VDI-Gesellschaft Energietechnik (VDI-GET) und VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (VDI-GVC), VDI-Fachtagung "Zyklonabscheider in der Energie- und Verfahrenstechnik" Leverkusen, Germany, 27.–28. Oktober 1999.

Numerische Untersuchungen der Gas-Partikel-Strömung in symmetrischen Doppelzyklon-Abscheidern

Th. Frank*, J. Schneider**, K. Bernert*

* Technische Universität Chemnitz Fakultät Maschinenbau und Verfahrenstechnik Professur Technische Thermodynamik Forschungsgruppe Mehrphasenströmungen Reichenhainer Straße 70 09107 Chemnitz, Germany

Email: frank@imech.tu-chemnitz.de

Tel.: +49 (371) 531 46 43 Fax: +49 (371) 531 46 44 ** Fachhochschule Flensburg Institut für Verfahrenstechnik Professur Mechanische Verfahrenstechnik Kanzleistraße 91–93 24943 Flensburg, Germany

Tel.: +49 (461) 805 512 Fax: +49 (461) 805 300

0 Widmung

Dieser Vortrag und Aufsatz wurde von seinen Autoren dem hervorragenden Lehrer und Wissenschaftler auf dem Gebiet der Strömungsmechanik – Herrn Professor em. Dr.-Ing. Dr.h.c.mult. Werner Albring aus Dresden – anläßlich seines 85. Geburtstages gewidmet.

1 Motivation

In Prozessen der mechanischen und thermischen Verfahrenstechnik sowie der Energieverfahrenstechnik sind sehr häufig disperse Gas-Feststoff-Strömungen anzutreffen. Neben so typischen Vertretern derartiger verfahrenstechnischer Prozesse wie dem pneumatischen Transport, Verfahren zur Dosierung und zum Mischen von Partikeln sowie zur Klassierung/Partikelgrößenanalyse spielt die Trennung bzw. Abscheidung von Feststoffpartikeln aus Gasen eine ganz entscheidende Rolle in der Energie- und Verfahrenstechnik. Desgleichen spielt die Aufgabe der Partikelabscheidung aus Gasströmungen eine zentrale Rolle in der Luft- und Umwelttechnik sowie in der Nanopartikeltechnologie, wenngleich sich die zu betrachtenden Partikelkonzentrationen bei diesen Anwendungen meist um Größenordnungen von den in verfahrenstechnischen Prozessen anzutreffenden Partikelkonzentrationen unterscheiden.

Der Grundgedanke der Fliehkraftabscheidung von Partikeln aus Gasen oder Flüssigkeiten mit Hilfe einer Wirbel-Senken-Strömung, wie sie in sogenannten Zyklonen realisiert wird, ist mehr als 100 Jahre alt. Aber noch heute gilt in übertragenem Sinne, was E. Feifel bereits 1943 schrieb: "Der Zyklon stellt dort, wo nicht mehr von ihm verlangt wird, als er seiner Natur nach leisten kann, eine Vorrichtung zur Gasreinigung von kaum zu übertreffender Einfachheit und Betriebssicherheit dar." In den Jahren seit dieser Feststellung E. Feifels sind vielfältige Anstrengungen unternommen worden, die Grenzen für die Anwendbarkeit von Zyklonen für die Abscheidung von Partikeln aus Gasen durch ein verbessertes Verständnis der Detailvorgänge in diesen Apparaten, gefolgt von einer verbesserten Auslegung, zunehmend zu erweitern.

2 Symmetrische Doppelzyklon-Abscheider

Die hier vorgestellten Arbeiten befassen sich mit der numerischen Untersuchung der zur Partikelabscheidung führenden Strömungsvorgänge in sogenannten symmetrischen Doppelzyklonen. Aufbauend auf frühen Arbeiten von Feifel entwickelte Schneider, LUT GmbH, eine ganze Reihe leistungsfähiger symmetrischer Doppelzyklone. Umfangreiche experimentelle Untersuchungen der Trennleistung dieser Apparate, die von Schneider [13, 14, 15], Bachmann [1] und Wieck [17] für eine Vielzahl von Variationen der Zyklongeometrien und der Betriebsparameter durchgeführt wurden, konnten zeigen, daß mit Hilfe derartiger Zyklone bei den bisher untersuchten Geometrien mit Trennraumdurchmessern von $40, \ldots, 230$ mm bei Umfangsgeschwindigkeiten im Trennraum von $10, \ldots, 25$ m/s Werte von $x_{ae,50} = 50$ bzw. 500 Nanometern für die sogenannte Trennkorngröße $x_{ae,50}$ (aerodynamischer Partikeldurchmesser) erzielt werden können.

Aufgabe der numerischen Untersuchungen war die detailliertere Betrachtung der Strömungsverhältnisse in den experimentell untersuchten Geometrien von symmetrischen Doppelzyklonen sowie die numerische Berechnung der Trennleistung dieser Apparate. Neben dem direkten Vergleich der numerisch bestimmten Trenngradkurven (Fraktionsabscheidegradkurven) mit den experimentellen Ergebnissen aus [15, 1, 17] war es darüber hinaus Ziel der numerischen Simulationen der Partikelabscheidung in den untersuchten symmetrischen Doppelzyklonen, ein tieferes und detaillierteres Verständnis der komplexen Strömungs- und Abscheidungsvorgänge zu gewinnen, was eine weiter verbesserte Auslegung dieser Fliehkraftabscheider für die unterschiedlichsten Betriebsbedingungen ermöglicht.

2.1 Strömungsgeometrie und allgemeine Funktionsweise

Für die numerischen Untersuchungen wurden im folgenden zwei sich hinsichtlich der geometrischen Gestaltung der Einströmung des partikelbeladenen Rohgases unterscheidende symmetrische Doppelzyklone ausgewählt. Abb. 1 zeigt einen symmetrischen Doppelzyklon mit Spiraleinlauf (ZS). Der Trennraum (3) dieses Fliehkraftabscheiders ist ein doppelkegelförmiger Hohlraum beiderseits der Symmetrieebene. Ausgehend von einem rechteckigen Strömungsquerschnitt strömt das partikelbeladene Rohgas geführt von einem spiralförmigen Einlauf (2) in den Trennraum ein. Dadurch wird im Trennraum ein stabiler Primärwirbel erzeugt (2, Abb. 2). Auf die Partikeln wirken zentrifugale Trennkräfte, die eine Verschiebung zum Trennraum-Mantel hin bewirken. Der radiale Druckgradient im Primärwirbel (2, Abb. 2) treibt zwei ringwirbel-ähnliche Sekundärströmungen (3, Abb. 2) an, die die abgetrennten Partikeln im Bereich des Trennraummantels auf die Austragsschlitze zu bewegen. Zur Verbesserung der Austragung und des Sammelns der Partikeln in den Sedimentationsräumen/Staubbunkern (5) sind auf den Außenflächen der beiden Tauchrohre (6) jeweils Abschirmkegel (4) angeordnet. Auf Grund der Sekundärströmungen (3, Abb. 2) werden die Partikeln durch die Austragsschlitze hindurch ausgetragen, gelangen in die Staubbunker (5) und sedimentieren. Das auf diese Weise von den

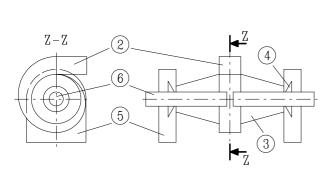


Abbildung 1: Symmetrischer Doppelzyklon mit Spiraleinlauf (ZS).

