3,23$ für den Ansatz von Joshi und Sharma /16/.

Riquarts /53/ wendet die Gesetzmäßigkeit, daß bei stochastischen Ausbreitungsprozessen der Dispersionskoeffizient dem Produkt einer charakteristischen Geschwindigkeit und einer kennzeichnenden Länge proportional ist, auf die Gas-Flüssigkeitsströmung in Blasensäulen an. Als charakteristische Geschwindigkeit betrachtet er die Relativgeschwindigkeit zwischen aufsteigenden Großblasen und Flüssigkeit und als charakteristische Länge den Durchmesser der Großblasen D_B . Mit der Annahme, die Relativgeschwindigkeit entspreche der Aufstiegsgeschwindigkeit der Großblasen u_B , erhält er analog zu dem in durchströmten Kugelschüttungen geltenden Zusammenhang:

$$Pe = \frac{u_B \cdot D_B}{D_{\text{eff}}} \quad (2.41)$$

Die Blasaufstiegsgeschwindigkeit läßt sich auf den Blasendurchmesser zurückführen /54/:

$$u_B = 0,71 \cdot \sqrt{D_B \cdot g} \quad (2.41)$$

und mit der Voraussetzung, daß die als kugelförmig betrachteten Großblasen für den volumenspezifischen Gasgehalt verantwortlich sind, wird der Durchmesser der Großblasen ausgedrückt durch den volumenspezifischen Gasgehalt und die Anzahl der Großblasen in einem Behältervolumenelement der Höhe D_R :

$$n_B \cdot D_B^3 \cdot \frac{\pi}{6} = \epsilon \cdot D_R \cdot D_R^2 \cdot \frac{\pi}{4} \quad (2.42)$$

Unter Einbeziehung der von Riquarts und Pilhofer /55/ gefundenen Beziehung für den volumenspezifischen Gasgehalt

$$\epsilon = 0,1 \cdot \left(\frac{v_{GO}^3}{v_L \cdot g} \right)^{1/4} \quad (2.43)$$

erhält Riquarts /53/:

$$D_{\text{eff}} = 0,058 \cdot D_R \cdot \sqrt{D_R \cdot g} \cdot \left(\frac{v_{\text{Go}}^3}{v_L \cdot g} \right)^{1/8} \quad (2.44)$$

Die Anzahl der Großblasen im Behältervolumenelement wird dabei mit $n_B = 4$ angepaßt. Der mit Gleichung (2.44) postulierte Einfluß des Gasdurchsatzes und des Säulendurchmessers deckt sich mit den Angaben anderer Autoren. Anders als die bisher diskutierten Ansätze sagt Gleichung (2.44) mit steigender Viskosität der flüssigen Phase eine geringfügige Abnahme des Dispersionskoeffizienten voraus. Durch Kombination der Gleichungen (2.9) und (2.44) erhält man mit

$$\frac{v_Z \cdot D_R}{D_{\text{eff}}} = 3,1 \quad (2.45)$$

den gleichen Zusammenhang, wie er auch von Joshi und Sharma /16/ sowie Zehner /60/ hergeleitet wurde.

Nach Riquarts /15/ gehen sowohl der das Vermischungsverhalten charakterisierende Dispersionskoeffizient als auch die für die Flüssigkeitsströmung maßgebliche turbulente Impulsaustauschgröße auf stochastische Transportvorgänge zurück (vergl. Kap. 2.1). Somit stellen die deterministische zentrale Flüssigkeitsgeschwindigkeit [Gleichung (2.9)] bzw. die hiermit praktisch identischen Zirkulationsgeschwindigkeiten [Gleichungen (2.17) und (2.23)] Maßzahlen für die stochastischen Transportprozesse dar. Der sich durch die Gleichungen (2.36), (2.37) und (2.45) ergebende Zusammenhang zwischen effektivem Dispersionskoeffizienten und einer charakteristischen deterministischen Fluidgeschwindigkeit stellt daher keinen Widerspruch zu der im Dispersionsmodell gemachten Voraussetzung eines durch stochastische Austauschvorgänge verursachten Stofftransportes dar.

