

Transporteffekte in partikelbeladenen Kanalströmungen

Prof. Dr.-Ing. M. Sommerfeld

Dipl.-Ing. J. Kussin

Dr.-Ing. G. Kohnen

Institut für Verfahrenstechnik

Fachbereich Ingenieurwissenschaften

Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

D-06099 Halle/Saale

Zwischenbericht zum Forschungsvorhaben

SO 204/12-1

März, 1999

Inhaltsverzeichnis

- 1.0 Einleitung und Ziel des Forschungsvorhabens
- 2.0 Aufbau der Versuchsanlage
- 3.0 Phasen-Doppler Anemometer
- 4.0 Euler/Lagrange Verfahren
 - 4.1 Erhaltungsgleichungen für die Fluidphase
 - 4.2 Standard k- ϵ Turbulenzmodell
 - 4.3 Reynoldsspannungs-Turbulenzmodell
 - 4.4 Berechnung der Partikelphase
- 5.0 Partikel-Wandkoollisionen
 - 5.1 Modellierung der Wandkollisionen
 - 5.2 Validierung des Wandkollisionsmodells
- 6.0 Partikelstöße
 - 6.1 Modellierung von Partikelstößen
 - 6.2 Validierung des Partikelstoßmodells
- 7.0 Analyse des Partikeltransports
- 8.0 Messungen in der Einphasenströmung
- 9.0 Messungen in der Zweiphasenströmung
- 10.0 Vergleich von Messung und Rechnung
 - 10.1 Validierung der Berechnungen für die Einphasenströmung
 - 10.2 Validierung der zweiphasigen Berechnungen
- 11.0 Zusammenfassung und Ausblick

1.0 Einleitung und Ziele des Forschungsvorhabens

Im Rahmen des Forschungsvorhabens sollen Modelle für die numerische Berechnung von turbulenten partikelbeladenen Strömungen mit dem Euler/Lagrange-Verfahren weiterentwickelt und validiert werden. Im Vordergrund stehen dabei durch Wandungen berandete Strömungen, wie z.B. Rohr- und Kanalströmungen. In derartigen Zweiphasenströmungen wird die Partikelbewegung entscheidend durch den turbulenten Transport, Partikel-Wand-Wechselwirkungen und Stöße zwischen Partikeln beeinflusst. Bei höheren Feststoffbeladungen wird weiterhin die Strömung und die Turbulenz durch die Feststoffpartikel modifiziert. Um diese relativ komplexen und miteinander verknüpften Transporteffekte detailliert analysieren zu können, wurden Experimente in einer partikelbeladenen horizontalen Kanalströmung bei Variation der folgenden Rand- und Betriebsbedingungen durchgeführt:

- Wandmaterial (zur Untersuchung des Wandrauhigkeitseffektes)
- Partikelgröße
- Luftvolumenstrom
- Feststoffbeladung.

Zunächst wurden nur relativ feine kugelförmige Partikel mit Durchmessern bis ca. 200 μm betrachtet, da hier eine Dämpfung der Turbulenz zu erwarten ist.

Damit die numerische Berechnung der partikelbeladenen Kanalströmung mit dem Euler/Lagrange-Verfahren möglichst zuverlässig durchgeführt werden kann, mußte zunächst ein Reynoldsspannungs-Turbulenzmodell implementiert werden, damit die nichtisotrope Struktur der Turbulenz erfaßt werden kann. Die Beeinflussung der Reynoldsspannungen durch die disperse Phase wurde durch entsprechende Quellterme berücksichtigt.

Zur Beschreibung der Partikelbewegung wurde ein Wandkollisionsmodell, welches den Wandrauhigkeitseffekt berücksichtigt, und ein stochastisches Partikelstoßmodell weiterentwickelt und validiert.

2.0 Aufbau der Versuchsanlage

Zur Bestimmung relevanter Parameter der zu untersuchenden Zweiphasenströmung wurde ein Flachkanal mit den Dimensionen $6\text{m} \times 0,35\text{m} \times 0,035\text{m}$ ($L \times B \times H$) errichtet.

Durch die Länge des Kanals wird die eigentliche Strömungskonditionierung erreicht. Der Kanal besteht aus mehreren Segmenten, die durch eine Stahlrahmenkonstruktion miteinander verbunden sind. Die obere und untere Begrenzung des Kanalquerschnitts bilden 3 mm starke, auswechselbare Stahlbleche. Die gemittelte Rauigkeitstiefe nach DIN 4768 beträgt $7,5\text{ }\mu\text{m}$. Um eine optische Zugänglichkeit des Kanals zu gewährleisten, befinden sich an den Kanalseiten Fenster aus Glas. Im letzten Kanalsegment befindet sich zusätzlich ein Fenster in der oberen Begrenzung des Kanals. Dieses ist für die Messung der charakteristischen Strömungseigenschaften mittels Phasen-Doppler-Anemometrie b.z.w mit einem Laserlichtschnittverfahren notwendig.

Durch zwei parallel geschaltete Drehkolbengebläse (Nennvolumenströme $507\text{m}^3/\text{h}$ und $1002\text{m}^3/\text{h}$) wird der notwendige Volumenstrom an Luft für die folgenden Versuche realisiert.

Für die Beschreibung des Zustandes der Luft ist neben der Feuchte auch die Temperatur und der Druck notwendig. Zur Messung des Feuchtegehalts der angesaugten Luft wurde eine handelsübliche Wetterstation verwendet. Ein Temperaturmeßstutzen sowie eine Bohrung zur Bestimmung des statischen Druckes der Luft mittels U-Rohrmanometer wurden an der Luftzuleitung vor dem Kanaleintritt angebracht. Eine Durchfluss-Sonde vom Typ ANNUBAR bestimmt den Volumenstrom der Luft, die durch die Gebläse gefördert wird. Beim Einbau der Meßeinrichtungen für die Bestimmung der Temperatur, des statischen Druckes sowie des Volumenstromes wurden die notwendigen Vorlauf- bzw. Nachlaufstrecken beachtet. Der Innendurchmesser der Luftzuleitung beträgt 130 mm . Bevor die Luft in den Kanal eintritt, passiert sie zunächst eine Beruhigungstrecke von 2 m , um dann in einen Behälter zu gelangen, in dem die Feststoffzugabe erfolgt.

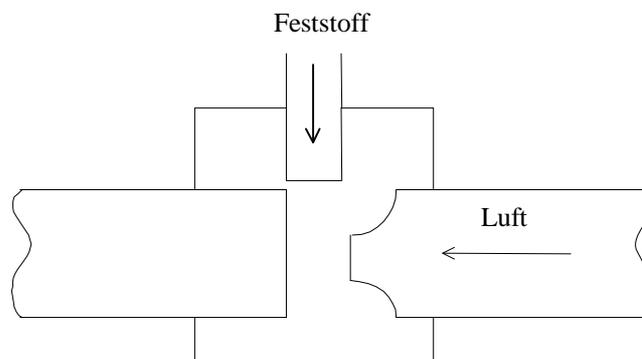


Abb.2.1

Prinzip der Feststoffzugabe

Hier wird der benötigte Massenstrom an Feststoff durch einen Dosierer der Firma K-TRON eingebracht. Das Prinzip der Feststoffeinspeisung ist in Abb.2.1 dargestellt. Durch die Drehzahländerung der Schnecke im Dosierer kann der gewünschte Massenstrom an Feststoff und somit die Beladung der Luft eingestellt werden.

Das Feststoff-Luftgemisch gelangt in einen Diffusor, der zwischen der Feststoffzugabe und dem Flachkanal eingebaut ist. Durch eingebrachte Drahtgewebe, vor und hinter dem Diffusor, wird eine Störung der eintretenden Strömung in den Kanal durch eventuell auftretenden Strömungsablösungen im Diffusor verhindert. Am Ende des Kanals befindet sich ein Polyurethan-Spiralschlauch, der den Kanal mit einem Zyklon verbindet (Abb.2.2).

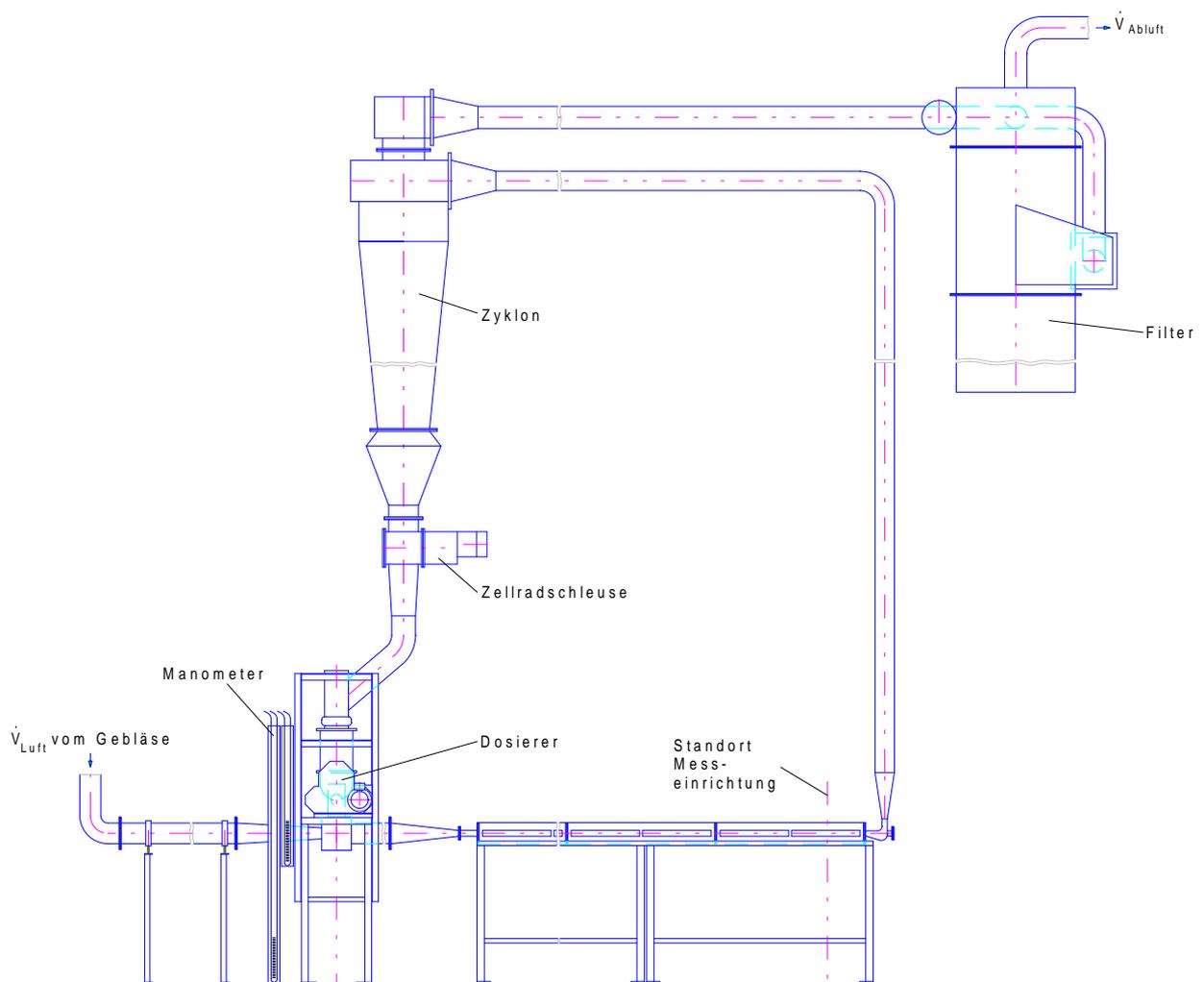


Abb.2.2

Schematische Darstellung der Versuchsanlage

Der in der Gasströmung befindliche Feststoff wird in dem Zyklon, Typ AA 40KN 0180 der Fa. Kreisel Umwelttechnik/Krauschwitz, abgeschieden. Die im Zyklon abgeschiedenen Partikel gelangen über eine Zellschleuse wieder in den Dosierer. Somit ist ein geschlossener Kreislauf des Feststoffs gewährleistet. Feine Partikel, die nicht durch den Zyklon abgeschieden werden, gelangen mit der Luftströmung aus dem Zyklon in einen Schlauchfilter. Dort wird der in der Luft noch vorhandene Feststoff abgeschieden, bevor sie gereinigt als Abluft die Anlage verläßt (Abb.2.2 und Abb.2.3)

Als Feststoff wurden verschiedene Glaspartikelsorten mit unterschiedlichen Korngrößen-spektren verwendet. Der Brechungsindex aller Sorten beträgt 1,5 bis 1,52. Für die experimentelle Untersuchung von Partikelbewegungen in geschlossenen, turbulenten Strömungen wurden Glaspartikelsorten der Fa. Potters-Ballotini GmbH und eines Handelsgeschäftes in Lauscha verwendet. Dabei handelt es sich um die Partikelsorten 40/70 mit dem mittleren Partikeldurchmesser von $D_p = 61\mu\text{m}$, 90/150 mit $D_p = 112\mu\text{m}$ und der Partikelsorte 1922 mit $D_p = 195\mu\text{m}$.

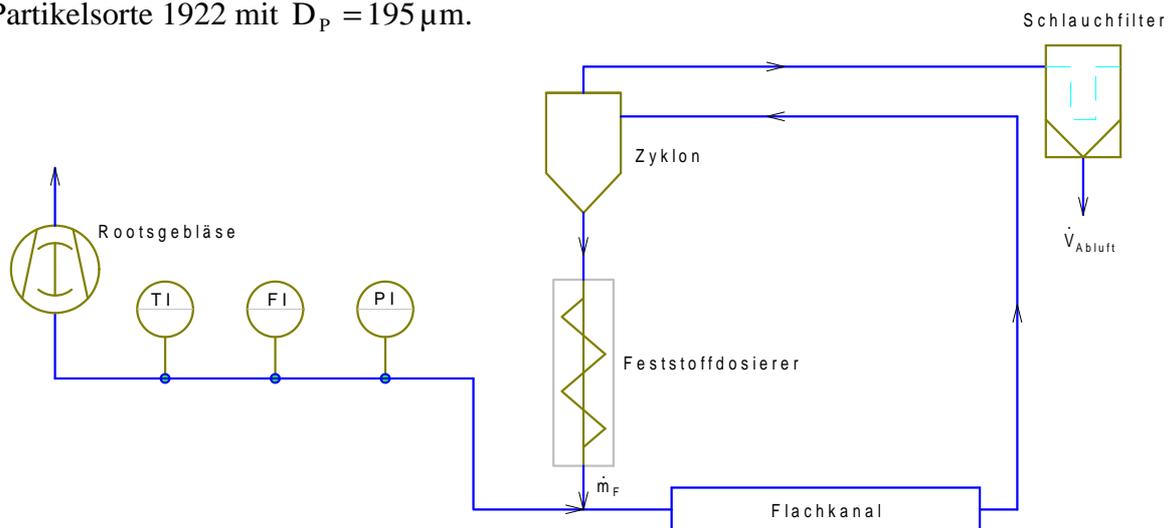


Abb.2.3 Technologisches Schema der Versuchsanlage

Als Tracer, die für die Bestimmung der strömungsrelevanten Parametern der Luft dienen, wurden Glaspartikel der Fa. Potters-Ballotini GmbH vom Typ 5000 verwendet. Ihr mittlerer Partikeldurchmesser liegt nach Herstellerangaben bei $D_p = 4,95\mu\text{m}$. Bei der Auswertung der Messergebnisse wurden alle Partikel $< 10\mu\text{m}$ als Tracer definiert. Durch die selektive Auswertung der Messergebnisse, in Abhängigkeit von der Größenklasse, ist es möglich die strömungsrelevanten Parameter den einzelnen Korngrößenklassen zu ermitteln.

3. Phasen- Doppler- Anemometer

Mit Hilfe der Phasen- Doppler- Anemometrie (PDA) ist es möglich, gleichzeitig den Durchmesser und die Geschwindigkeit von sphärischen Teilchen in einer Zweiphasenströmung zu bestimmen. Mit Hilfe eines Zweikomponenten-Phasen-Doppler-Anemometer können strömungsrelevante Parameter in zwei Dimensionen gemessen werden.

Für die folgenden Untersuchungen ist es notwendig, das Zweikomponenten-Phasen-Doppler-Anemometer mittels einer Traversiereinrichtung zu fixieren. Die Sende- und Empfangsoptik des Systems sind mit Reitern ausgestattet, die auf einer Spindler & Hoyer- Flachschiene montiert sind. Die Empfangsoptik ist an einem 2000 mm langem Ständerprofil und die Sendeoptik an einem zweiten Profil mit einer Länge von 500 mm befestigt (Abb.3.1). Diese beiden Profile sind rechtwinklig miteinander verbunden und die Enden des 2000 mm langen Ständerprofils sind mit jeweils einem Schrittmotorantriebsmodul der Firma ISEL GmbH verbunden. Dadurch wird eine Positioniergenauigkeit des Meßvolumens in vertikaler Richtung von $50\mu\text{m}$ erreicht. Durch das getrennte Ansteuern der beiden Module kann die Optik so eingestellt werden, daß eine wandnahe Messung ermöglicht wird. Dies bedeutet, daß die gesamte Traversierung derart gedreht werden kann daß die Sendestrahlen zur Bestimmung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente (blaue Strahlen) in Wandnähe jeweils parallel zur Wand verlaufen.

Das Prinzip der PDA baut auf dem der LDA auf, verwendet jedoch mindestens zwei Detektoren, die sich unter verschiedenen Streuwinkeln räumlich angeordnet befinden. Bewegt sich ein sphärisches Partikel durch das Meßvolumen, so projiziert es die Interferenzstreifen in den Raum. Ein ruhender Photodetektor wird die alternierend hellen und dunklen Streifen als Dopplerfrequenz registrieren. Befinden sich zwei ortsverschobene Detektoren im Raum, so werden dieselben Frequenzen, jedoch phasenverschoben, registriert. Die Phasenverschiebung ist somit direkt abhängig von der Größe des Partikel. Die geometrischen Parameter des verwendeten PDA- Systems sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Die Empfangsoptik ist bei der gewählten optischen Geometrie bei einem Streuwinkel von 30° angeordnet, damit die Streulichtintensität selbst für die feinen Tracer- Partikel genügend hoch ist.

Vorderansicht-Messeinrichtung

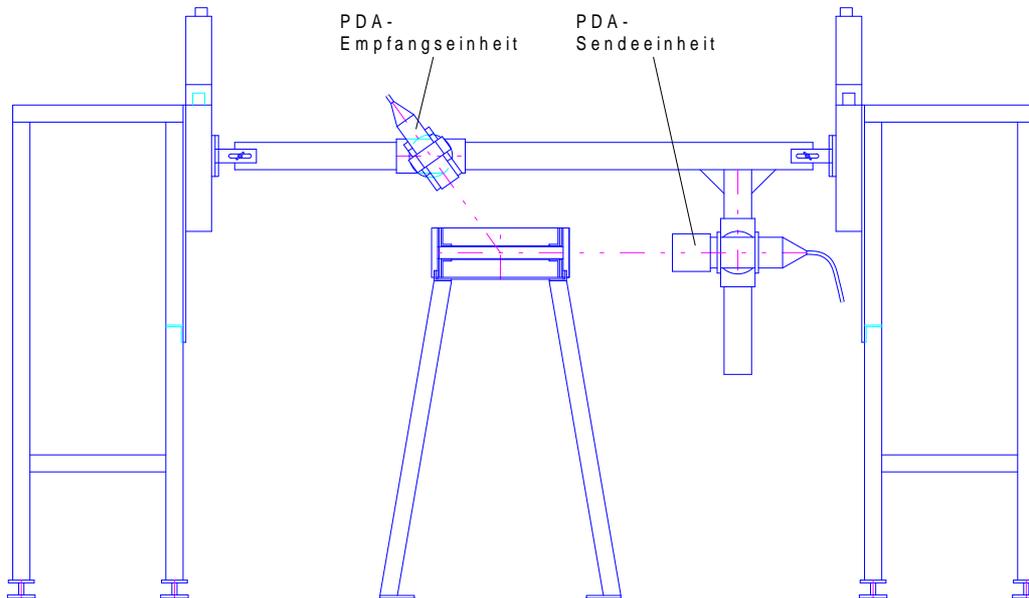


Abb.3.1 Vorderansicht der Traversiereinrichtung mit PDA-System

Tab 3.1: Geometrische Parameter des PDA- Systems:

Sender Brennweite:	500mm
Strahlabstand:	38mm
Wellenlänge des Laserstrahls für die Komponente U:	514,5nm
Wellenlänge des Laserstrahls für die Komponente V:	488nm
Gauss'scher Strahldurchmesser:	1,35mm
Streifenabstand der Komponente U:	6,77 μ m
Streifenabstand der Komponente V:	6,43 μ m
Länge des Meßvolumens der Komponente U:	8,52mm
Länge des Meßvolumens der Komponente V:	8,08mm
Durchmesser des Meßvolumens: Komponente U:	0,243mm
Durchmesser des Meßvolumens: Komponente V:	0,230mm
Empfängerbrennweite:	400mm
Polarisationswinkel:	90°
Streuwinkel:	30°

4.0 Euler/Lagrange-Verfahren

Das sogenannte Euler/Lagrange-Verfahren eignet sich besonders für die numerische Berechnung disperser Zweiphasenströmungen. Bei diesem Verfahren wird die kontinuierliche Phase durch die Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen in Verbindung mit einem geeigneten Turbulenzmodell berechnet. Die disperse Phase wird dadurch simuliert, daß eine Vielzahl von Partikeln durch das zuvor berechnete Strömungsfeld entsprechend der auf sie wirkenden Kräfte verfolgt werden. Die Eigenschaften der dispersen Phase werden dabei durch Ensemble-Mittlung erhalten. Dem Einfluß der dispersen Phase auf die Fluidströmung wird durch geeignete Quellterme in den Erhaltungsgleichungen der kontinuierlichen Phase Rechnung getragen. Zu den Vorteilen des Euler/Lagrange-Verfahrens zählen im wesentlichen:

- einfache Berücksichtigung der Partikelgrößenverteilung
- die für die Partikelbewegung relevanten Kräfte werden entsprechend dem Newtonschen Axiom berücksichtigt
- physikalische Effekte, wie z.B. Partikel-Wandkollisionen und Partikelstöße lassen sich anschaulich modellieren.

Die Verbesserung und Validierung der Modelle zur Beschreibung der letztgenannten Effekte stellt einen Schwerpunkt des vorliegenden Forschungsvorhabens dar.

4.1 Erhaltungsgleichungen für die Fluidphase

Für eine zweidimensionale, stationäre und inkompressible Strömung ergeben sich die Reynolds-gemittelten Erhaltungsgleichungen der kontinuierlichen Phase wie folgt:

- Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial (\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

- Impulsgleichungen

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + S_{P,U_i} \quad (4.2)$$

Hierbei ist μ_{eff} die effektive Viskosität, welche sich aus der Summe der molekularen und der turbulenten Viskosität ergibt:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t = \mu + c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.3)$$

mit $c_\mu = 0.09$.

Die gemittelten Impulsquellterme der dispersen Phase S_{P,U_i} werden nach einem modifizierten Particle-Source-in-Cell-Verfahren (Crowe et al. 1977) wie folgt berechnet:

$$S_{P,U_i} = -\frac{1}{V_{i,j} t_{ref}} \sum_k m_k N_k \sum_n \left\{ (u_{k,i}^{n+1} - u_{k,i}^n) - g_i \Delta t \right\} \quad (4.4)$$

In dieser Gleichung steht die Summe über n für die Summation des Impulsaustauschs für das betrachtete Kontrollvolumen (KV) entlang einer Partikelbahn und die Summe über k ist die Summation über alle Partikelbahnen, die das betrachtete Kontrollvolumen durchqueren. Das Volumen des KV ist $V_{i,j}$ und Δt ist eine vorgegebene Referenzzeit.

Zur Berechnung einer konvergenten Lösung des gekoppelten Systems von Fluid- und Partikelphase wird folgende Vorgehensweise angewendet:

1. Berechnung einer konvergenten Lösung der Fluidströmung ohne die Quellterme der Partikelphase.
2. Lagrange Berechnung der Partikelphase und Bestimmung der Quellterme für jedes Kontrollvolumen.
3. Erneute Berechnung der Fluidströmung unter Berücksichtigung der Quellterme der dispersen Phase und Anwendung eines Unterrelaxationsverfahrens (Kohnen et al. 1994).
4. Wiederholung der Schritte 2 und 3, bis eine konvergente Lösung des gekoppelten Systems erreicht ist.

Die Unterrelaxation der Quellterme wird entsprechend folgender Berechnungsvorschrift durchgeführt:

$$S_{P,\phi}^{i+1} = (1 - \delta) S_{P,\phi}^i + \delta S_{P,\phi,neu}^{i+1} \quad (4.5)$$

Hierbei werden die neu berechneten Quellterme mit δ und die alten Quellterme mit $(\delta-1)$ gewichtet. Der zu wählende Gewichtungsfaktor ist abhängig vom Grad der Kopplung. Für hohe Feststoffbeladungen sind meist Gewichtungsfaktoren von kleiner als 0.1 erforderlich. Die Anzahl der erforderlichen Kopplungsiterationen ist damit in der Regel größer als 20. Zur Beurteilung der Konvergenz ist es erforderlich, die Entwicklung einer Referenzgröße wie z.B. die Fluidgeschwindigkeit an einem relevanten Ort zu verfolgen (Kohnen et al. 1994). In den folgenden Kapiteln werden die beiden verwendeten und bezüglich der Kopplung zwischen den Phasen erweiterten Turbulenzmodelle vorgestellt.

4.2 Standard k-ε-Turbulenzmodell

Das k-ε-Turbulenzmodell ist als Vertreter der Zweigleichungs-Wirbelviskositätsmodelle wegen seiner einfachen Handhabung weit verbreitet. Die Transportgleichungen für die

turbulente kinetische Energie k und die Dissipationsrate ε ergeben sich aus der Reynoldsmittelung in folgender Form (Launder & Spalding 1974):

$$\frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + P_k - \rho \varepsilon + S_{P,k} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial(\rho U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_{P,\varepsilon} \quad (4.7)$$

Der Produktionsterm ist gegeben durch:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

Bei allen Berechnungen werden die „Standard“-Konstanten verwendet, welche in Tabelle 4.1 zusammengestellt sind.

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

Tabelle 4.1 Konstanten des k-ε-Turbulenzmodells

Der Quellterm $S_{P,k}$ ergibt sich aus der Reynoldsmittelung zu:

$$S_{P,k} = \sum_{i=1}^3 \left(\overline{u_i S_{P,U_i}} - \overline{u_i} \overline{S_{P,U_i}} \right) \quad (4.8)$$

Hierzu ist zu bemerken, daß dieser Term nur eine Turbulenzbeeinflussung durch den Schlupf zwischen Partikeln und Gasphase bewirkt und z.B. eine Turbulenzanfächerung durch den Partikelnachlauf nicht berücksichtigt. Der entsprechende Quellterm in der ε-Gleichung ist wie folgt gegeben:

$$S_{P,\varepsilon} = 2 \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{S'_{P,u_i}}}{\partial x_k} \quad (4.9)$$

Dieser Term muß modelliert werden und man erhält Analogie zur klassischen Turbulenzmodellierung:

$$S_{P,\varepsilon} = C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} S_{P,k} \quad (4.10)$$

wobei C_{ε_3} eine Modellkonstante ist, die entsprechend direkter numerischer Simulation von Squires & Eaton (1993) mit einem Wert von 1.1 belegt wurde.

4.4. Reynoldsspannungs-Turbulenzmodell

Besonders bei komplexeren Strömungsproblemen weist das k- ε -Turbulenzmodell einige Schwachstellen auf. Dazu zählen im Hinblick auf turbulente Zweiphasenströmungen vor allem:

- Eingeschränkte Verwendbarkeit durch die linear vorgegebene Spannungs-Deformationsraten-Beziehung. Dadurch ergeben sich Unzulänglichkeiten bei der Beschreibung von Strömungen, die nicht durch einen spektralen Gleichgewichtszustand gekennzeichnet sind.
- Keine Berücksichtigung der Orientierung der turbulenten Strukturen und der Anisotropie der Normalspannungen. Die Anwesenheit einer dispersen Phase hat zwangsläufig eine Änderung der Hauptspannungen zueinander zur Folge.

Diesen genannten Defiziten kann durch Anwendung eines Reynoldsspannungs-Turbulenzmodells entgegengewirkt werden. Das in dieser Arbeit implementierte Reynoldsspannungs-Turbulenzmodell für nicht-orthogonale Geometrien ist im wesentlichen mit der Variante von Gibson & Launder (1978) für hohe Reynoldszahlen identisch und soll im folgender kurz vorgestellt werden. Im Unterschied zum k- ε -Turbulenzmodell werden die in den Impulsgleichungen auftretenden Reynoldsspannungen beim Reynoldsspannungs-Turbulenzmodell aus modellierten Transportgleichungen bestimmt. Ausgangspunkt bildet die exakte Transportgleichung für die Reynoldsspannungen. Diese lautet in kartesischen Koordinaten für stationäre Strömungen wie folgt:

$$\frac{\partial [\rho (U_k \overline{u'_i u'_j})]}{\partial x_k} = D_{ij} + P_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Phi_{ij} + S_{P,\phi} \quad (4.11)$$

Die Interpretation der Terme auf der rechten Seite dieser Gleichung liefert:

- | | | |
|--------------------|---|--------------------------------------|
| D_{ij} | : | Diffusiver turbulenter Transport |
| P_{ij} | : | Produktionsrate |
| ε_{ij} | : | Dissipationsrate |
| Φ_{ij} | : | Umverteilungsterm |
| $S_{P,\phi}$ | : | Direkter Einfluß der dispersen Phase |

Der turbulente Diffusionsterm D_{ij} bedarf der Modellierung und ergibt sich durch Anwendung des Gradientendiffusionsansatzes zu:

$$D_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + \overline{p u'_i} \delta_{jk} + \overline{p u'_j} \delta_{ik} \right) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(c_s \rho \overline{u'_k u'_i} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_i} \right) \quad (4.12)$$

Der Produktionsterm ist eine exakte Größe und kann durch

$$P_{ij} = \rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (4.13)$$

ausgedrückt werden. Für die Dissipationsrate ε_{ij} wird lokale Isotropie der dissipativen Bewegung vorausgesetzt:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} \varepsilon \quad (4.14)$$

Der gesamte Umverteilungsterm, Φ_{ij} , wird zur Modellierung in zwei Komponenten gegliedert. Für beide Komponenten werden die Wandeffekte auf den Umverteilungsprozeß gesondert betrachtet, so daß sich dieser Prozeß insgesamt aus vier Teilen zusammensetzt:

$$\Phi_{ij} = \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ijw,1} + \Phi_{ijw,2} \quad (4.15)$$

Für die einzelnen Komponenten erhält man schließlich:

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,1} &= -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{\delta_{ij}}{3} \overline{u'_k u'_k} \right) \\ \Phi_{ij,2} &= -C_2 \rho \left(P_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} P_{kk} \right) \\ \Phi_{ijw,1} &= -C'_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_k u'_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_k u'_i} n_k n_j - \frac{3}{2} \overline{u'_k u'_j} n_k n_i \right) \cdot f \\ \Phi_{ijw,2} &= -C'_2 \rho \left(\Phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ik,2} n_k n_j - \frac{3}{2} \Phi_{jk,2} n_k n_i \right) \cdot f \end{aligned} \quad (4.16)$$

In den letzten beiden Komponenten stellt n_i den wandnormalen Einheitsvektor in i -Richtung dar. Die Größe f ist eine skalare Funktion des Ortes und der Wandgeometrie und ergibt sich mit Δn als wandnormaler Abstand zu:

$$f = C_\mu^{0.75} \frac{k^{1.5}}{\varepsilon \kappa \Delta n} \quad (4.17)$$

Die modellierte Gleichung 4.11 muß nun in eine der Gl. 4.6 analoge Form gebracht werden.

Die Umsetzung ist dabei von drei Faktoren abhängig:

1. Implementierung der (Wand-)Randbedingungen:

Da in dieser Arbeit ein Reynoldsspannungs-Turbulenzmodell für hohe Reynoldszahlen verwendet wurde, besteht die Notwendigkeit, die Reynoldsspannungen am wandnächsten

Kontrollvolumen zu spezifizieren. Für ein auf die Wandkontur bezogenes Koordinatensystem ergeben sich die folgenden, für Scherschichten gültigen empirischen Beziehungen:

$$\left(\frac{\overline{u'^2}}{k}, \frac{\overline{v'^2}}{k}, \frac{\overline{w'^2}}{k}, -\frac{\overline{u'v'}}{k} \right) = (1.098, 0.247, 0.653, 0.255) \quad (4.18)$$

Diese Reynoldsspannungen müssen in das ursprüngliche kartesische Koordinatensystem transformiert werden.