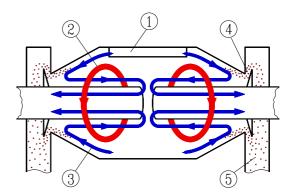


Abbildung 2: Schematische Funktionsweise des symmetrischen Doppelzyklons.

		ZS18 / ZS30	ZT30	
1. Zyklondurchmesser an der Symmetrieebene	D_1	230 mm	$230\mathrm{mm}$	
2. Zyklondurchmesser an den Austrittsöffnungen zum Staubbunker	D_2	120 mm	120 mm	
3. Länge des kegelförmigen Trenn- raumes	L_K	253 m m	$253\mathrm{mm}$	
4. Breite der zylindrischen Sektion des Trennraumes	L_Z	100 mm	$400\mathrm{mm}$	
5. Tauchrohrdurchmesser	D_T	$70~\mathrm{mm}$	$70~\mathrm{mm}$	
6. Abstand der Tauchrohröffnung von der Symmetrieebene	L_T	15 mm	15 mm	
7. Querschnitt der Einströmöffnung	B imes H	$100 imes 82 \mathrm{mm}^2$	$320\times20\mathrm{mm^2}$	
8. Abmaße der Staubbunker	$B_b \times H_b \times T_b$	$80 \times 538 \times 276 \mathrm{mm}^3$	$80\times538\times276\mathrm{mm^3}$	

Tabelle 1: Geometrische Abmessungen der untersuchten symmetrischen Doppelzyklone.

Partikeln gereinigte Gas erreicht nach einer zweimaligen 180°-Umlenkung die Eintrittsquerschnitte der beiden Tauchrohre, die sich in geringem Abstand zueinander an der Symmetriebene gegenüberliegen.

Für den symmetrischen Doppelzyklon mit Spiraleinlauf (ZS), dessen geometrische Parameter Tabelle 1 zu entnehmen sind, wurden zwei verschiedene Anordnungen der Abschirmkegel untersucht. So betrug die Spaltbreite der Austragsöffnungen (Abstand der Oberfläche des Abschirmkegels zur Trennraum- bzw. Bunker-Innenwand) für den ZS18-Abscheider $h_{ac}=18.7 \,\mathrm{mm}$ und für den ZS30-Abscheider $h_{ac}=30.0 \,\mathrm{mm}$. In einer weiteren Untersuchung wurde der in

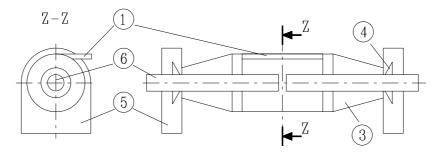


Abbildung 3: Symmetrischer Doppelzyklon mit Tangentialeinlauf über eine Schlitzdüse (ZT).

Abb. 3 dargestellte symmetrische Doppelzyklon mit Tangentialeinlauf ZT30 behandelt. Bei diesem Zyklon ist der spiralförmige Einlauf der ZS-Zyklone durch eine tangentiale Einströmung des Rohgases durch eine Schlitzdüse (1) ersetzt. Um bei gleichem Rohgas-Volumenstrom die Einströmgeschwindigkeiten des Rohgases möglichst konstant zu halten, ist eine entsprechende Vergrößerung des Trennraumes (3) durch eine kreiszylindrische Sektion im Bereich der Schlitzdüse konstruktiv notwendig. Die Spaltbreite der Austragsöffnungen an den Abschirmkegeln betrug für den ZT30-Abscheider $h_{ac}=30.0\,\mathrm{mm}$. Die übrigen geometrischen Abmessungen können ebenfalls Tabelle 1 entnommen werden.

2.2 Wahl der Betriebsparameter

Für alle numerischen Untersuchungen wurde eine konstante Gaseinströmgeschwindigkeit von $u_F = 25.0 \,\mathrm{m/s}$ bei einem Turbulenzgrad von 10 % angenommen. Für die Partikelphase wurde in den experimentellen Untersuchungen von Schneider et al. [15, 1, 17] ein von der OMYA GmbH in Köln unter der Bezeichnung OMYACARB 2–GU vertriebener Kalksteinstaub verwendet. Die Dichte des Partikelmaterials beträgt $\rho_P = 2700.0 \,\mathrm{kg/m^3}$ und der Carbonatgehalt im Rohmaterial wird mit $\geqslant 98$ % angegeben. Der Medianwert der Summenhäufigkeitsverteilung $Q_3(x)$ beträgt für dieses Material $x_{3,50} = 2.5 \,\mu\mathrm{m}$, wobei der Partikelanteil mit $d_P \leqslant 2 \,\mu\mathrm{m}$ laut Angabe des Herstellers 40 % beträgt. In den experimentellen Untersuchungen betrug die Partikelkonzentration entsprechend der Anwendung dieser Zyklonabscheider in der Luft– und Umwelttechnik $0.1, \ldots, 0.8 \,\mathrm{kg/m^3}$ im Rohgas.

Für die Parameter des im numerischen Verfahren verwendeten Partikel-Wand-Stoßmodells lagen leider keine genauen experimentellen Daten für das verwendete Partikelmaterial vor. Auf Grund von Literaturangaben für ähnliche Partikel-/Wandmaterial-Kombinationen (Kalkstein auf Stahl) wurde der Stoßverlustbeiwert k=0.5 und der Gleitreibungsbeiwert f=0.45 gesetzt. Wegen der hier betrachteten geringen Partikeldurchmesser, der damit verbundenen geringen Partikelrelaxationszeiten und der somit gegebenen starken Dominanz der Strömungskräfte für die Partikelbewegung wird jedoch kein großer Einfluß dieser Modellparameter auf die erzielten Ergebnisse erwartet.

3 Das 3-dimensionale Euler-Lagrange-Modell

Für die numerischen Untersuchungen der Gas-Partikel-Strömung im symmetrischen Doppelzyklon wurde ein von Frank et al. [4, 5, 6, 7, 8] entwickeltes numerisches Verfahren eingesetzt, das auf dem Euler-Lagrange- oder PSI-Cell (Particle-source-in-Cell) Verfahren nach C.T. Crowe [2, 3] basiert.

3.1 Die Bewegungsgleichungen der Gasphase

Die kontinuierliche Phase bei den hier betrachteten Strömungen besteht aus einem Newtonschen Fluid. Die Fluidströmung ist inkompressibel, turbulent, im zeitlichen Mittel stationär und isotherm. Die Fluidturbulenz wird modelliert mit Hilfe eines Standard-k- ε -Modells. Unter diesen Annahmen können die zeitlich gemittelten Gleichungen zur Beschreibung der Fluidströmung in Form der folgenden verallgemeinerten Transportgleichung in kartesischen Koordinaten dargestellt werden:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_F u_F \Phi \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_F v_F \Phi \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_F w_F \Phi \right) =$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + S_{\Phi} + S_{\Phi}^P \tag{1}$$

Hierbei ist Φ eine allgemeine Variable, Γ_{Φ} ein allgemeiner Transportkoeffizient und S_{Φ} ein allgemeiner Quellterm. Die Größe S_{Φ}^{P} ist ebenfalls ein Quellterm, der die Wechselwirkung (i. allg. Stoff-, Impuls-, Wärmeübertragung) zwischen disperser und fluider Phase beschreibt. In den vorliegenden Untersuchungen wurde dieser Wechselwirkungsterm jedoch auf Grund der betrachteten geringen Partikelkonzentrationen vernachlässigt (sogenannte Ein-Weg-Kopplung). Der Zusammenhang zwischen Φ , S_{Φ} , S_{Φ}^{P} und Γ_{Φ} sowie die verwendeten Konstanten sind in Tabelle 2 angegeben. In dieser Tabelle ist μ die laminare und μ_t die turbulente Viskosität und f_x , f_y und f_z sind die kartesischen Komponenten der pro Masseneinheit einwirkenden äußeren Kräfte.