Neben dem kontinuierlichen Dispersionsmodell werden auch die den Behälter diskretisierenden Zellenmodelle zur Beschreibung des Vermischungsverhaltens herangezogen /1, 56, 57, 58/.

Das eindimensionale Zellenmodell mit Rücklauf /56/ unterteilt jede Phase in N ideal vermischte Rührkessel gleichen Volumens, die in Serie geschaltet sind und von dem Nettovolumenstrom \dot{V} durchströmt werden. Der Grad der Vermischung wird neben der Zellenzahl durch den als Anpaßparameter aufzufassenden Rückstrom \dot{V}_R für jede Phase charakterisiert. Die Modellgleichungen ergeben sich aus Stoffbilanzen für die einzelnen Zellen. Hierbei können chemische Reaktionen und Stoffaustausch zwischen den Phasen berücksichtigt werden. Man erhält für jede Phase einen Satz von N Gleichungen. Das Gleichungssystem wird mittels numerischer Methoden gelöst und liefert das Konzentrationsprofil im Behälter. Wie das eindimensionale Dispersionsmodell geht auch das Zellenmodell mit Rücklauf von einer Gleichverteilung von Temperatur und Konzentration im Säulenquerschnitt aus.

Zwischen den Modellparametern besteht folgender Zusammenhang /56/:

$$Bo_L = \frac{2 \cdot N}{1 + 2 \cdot \gamma} \quad (2.46)$$

$$\text{mit } Bo_L = \frac{v_{L0} \cdot D_R}{(1 - \varepsilon) \cdot D_{\text{eff}}}$$

$$\text{und } \gamma = \frac{\dot{V}_R}{\dot{V}_L}$$

Der Rücklaufstrom \dot{V}_R kann anhand der sich in Blasensäulen einstellenden großräumigen Strömungsstruktur physikalisch interpretiert werden (siehe Abbildung 2.2). Das radiale Profil der resultierenden axialen Flüssigkeitsgeschwindigkeit und damit der Rücklaufstrom \dot{V}_R werden maßgeblich von der als Maßzahl für turbulente Transportvorgänge anzusehenden zentralen Flüssigkeitsgeschwindigkeit v_{LZ} bestimmt (vergl. Kap. 2.1 und Kap. 6.2.2). Insofern kann auch der Rücklaufstrom \dot{V}_R als eine die turbulenten Austauschvorgänge charakterisierende Größe angesehen werden.

In dem von Meyers et al. /57/ entwickelten Zellenmodell transportieren Großblasen, sog. Slugs, anhaftende Flüssigkeit zum Kopf der Säule. Beim Eintritt dieser Slugs in eine Zelle wird Flüssigkeit aus der Zelle in die darunterliegende verdrängt, so daß es zu einem Flüssigkeitsrückstrom kommt. Während die Slug-Flüssigkeit durch die Zelle transportiert wird, findet ein Austausch zwischen Zell- und Slugflüssigkeit statt. Diese Transportmechanismen führen nach Meyers et al. /57/ zur Ausbildung der Konzentrationsverteilung in der Säule.

Flüssigkeitsrückstrom und mit den Slugs transportierter Flüssigkeitsanteil werden von den Autoren /57/ durch die Integration des Profils der resultierenden axialen Flüssigkeitsgeschwindigkeit unter Berücksichtigung der Kontinuitätsbedingung für die flüssige Phase erhalten. Der zwischen Zell- und Slugflüssigkeit ausgetauschte Volumenstrom wird als Anpaßparameter aufgefaßt. Auch dieses modifizierte Zellenmodell mit Rückfluß liefert identische axiale Konzentrationsverteilungen wie das eindimensionale Dispersionsmodell. Die Autoren machen allerdings keine Aussagen zu den implizierten radialen Konzentrationsprofilen.

Rustemeyer /58/ entwickelte ein zweidimensionales Vermischungsmodell, in dem abwechselnd Vermischungszellen und Strömungszellen übereinander angeordnet sind. In den Vermischungszellen finden die radialen Transportvorgänge statt. Diese Zellen werden als ideal durchmischt betrachtet. Die Strömungszellen sind in ringförmige konzentrische Volumenelemente unterteilt. Innerhalb dieser Volumenelemente wird eine Pfropfenströmung mit überlagerter turbulenter Bewegung angenommen.