2. Berücksichtigung der Wandreflektionsterme:

Zunächst ist die Wandabstandsfunktion f in die einzelnen Komponenten des kartesischen Koordinatensystems zu zerlegen:

$$\begin{aligned} f_x &= n_1^2 \cdot f \\ f_y &= n_2^2 \cdot f \\ f_{xy} &= n_1 n_2 \cdot f \end{aligned} \quad (4.19)$$

Damit ergibt sich dann in Analogie zu Gl. 4.1 die folgende Form der diskretisierten Gleichung:

$$\begin{aligned} C_{ij} - D_{ij} &= \alpha_1 P_{11} + \alpha_2 P_{22} + \alpha_3 P_{12} + 0.5 \cdot \alpha_4 P_{kk} \\ &+ \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\alpha_5 \overline{u'^2} + \alpha_6 \overline{v'^2} + \alpha_7 \overline{w'^2} + \alpha_8 \overline{u'v'} + \alpha_9 k \right) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Der i -te Koeffizient α_i setzt sich dabei zusammen aus:

$$\alpha_i = K_1 + K_2 \cdot f_x + K_3 \cdot f_y + K_4 \cdot f_{xy} \quad (4.21)$$

Die Koeffizienten K_1 bis K_4 zur Berechnung aller α -Koeffizienten sind in Kohnen (1997) angegeben.

3. Maßnahmen zur Stabilisierung des gekoppelten Gleichungssystems

Zur Stabilisierung des stark gekoppelten Systems partieller Differentialgleichungen wird in Anlehnung an das Vorgehen von Lien & Leschziner (1991) der die Wirbelviskosität beinhaltende Diffusionsterm künstlich hinzugefügt. Damit erhält man durch die hergestellte engere Kopplung zwischen den Spannungen und den dazugehörigen Deformationsraten ein stabileres System.

Schließlich ergibt sich die Gleichung für die modellierte Dissipationsrate zu:

$$\frac{\partial[\rho(U_i \varepsilon)]}{\partial x_i} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k + \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho C_{\varepsilon} \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + S_{P, \varepsilon} \quad (4.22)$$

Der Satz der Konstanten im Fall des Reynoldsspannungs-Turbulenzmodells ist in Tab. 4.2 abschließend zusammengestellt.

C_μ	C_1	C_2	C_1'	C_2'	C_S	C_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$
0.065	1.8	0.6	0.5	0.3	0.22	0.18	1.45	1.9

Tabelle 4.2: Konstanten im Reynoldsspannungs-Turbulenzmodell

Analog zur Gl. 4.40 im Falle der turbulenten kinetischen Energie erhält man, ausgehend von Gl. 3.26 Term VIII, die folgenden Partikelquellterme für die Reynoldsspannungen:

$$\begin{aligned}
S_{P_{uu}} &= 2 \cdot (\overline{u S_{Pu}} - U \overline{S_{Pu}}) \\
S_{P_{vv}} &= 2 \cdot (\overline{v S_{Pv}} - V \overline{S_{Pv}}) \\
S_{P_{ww}} &= 2 \cdot (\overline{w S_{Pw}} - W \overline{S_{Pw}}) \\
S_{P_{uv}} &= \overline{v S_{Pu}} + \overline{u S_{Pv}} - (\overline{V S_{Pu}} + \overline{U S_{Pv}})
\end{aligned} \tag{4.23}$$

Die zu Gl. 4.41 analoge Beziehung lautet nun:

$$S_{P\varepsilon} = 0.5 \cdot C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} (S_{P_{uu}} + S_{P_{vv}} + S_{P_{ww}}) \tag{4.24}$$

Analog zum k- ε -Turbulenzmodell wurde der Konstanten $C_{\varepsilon 3}$ bei den Berechnungen ein Wert von $C_{\varepsilon 3} = 1.1$ zugeordnet.

4.4. Berechnung der Partikelbewegung

Das Konzept des Lagrangeschen Verfahrens basiert auf der Berechnung einer Vielzahl einzelner Partikelbahnen, um schließlich die gewünschten Mittelwerte der Eigenschaften der Partikelphase für jedes Kontrollvolumen zu erhalten. Eine wesentliche Voraussetzung ist bei diesem Verfahren, daß die Partikel deutlich kleiner sind als die Abmessungen der Kontrollvolumina für die Strömungsberechnung. Die Änderung der Partikeleigenschaften (Partikelposition, Translationsgeschwindigkeit und Winkelgeschwindigkeit) wird durch die Lösung eines Systems von gewöhnlichen Differentialgleichungen berechnet:

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{u}_p \tag{4.25}$$

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_w + \vec{F}_{AS} + \vec{F}_{AR} + \vec{F}_g \tag{4.26}$$

$$I_p \frac{d\vec{\omega}_p}{dt} = \vec{T} \tag{4.27}$$

Bei der Berechnung der Geschwindigkeitsänderung der Partikel (Gl. 4.26) können die virtuelle Masse, die Druckkraft und die Basset-Kraft vernachlässigt werden, da das

Dichteverhältnis ρ/ρ_p sehr klein ist. Im folgenden Teil werden die einzelnen Kräfte kurz beschrieben. Die Widerstandskraft ist gegeben durch:

$$\vec{F}_w = \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{m_p}{D_p} c_w (u_i - u_{p,i}) |\vec{U} - \vec{U}_p| \quad (4.28)$$

Für den Widerstandsbeiwert wird die folgende Korrelation verwendet:

$$c_w = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad Re_p \leq 1000$$

$$c_w = 0.44 \quad Re_p > 1000 \quad (4.29)$$

mit der Partikel-Reynoldszahl:

$$Re_p = \frac{\rho D_p |\vec{u} - \vec{u}_p|}{\mu} \quad (4.30)$$

Die Querkraft infolge der Bewegung der Partikel in einer Scherströmung ergibt sich aus den Arbeiten von Saffman (1965) und Mei (1992) in folgender Form:

$$\vec{F}_{AS} = 1.615 D_p^2 (\rho \mu)^{0.5} \left(\frac{1}{|\vec{\omega}_F|} \right)^{0.5} (\vec{\omega}_F \times (\vec{u} - \vec{u}_p)) \cdot f(Re_p, Re_s) \quad (4.31)$$

In dieser Gleichung sind $\vec{\omega}_F$ die Drehung der Fluidphase und $f(Re_p, Re_s)$ stellt den von Mei (1992) vorgeschlagenen Korrekturterm für höhere Partikel-Reynoldszahlen dar:

$$f(Re_p, Re_s) = (1 - 0.3314 \beta^{1/2}) \exp\left(-\frac{Re_p}{10}\right) + 0.3314 \beta^{1/2} \quad \text{für: } Re_p \leq 40$$

$$f(Re_p, Re_s) = 0.0524 (\beta Re_p)^{1/2} \quad \text{für: } Re_p \geq 40 \quad (4.32)$$

mit:

$$\beta = 0.5 \frac{Re_s}{Re_p} \quad Re_s = \frac{\rho D_p^2 |\vec{\omega}_F|}{\mu}$$

Die Auftriebskraft infolge Partikelrotation ergibt sich durch Erweiterung der Beziehung von Rubinow und Keller (1961) in folgender Form:

$$\vec{F}_L = \frac{\rho}{2} \frac{\pi}{4} D_p^2 C_{LR} |\vec{u} - \vec{u}_p| \frac{(\vec{u} - \vec{u}_p) \times \vec{\Omega}}{|\vec{\Omega}|} \quad (4.33)$$

Hierbei ist $\vec{\Omega}$ die Partikelwinkelgeschwindigkeit relativ zum Fluid gegeben durch:

$$\vec{\Omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \vec{u} - \vec{\omega}_p \quad (4.34)$$

Der Auftriebsbeiwert läßt sich nach Lun und Liu (1997) durch folgender Korrelationen beschreiben:

$$C_{LR} = \frac{Re_R}{Re_p} \quad Re_p \leq 1$$

$$C_{LR} = 0.178 \frac{Re_R}{Re_p} + 0.822 \frac{Re_R}{Re_p^{1.522}} \quad 1 < Re_p < 100$$
(4.35)

mit:

$$Re_R = \frac{\rho D_p^2 |\vec{\Omega}|}{\mu}$$

Der letzte Term in Gl. 4.26 ist die Schwer- und Auftriebskraft:

$$\vec{F}_g = m_p \vec{g} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right)$$
(4.36)

Das infolge der Partikelrotation wirkende Drehmoment (Gl. 4.27) ist gegeben durch:

$$\vec{T} = \frac{\rho}{2} \left(\frac{D_p}{2} \right)^5 C_R |\vec{\Omega}| \cdot \vec{\Omega}$$
(4.37)

Der Rotationsbeiwert ergibt sich für kleine Reynoldszahlen der Partikelrotation nach Rubinow und Keller (1961):

$$C_R = \frac{64 \pi}{Re_R} \quad \text{für : } Re_R < 32$$
(4.38)

und Dennis et al. (1980) für große Reynoldszahlen der Partikelrotation:

$$C_R = \frac{12.9}{Re_R^{0.5}} + \frac{128.4}{Re_R}$$
(4.39)

Das Trägheitsmoment einer Kugel ist gegeben durch:

$$I_p = \frac{m_p}{10} D_p^2$$
(4.40)

Zur Lösung der Bewegungsgleichung für die Partikel (Gl. 4.25) ist es weiterhin erforderlich, die Momentangeschwindigkeit entlang der Partikelbahn zu generieren. Da die Berechnung der Fluidphase auf den zeitgemittelten Erhaltungsgleichungen basiert, muß die Momentangeschwindigkeit durch ein Modell ermittelt werden. Hierfür wird das sogenannte Langevin-Modell verwendet, welches auf einem stochastischen Verfahren beruht und detailliert durch Sommerfeld (1996) beschrieben wurde.

5.0. Partikel-Wandkollisionen

Bei Gas-Feststoff-Strömungen in Rohren und Kanälen spielen die Wandkollisionen eine bedeutende Rolle für die Entwicklung der Zweiphasenströmung. Weiterhin sind Wandkollisionen hauptsächlich für den Zusatzdruckverlust der Feststoffphase verantwortlich. Durch jede Wandkollision erfahren die Partikel einen Impulsverlust und müssen durch die Gasphase erneut beschleunigt werden, so daß der Impuls schließlich der Gasphase entzogen wird, was zu einem entsprechenden Druckverlust führt. Die Bedeutung der Wandkollisionen für die Entwicklung einer partikelbeladenen Strömung kann durch den Vergleich eines charakteristischen Längenmaßes der Partikelbewegung mit den Abmessungen der Strömungsgeometrie (z.B. dem Rohrdurchmesser) abgeschätzt werden. Ist die Partikel-Relaxationsdistanz deutlich größer als der Rohrdurchmesser, sind die Partikel nach einer Wandkollision nicht in der Lage der Strömung zu folgen und kollidieren schließlich mit der gegenüberliegenden Wand. Dieser Bereich, bei dem die Partikel von Wand zu Wand springen, kann als wandkollisionsdominiert bezeichnet werden.

5.1 Modellierung der Wandkollision

Die Änderung der Partikelgeschwindigkeit (Translationsgeschwindigkeit und Winkelgeschwindigkeit) durch einen Wandstoß kann durch die Lösung der Impulsgleichung in Verbindung mit dem Coulombschen Reibungsgesetz berechnet werden. Aus diesem Ansatz resultieren Berechnungsgleichungen für zwei Bereiche, den Gleit- und den Haftstoß. Die Bewegung von Partikeln in Kanalströmungen kann im wesentlichen als zweidimensional angesehen werden, so daß der Wandstoß zunächst auch nur für den zweidimensionalen Fall berechnet wird. Aus der Ableitung der Grundgleichungen ergibt sich die Bedingung für den Haftstoß zu (Sommerfeld 1996):

$$\left| u_{p1} - \frac{D_p}{2} \omega_{p1} \right| \leq \frac{7}{2} \mu_0 (1 + e) v_{p1} \quad (5.1)$$

Entsprechend der Definition der Geschwindigkeitskomponenten in Abb. 5.1 erhält man für den Haftstoß folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} v_{p2} &= -e v_{p1} \\ u_{p2} &= \frac{1}{7} (5 u_{p1} + D_p \omega_{p1}) \\ \omega_{p2} &= 2 \frac{u_{p2}}{D_p} \end{aligned} \quad (5.2)$$

und nach einem Gleitstoß ergeben sich die Geschwindigkeitskomponenten zu:

$$\begin{aligned}
v_{p2} &= -e v_{p1} \\
u_{p2} &= u_{p1} - \mu_d(1+e)\varepsilon_0 v_{p1} \\
\omega_{p2} &= \omega_{p1} + 5\mu_d(1+e)\varepsilon_0 \frac{v_{p1}}{D_p}
\end{aligned}
\tag{5.3}$$

Hierbei gibt ε_0 die Richtung der Relativgeschwindigkeit zwischen Partikeloberfläche und Wand an und ist definiert durch:

$$\varepsilon_0 = \text{sign}\left(u_{p1} - \frac{D_p}{2}\omega_{p1}\right)
\tag{5.4}$$

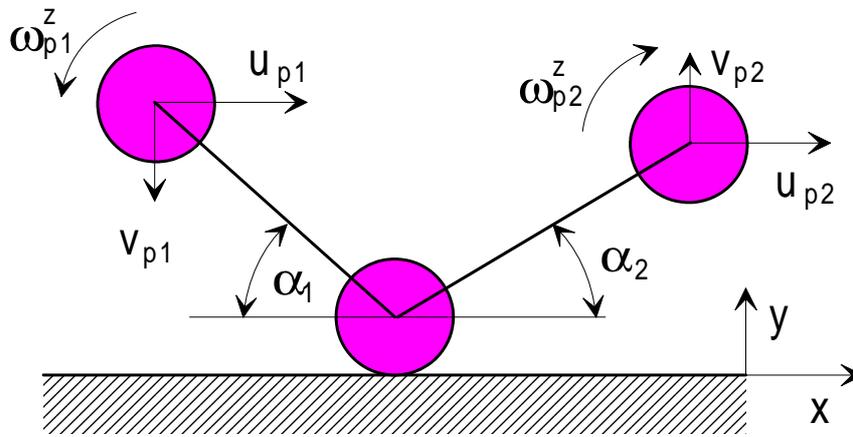


Abb. 5.1 Definition der Geschwindigkeiten und Winkel bei einem Partikel-Wandstoß

Zur Modellierung der Wandrauhigkeit wird angenommen, daß sich der Aufprallwinkel aus dem Bahnwinkel des Partikels relativ zur ebenen Wand und einer stochastischen Komponente durch die Wandrauhigkeit zusammensetzt:

$$\alpha'_1 = \alpha_1 + \Delta\gamma\xi
\tag{5.5}$$

Hierbei ist $\Delta\gamma$ die Standardabweichung der Rauheitswinkelverteilung und ξ ist eine Gaußverteilte Zufallszahl mit einem Mittelwert von Null und einer Standardabweichung von Eins. Die Standardabweichung $\Delta\gamma$ ist abhängig von der Wandrauhigkeitsstruktur und der Partikelgröße. Die optische Abtastung einer Edelstahlplatte, die auch bei den Untersuchungen der partikelbeladenen Strömung in dem horizontalen Kanal eingesetzt wurden, haben gezeigt, daß die Annahme einer Normalverteilung der Rauheitswinkelverteilung gerechtfertigt ist. Das gemessene Profil der Wandrauhigkeitsstruktur ist in Abb. 5.2 dargestellt. Wird dieses Profil mit unterschiedlichen Distanzen abgetastet und jeweils die Neigung ermittelt, ergeben sich die in Abb. 5.3 gezeigten Verteilungsfunktionen für die Rauheitswinkelverteilung bei Abtastlängen von 20 und 100 μm . Trägt man die Mittelwerte und die Standardabweichung in Abhängigkeit der Abtastlänge auf, erhält man das Ergebnis in Abb. 5.4. Der Mittelwert ist bis

auf den Bereich sehr kleiner Abtastlängen in etwa Null. Die Standardabweichung ist sehr stark abhängig von der Abtastlänge und somit der Partikelgröße. Mit abnehmender Abtastlänge steigt die Standardabweichung kontinuierlich an. Dies zeigt, daß die Wandrauhigkeit für kleinere Partikel von größerer Bedeutung wird. Damit kann die Rauigkeitswinkelverteilung in guter Näherung durch einer Normalverteilung beschrieben werden:

$$P(\Delta\gamma, \gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta\gamma} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Delta\gamma^2}\right) \quad (5.6)$$

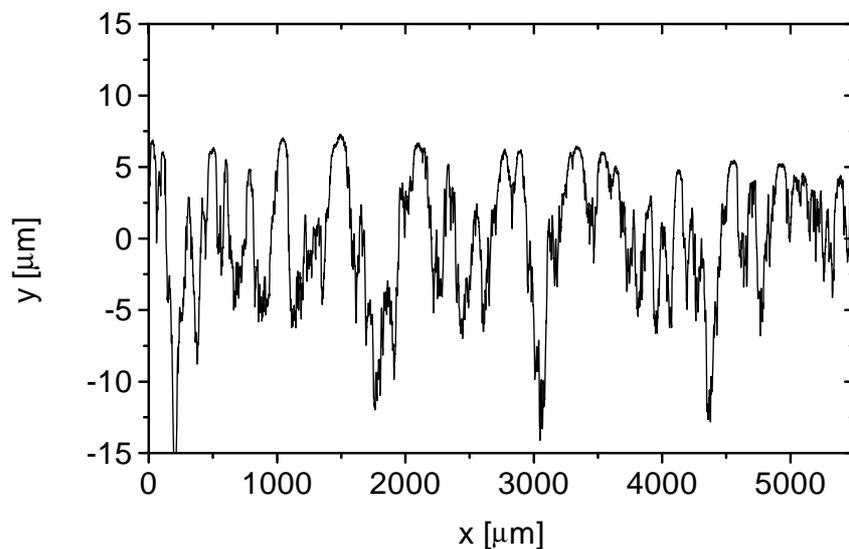


Abb. 5.2 Profil der Wandrauhigkeitsstruktur (Edelstahlplatte, unbehandelt)

Allerdings ist dies nicht die effektive, durch das Partikel erfahrene Winkelverteilung. Durch den sogenannten Schatteneffekt ergibt sich eine Verschiebung dieser Verteilungsfunktion (Sommerfeld & Zivkovic 1992, Sommerfeld 1996, Schade & Hädrich 1998). Dies bedeutet, daß Partikel eine Rauigkeitsstruktur mit einem negativen Rauigkeitswinkel, dessen Betrag größer als der Auftreffwinkel ist, nicht erreichen können. Die Wahrscheinlichkeit, eine positiv geneigte Rauigkeitsstruktur zu treffen, wird entsprechend erhöht. Zur Berechnung der effektiven, durch die Partikel erfahrenen Rauigkeitswinkelverteilung können drei Bereiche unterschieden werden (Abb. 5.5), um die Auftreffwahrscheinlichkeit zu ermitteln:

(1) Die Partikel können eine Rauigkeitsstruktur mit einer Neigung von $|\gamma_-| > \alpha_1$ nicht erreichen; dadurch wird die Auftreffwahrscheinlichkeit Null.

$$f(\alpha_1, \gamma) = 0 \quad (5.7)$$

(2) Die Wahrscheinlichkeit, eine negativ geneigte Rauheitsstruktur im Winkelbereich $0 < |\gamma_-| < \alpha_1$ zu treffen, ist im Vergleich zu einer horizontalen Wand um folgenden Faktor reduziert:

$$f(\alpha_1, \gamma) = \frac{\sin(\alpha_1 + \gamma_-)}{\sin \alpha_1} \quad (5.8)$$

(3) Die Wahrscheinlichkeit, eine positiv geneigte Rauheitsstruktur zu treffen ($\gamma = \gamma_+ > 0$) ist entsprechend höher:

$$f(\alpha_1, \gamma) = \frac{\sin(\alpha_1 + \gamma_+)}{\sin \alpha_1} \quad (5.9)$$

Daraus folgt schließlich mit Gl. 5.6 die effektive durch das Partikel erfahrene Rauheitswinkelverteilung:

$$P_{eff}(\alpha_1, \Delta\gamma, \gamma) = P(\Delta\gamma, \gamma) f(\alpha_1, \gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta\gamma^2} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Delta\gamma^2}\right) \frac{\sin(\alpha_1 + \gamma)}{\sin \alpha_1} \quad (5.10)$$

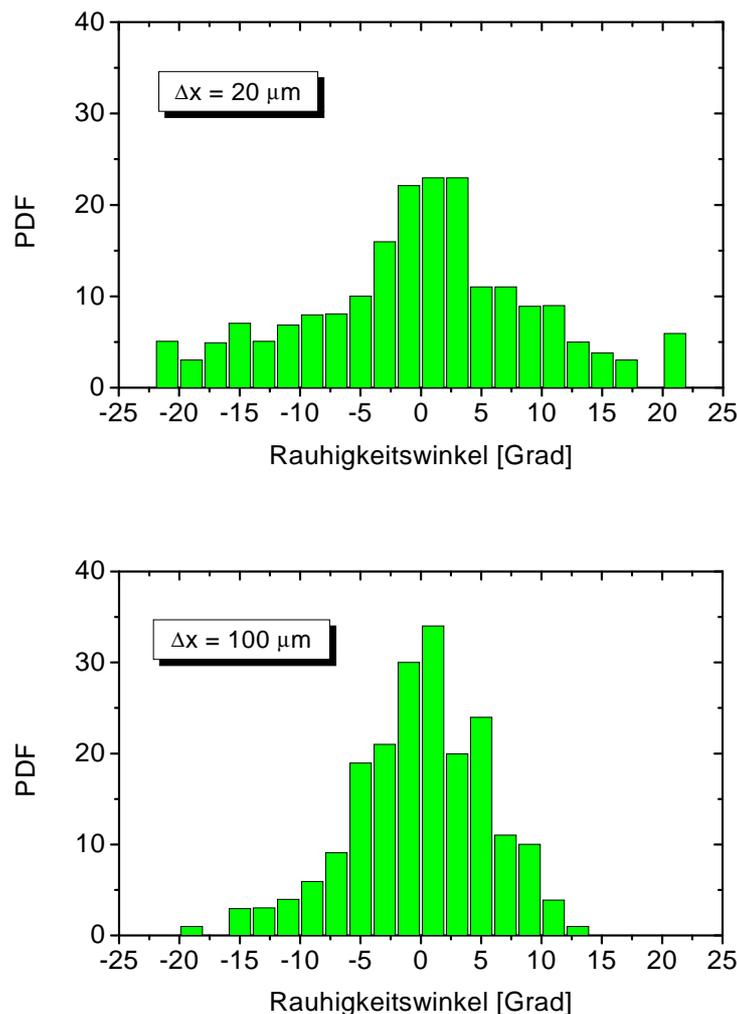


Abb. 5.3. Häufigkeitsverteilungen der Rauheitswinkel für unterschiedliche Abtastlängen, a) $20 \mu\text{m}$, b) $100 \mu\text{m}$

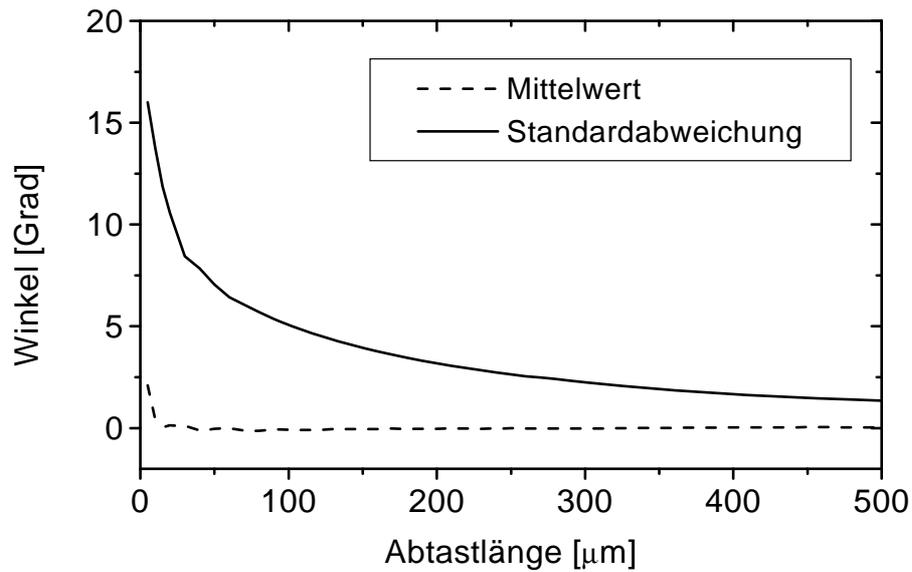


Abb. 5.4 Mittelwert und Standardabweichung der Rauheitswinkelverteilung in Abhängigkeit der Abtastlänge

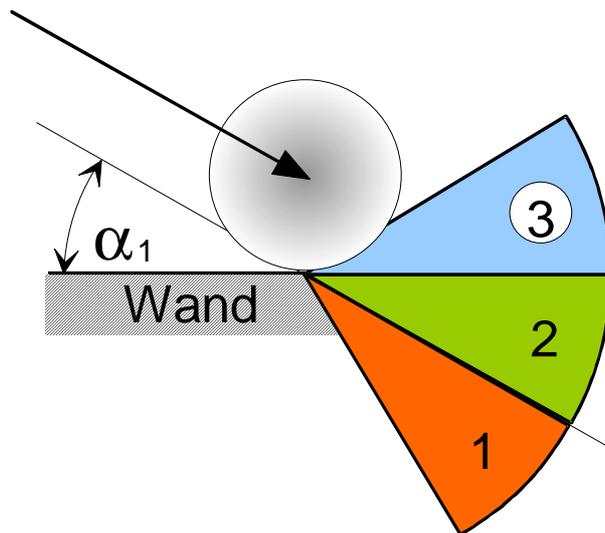


Abb. 5.5 Darstellung des Schatteneffektes als Folge der Wandrauhigkeit

In Abb. 5.6 ist diese Verteilungsfunktion für verschiedene Auftreffwinkel mit der Normalverteilung (Gl. 5.6) verglichen. Die effektive Verteilungsfunktion nähert sich mit steigendem Aufprallwinkel immer mehr der Normalverteilung, woraus folgt, daß der Schatteneffekt von geringerer Bedeutung wird. Weiterhin wird deutlich, daß der Schatteneffekt zu engeren Verteilungsfunktionen führt, deren Mittelwert größer als Null ist. Diese Tatsache führt dazu, daß bei flachen Aufprallwinkeln der Rückprallwinkel im Mittel vergrößert wird.

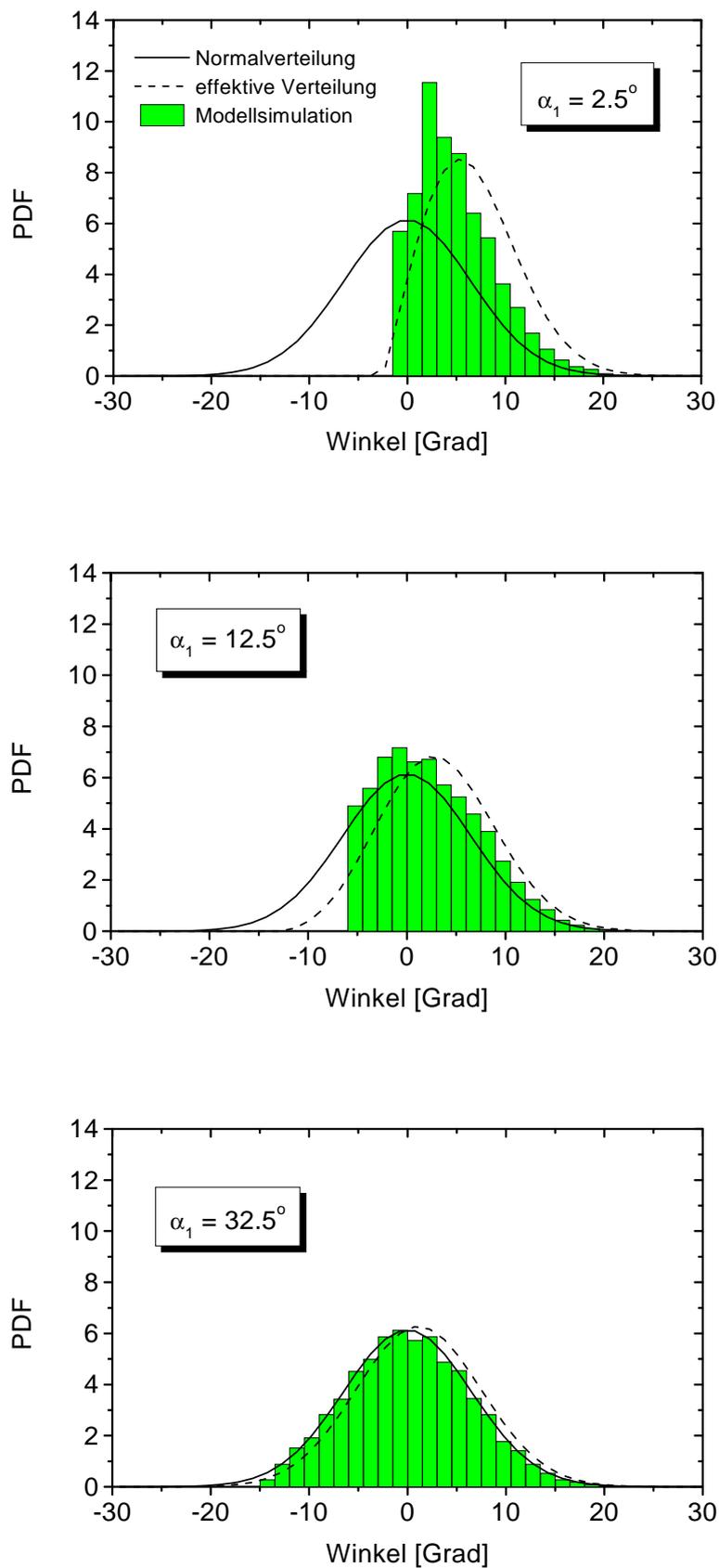


Abb. 5.6 Modifizierung der Rauigkeitswinkelverteilung durch den Schatteneffekt bei drei verschiedenen Auftreffwinkeln ($\Delta\gamma = 6.5^\circ$)

Weiterhin sind in Abb. 5.6 die Ergebnisse der Modellsimulationen, welche noch später genauer beschrieben werden, eingetragen. Hierbei wird der Schatteneffekt durch folgende Vorgehensweise berücksichtigt:

- Der Rauhwinkel wird zufällig aus einer Normalverteilung (Gl. 5.6) bestimmt.
- Wird ein negativer Rauhwinkel, dessen Betrag kleiner als der Aufprallwinkel ist, erhalten, resultiert ein unphysikalischer Wandstoß.
- Es wird ein neuer Rauhwinkel zufällig bestimmt.

Die aus diesen Modellsimulationen erhaltenen Verteilungen sind nur etwas enger und der mittlere Rauhwinkel ist geringfügig kleiner als die Ergebnisse aus Gl. 5.10. Ein direkter Vergleich des effektiven Rauhwinkels $\overline{\gamma_{\text{eff}}}$ und der Standardabweichung $\Delta\gamma_{\text{eff}}$, welche aus den Simulationen und dem analytischen Ergebnis (Gl. 5.10) erhalten wurden, ist in Abb. 5.7 in Abhängigkeit des Auftreffwinkels dargestellt.

