

# **Dynamik der Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters**

Dissertation  
Zur Erlangung des Doktorgrades  
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von  
**Christian Spötter, M. Sc.**  
aus Pöhlde am Harz

genehmigt von der  
Fakultät für Mathematik/Informatik und  
Maschinenbau der Technischen Universität Clausthal,

Tag der mündlichen Prüfung  
08. 02. 2018

### **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutschen Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte Daten sind im Internet über <http://dnb.dnd.de> abrufbar.

### **Bibliographic information published by the Deutsche Nationalbibliothek**

The Deutsche Nationalbibliothek lists this publication in the Deutsche National-bibliografie; detailed bibliographic data are available in the Internet at <http://dnb.dnb.de>.

Dissertation Technische Universität Clausthal, 2018

Dekan der Fakultät für Mathematik/Informatik und Maschinenbau:

Prof. Dr. -Ing. Volker Wesling  
Institut für Schweißtechnik und trennende  
Fertigungsverfahren

Vorsitzender der Prüfungskommission:

Prof. Dr.-Ing. Norbert Müller  
Institut für Maschinenwesen  
Technische Universität Clausthal

Hauptberichterstatter/Betreuer:

Prof. Dr. rer. nat. Alfred P. Weber  
Institut für Mechanische Verfahrenstechnik  
Technische Universität Clausthal

Berichterstatter/Gutachter:

Prof. Dr. -Ing. Ulrich Teipel  
Technische Hochschule Nürnberg

## **D 104**

© **PAPIERFLIEGER VERLAG GmbH**, Clausthal-Zellerfeld, 2018  
Telemannstraße 1 · 38678 Clausthal-Zellerfeld  
[www.papierflieger.eu](http://www.papierflieger.eu)

Urheberrechtlich geschützt, alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Wege (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

**ISBN 978-3-86948-634-5** (1. Auflage, 2018)

## **Widmung**

Diese Dissertation ist Herrn *Dr.-Ing. Kurt Legenhausen* gewidmet. Er nahm seine Tätigkeit als Mentor und Kollege trotz seines Gesundheitszustandes bewundernswert ernst, wobei er mich zu dieser Arbeit motiviert und geduldig bei meinen ersten Schritten in der Strömungsvisulisierung begleitet hat. Leider ist er viel zu früh von uns gegangen.

## Vorwort und Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik der Technischen Universität Clausthal.

Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter *Prof. Dr. rer. nat. Alfred P. Weber* für die Übertragung dieses vielseitigen und interessanten Forschungsprojektes. Das von ihm entgegengebrachte Vertrauen, die gewährte wissenschaftliche Freiheit, sowie seine wertvollen Anregungen und Ideen haben wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

*Herrn Prof. Dr. -Ing. Ulrich Teipel*, Technische Hochschule Nürnberg, danke ich für das Interesse an meiner Arbeit, seine wertvollen Hinweise und die freundliche Übernahme des Koreferates.

Besonderer Dank gilt *Herrn Dr. -Ing. Kurt Legenhausen*. Durch seine umfassenden Studien zur Strömungsanalyse des Abweiseradsichters, sowie ein umfassendem Fachwissen, ermöglichte er die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente.

Für die Zurverfügungstellung des Messequipments sowie der freundlichen Unterstützung und Anleitung im Rahmen der Durchführung und Auswertung der PIV-Messungen soll an dieser Stelle der Firma TSI und im besonderen Herrn Dr.-Ing. Carsten Kykal gedankt werden.

Allen Institutsmitarbeitern danke ich herzlich für die freundliche und kreative Zusammenarbeit. Speziell bedanken möchte ich mich bei *Herrn Dipl.-Ing. Dietmar Starke*. Durch sein beeindruckendes Wissen im Bereich Maschinenbau ermöglichte er den Umbau des Abweiseradsichters. Des Weiteren möchte ich meine Hochachtung gegenüber *Herrn Henning Dunemann* ausdrücken. *Herr Dunemann* nahm sich stets Zeit, die benötigten Umbaumaßnahmen sowie die Konstruktion von neuen Bauteilen detailliert zu besprechen, wodurch viele Konstruktionen für den Fertigungsprozess und die Versuchshandhabung optimiert werden konnten.

Ich danke weiterhin den Studienarbeitern sowie wissenschaftlichen Hilfsmitarbeitern, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere möchte ich *Herrn Leonard Hansen*, *Herrn Jan Christopher Schmidt* und *Herrn Jannis Röhrbein* für ihre Arbeiten am Flugbahnmodell danken. *Herrn Hansen* gilt des Weiteren Dank für die Unterstützung im

Rahmen der Konstruktion der Federkanone und den damit entstandenen Untersuchungen.

Für die Bereitstellung der finanziellen Mittel, im Rahmen des Schwerpunktprogramms SPP 1679 „*Dynamische Simulation vernetzter Feststoffprozesse*“ unter dem Förderzeichen WE 2331/16-2, möchte ich der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* (DFG) danken.

# Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung.....	1
2.	Stand des Wissens.....	5
2.0	Einleitung.....	5
2.1	Die Windsichtung.....	5
2.1.1	Grundlagen der Windsichtung.....	5
2.1.2	Die Gegenstrom-Windsichtung im Schwerkraftfeld.....	8
2.1.3	Die Gegenstrom-Windsichtung im Fliehkraftfeld... ..	9
2.2	Charakterisierung von Trennprozessen.....	41
2.2.0	Einleitung.....	41
2.2.1	Darstellung der Partikelgrößenverteilung (PGV).....	41
2.2.2	Bilanzierung der Massenanteile.....	47
2.2.3	Bestimmung von Trenngradkurve, Trenngrenze und Trennschärfe.....	49
2.3	Partikelgrößenbestimmung mittels Laserbeugung.....	52
2.3.1	Theorie.....	52
2.3.2	Laserbeugungsinstrumente.....	56
2.4	Grundlagen der Particle-Image-Velocimetry (PIV).....	60
2.5	Numerische Simulationen zur Darstellung des Fluidströmungs- und Partikelverhaltens.....	63
2.5.1	Einleitung.....	63
2.5.2	Computational Fluid Dynamics (CFD).....	64
2.5.3	Diskrete-Element-Methode (DEM).....	65
2.6	Grundlage Betrachtung des Stoßverhaltens von Partikeln .....	67
2.6.1	Einleitung.....	67
2.6.2	Stoßarten.....	67
2.6.3	Energiebetrachtung bei den Stoßphasen.....	70
2.6.4	Bruchmechanismen bei der Prallzerkleinerung.....	72
2.6.5	Verhalten von Werkstoffen unter Belastung.....	74

2.6.6	Einflussparameter auf das Werkstoffverhalten.....	77
2.7	Triboelektrische Aufladung von Partikeln.....	81
2.7.1	Einleitung.....	81
2.7.2	Die triboelektrische Aufladung.....	82
2.7.3	Das Energiebandmodell.....	83
3	Material und Methode.....	84
3.0	Einleitung.....	84
3.1	Beschreibung des Versuchsmaterials.....	86
3.2	Der Abweiseradsichter ATP 50 der Firma Hosokawa Alpine.....	89
3.3	Konstruktion eines Abweiseradsichters zur Visualisierung der Sichtluftströmung und Partikelbewegung.....	90
3.4	Visualisierung der Sichtluftströmung und Partikelbewegung mittels PIV (Bereich Z).....	96
3.5	Konstruktion von Sichträdern mit strömungsbeeinflussender Schaufelgeometrie (Bereich Y).....	99
3.6	Versuchsdurchführungen im stationären Betrieb .....	101
3.6.0	Einleitung.....	101
3.6.1	Trenncharakteristik im stationären Betrieb.....	101
3.6.2	Einfluss der Dispergierung und des Zugabeortes auf die Trenncharakteristik.....	103
3.7	Versuchsdurchführungen im instationären Betrieb.....	105
3.7.0	Einleitung.....	105
3.7.1	Trenncharakteristik beim An- und Abfahrprozess.....	108
3.7.2	Trenncharakteristik bei zeitlich aufgelöster Probe- nahme.....	109
3.7.3	Konstruktion einer On-Line-Messmethode zur Bestimmung der Feingutpartikelgröße.....	109
3.8	Versuchsdurchführungen mit sichtschwierigen Gütern.....	113

3.8.1	Partikelzerkleinerungsverhalten an der Sichtschau- fel.....	113
3.8.2	Elektrostatistische Partikelaufladung im stationären Klassierprozess.....	115
3.9	Konstruktion von Partikelkanonen zur Bestimmung von Modellparametern.....	117
3.9.0	Einleitung.....	117
3.9.1	Konstruktion einer druckluftbetriebenen Partikel- kanone.....	118
3.9.2	Konstruktion einer Partikelkanone mit Feder- mechanismus.....	120
3.9.3	Auswertung der Absprunghöhe mittels bildauswer- tender Software.....	122
4	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion.....	125
4.1	Der stationäre Betrieb:.....	125
4.1.1	Visualisierung der Sichtluftströmung und Partikelbewegung.....	125
4.1.2	Trenncharakteristik im stationären Betrieb.....	157
4.1.3	DEM-Simulation der Trenncharakteristik in der Sichtzone bei geringer Gutbeladung (Bereich Y)..... .....	164
4.1.4	Einfluss der Schaufelgeometrie auf die Trenn- charakteristik (Bereich Y).....	172
4.1.5	Einfluss von Dispergierung und Zugabeort auf die Trenncharakteristik.....	185
4.2	Der instationäre Betrieb:.....	194
4.2.0	Einleitung.....	194
4.2.1	Der An- und Abfahrprozess.....	195
4.2.2	Sichtcharakteristik im instationären Betrieb.....	198
4.2.3	Bestimmung der Feingutpartikelgröße im insta- tionären Betrieb mittels In-Line Messküvette.....	203
5	Einfluss sichtschwieriger Güter auf die Trenncharakteristik.....	211
5.0	Einleitung.....	211



5.1	Partikelzerkleinerungsverhalten an der Sichtschaufel...	212
5.2	Elektrostatische Partikelaufladung im stationären Klassierprozess.....	215
5.2.1	Messung der elektrischen Partikelladung beim Sichtprozess des Abweiseradsichters .....	215
5.2.2	Messung der elektrischen Ladung verschiedener Aufgabegüter mittels Rodos .....	220
6	Modellvorstellung zur Sichtung mit dem Abweiseradsichter .....	222
6.1	Das Flugbahnmodell für den stationären Betrieb (Bereich Y).....	222
6.2	Bestimmung von Modellparametern.....	227
6.2.0	Einleitung .....	227
6.2.1	Bestimmung von Modellparametern mittels Partikelkanone .....	228
6.2.2	Bestimmung der Modellparameter aus einer DEM- Simulation .....	239
6.3	Einbau von Trenngrenze und Trennschärfe in das Modell von Molerus.....	244
7	Zusammenfassung.....	249
8	Verzeichnisse.....	253
8.1	Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen.....	253
8.2	Literaturverzeichnis.....	256
9	Anhang.....	262
9.1	Das Schwerpunktprogramm „Dynamische Simulation vernetzter Feststoffprozesse – DynSim-FP“ (SPP 1679) .....	262
9.2	Formelsatz zur Modellbildung (Bereich X, Y, und Z)...	266
9.3	Sichtcharakteristik in Kombination mit einer Strahl- mühle.....	268
9.4	Das Husemann-Modell.....	278

# 1. Einleitung

In vielen Industriebereichen haben feinste Partikel mit einer definierten Größenverteilung einen wichtigen Stellenwert. Da Produktmerkmale und Qualität eng mit der Partikelgröße verflochten sind, sind Produkte mit einer engen Partikelgrößengrößenverteilung z. B. für die Farbpigment- und Schleifpulverindustrie von entscheidender Bedeutung [1-2]. Hierbei können feine Partikelfractionen durch eine größere spezifische Oberfläche chemische Reaktionen beschleunigen oder durch ihre optischen Eigenschaften deutlich hellere Farben erzeugen [3]. Infolgedessen ist die Klassierung mittels Windsichtung für die Herstellung feinsten Partikelfractionen das bedeutendste technische Verfahren. [1,3-5]. Laut *Rumpf* [3,6-7] ist es die Hauptaufgabe dieses Verfahrens, eine Aufgabegutmischung unterschiedlich großer Partikel in ein Grob- und ein Feingut zu klassieren [8].