Φ	Φ S_{Φ}		Γ_{Φ}		
1 0		0	0		
u_F	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial u_F}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial v_F}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial w_F}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_F f_x$	$S_{u_F}^P$	μ_{eff}		
v_F	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial u_F}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial v_F}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial w_F}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + \rho_F f_y$	$S_{v_F}^P$	μ_{eff}		
w_F	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial u_F}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial v_F}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial w_F}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_F f_z$	$S_{w_F}^P$	μ_{eff}		
k	$P_k - ho_F arepsilon$	0	$\frac{\mu_t}{\sigma_k}$		
ε	$\frac{arepsilon}{k}(c_{arepsilon_1}P_k-c_{arepsilon_2} ho_Farepsilon)$		$\frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon}}$		
$P_k = \mu_t \left\{ 2 \cdot \left[\left(\frac{\partial u_F}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_F}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w_F}{\partial z} \right)^2 \right]$					
$+\left(\frac{\partial u_F}{\partial y} + \frac{\partial v_F}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_F}{\partial z} + \frac{\partial w_F}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_F}{\partial y} + \frac{\partial v_F}{\partial z}\right)^2\right\}$					
$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \;, \mu_t = \rho_F c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$					
$c_{\mu} = 0.09 \; , \qquad c_{\varepsilon_1} = 1.44 \; , \qquad c_{\varepsilon_2} = 1.92 \; , \qquad \sigma_k = 1.0 \; , \qquad \sigma_{\varepsilon} = 1.3$					

Tabelle 2: Quellterme und Transportkoeffizienten für verschiedene Variablen Φ

3.2 Die Bewegungsgleichungen der dispersen Phase

Zur Modellierung der Bewegung der dispersen Phase wird das Lagrange-Verfahren verwendet. Hierbei wird die Bewegung einer großen Anzahl diskreter Partikeln berechnet, wobei jedes simulierte Partikel wiederum eine große Anzahl realer Partikeln repräsentiert, die dieselben physikalischen Eigenschaften besitzen. Entlang einer so berechneten Trajektorie bewegen sich pro Zeiteinheit eine Anzahl Partikeln N_P , d.h., jede Trajektorie repräsentiert einen bestimmten Anteil des gesamten Partikelmassenstroms $\dot{m}_{P,ges}$.

Unter der Annahme, daß die Dichte der dispersen Phase wesentlich größer als die Dichte der fluiden Phase ist $(\rho_P/\rho_F\gg 1)$, sind die wichtigsten auf ein Partikel wirkenden Kräfte die Widerstandskraft, die Auftriebskraft durch die Rotation des Partikels (Magnus-Kraft), die Auftriebskraft durch Scherantrömung des Teilchens (Saffman-Kraft), die Gravitationskraft und der hydrostatische Auftrieb. Die translatorischen Bewegungsgleichungen für ein Partikel lauten damit:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x_P \\ y_P \\ z_P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_P \\ v_P \\ w_P \end{bmatrix} , \qquad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} u_P \\ v_P \\ w_P \end{bmatrix} = \frac{3}{4} \frac{\rho_F}{(\rho_P + \frac{1}{2}\rho_F) d_P} \left(v_{rel} C_D(Re_P) \begin{bmatrix} u_F - u_P \\ v_F - v_P \\ w_F - w_P \end{bmatrix} \right) + \frac{v_{rel}}{\omega_{rel}} C_M(\sigma) \cdot \begin{bmatrix} (v_F - v_P)(\omega_z - \Omega_z) - (w_F - w_P)(\omega_y - \Omega_y) \\ (w_F - w_P)(\omega_x - \Omega_x) - (u_F - u_P)(\omega_z - \Omega_z) \\ (u_F - u_P)(\omega_y - \Omega_y) - (v_F - v_P)(\omega_x - \Omega_x) \end{bmatrix}$$

$$+ \frac{2\nu_{F}^{1/2}}{\pi |\vec{\Omega}|^{1/2}} C_{A} \begin{bmatrix} (v_{F} - v_{P})\Omega_{z} - (w_{F} - w_{P})\Omega_{y} \\ (w_{F} - w_{P})\Omega_{x} - (u_{F} - u_{P})\Omega_{z} \\ (u_{F} - u_{P})\Omega_{y} - (v_{F} - v_{P})\Omega_{x} \end{bmatrix} + \frac{\rho_{P} - \rho_{F}}{\rho_{P} + \frac{1}{2}\rho_{F}} \begin{bmatrix} g_{x} \\ g_{y} \\ g_{z} \end{bmatrix}$$
(3)

Die Gleichung für die Rotationsbewegung des Partikels lautet

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} = -\frac{15}{16\pi} \frac{\rho_F}{\rho_P} \omega_{rel} \xi_m(Re_\omega) \begin{bmatrix} \omega_x - \Omega_x \\ \omega_y - \Omega_y \\ \omega_z - \Omega_z \end{bmatrix} .$$
(4)

Die Größe der Koeffizienten C_D, C_M, C_A und ξ_m kann der Literatur entnommen werden [4, 16]. Für den Auftriebsbeiwert der Saffman-Kraft C_A wurde zusätzlich die von Mei eingeführte Korrektur berücksichtigt [9, 16]. Auf Grund der für die betrachteten Zyklonanwendungen sehr kleinen Partikeldurchmesser und dem damit sehr geringen Beitrag der Magnus-Kraft wurden die mit der Partikelrotation verbundenen Terme in den Bewegungsgleichungen im weiteren vernachlässigt.

Zur Modellierung der Partikel-Wand-Kollisionen wurde ein Wandrauhigkeitsmodell nach Frank [4, 5] und Sommerfeld [16] verwendet. Hierbei stößt das Partikel mit einer um einen Winkel γ angestellten virtuellen Wand. Der Inklinationswinkel γ ist dabei eine Gauß-verteilte Zufallsgröße, deren Mittelwert 0° ist und deren Standardabweichung in direkter Beziehung von den Rauhigkeitsparametern der Wand sowie vom Partikeldurchmesser abhängt. Partikel-Partikel-Kollisionen wurden in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Zur Modellierung des Einflusses der Fluidturbulenz auf die Partikelbewegung wurde das sogenannte Lagrangian-Stochastic-Deterministic (LSD) Tubulenzmodell nach Milojević [10] und Schönung [12] verwendet.

3.3 Das numerische Lösungsverfahren

Das Strömungsgebiet wird durch ein block-strukturiertes, nicht-orthogonales, randangepaßtes numerisches Gitter beschrieben. Die Transportgleichungen für die kontinuierliche Phase werden mit Hilfe einer Finite-Volumen-Methode diskretisiert. Die Druck-Geschwindigkeits-Kopplung wird realisiert durch die Anwendung eines für sogenannte "colocated grids" modifizierten SIMPLE-Algorithmus [11]. Zur Lösung der diskretisierten und linearisierten Gleichungen wird die SIP-Methode nach Stone verwendet.