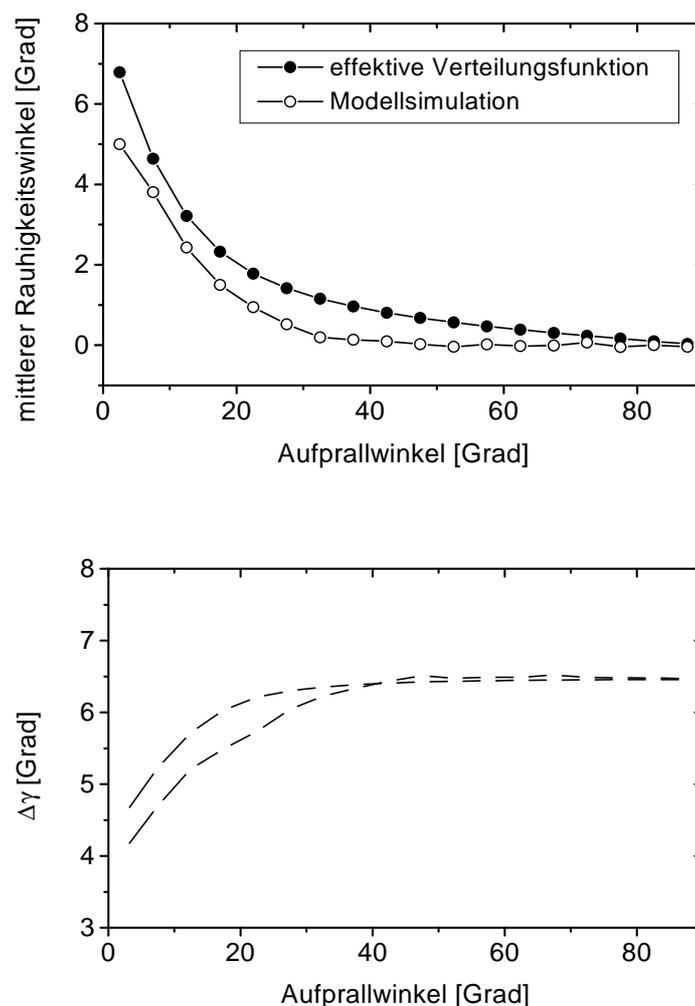


Abb. 5.7 Abhängigkeit des effektiven mittleren Rauhwinkels und der Standardabweichung vom Auftreffwinkel, Vergleich von Theorie (Gl. 5.10) und Simulation

Im folgenden Teil wird die Ermittlung der relevanten Modellparameter aus den experimentellen Ergebnissen beschrieben. Die Änderung der Partikelgeschwindigkeiten normal und parallel zur Wand ergibt sich durch folgende Verhältnisse:

$$R_N = \frac{v_{P2}}{v_{P1}} \quad R_P = \frac{u_{P2}}{u_{P1}} \quad (5.11)$$

Dabei ist zu beachten, daß das Verhältnis der Normalkomponenten bedingt durch die Wandrauhigkeitseinflüsse nicht der in Gl. 5.2 und 5.3 angegebenen Stoßzahl e entspricht. Die Stoßzahl ist nur abhängig von den Materialeigenschaften von Partikel und Wand und steht damit im Zusammenhang mit der Deformation von Partikel und Wand während des Stoßvorgangs. Daher sollte die Stoßzahl auch vom Auftreffwinkel abhängen. Strebt der Auftreffwinkel gegen Null, ist zu erwarten, daß sich die Stoßzahl dem Wert Eins nähert. Der Einfluß der Wandrauhigkeit kann aus den Meßergebnissen unter Verwendung des mittleren Rauigkeitswinkels $\overline{\gamma_{\text{eff}}}$ (siehe Abb. 5.7) herausgerechnet werden. Aus trigonometrischen Beziehungen erhält man:

$$e(\alpha_1) = \frac{\sin(\alpha_2 - \overline{\gamma_{\text{eff}}}) |u_{P2}|}{\sin(\alpha_1 + \overline{\gamma_{\text{eff}}}) |u_{P1}|} \quad (5.12)$$

Der effektive Rauigkeitswinkel ergibt sich durch Integration von Gl. 5.10:

$$\overline{\gamma_{\text{eff}}}(\Delta\gamma, \alpha_1) = \int_{\alpha_1}^{\infty} \gamma P_{\text{eff}}(\alpha_1, \gamma) d\gamma \quad (5.13)$$

Da das Integral nicht analytisch gelöst werden kann, wurde eine numerische Integration durchgeführt. Es besteht nun noch das Problem die Standardabweichung $\Delta\gamma$ zu ermitteln. Ausgehend von der Tatsache, daß für $\alpha_1 \rightarrow 0$ die Stoßzahl gegen Eins streben sollte, wurden die experimentellen Daten für den kleinsten Auftreffwinkel $\alpha_1 = 2,5^\circ$ und die Gleichungen 5.10 und 5.12 unter Variation von $\Delta\gamma$ in einem Bereich von 0 bis ca. 10° gelöst. Das Ergebnis (die Stoßzahl $e(\alpha_1 = 2,5^\circ)$ als Funktion von $\Delta\gamma$) ist in Abb. 5.8 für verschiedene Kombinationen von Partikel und Wandmaterial dargestellt. Beim Schnittpunkt der Kurven mit der Linie $e = 1.0$ läßt sich nun die entsprechende Standardabweichung $\Delta\gamma$ ablesen. So ergibt sich zum Beispiel für $100 \mu\text{m}$ Partikel, die mit einer unbehandelten Stahlplatte kollidieren, ein Wert von $\Delta\gamma \sim 5,5^\circ$ und für die $500 \mu\text{m}$ -Partikel folgt $\Delta\gamma \sim 3,8^\circ$.

Schließlich kann aus den experimentellen Daten auch die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten vom Auftreffwinkel bestimmt werden. Hierzu werden die Gleichungen für den Gleitstoß verwendet und es ergibt sich aus Gl. 5.2:

$$D_p w_{p1} = 7 u_{p2} - 5 u_{p1} \quad (5.14)$$

Wird hier die Bedingung für den Haftstoß (Gl. 5.1) eingesetzt, so kann die Winkelgeschwindigkeit und der Partikeldurchmesser eliminiert werden, und es folgt für den Reibungskoeffizient:

$$\mu = \frac{U_{p1} - U_{p2}}{(1+e) V_{p1}} \quad (5.15)$$

Es ist zu bemerken, daß bei dieser Vorgehensweise nicht zwischen Haft- und Gleitreibung unterschieden wird.

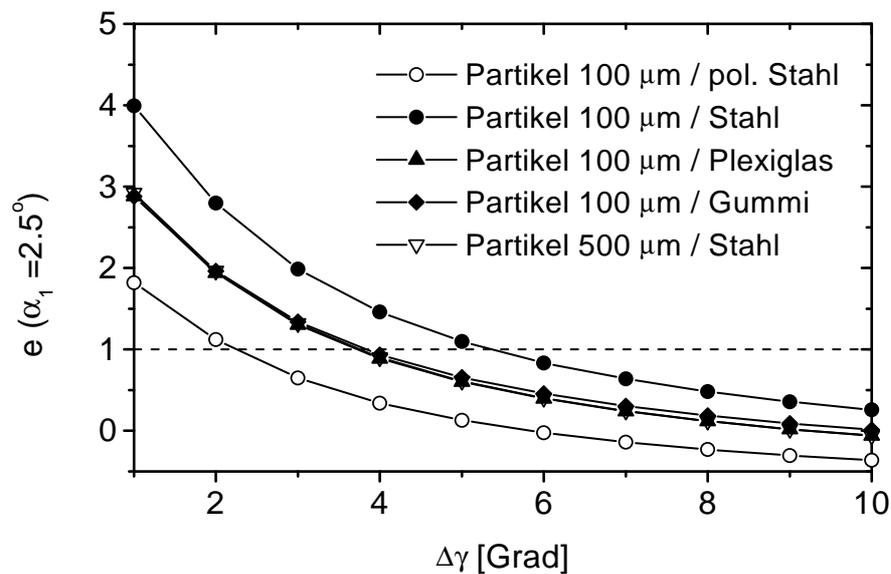


Abb. 5.8 Stoßzahl in Abhängigkeit der Standardabweichung der Rauheitswinkelverteilung für verschiedene Paarungen von Partikel und Wandmaterial

Zur Verdeutlichung der Resultate dieser Auswertung werden beispielhaft die 100 μm -Glaspartikel betrachtet. In Abb. 5.9 ist das aus den Experimenten erhaltene Geschwindigkeitsverhältnis normal zur Wand in Abhängigkeit des Aufprallwinkels aufgetragen. Für alle betrachteten Wandmaterialien ist die Rückprallgeschwindigkeit (Komponente normal zur Wand) für kleine Auftreffwinkel größer als die Auftreffgeschwindigkeit. Dies ist das Resultat der Wandrauhigkeit und des Schatteneffektes, verbunden mit einer Vergrößerung des Rückprallwinkels. Da der Effekt selbst bei der Plexiglaswand und der polierten Stahlwand beobachtet wird, ist zu vermuten, daß hierfür verbleibende Welligkeiten oder ein leichtes Abweichen der Partikel von der Kugelform verantwortlich sind (siehe z.B. Tsuji et al. 1985). Mit steigendem Auftreffwinkel nehmen die Geschwindigkeitsverhältnisse für alle betrachteten Fälle ab und streben einem Grenzwert

entgegen. Für die harten Wandmaterialien liegen diese Grenzwerte zwischen 0.75 und 0.85, wohingegen bei der weicheren Hartgummiwand der Impulsverlust durch die stärkere Deformation größer wird und ein Grenzwert von 0.5 erreicht wird.

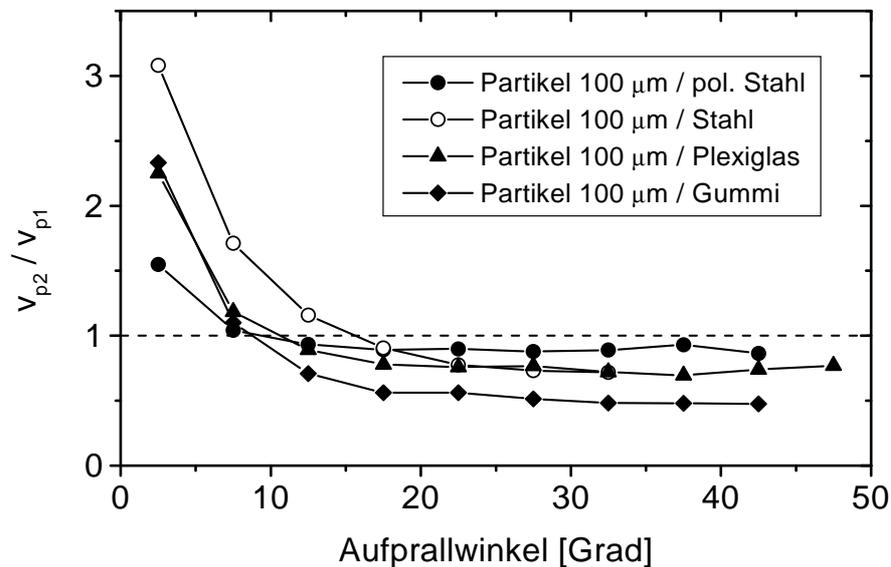


Abb. 5.9 Meßwerte des Geschwindigkeitsverhältnisses normal zur Wand in Abhängigkeit des Auftreffwinkels für 100 µm Glaspartikel und verschiedene Wandmaterialien

Die Abhängigkeit der Stoßzahl vom Auftreffwinkel ist in Abb. 5.10 dargestellt. Diese Verläufe wurden mit Hilfe von Gl. 5.12 unter Verwendung der experimentellen Daten für u_{p2}/u_{p1} und der für die betrachtete Paarung von Partikel und Wandmaterial relevanten Standardabweichung (siehe Abb. 5.8) berechnet. Die Abhängigkeit der Stoßzahl vom Auftreffwinkel ist dadurch charakterisiert, daß die Verläufe für $\alpha_1 \rightarrow 0^\circ$ bei Eins beginnen und zunächst bis zu einem bestimmten Auftreffwinkel α_e abfallen, um dann für größere Auftreffwinkel nahezu konstant zu bleiben. Diese Grenzwerte sind vom Wandmaterial abhängig.

Die Abhängigkeiten des Reibungskoeffizienten vom Auftreffwinkel sind in Abb. 5.11 zusammengestellt. Außer für die polierte Stahlwand ergeben sich relativ hohe Reibungsbeiwerte bei kleinen Auftreffwinkeln. Mit steigendem Auftreffwinkel nehmen die Reibungsbeiwerte kontinuierlich ab und streben einem Grenzwert entgegen. Für die Stahl- und Plexiglaswand ergibt sich ein Grenzwert von etwa 0.15. Bei der Hartgummiwand nimmt der Reibungsbeiwert fast auf Null ab. Alle für das Modell relevanten Parameter, die aus den

Experimenten erhalten wurden, sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Parameter, die bisher noch nicht betrachtet wurden, werden im nächsten Kapitel erläutert.

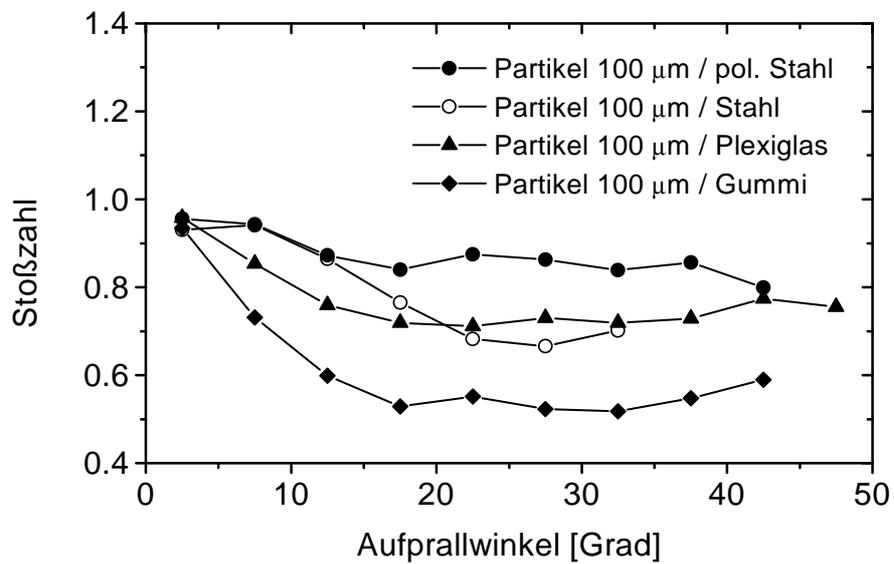


Abb. 5.10 Aus Messungen abgeleitete Stoßzahl in Abhängigkeit des Auftreffwinkels für 100 µm Glaspartikel und verschiedene Wandmaterialien

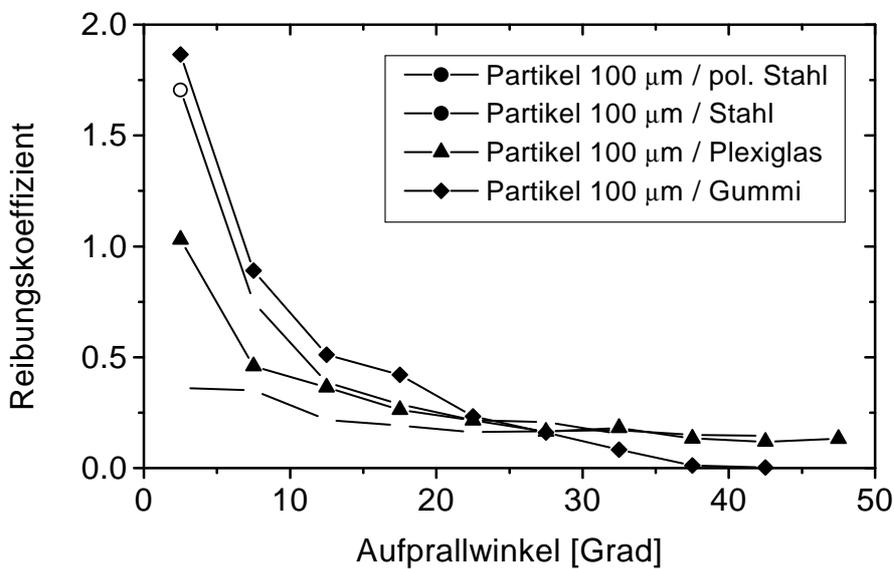


Abb. 5.11 Aus Messungen abgeleiteter Wandreibungskoeffizient in Abhängigkeit des Auftreffwinkels für 100 µm Glaspartikel und verschiedene Wandmaterialien

Partikel	Wandmaterial	U_{p1} (u'_{p1}) [m/s]	U_{p2} (u'_{p2}) [m/s]	e_h	α_e	μ_0	μ_h	α_μ	$\Delta\gamma$
Glas 100 μm	Stahl poliert	14.0 (2.02)	12.8 (2.21)	0.9	22°	0.4	0.15	20°	2.3°
Glas 100 μm	Stahl	13.0 (2.52)	12.1 (2.35)	0.7	22°	0.5	0.15	20°	5.3° (6.5°)
Glas 100 μm	Plexiglas	9.8 (1.59)	8.0 (2.07)	0.73	18°	0.4	0.15	27°	3.8°
Glas 100 μm	Hartgummi	11.0 (2.01)	9.2 (2.18)	0.5	18°	0.8	0.02	35°	3.8° (4.0°)
Glas 500 μm	Stahl poliert	5.6 (1.13)	4.8 (1.02)	0.75	15°	0.35	0.1	25°	0.0
Glas 500 μm	Stahl	5.6 (1.16)	5.0 (1.20)	0.7	22°	0.4	0.15	20°	3.8°
Quarz	Stahl poliert	15.5 (2.59)	13.0 (3.93)	0.55	27°	-	-	-	2.6°
Quarz	Stahl	14.0 (2.88)	10.8 (2.82)	-	-	-	-	-	3.7°
Quarz	Hartgummi	12.5 (3.18)	9.8 (3.02)	0.4	27°	-	-	-	2.9°

Tabelle 5.1 Zusammenfassung der experimentellen Bedingungen und der Parameter für das Wandkollisionsmodell

5.2. Validierung des Wandkollisionsmodells

Um das von Sommerfeld (1992) vorgestellte Wandstoßmodell weiter zu verfeinern, wurden Simulationen entsprechend den experimentellen Bedingungen durchgeführt. Für verschiedene Kombinationen von Partikelart und Wandmaterial wurde der Auftreffwinkel im Bereich von 0 bis 90° variiert. Für jeden Auftreffwinkel wurden 40.000 Wandstöße simuliert und die Mittelwerte der Rückprallparameter ermittelt. Die Auftreffgeschwindigkeit wurde zufällig aus einer Normalverteilung mit der aus den Messungen erhaltenen mittleren Geschwindigkeit und mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten (siehe Tabelle 5.1) bestimmt. Da die

Winkelgeschwindigkeit der Partikel nicht gemessen werden konnte, wurde hier ein Wert geschätzt, wobei berücksichtigt wurde, daß die Partikel meist von der gegenüberliegenden Wand kommen und damit eine negative Winkelgeschwindigkeit haben. Der Maximalwert der Winkelgeschwindigkeit kann mit Hilfe von Gl. 5.2 erhalten werden. Für jeden Auftreffvorgang wird der Auftreffwinkel unter Berücksichtigung der Rauigkeit entsprechend der oben beschriebenen Vorgehensweise bestimmt. Die bei den Simulationen verwendete Standardabweichung $\Delta\gamma$ ist ebenfalls in Tabelle 5.1 angegeben. Die Rückprallgeschwindigkeiten wurden mit den Gleichungen 5.1 bis 5.3 ermittelt. Die Stoßzahl in Abhängigkeit des Auftreffwinkels wurde wie folgt angenommen: Lineare Abnahme von 1 bei $\alpha_1 = 0$ bis e_n bei α_e ; konstanter Wert von e_n für $\alpha_1 > \alpha_e$ (siehe Abb. 5.12a)). Ein ähnlich segmentierter Verlauf wurde für den Reibungsbeiwert angenommen (siehe Abb. 5.12.b)). Alle charakteristischen Parameter für das Wandkollisionsmodell sind für die verschiedenen Paarungen von Partikelart und Wandmaterial in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

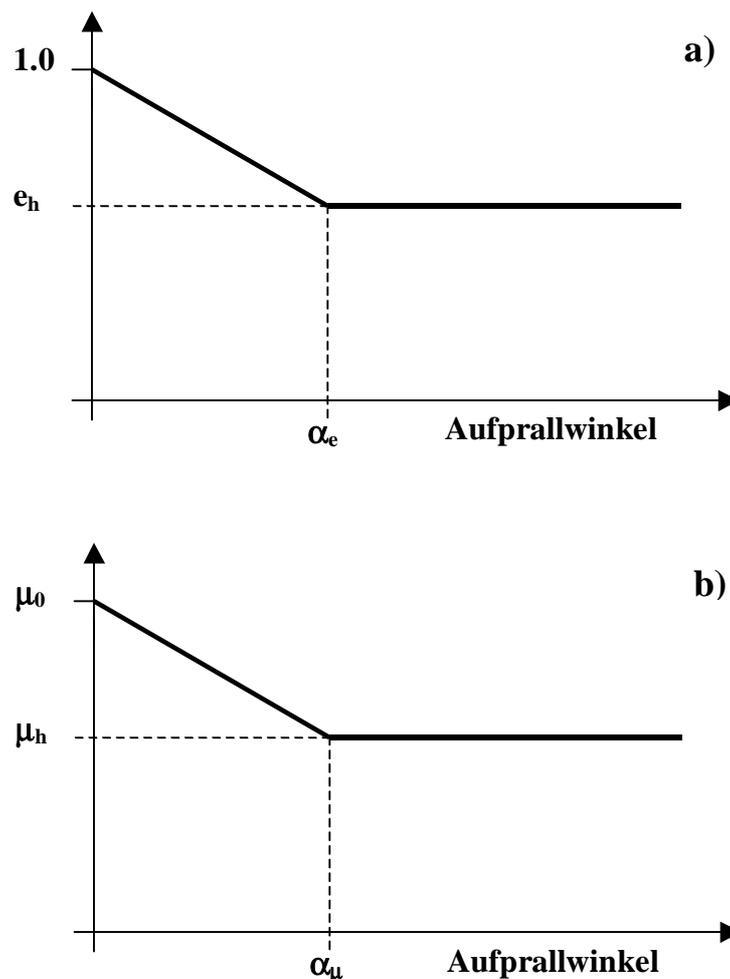


Abb. 5.12 In den Modellrechnungen angenommener Verlauf der Stoßzahl (a) und des Reibungskoeffizienten (b)

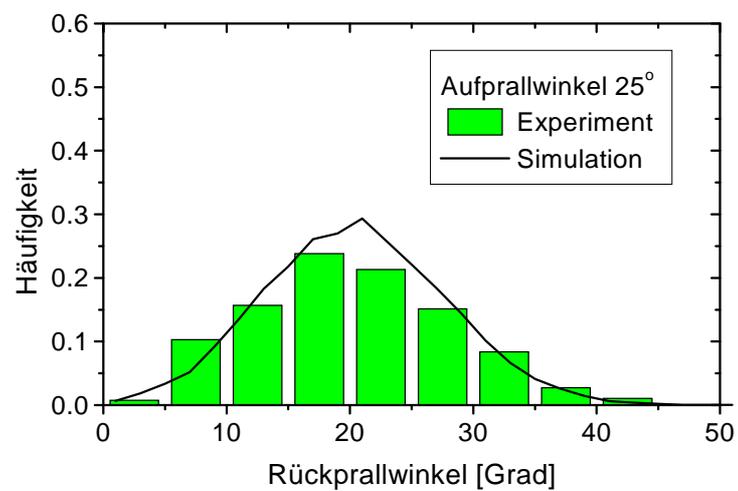
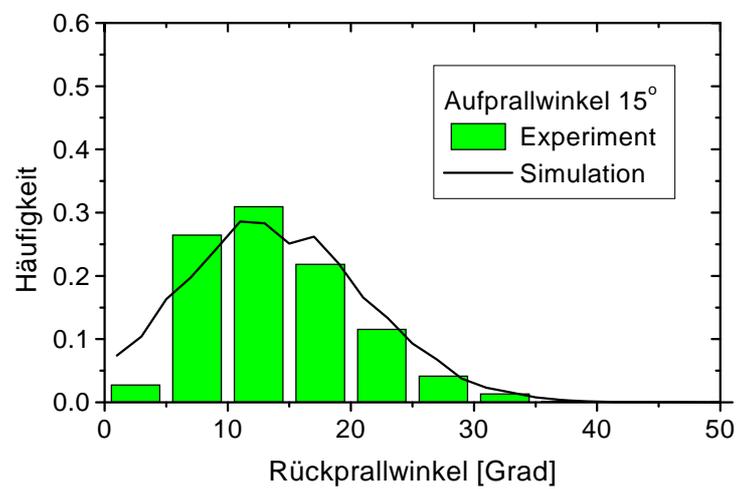
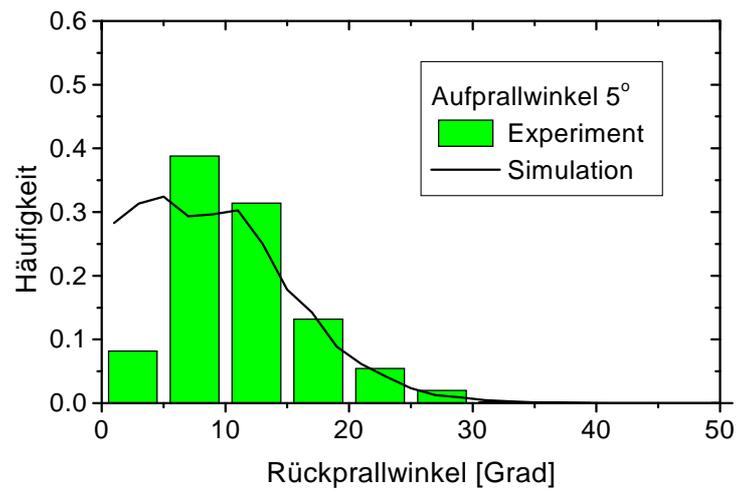


Abb. 5.13 Häufigkeitsverteilung des Rückprallwinkels für verschiedene Aufprallwinkel, Vergleich von Messung und Modellrechnung, 500 μm Partikel und Stahlwand

Zunächst soll ein Vergleich der Simulationen mit den Messungen für die 500 µm-Partikel und die unbehandelte Edelstahlwand durchgeführt werden. In Abb. 5.13 sind die Häufigkeitsverteilungen der Rückprallwinkel für verschiedene Auftreffwinkel dargestellt. Die Simulationen geben den Wandrauhigkeitseffekt sehr gut wieder, außer für sehr kleine Rückprallwinkel, deren Häufigkeit in den Modellsimulationen überbewertet wird. Dieser Effekt konnte bisher noch nicht geklärt werden und äußert sich auch in zu großen Werten für die Rückprallgeschwindigkeit normal zur Wand bei sehr kleinen Auftreffwinkeln. Dies wird durch den Vergleich der Mittelwerte (Geschwindigkeitsverhältnisse normal und parallel zur Wand und Reibungsbeiwert) in Abhängigkeit des Aufprallwinkels für die 100 µm Partikel, die mit der unbehandelten Edelstahlwand kollidieren, deutlich (Abb. 5.14). Ansonsten ist die Übereinstimmung von Messung und Simulation allerdings sehr gut.

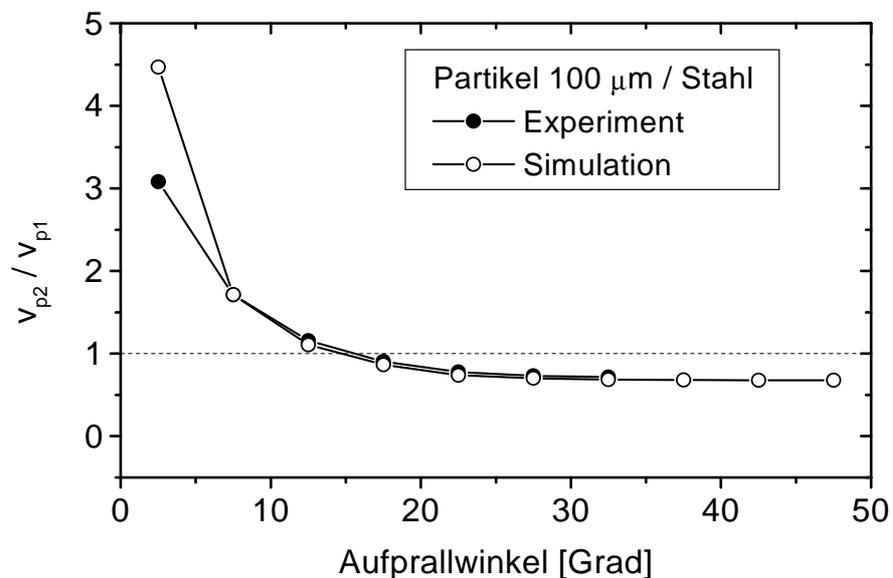


Abb. 5.14 Geschwindigkeitsverhältnis normal zur Wand, Vergleich vom Experiment und Simulation für 100 µm Glaspartikel und die unbehandelte Edelstahlplatte

Der Einfluß des angenommenen Verlaufs des Reibungsbeiwertes in Abhängigkeit des Auftreffwinkels ist in Abb. 5.15 verdeutlicht. Neben dem segmentierten Verlauf (Abb. 5.12 b)) wurde in den Simulationen ein konstanter Reibungsbeiwert von 0.15 und 0.5 verwendet. Die Rückprallgeschwindigkeit normal zur Wand wird nicht durch den Reibungsbeiwert beeinflusst und ist daher nicht gezeigt. Der Einfluß des Reibungskoeffizienten ist besonders ausgeprägt bei der Geschwindigkeitskomponente parallel zur Wand und bei Auftreffwinkeln bis ca. 60°, wo der Gleitstoß dominiert. Für die angenommenen konstanten Reibungsbeiwerte

ergibt sich in diesem Bereich keine gute Übereinstimmung mit den Messungen (Abb. 5.12 b)).

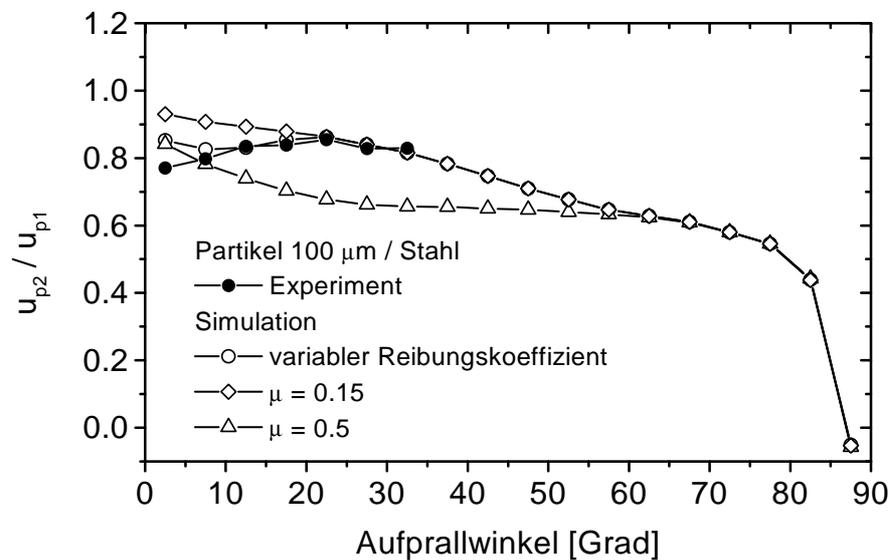


Abb. 5.15 Geschwindigkeitsverhältnis parallel zur Wand, Vergleich von Simulationen mit unterschiedlichen Reibungskoeffizienten mit den Experimenten für 100 µm Glaspartikel und die unbehandelte Edelstahlplatte

Der Einfluß der Partikelrotation wurde für die 100 µm Partikel und die polierte Edelstahlwand analysiert. Bei diesen Simulationen wurde eine positive und negative mittlere Winkelgeschwindigkeit von ± 30.000 1/s angenommen. Dies entspricht Partikeln, welche z.B. in einem Kanal zuvor mit derselben Wand kollidiert hatten bzw. von der gegenüberliegenden Wand kommen. Die Standardabweichung der Winkelgeschwindigkeit wurde jeweils mit 10.000 1/s angenommen. Die Ergebnisse dieser Simulationen (Abb. 5.16) zeigen, daß das Geschwindigkeitsverhältnis normal zur Wand durch die Winkelgeschwindigkeit der Partikelrotation nicht beeinflusst wird (Abb. 5.16 a)). Demgegenüber wird die Änderung der Geschwindigkeitskomponente parallel zur Wand für Auftreffwinkel größer als ca. 40° , also dort wo der Haftstoß dominiert, entscheidend beeinflusst (Abb. 5.16 b)). Für Partikel mit negativer Winkelgeschwindigkeit (also solche Partikel, die von der gegenüberliegenden Kanalwand kommen) nimmt das Geschwindigkeitsverhältnis R_p mit steigendem Auftreffwinkel ab und wird bei $\alpha_1 > \text{ca. } 87^\circ$ sogar negativ. Dies bedeutet, daß Partikel durch den starken Drehimpuls in Richtung des Aufpralls zurückreflektiert werden.