Im Gegensatz zu Klassierern, wie dem Spiralwindsichter, welche mit einem freien Wirbel arbeiten, erzeugt der Abweiseradsichter aufgrund der rotierenden Schaufeln eine erzwungene Wirbelsenkströmung. Wegen seiner geringeren Sensitivität auf Änderungen der Feststoffbelastung hat der Abweiseradsichter den Spiralwindsichter weitestgehend verdrängt. Dies machte ihn zum wichtigsten Vertreter der Windsichter [1,3]. Im Sichtprozess wird die Umfangskomponente der Fluidströmung durch einen Rotor erzeugt, welcher diese Strömung unabhängig von der Gutbelastung aufrechterhält. Im Rotationsströmungsfeld erfahren die Partikel eine Zentrifugalkraft  $F_Z$ , welche der durch die Sichtluft hervorgerufenen Schleppkraft  $F_W$  entgegenwirkt. Aufgrund der hohen Zentrifugalkräfte bleiben die groben Partikel am Außenumfang des Sichterades, von wo sie in das Grobgut gelangen. Die feinen Partikel werden aufgrund der dominierenden Schleppkraft (Widerstandskraft) von der Fluidströmung in das Innere des Sichterades transportiert und zentral abgesaugt. Bei dieser Partikelgrößentrennung werden die groben Partikel quasi vom Sichterad abgewiesen, was laut *Rumpf* zur Namensgebung des Abweiseradsichters führte [3,8].

Im letzten Jahrhundert entwickelten *Rumpf* [3], *Molerus* [9-10], *Sender* [11-12], *Schubert* [13] und *Husemann* [14-14a] Trennmodelle, die das Partikelverhalten und die Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters nur auf Basis von geometrischen und Gleichgewichtsüberlegungen beschreiben.

Diese Modelle, beschreiben das Verhalten eines einzelnen Partikels unter dem Einfluss von Zentrifugal- und Schleppkraft, wobei sie für die Berechnung der Trenngrenze unter Verwendung von mehreren empirischen Koeffizienten anwendbar sind. Diese Koeffizienten müssen jedoch durch aufwendige Experimente ermittelt werden. Des Weiteren weisen die Modelle mehrere Nachteile auf. Zum einen kann die Abhängigkeit zwischen den Betriebsbedingungen und den empirisch ermittelten Parametern nicht auf physikalische Zusammenhänge des Trennverfahrens zurückgeführt werden. Zum anderen werden keine Partikel-Schaufel- und Partikel-Partikel-Interaktionen berücksichtigt, welche besonders bei höheren Beladungen einen signifikanten Einfluss auf die Trenncharakteristik ausüben [8].

Um diese Wissenslücke zu füllen, untersuchten *Galk* [15] und *Füchsel* [16] den Einfluss der Partikelbeladung auf die Trenneigenschaften. *Galk* zeigte, dass auch die Feststoffbeladung einen Einfluss auf die Trenncharakteristik nehmen kann. Somit wies er eine Abnahme des Verhältnisses von gemessener zu theoretischer Trenngrenze mit zunehmender Feststoffbeladung bei sonst konstanten Betriebsbedingungen nach, wobei jedoch gleichzeitig die Trennschärfe abnahm. Er führte dieses Verhalten auf die Rückwirkung des Aufgabegutes über Impulsaustausch auf die Fluidströmung zwischen den Sichtradschaufeln zurück, wobei der Impulsaustausch zu einer Abbremsung der Schleppströmung in der Nähe der Gutzugabe führt. Infolge einer ungenügenden Dispergierung bei sehr feinen Pulvern konnte er ein Wiederanstieg der Trennkurve mit abnehmender Partikelgröße beobachten [8,15].

*Bauer* [5] erweiterte die Studien um den submikronen Partikelbereich, wobei er feststellen konnte, dass der Materialmassenstrom auch in diesem Regime einen Einfluss auf die Lage und Neigung der kalkulierten Trennkurven, unter ansonsten konstanten Versuchsbedingungen, hat. Basierend auf seinen experimentellen Ergebnissen stellte *Bauer* die Hypothese auf, dass verschiedene Abschnitte der Trennkurve unmittelbar durch die Geometrien verschiedener Bauteile des Sichters beeinflusst werden [5]. Dieser interessante Ansatz kann zum Teil durch einige in dieser Arbeit dargestellten Beobachtungen unterstützt werden, liegt jedoch im Umfang außerhalb der Möglichkeiten des vorliegenden Beitrags und muss somit in künftigen Arbeiten weiter behandelt werden [8].

Während dem im Abweiseradsichter herrschenden Strömungsfeld für eine lange Zeit wenig Aufmerksamkeit gewidmet wurde, analysierte *Legenhausen* [4] das Fließverhalten der Fluidströmung zwischen den

Sichtradschaufeln unter Verwendung von Laser-Doppler-Anemometer-Messungen (LDA) an einem Wassermmodell. Er konnte nachweisen, dass sich die Strömung im Bereich zwischen den Schaufeln ablöst und es zur Ausbildung eines Starrkörperwirbels kommt. Im Anschluss zu *Legenhausens* Arbeiten untersuchten *Toneva et al.* [17] das Verhalten der Fluidströmung unter Verwendung von Computational Fluid Dynamics (CFD) Simulationen sowie Particle Image Velocimetry (PIV) Messungen. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von *Legenhausen* konnten sie eine Ablösung der Fluidströmung an der vorhereilenden Schaufel mit Ausbildung eines Starrkörperwirbels im Schaufelzwischenraum simulieren. Des Weiteren zeigte ihre Simulation, dass diese Wirbelbildung zu einer Einschnürung der Fluidströmung und somit zu einer Erhöhung der Radialgeschwindigkeit führt, wobei in der Kernzone die Umfangsgeschwindigkeit aufgrund zunehmender Reibung analog zur Starrkörperrotation wieder abnimmt. Obwohl *Toneva et al.* den Einfluss von Partikel-Partikel-Kollisionen auf die Trenncharakteristik vernachlässigten, ließen ihre numerischen Berechnungen die Vermutung zu, dass die Partikel häufig mit den Schaufeln des Sichtrades kollidieren, wobei grobe Partikel die Trennzone schneller verlassen als feine. Hierbei prallen die groben Partikel sowohl nach innen als auch nach außen zurück, was zu einer Verschlechterung der Trennschärfe führt. Ihre berechneten Trajektorien zeigen, dass ein großer Teil des Partikelstroms nicht in das Innere des Sichtrades transportiert wird. *Toneva et al.* stellten die Hypothese auf, dass eine Partikelansammlung in der Nähe der Außenkante des Sichtrades möglich ist, wobei diese Ansammlung durch eine lange Verweilzeit und Partikel-Partikel-Wechselwirkungen zu einer Verschlechterung der Trennschärfe führen könnte [17]. Aus Konstruktionsgründen war es *Toneva et al.* jedoch nicht möglich, die Simulationen der Fluidströmung (ohne Partikel) durch Messungen des realen Sichtprozesses zu validieren [8, 17].

Um die Simulationsergebnisse von *Toneva et al.* an realen Sichtprozessen zu untersuchen, bauten *Stender et al.* [18] einen Turboplex-Feinstsichter ATP 50 der Firma Hosokawa Alpine um. Durch Ersetzen der doppelseitigen Aufhängung der Sichtradachse durch eine einseitige Aufhängung wurde ein direkter optischer Zugang auf die Vorderseite des Sichtrades geschaffen. Mit diesem optischen Zugang und unter Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera war es *Stender et al.* möglich, erste Untersuchungen der Fluidströmung und der Partikelbewegung während eines realen Sichtprozess durchzuführen. Im Zuge ihrer Experimente stellten sie fest, dass sich bei einer Drehzahl des Sichtrades von  $6.000 \text{ min}^{-1}$  ein Wirbel in der Nähe der vorhereilenden Schaufel ausbildet. Weiter

beobachteten sie, dass dieser Wirbel mit ansteigender Drehzahl an Größe zunimmt und sich zur nacheilenden Schaufel hin bewegt, wobei er den Partikelstrom zunehmend einschnürt. Durch die Studien von *Stender et al.* konnte das Strömungsmodell von *Legenhausen* zum ersten Mal unter realen Prozessbedingungen bestätigt werden. Hierbei wiesen sie darauf hin, dass Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Kollisionen den Trennprozess beeinflussen [8,18-19].

Um das reale Verhalten der Fluidströmung und der Partikelbewegung während des Trennprozesses in die bestehenden Modelle zu integrieren bzw. ein Modell auf Basis physikalischer Grundlagen zu erstellen, ist es notwendig, die Betrachtungen von *Legenhausen*, *Toneva*, und *Stender* während eines realen Sichtprozess zu parametrisieren, sowie auf höhere Partikelkonzentrationen (Gutbeladungen) zu erweitern. Somit kann basierend auf diesen Studien eine bessere Interpretation von Rückkopplungseffekten bei höheren Gutbeladungen sowie Partikelwechselwirkungen unter realen Prozessbedingungen erreicht werden. Aus diesem Grund ist es Ziel diese Arbeit eine systematische Untersuchung der Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters, durch Visualisierung der Fluidströmung im Schaufelzwischenraum, der Peripherie und dem Zentrum des Sichtrades, sowie Untersuchungen der Partikeltrennung in stationären wie auch instationären Betrieb, bei Variation der Sichtraddrehzahl (3.000 und 15.000  $\text{min}^{-1}$ ) und Gutbeladung (1 bis 5 wt%) durchzuführen.

Diese Arbeit ist im Rahmen des DFG Schwerpunktprojektes SPP 1679 „*Dynamische Simulation vernetzter Feststoffprozesse*“ entstanden. Es war die Aufgabe der im Folgenden dargelegten Untersuchungen die Dynamik der Trenncharakteristik von Strömungs- und Klassierprozessen eines Abweiseradsichters zu erfassen und diese anhand eines Modells zu beschreiben. Als Grundlage für die Erstellung dieses Modells war ein vertiefendes Verständnis der physikalischen Transport- und Trennprozesse nötig. Das entwickelte Modell (*Flugbahnmodell* vgl. *Abschnitt 6*) soll schließlich in das Fließschema-Kalkulations-Programm *DYSSOL* integriert werden.

## 2. Stand des Wissens

### 2.0 Einleitung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der dynamischen Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters sowie die Ableitung allgemein gültiger Skalierungsgesetze aus der Visualisierung der Fluidströmung und der Partikelbewegung (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1*) im Klassierraum zur Erstellung eines Modells für die Berechnung der Trenngrenze (Flugbahnmodell vgl. *Abschnitt 6.1*) sowie der Trenngradkurve (Molerus-Modell vgl. *Abschnitt 2.1.3.3 und 6.3*). Hierfür ist es nötig die grundlegenden Theorien der Windsichtung, bestehende Modelle, die Berechnungsgrundlagen für die Trenncharakteristik sowie bestehende Anlagentypen zu betrachten, sowie vorhandene Problemstellungen und bisher nicht untersuchte Bereiche aufzudecken. Um ein Verständnis für Klassierung von Partikeln bei der Windsichtung aufzubauen und vorhandene Problemstellungen herauszuarbeiten, wird im folgenden Kapitel die Windsichtung und ihre theoretischen Grundlagen behandelt.

### 2.1 Die Windsichtung

#### 2.1.1 Grundlagen der Windsichtung

Das Verfahren der Windsichtung beschreibt im Allgemeinen die Trennung einer festen dispersen Phase in zwei oder mehr Partikelgrößen- bzw. Sinkgeschwindigkeitsklassen durch Trennung eines Partikelkollektives in einem gasförmigen Umgebungsmedium. Die Feststoffpartikel unterliegen in der Sichtzone (z.B. im Bereich zwischen den Sichtradschaukeln eines Abweiseradsichters) eines Windsichters eine Reihe von partikelgrößenabhängigen Kräften wie z.B. Trägheits-, Schlepp- (Widerstandskraft) und Schwerkraft und werden durch sie in unterschiedliche Richtungen geführt. In der von der Sichtluft durchströmten Sichtzone bewegen sich die Partikel unter Einwirkung der erwähnten Kräfte auf partikelgrößenabhängigen Bahnkurven, welche wiederum von der Sinkgeschwindigkeit im Schwerkraftfeld bzw. im Fliehkraftfeld  $v_s$  abhängig sind. Im Allgemeinen verlassen bei der Windsichtung die feinen Partikel die Trennzone mit der Luftströmung, während die groben bzw. die schwereren Partikel ohne Luftstrom abgetrennt werden können. Es ist somit möglich, alle Partikel, die kleiner als eine bestimmte Partikelgröße und unterhalb einer bestimmten Sinkgeschwindigkeit liegen, von den groben Partikeln

abzuscheiden. Infolgedessen wird das Aufgabegut wenigstens in zwei Partikelgrößenfraktionen, dem sogenannten Fein- und Grobgut, aufgeteilt [13].