Die Strömungsgeschwindigkeiten sind innerhalb der einzelnen ringförmigen Elemente konstant, wobei sich Betrag und Richtung der Geschwindigkeit für jedes Element aus dem radialen Profil der resultierenden axialen Flüssigkeitsgeschwindigkeit ergeben. Zwischen den Volumenelementen einer Strömungszelle wird kein radialer Austausch zugelassen. Die turbulente Vermischung innerhalb der ringförmigen Volumenelemente wird durch den axialen Dispersionskoeffizienten charakterisiert. Durch Vergleich von gemessenen und berechneten Konzentrationsfeldern wurden die drei Anpaßparameter Anzahl der Vermischungszellen, Höhe der Vermischungszellen und axialer Dispersionskoeffizient ermittelt.

2.2.2 Rückvermischung der flüssigen Phase in Blasensäulen mit Einbauten

Wie im Kapitel 2.2.1 dargelegt, besteht ein enger Zusammenhang zwischen dem Vermischungsverhalten und der Gas-Flüssigkeitsströmung in Blasensäulen. Durch in den Apparat eingebrachte Wärmeaustauscher-Einbauten werden die Strömung und damit das Vermischungsverhalten beeinflusst. Führen die Einbauten zu einer Behinderung der Strömung, kommt es zu einer Verminderung der Flüssigkeitsphasenvermischung und umgekehrt, wobei der Art des Einbaus - quer zur Strömung oder in Strömungsrichtung - besondere Bedeutung zukommt.

Kafarov et al. /59/ untersuchten den Einfluß unterschiedlicher Wärmeaustauschergeometrien auf den Gasvolumenanteil und das Vermischungsverhalten der flüssigen Phase. Während der volumenspezifische Gasgehalt durch den Einbau der Wärmeaustauschflächen nicht nennenswert beeinflusst wurde, änderte sich das Vermischungsverhalten erheblich.

So führte der Einbau von quer zur Strömung angeordneten Rohren aufgrund der Behinderung der Strömung zu einer Herabsetzung der Dispersion der flüssigen Phase. Wendi et al. /40, 41/ konnten zeigen, daß querangeströmte Rohrbündel-Wärmeaustauscher praktisch wie Zwischenböden wirken und die Flüssigkeitszirkulation über das Rohrbündel nahezu vollständig unterdrücken. Querangeströmte Rohrbündel bewirken eine Kaskadierung des Apparates, wobei sich oberhalb und unterhalb des Wärmeaustauschers Strömungsverhältnisse wie in einer Blasensäule ohne Einbauten und entsprechender Länge einstellen.

Die Anordnung der Wärmeaustauschflächen in Strömungsrichtung führt nach Kafarov et al. /59/ dagegen zu stärkerer Vermischung der flüssigen Phase, da die Zirkulationsströmung stabilisiert wird. Zum gleichen Ergebnis kommen Shah et al. /60/, die den Einfluß längsangeströmter Rohre und Netzkörbe unterschiedlicher Durchmesser auf das Vermischungsverhalten der flüssigen Phase untersuchten. Sie

konnten die Zunahme des Dispersionskoeffizienten gegenüber den Werten für den Reaktor ohne Einbauten mit der Gesamtoberfläche der Einbauten korrelieren:

$$D_{\text{eff},E} - D_{\text{eff},0} \sim A_E \quad (2.47)$$

mit $D_{\text{eff},E}$ - Dispersionskoeffizient im Behälter mit Einbauten,

$D_{\text{eff},0}$ - Dispersionskoeffizient im Behälter ohne Einbauten und

A_E - Gesamtoberfläche der Einbauten.

Allerdings fanden sie keinen einheitlichen Einfluß der Gaserrohrgeschwindigkeit.

Zusammenfassend bleibt festzustellen, daß der Einfluß von längsangeströmten Wärmeaustauscherflächen auf das Vermischungsverhalten der flüssigen Phase noch nicht hinreichend geklärt ist und das bisher im Schrifttum vorhandene Datenmaterial für eine gesicherte reaktionstechnische Dimensionierung eines mit längsangeströmten Rohrbündeln versehenen Blasensäulen-Reaktors nicht ausreicht.