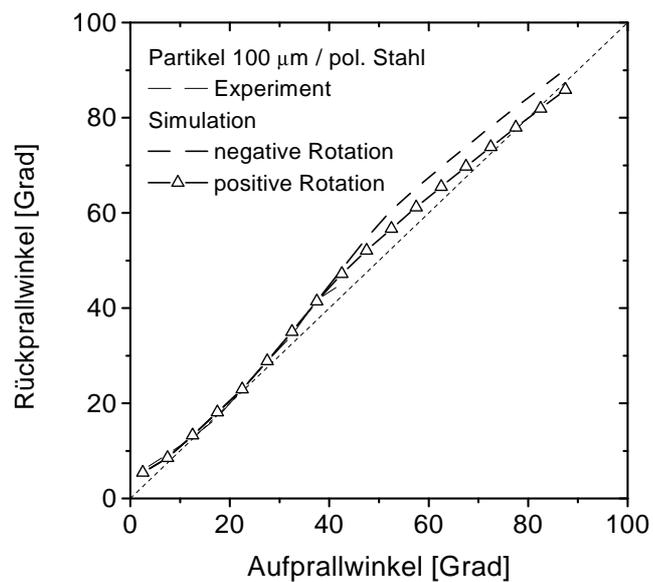
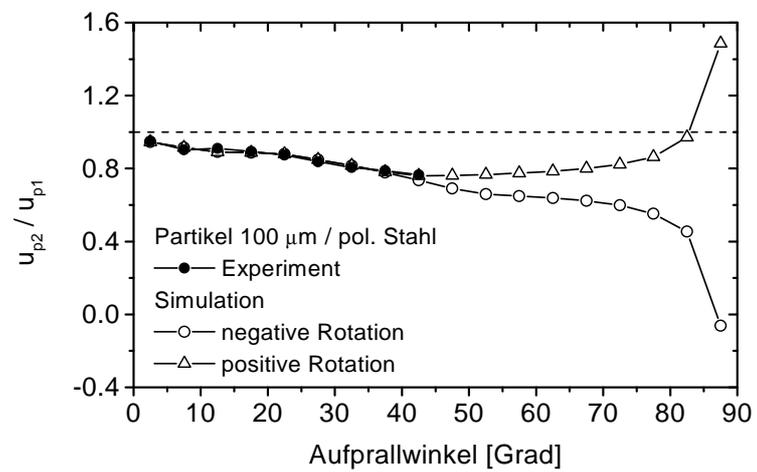
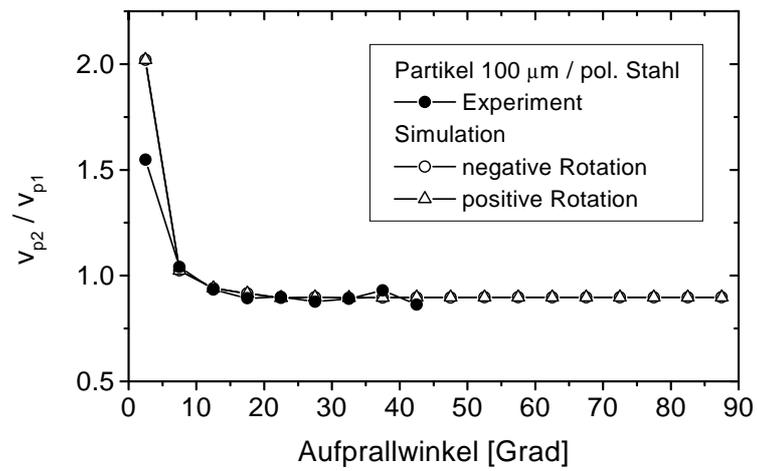


Abb. 5.16 Einfluß der Partikelrotation beim Wandstoßvorgang, Vergleich von Simulationen mit den Experimenten für 100 µm Glaspartikel und die polierte Stahlwand

Bei positiven Winkelgeschwindigkeiten ergibt sich für $R_p (= u_{p2}/u_{p1})$ bei Aufprallwinkeln größer als 40° ein erneuter Anstieg der Werte. Für Auftreffwinkel größer als 83° wird das Geschwindigkeitsverhältnis parallel zur Wand sogar größer als Eins. Dies bedeutet, daß die Partikelrotation bei dem Wandstoß zu einer Erhöhung der Geschwindigkeitskomponente parallel zur Wand führt, wenn die Winkelgeschwindigkeit groß genug ist. Für Winkelgeschwindigkeiten zwischen ± 30.000 1/s würden sich Verläufe zwischen den beiden dargestellten Kurven ergeben. Aus diesen Ergebnissen folgt schließlich, daß auch der Rückprallwinkel für Auftreffwinkel größer als ca. 40° durch die Partikelrotation beeinflusst werden muß. Bei negativer Rotation wird der Rückprallwinkel deutlich größer (Abb. 5.16 c)). Die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation ist auch für den Fall der polierten Stahlwand sehr gut.

Schließlich soll noch die Kollision von $100 \mu\text{m}$ -Partikeln mit der Hartgummiwand betrachtet werden (Abb. 5.17). Mit den in Tabelle 5.1 angegebenen Parametern ergibt sich auch für den Fall einer „weichen“ Wand eine sehr gute Übereinstimmung der Simulationen mit den experimentellen Daten (Abb. 5.17). Die Darstellungen in diesen Kapiteln haben verdeutlicht, daß alle für das Wandkollisionsmodell relevanten Parameter auf physikalischer Basis aus den Experimenten extrahiert werden. Der Vergleich der Modell-Simulationen mit den Meßdaten verdeutlicht, daß das Wandkollisionsmodell den Rauigkeitseinfluß korrekt wiedergibt.

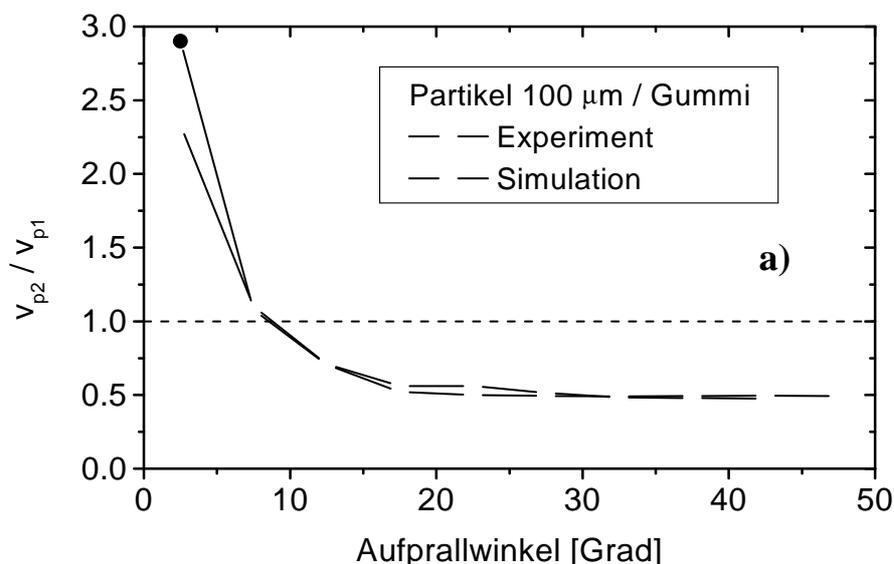


Abb. 5.17 Vergleich vom Experiment und Simulation für $100 \mu\text{m}$ Glaspartikel und eine Hartgummiwand, a) Geschwindigkeitsverhältnis normal zur Wand (Fortsetzung auf der nächsten Seite)

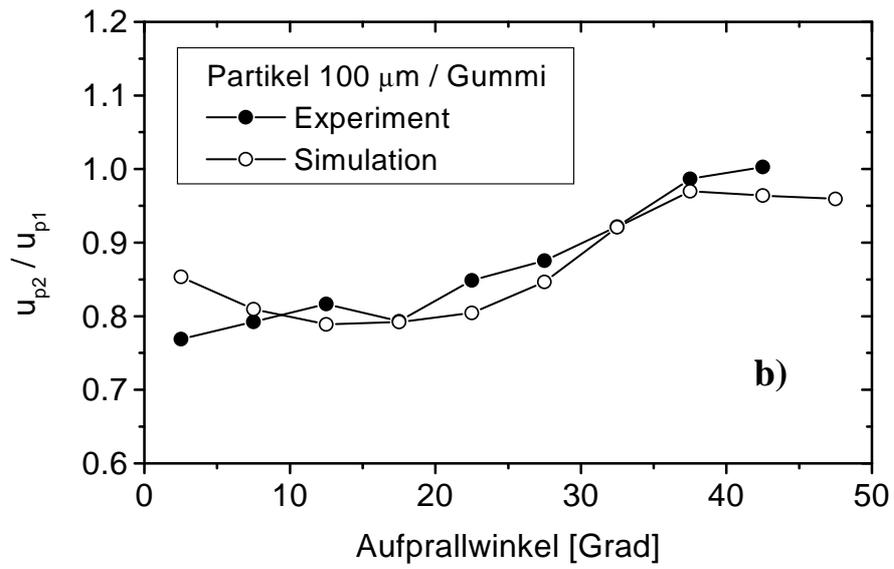


Abb. 5.17 b) Geschwindigkeitsverhältnis parallel zur Wand

6. Partikelstöße

Selbst in verdünnten dispersen Zweiphasenströmungen können Stöße zwischen Partikeln einen entscheidenden Einfluß auf die Entwicklung der Strömung haben, wie es z.B. von Sommerfeld (1995) für eine horizontale partikelbeladene Kanalströmung gezeigt wurde. Die Bedeutung von Partikelstößen kann durch den Vergleich der Partikel-Relaxationszeit mit der mittleren Kollisionszeit abgeschätzt werden. Ist die Partikel-Relaxationszeit deutlich kleiner als die mittlere Kollisionszeit, wird die Partikelbewegung in entscheidendem Maße durch den fluiddynamischen Transport bestimmt und man spricht von einer verdünnten Zweiphasenströmung. Bei dichten Zweiphasenströmungen hingegen ist die mittlere Kollisionszeit deutlich kleiner als die Relaxationszeit und die Partikelbewegung wird entscheidend durch Stöße untereinander beeinflusst. Bevor die Partikel einer Geschwindigkeitsänderung in der Strömung folgen können, kollidieren sie wieder mit einem anderen Partikel.

6.1. Modellierung von Partikelstößen

Mit dem Lagrangeschen Verfahren für die disperse Phase ist es im Prinzip möglich, durch die simultane Verfolgung aller Partikel, Stöße zwischen Partikeln zu erfassen. Allerdings erfordert dies das Suchen eines möglichen Kollisionspartners in der Umgebung des betrachteten Partikels. Dieses Verfahren ist numerisch allerdings sehr aufwendig. Daher wurde ein stochastisches Kollisionsmodell entwickelt (Sommerfeld & Zivkovic 1992, Sommerfeld 1995), welches im Rahmen des Projektes weiter verbessert und validiert wurde. Im folgenden sollen die Grundzüge des Kollisionsmodells dargestellt werden. Bei jedem Zeitschritt der Berechnung der Bahn des betrachteten Partikels wird ein fiktives zweites Partikel generiert. Die Eigenschaften dieses zweiten Partikels, also Größe und Geschwindigkeit, werden durch einen Zerfallsprozess aus den lokalen Verteilungsfunktionen bestimmt. Dabei muß allerdings beachtet werden, daß in turbulenten Strömungen die Geschwindigkeit des fiktiven Partikels mit der des betrachteten Partikels korreliert sein kann. Der Grad der Korrelation ist abhängig von dem Folgevermögen der Partikel und kann mit Hilfe der turbulenten Stokeszahl charakterisiert werden:

$$St_t = \frac{\tau_p}{T_L} \quad (6.1)$$

Hier ist τ_p die Partikel-Relaxationszeit und T_L das integrale Zeitmaß der Turbulenz. Für kleine Stokeszahlen ist die Geschwindigkeit der kollidierenden Partikel sehr stark korreliert, wohingegen bei sehr großen Partikeln ($St \rightarrow \infty$) der Grad der Korrelation gegen Null geht.

Diese Tatsache hat erhebliche Konsequenzen für die mittlere Relativgeschwindigkeit zwischen den Partikeln und damit auch für die Kollisionsraten. Um diesen Effekt in dem Kollisionsmodell zu berücksichtigen, werden die Geschwindigkeitskomponenten des fiktiven Partikels $u_{\text{fikt},i}$ in Abhängigkeit der des realen Partikels $u_{\text{real},i}$ in folgender Weise bestimmt:

$$u_{\text{fikt},i} = R(\text{St}_t) u_{\text{real},i} + \sigma_{p_i} \sqrt{1 - R(\text{St}_t)^2} \xi \quad (6.2)$$

Hierbei ist σ_{p_i} die Komponente i der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel und ξ eine Gaußsche Zufallszahl mit dem Mittelwert Null und der Varianz Eins. Der erste Term in Gl. 6.2 ist der korrelierte Anteil der Schwankungsgeschwindigkeit und der zweite Term stellt den stochastischen Anteil dar. Der Grad der Korrelation wird durch die Korrelationsfunktion $R(\text{St}_t)$ bestimmt, welche durch den Vergleich mit Grobstruktursimulation (siehe unten) gefunden wurde:

$$R(\text{St}_t) = \exp(-0.55 \text{St}_t^{0.4}) \quad (6.3)$$

Aus den obigen Betrachtungen ergibt sich die momentane Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Partikeln.

Der nächste Schritt im Kollisionsmodell beinhaltet die Bestimmung der Kollisionswahrscheinlichkeit zwischen dem realen und fiktiven Partikel innerhalb des Zeitschritts Δt . Diese Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Produkt der Zeitschrittweite Δt und der Kollisionsfrequenz, welche aus der kinetischen Gastheorie folgt. Die Kollisionswahrscheinlichkeit ist:

$$P = f_c \Delta t = \frac{\pi}{4} (D_{p1} + D_{p2})^2 (\vec{U}_{p1} - \vec{U}_{p2}) N_{p2} \Delta t \quad (6.4)$$

In dieser Gleichung sind D_{p1} und D_{p2} die Durchmesser der beiden Partikel, $(\vec{U}_{p1} - \vec{U}_{p2})$ stellt die momentane Relativgeschwindigkeit dar und N_{p2} ist die lokale Anzahl der Partikel pro Volumeneinheit. Um nun zu entscheiden, ob ein Stoß auftritt, wird eine Zufallszahl im Bereich $[0, 1]$ generiert. Eine Kollision erfolgt nur dann, wenn die Zufallszahl kleiner als die Stoßwahrscheinlichkeit wird. Ist dies der Fall, verbleibt die Aufgabe, die Geschwindigkeitsänderung des betrachteten Partikels durch den Stoß zu berechnen. Dazu ist es erforderlich, den Stoßpunkt auf der Partikeloberfläche zu kennen. Um deren Bestimmung zu ermöglichen, wird der Stoßvorgang in einem Koordinatensystem berechnet, in dem das fiktive Partikel in Ruhe ist. Dazu werden sowohl die Winkelgeschwindigkeiten als auch die Translationsgeschwindigkeiten entsprechend transformiert. Durch diese Vorgehensweise kann der Stoßpunkt nur auf der dem realen Partikel zugewandten Seite des fiktiven Partikels liegen

(Abb. 6.1). Die Lage des Stoßpunktes wird durch einen Zufallsprozeß in der folgenden Weise bestimmt.

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{Y^2 + Z^2} & \text{mit : } L \leq 1 \\ \phi &= \arcsin(Y) \\ \Psi &= 2 \pi R \end{aligned} \quad (6.5)$$

wobei Y, Z und R gleichverteilte Zufallszahlen im Intervall [0, 1] darstellen. Die Berechnung der Geschwindigkeiten des realen Partikels nach dem Stoß basieren auf den Impulsgleichungen für einen schrägen Stoß unter Berücksichtigung von Gleit- und Haftstoß. Die Komponenten der Translationsgeschwindigkeiten und Winkelgeschwindigkeiten ergeben sich aus:

$$\begin{aligned} u_{P1}^* &= u_{P1} + \frac{J_x}{m_{P1}} & \omega_{P1}^{*x} &= \omega_{P1}^x \\ v_{P1}^* &= v_{P1} + \frac{J_y}{m_{P1}} & \omega_{P1}^{*y} &= \omega_{P1}^y - \frac{5J_z}{m_{P1}D_{P1}} \\ w_{P1}^* &= w_{P1} + \frac{J_z}{m_{P1}} & \omega_{P1}^{*z} &= \omega_{P1}^z - \frac{5J_y}{m_{P1}D_{P1}} \end{aligned} \quad (6.6)$$

wobei m_{P1} und m_{P2} die Massen der betrachteten Partikel 1 und 2 bezeichnen und J_x , J_y und J_z die Komponenten des Impulses darstellen.

Mit der Definition der Stoßzahl:

$$e = \frac{u_{P1}^* - u_{P2}^*}{u_{P1} - u_{P2}} \quad (6.7)$$

und der Erhaltungsgleichung für den x-Impuls des Partikels 2,

$$J_x = -m_{P2} (u_{P2}^* - u_{P2}) \quad (6.8)$$

erhält man schließlich den Ausdruck für J_x :

$$J_x = -(1 - e) (u_{P1} - u_{P2}) \frac{m_{P1} m_{P2}}{m_{P1} + m_{P2}} \quad (6.9)$$

Unter Verwendung des Coulombschen Reibungsgesetzes erhält man die Bedingung für einen Haftstoß in Abhängigkeit des Haftreibungskoeffizienten:

$$\sqrt{J_y^2 + J_z^2} < \mu_0 |J_x| \quad (6.10)$$

Durch die Einführung der Impulskomponenten J_x , J_y und J_z für einen Haftstoß erhält man schließlich die Bedingung für den Haftstoß in Abhängigkeit der Partikelgeschwindigkeiten vor dem Stoß:

$$|\mathbf{u}_R| < \frac{7}{2} \mu_0 (1 + e) |\mathbf{u}_{P1} - \mathbf{u}_{P2}| \quad (6.11)$$

Die Relativgeschwindigkeit am Kontaktpunkt ergibt sich aus den Translations- und Rotationsgeschwindigkeiten vor dem Stoß:

$$\begin{aligned} u_R &= \sqrt{u_{Ry}^2 + u_{Rz}^2} \\ u_{Ry} &= (v_{P1} - v_{P2}) + \frac{D_{P1}}{2} \omega_{P1}^z + \frac{D_{P2}}{2} \omega_{P2}^z \\ u_{Rz} &= -\frac{D_{P1}}{2} \omega_{P1}^y - \frac{D_{P2}}{2} \omega_{P2}^y \end{aligned} \quad (6.12)$$

Die Komponenten des Impulses J_y und J_z sind abhängig von der Art des Stoßes. Für den Haftstoß erhält man:

$$\begin{aligned} J_y &= -\frac{2}{7} u_{Ry} \frac{m_{P1} m_{P2}}{m_{P1} + m_{P2}} \\ J_z &= -\frac{2}{7} u_{Rz} \frac{m_{P1} m_{P2}}{m_{P1} + m_{P2}} \end{aligned} \quad (6.13)$$

Für den Gleitstoß ergibt sich:

$$\begin{aligned} J_y &= -\mu_d \frac{u_{Ry}}{u_R} |J_x| \\ J_z &= -\mu_d \frac{u_{Rz}}{u_R} |J_x| \end{aligned} \quad (6.14)$$

Hierbei ist μ_d wiederum der Gleitreibungskoeffizient.

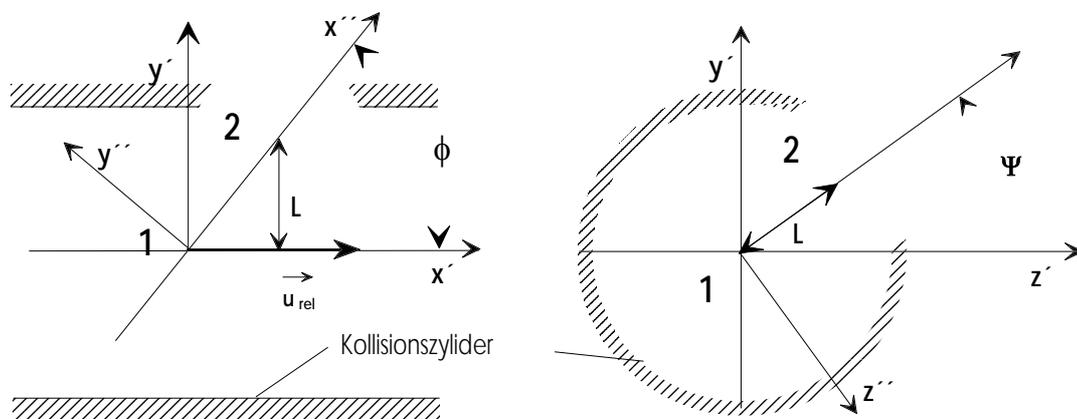


Abb. 6.1 Geometrie der Kollision zweier Partikel im transformierten Koordinatensystem

Schließlich werden die Geschwindigkeiten des betrachteten Partikels zurücktransformiert und die Bahnberechnung fortgesetzt, wobei in jedem neuen Zeitschritt die Stoßwahrscheinlichkeit mit einem neuen fiktiven Partikel ermittelt und gegebenenfalls ein Stoßvorgang berechnet wird.

6.2. Validierung des Partikelstoßmodells

Zunächst wurde das oben beschriebene stochastische Kollisionsmodell anhand von Ergebnissen validiert, welche mit Hilfe von Grobstruktursimulationen erhalten wurden (Lavieville et al. 1995 und Berlemont et al. 1995). Bei diesen Simulationen wurde homogene isotrope Turbulenz in einem Würfelement unter Verwendung periodischer Randbedingungen betrachtet. Die Eigenschaften der Turbulenz sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Die Partikelphase wurde bei den Grobstruktursimulationen mit einem Lagrangeschen Verfahren berechnet, ohne den Einfluß auf die Gasphase zu berücksichtigen, um die Effekte durch Partikelstöße zu isolieren. Der bei den Simulationen verwendete Algorithmus zur Detektion von Partikelstößen erlaubte allerdings nur die Betrachtung relativ großer Partikel. Daher wurde die Feststoffdichte entsprechend klein gewählt, um den interessanten Bereich der Stokeszahlen (Gl. 6.1) abdecken zu können. Die Eigenschaften der Partikelphase sind ebenfalls in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Der Stoß wurde ebenfalls relativ einfach behandelt, nämlich als vollkommen elastisch, so daß die Stoßzahl $e = 1$ und der Reibungskoeffizient $\mu = 0$ ist. Bei den Modellrechnungen wurden die gleichen Randbedingungen wie bei den Grobstruktur-simulationen verwendet. Das Strömungsfeld wurde nicht berechnet, sondern es wurde für ein Würfelement die turbulente kinetische Energie und die integralen Längen- und Zeitmaße als konstant vorgegeben. Bei der Berechnung der Partikelbahnen wurden ebenfalls periodische Randbedingungen verwendet. Das bedeutet, daß Partikel, die den Würfel zu einer Seite verlassen, wieder an der gegenüberliegenden Seite zugegeben werden. Die momentane Gasgeschwindigkeit entlang der Partikelbahn wurde mit dem Langevin-Modell generiert (Sommerfeld et al. 1993).

Im folgenden wird der Vergleich der Modellberechnungen mit den Simulationen diskutiert. Da die Partikel mit steigender Stokes-Zahl den turbulenten Bewegungen des Gases schlechter folgen können, nimmt die kinetische Energie der Schwankungsbewegung der Partikel wie zu erwarten mit zunehmender Stokes-Zahl ab (Abb. 6.2). Dieses Verhalten wird durch die Modellrechnungen in guter Übereinstimmung mit den Simulationen wiedergegeben. Der Einfluß der Partikelstöße auf die Schwankungsenergie der Partikel ist relativ gering und wird aus der Streuung der Daten bei einer Stokeszahl deutlich.

Schwankungsgeschwindigkeit der Gasphase, u'	0.3 m/s
Kinematische Viskosität, ν	$1.45 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
Lagrangesches integrales Zeitmaß, T_L	23 ms
Eulersches integrales Zeitmaß, T_E	26 ms
Longitudinales Eulersches Längenmaß, L_f	7.25 mm
Laterales Eulersches Längenmaß, L_g	3.71 mm
Partikeldurchmesser, D_p	0.656 mm
Partikeldichte, ρ_p	25, 50, 100, und 200 kg/m^3
Turbulente Stokeszahl, St_t	0.79, 1.5, 2.9, und 5.7
Volumenanteil, α	0.005 – 0.05
Restitutionskoeffizient, e	1.0
Reibungskoeffizient, μ	0.0

Tabelle 6.1 Eigenschaften der homogenen und isotropen Turbulenz und der Partikel

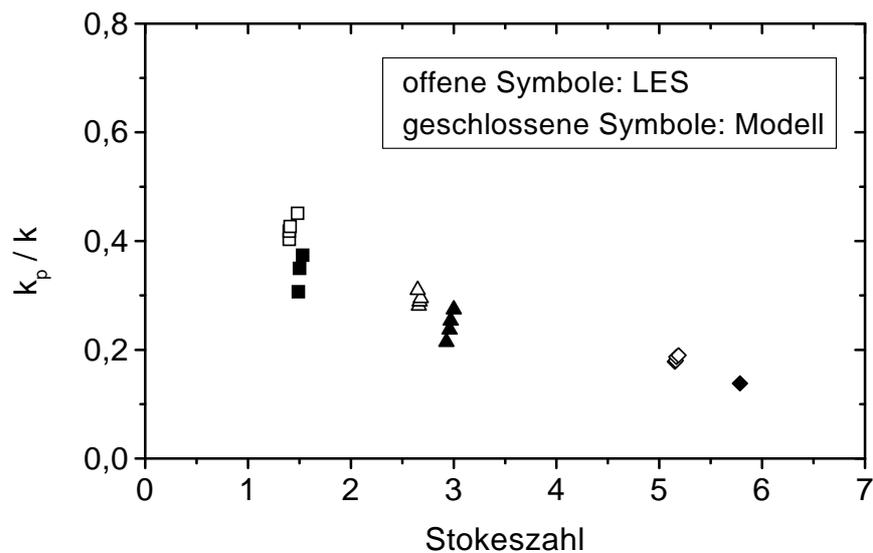


Abb. 6.2 Kinetische Energie der Schwankungsbewegung der Partikel in Abhängigkeit der Stokes-Zahl (offene Symbole: Grobstruktursimulationen, geschlossene Symbole: stochastisches Stoßmodell)

Die Verbesserung des Partikelkollisionsmodells gegenüber früheren Arbeiten (Sommerfeld 1995) bezieht sich auf die Berücksichtigung der Korrelation der Geschwindigkeit kollidierender Partikel. Dieser Effekt ist besonders bei Partikeln, deren Relaxationszeit in der Größenordnung des integralen Zeitmaßes der Turbulenz liegt, von Bedeutung. Die Berücksichtigung der Korrelation führt im wesentlichen zu einer Reduzierung der mittleren Relativgeschwindigkeit kollidierender Partikel und damit auch zu einer Verringerung der Kollisionsrate.

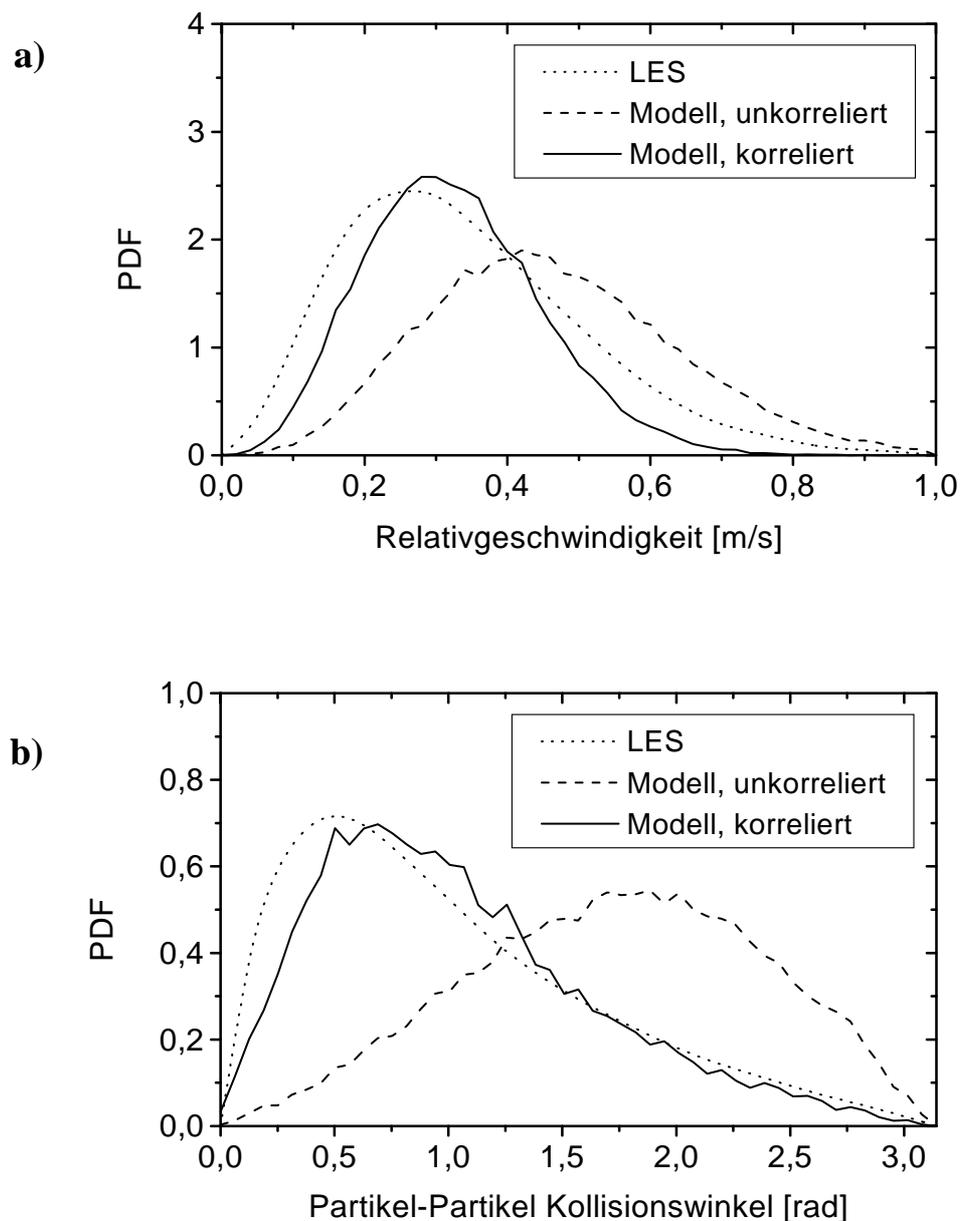


Abb. 6.3 Verteilung der Relativgeschwindigkeit zwischen kollidierenden Partikeln (a) und des Winkels zwischen kollidierenden Partikeln (b), Vergleich des stochastischen Modells mit Grobstruktursimulationen ($\rho_p = 25 \text{ kg/m}^3$, $St_t = 0,794$, $\alpha = 0,0352$)

In Abb. 6.3 a) ist die aus Modellrechnungen erhaltene Verteilung der Relativgeschwindigkeit kollidierender Partikel mit dem Resultat der Grobstruktursimulationen verglichen. Wird die Korrelation der Geschwindigkeiten in dem Stoßmodell nicht berücksichtigt, ergibt sich eine relativ breite Verteilungsfunktion mit einem Mittelwert von 0.45 m/s. Eine deutlich engere Verteilungsfunktion ergibt sich bei Berücksichtigung der Korrelation und die Übereinstimmung mit den Grobstruktursimulationen ist relativ gut. Der berechnete Mittelwert der Relativgeschwindigkeit reduziert sich auf 0,32 m/s. Auch die Verteilungsfunktion des Winkels zwischen kollidierenden Partikeln (Abb. 6.3 b)) wird zu kleineren Winkeln hin verschoben, wenn die Korrelation berücksichtigt wird. Die Übereinstimmung mit den Grobstruktursimulationen ist ebenfalls sehr gut.

Wie schon erwähnt, ergibt die Reduzierung der mittleren Relativgeschwindigkeit durch die Korrelation der Geschwindigkeiten auch eine Reduzierung der Stoßfrequenz im Vergleich zum Resultat der kinetischen Gastheorie (vollkommen unkorrelierte Geschwindigkeiten). In Abb. 6.4 ist das Verhältnis der aus den Modellrechnungen bzw. Simulationen erhaltenen Stoßfrequenz zur Stoßfrequenz aus der kinetischen Gastheorie über die Stokeszahl aufgetragen. Mit steigendem Grad der Korrelation, also mit abnehmender Stokeszahl, wird die Stoßfrequenz im Vergleich zur Stoßfrequenz der kinetischen Gastheorie kontinuierlich reduziert. Daraus ist zu folgern, daß die Vernachlässigung der Korrelation der Geschwindigkeiten kollidierender Partikel zu einer unrealistischen Erhöhung der Stoßfrequenz führt. Mit steigender Stokeszahl strebt das Frequenzverhältnis gegen den Wert Eins. Dies bedeutet, daß für $St_t \rightarrow \infty$ die Stoßfrequenz durch die kinetische Gastheorie beschrieben werden kann. Der Vergleich der Modellrechnungen mit dem stochastischen Stoßmodell mit den Grobstruktursimulationen ist wiederum sehr gut.