Die Bewegungsgleichungen der dispersen Phase werden mit einem Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung mit automatischer Zeitschrittsteuerung gelöst. Das resultierende Euler-Lagrange-Verfahren ist in dem Programmpaket MISTRAL/PartFlow-3D implementiert. Das Verfahren ist unter Verwendung eines Gebietszerlegungsansatzes (Domain Decomposition) in allen seinen Teilen (insbesondere auch für die Lagrangesche Berechnung der Partikelbewegung) vollständig parallelisiert. Die hier vorgestellten numerischen Simulationen konnten somit auf einem Linux-Cluster, bestehend aus 4 Siemens-Celsius 630 (Dual Pentium III Xeon 500 MHz), effizient ausgeführt werden. Durch die Verwendung von MPI als Parallelisierungsstandard ist das Verfahren jedoch auch auf anderen High-Performance-Computing-Architekturen, wie z.B. Cray-T3E und SGI Origin 2000, lauffähig.

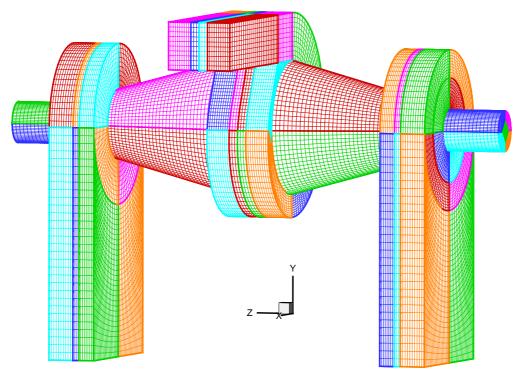


Abbildung 4: Struktur des numerischen Gitternetzes für den symmetrischen Doppelzyklon ZS30 mit $30\,\mathrm{mm}$ Spaltbreite am Abschirmkegel und Spiraleinlauf.

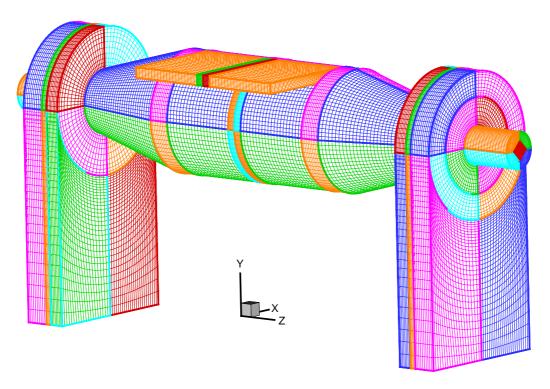


Abbildung 5: Struktur des numerischen Gitternetzes für den symmetrischen Doppelzyklon ZT30 mit 30mm Spaltbreite am Abschirmkegel und Tangentialeinlauf.

3.4 Die numerischen Gitternetze

Im Gegensatz zu den an einer Serie von geometrisch ähnlichen Standardzyklonen durchgeführten Untersuchungen aus [7] wurde bei den hier vorgestellten Untersuchungen am symmetrischen Doppelzyklon bei der Konstruktion der numerischen Gitternetze sowohl der Bereich des Abschirmkegels (4, Abb. 1) als auch der Staubbunker (5, Abb. 1) mit berücksichtigt (Abb. 4 und 5). Obwohl dadurch der für die Berechnung des Strömungsfeldes erforderliche numerische Berechnungsaufwand deutlich ansteigt, können durch diese Maßnahme unerwünschte Rückwirkungen auf die berechneten Sekundärströmungen im Zyklontrennraum vermieden werden, wie sie sonst durch nicht exakt gestellte Randbedingungen am Staubbunker-Eintrittsquerschnitt unvermeidbar sind. Durch die ganzheitliche Berechnung der Gasströmung im Zykloninnenraum einschließlich der Sekundärströmungen in den Sedimentationsräumen wird eine möglichst detailgetreue Wiedergabe des Gasgeschwindigkeitsfeldes und eine dem untersuchten verfahrenstechnischen Apparat möglichst adäquate Art und Weise der Partikelabscheidung (Partikelaustrag durch den durch den Sedimentationsraum rezirkulierenden Gasvolumenstrom) in den numerischen Simulationen erreicht.

Die Abb. 4 und 5 zeigen die mit dem Gittergenerator CFX-Meshbuild erzeugten Gitternetze für die symmetrischen Doppelzyklone ZS30 und ZT30. Die numerischen Simulationen wurden jeweils auf einer Symmetriehälfte der abgebildeten numerischen Gitternetze ausgeführt. Obwohl die Gitternetze bis zu 92 Gitterblöcke und bis zu 350.000 Gitterzellen umfassen, gelang es mit CFX-Meshbuild nicht in allen Teilen des Strömungsgebiets, stärkere Verzerrungen der Gitterelemente zu vermeiden. Dies ist im wesentlichen durch Grenzen des verwendeten Gittergenerators begründet. Durch den Einsatz von ICEM/CFD-HEXA können für künftige numerische Berechnungen qualitativ höherwertige Gitternetze mit deutlich reduziertem zeitlichen Aufwand erzeugt werden.

4 Die numerische Berechnung der Gas-Partikel-Strömung im symmetrischen Doppelzyklon

4.1 Berechnung des Strömungsfeldes der Gasphase

Die für die drei verschiedenen Geometrievariationen ZS18, ZS30 und ZT30 eines derartigen symmetrischen Doppelzyklons durchgeführten numerischen Simulationen zeigen die wesentlichen Merkmale der Fluidströmung auf, die zur Partikelabscheidung in dem betrachteten Apparat aktiv beitragen. So entsteht in dem symmetrischen Trennraum der zu erwartende stabile Primärwirbel. Darüber hinaus läßt das Strömungsfeld, wie es in den Abb. 6 und 8 für zwei aufeinander senkrecht stehende Schnittebenen am Beispiel des ZS30-Zyklons dargestellt ist, die durch den radialen Druckgradient induzierten, sekundären Ringwirbel erkennen. In den Ausschnittsvergrößerungen in der Umgebung des Abschirmkegels (Abb. 7 und 9) ist deutlich der durch den Sedimentationsraum rezirkulierende Gasvolumenstrom zu erkennen. Dabei bleibt die durch die Anordnung der Einströmöffnung bedingte Asymmetrie der Gasströmung bis in die Sedimentationsräume hinein erhalten, so daß die Rezirkulationsströmung in den Austrittsöffnungen am Abschirmkegel je nach betrachteter Schnittebene von unterschiedlicher Intensität erscheint.

Die durch den Sedimentationsraum rezirkulierende Sekundärströmung wird von dem Abschirmkegel an die Wände des Sedimentationsraumes geleitet und ermöglicht es so auch kleinen Partikeln zu agglomerieren, sich durch Haftkräfte an den Wänden abzulagern und als größere Agglomerate auszusedimentieren. Hierzu tragen ebenso die durch die Querschnittserweiterung sofort nach Eintritt in den Staubbunker stark reduzierten Strömungsgeschwindigkeiten bei. Die Sekundärströmung führt nach dem Verlassen des Sedimentationsraumes entlang der Ober-

fläche des Abschirmkegels und der Außenwand der Tauchrohre zurück und erreicht in der Nähe der Symmetrieebene die Eintrittsquerschnitte der Tauchrohre. Hier unterliegt die Gasströmung noch einem sehr starken Drall, der bis zur Ebene der numerischen Abströmbedingung auch nicht abgebaut werden kann.