Die Bewegung der Partikel wird bei der Windsichtung im Allgemeinen durch eine zufällige Partikelbewegung überlagert, was dazu führt, dass sich nach der Windsichtung Partikel gleicher Partikelgröße und Sinkgeschwindigkeit in beiden Fraktionen befinden. Je größer dieser Anteil an falsch ausgetragenen Partikeln ist, desto unschärfer ist das Trennergebnis. Die je zur Hälfte beiden Fraktionen angehörende Partikelgröße nennt man die Trenngrenze  $x_t$ . Die Trenngrenze des Partikelkollektives lässt sich aus dem Kräftegleichgewicht (im Schwerkraft- oder Fliehkraftfeld) der an einem Partikel der Größe  $x$  angreifenden Kräfte berechnen. Die Betrachtung des Kräftegleichgewichtes stellt die theoretische Grundlage des Trennverhaltens eines Windsichters dar, aus welcher sich prinzipielle Eigenschaften wie Trenngrenze oder Abmessungen der Sichtzone bestimmen lassen. Um einen optimalen Trennerfolg in der Windsichtung erzielen zu können, muss das Aufgabegut der Trennzone mit einem konstanten Massenstrom zugeführt werden. Das Aufgabegut ist des Weiteren gut dispergiert zuzugeben, sodass sich in der Sichtzone keine Agglomerate feiner Partikel befinden, welche größer als die geforderte Trenngrenze sind. *Leschonski* führt aus, dass um einen guten Trennerfolg einer Windsichtung zu gewährleisten, die in Abbildung 1 dargestellten Arbeitsschritte einzuhalten sind [13,20]:

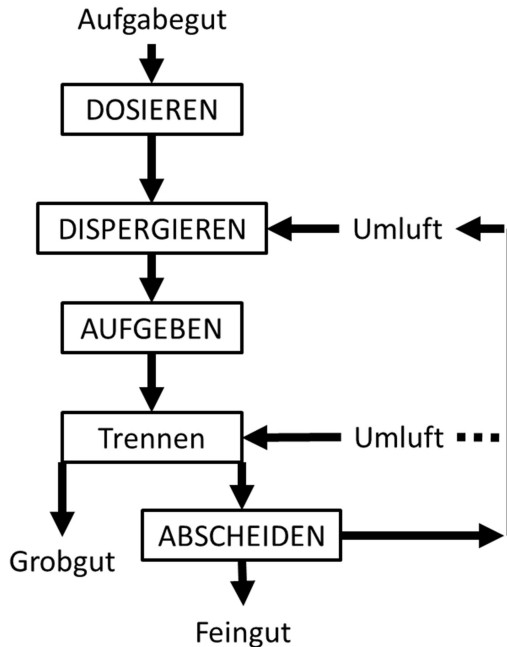


Abb. 1: Verfahrensschritte des Windsichtens [20]

Bei der Windsichtung ist die Bewegungsrichtung des Aufgabegutes gegenüber der Gasströmung entscheidend für die Klassierung. Infolge dessen werden die Methoden der Windsichtung nach der Führung der Gas- zur Feststoffströmung in Gegenstrom- und Querstromsichtung eingeteilt. Während bei der Gegenstromsichtung das aufzugebene Gut von oben nach unten gegen eine von unten nach oben strömende Gasströmung geführt wird, wird das Aufgabegut bei der Querstromsichtung quer zur Gasströmung zugegeben. Bei der Gegenstromsichtung ist es daher lediglich möglich, zwei Fraktionen zu erzeugen, während es die Querstromsichtung erlaubt ein Partikelkollektiv in mehrere Größenklassen aufzutrennen. Des Weiteren können die Windsichter nach der Art des angreifenden Feldes in Schwerkraft- und Fliehkraftsichter unterteilt werden. Zur besseren Verdeutlichung der einzelnen Windsichterklassen hat *Leschonski* [1-2] eine Übersicht der einzelnen Windsichterverfahren (siehe Tab. 1) zusammengestellt [1,4,20,21].



Da bei den Schwerkraftsichtern die Anziehungskraft der Erde der limitierende Faktor ist, ist die Erzeugung von feinen Pulvern in der Korngröße nach unten begrenzt. Aus diesem Grund muss für die Erzeugung von feinen Pulvern die Fliehkraft-Gegenstrom-Sichtung verwendet werden [1,20].

Tab. 1: Einteilung der Windsichtung nach *Leschonski* [1,4,20,21]

<b><i>Gegenstromsichtung:</i></b> <b>im</b>		<b><i>Querstrom-</i></b> <b><i>sichtung</i></b>	<b><i>Kombinierte</i></b> <b><i>Systeme</i></b>
<b>im Schwerkraftfeld</b>	<b>im Fliehkraftfeld</b>		
Steigrohrsichter	Spiralwindsichter	Querstromsichter im Schwer- und Fliehkraftfeld	Umluftsichter
Gegenstrom- Umlenksichter	Abweiseradsichter  Gegenstrom- Umlenksichter	Querstrom- Strahlwindsichter  Querstrom- Umlenksichter Zick-Zack- Sichter	

### 2.1.2 Die Gegenstrom-Windsichtung im Schwerkraftfeld

Bei der Windsichtung im Schwerkraft-Gegenstrom-Verfahren wird im Wesentlichen eine aufsteigende Strömung für den Trennerfolg benötigt. Zumeist werden daher Apparate mit einem rechteckigen, quadratischen oder kreisrunden Querschnitt verwendet. Neben einem zylindrischen lotrechten Rohr wird für diese Klassierer auch ein auf der Spitze oder auf der größten Fläche stehender Konus verwendet. Das in einem Schwerkraft-Gegenstrom-Windsichter zu trennende Aufgabegut wird in den aufsteigenden Luftstrom eingebracht. Bei einer Trennung im Feinstkornbereich sollte das Aufgabegut zuvor in einem Teilluftstrom dispergiert werden. Die in den Luftstrom eingetragenen feinen Partikel werden von der Luftströmung mitgerissen und am oberen Ende des Sichters abgeschieden. Die groben Partikel sedimentieren währenddessen entgegen dem Luftstrom nach unten aus (siehe Abbildung 2) [1,13].

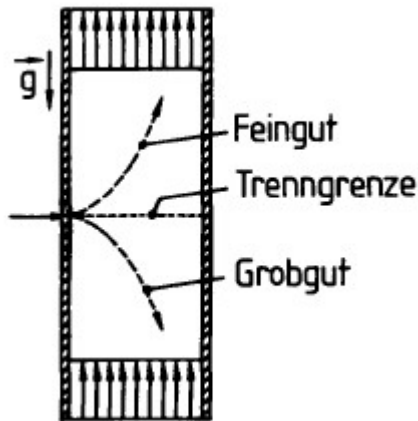


Abb. 2: Grundprinzip eines Schwerkraft Gegenstrom Windsichters [1]

Wird das Partikelverhalten auf einem einzelnen Luftstromfaden mit der Annahme, dass dieser Luftstrom eine konstante Geschwindigkeit  $u$  besitzt, betrachtet, so kann die Partikelgeschwindigkeit  $v$  mit Hilfe der Sinkgeschwindigkeit  $v_s$  ermittelt werden [13]:

$$v = v_s - u \quad (1)$$

Ist die Sinkgeschwindigkeit größer als die Geschwindigkeit des Luftstromes so sedimentieren die Partikel nach unten entgegen der Luftströmung aus. Ist jedoch die Geschwindigkeit des Luftstromes größer als die Sinkgeschwindigkeit, werden die Partikel mit dem Luftstrom an das obere Ende des Sichters getragen und können als Feingut abgetrennt werden [13].

### 2.1.3 Die Gegenstrom-Windsichtung im Fliehkraftfeld

#### 2.1.3.1 Grundlagen der Gegenstrom-Windsichtung im Fliehkraftfeld

Da für die Bereitstellung feinstkörnigster Feststoffe in einem Partikelgrößenbereich kleiner einem Mikrometer die Windsichtung im Schwerkraftfeld an ihre Grenzen stößt, sind in diesem Partikelgrößenbereich die Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichter (auch Zentrifugal- oder Fliehkraftsichter) von großer Bedeutung. Die Produktbreite der angebotenen Fliehkraftsichter reicht von sehr kleinen Apparaten für die Anwendung im Labor oder Technikum mit einem

Durchsatz von einigen kg/h bis zu industriellen Produktionssichtern für die Zement- oder Kohleindustrie mit einem Durchsatz von mehreren 100 kg/h. Für das Qualitätsmanagement der Industrie ist es wichtig, ein geeignetes Sichtverfahren für eine Produktgewinnung mit einer sehr engen Partikelgrößenverteilung zu verwenden, nachdem die Produktqualität und die Produkteigenschaften sehr eng mit dieser Partikelgrößenverteilung in Beziehung stehen. Die in diesen Bereichen kommerziell eingesetzten Fliehkraftsichter verfügen bereits über Trenngrenzen bis zu 1  $\mu\text{m}$  [5,20].

*Stieß* weist darauf hin, dass sich die Verfahren der Fliehkraftsichter in zwei Varianten unterteilen lassen. Beim ersten Verfahren führt er an, dass die Sichtluft direkt durch das Sichtrad gezogen wird, während das zweite Verfahren eine tangentielle Vorbeschleunigung am Außenradius des Sichtrads benutzt. Dieses Kapitel soll einige Grundlagen der Fliehkraftsichtung sowie Entwicklungsschritte der Fliehkraftsichter aufzeigen und erläutern [20]. Bei dem von *Rumpf* erstmals 1939 beschriebenen Fliehkraft-Gegenstrom-Windsichter wird das Strömungsfeld aus der Überlagerung einer Senkenströmung und einer Drallströmung gebildet, wobei Spiralen die Stromlinien im Sichtradinneren darstellen. Aufgrund der Ausbildung dieses Strömungsfeldes werden Windsichter dieser Art auch unter dem Oberbegriff Spiralwindsichter zusammengefasst. In Abbildung 3 ist schematisch das Prinzip der von *Rumpf* untersuchten Spiralwindsichtung dargestellt. Um den Einfluss von Partikeln auf die freie Wirbelsenkenströmung zu minimieren, wurde eine Erweiterung des Spiralwindsichters mit erzwungener Wirbelsenkenströmung entwickelt, welcher heute als Abweiseradsichter (vgl. Abbildung 4) bekannt ist [13].