Schließlich sollen noch Modellrechnungen für einen größeren Stokeszahlbereich betrachtet werden. In Abb. 6.5 ist die Kollisionsfrequenz in Abhängigkeit der Stokeszahl für Berechnungen sowohl mit als auch ohne die Berücksichtigung der Korrelation der Geschwindigkeit kollidierender Partikel dargestellt. Das Ergebnis der kinetischen Gastheorie wurde entsprechend Abrahamson (1975) erhalten. Es ist offensichtlich, daß ohne die Berücksichtigung der Korrelation die Kollisionsfrequenz für Stokeszahlen kleiner als etwa 10 erheblich zu groß wiedergegeben wird. Wird die Korrelation der Geschwindigkeiten kollidierender Partikel in der oben beschriebenen Weise modelliert, nimmt die Kollisionsfrequenz zunächst mit abnehmender Stokeszahl zu und erreicht bei ca. $St_t \approx 0.4$ einen Maximalwert. Eine weitere Reduzierung der Stokeszahl ergibt dann eine kontinuierliche Abnahme und für $St_t \rightarrow 0$ wird der von Saffman und Turner (1956) angegebene Grenzwert

von $f_c = 28 \text{ 1/s}$ erreicht. Dieser Grenzwert ergibt sich für Partikel, die sich mit dem Fluid bewegen (kein Schlupf) und deren Größe identisch ist, aus folgender Gleichung:

$$f_c = \left(\frac{8 \pi}{15} \right)^{1/2} D_p^3 N_p \left(\frac{\epsilon}{\nu} \right)^{1/2}$$

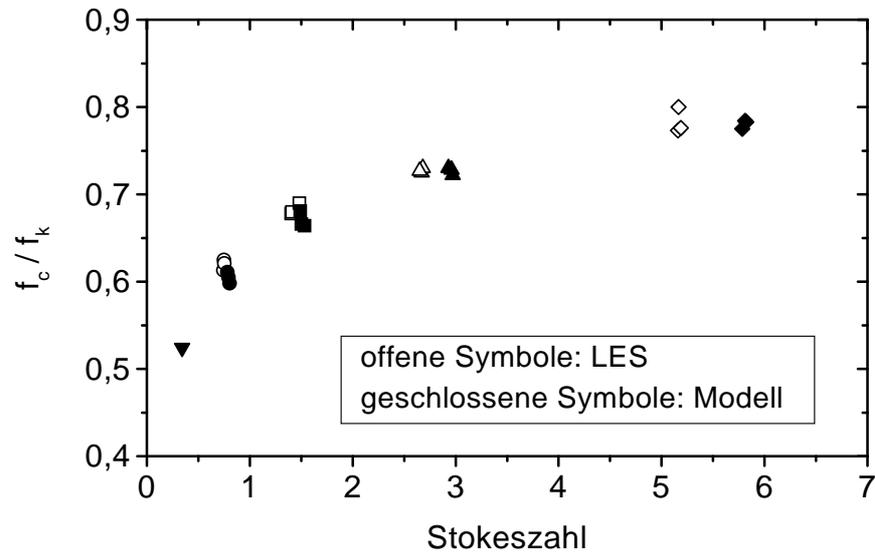


Abb. 6.4 Abhängigkeit des Verhältnisses der berechneten Stoßfrequenz zur Stoßfrequenz der kinetischen Gastheorie von der Stokes-Zahl (offene Symbole: Grobstruktursimulationen, geschlossene Symbole: stochastisches Stoßmodell)

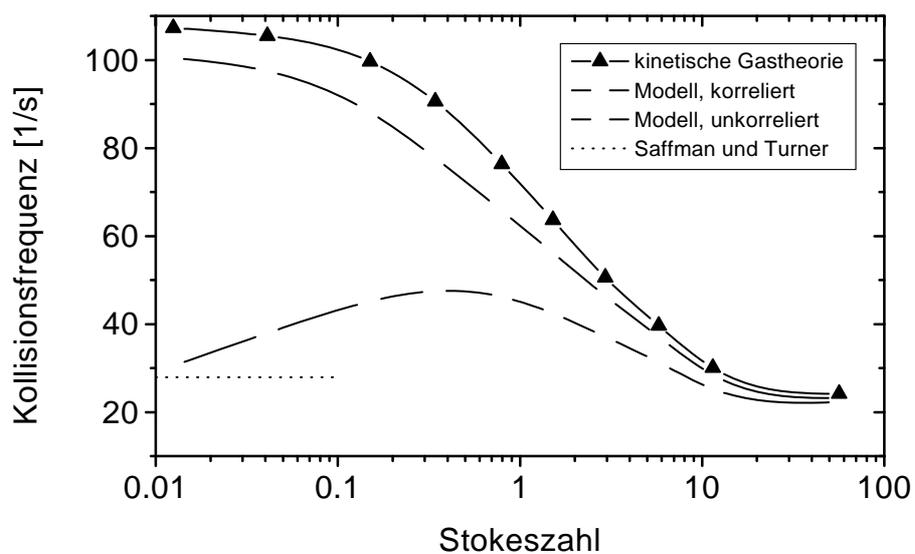


Abb. 6.5 Abhängigkeit der Kollisionsfrequenz von der Stokeszahl für verschiedene Modellberechnungen

Der Grund für den oben beschriebenen Effekt liegt natürlich in der Tatsache, daß die Geschwindigkeiten kollidierender Partikel durch die Berücksichtigung der Korrelation mit abnehmender Stokeszahl immer ähnlicher wird und damit die mittlere Relativgeschwindigkeit abnimmt. Daher werden für die, mit der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit des Fluids normalisierte mittlere Relativgeschwindigkeit ähnliche Verläufe erhalten wie für die Stoßfrequenz (Abb. 6.6).

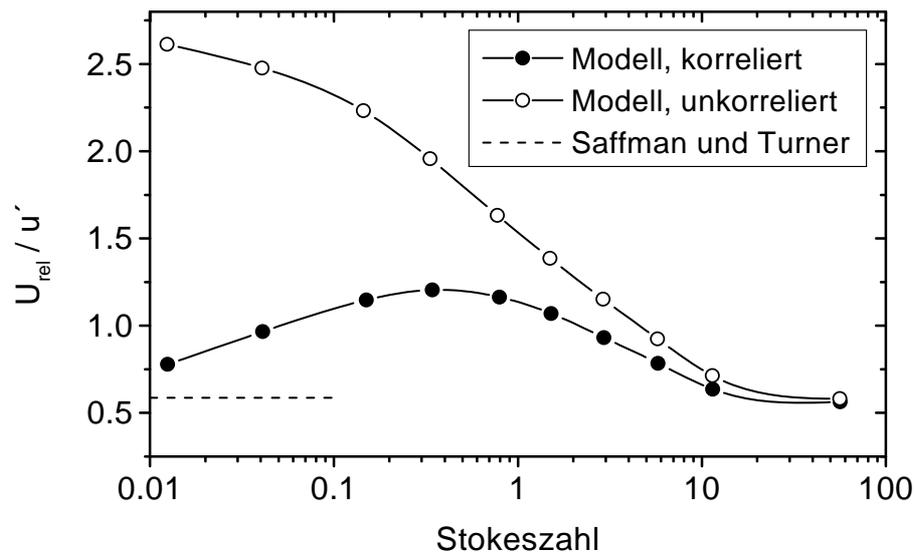


Abb. 6.6 Abhängigkeit der normierten Relativgeschwindigkeit von der Stokeszahl für verschiedene Modellberechnungen

Obwohl die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse nur für eine einfache turbulente Strömung und monodisperse Partikel erhalten wurden, so konnte das Stoßmodell um einen wesentlichen Aspekt, nämlich die Korrelation der Geschwindigkeit kollidierender Partikel, erweitert werden. Eine weitergehende Validierung soll künftig anhand von Grobstruktursimulationen für einfache Scherschichten und für eine bimodale Partikelgrößenverteilung erfolgen.

7.0 Analyse der Partikelbewegung

Um die Bedeutung der Effekte durch Partikelstöße und durch Wandkollisionen zu analysieren, wurden zunächst Berechnungen durchgeführt ohne den Einfluß der Partikel auf die Gasphase zu berücksichtigen. Entsprechend den experimentellen Bedingungen wurde ein Flachkanal mit einer Höhe von 35 mm und einer Länge von 6 m betrachtet. Als mittlere Gasgeschwindigkeit wurde ein Wert von 17,912 m/s gewählt und das Gasgeschwindigkeitsprofil wurde durch einen Potenzansatz beschrieben und mit einem entsprechenden Exponenten an die Messungen angepaßt. Die Komponenten der mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten wurden entsprechend den Messungen von Laufer (1952) vorgegeben.

Zur Untersuchung der Wandkollisionseffekte in dem Flachkanal wurde aus den Berechnungen die mittlere freie Weglänge zwischen Partikel-Wandstößen für die voll entwickelte Strömung ermittelt. Wird diese mittlere freie Weglänge mit der Kanalhöhe normiert, ergibt sich eine Knudsenzahl für die Wandkollisionen (Kn_w). Durch Auftragen der Knudsenzahl über der Stokeszahl für Modellrechnungen mit verschiedenen Randbedingungen kann die Bedeutung der Wandkollisionen für die Partikelbewegung abgeschätzt werden. Die Stokeszahl ist das Verhältnis der Partikel-Relaxationszeit zum integralen Zeitmaß der Turbulenz und erlaubt damit die Beschreibung der Wirkung der Turbulenz auf die Partikelbewegung. Die Relaxationszeit wurde mit dem sich aus den Berechnungen ergebenden mittleren Widerstandsbeiwert ermittelt und als integrales Zeitmaß wurde der Wert in Kanalmitte verwendet.

Für den Fall ohne Wandrauigkeit ergibt sich eine sehr interessante Abhängigkeit der Knudsenzahl von der Stokeszahl (Abb. 7.1). Für kleine Partikel ($St \rightarrow 0$) ist die Knudsenzahl relativ hoch, da die Partikel durch die Turbulenz dispergiert werden und damit ein schwerkraftbedingtes Absinken verhindert wird, was relativ geringe Wandkollisionshäufigkeiten zur Folge hat (siehe auch Abb.7.2 a)). Wird nun die Stokeszahl erhöht (Vergrößerung des Partikeldurchmessers), reduziert sich die Knudsenzahl und durchläuft ein Minimum. Das bedeutet, die Partikel können durch die Turbulenz nicht mehr in Schwebelage gehalten werden und kollidieren bedingt durch die Schwerkraft relativ häufig mit der unteren Kanalwand (siehe Abb. 7.2 b)). Mit weiter steigender Stokeszahl nimmt die Trägheit der Partikel deutlich zu und sie springen dadurch nach einer Kollision mit der unteren Kanalwand sehr weit (siehe auch Abb. 7.2 c)). Die geringste Wandkollisionshäufigkeit ergibt sich bei einer Stokeszahl von $St = 22$, was einer Partikelgröße von etwa 250 μm entspricht. Wird die Partikelgröße weiter erhöht nimmt die Knudsenzahl wiederum ab. Dieser Effekt läßt sich auch

anhand der Partikelbahnen erklären. Sehr große Partikel (in diesem Fall 700 μm) springen, bedingt durch ihre Trägheit von Wand zu Wand (Abb. 7.2 d)). Weiterhin sind einige Partikel zu beobachten, die aufgrund einer relativ geringen Anfangsgeschwindigkeit sehr schnell ihren Impuls verlieren und entlang des Kanalbodens springen. Dadurch wird die mittlere freie Weglänge zwischen Wandkollisionen beträchtlich reduziert.

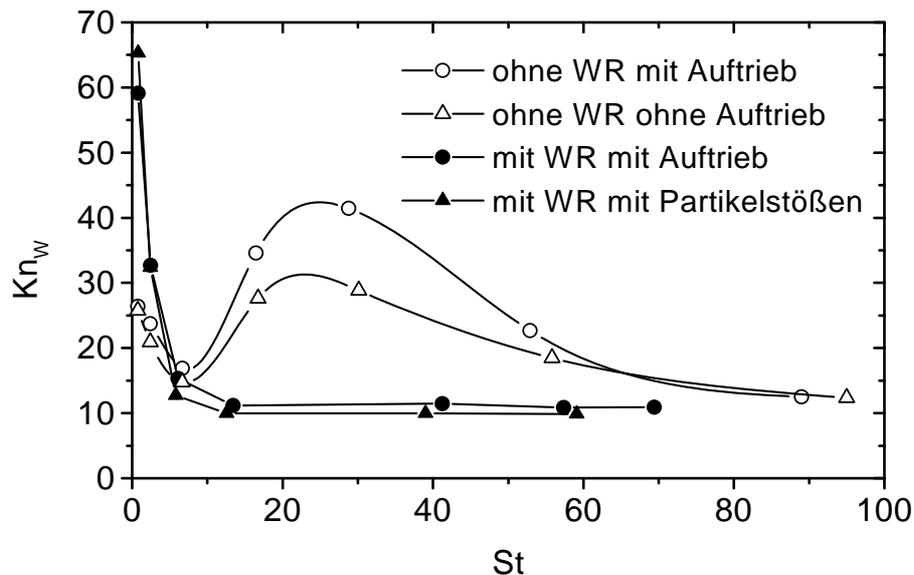


Abb. 7.1 Abhängigkeit der Knudsenzahl für Wandstöße von der Stokeszahl, numerische Berechnungen für verschiedene Randbedingungen

Werden bei den Berechnungen ohne Wandrauigkeit nun die Auftriebskräfte nicht berücksichtigt, liegt die Knudsenzahl etwas unterhalb des Verlaufes für den Fall mit Auftriebskräften. Dies bedeutet, daß die Wandkollisionshäufigkeit zunimmt. Die Ursache dafür liegt in der Richtung der Auftriebskraft, welche in Wandnähe durch die Tatsache, daß die Partikel eine höhere Geschwindigkeit als das Gas haben, zur Wand hin gerichtet ist. Im Bereich der Kanalmitte wirken die Auftriebskräfte zur Kanalmitte. Bei sehr großen Partikeln, die über den gesamten Kanal langsamer als das Gas sind, wirkt die Auftriebskraft nur zur Kanalmitte.

Betrachtet man nun die Ergebnisse für eine raue Kanalwand, so ist festzustellen, daß die Knudsenzahl für kleine Partikel (bis ca. $St = 5$) deutlich größer wird als für die glatte Wand. Dies verdeutlicht, daß die Wandrauigkeit zu einer Redispergierung der Partikel führt, so daß die Wandkollisionshäufigkeit abnimmt (siehe auch Kapitel 5). Diese Tatsache führt dazu, daß kleine Partikel in Wandnähe im Mittel weniger Impuls verlieren und damit eine höhere

Geschwindigkeit haben als für den Fall ohne Wandrauigkeit. Allerdings bewirkt die Wandrauigkeit auch, daß von der Wand steil reflektierte Partikel in den Bereich der Kanalmitte gelangen (siehe auch Abb. 7.2 e)) und durch die damit verbundene geringere Horizontalgeschwindigkeit eine Verringerung der mittleren Geschwindigkeit in Kanalmitte bewirken (Abb. 7.3 a)).

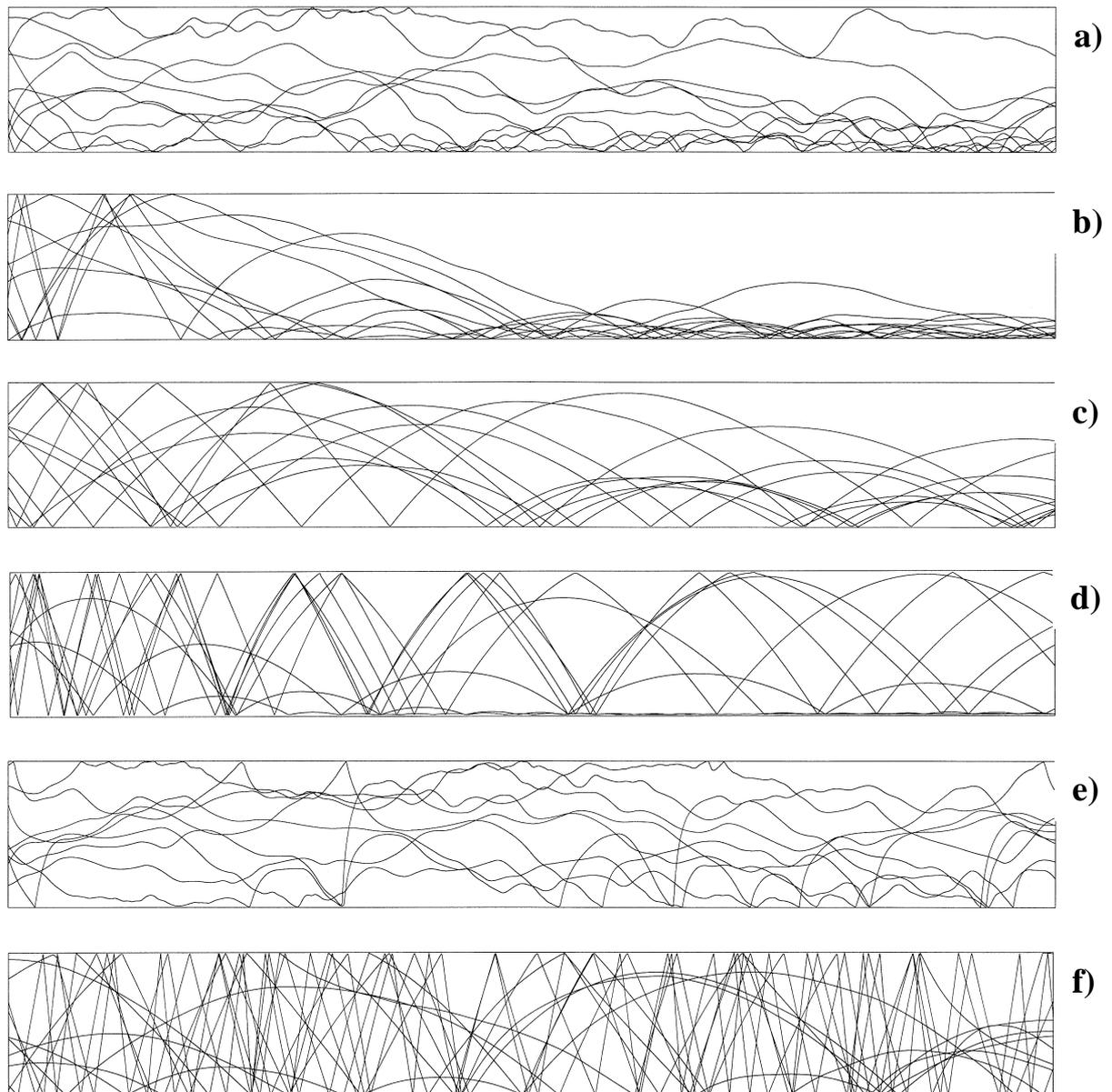


Abb. 7.2 Numerisch berechnete Partikelbahnen für verschiedene Randbedingungen, ohne Wandrauigkeit: a) 30 μm , b) 110 μm , c) 250 μm , d) 700 μm , mit Wandrauigkeit: e) 30 μm , f) 250 μm

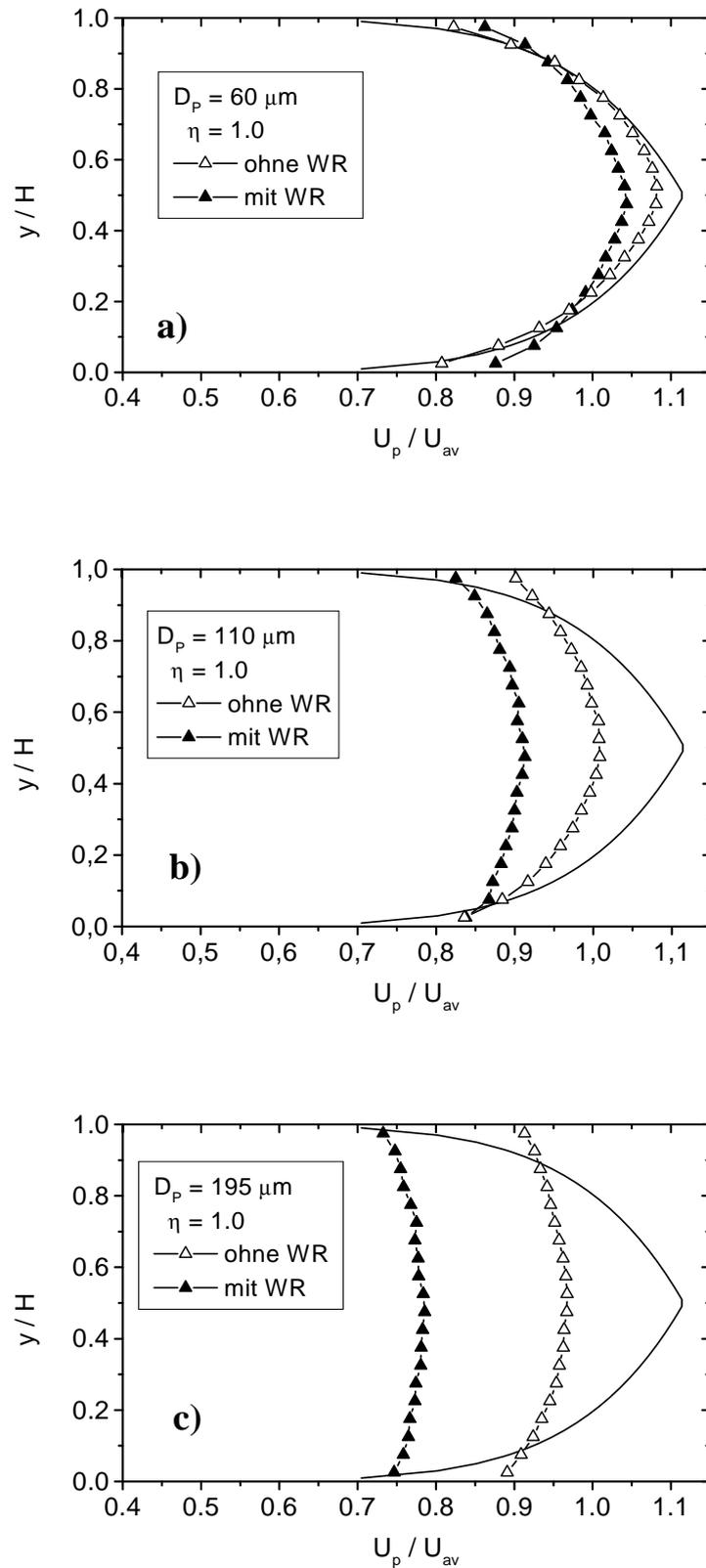


Abb. 7.3 Einfluß der Wandrauhigkeit auf die mittlere Partikelgeschwindigkeit für verschiedene Partikelgrößen, Berechnungen unter Berücksichtigung von Partikelstößen bei einer Feststoffbeladung von $\eta = 1.0$, a) $60 \mu\text{m}$, b) $110 \mu\text{m}$, c) $195 \mu\text{m}$

Für die 110 µm Partikel, bei denen sich kaum eine Änderung der Knudsenzahl durch die betrachteten Effekte ergab (Abb. 7.1), resultiert in Wandnähe durch die Wandrauigkeit keine Änderung der Partikelgeschwindigkeit (Abb. 7.4 b)). Im übrigen Bereich des Kanals ergibt sich durch die steilen Reflexionswinkel beim Vorhandensein einer Wandrauigkeit wiederum eine deutliche Abnahme der mittleren Partikelgeschwindigkeit.

Für größere Partikel ($St > 5$) führt die Wandrauigkeit zu einer Reduzierung der Knudsenzahl, also einer Erhöhung der Wandkollisionsfrequenz. Die Partikel springen durch den Wandrauigkeitseffekt von Wand zu Wand (Abb. 7.2 f)). Dadurch ergibt sich durch die Wandrauigkeit eine deutliche Abnahme der mittleren Partikelgeschwindigkeit über den gesamten Kanal im Vergleich zum Fall ohne Wandrauigkeit. Als Resultat müßte sich bei größeren Partikeln auch eine deutliche Erhöhung des Zusatzdruckverlustes in Folge der Wandrauigkeit ergeben. Diese Vermutung im Hinblick auf den Zusatzdruckverlust soll im zweiten Teil des Forschungsvorhabens näher betrachtet werden.

Berechnungen unter Berücksichtigung der Partikelstöße bei einer Feststoffbeladung von $\eta = 1.0$ und für eine raue Wand zeigen bei sehr kleinen Partikeln kaum eine Beeinflussung der Wandkollisionshäufigkeit. Bei größeren Stokeszahlen wird die Wandkollisionshäufigkeit durch Partikelstöße geringfügig erhöht (geringfügige Abnahme der Knudsenzahl, Abb. 7.1).

Der Einfluß der Wandrauigkeit auf die anderen Eigenschaften der Partikelphase ist in Abb. 7.4 für die 195 µm-Partikel verdeutlicht. Diese Berechnungen wurden ebenfalls unter Berücksichtigung der Partikelstöße bei einer Feststoffbeladung von $\eta = 1.0$ durchgeführt. Die Profile der Feststoffmassenstromdichte zeigen, daß sich durch die Wandrauigkeit eine gleichmäßige Feststoffverteilung über den Kanal ergibt (Abb. 7.4 a)). Dies ist wiederum die Folge des Resuspenderens durch die Wandrauigkeit (siehe Kapitel 5.0). Die mittlere Winkelgeschwindigkeit der Partikelrotation ist mit und ohne Wandrauigkeit über den gesamten Kanal negativ (Abb. 7.4 b)). Dies wird dadurch hervorgerufen, daß die Partikel überwiegend mit dem Kanalboden kollidieren und daher die Winkelgeschwindigkeit negativ wird. Durch die Wandrauigkeit steigt die Wandkollisionsfrequenz mit der oberen Kanalwand wodurch eine positive Winkelgeschwindigkeit resultiert und damit die mittlere negative Winkelgeschwindigkeit über den gesamten Kanal deutlich abnimmt. Als Folge der Erhöhung der Wandkollisionsfrequenz durch die Wandrauigkeit und die damit verbundene Zick-Zack-Bewegung der Partikel im Kanal (siehe Abb. 7.2 f)) steigt, wie zu erwarten, auch die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit der Partikelphase deutlich an (Abb. 7.4 c) und d)). Dieser Effekt ist bei der Vertikalkomponente stärker ausgeprägt als bei der Horizontalkomponente.

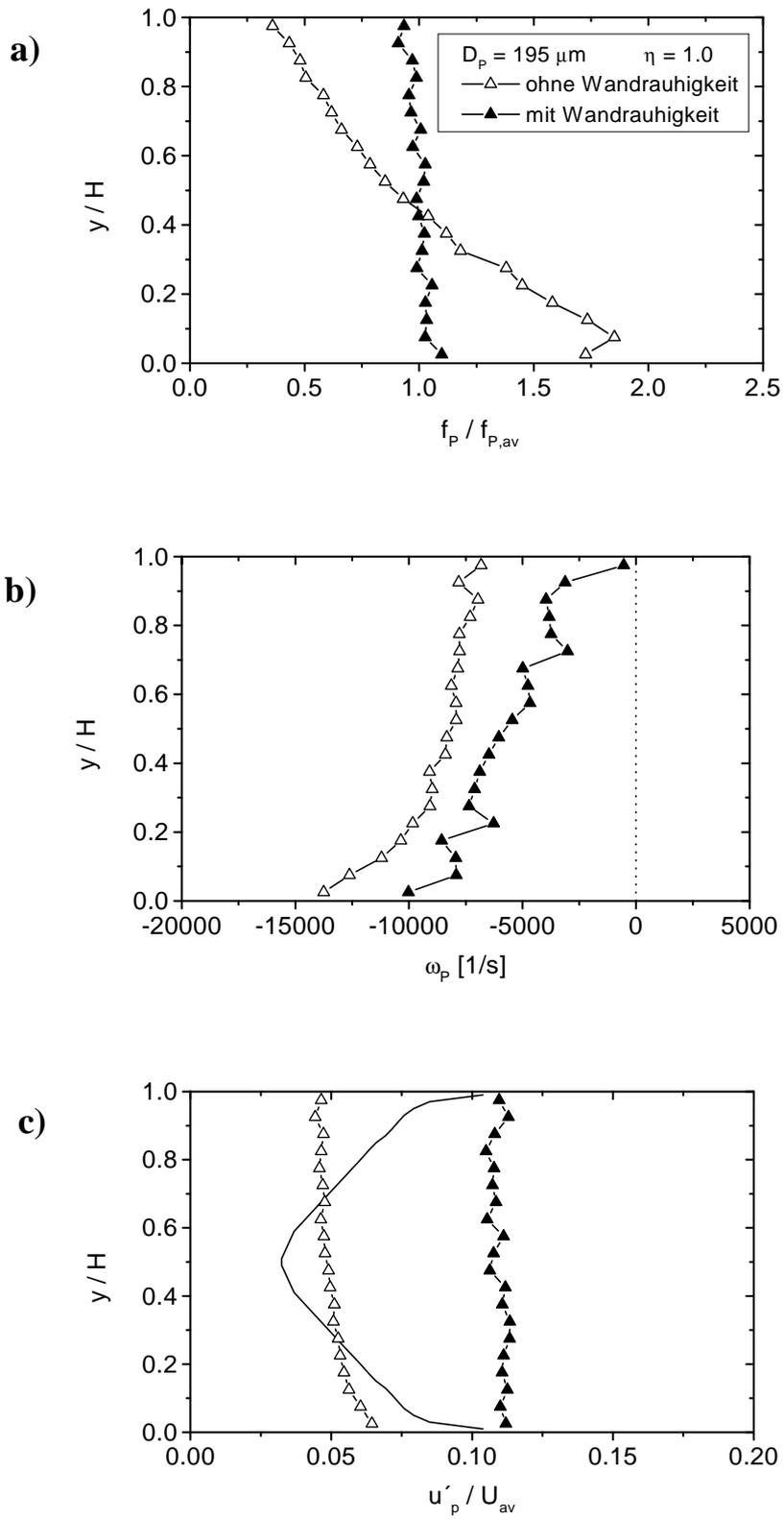


Abb. 7.4 (Bildunterschrift siehe nächste Seite)

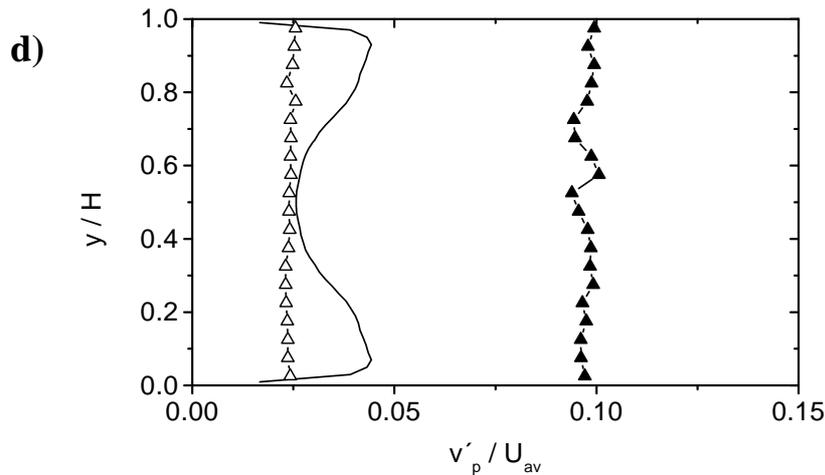


Abb. 7.4 Einfluß der Wandrauigkeit auf die Partikeleigenschaften für $D_p = 195 \mu\text{m}$, Berechnungen unter Berücksichtigung von Partikelstößen bei einer Feststoffbeladung von $\eta = 1.0$, a) normierte Feststoffmassenstromdichte, b) Winkelgeschwindigkeit der Partikelrotation, c) Schwankungsgeschwindigkeit, horizontale Komponente, d) Schwankungsgeschwindigkeit, vertikale Komponente

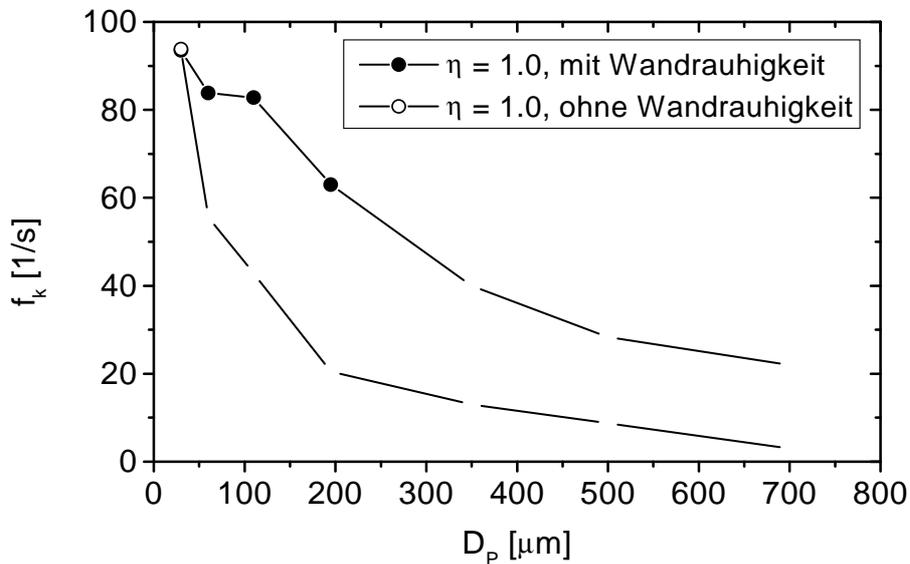


Abb. 7.5 Abhängigkeit der Partikelstoßfrequenz von der Partikelgröße und Einfluß der Wandrauigkeit, $\eta = 1.0$

Zur Analyse der Bedeutung von Partikelstößen für die Fälle mit und ohne Wandrauigkeit ist in Abb. 7.5 die Kollisionsfrequenz über die Partikelgröße bei einer Feststoffbeladung von $\eta = 1.0$ aufgetragen. Durch die Abnahme der Anzahlkonzentration nimmt die Kollisionsfrequenz mit der Zunahme der Partikelgröße deutlich ab, obwohl der

Kollisionsquerschnitt als auch die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel zunimmt. Letzteres wird noch in einem der folgenden Kapitel verdeutlicht. Die Berechnungen ohne Wandrauigkeit liefern deutlich geringere Partikel-Kollisionsfrequenzen, als für den Fall mit Wandrauigkeit. Dies liegt an der Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeit der Partikelphase infolge der Wandrauigkeit (siehe Abb. 7.5).