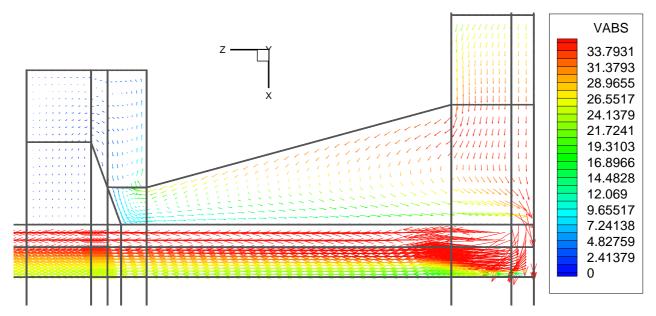


Abbildung 6: Gasgeschwindigkeitsfeld für ZS30 in der x-z-Ebene.

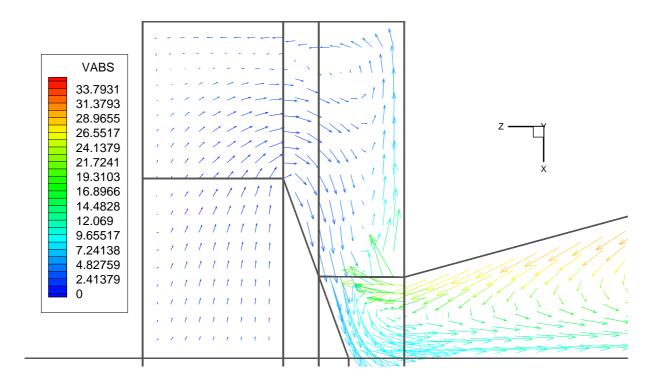


Abbildung 7: Detail des Gasgeschwindigkeitsfeldes in ZS30 in der Umgebung des Abschirmkegels (x-z-Ebene).

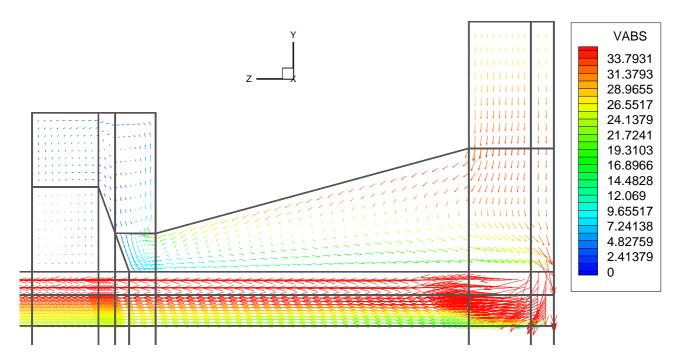


Abbildung 8: Gasgeschwindigkeitsfeld für ZS30 in der y-z-Ebene.

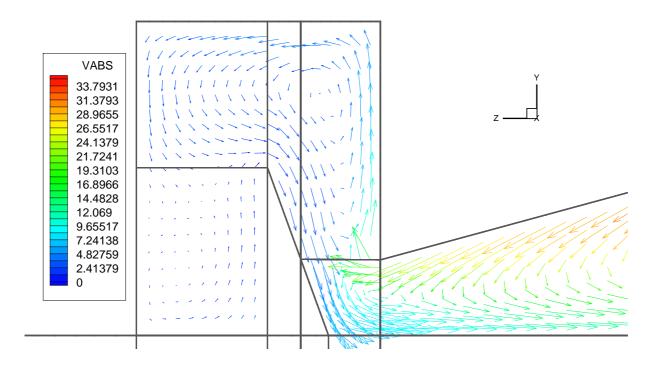


Abbildung 9: Detail des Gasgeschwindigkeitsfeldes in ZS30 in der Umgebung des Abschirmkegels (y-z-Ebene).

4.2 Bewegung der Partikelphase und Partikelabscheidung

4.2.1 Die Partikeltrajektorien

Die in den Abb. 10 und 11 für die Zyklone ZS18 und ZT30 exemplarisch dargestellten Partikeltrajektorien für Partikeln mit Durchmessern $d_P=0.5,\ldots,6.0\,\mu\mathrm{m}$ vermitteln einen weiteren Eindruck von der Komplexität der Gasströmung in den Fliehkraftabscheidern und von dem nicht stets auf direktem Wege verlaufenden Prozeß der Partikelabscheidung. Insbesondere im Übergangsbereich von Partikeln mit einem Partikeldurchmesser der zu einer 100 %-igen Abscheidung führt hin zu Partikeln mit Partikeldurchmessern $d_P \ll d_{P,50}$ (die zusammen mit dem Reingas den Zyklon durch das Tauchrohr verlassen) kann eine Vielzahl von Partikeln beobachtet werden, die mehrmals in den Staubbunker gelangen und in der Lage sind, diesen anschließend wieder zu verlassen. Im Zyklontrennraum unterliegen diese Partikeln dann erneut den separierenden Zentrifugalkräften oder gelangen entlang der Außenwände der Tauchrohre in den Bereich der Tauchrohr–Eintrittsquerschnitte, durch die die Partikeln den Trennraum mit dem Reingas verlassen. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß durch eine verbesserte konstruktive Gestaltung der Sedimentationsräume der Zyklone, die die Partikelabscheidung durch Wandanlagerung und Partikelagglomeration begünstigt, eine weitere Verbesserung der Trennleistungen der untersuchten Fliehkraftabscheider erreicht werden kann.

Die Betrachtung von Partikeltrajektorien für die ZS18- und ZS30-Zyklonabscheider deutet des weiteren auf einen konstruktiven Nachteil des Spiraleinlaufs hin. So ist für Partikeln mit $d_P > d_{P,50}$ häufig zu beobachten, daß sich diese gegenüber dem Trenndurchmesser des Apparates großen Partikeln lange in dem spiraligen Einlaufsegment aufhalten, da die separierenden Zentrifugalkräfte so stark sind, daß die Partikeln sich mit nur geringem Abstand zur Außenwand des Spiraleinlaufs bewegen und es ihnen somit schwer fällt, die "Stufe" von dem Spiraleinlauf in den konischen Teil des Trennraumes zu überwinden. Neben höheren Partikelverweilzeiten und einem verschlechterten Trennergebnis kann dieses Verhalten im Fall abrasiver Partikeln auch zu Erosionsproblemen an den Seitenwänden des Spiraleinlaufs führen. Für den symmetrischen Doppelzyklon mit Tangentialeinlauf ZT30 konnten ähnlich ungünstige Partikeltrajektorienverläufe jedoch nicht beobachtet werden.