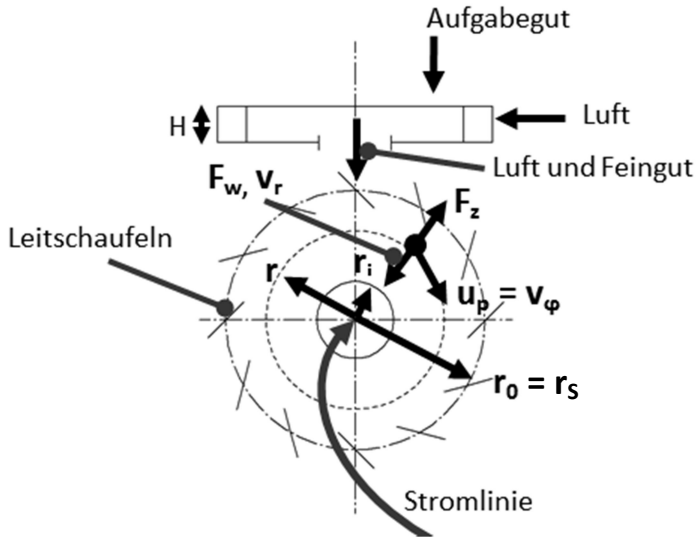


Abb. 3: Schematische Darstellung eines Spiralwindsichters,  $F_w$  = Schleppkraft,  $v_r$  = radiale Fluidgeschwindigkeit,  $v_\varphi$  Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades [4]

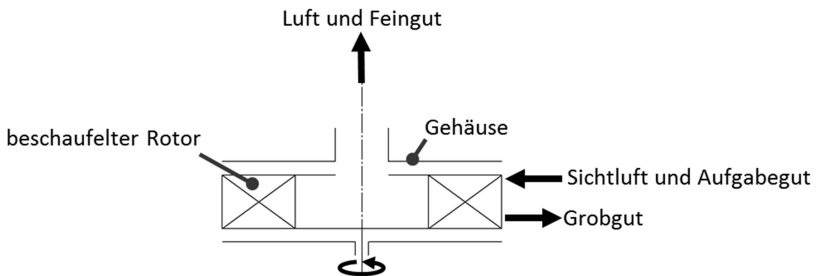


Abb. 4: Schema eines Abweiseradsichters nach Leschonski [4]

### 2.1.3.2 Berechnung der theoretischen Trenngrenze

Bei dem zu den Spiralwindsichtern gehörenden Abweiseradsichter durchströmt die Sichtluft den flachen, rotationssymmetrischen Sichtraum von außen nach innen auf spiralförmigen Bahnen und wird im Zentrum entlang der Drehachse abgesaugt. Die Luftströmung dieses Windsichters ist eine Spiralströmung mit einer Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung  $v_{\varphi,Fl}$  (Fluid-Umfangsgeschwindigkeit) und einer Geschwindigkeitskomponente in radialer Richtung  $v_r$  (radiale Fluidgeschwindigkeit). Die Fluid-Umfangsgeschwindigkeit (2) kann aus dem Volumenstrom des Fluides  $\dot{V}$  sowie der Breite  $B$  und der Höhe  $H$  des Einlassrohres ermittelt werden. Die radiale Fluidgeschwindigkeit wird über den Volumenstrom des Fluides sowie dem Radius des Einlaufes  $r_a$  und der Höhe  $H$  (3) berechnet. Die Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades  $v_\varphi$  (4) wird aus der Drehzahl  $n$  und dem Sichtradaußenradius  $r_S$  berechnet [4,5,13-15]:

$$v_{\varphi,Fl} = \frac{\dot{V}}{B \cdot H} \quad (2)$$

$$v_r = \frac{\dot{V}}{2\pi \cdot r_a \cdot H} \quad (3)$$

$$v_\varphi = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot r_S \quad (4)$$

Die Zuführung des Aufgabegutes erfolgt am äußeren Umfang der Sichtzone. Aus diesem Grund bewegt sich das Aufgabegut im Sichtprozess auf sinkgeschwindigkeitsabhängigen Bahnkurven. Infolgedessen folgt das Feingut der Strömung durch das Sichtrad nach innen, wo es durch eine zentrale Öffnung abgeführt werden kann. Das Grobgut wandert zum äußeren Umfang der Sichtzone (Außenkante der Sichtradschaufeln), wo es durch kontinuierliche und/oder diskontinuierliche Maßnahmen abgezogen wird [1,4,6-7]. Im radialen Kräftegleichgewicht zwischen Schleppkraft (Widerstandskraft)  $F_w$  und Zentrifugalkraft  $F_z$  bewegt sich das Trennkorn in der Sichtzone mit der Trennkorngröße  $x_t$  und der Umfangsgeschwindigkeit der Partikel  $u_p$  auf einer kreisförmigen Bahn des Radius  $r$ . Der Durchmesser dieses Partikels ist auch unter dem Begriff theoretische Trenngrenze  $x_{t,th}$  für die Bedingungen am Radius  $r$  bekannt. Für die Zentrifugalkraft (5) sowie die Schleppkraft (6) gilt [4-5,15]:

$$F_z = m_p \cdot r \cdot \omega^2 = m_p \cdot \frac{u_p^2}{r} \quad (5)$$

mit  $m_p$  = Partikelmasse,  $\omega$  = Winkelgeschwindigkeit ( $\omega = 2 \cdot \pi \cdot n$ ) und  $u_p = v_\phi$  Umfangsgeschwindigkeit. Für die Widerstandskraft  $F_w$  gilt [1,4]:

$$F_w = c_w(Re) \cdot A_p \cdot \frac{\rho_{Fl}}{2} \cdot |v_{rel}| \cdot v_{rel} \quad (6)$$

mit  $c_w(Re)$  = Widerstandsbeiwert,  $A_p$  = Partikelfläche,  $\rho_{Fl}$  = Fluidichte und  $v_{rel}$  = Relativgeschwindigkeit.

Wird an dieser Stelle das Partikel als ideale Kugel mit dem Durchmesser der theoretischen Trenngrenze  $x_{t,th}$  sowie einem Widerstandsbeiwert  $c_w(Re)$  im Stokesbereich für  $Re \leq 25$  betrachtet gilt [4-5,15]:

$$m_p = \rho_p \cdot V_p = \rho_p \cdot \frac{\pi}{6} \cdot x_{th}^3 \quad (7)$$

$$A_p = \frac{\pi}{4} \cdot x_{th}^2 \quad (8)$$

$$c_w(Re) = \frac{24}{Re} \quad (9)$$

$$Re = \frac{v_{rel} \cdot x_{t,th} \cdot \rho_{Fl}}{\eta} \quad (10)$$

wobei  $\eta$  die dynamische Viskosität der Luft ist.

Für Partikel mit einer Größe unterhalb von  $10 \mu\text{m}$  kann die Umfangsgeschwindigkeit  $u_p$  gleich der Umfangsgeschwindigkeit der Luft  $v_\phi$  am Radius  $r$  gesetzt werden, da hier die Beschleunigungs- bzw. Bremsstrecken klein sind (11) [1,5,13,15]:

$$u_p = v_\phi \quad (11)$$

Nachdem im idealen Fall die Partikel des Durchmessers der Trenngrenze  $x_t$  sich auf einer kreisförmigen Bahn befinden, ist in radialer Richtung die Relativgeschwindigkeit  $v_{rel}$  gleich der Radialgeschwindigkeit der Sichtluft  $v_r$  (12) [4-5,13]:

$$v_{rel} = v_r \quad (12)$$

Theoretisch kann das Trennkorn den Sichtraum nicht verlassen. Es wird jedoch aufgrund stochastischer Vorgänge mit identischen Teilen auf das

Fein- und Grobgut verteilt. Infolge dessen entspricht es dem Medianwert  $x_{50}$  der Trennkurve, welche auch unter der Bezeichnung präparative Trenngrenze bekannt ist. Durch Bildung des Kräftegleichgewichts zwischen Zentrifugal- und Schleppkraft (13) kann unter Berücksichtigung von (5) bis (12) und Auflösen des Kräftegleichgewichts die theoretische Trenngrenze  $x_{t,th}$  (14) ermittelt werden [4-5]:

$$F_z = F_w \quad (13)$$

$$x_{t,th} = \sqrt{\frac{18 \cdot \eta \cdot v_{r0} \cdot r_s}{\rho_p \cdot v_{\phi 0}^2}} \quad (14)$$

Gleichung (14) zeigt, dass die berechnete theoretische Trenngrenze  $x_{t,th}$ , am Radius  $r_s$  umgekehrt proportional zur Umfangsgeschwindigkeit  $v_{\phi}$  und proportional zur Wurzel des Produktes  $v_r \cdot r_s$  ist. Für eine vorgegebene Sichtergeometrie sind daher kleine Trenngrenzen nur durch hohe Umfangsgeschwindigkeiten und niedrige Radialgeschwindigkeiten der Strömung zu erreichen [1,5,13,15].

Abbildung 5 zeigt den Zusammenhang der Umfangsgeschwindigkeit, Radialgeschwindigkeit und der theoretischen Trenngrenze auf. Zur Erstellung der von *Schubert* gezeigten Kurven wurde ein Sichterradius von  $r = 0,15$  m und zwei unterschiedliche Materialien (Kalkstein mit einer Dichte von  $2710 \text{ kg/m}^3$  und Spinell mit einer Dichte von  $5053 \text{ kg/m}^3$ ) verwendet. Hierbei wurden die Ergebnisse unter Berücksichtigung der Cunningham-Korrektur berechnet. *Schubert* macht ersichtlich, dass sich mit einer Radialgeschwindigkeit  $v_r$  von 1 m/s und einer Umfangsgeschwindigkeit  $v_{\phi}$  von  $\leq 100$  m/s lediglich Trenngrenzen von ca.  $1 \text{ }\mu\text{m}$  erzielen lassen. Niedrigere Trenngrenzen können jedoch erzielt werden, wenn mit höheren Umfangsgeschwindigkeiten und/oder niedrigeren Radialgeschwindigkeiten gearbeitet wird. Wird die Radialgeschwindigkeit auf 0,01 m/s herabgesetzt und die Umfangsgeschwindigkeit auf einen Wert von 200 m/s eingestellt, kann theoretisch eine Trenngrenze von 10 nm erzeugt werden [13].

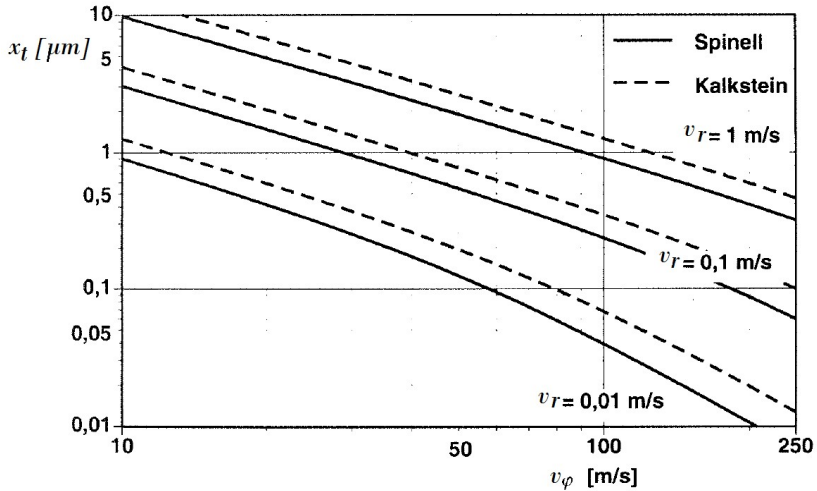


Abb. 5: Zusammenhang zwischen  $x_{th}$ ,  $v_\phi$  und  $v_r$  [13]

Die aus der Sichtzone eines Abweiseradsichters abgeführte Sichtluft kann nur mit einer bestimmten Gutmasse beladen werden, bzw. eine bestimmte Masse transportieren. Infolgedessen ist nachvollziehbar, dass je höher die Gutbeladung  $\mu$  im Aufgabestrom ist, desto geringer fällt die Qualität des Trennvorgangs aus. Die Gutbeladung wird aus dem Verhältnis zwischen Feststoffmassenstrom  $\dot{m}_s$  und Sichtluftmassenstrom  $\dot{m}_{SL}$  berechnet. *Schubert* hat die Erfahrung gemacht, dass die Gutbeladung für eine trennscharfe Sichtung den Wert von 0,1 nicht überschreiten sollte. Des Weiteren gibt er an, dass die zulässige Grenze vom Sichtprinzip, vom zu sichtenden Material, der Feinheit des Aufgabeguts, der gewählten Trenngrenze und der angestrebten Trennschärfe abhängig ist. Aus (15) für die Gutbeladung  $\mu$  lässt sich der Massendurchsatz des Feinguts  $\dot{m}_{s,2}$  (16) durch einen zylindrischen Sichtrad der Höhe  $H$  und dem Radius  $r$  berechnen [13]:

$$\mu = \frac{\dot{m}_s}{\dot{m}_{SL}} \quad (15)$$

$$\dot{m}_{s,2} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot \mu \cdot \rho_{SL} \cdot v_r \cdot H \quad (16)$$



### 2.1.3.3 Stochastisches Model zur Berechnung von Windsichtertrennkurven nach Molerus

Das für das DFG-Schwerpunktprojekt „Dynamische Simulation vernetzter Feststoffprozesse“ im Rahmen dieser Arbeit entstandene und in Abschnitt 6.1 vorgestellte Partikelflugbahnmodell zur Berechnung der Trenngrenze  $x_b$  berechnet in einem weiteren Arbeitsschritt unter anderem die Trenngradkurve auf Basis des von Molerus [9-10] hergeleiteten Trennmodells. Im folgenden Abschnitt wird das von Molerus entwickelte Modell hergeleitet, um die Grundlagen für eine Implementierung in das später aufgeführte Flugbahnmodell zu legen.