Die Bedeutung der Partikelstöße für die Eigenschaften der dispersen Phase in der vollentwickelten Kanalströmung soll im folgenden beispielhaft für die 110 μm -Partikel analysiert werden. Als Referenzfall dient dabei eine Berechnung ohne die Berücksichtigung von Partikelstößen bei einer Feststoffbeladung von $\eta = 0.1$. Für diesen Fall ergibt sich durch das schwerkraftbedingte Absetzen der Partikel trotz des Wandrauigkeitseffekts eine Zunahme der Feststoffmassenstromdichte zum Kanalboden hin (Abb. 7.6 a)). Werden Partikelstöße bei den Rechnungen berücksichtigt, ergibt sich mit steigender Feststoffbeladung eine Abnahme der Feststoffmassenstromdichte in der unteren Kanalhälfte und eine entsprechende Zunahme in der oberen Hälfte. Es stellt sich also mit steigender Feststoffbeladung ein Maximum in der Kanalmitte ein (Abb. 7.6 a)).

Die Horizontalkomponente der mittleren Partikelgeschwindigkeit wird in der unteren Kanalhälfte mit steigender Feststoffbeladung geringfügig reduziert (Abb. 7.6b)). Dies resultiert aus der steigenden Wandkollisionsfrequenz als Folge der Stöße zwischen den Partikeln (vergleiche auch Abb. 7.1). Die Profile der Schwankungsgeschwindigkeiten der Partikel in horizontaler und vertikaler Richtung sind in Abb. 7.6 c) und d) dargestellt. Hieraus wird deutlich, daß Partikelstöße zu einer Reduzierung der Schwankungskomponente in Hauptströmungsrichtung führen, die vertikale Komponente aber deutlich erhöht wird. Dies bedeutet, daß die Schwankungsbewegung der Partikel durch Partikelstöße isotroper wird. Um diesen Effekt für die verschiedenen Partikelgrößen zu analysieren, wurde die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit über die Kanalhöhe gebildet und jeweils über die Feststoffbeladung aufgetragen (Abb. 7.7). Zunächst ist daraus festzustellen, daß die Schwankungsgeschwindigkeiten mit steigender Partikelgröße zunehmen. Dies ist in der steigenden Trägheit der Partikel begründet. Die Bewegung der 60 μm Partikel wird entscheidend durch die Gasströmung und die Turbulenz beeinflusst. Wogegen die Bewegung der größeren Partikel sehr stark durch Wandkollisionen dominiert ist (siehe auch Abb. 7.2). In Folge der Wandrauigkeit springen diese Partikel von Wand zu Wand, was in einer erhöhten mittleren Schwankungsgeschwindigkeit resultiert. Durch die Partikelstöße wird die Schwankungsbewegung in horizontale Richtung gedämpft und die in vertikaler Richtung verstärkt, so daß sich die beiden Komponenten mit steigender Beladung und damit steigender

Kollisionsfrequenz immer mehr annähern. Bei den kleinen Partikeln ($60 \mu\text{m}$) ist dieser Effekt nicht zu beobachten, da deren Bewegung entscheidend durch die Turbulenz beeinflusst wird. Mit steigender Beladung ergibt sich nur eine geringfügige Änderung der mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten.

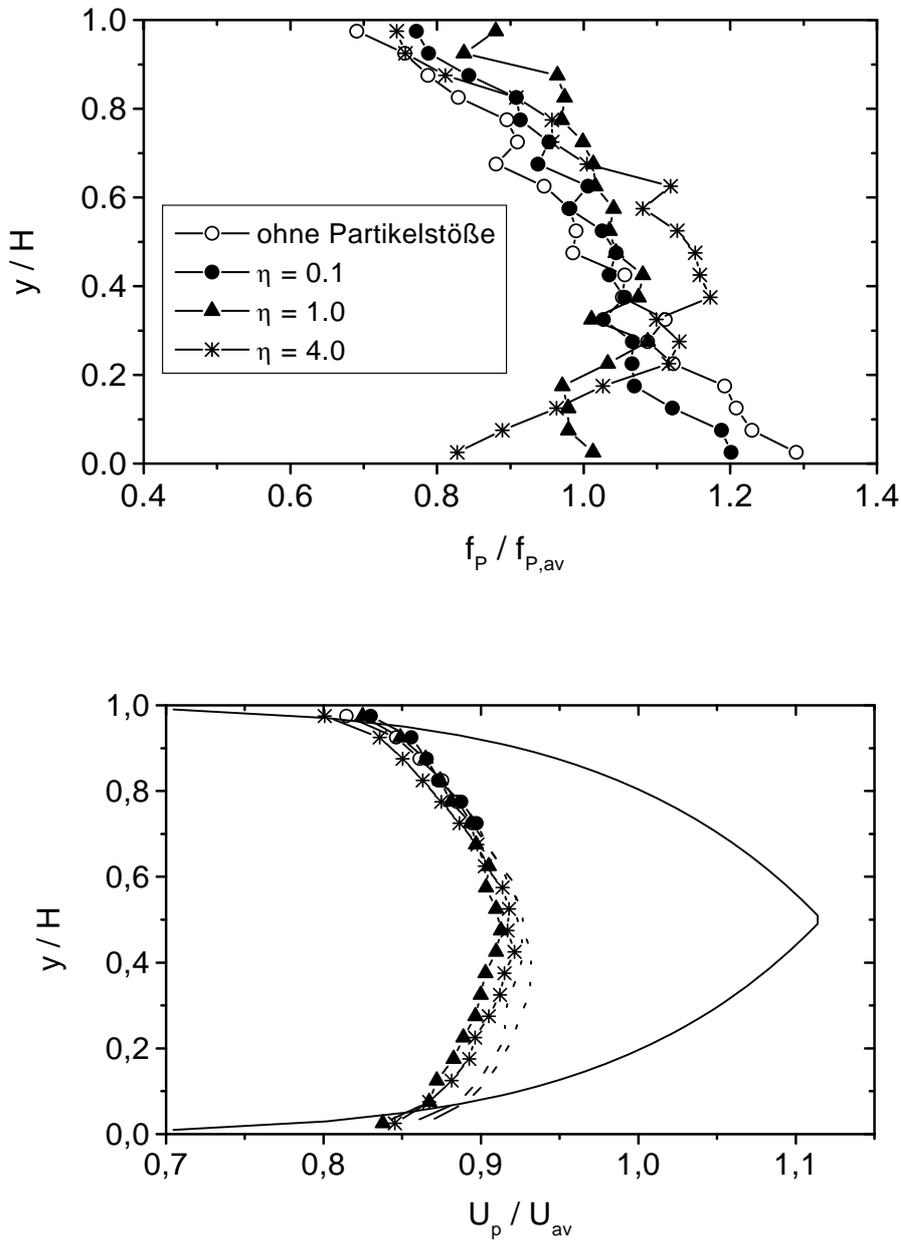


Abb. 7.6 (Fortsetzung auf der nächsten Seite)

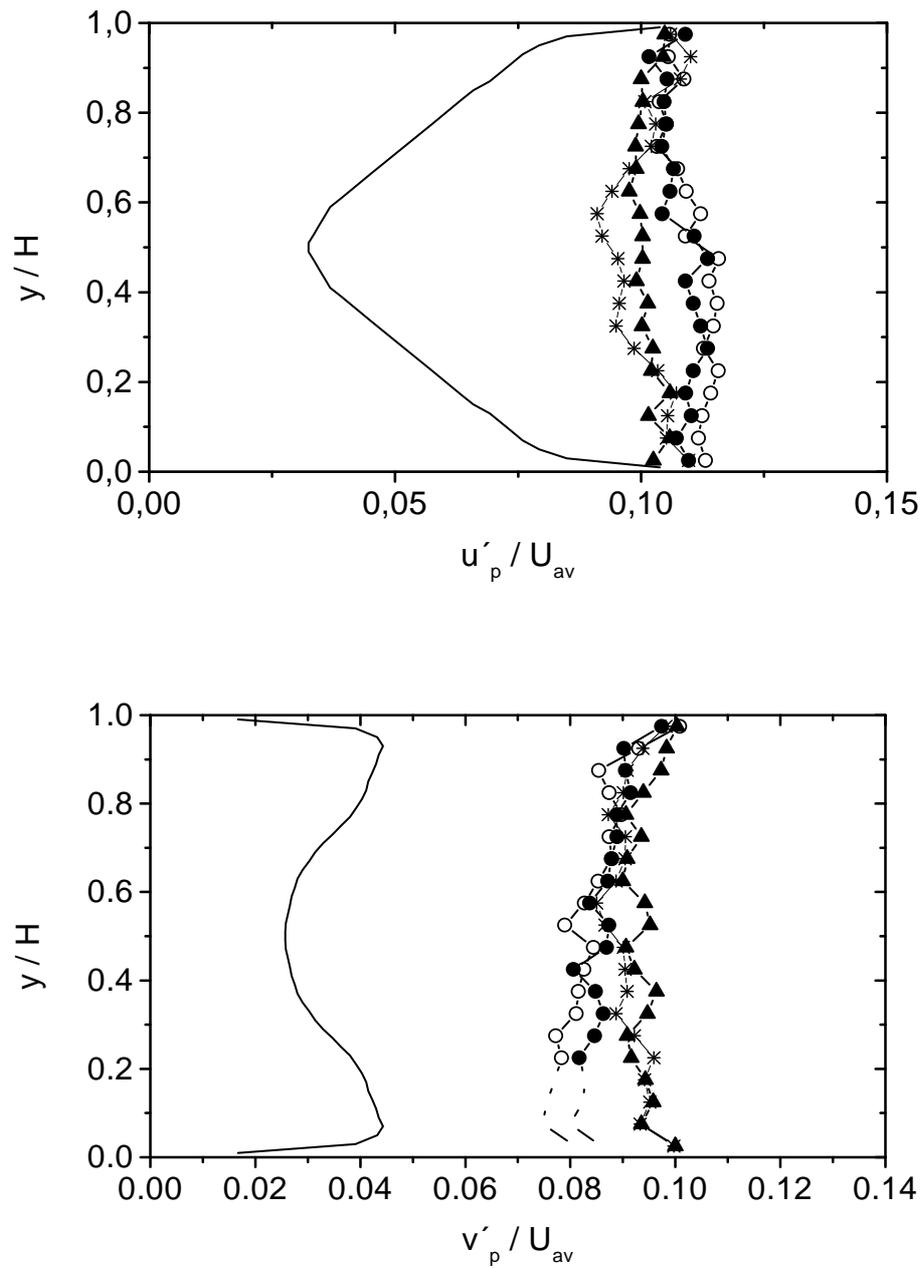


Abb. 7.6 Einfluß der Partikelstöße auf die Partikeleigenschaften bei steigender Feststoffbeladung für $D_p = 110 \mu\text{m}$, a) normierte Feststoffmassenstromdichte, b) Horizontalkomponente der Partikelgeschwindigkeit, c) Schwankungsgeschwindigkeit, horizontale Komponente, d) Schwankungsgeschwindigkeit, vertikale Komponente

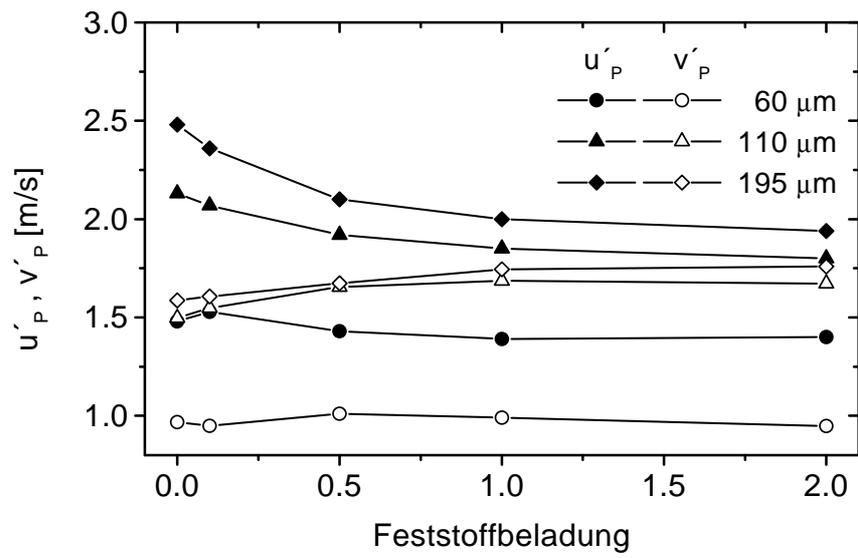


Abb. 7.7 Mittlere Schwankungsgeschwindigkeiten für verschiedene Partikelgrößen in Abhängigkeit von der Feststoffbeladung

8.0 Messungen in der Einphasenströmung

Für die Beschreibung der strömungsrelevanten Parameter von Zweiphasenströmungen ist es zunächst notwendig, die Strömung der unbeladenen Luft zu charakterisieren. Im Flachkanal wurden die Geschwindigkeitsprofile der Horizontalkomponente u und der Vertikal-komponente v für verschiedenen Luftmassenströme vermessen. Alle Messungen wurden in der entwickelten Strömung durchgeführt, also kurz vor Ende des Kanals. In den folgenden Abbildungen wird der jeweilige Luftmassenstrom durch die mittlere Luftgeschwindigkeit, u_{mittel} , charakterisiert. Diese bewegte sich im Bereich von 10 m/s bis 35 m/s und entspricht einer Kanal- Reynoldszahl von $13000 < Re < 43000$ (gebildet mit der Kanalhöhe).

In Abb. 8.1 sind die Profile der horizontalen Geschwindigkeitskomponente für verschiedene Volumenströme dargestellt. Alle Profile sind durch eine zufriedenstellende Symetrie gekennzeichnet. Dabei ist zu beachten, daß der wandnächste Punkt an der oberen Kanalwand aus technischen Gründen nicht erfaßt werden konnte.

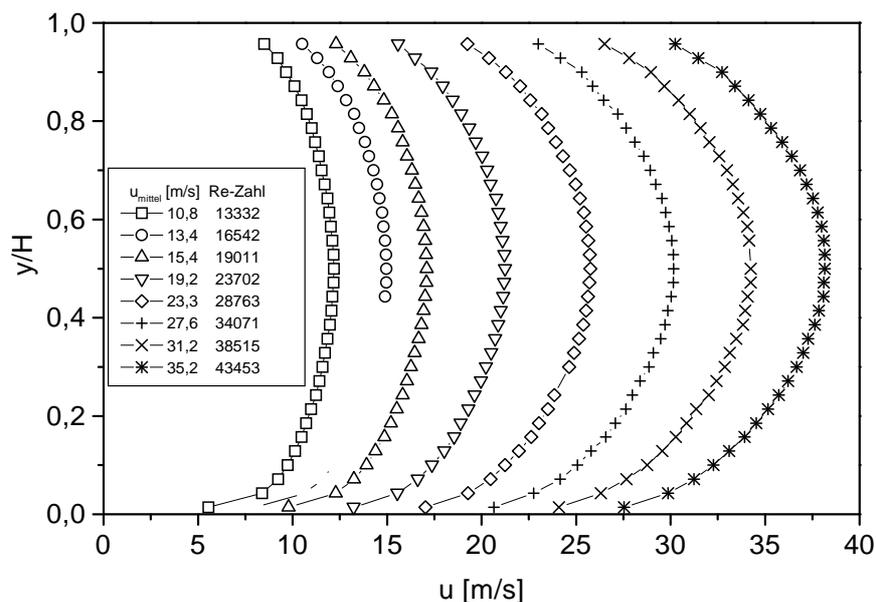
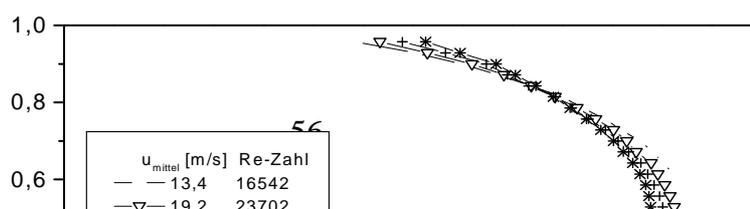


Abb.8.1 Geschwindigkeitsprofile der Horizontalkomponente u

Werden die Geschwindigkeitsprofile mit der mittleren Geschwindigkeit (über den gesamten Kanal gemittelt) normiert, lassen sich die verschiedenen Strömungszustände recht gut skalieren. Mit steigender Reynoldszahl ergibt sich eine deutliche Abflachung der normierten Profile (Abb.8.2 a)). Dies ist in guter Übereinstimmung mit Daten aus der Literatur (z.B. Laufer 1952).



a)

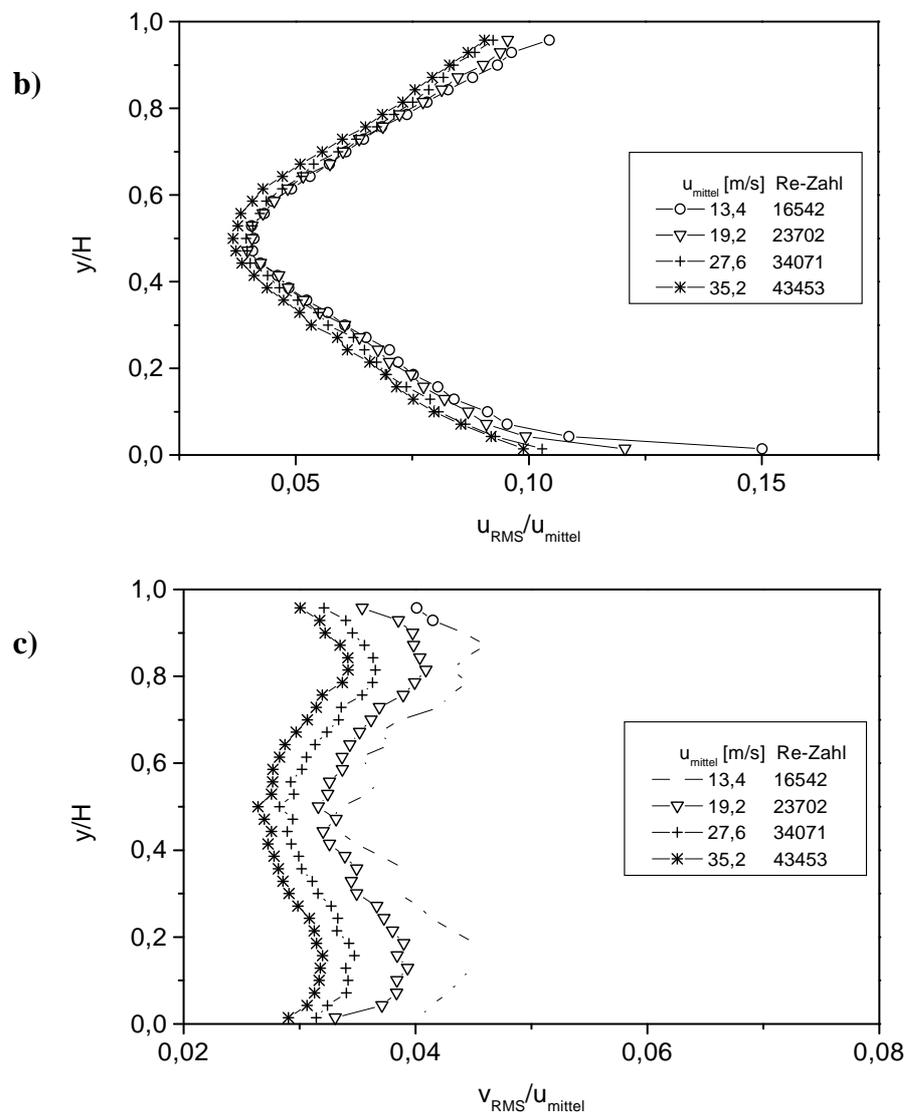


Abb.8.2 a) Normierte Geschwindigkeitsprofile der Horizontalkomponente u , b) Normierte Profile der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit u_{RMS} , c) Normierte Profile der vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit v_{RMS}

Auch die Profile der normierten mittleren Schwankungsgeschwindigkeit in horizontaler und vertikaler Richtung weisen eine gute Symetrie auf und die Ergebnisse decken sich mit

Literaturdaten. Für die Horizontalkomponente ergibt sich wie zu erwarten ein Minimum in der Kanalmitte und die Maximalwerte in Wandnähe (Abb. 8. b). Die geringfügige Abnahme der Schwankungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung mit steigender Reynoldszahl deckt sich mit anderen Messungen (z.B. Laufer 1952).

Die normierte transversale Komponente der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit zeigt eine deutliche Reynoldszahlabhängigkeit (Abb. 8. c)). Mit steigender Reynoldszahl nimmt die Schwankungsgeschwindigkeit deutlich ab. Alle Verläufe sind durch zwei ausgeprägte Maxima in Wandnähe charakterisiert. Zur Wand hin nimmt die Schwankungsgeschwindigkeit wie zu erwarten wieder ab.

9.0 Messungen in der Zweiphasenströmung

Die Messungen in der Zweiphasenströmung wurden bisher, wie oben dargestellt, für 3 Partikelgrößen und eine raue Kanalwand durchgeführt. Obwohl bei den Untersuchungen auch verschiedene Gasgeschwindigkeiten betrachtet wurden, soll die Diskussion der Ergebnisse im wesentlichen für den Fall einer mittleren Gasgeschwindigkeit von 19.2 m/s erfolgen. Bei der Darstellung der Ergebnisse werden die gemessenen lokalen mittleren Geschwindigkeiten jeweils mit der über die Kanalhöhe gemittelten Gasgeschwindigkeit u_{mittel} der Einphasenströmung normalisiert. Für die Auswertung der Partikelgeschwindigkeiten wurden aus dem Größenspektrum folgende Größenklassen berücksichtigt:

D_p [μm]	von	bis
195	175	215
112	108	116
61	50	70

Tab. 9.1 Für die Auswertung berücksichtigte Größenklassen

Der Einfluß der Partikelgröße auf das Profil der horizontalen Komponente der Partikelgeschwindigkeit für eine geringe Feststoffbeladung ist in Abb. 9.1 dargestellt. Zur Verdeutlichung des Partikelverhaltens ist auch das Profil der unbeladenen Luftströmung eingezeichnet. Wie zu erwarten nimmt die mittlere Partikelgeschwindigkeit mit zunehmender Größe deutlich ab. Die kleinen Partikel können der Luftströmung noch relativ gut folgen und das Geschwindigkeitsprofil weist eine parabolische Form auf. Das Folgevermögen der großen Partikel ist deutlich schlechter und zudem ist deren Bewegung entscheidend durch Wandkollisionen beeinflusst (siehe Kapitel 7), so daß die Geschwindigkeitsprofile deutlich flacher werden.

Die Profile der Feststoffkonzentration (normiert mit der mittleren Konzentration) in Abhängigkeit der Partikelgröße für eine geringe Beladung von $\eta = 0.1$ zeigen den erwarteten Trend (Abb. 9.2). Bei den feinen Partikeln ist trotz der maßgeblichen Beeinflussung des Bewegungsverhaltens durch Turbulenz ein schwerkraftbedingtes Absinken festzustellen, so daß die Feststoffkonzentration einen deutlichen Gradienten aufweist. In unmittelbarer Nähe des Kanalbodens ergibt sich sogar eine deutliche Überhöhung. Die Bewegung der größeren Partikel wird im wesentlichen durch Wandkollisionen dominiert (siehe auch Abb. 7.2.). Dies

hat zur Folge, daß mit steigender Partikelgröße die Feststoffkonzentration über den Kanalquerschnitt immer gleichmäßiger wird (Abb. 9.2).

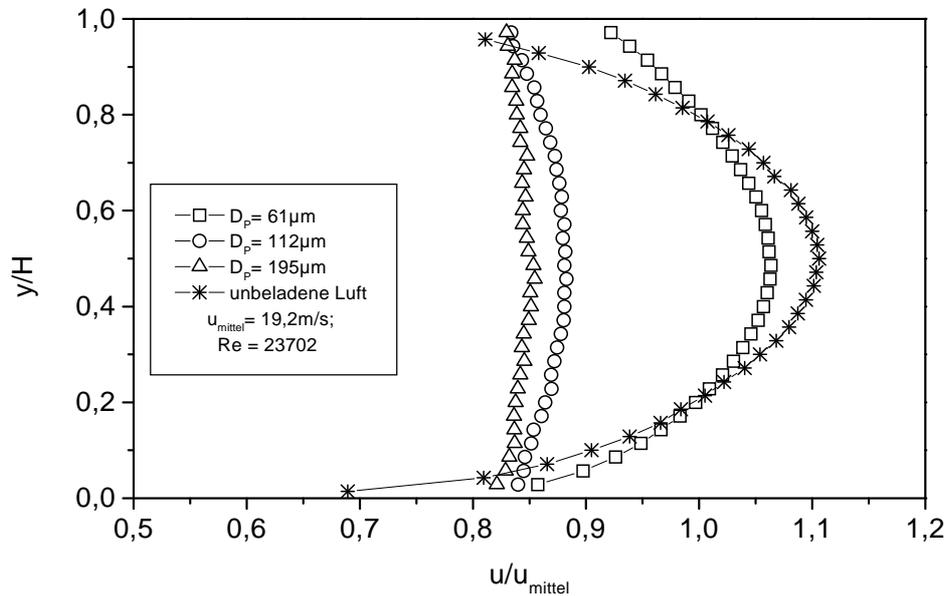


Abb. 9.1 Einfluß der Partikelgröße auf das Profil der normierten Horizontalgeschwindigkeit bei einer Feststoffbeladung von 0.2

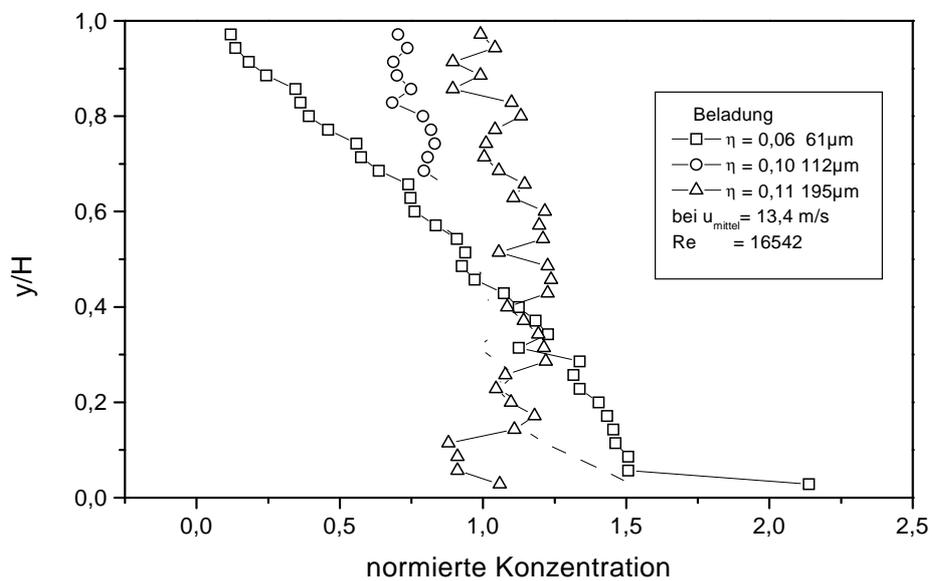


Abb. 9.2 Einfluß der Partikelgröße auf die Profile der normierten Feststoffkonzentration bei geringer Beladung ($\eta \approx 0.1$)

Der Einfluß der Feststoffbeladung auf die Profile der normierten Konzentration ist in Abb. 9.3 exemplarisch für die $60 \mu\text{m}$ -Partikel dargestellt. Der beobachtete Trend ist in sehr guter Übereinstimmung mit den numerischen Berechnungen (siehe Kapitel 7). Mit steigender Fest-

stoffbeladung führen Partikelstöße wegen der hohen Feststoffkonzentration in der unteren Kanalhälfte zu einer Erhöhung der Kollisionsfrequenz, und die Partikel werden durch diesen Mechanismus aus den Bereichen hoher Konzentration herausgeschlagen wodurch sich eine gleichmäßigere Feststoffkonzentration über die Kanalhöhe einstellt. Dieser Effekt wird damit auch erstmalig, aufgrund der relativ genauen Konzentrationsmessung mittels PDA, experimentell dokumentiert. Wie der Vergleich mit den numerischen Berechnungen ohne Kopplung zeigt (Abb. 7.7) ist diese Vergleichmäßigung des Konzentrationsprofils im wesentlichen auf die Stöße zwischen Partikeln zurückzuführen.

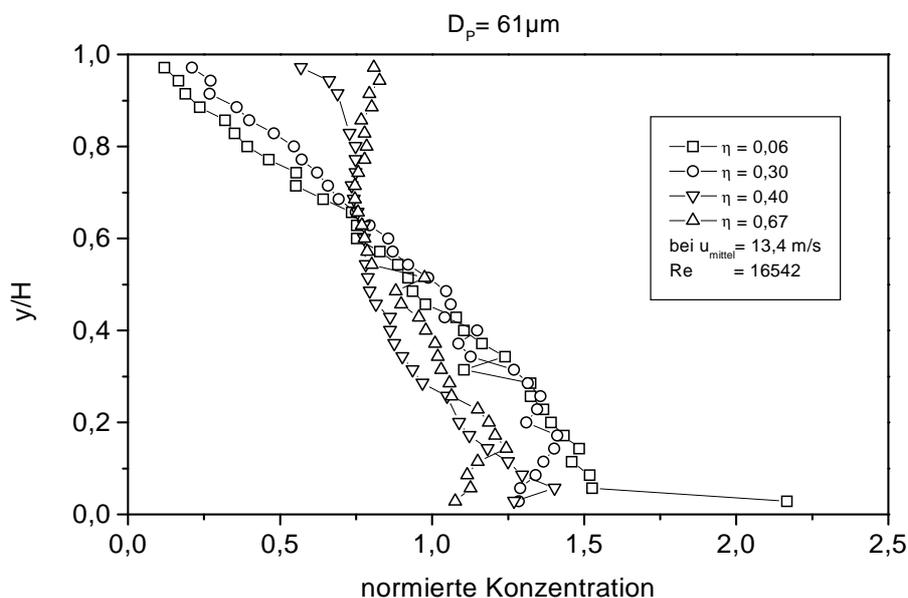


Abb. 9.3 Einfluß der Feststoffbeladung auf die Profile der normierten Feststoffkonzentration für die 61 µm-Partikel

Im folgenden Teil soll der Einfluß der Feststoffbeladung auf die Profile der Horizontalkomponente der Luft- und Partikelgeschwindigkeit betrachtet werden. Für die drei Partikelgrößen sind die Ergebnisse in Abb. 9.4 dargestellt. Bei den kleineren Partikeln (61 µm) konnten simultane Messungen beider Phasen nur für relativ geringe Feststoffbeladungen durchgeführt werden, da die Anzahlkonzentration der Feststoffpartikel so hoch wurde, daß die Dopplersignale der Tracer-Partikel in dem stark verrauschten Grundsignal nicht mehr erkennbar waren. Bei allen Partikelgrößen ergibt sich mit steigender Feststoffbeladung eine Deformation des Profils der Luftgeschwindigkeit als Folge des Feststoffkonzentrationsgradienten (Zunahme der Feststoffkonzentration zum Kanalboden hin) und der erhöhten Wandkollisionsfrequenz der Partikel mit dem Kanalboden. Durch die erforderliche Beschleunigung der Partikel nach jedem Wandstoß wird der Gasphase Impuls entzogen. Dies

bewirkt mit steigender Feststoffbeladung eine deutliche Abnahme der Gasgeschwindigkeit in der Kanalmitte. In der Nähe des Kanalbodens ergeben sich nur geringfügige Änderungen der Luftgeschwindigkeit. Allerdings bewirkt der Einfluß des Feststoffs auf die Luftströmung eine Erhöhung der Horizontalgeschwindigkeit in der Nähe der oberen Kanalwand. Dies ist dadurch zu begründen, daß die Feststoffkonzentration in der oberen Kanalhälfte geringer ist und sich die Luft den „Weg des geringsten Widerstands“ sucht.

Die Betrachtung der Profile der Horizontalgeschwindigkeit für die Partikelphase zeigt eine geringe, aber deutlich erkennbare Zunahme der Partikelgeschwindigkeit mit steigender Feststoffbeladung (Abb. 9.4). In Verbindung mit der Abnahme der Luftgeschwindigkeit ergibt sich daraus eine sehr deutliche Reduzierung der Schlupfgeschwindigkeit. Dieser Effekt ist allerdings nicht einfach erklärbar, wurde aber auch schon in ähnlichen Untersuchungen gefunden, ohne eine Erklärung dafür abzugeben (Tsuji et al. 1982). Wie die numerischen Berechnungen ohne Berücksichtigung der Kopplung zwischen den Phasen zeigen (Abb. 7.7), ergibt sich für steigende Feststoffbeladungen bis ca. $\eta = 2.0$ eine leichte Abnahme der Partikelgeschwindigkeit. Erst für höhere Beladungen erfolgt wieder eine Zunahme. Daher ist zu vermuten, daß diese Beobachtung eine Folge der Kopplung zwischen den Phasen ist oder mit einer Reduzierung des Partikelwiderstandes im Schwarm zu erklären ist. Dies bedarf allerdings noch einer weitergehenden Analyse.