4.2.2 Numerisches Abscheidekriterium und Partikeltrenngrad

Im weiteren richteten sich die numerischen Berechnungen auf die Bestimmung der Partikeltrenngradkurven für die Zyklonabscheider ZS18, ZS30 und ZT30 aus den Partikeltrajektorienberechnungen mittels des Euler-Lagrange-Verfahrens. Hierzu wurden für jeden der untersuchten Fliehkraftabscheider Partikeltrajektorienberechnungen mit 20 Partikelgrößenklassen im Bereich von $d_P = 0.5, \ldots, 15.0 \, \mu \text{m}$ durchgeführt. Für jede der 20 Partikelgrößenklassen wurden jeweils 670 Partikeltrajektorien mit zufällig gewähltem, über den Eintrittsquerschnitt des Zyklonabscheiders gleichverteiltem Aufgabeort und mit $u_P = u_F|_{inlet}$ berechnet. Der Partikeltrenngrad (oder Fraktionsabscheidegrad) ergibt sich dann aus:

$$T(d_P) = 1 - \frac{\dot{N}_{out}(d_P)}{\dot{N}_{in}(d_P)}$$

wobei $\dot{N}_{in}(d_P)$ und $\dot{N}_{out}(d_P)$ der numerisch ermittelte Partikelstrom im Roh- und Reingas für den jeweils betrachteten Partikeldurchmesser d_P ist. Dabei wurde in den numerischen Berechnungen ein Partikel als abgeschieden betrachtet, wenn:

(1) das Partikel an einer festen Wand anhaftet, d.h., wenn die wandnormale Geschwindigkeit des Partikels nach einem Partikel-Wand-Stoß weniger als 10⁻⁵ m/s beträgt, oder

(2) das Partikel den Sedimentationsraum erreicht, und eine vorgegebene maximale Partikelverweildauer überschritten wird. In den vorliegenden Untersuchungen betrug $T_{P,max} = 120 \text{ s.}$

Die Abb. 12 (a) —12 (c) zeigen die auf diese Weise numerisch bestimmten Partikeltrenngrade $(I - \rho_P = 2700.0 \text{ kg/m}^3, II - \rho_P = 1000.0 \text{ kg/m}^3)$ im Vergleich mit den experimentellen Werten von Schneider et al. aus [15, 1, 17]. Zunächst fällt auf, daß eine ähnlich gute Übereinstimmung der experimentellen und numerischen Ergebnisse, wie sie in [7] für den Fall der dort untersuchten Standardzyklone erzielt wurden, für die hier betrachteten symmetrischen Doppelzyklone nicht erreicht werden konnte. Vielmehr ist in allen drei Fällen der $d_{P.50}$ -Durchmesser der numerisch bestimmten Trenngradkurven zu höheren Partikeldurchmessern hin verschoben, d.h., in den numerischen Simulationen wird die Abscheideleistung aller drei Fliehkraftabscheider gegenüber den Experimenten von Schneider et al. zu schlecht bewertet. Die Tendenz zu kleineren $d_{P,50}$ -Werten bei steigender Partikeldichte wird jedoch richtig wiedergegeben. Die Spaltbreite am Abschirmkegel scheint dagegen im Rahmen des untersuchten Wertebereiches keinen großen Einfluß auf die Trennleistung der Zyklonabscheider zu haben. Durch entsprechende weiterführende Untersuchungen, u.a. mit einem leicht modifizierten Abscheidekriterium für die numerischen Simulationen, ergibt sich das Bild, daß der aerodynamische Partikeltransport innerhalb der Strömungsgeometrie von dem verwendeten Euler-Lagrange-Verfahren weitgehend richtig wiedergespiegelt werden kann. Jedoch erfolgt die Partikelabscheidung in den experimentellen Untersuchungen deutlich effizienter, als das in den numerischen Simulationen der Fall ist. Die Ursachen hierfür werden in den folgenden Einflußfaktoren gesehen:

- (1) Quantitativ noch zu ungenaue Berechnung des Strömungsfeldes (insbesondere im Bereich starker Strömungsumlenkung, d.h. insbesondere im Bereich des Tauchrohr-Eintrittsquerschnittes und im Bereich des Abschirmkegels) auf Grund von Defiziten in der Generierung hochwertiger Gitternetze sowie durch Verwendung des Standard- $k-\varepsilon$ -Modells.
- (2) Wie im folgenden Abschnitt noch ausgeführt wird, existieren in den untersuchten Zyklonabscheidern Gebiete mit gegenüber der Rohgaskonzentration bis zu 1–2 Großenordnungen höherer Partikelkonzentration. Dies begünstigt die Bildung von Partikelagglomeraten, die durch die wirkenden Zentrifugalkräfte einer stärkeren Separation und im Sedimentationsraum einer verstärkten Abscheidung unterworfen sind.
- (3) Für die Abscheidung von Partikeln mit $d_P \leq 1.0 \, \mu \text{m}$ im Sedimentationsraum sind offenbar neben der Agglomeration auch Wandanhaftungsprozesse durch elektrostatische Kräfte und Haftkräfte ausschlaggebend.

Insbesondere die beiden zuletzt genannten Einflußfaktoren, die zu dem in den Experimenten zu beobachtenden besseren Abscheideergebnis maßgeblich beitragen können, werden von dem in den numerischen Simulationen verwendeten Partikelmodell momentan nicht berücksichtigt. Der in den numerischen Simulationen für den ZT30-Zyklon festzustellende geringfügig bessere Partikeltrenngrad kann auf die durch die verwendete Schlitzdüse konstruktiv bedingte größere Längenausdehnung des Zyklontrennraumes gegenüber den ZS-Zyklonen zurückgeführt werden, die eine erneute Separation von Partikeln ermöglicht, die durch die Sekundärströmung vom Staubbunker in den Zyklontrennraum mit zurückgeführt werden.

4.2.3 Partikelkonzentrationsverteilung und Partikelerosion

Die im vorangegangenen Abschnitt geäußerte Vermutung, daß Partikelagglomeration und Wandanhaftungsprozesse eine wichtige Rolle bei der Partikelabscheidung in symmetrischen Doppelzyklonen spielen, wird gestützt von der in den numerischen Simulationen für den ZT30-Zyklon zu beobachtenden Strähnenbildung noch im kegelförmigen Separationsraum des Fliehkraftabscheiders.

Zu beobachten ist zum einen eine ringförmige Strähne in der Nähe der Symmetrieebene, die auf die in diesem Bereich nur sehr schwach wirksame Sekundärströmung und den damit geringen axialen Partikeltransport bei gleichzeitig konstanter Partikelzuführung zurückzuführen ist. Zum anderen ist eine vom Rand des Eintrittsquerschnitts spiralig über die Wand des Trennraumes zum Staubbunker sich hinziehende Strähne zu beobachten, die sich in der Darstellung der Wanderosion in Abb. 13 und in der in Abb. 14 dargestellten relativen Partikelstromdichteverteilung klar erkennen läßt. Des weiteren zeigt Abb. 14 die im Bereich des Staubbunkers auftretenden hohen Partikelkonzentrationen, die das mehr als 10–fache der Partikelkonzentration im Eintrittsquerschnitt des Fliehkraftabscheiders erreichen können. Bedingt werden diese hohen Partikelkonzentrationen durch die hohen Partikelverweilzeiten von Partikeln mit $d_P \simeq d_{P,50}$ im Zykloninnenraum und im Staubbunker. Beide Phänomene schaffen günstige Voraussetzungen für die Bildung von Partikelagglomeraten, die dann einer erhöhten Partikelseparation und –abscheidung unterliegen und zu einer Verbesserung der Gesamtabscheideleistung der Zyklone beitragen.