Nach Molerus wird die Bewegung der Partikel bei einer Sichtung im Schwer- oder Fliehkraftfeld durch die Einwirkung von Schwer- und Zentrifugalkraft, dem mittleren Strömungswiderstand sowie weiteren von ihm als zufällig und unübersichtlich bezeichneten Parametern beeinflusst. Diese zufälligen Einflüsse auf die Partikelbewegung umfassen Turbulenz der Fluidströmung, Wechselwirkung zwischen Partikeln, wechselseitige Strömungsbeeinflussung sowie Haftkräfte, Schwankungen im Fluidströmungsverlauf durch Ablösung bei der Partikelumströmung sowie Rückströmungen und Rücktransport von bereits abgewiesenen Partikeln zurück in die Sichtzone. Molerus führt weiter aus, dass aufgrund der zufälligen Einflüsse das Bewegungsverhalten eines Partikels als ein stochastischer Prozess anzusehen sei. Die Trenngradkurve  $T(x)$  beschreibe somit die Wahrscheinlichkeit  $\phi(x)$  dafür, dass ein Partikel einer bestimmten Partikelgröße  $x$  in das Grobgut gelange [10].

Als Ausgangspunkt für die Entwicklung seines Modells griff Molerus auf den Markov-Prozess zurück, welcher durch die zweite Kolmogoroff-Differentialgleichung beschrieben werden kann:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(cp) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}(dp) \quad (17)$$

Hierbei beschreibt  $p(t,z)$  die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das betrachtete Partikel sich zum Zeitpunkt  $t$  im Intervall  $(z, z+dz)$  befindet. Des Weiteren bezeichnet  $d = d(t,z,x,\varepsilon)$  den stochastischen Mischungskoeffizienten, welcher die Unordnung der Bewegung beschreibt und für die Vermischung im Sichtraum nötig ist. Der Koeffizient  $c = c(t,z,x,\varepsilon)$  gibt unterdessen die mittlere Geschwindigkeit von Partikeln der Größe  $x$  zum Zeitpunkt  $t$  an Ort  $z$  wieder [10].

*Molerus* erläutert weiter, dass die gezeigte Differentialgleichung bisher unter stark vereinfachten Randbedingungen ausgewertet wurde und dass eine Anpassung der physikalischen Randbedingungen nötig sei, um eine verbesserte Formel für die Ermittlung von Trenngradkurven zu erhalten. Aus diesem Grund mussten die Anfangswert-Randwertbedingungen von *Molerus* neu definiert werden. Den Sichtraum vermisst er durch die Ortskoordinate  $z$ , wobei im Fall eines Schwerkraftsichters  $z = konst.$  eine Ebene und im Fall eines Fliehkraftsichters eine Kreiszyylinderfläche darstellt. Weiter führt *Molerus* die Sinkgeschwindigkeit  $w_f$  der Partikel ein, welche aufgrund der vorherrschenden Feldkraft  $mb$  mit  $b = g$  im Schwerkraftfeld und  $b = u^2/r$  im Zentrifugalfeld definiert wird. Hierbei bezeichnet  $m$  die Masse der Partikel, während  $g$  die Erdbeschleunigung,  $u$  die Umfangsgeschwindigkeit der Partikel sowie  $r$  den momentanen Bahnradius des Partikels darstellt. Für die mittlere Geschwindigkeit eines Partikels in positiver  $z$ -Richtung ergibt sich mit der Geschwindigkeit  $v$  der Strömung [10]:

$$c(z, t) = v(z, t) - w_f(z, t) \quad (18)$$

Wenn ein Partikel am Ort  $z = 0$  zum Zeitpunkt  $t = 0$  startet, lauten die Anfangsbedingungen:

$$p(0, z) = \delta(z) \quad (19)$$

wobei  $\delta$  die Diracsche-Funktion mit  $\delta(z) = 0$  für  $z$  ungleich 0 und  $\int \delta(z) dz$  gleich 1 ergibt. Zur Beschreibung der Randbedingungen gibt *Molerus* die Wahrscheinlichkeit an, dass sich Partikel zum Zeitpunkt  $t$  im Intervall  $-z_1 \leq z \leq +z_2$  befinden. Somit ergibt sich [10]:

$$P(t) = \int_{-z_1}^{z_2} p(t, z) dz. \quad (20)$$

Als Komplement hierzu stellt er die Wahrscheinlichkeit auf, dass das Partikel zum Zeitpunkt  $t$  den Sichtraum bereits verlassen hat, welches zu [10]:

$$Q(t) = 1 - P(t) = 1 - \int_{-z_1}^{z_2} p(t, z) dz \quad (21)$$

führt, und bei einem zeitlichen Zuwachs dieser Wahrscheinlichkeit mit [10]:

$$\frac{dQ}{dt} = - \int_{-z_1}^{z_2} p(t, z) dz$$

beschrieben werden kann. An diesem Punkt setzte *Molerus* die rechte Seite der *Kolmogoroff-Differentialgleichung* ein, wodurch er den folgenden Ausdruck erhielt [10]:

$$\frac{dQ}{dt} = \int_{-z_1}^{z_2} \left[ (cp)_z - \frac{1}{2} (dp)_{zz} \right] dz = \left[ cp - \frac{1}{2} (dp)_z \right]_{z=z_2} - \left[ cp - \frac{1}{2} (dp)_z \right]_{z=-z_1} \quad (22)$$

Als Begründung für den zeitlichen Zuwachs der Wahrscheinlichkeit führt *Molerus* aus, dass das Partikel den Sichraum verlässt und über die Betrachtungsgrenze  $z = -z_1$  in das Grobgut:

$$\dot{g} = - \left[ cp - \frac{1}{2} (dp)_z \right]_{z=-z_1} \quad (23)$$

oder in das Feingut gelange [10]:

$$\dot{f} = \left[ cp - \frac{1}{2} (dp)_z \right]_{z=z_2} \quad (24)$$

Des Weiteren geht *Molerus* davon aus, dass die Partikel ohne Anströmung und ohne Rückvermischung mit ihrer Sinkgeschwindigkeit direkt in das Grobgut ausgetragen werden, welches [10]:

$$\dot{g} = w_f p(-z_1, t) \quad (25)$$

ergibt. Auf der Feingutseite nimmt er des Weiteren an, dass die Partikel ohne Rückvermischung mit der Geschwindigkeit des Strömungsmittels ausgetragen werden [10]:

$$\dot{f} = v p(z_2, t). \quad (26)$$

Schlussendlich konnte *Molerus* die für sein Modell benötigten Randbedingungen aus den Gleichungen (23) bis (26) ableiten und in Form von Gleichung (27) und (28) darlegen:

$$\left[ w_f(-z_1, t) + c(-z_1, t) \right] p(-z_1, t) - \frac{1}{2} \left[ d(-z_1, t) p(-z_1, t) \right]_z = 0 \quad (27)$$

$$\left[ \varepsilon(z_2, t) - v(z_2, t) \right] p(z_2, t) - \frac{1}{2} \left[ d(z_2, t) p(z_2, t) \right]_z = 0 \quad (28)$$

Auf Basis der erläuterten Anfangswert-Randwertbetrachtung für eine partielle Differentialgleichung konnte *Molerus* eine Randwertaufgabe für eine gewöhnliche Differentialgleichung durch Integration der partielle Differentialgleichung und der aufgestellten Randbedingungen nach der Zeit herleiten, aus welcher er sein Modell für die Trenngradkurve erhielt. Nach Betrachtung der Randbedingungen für  $z = -z_1$  ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit  $\phi$ , dass ein Partikel in das Grobgut gelangt [10]:

$$\phi = \int_0^{\infty} \dot{g} dt = w_f \int_0^{\infty} p(-z_1, t) dt. \quad (29)$$

Werden verschieden große Partikel betrachtet, ist demnach die dargestellte Wahrscheinlichkeit identisch mit der Trenngradkurve. Hierbei genügt gemäß *Molerus* eine Bestimmung der Hilfsgröße  $\mu(z)$  um die Trenngradkurve berechnen zu können [10]:

$$\mu(z) = \int_0^{\infty} p(z, t) dt. \quad (30)$$

Als vereinfachende Voraussetzungen geht er davon aus, dass die stochastischen Koeffizienten zeitlich und örtlich konstant sind, was bedeutet, dass

$$c(z, t) = c = \text{konst. und } 1/2d(z, t) = D = \text{konst.}$$

ist. Unter diesen Annahmen war es ihm möglich aus den formulierten Anfangswert-Randwertbedingungen:

$$(w_f + c)\mu(-z_1) - D\mu'(-z_1) = 0$$

$$(c - v)\mu(z_2) - D\mu'(z_2) = 0 \quad (31)$$

eine Randwertaufgabe für die partielle Differentialgleichung für eine gewöhnliche Differentialgleichung aufzustellen [10]:

$$D\mu'' - c\mu' = -\delta(z) \quad (32)$$

Für eine Betrachtung der Sichtung im Zentrifugalfeld, wie sie z.B. bei einem Abweiseradsichter vorherrscht, bedeutet dies, dass im Bereich  $-z_1 \leq z \leq z_2$  die Berechnung die Verhältnisse an einem mittleren Bahnradius zugrunde legt. Die Lösung der Differentialgleichung (32) unter Einbeziehung der Randbedingungen (31) und der Gln. (29-30) liefert die Wahrscheinlichkeit  $\phi$  (33) dafür, dass ein Partikel in das Grobgut ausgetragen wird [10]:

$$\phi = w_f \cdot \mu(z_1) = \frac{\frac{w_f}{v} - \frac{w_f}{c} + \frac{w_f}{c} e^{\frac{cz_2}{D}}}{\frac{w_f}{v} - \frac{w_f}{c} + \left(1 + \frac{w_f}{c}\right) e^{\frac{c(z_1+z_2)}{D}}} \quad (33)$$

Unter der Betrachtung das  $z_1 = z_2 = l/2$  ist, wobei  $l$  der Länge des Sichttraumes entspricht, und der Annahme das der Sichter auf die Trenngrenze  $x_t$  eingestellt ist, bedeutet dies, dass die Geschwindigkeit des Fluides  $v$  gleich der Sinkgeschwindigkeit des Trennkorns  $w_{ft}$  entspricht [10]:

$$\phi(w_f) = \frac{1}{1 + \frac{w_{ft}}{w_f} \cdot e^{\left[\frac{w_{ft} \cdot l}{2D} \left(1 - \frac{w_f}{w_{ft}}\right)\right]}} \quad (34)$$

Hierbei gilt:

$$\phi(w_f) = 0; \quad \phi(w_{ft}) = 0,5; \quad \phi(w_f \gg w_{ft}) = 1.$$

An dieser Stelle führt *Molerus* einen dimensionslosen Faktor  $s$  als Maß für die Trennschärfe ein, was bedeutet, dass mit anwachsendem  $s$  die Neigung der Trenngradkurve an der Stelle  $w_f = w_{ft}$  und demnach die Steilheit der gesamten Trenngradkurve zunimmt [10]:

$$s = \frac{w_{ft} \cdot l}{2D} \quad (35)$$

Die Ausführungen von *Molerus* verdeutlichen, dass zur Anpassung seines Modells an gemessene Trenngradkurve die zwei Parameter  $s$  für die Steilheit der Trenngradkurve und  $w_{ft}$  für die Lage der Trenngradkurve zur Verfügung stehen. Bei der Sichtung feinkörniger Partikelkollektive lässt sich unter der Annahme, dass eine Stokessche Umströmung der Partikel vorherrscht, der Partikeldurchmesser  $x$  gleich der Sinkgeschwindigkeit setzen [10]:

$$\frac{w_f}{w_{ft}} = \left(\frac{x}{x_t}\right)^2 \quad (36)$$

Unter Zuhilfenahme von Gleichung (36) kann aus Gleichung (34) für den Fall der Stokesschen Umströmung das Trennmodell von *Molerus* (37) aufgestellt werden [10]:

$$T(x) = \phi(x) = \frac{1}{1 + \left(\frac{x_t}{x}\right)^2 \cdot e^{s \left(1 - \left(\frac{x}{x_t}\right)^2\right)}} \quad (37)$$