Die Partikelgrößen für die bisher durchgeführten Untersuchungen wurden so gewählt, daß eine Turbulenzdämpfung mit steigender Feststoffbeladung zu erwarten ist (siehe z.B. Gore & Crowe 1989). Diese Erwartung wurde auch bei den Messungen für alle drei Partikelgrößen bestätigt. In Abb. 9.5 ist die Horizontalkomponente der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit normiert mit der Gasleerrohrgeschwindigkeit (Einphasenströmung) für die beiden Phasen dargestellt. Sowohl im oberen als auch im unteren Bereich des Kanalquerschnitts (also bis etwa $y/H = 0.3$ von der Wand aus gemessen) ergibt sich für alle Partikel eine deutliche Dämpfung der Turbulenz. Im Zentrum des Kanals ist hingegen kaum eine Änderung für geringe Feststoffbeladungen festzustellen. Bei Beladungen größer als Eins ergibt sich jedoch eine Erhöhung der Schwankungsgeschwindigkeit der Gasphase. Eine derartige Beobachtung wurde z.B. bei den Experimenten in einer vertikalen Kanalströmung von Kulick et al. (1993) nicht gemacht. Hier wurde eine relativ gleichmäßige Abnahme der Schwankungsgeschwindigkeit über dem Kanal festgestellt. Daher ist zu vermuten, daß die, in den vorliegenden Experimenten gemachten Beobachtungen bezüglich der Turbulenzbeeinflussung der Partikel, ein Resultat des ausgeprägten vertikalen Partikeltransports aufgrund der Schwerkrafteffekte ist.

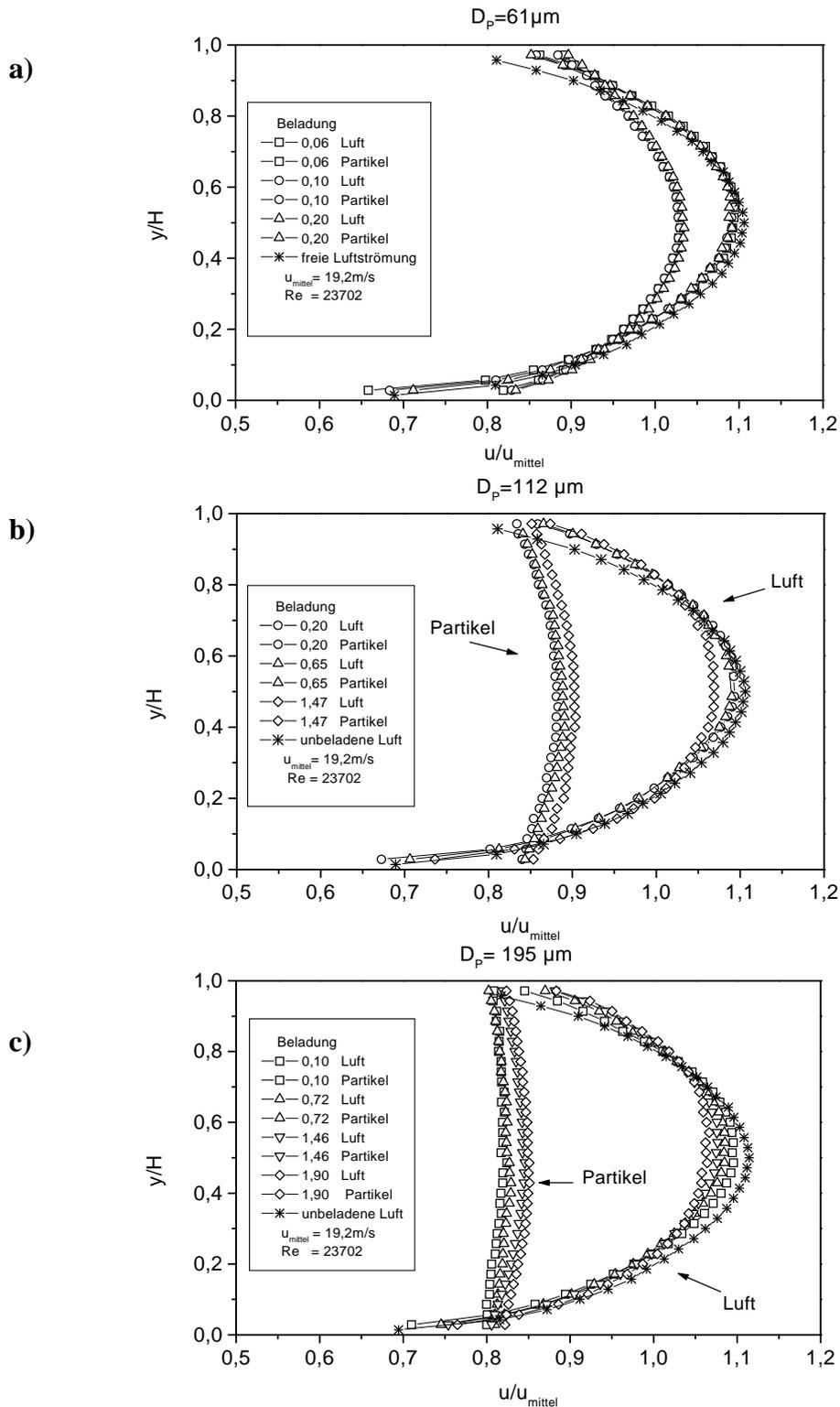
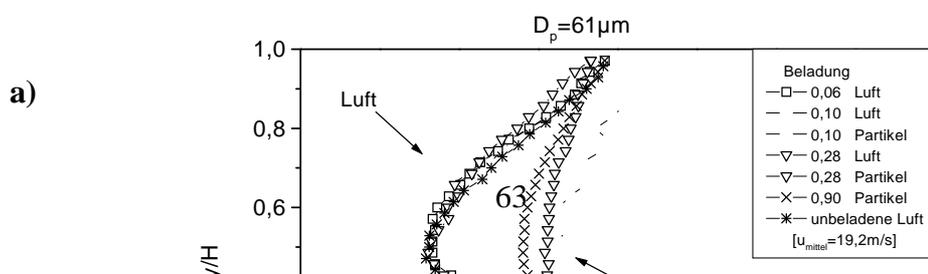
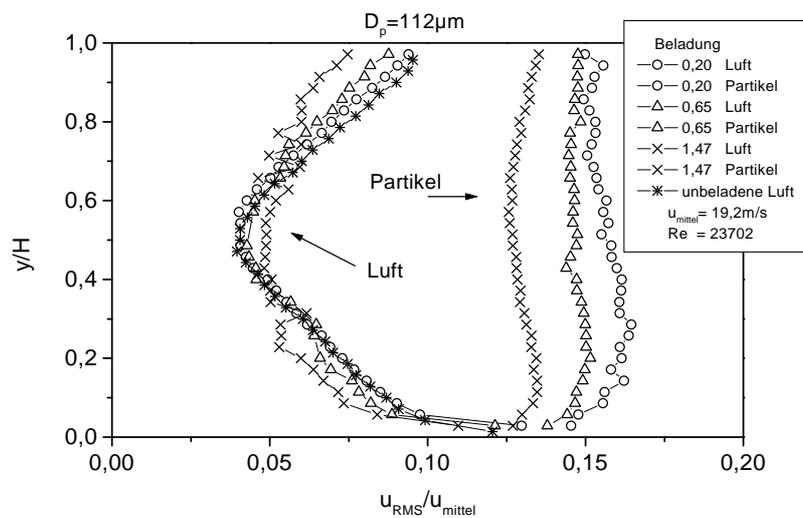


Abb. 9.4 Einfluß der Feststoffbeladung auf die Profile der normierten Horizontalkomponente der Luft und Partikelgeschwindigkeit, a) $D_p = 61 \mu\text{m}$, b) $D_p = 112 \mu\text{m}$, c) $D_p = 195 \mu\text{m}$



b)



c)

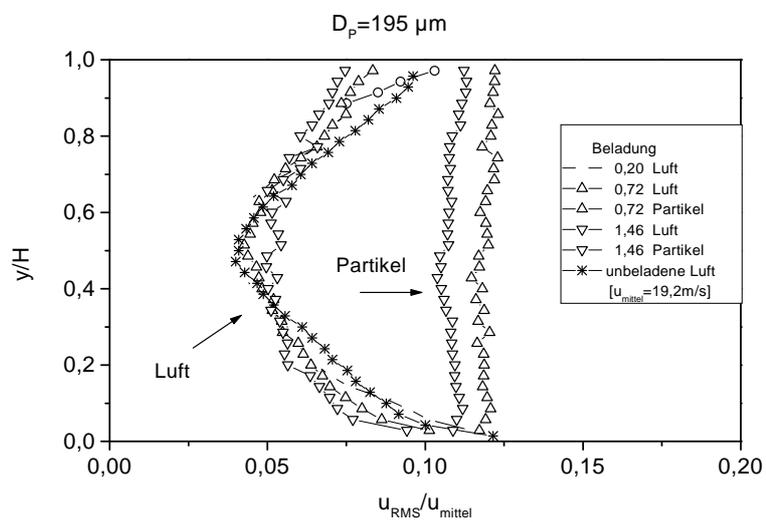


Abb. 9.5 Einfluß der Feststoffbeladung auf die Profile der normierten mittleren Schwankungsgeschwindigkeit (Horizontalkomponente) von Gas- und Partikelphase, a) $D_p = 61 \mu\text{m}$, b) $D_p = 112 \mu\text{m}$, c) $D_p = 195 \mu\text{m}$

Die Trends bei der Schwankungsgeschwindigkeit der Partikelphase in Abhängigkeit der Feststoffbeladung entsprechen den Erkenntnissen aus den numerischen Berechnungen unter Berücksichtigung der Partikelstöße (siehe Kapitel 7). Mit steigender Feststoffbeladung ist für

alle Partikelgrößen eine deutliche Reduzierung der horizontalen Komponente festzustellen. Erwartungsgemäß wird die Vertikalkomponente der Schwankungsgeschwindigkeit der Partikelphase in Folge von Partikelstößen mit der Feststoffbeladung deutlich erhöht, wie es exemplarisch für die 61 μm Partikel in Abb. 9.6 dargestellt ist.

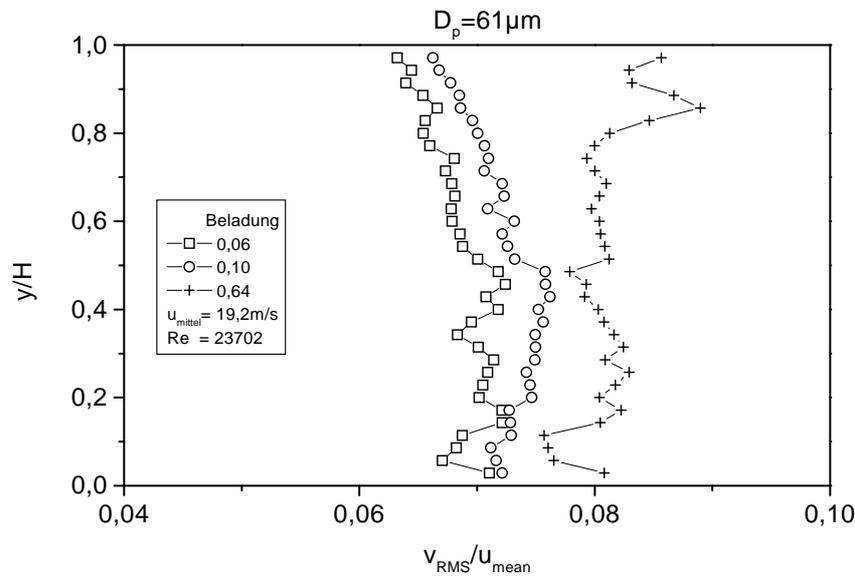
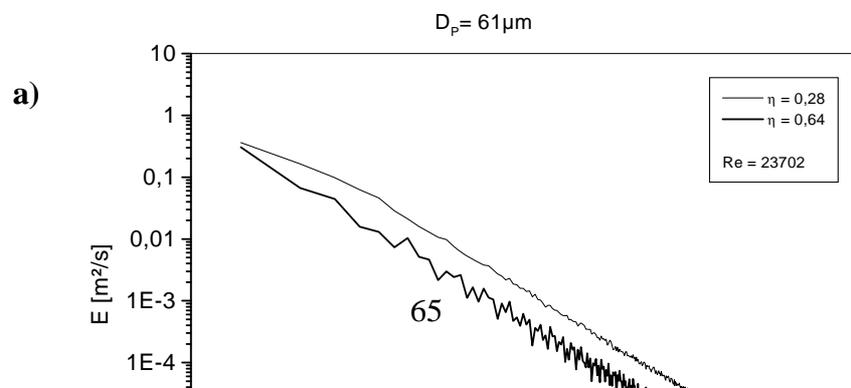


Abb. 9.6 Einflüß der Feststoffbeladung auf die Vertikalkomponente der Schwankungsgeschwindigkeit der Partikelphase ($D_p = 61 \mu\text{m}$)

Zur weiteren Interpretation der Turbulenzdämpfung durch die Feststoffpartikel wurden aus den Zeitreihen der Signalinformationen der Tracer-Partikel auch Turbulenzspektren - also die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie auf die Frequenz der Schwankungsbewegung - ermittelt. Die gemessene turbulente kinetische Energie der Gasphase entspricht bei einer derartigen Auftragung dem Integral des Energiespektrums über den gesamten Frequenzbereich der Schwankungsbewegung. Zur Berechnung der spektralen Energieverteilung wurde das Verfahren von Nobach et al. (1997) verwendet. Die Ergebnisse sind in Abb. 9.7 für die drei Partikelgrößen dargestellt. Hierbei werden jeweils die Messungen in der Zweiphasenströmung bei unterschiedlichen Beladungen an einer vertikalen Position von $y/H = 0.2$ (also dort, wo eine deutliche Turbulenzdämpfung vorliegt) verglichen.



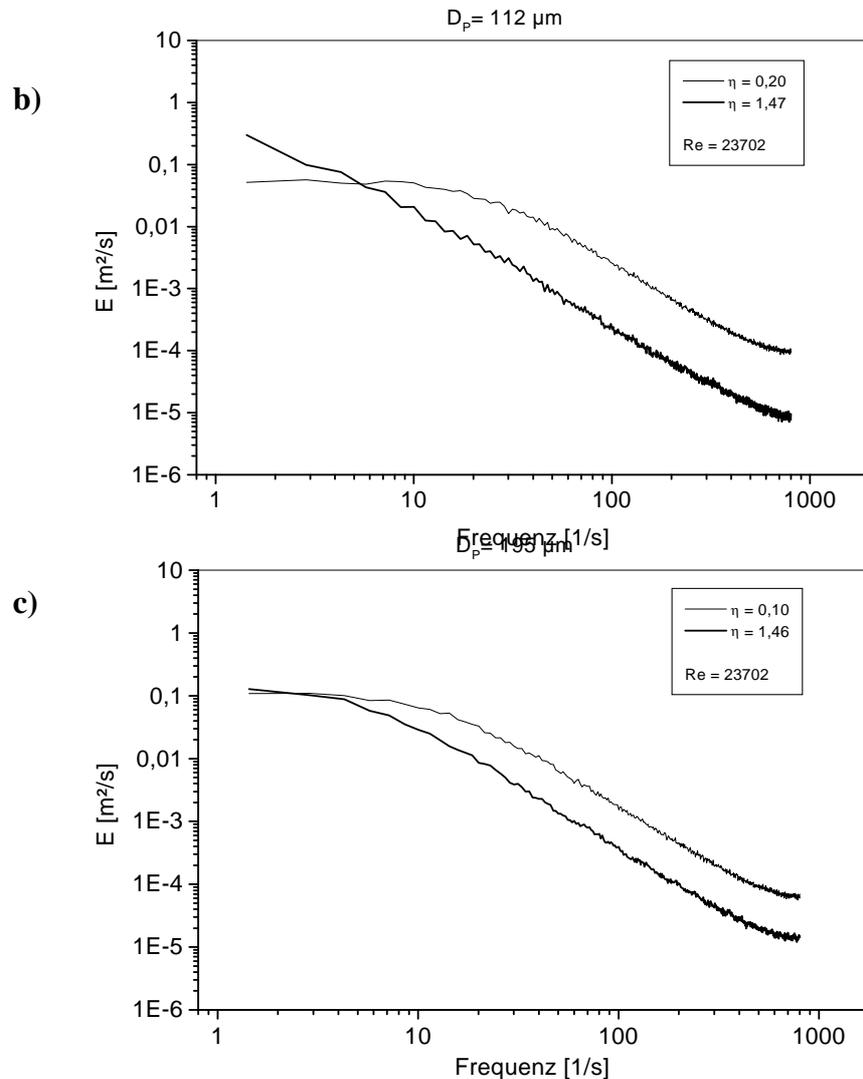


Abb. 9.7 Spektrale Energieverteilung bei verschiedenen Beladungen, a) für Partikel $D_p = 60 \mu\text{m}$, b) für Partikel $D_p = 112 \mu\text{m}$, c) für Partikel $D_p = 195 \mu\text{m}$

Aus diesen Ergebnissen wird deutlich, daß eine selektive Modifikation der Turbulenz erfolgt. Für geringe Frequenzen, also größere Wirbelstrukturen, ergibt sich kaum eine Änderung, bzw. eine Erhöhung der spektralen Energie mit steigender Beladung. Eine deutliche Dämpfung der Turbulenz wird für höhere Frequenzen beobachtet. Dies ist tendenziell in Übereinstimmung mit den direkten numerischen Simulationen von Squires & Eaton (1990) für eine isotrope Turbulenz. Die experimentellen Untersuchungen von Kulick et al. (1993) für eine vertikale

partikelbeladene Kanalströmung, haben eine Abnahme der spektralen Energie über den gesamten Frequenzbereich ergeben. Allerdings wurden hier die Spektren mit dem Quadrat der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit der Einphasenströmung normalisiert. Der Vergleich der Ergebnisse für die unterschiedlichen Partikelgrößen zeigt, daß die Turbulenzdämpfung bei den 112 μm Partikeln am ausgeprägtesten ist.

10. Vergleich von Messung und Rechnung

In diesem Kapitel sollen die entwickelten bzw. weiterentwickelten Modelle sowohl für die Turbulenzmodellierung als auch die Modellierung des Partikeltransports durch den Vergleich der Messungen mit den numerischen Berechnungen validiert, und eventuelle Schwächen aufgeklärt werden. Zunächst ist es daher erforderlich, daß die einphasige Strömung durch die Berechnungen mit dem Reynoldsspannungsmodell korrekt wiedergegeben wird.

10.1. Validierung der Berechnungen für die Einphasenströmung

Bevor die Wechselwirkung der Partikel auf die Luftströmung diskutiert werden kann, ist ein Vergleich zwischen experimentell erhaltenen und numerisch ermittelten Daten bezüglich der Einphasenströmung vorzunehmen. Dieser Vergleich erstreckt sich auf die mittleren Geschwindigkeiten, wobei der Schwerpunkt auf die Komponente in Hauptströmungsrichtung gelegt wird, und die RMS – Geschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung, u_{RMS} bzw. in Richtung normal zur Hauptströmungsrichtung, v_{RMS} . Das Ziel der experimentellen Untersuchungen bestand darin, eine möglichst entwickelte Zweiphasenströmung zu vermessen. Dies setzt eine gewisse Mindestlänge des Strömungskanals voraus.

Die in der Realität vermessene Kanalströmung wurde durch die numerischen Berechnungen voll erfaßt, d.h. es wurde ein Kanal der Länge $L = 6$ m, der Breite $B = 0,35$ m und der Höhe $h = 0,035$ m berechnet. Da durch das vorliegende Breite zu Höhe – Verhältnis von 10:1 eine zweidimensionale Kanalströmung angenommen werden kann, wurde im Rahmen der zweidimensionalen Berechnungen ein Kanal mit den Abmaßen 6 m x $0,035$ m berechnet. Dies erforderte 32 000 Kontrollvolumina. Zur Bestimmung der Randbedingungen am Einlaß des Kanals wurde der experimentell ermittelte Luftmassenstrom herangezogen. Für die Größen zur Charakterisierung der Strömungsturbulenz, bei der Verwendung des Reynoldsspannungs – Turbulenzmodell betrifft das den Reynoldsspannungstensor und das turbulente Längenmaß, wurden Schätzwerte herangezogen, die im Rahmen einer vorgezogenen Berechnung unter Verwendung periodischer Randbedingungen konkretisiert wurden. Als Ergebnis dieser Rechnung konnten die Eingangsprofile für die eigentliche Berechnung der Kanalströmung extrahiert werden.

In Abb. 10.1 a) ist das mittlere Geschwindigkeitsprofil über der Kanalhöhe aufgetragen. Die experimentellen Daten sind zusammen mit unterschiedlichen Berechnungsergebnissen dargestellt. Die ersten Berechnungen wurden dabei unter der Annahme durchgeführt, daß die aus Edelstahl bestehenden Kanalwände als glatte Wand angesehen werden kann. Besonders der Vergleich der Geschwindigkeitsschwankungen in Hauptströmungsrichtung (Abb. 10.1b))

zeigt, daß die experimentellen Befunde durch die numerischen Berechnungen in Wandnähe um bis zu 25 % zu niedrig wiedergegeben werden.

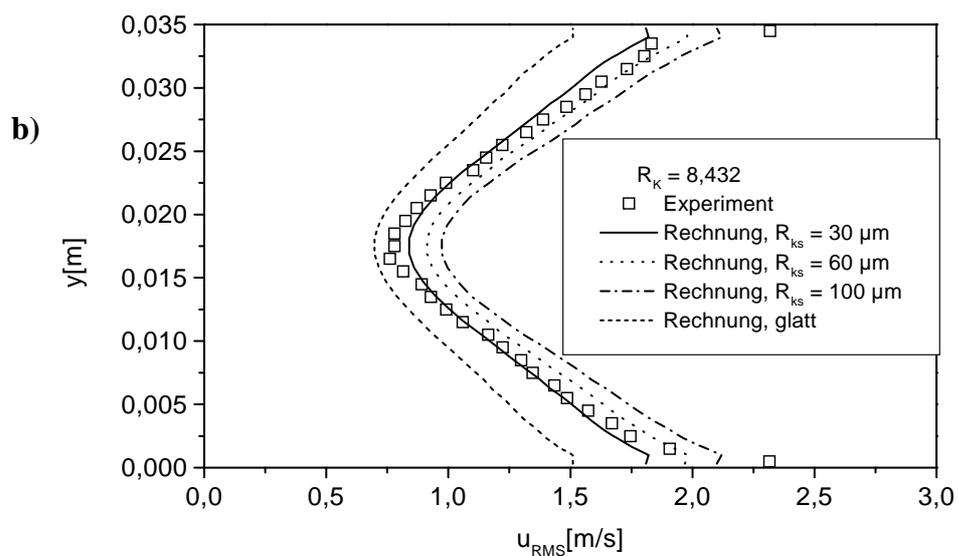
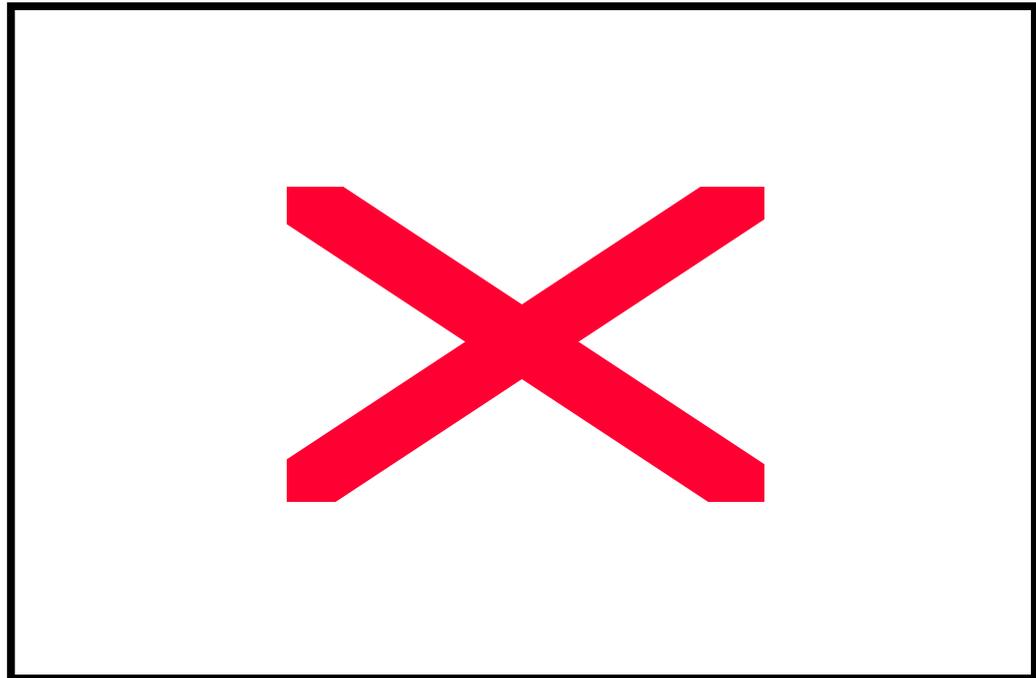


Abb. 10.1 a) Geschwindigkeitsprofil der Horizontalkomponente u ; b) Profil der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit bei der relativ Rauigkeit $R_k = 8,432$

Somit ist der Rauigkeitseinfluß der Kanalwand schon bei der Berechnung der Einphasenströmung zu berücksichtigen. Dies erfordert eine Korrektur des logarithmischen Wandgesetzes, speziell der Konstanten B , welche die Rauigkeitsstruktur der Wand kennzeichnet.

$$\frac{u}{v_*} = 2,5 * \ln \frac{y}{k_s} + B$$

Hier ist v_* die Schubspannungsgeschwindigkeit, y kennzeichnet den Abstand von der Wand, k_s kennzeichnet die Korngröße der äquivalenten Sandrauigkeit (Rauigkeitstiefe) und u die

Luftgeschwindigkeit. Die relative Rauigkeit R_k ist der Quotient aus k/R , wobei k die Höhe der Rauigkeit und R der hydraulische Radius des Kanals ist.

Der prinzipielle Verlauf der Konstanten B in Abhängigkeit von der Rauigkeitstiefe ist in Abb. 10.2 dargestellt (Schlichting 1982). Eine Abschätzung Schubspannungsgeschwindigkeit v_* ergibt, daß für die vorliegende Edelstahlplatte $R_k = 8.432$ realistisch ist. Trotzdem soll im folgenden auch der zweite Grenzwert, $R_k = 32,62$ betrachtet und analysiert werden.

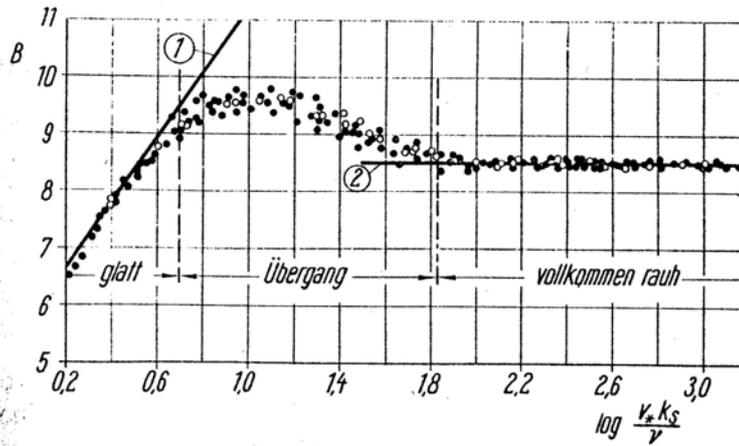


Abb. 10.2 Rauigkeitsfunktion B in Abhängigkeit von der Rauigkeitstiefe (Schlichting 1982)

Exemplarisch sind bei der Ermittlung der Geschwindigkeitsprofile in Abb. 10.1a) drei verschiedene Rauigkeitstiefen für $R_k = 8,432$ dargestellt. Die einzelnen Rauigkeitstiefen betragen $R_{ks} = 30\mu\text{m}$, $R_{ks} = 60\mu\text{m}$ und $R_{ks} = 100\mu\text{m}$. Man erkennt daß für eine Rauigkeitstiefe von $R_{ks} = 30\mu\text{m}$ die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten am besten sind. Die Annahme einer glatten Wand liefert im Vergleich dazu ein flacheres Profil, bei höheren Wandrauigkeiten wird das Profil steiler. An dieser Stelle muß nun angemerkt werden, daß der experimentell ermittelte Luftmassenstrom nur ungenau angegeben werden konnte, zumindest im Hinblick auf den Einfluß der Rauigkeitstiefe auf das Strömungsprofil. Dies hatte zur Folge, daß das jeweilige Strömungsprofil für jede individuelle Rauigkeitstiefe auf die Geschwindigkeit in der Kanalmitte bezogen worden ist, um den Einfluß zu analysieren. Dies erforderte ein iteratives Vorgehen zur Bestimmung des jeweiligen Profils. Die daraus resultierenden Luftmassenströme sind in Tabelle 10.1 zusammengefaßt. Zeile 1 gibt die Ergebnisse für $R_k = 8,432$ wieder, Zeile 2 diejenigen für $R_k = 32,62$.

R_k	Experiment	Glatte Wand	$R_{ks} = 30\mu\text{m}$	$R_{ks} = 60\mu\text{m}$	$R_{ks} = 100\mu\text{m}$
8,432	19,2 m/s	0,29686 kg/s	0,29135 kg/s	0,28829 kg/s	0,28492 kg/s

32,620	19,2 m/s	0,29686 kg/s	0,29594 kg/s	0,29288 kg/s	0,29104 kg/s
--------	----------	--------------	--------------	--------------	--------------

Tab.10.1 Einfluß des Parameters R_k auf den Abgleich des Luftmassenstroms

Abb. 10.3 a) zeigt die mittleren Geschwindigkeitsprofile für $R_k = 32,62$. Man erkennt, daß die Abweichungen bei den gemäß Tabelle 10.1 eingestellten Luftmassenströmen ähnliche Ausmaße annehmen. Die gebotene Sorgfalt bei der oben erläuterten Luftmasseneinstellung wird in den Abb. 10.1 b) und 10.3 b) bezüglich der Profile der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeiten ersichtlich.

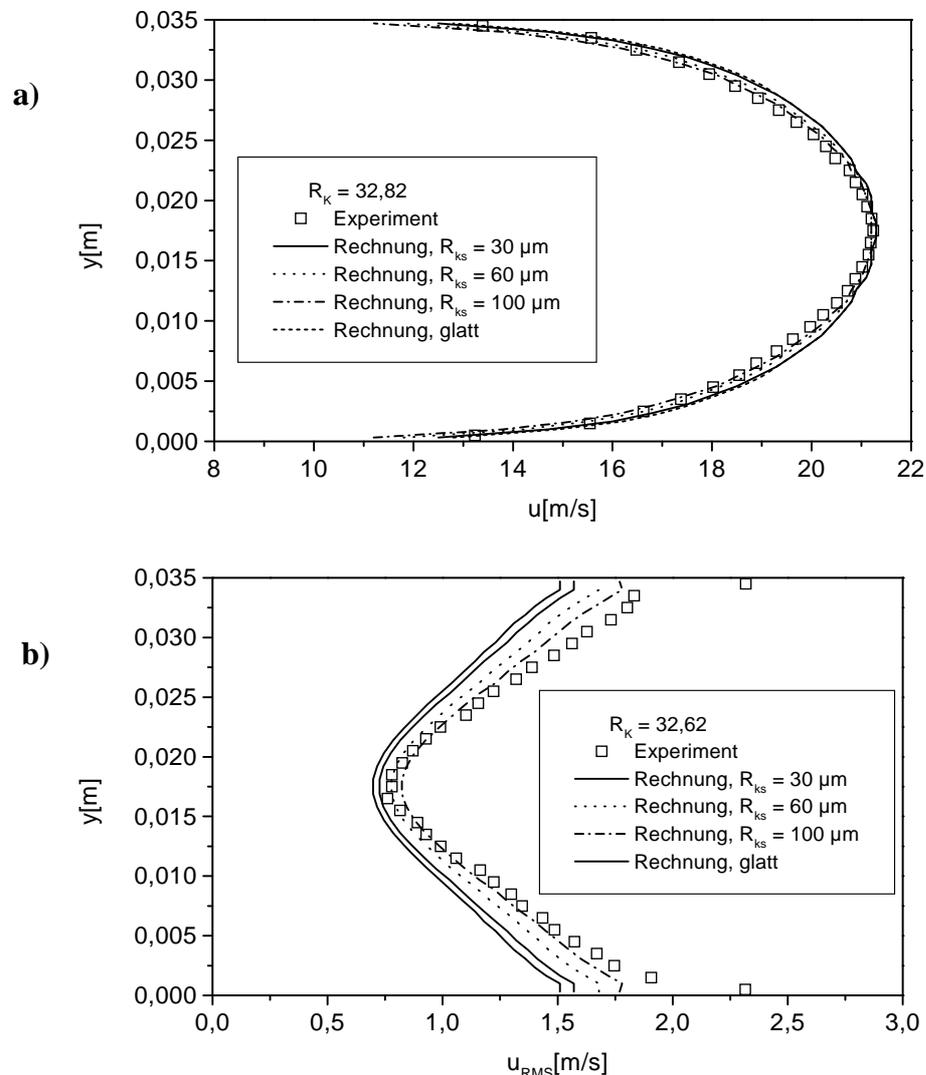


Abb. 10.3 a) Geschwindigkeitsprofil der Horizontalkomponente u , b) Profil der horizontalen Schwankungsgeschwindigkeit bei $R_k = 32,62$

Während im Referenzfall, d.h. für $R_k = 8,432$, der Wandrauheitseinfluß beträchtlich ist, fällt er bei $R_k = 32,62$ schwächer aus. Weiterhin ist es im letzteren Fall nicht möglich, den Verlauf in Wandnähe nur annähernd zu approximieren. Demgegenüber ergibt die Berechnung

für $R_k = 8,432$ bei einer Rauigkeitstiefe von $R_{ks} = 30 \mu\text{m}$ eine akzeptable Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, die für die weitere Diskussion der Strömung mit Partikel und der dadurch indizierten Turbulenzmodifikation von entscheidender Bedeutung ist. Damit stellt die Konfiguration $R_k = 8,432$ und $R_{ks} = 30 \mu\text{m}$ den Basisfall der Einphasenströmung dar, auf dem sämtliche zweiphasige Berechnungen aufbauen.