5 Zusammenfassung

Der vorliegende Beitrag präsentiert die Ergebnisse eines Vergleiches von experimentellen und numerischen Untersuchungen der Partikelabscheidung aus einer Gasströmung in symmetrischen Doppelzyklonen. Die experimentellen Ergebnisse zeigen das sehr gute Abscheideverhalten dieser besonderen Klasse von Zyklonabscheidern, insbesondere für Feinstäube mit Partikeldurchmessern von $d_P \approx 1 \,\mu\text{m}$. Des weiteren wird in dem Beitrag die Formulierung eines 3-dimensionalen, vollständig parallelisierten Euler-Lagrange-Verfahrens vorgestellt, daß auf die Untersuchung von Gas-Partikel-Strömungen in komplexen Strömungsgeometrien anwendbar ist. Das numerische Verfahren wurde zur Untersuchung der Gas-Partikel-Strömung in sogenannten symmetrischen Doppelzyklonen eingesetzt, wobei sowohl die geometrischen Einströmbedingungen als auch die Anordnung des Abschirmkegels in den numerischen Simulationen variiert wurden. Neben Informationen über die Partikelbewegung und -abscheidung liefert das Verfahren Einblicke in die komplexe Zykloninnenraumströmung. Die Ergebnisse für die numerisch bestimmten Partikeltrenngrade zeigen beim Vergleich mit den von Schneider et al. erzielten experimentellen Ergebnissen unter Berücksichtigung der den beiden Untersuchungen anhaftenden Unsicherheiten eine recht gute Übereinstimmung und die Anwendbarkeit des vorgestellten numerischen Verfahrens MISTRAL/PartFlow-3D zur Analyse der komplexen Gas-Partikel-Strömung in Zyklonabscheidern. Zu erwartende Tendenzen in der Veränderung des Partikeltrenngrades bei Variation der Partikeleigenschaften werden vom numerischen Verfahren richtig wiedergespiegelt. Erstmalig konnte eine im Zykloninnenraum zu beobachtende Partikelsträhne in numerisch bestimmten Verschleißbildern und in der Darstellung der relativen Partikelstromdichteverteilung sichtbar gemacht werden. Der Einfluß von Partikelagglomeration und Wandanhaftungsprozessen auf das Abscheideverhalten von Zyklonabscheidern bedarf einer weiteren eingehenden Untersuchung in zukünftigen Forschungsvorhaben.

6 Danksagung

Die Autoren danken Prof. Dr. M. Perić für die Bereitstellung des laminaren CFD-Codes FAN-3D, der den Ausgangspunkt für die Entwicklung des vorliegenden numerischen Berechnungsverfahrens Mistral/PartFlow-3D bildete. Der Dank der Autoren gilt auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), die diese Forschungen im Rahmen des an der TU Chemnitz bestehenden Sonderforschungsbereiches 393 (Teilprojekt D2) unterstützt.

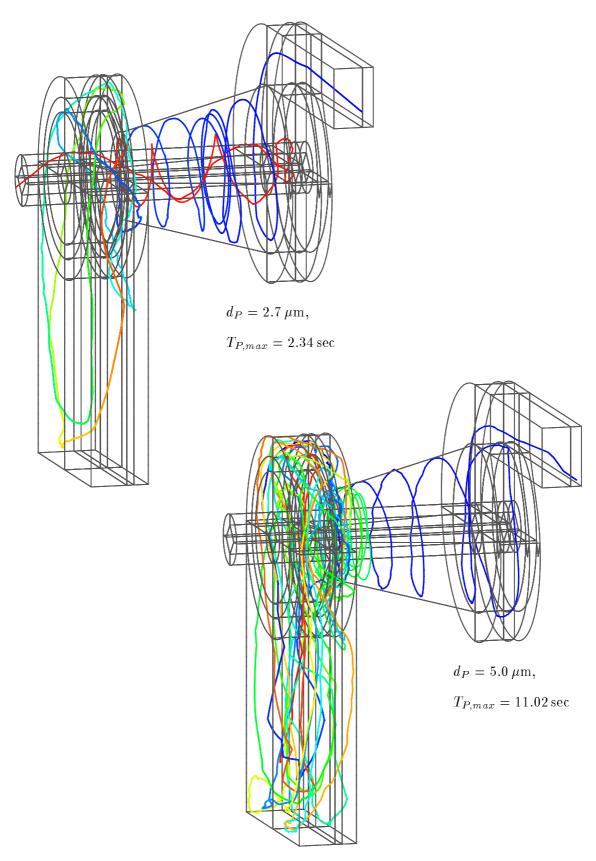
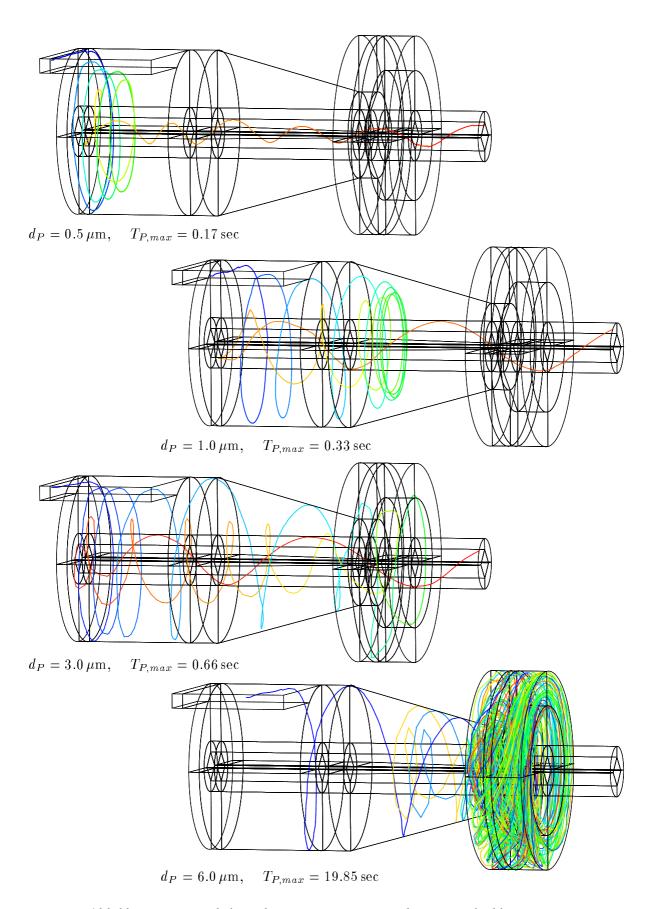


Abbildung 10: Partikeltrajektorien im symmetrischen Doppelzyklon ZS18 mit 18mm Spaltbreite am Abschirmkegel (Graustufe entsprechend der Aufenthaltszeit der Partikeln im Zyklon).



 $Abbildung\ 11:\ Partikeltrajektorien\ im\ symmetrischen\ Doppelzyklon\ ZT30.$

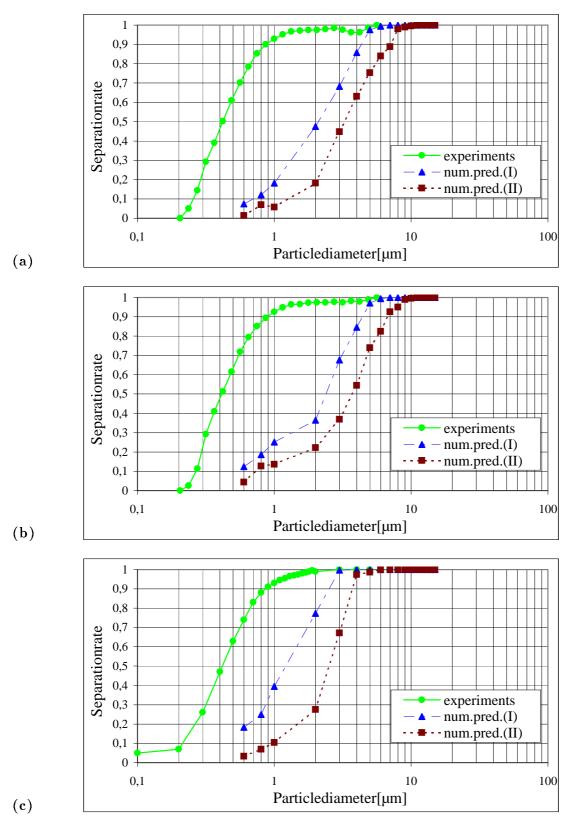


Abbildung 12: Vergleich des numerisch und experimentell bestimmten Partikeltrenngrads für