Die bisher in dieser Arbeit aufgeführte Theorie sowie die Herleitung des von *Molerus* veröffentlichten Modells und seine Ausführungen verdeutlichen die Wissenslücken im Bereich der Abweiseradsichtung. Zur Erstellung eines dynamischen Modells zur Berechnung der Trenncharakteristik gilt es demnach diese Lücken zu schließen. Die bisher unzureichend untersuchten Punkte bezeichnet *Molerus* als unübersichtliche Parameter. Daher ist es die Aufgabe dieser Arbeit diese Parameter zu betrachten. Hierbei sollen aus Hochgeschwindigkeitskamerauntersuchungen, der turbulenten Fluidströmung (vgl. *Abschnitt 4.1*) sowie der Wechselwirkung zwischen den Partikeln, allgemein gültige Skalierungsgesetze abgeleitet werden. Ziel ist die Erstellung eines Modells für die Berechnung der Trenngrenze (im Weiteren als Flugbahnmodell bezeichnet, vgl. *Abschnitt 6.1*) welches in Kombination mit dem vom *Molerus* aufgestelltem Modell die Trenngradkurve ermitteln kann. Dieses Modell soll im Rahmen des Schwerpunktprojektes „*Dynamische Simulation vernetzter Feststoffprozesse*“ in das Fließschema-Kalkulations-Programm *Dysslol* implementiert werden. Nachdem *Molerus* als ersten unübersichtlichen Parameter die turbulente Fluidströmung erwähnte, diese jedoch in ihm nachfolgenden Untersuchungen durch *K. Legenhausen* [4] beschrieben wurde, wird im nachfolgenden Kapitel mit der Beschreibung des Strömungsfeldes nach *Legenhausen* fortgefahren.

#### **2.1.3.4 Beschreibung des Strömungsfeldes**

Da die bisher aufgeführten theoretischen Modelle, wie auch bei dem Modell von *Molerus*, die turbulente Fluidströmung im Abweiseradsichter als unübersichtlicher Parameter beschrieben haben, wurde der Einfluss der Fluidströmung auf die Klassierung weitgehend vernachlässigt. Um diese Wissenslücken zu schließen erforschte und beschrieb *Legenhausen* erstmals das Fluidströmungsprofil zwischen den Schaufeln eines Abweiseradsichters (Sichtzone). Für seine Studien hat *Legenhausen* einen mit Wasser durchströmten Modellsichter, in welchem mittels Laser-Doppler-Anemometer die Fluidgeschwindigkeiten bestimmt werden konnten, verwendet. Es stellte sich bei diesen Studien heraus, dass sich ein Starrkörperwirbel im Bereich der Schaufeln nur dann einstellt, wenn mit einer stoßfreien Strömung zum Außenumfang des Sichtrads hin gearbeitet wird. Dieses bedeutet, dass die Strömung des Fluides zum Außenumfang des Sichtrades mit der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades erfolgen muss. *Legenhausen* zeigt auf, dass davon abweichende Strömungsgeschwindigkeiten (siehe Abbildung 6), im Allgemeinen unerwünschte Wirbel zwischen den Schaufeln erzeugen. Hierbei löst sich die Strömung

auf der Schaufelsaugseite bei einem Verhältnis von kleinen Fluid-Umfangsgeschwindigkeiten  $v_{\varphi_{Fl}}$  zu großen Sichtradumfangsgeschwindigkeiten  $v_{\varphi_R}$  ab, während sie sich bei höheren Fluid-Umfangsgeschwindigkeiten auf der Schaufeldruckseite abtrennt. Es konnte festgestellt werden, dass es in beiden Fällen zu einer Rückströmung und zur Ausbildung von Wirbeln zwischen den Schaufeln kommt. Infolgedessen schnüren die erzeugten Wirbel die Sichtzone des Sichters ein, was wiederum eine Verschlechterung der Trennschärfe und eine gröbere Trenngrenze zur Folge hat. *Legenhausen* führt weiter aus, dass nur bei einem stoßfreien Eintritt der Strömung in das beschauelte Sichtrad die Zwischenräume zwischen den Schaufeln gleichmäßig, gemäß  $v_r \cdot r = \text{konstant}$ , durchströmt werden könnten. Im Laufe seiner Untersuchungen stellte er fest, dass sich im inneren, unbeschauelten Teil des Sichtrades eine Potentialströmung in Umfangsrichtung einstellt [1,4,13].

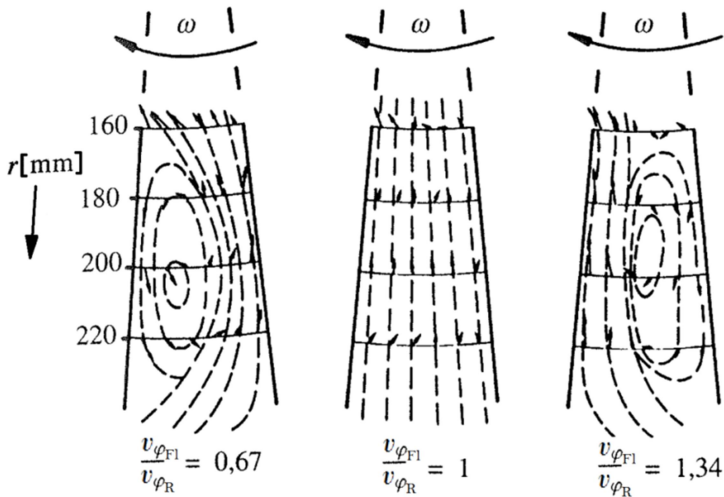


Abb. 6: Strömungsverhältnisse in einem beschauelten Sichtrad nach *Legenhausen* [13]

Als Schlussfolgerung der Untersuchungen des Verlaufes der Strömung in der Sichtzone eines Abweiseradsichters ließen sich folgende Annahmen treffen [1,13].

In Umfangsrichtung: Strömungsverlauf der Umfangsgeschwindigkeit nach *Legenhausen* [4]:

$$v_{\varphi} \cdot r^m = v_{\varphi 0} \cdot r_0^m \quad (38)$$

Hierbei konnte für:

$m = 1$  eine reibungsfreie Strömung bzw. ein Potentialwirbel,

$0,5 \leq m \leq 0,85$  eine reibungsbehaftete Strömung,

$m = -1$  eine erzwungene Wirbelströmung bzw. ein Starrkörperwirbel festgestellt werden.

In radialer Richtung: Strömungsverlauf der Radialgeschwindigkeit nach *Legenhausen* [4]:

$$v_r \cdot r = v_{r0} \cdot r_s = \text{const.} \quad (39)$$

In dieser Formel repräsentiert  $r_s$  den Außenradius des Sichtrads sowie  $v_{r0}$  und  $v_{\varphi}$  die vorliegenden Luftgeschwindigkeiten. Wenn angenommen werden kann, dass die Umfangsgeschwindigkeit  $v_{\varphi}$  der Trenngrenzen  $x_t$  am Radius  $r$  mit der an dieser Stelle herrschenden Umfangsgeschwindigkeit der Strömung identisch ist, können die zwei folgenden Formeln im Falle eines Potentialwirbels mit  $m = 1$  (vgl. (40)) und im Falle eines Starrkörperwirbels mit

$m = -1$  (vgl. (41)) aufgestellt werden [4]:

$$x_t = r \sqrt{\frac{18\eta}{\rho p}} \cdot \sqrt{\frac{v_{r0}}{v_{\varphi 0}^2 \cdot r_s}} \quad (40)$$

$$x_t = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{18\eta}{\rho p}} \sqrt{\frac{v_{r0} \cdot r_s^3}{v_{\varphi 0}^2}} \quad (41)$$

Die zwei dargestellten Formeln (40) und (41) weisen darauf hin (vgl. Abbildung 7), dass bei einem Potentialwirbel die Trenngrenze linear mit dem Radius  $r$  zunimmt, während sie bei Ausbildung eines Starrkörperwirbels umgekehrt proportional zum Radius abfällt [1,4,13].



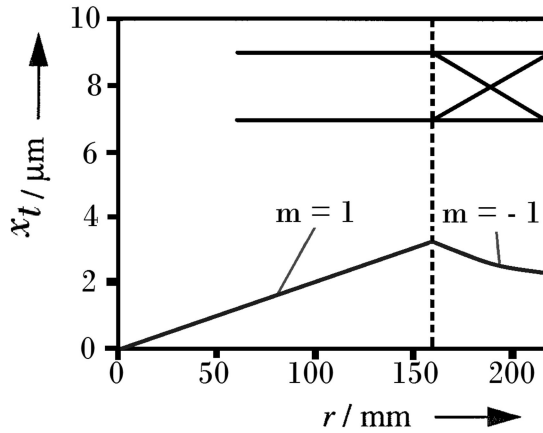


Abb. 7: Qualitativer Verlauf der Trenngrenze über dem Sichtradradius bei Berücksichtigung der Radialgeschwindigkeit nach *Legenhausen* [13]

Bereits 1967 haben *Rumpf* und *Leschonski* festgestellt, dass um eine hohe Trennschärfe und somit einen guten Trennerfolg in der Sichtung zu erzielen und dabei eine Zurückhaltung von feinen Partikeln in der Sichtzone zu vermeiden, die Trenngrenze in Richtung des Abtransportes des Feinguts ansteigen muss. Infolgedessen konnten sie aufzeigen, dass theoretisch ein zu kleinen Radien hin ansteigender Trenngrenzenverlauf dem abnehmenden Verlauf vorzuziehen ist. Sie stellten fest, dass wenn das Aufgabegut in der Nähe des Außenumfangs und somit am Radius  $r_s$  des Sichtrads zugeführt wird, die dort herrschende Trenngrenze die Trennung des Partikelkollektives bestimmt. *Rumpf* und *Leschonski* konnten nachweisen, dass kleinere Partikel von der Luftströmung auf kleineren Radien in Richtung des zentralen Feingutauslasses geführt werden, während größere Partikel auf größeren Radien abgeführt werden. Infolgedessen konnten sie aufzeigen, dass es größeren Partikeln nicht möglich ist, in den Innenraum des Sichtrades zu gelangen. Gelangen jedoch kleinere Partikel auf kleineren Radien in einen Bereich größerer Trenngrenzen, bewirkt dieses, dass diese nur umso schneller zum Zentrum bewegt und mit dem Auslass abgeführt werden. Die kleinen Partikel verbleiben allerdings auf den jeweiligen Gleichgewichtsradien, wenn sie wie im Fall des Potentialwirbels auf kleinere Trenngrenzen treffen. Aus diesem Grund ist es ratsam, wenn eine hohe Trennschärfe erzeugt werden soll, einen Potentialwirbel im inneren Sichtradbereich zu vermeiden. Dieses kann nach Aussage von *Leschonski* erreicht werden, indem entweder die Sichtradschaufeln bis an den Radius

des Austrittsrohrs herangeführt werden oder die Absaugung des Feinguts unmittelbar hinter den Schaufelenden vorgenommen wird. Des Weiteren hat eine Vermeidung der Ausbildung eines Potentialwirbels im inneren Sichtradbereich den Vorteil, dass ein erheblicher Rückgang des Strömungsdruckverlustes nachgewiesen werden kann [3,13].

Das von *Legenhausen* in diesem Abschnitt vorgestellte Strömungsfeld betrachtete die Fluidströmung anhand eines Wassermodells, unter Zuhilfenahme eines ideal angeströmten Sichters. Um nachzuweisen, ob dieses Strömungsfeld auch bei realen Sichtern unter realen Betriebsbedingungen vorliegt, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Fluidströmung eines Hosokawa-Alpine ATP 50 Abweiseradsichters (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1*) untersucht. Da eine Vielzahl Abweiseradsichter-Bauformen auf dem Markt zur Verfügung stehen, welche wie der hier verwendete alle unter dem Begriff der Fliehkraft-Gegenstromsichter zusammengefasst werden können, sollen im Folgenden eine Auswahl von Sichtertypen, sowie deren Besonderheiten, vorgestellt werden.