Der Vollständigkeit halber sind in Abb. 10.4 die mittlere Geschwindigkeitskomponente und ihre Geschwindigkeitsschwankung, im letzteren Fall für beide Konfigurationen, d.h. $R_k = 8,432$ und $R_k = 32,62$, normal zur Hauptströmungsrichtung dargestellt. Die Ergebnisse der Berechnungen lassen die vollentwickelte Einphasenströmung erkennen, die in diesem Ausmaß natürlich durch die Experimente nicht so wiedergegeben werden kann. Nichtsdestoweniger ist der betragsmäßige Anteil dieser Komponente sehr gering. Der numerisch ermittelte Verlauf der Geschwindigkeitsschwankungen ist tendenziell von gleicher Struktur wie der experimentell ermittelte. Auch hier liefert die Kombination $R_k = 8,432$ und $R_{ks} = 30 \mu\text{m}$ zufriedenstellende Ergebnisse. Allerdings wird die Schwankungsgeschwindigkeit in Wandnähe deutlich überbewertet.

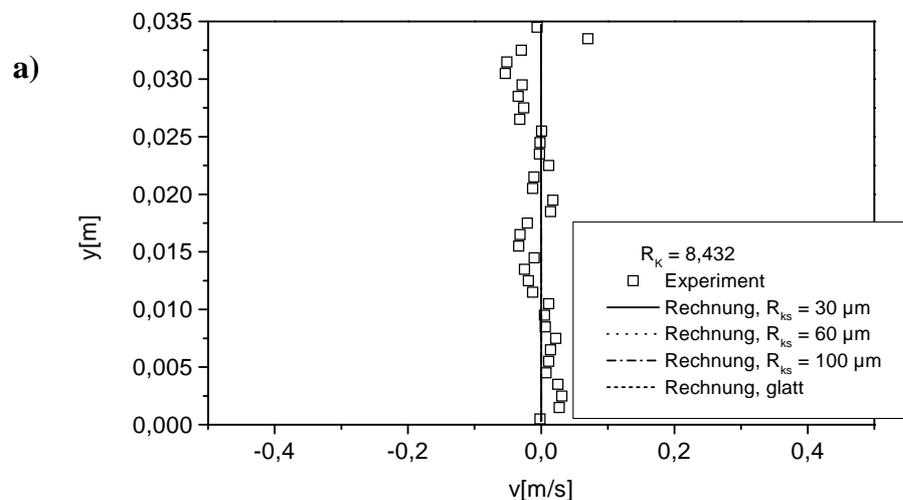
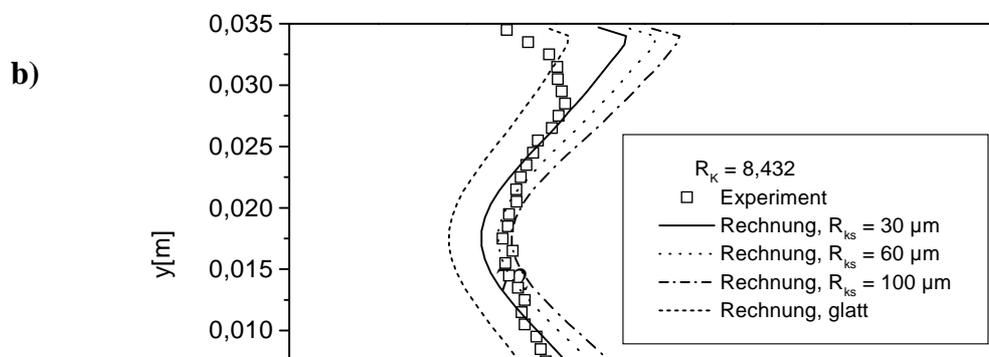


Abb. 10.4 (Fortsetzung auf der nächsten Seite)



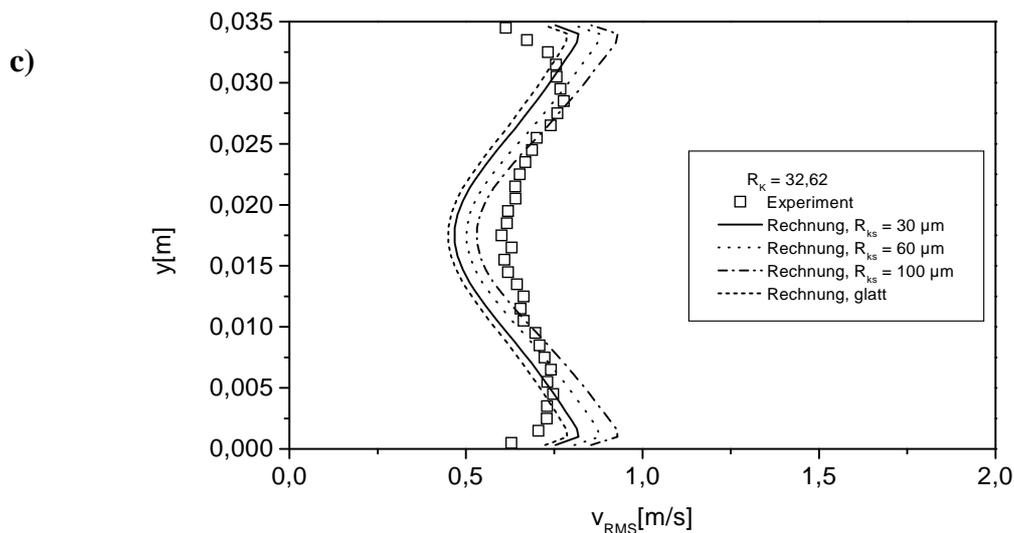


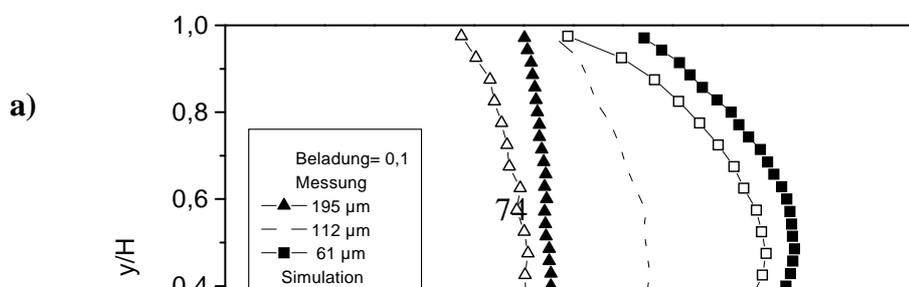
Abb. 10.4 a) Geschwindigkeitsprofil der Vertiklakomponente v , b) Profil der vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit bei $R_k = 8,432$, c) Profil der vertikalen Schwankungsgeschwindigkeit bei $R_k = 32,62$

10.2. Validierung der zweiphasigen Berechnungen

Die Berechnungen für die partikelbeladene Strömung wurden mit zwei unterschiedlichen Programmen durchgeführt. Das Programm TWOFLD dient ausschließlich als Entwicklungswerkzeug für neue Modelle und deren Validierung (in diesem Fall für Modelle zur Beschreibung der Partikel-Wand-Wechselwirkung und der Partikelstöße). Damit besteht die Möglichkeit, individuelle Detailinformationen auszugeben und zu analysieren (siehe auch Kapitel 7.0). Dies ist mit dem Programmpaket ELSA (Euler/Lagrange Simulation Algorithm) nicht möglich, da dieses von der gesamten Arbeitsgruppe verwendet wird und auch für praxisrelevante Probenstellungen von jedem Nutzer eingesetzt werden kann. Dies erfordert eine entsprechend gute Dokumentation, welche bei Entwicklungswerkzeugen, die einer kontinuierlichen Änderung unterworfen sind, nicht möglich ist. Daher war es auch erforderlich, im Rahmen des Forschungsvorhabens, die in TWOFLD entwickelten Modelle in den von der Struktur anders aufgebauten Code ELSA zu überführen.

Um den Einfluß der Wandrauigkeit zu validieren, sollen daher zunächst Ergebnisse, die mit TWOFLD erhalten wurden, mit den Messungen verglichen werden. Dies kann derzeit nur für geringe Feststoffbeladungen erfolgen, da die Kopplung zwischen den Phasen in dem Programm nicht überarbeitet wurde. Die Randbedingungen für diese Berechnungen wurden bereits im Kapitel 7.0 dargestellt. Der Vergleich der Berechnungen unter Berücksichtigung der Partikelstöße für eine Feststoffbeladung von ca. 0.1 mit den Messungen für die betrachteten drei Partikelgrößen zeigt eine gute Übereinstimmung für die mittlere Geschwindigkeit (Horizontalkomponente) und die Schwankungsgeschwindigkeiten (Abb. 10.5). Da bei der betrachteten geringen Feststoffbeladung die Partikel dominierend durch Wandkollisionen und Wandrauigkeit beeinflusst werden, können aus diesen Ergebnissen Rückschlüsse auf die Qualität der Modellierung dieser Effekte gezogen werden. Die Horizontalkomponente der mittleren Partikelgeschwindigkeit wird durch die Modellrechnungen sehr gut reproduziert. Die Abweichungen liegen im Bereich kleiner als 5 %. Beachtenswert ist allerdings, daß die Berechnungen für die 195 µm und 60 µm Partikel geringere Geschwindigkeiten ergeben als die Messungen, wohingegen bei den 110 µm-Partikeln der umgekehrte Effekt auftritt.

Ähnliche, außerhalb des erwarteten Trends liegende Ergebnisse, sind bei der Horizontalkomponente der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit für die 110 µm-Partikel feststellbar (Abb. 10.5 b)). Die Messungen ergeben eine deutlich höhere Schwankungsgeschwindigkeit für die 110 µm-Partikel als für die 195 µm-Partikel. Dieses Verhalten konnte bisher nicht geklärt werden und wird daher durch eine erneute Messung innerhalb der Restlaufzeit des Vorhabens weiter verfolgt. Aus den Berechnungen ergibt sich ein kontinuierlicher Anstieg der Schwankungsgeschwindigkeit mit steigender Partikelgröße (siehe auch Abb.7.7). Ansonsten geben die Berechnungen die experimentellen Resultate sehr gut wieder. Eine weitere Ausnahme bilden die 60 µm-Partikel, bei denen die Schwankungsgeschwindigkeit in der oberen Kanalhälfte deutlich unterbewertet wurde. Schließlich soll noch angemerkt werden, daß die gemessene Schwankungsgeschwindigkeit der Gasphase recht gut mit den Messungen von Laufer (1952) übereinstimmt, die als Grundlage der Berechnungen diente. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Modellierung der Wandkollisionen unter Berücksichtigung der Wandrauigkeit für sphärische Partikel erfolgreich durchgeführt wurde.



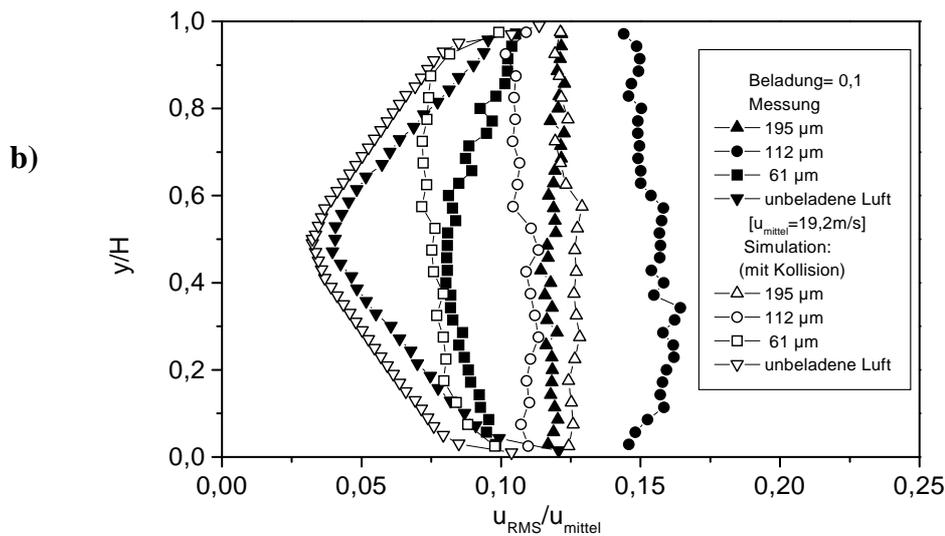


Abb.10.5 Vergleich von Messung und Rechnung für verschiedene Partikelgrößen ($\eta=0.1$, Rechnungen ohne Kopplung, mit Partikelstößen), a) Horizontale Komponente der Partikelgeschwindigkeit b) Partikelschwankungsgeschwindigkeit

Die Berechnungen mit dem Programm ELSA sind derzeit noch nicht vollständig abgeschlossen und sollen innerhalb der Restlaufzeit von 3 Monaten durchgeführt werden. Im besonderen muß die Implementierung des Wandrauhigkeitsmodells noch näher überprüft und validiert werden. Erste Testrechnungen wurden zur Überprüfung der Kopplung zwischen den Phasen durchgeführt. Hier galt es nachzuweisen, daß die Quellterme in den Transportgleichungen für die Reynoldsspannungen die erwarteten Trends wiedergeben. In Abb. 10.6 sind die Berechnungen der Horizontalkomponente der mittleren Luftgeschwindigkeit und der entsprechenden Schwankungsgeschwindigkeit den Messungen für die 110 μm Partikel gegenübergestellt. Die Profile der mittleren Geschwindigkeit werden recht gut wiedergegeben. Allerdings ergeben sich mit steigender Beladung größere Abweichungen von den Messungen. Die Berechnungen ergeben eine Zuspitzung der Profile und keine merkliche Deformation als Folge der höheren Feststoffkonzentration in der unteren

Kanalhälfte (wie bei den Messungen). Daraus resultieren größere Abweichungen in der Nähe der oberen Kanalwand. Die Abnahme der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit der Luft (Abb. 10.6 b)) mit steigender Feststoffbeladung wird durch die Berechnungen tendenziell korrekt wiedergegeben. Bedingt durch die höhere Feststoffkonzentration in der unteren Kanalhälfte zeigen die Rechnungen in diesem Bereich eine stärkere Dämpfung.

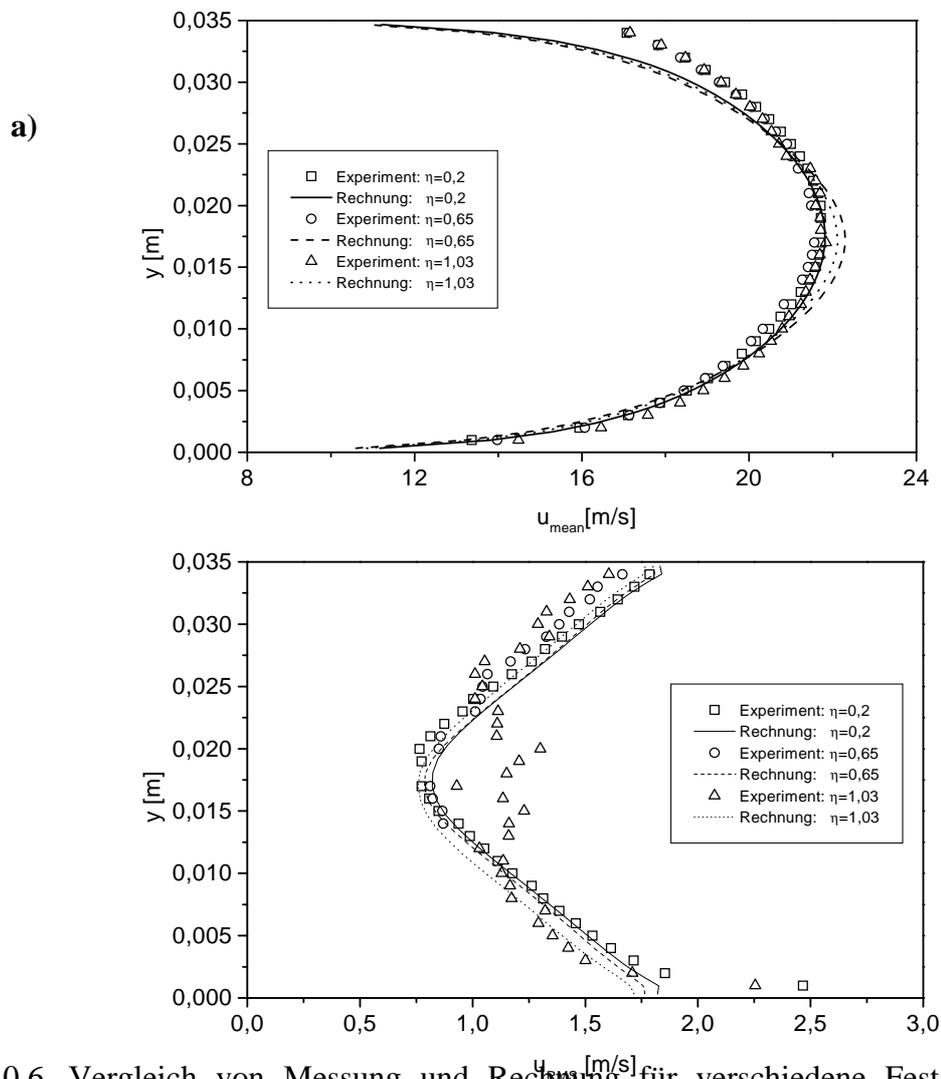


Abb. 10.6 Vergleich von Messung und Rechnung für verschiedene Feststoffbeladungen (Partikelgröße $110 \mu\text{m}$), a) mittlere Luftgeschwindigkeit, b) Schwankungsgeschwindigkeit der Luft

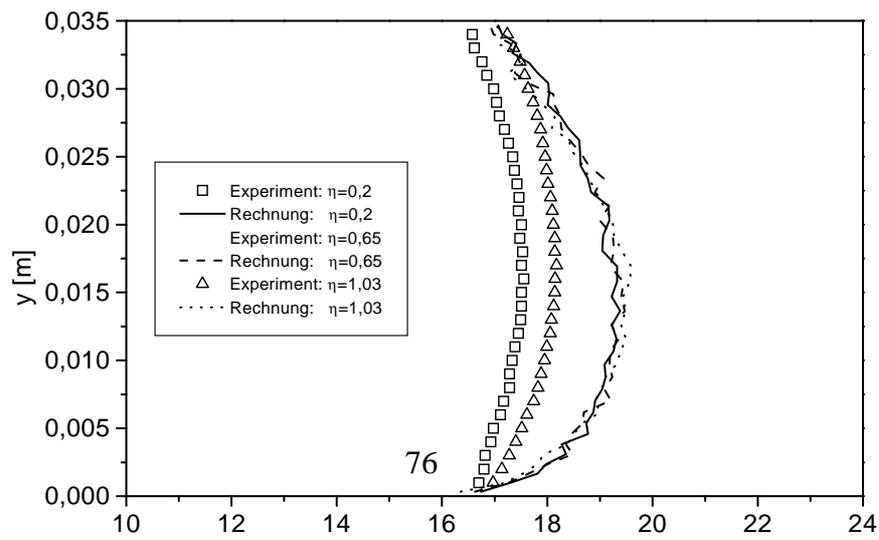


Abb. 10.7 Vergleich von Messung und Rechnung für die mittlere Partikel-geschwindigkeit bei verschiedener Feststoffbeladung (Partikelgröße 110 μm)

Schließlich soll noch die mittlere Partikelgeschwindigkeit verglichen werden (Abb. 10.7). Hieraus ergibt sich, daß die berechneten Partikelgeschwindigkeiten in der Mitte des Kanals um ca. 7 % zu hoch wiedergegeben werden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Wandrauigkeitseffekt der offensichtlich noch nicht korrekt implementiert wurde.

11.0 Zusammenfassung und Ausblick

Der Schwerpunkt des Forschungsvorhabens lag auf der Verbesserung der Modellierung von partikelbeladenen Strömungen, um eine zuverlässige numerische Berechnung mit dem Euler/Lagrange-Verfahren zu ermöglichen. Im Vordergrund standen dabei Effekte und Transportprozesse, welche bei Strömungen, die durch Wandungen berandet sind, von Bedeutung sind (wie z.B. die pneumatische Förderung oder die Partikelabscheidung in Zyklonen). Bei derartigen zweiphasigen Strömungen sind die Partikel-Wandkollisionen, Stöße zwischen den Partikeln und die Beeinflussung von Strömung und Turbulenz durch die Partikel die wichtigsten Prozesse. Zur Analyse dieser Effekte wurden detaillierte Experimente in einer horizontalen Kanalströmung mit Hilfe der Particle Tracking Velocimetry und der Phasen-Doppler Anemometrie durchgeführt.

Aus der Untersuchung der Wandkollisionsvorgänge einzelner Partikel mit Wänden unterschiedlicher Materialeigenschaften konnten alle für die Modellierung erforderlichen Parameter (Stoßzahl und Reibungskoeffizient) ermittelt werden. Ein weiterer wesentlicher Aspekt bei diesen Untersuchungen war der Einfluß der Wandrauhigkeit. Mit Hilfe theoretischer Betrachtungen über die Auftreffwahrscheinlichkeit auf Rauigkeitsstrukturen unterschiedlicher Neigung konnten ebenfalls die Modellparameter für das Wandstoßmodell unter Berücksichtigung der Wandrauhigkeit abgeleitet werden. Der Vergleich der Modellsimulationen mit den Messungen ergab für die Rückprallgeschwindigkeiten der Partikel in Abhängigkeit des Auftreffwinkels für alle betrachteten Fälle eine sehr gute Übereinstimmung.

Die Weiterentwicklung des stochastischen Partikelstoßmodells wurde anhand von Grobstruktursimulationen der Arbeitsgruppe von Prof. Simonin (Toulouse) durchgeführt. Daraus hat sich ergeben, daß die Korrelation der Geschwindigkeiten kollidierender Partikel unbedingt berücksichtigt werden muß, damit die Kollisionsfrequenz von Partikeln, welche der Turbulenz nur teilweise folgen können, nicht überbewertet wird. Das modifizierte Modell ermöglicht damit sowohl die Berechnung der Kollisionsraten sehr feiner Partikel, welche den turbulenten Schwankungen vollkommen folgen, als auch die der großen Partikel, deren Kollisionsrate mit Hilfe der kinetischen Gastheorie berechnet werden kann.

Die Analyse der Partikelbewegung in einem horizontalen Kanal mit Hilfe der numerischen Berechnungen (Programm TWOFLD) unter Berücksichtigung von Wandrauhigkeit und Partikelstößen erlaubt folgende Schlußfolgerungen:

- Als Folge der Wandrauigkeit und der damit verbundenen höheren Wandkollisionsfrequenz wird die mittlere Partikelgeschwindigkeit deutlich reduziert. Weiterhin vergleichmäßig sich die Feststoffkonzentration über die Kanalhöhe und die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit wird erheblich erhöht. Dieser Effekt führt auch zu einer Steigerung der Kollisionsfrequenz zwischen den Partikeln.
- Weiterhin wird durch die Partikelstöße das schwerkraftbedingte Absetzen des Feststoffs reduziert. Dadurch wird auch die Wandkollisionsfrequenz beeinflusst, was zu einer geringfügigen Änderung der Profile der mittleren Partikelgeschwindigkeit führt.
- Die Schwankungsbewegung der Partikel wird durch Partikelstöße isotroper. Es wird also eine Reduzierung der horizontalen und eine Erhöhung der vertikalen Komponente mit steigender Feststoffbeladung beobachtet.

Durch die experimentellen Untersuchungen werden die oben dargestellten Effekte weitestgehend bestätigt. Besonders ist hier die Vergleichmäßigung der Feststoffkonzentration und die isotroper werdende Schwankungsbewegung der Partikel mit steigender Beladung zu nennen. Beides ist eine Folge von Partikelstößen, wie die numerischen Berechnungen verdeutlichen. Allerdings wurde in den Messungen eine Erhöhung der Partikelgeschwindigkeit mit steigender Feststoffbeladung gefunden. Dies könnte auf Schwarmeffekte und eine damit verbundene Reduzierung des Partikelwiderstandes zurückgeführt werden. Die Experimente für die drei betrachteten Partikelgrößen haben mit steigender Feststoffbeladung eine deutliche Abnahme der Schwankungsgeschwindigkeiten der Gasphase ergeben. Das heißt, die Turbulenz wird gedämpft, was auch durch Turbulenzspektren bestätigt wurde. Die vorhandenen Messungen müssen allerdings noch weiter ausgewertet und mit Literaturdaten verglichen werden.

Eine wesentliche Voraussetzung für die Berechnung turbulenter Kanalströmungen mit dem Euler/Lagrange-Verfahren war die Verbesserung der Turbulenzmodellierung. Die Implementierung eines Reynoldsspannungsmodells in das Programm ELSA erlaubte die Berücksichtigung der ausgeprägten Anisotropie der Turbulenz in einer Kanalströmung. Unter Einbeziehung entsprechender Rauigkeitsparameter konnte für die einphasige Strömung eine sehr gute Übereinstimmung der Berechnungen mit den Messungen, insbesondere für die Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit erreicht werden. Durch die Berücksichtigung entsprechender Quellterme in den Transportgleichungen für die Reynoldsspannungen konnte auch der Einfluß der Partikel auf die Turbulenz richtig erfaßt werden.

Weiterhin wurden die Modelle zur Berücksichtigung von Partikelstößen und der Wandkollisionen im Programm ELSA implementiert. Erste Berechnungen zeigen, daß der Rauigkeitseffekt noch nicht richtig wiedergegeben wird und damit die Implementierung des Modells noch überarbeitet werden muß.

In den noch verbleibenden 3 Monaten bis zum Ende der Laufzeit des Vorhabens sind insbesondere noch folgende Arbeiten geplant:

- Durchführung von PDA-Messungen für eine glatte Metallwand für verschiedene kleine Partikel bei unterschiedlichen Beladungen
- Weiterer Abgleich der Modelle im Programm ELSA 2d, um eine bessere Übereinstimmung mit den Messungen zu erzielen und Durchführung von Parameterstudien.

7.0 Literaturstellen

- Abrahamson, J. Collision rates of small particles in a vigorously turbulent fluid. *Chemical Engineering Science*, Vol. 30, 1371-1379 (1975)
- Berlemont, A., Simonin, O. and Sommerfeld, M. Validation of inter-particle collision models based on large-eddy simulations. *Gas-Particle Flows* (Eds.D.E. Stock, M.W. Reeks, Y. Tsuji, E.E. Michaelides and M. Gautam), ASME Fluids Engineering Conference, Hiltons Head, USA, ASME, FED-Vol. 228, 359-369 (1995)
- Gibson, M.M. & Launder, B.E. Ground effects of pressure fluctuations in atmospheric boundary layers. *J. Fluid Mech.* Vol. 86, 491-511 (1978)
- Gore, R.A. & Crowe, C.T.: Effect of particle size on modulating turbulent intensity. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, 279-285 (1989)
- Crowe, C.T., Sharma, M.P. and Stock, D.E. The Particle-source-in-cell (PSI-cell) model for gas-droplet flows. *J. of Fluids Engng.* Vol. 99, 325-332 (1977)
- Kohnen, G., Rüger, M. & Sommerfeld, M. Convergence behaviour for numerical calculations by the Euler/Lagrange method for strongly coupled phases, *Numerical Methods in Multiphase Flows 1994*, (Eds. C.T. Crowe, R. Johnson, A. Prosperetti, M. Sommerfeld, and Y. Tsuji), ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Lake Tahoe, U.S.A., FED-Vol. 185, 191-202, 1994.
- Kohnen, G. Über den Einfluß der Phasenwechselwirkung bei turbulenten Zweiphasenströmungen und deren numerische Erfassung in der Euler-Lagrange Betrachtungsweise. Dissertation Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Shaker Verlag, Aachen (1997)
- Kulick, J.D., Fessler, J.R. & Eaton, J.K. On the interactions between particles and turbulence in a fully-developed channel flow in air. Stanford University, Department of Mechanical Engineering, Report No. MD-66 (1993)
- Laufer, J. Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel. National Advisory Committee for Aeronautics, Report 1174, pp. 417-434, 1952.
- Launder, B.E. and Spalding. D.B. The numerical computation of turbulent flows. *Comp. Meth. Appl. Mech. and Eng.*, Vol. 3, 269-289 (1974)
- Lavieville, J., Deutsch, E. & Simonin, O. Large eddy simulation of interactions between colliding particles and a homogeneous isotropic turbulence field, *Gas-Particle Flows*,

- (Eds. D.E. Stock, M.W. Reeks, Y. Tsuji, E.E. Michaelides and M. Gautam), ASME Fluids Engineering Conference, Hiltons Head, USA, FED-Vol. 228, 359-369 (1995)
- Lien, F.S. & Leschziner, M.A. Second-moment modelling of recirculating flow with a non-orthogonal collocated finite-volume algorithm. *Proc. 8th Symp. On Turbulent Shear Flows*, Munich, Paper 20-5 (1991)
- Lun, C.K.K. & Liu, H.S. Numerical simulation of dilute turbulent gas-solid flows in horizontal channels. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 23, 575-605 (1997)
- Mei, R. An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18, 145-147 (1992)
- Rubinow, S.I. and Keller, J.B. The transverse force on spinning sphere moving in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.* Vol. 11, 447-459 (1961)
- Saffman, P. G. & Turner, J. S. On the collision of drops in turbulent clouds. *J. Fluid Mechanics*, Vol. 1, 16-30 (1956)
- Schade, K.-P. & Hädrich, Th. Investigation of influence of wall roughness on particle-wall collision. *Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF '98*, Lyon, France, June 8-12, 1998
- Schlichting, H. *Grenzschichttheorie*. Verlag G. Braun, Karlsruhe (1982)
- Sommerfeld, M. & Zivkovic, G. Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe systems. *Computational Methods in Applied Science* (Eds. Ch. Hirsch, J. Periaux and E. Onate) Invited Lectures and Special Technological Sessions of the First European Computational Fluid Dynamics Conference and the First European Conference on Numerical Methods in Engineering, Brussels, 201-212 (1992)
- Sommerfeld, M. Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows. *Int. J. Multiphase Flows*, Vol. 18, 905-926 (1992)
- Sommerfeld, M. Kohnen, G. & Rüger, M. Some open questions and inconsistencies of Lagrangian particle dispersion models. *Proceedings Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Kyoto Japan, Paper No. 15-1 (1993)
- Sommerfeld, M. The importance of inter-particle collisions in horizontal gas-solid channel flows, *Gas-Particle Flows* (Eds. D.E. Stock, M.W. Reeks, Y. Tsuji, E.E. Michaelides and M. Gautam), ASME Fluids Engineering Conference, Hiltons Head, USA, ASME, FED-Vol. 228, 335-345 (1995)

Sommerfeld, M. Modellierung und numerische Berechnung von partikelbeladenen turbulenten Strömungen mit Hilfe des Euler/Lagrange-Verfahrens. Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg, Shaker Verlag, Aachen, (1996)

Squires, K.D. & Eaton, J.K. Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence. *Phys. Fluids*, Vol. A2, 1191-1203 (1990)

Squires, K.D. & Eaton, J.K. On the modelling of particle-laden turbulent flows. Proc. 6th Workshop on Two-Phase Flow Predictions (Ed. M. Sommerfeld), 220-229 (1993)

Tsuji, Y. & Morioka, Y. LDA measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe. *J. Fluid Mech.* Vol. 120, 385-409 (1982)

Tsuji, Y. Shen, N.S. & Morioka, Y. Numerical simulation of gas-solid flows. I: Particle-to-wall collisions. Technology Reports of the Osaka University, Vol. 39, 233-241 (1989)