- (a) ZS18 mit $h_{ac} = 18.7 \,\mathrm{mm}$ und $u_F = 25.0 \,\mathrm{m/s}$
- (b) ZS30 mit $h_{ac} = 30.0 \text{ mm} \text{ und } u_F = 25.0 \text{ m/s}$
- (c) ZT30 mit $h_{ac} = 30.0 \text{ mm} \text{ und } u_F = 25.0 \text{ m/s}$

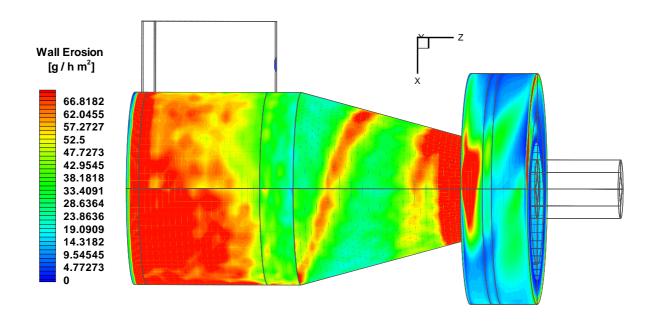


Abbildung 13: Die vom Einlauf hin zum Zyklonbunker verlaufende Partikelsträhne ist in der Darstellung der numerisch bestimmten Wanderosion deutlich sichtbar.

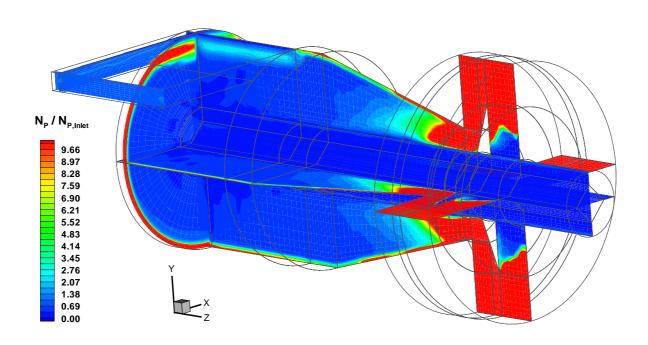


Abbildung 14: Verteilung der relativen Partikelstromdichte im symmetrischen Doppelzyklon ${\bf ZT30}.$

Literatur

- [1] Bachmann Ch., Schulz U.: Experimentelle Ermittlung der Abscheideleistung von Hochleistungsentstaubern für feste Partikeln aus Gasen Effektivität und Wirtschaftlichkeit, Diploma thesis, Flensburg University of Applied Sciences, 1996.
- [2] Crowe C.T., Sharma M.P., Stock D.E.: The Particle-Source-In Cell (PSI-Cell) Model for Gas-Droplet Flows, Trans. of ASME, J. Fluids Eng., Vol. 99, pp. 325-332., 1977.
- [3] Crowe C.T.: REVIEW Numerical Models for dilute Gas-Particle Flows, Trans. of ASME, J. Fluids Eng., Vol. 104, pp. 297-303, 1982.
- [4] Frank Th.: Numerische Simulation der feststoffbeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal unter Berücksichtigung von Wandrauhigkeiten, PhD Thesis, Techn. University Bergakademie Freiberg, Germany, 1992.
- [5] Th. Frank, E. Wassen, Q. Yu: A 3-dimensional Lagrangian Solver for Disperse Multiphase Flows on Arbitrary, Geometricaly Complex Flow Domains using Block-structured Numerical Grids, 7th Int. Symposium on Gas-Particle Flows, ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Vancouver, BC, Canada, June 22-26, 1997, CD-ROM Proceedings, FEDSM97-3590.
- [6] Th. Frank, E. Wassen: Parallel Efficiency of PVM- and MPI-Implementations of two Algorithms for the Lagrangian Prediction of Disperse Multiphase Flows, JSME Centennial Grand Congress 1997, ISAC '97 Conference on Advanced Computing on Multiphase Flow, Tokyo, Japan, July 18-19, 1997.
- [7] Th. Frank, E. Wassen, Q. Yu: Lagrangian Prediction of Disperse Gas-Particle Flow in Cyclon Separators, ICMF '98-3rd International Conference on Multiphase Flow 1998, Lyon, France, June 8.-12., 1998, CD-ROM Proceedings, Paper No. 217, pp. 1-8.
- [8] Th. Frank, J. Schneider, Q. Yu, E. Wassen: Experimental and Numerical Investigation of Particle Separation in a Symmetrical Double Cyclone Separator, 8th Int. Symposium on Gas-Particle Flows, ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, San Francisco, CA, U.S.A., July 18-22, 1999, CD-ROM Proceedings, Paper No. FEDSM99-7865, pp. 1-10.
- [9] Mei R.: An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 18, pp. 145-147, 1992.
- [10] Milojević, D.: Lagrangian Stochastic-Deterministic (LSD) Predictions of Particle Dispersion in Turbulence, *Part. Part. Syst. Charact.*, Vol. 7, pp. 181-190, 1990.
- [11] Perić M.: Ein zum Parallelrechnen geeignetes Finite-Volumen-Mehrgitterverfahren zur Berechnung komplexer Strömungen auf blockstrukturierten Gittern mit lokaler Verfeinerung, Abschlußbericht zum DFG-Vorhaben Pe 350/3-1 im DFG-Habilitandenstipendiumprogramm, Stanford University, USA, 1992.
- [12] Schönung B.: Comparison of Different Dispersion Models for Particles in Lagrangian and Eulerian Prediction Codes, In: Proceedings of the International Conference on Fluid Mechanics, Peking, July 1.-4., 1987, Peking University Press, China, 1987.
- [13] J. Schneider u.a.: Die Abscheidung von Stäuben aus Gasen mit Hilfe eines Fliehkraftabscheiders hoher Trennleistung des Wirbelkammerdirektabscheiders, Vortrag auf der Sitzung des GVC-Fachausschusses Partikelabscheidung Abgasreinigung, Köln, 1993.
- [14] J. Schneider u.a.: Die BASE-Wirbelkammer ein moderner Fliehkraftabscheider, Vortrag auf der IMIS-Fachveranstaltung Fortschritte in der Entstaubungstechnik, Essen, 1993.
- [15] Schneider J.: Abscheideleistung eines symmetrischen Doppelzyklons, Research report of Luft- und Umwelt-Technik GmbH (LUT), Eckernförde, Germany, Zur Veröffentlichung in Chemie-Ingenieur-Technik eingereicht, 1998.
- [16] Sommerfeld M.: Modellierung und numerische Berechnung von partikelbeladenen turbulenten Strömungen mit Hilfe des Euler/Lagrange-Verfahrens, Berichte aus der Strömungstechnik, Shaker Verlag, Aachen, Germany, 1996.
- [17] Wieck T., Hofeditz U.: Konstruktion und Fertigung unterschiedlicher Varianten von Zyklonabscheidern Experimenteller Vergleich der Abscheideleistung, Diploma thesis, Flensburg University of Applied Sciences, 1997.
- [18] Web Site der Forschungsgruppe Mehrphasenströmungen, TU Chemnitz, Germany. http://www.imech.tu-chemnitz.de/index.html Indexseite.