### **2.1.3.5 Beispiele für Gegenstrom-Windsichter im Fliehkraftfeld**

Auf den folgenden Seiten sollen verschiedene Sichter für die Verwendung im Feinstkornbereich beschrieben werden. Ein Beispiel für einen Spiralwindsichter ist der von *Rumpf* und *Kaiser* 1941 das erste Mal beschriebene „Mikroplex“-Spiralwindsichter der Firma Alpine AG. Zur Aufbereitung im Feinstbereich nutzt der Spiralwindsichter Mikroplex die Klassierwirkung einer ebenen Wirbelsenke aus. Das Aufgabegut gelangt aus dem Fallschacht (g) auf die Leitschaufel (a) des Sichtraumes (h). Das in Abbildung 8 dargestellte Schema dieses Mikroplex-Windsichters zeigt auf, dass die Sichtzone zur Vermeidung von Grenzschichteinflüssen seitlich begrenzende mitrotierende Seitenwände (f) aufweist. Durch am Umfang angeordnete Kanäle wird die Sichtluft der Sichtzone tangential von außen zugeführt. Sie tritt in den Sichtraum durch die verstellbaren Leitschaufeln (a) ein, wo sie auf Spiralbahnen nach innen strömt. Die Breite und der Anstellwinkel dieser Kanäle können durch die verstellbare Leitschaufeln (a) eingestellt werden. Die Sichtluft wird mittels eines auf der Sichtradachse montierten Gebläserades (e) durch die Sichtzone gesaugt. Der Strömungsverlauf folgt angenähert einer archimedischen Spirale, wobei die Umfangsgeschwindigkeit über den gesamten Sichtraum konstant bleibt, während die Radialgeschwindigkeit  $v_r$  umgekehrt proportional zum Sichtradradius ist. Aus diesem Grund bleibt die Korngröße auf den Gleichgewichtsbahnen über den gesamten Sichtraum angenähert konstant,

wobei sie der Trennkorngröße entspricht. Das aus dem Aufgabegut im Sichtprozess abgetrennte Feingut wird zusammen mit der Sichtluft durch das Zentrum (d) abgeführt. Das auf der Innenseite der Leitschaufel kreisende Grobgut wird mittels einer am Punkt (b) montierten Schneide abgeschält und anhand einer am Punkt (c) installierten Schnecke nach außen abgeführt. Wandreibungseinflüsse werden weitgehend ausgeschaltet, nachdem die Sichtschaukeln mit der Tangentialgeschwindigkeit der Luftströmung rotieren. Durch Verändern der radialen Geschwindigkeitskomponente, d.h., vor allem durch das Verstellen der Leitschaufeln kann die Trennkorngröße eingestellt werden. Infolgedessen steigt die Trennkorngröße mit der Anstellung der Leitschaufeln. Des Weiteren hängt  $x_t$  vom Durchmesser des Sichtraumes und von der Drehzahl des Ventilators ab. Da bei sehr großen Durchmessern des Sichtraumes die Strömungsverhältnisse nicht mehr zu beherrschen sind, ist die Baugröße dieser Sichtertypen begrenzt. Die Spiralwindsichter des Typs Mikroplex arbeiten somit trennscharf für Feststoffbeladungen der Luft  $< 1 \text{ kg/m}^3$  [13,22].

Die Firma Alpine hat bei der Ausführung der rotierenden Seitenwände des Mikroplex Windsichters deren Durchmesser zwischen 132 mm (MP 132), 400 mm (MP 400) und 800 mm (MP 800) variiert. Die Trenngrenzbereiche betragen 3,2 bis 30  $\mu\text{m}$ , 4,5 bis 45  $\mu\text{m}$  und 6,5 bis 60  $\mu\text{m}$  bei Durchsätzen zwischen 40 und 6000 kg/h [13].

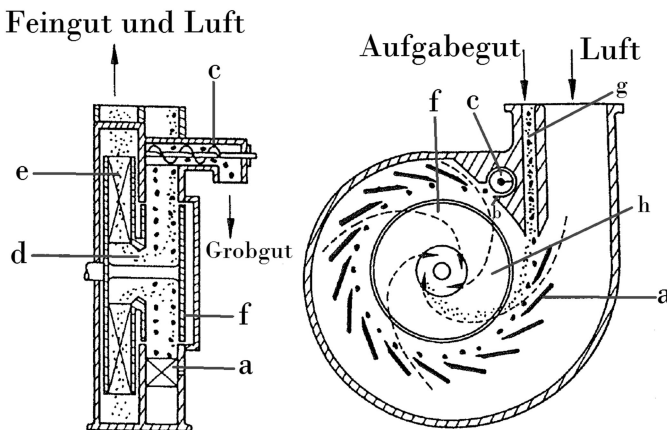


Abb. 8: Schematische Darstellung eines Mikroplex-Spiralwindsichters der Fa. Alpine [13]

Leschonski und Rumpf beschrieben 1967 einen Spiralwindsichter (siehe Abbildung 9), bei welchem über einen Impulsaustausch zwischen dem am Umfang der Sichtzone kreisenden Grobgutring und der Umfangskomponente der Strömung die Trenngrenze eingestellt wird. Das zugeführte Aufgabegut wird bei diesem Sichter in der angesaugten Luftströmung dispergiert und im Ansaugrohr (1) beschleunigt. Somit tritt es an einem Punkt des Sichtraumumfanges (2) angenähert tangential in den Sichter ein. Das in der Sichtzone in Fein- und Grobgut aufgetrennte Aufgabegut verlässt als Feingutfraktion zusammen mit der Sichtluft den Trennraum im Zentrum (3). Die Grobgutfraktion sammelt sich unterdessen und kreist in Form eines Guttrings oder einer Gutsträhne an der Umfangswand (4) des Sichterraums. Hierbei wird der an der Umfangswand rotierende Gutring durch die einströmende Sichtluft in Querstrom noch einmal nachgesichtet. Wenn an dieser Stelle angenommen wird, dass der Gutring eine Umfangsgeschwindigkeit von 10 m/s aufweist und der Sichtraum einen Durchmesser von 10 cm besitzt, so vollbringt der Sichter an dieser Stelle ca. 2000 Querstromsichtungen pro Minute. Das an der Umfangswand nachgesichtete Grobgut kann somit nach dem Öffnen eines Auslasskanals in einem kleinen Filter aufgefangen werden. Die sehr hohe Zahl an Querstromsichtungen führte zusammen mit der guten Trennschärfe dieses Sichters von  $k > 0,8$  zu einem bis dahin nicht erreichbaren Trennergebnis [3,13].

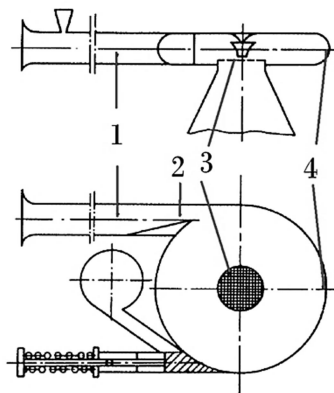


Abb. 9: Schematische Darstellung eines Fliehkraft-Gegenstrom-Analysensichters nach Rumpf und Leschonski [13]

Für einen guten Trennerfolg im Feinstkornbereich ist es wichtig, dass die zur Agglomeration neigenden feinen Partikel so gut dispergiert werden, dass die größten eingetragenen Agglomerate kleiner als die erzielte Trenngrenze sind. Weiter ist zu beachten, dass die feinen Partikel weder untereinander in der Sichtzone noch am Außenrand mit großen Partikeln erneut Agglomerate bilden oder sich im Außenumfang im Grobgutring anreichern. Um diese Aspekte konstruktiv und verfahrenstechnisch umsetzen zu können, wurde in Clausthal von *Leschonski, Galk* und *Bauer* ein neuer Windsichter entwickelt und in verschiedenen Studien untersucht. Dieser Flichkraft-Gegenstromsichter ist zum besseren Verständnis einmal als Schnitt in Abbildung 10 und ein weiteres Mal als Draufsicht in Abbildung 11 dargestellt [5,13,15].

Der in Clausthal entwickelte Sichter besteht aus zwei Scheiben, zwischen welchen 96 radiale Schaufeln angeordnet sind. 16 dieser Schaufeln erstrecken sich über den gesamten Radienbereich und enden angenähert auf dem Radius des Auslassrohres. Die restlichen 80 Schaufeln weisen nur ca. ein Viertel der Länge der 16 Schaufeln auf. Durch die somit entstehende Schaufelanordnung bilden sich ca. 1 cm breite Kanäle, durch welche die Sichtluft und das Feingut zum zentralen Auslass geführt wird. Das zugegebene Aufgabegut wird in einem speziellen Dosier- und Dispergiersystem mit einem Teil der Sichtluft vermischt und mit annähernder Sichtradumfangsgeschwindigkeit dem Sichter an der äußeren Wand der Sichtzone zugeführt. Infolgedessen wird das Feingut durch die radiale Komponente der Spiralströmung durch die Sichtradkanäle in den zentralen Auslass geführt, während sich das Grobgut auf der Innenwand des äußeren Gehäuses sammelt und durch die am Umfang des Gehäuses angeordnete Schlitze abgezogen werden kann [5,13,15].

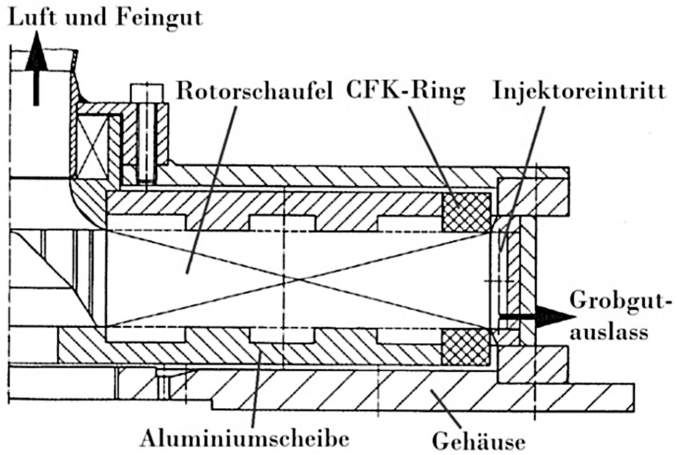


Abb. 10: Schnittansicht des in Clausthal entwickelten Fliehkraft-Gegenstromsichters nach Galk [15]

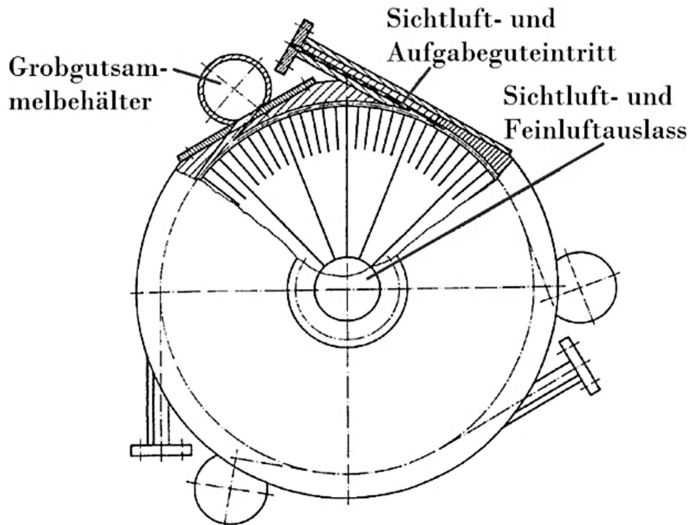


Abb. 11: Draufsicht des in Clausthal entwickelten Fliehkraft-Gegenstromsichters [5]

Der Feinstsichter CFS/HD-S der Firma Netzsch entspricht durch seine Umstellung von einer freien zu einer erzwungenen Wirbelströmung einer Weiterentwicklung des oben aufgeführten Mikroplex-Spiralwindsichters. Bei diesem Windsichter wird das Aufgabegut dem Sichter durch einen Kanal (1) von oben zugeführt. Nach der Zugabe gelangt das Aufgabegut in einen tangential angeordneten Ringspalt zwischen dem Sichter (3) und dem Leitschaufelkranz (4). Die für den Trennerfolg benötigte Sichtluft wird bei diesem Sichter durch einen separaten Kanal (2) dem Leitschaufelkranz (4) von außen zugeleitet. Der zugeführte Luftvolumenstrom lässt sich durch verschiedene Stellungen der Leitschaufeln und der somit resultierenden Querschnittsflächen zwischen den Schaufeln variieren. Infolgedessen kann die Sichtluft zusammen mit den feinen Partikeln die Leitschaufeln passieren und gelangt in das Innere des mit einer horizontal gelagerten Welle ausgeführten Sichterades. Das Sichterad durchströmt die Sichtluft und das feine Partikelkollektiv von außen nach innen und verlassen den Sichter im Zentrum in axialer Richtung. Beim CFS/HD-S ist eine Feinheit von  $d_{97} = 2,5 \mu\text{m}$  (bezogen auf Kalkstein) erzielbar [5].

Das Grobgut verbleibt währenddessen im Raum zwischen Leitschaufel und Sichterad, wo es nach unten durch eine Öffnung (6) abgeführt werden kann. Das schraubenförmige Gehäuse dient zur optimalen Grobgutorientierung. Eine Kurzschlussströmung zwischen Einlaufkanal (1) und Grobgutaustritt (6) wird durch eine senkrechte Trennwand (7), welche das Sichterad halb umschließt und axial etwa auf halber Sichteradhöhe angebracht ist, verhindert. Aus diesem Grund kann das Grobgut nur ausgeschleust werden, wenn es von der Zugabestelle zur Austrittsöffnung hinter die Trennwand transportiert wird, wie aus Abbildung 12 nachzuvollziehen ist. Der Grobgutaustritt wird bei diesem Sichter zum Teil durch eine Klappe (5) abgedeckt. Diese Klappe zwingt einen Teil des Grobgutes zum Verbleib im Ringspalt. Eine Dispergierung des Aufgabegutes soll bei diesem Verfahren durch die Leitschaufeln hindurchströmende Sichtluft realisiert werden. Des Weiteren soll somit aus dem nicht ausgeschleusten Grobgut, das eventuell noch vorhandene Feingut nach innen abtransportiert werden. Mittels dieses Verfahrens soll der Fehlaustrag an Feingut ins Grobgut minimiert werden, was jedoch durch die nicht zu vermeidende Vermischung von Aufgabegut und Grobgut verhindert wird. Hinzukommend muss erwähnt werden, dass das Sichterad auf einer Welle befestigt ist, welche durch den Sichterraum des Grobgutes geführt wird [5].

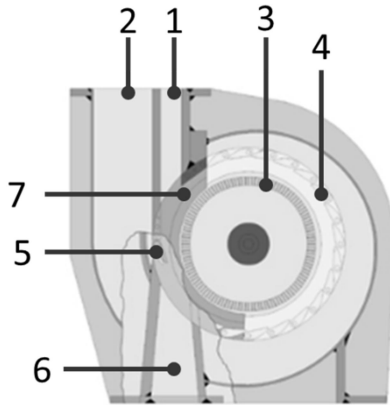


Abb. 12: Schematische Darstellung des CFS/HD-S Feinstsichters der Firma Netzsch Condux [Netsch.de]

Eine weitere Bauform eines Fliehkraftsichters ist der in Abbildung 13 gezeigte Turbo-Classifier der Firma Nisshin. Der hier verwendete Sichter besteht aus einem mit Schaufeln und Kanälen bestückten Siebwerk. In einem Spalt (3) zwischen dem Siebwerk (4) und Stator wird das Aufgabegut dem Sichter zugeführt. Das aufgegebenes Gut wird auf der Oberseite des Siebwerks durch hier angebrachte Leitschaufeln in Umfangsrichtung beschleunigt. Zwischen Siebwerk und Gehäusewand wird das Aufgabegut anschließend im Schergefälle dispergiert (5) und mittels einem sich über den gesamten Umfang erstreckenden Schlitz in die Sichtzone geleitet. Bei dem Sichter der Firma Nisshin befindet sich die erwähnte Sichtzone zwischen zwei Schaufelkränzen (6). Die an der Unterseite des Siebwerks angebrachten Schaufeln (8) werden von innen nach außen von der Sichtluft durchströmt. Diese Schaufeln beschleunigen, durch Unterstützung eines dem Sichter nachgeschalteten Gebläses, die Sichtluft in Umfangsrichtung. Die Sichtluft kann somit nach einer Umlenkung um  $180^\circ$  die Schaufelkränze passieren. Auf seinem Weg aus dem Sichter verlässt die Sichtluft zusammen mit den feinen Partikeln die Trennzone durch den Ausgleichsrotor (2), welcher den Druckverlust der Schaufelkränze (6) ausgleichen soll. Während das Feingut nach innen geführt wird, bewegt sich das Grobgut entgegen der Sichtluft durch den äußeren Schaufelkranz. Nachdem sich das Grobgut entgegen der Sichtluft bewegt, können an dieser Stelle noch im Grobgut vorhandene Feingutpartikel aus dem Grobgut



ausgeschleust werden. Die sich bildende Grobgutfraktion kann zum Schluss am Außenumfang des Sichters abgezogen werden [5,15].

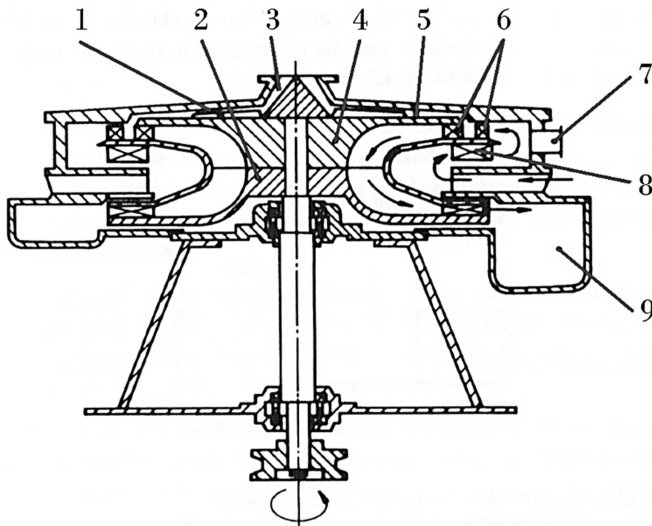


Abb. 13: Schematische Darstellung des Turbo-Classifiers der Firma Nisshin [5]

Der im Forschungsinstitut für Aufbereitung (FIA) der Universität Freiberg entwickelte Feinstkornsichter ist in Abbildung 14 schematisch dargestellt. Das Aufgabegut wird dem Feinstkornsichter über eine Dosierschnecke von oben zentral durch ein Fallrohr (1) auf die Sichteroberseite aufgegeben. Die für den Trennerfolg nötige Sichtluft wird bei der Bauweise der Freiburger konzentrisch um das Rohr angesaugt (2) und transportiert das Aufgabegut in einen Spalt zwischen Sieb (3) und Dispergierrad (4), welches zum Erreichen hoher Relativgeschwindigkeiten bei Bedarf seine Drehrichtung ändern und gegenläufig zum Sieb angetrieben werden kann. Die Freiburger dispergieren bei ihrem Sichter ihr Aufgabegut, ebenso wie beim Turbo-Classifer der Firma Nisshin, durch einen Spalt oberhalb des Siebs. Als Erweiterung zum Verfahren des Turbo-Classifier dispergieren die Freiburger ihr Aufgabegut in einem Bereich von mehreren konzentrisch angebrachten Stiftreihen (5). Diese Stiftreihen wurden von den Freiburgern einerseits am Sieb und andererseits am über dem Sieb liegenden Dispergierrad montiert. Das Aufgabeaerosol tritt nach dem

Durchströmen dieser stiftmühlenartigen Dispergierzone durch zwei Schaufelkränze (8) und (9) von oben in die Sichtzone (7) ein. Ein weiterer Unterschied des Sichtertypus der Freiburger zum Sichtertypus der Firma Nisshin ist es, dass der dispergierte Feststoff beim Durchtritt durch den oberen Sichtraddeckel (6) in Umfangsrichtung beschleunigt wird [5,15].

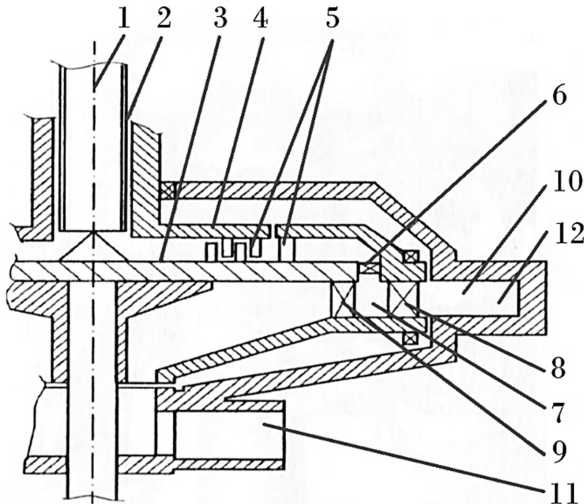


Abb. 14: Schematische Darstellung des Feinstkornsichters der FIA Freiberg [5]

Der in Abbildung 15 dargestellte ASP der Firma Hosokawa Alpine wurde speziell für mineralische Produkte entwickelt. Das Aufgabegut wird zentral (1) auf die Sichtradoberseite des Sichters zugegeben. Auf der Oberseite des Sichtrads wird das aufgegebenes Gut radial und in Umfangsrichtung beschleunigt (2). Bei dieser Beschleunigung ist es möglich, dass das Aufgabegut gegen die Innenwand des Gehäuses prallt, wobei im Aufgabegut vorliegende Agglomerate zerkleinert werden können. Das beanspruchte Aufgabegut wird an dieser Stelle durch einen zylindrischen Spalt (3) zwischen Gehäusewand und den Leitschaukeln (5) geführt. Die in einem Kranz angeordneten und in einem Winkel gegen die Tangente angestellten Leitschaukeln werden von außen nach innen mit Sichtluft durchströmt (6). Die Sichtluft gelangt durch die Leitschaukeln in die Sichtzone, wo sie das zu sichtende Aufgabegut durchströmt und die Feinpartikelfraktion durch das Sichtrad nach innen führt. Hier wird die

Sichtluft um 90° nach unten umgelenkt, wo sie schließlich den Sichter tangential verlässt (7). Um das aus der Sichtzone abgeführte Feingut gewinnen zu können, muss es jetzt durch eine Filtereinrichtung von der Sichtluft abgetrennt werden. Beim TSP Feinstsichter ist ein zweiter beschauelter Rotor axial unter dem Sichter zur Unterstützung der ausströmenden Sichtluft montiert. Dieser arbeitet wie eine Art Gebläse und verringert den Druckverlust im Sichter. Während das Grobgut axial im Spalt weiter nach unten geführt wird, wird es von der Sichtluft durchströmt und von noch im Grobgut befindlichen Feingutpartikeln befreit. Somit kann der Fehlgutanteil in den einzelnen Fraktionen minimiert werden. Am Ende der Aufbereitung wird das Grobgut in einem Ring unterhalb der Sichtzone durch einen Fallschacht (8) aus dem Sichter ausgetragen [5,15].

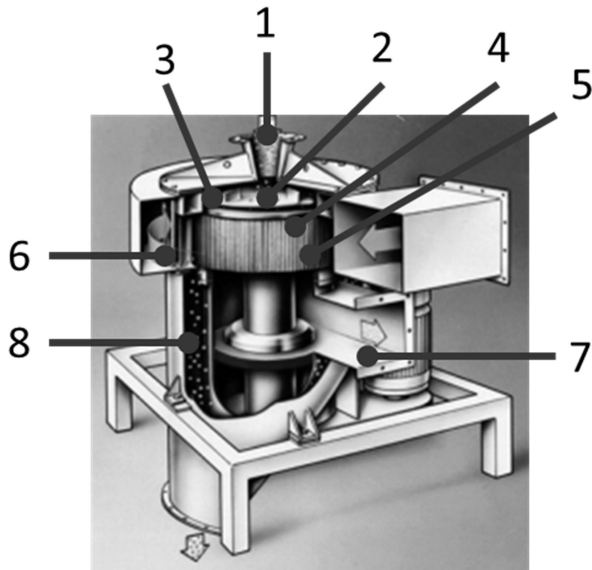


Abb. 15: Schematische Darstellung des ASP Feinstsichters der Firma Hosokawa Alpine [Hosokawa-Alpine.de]

Der Micron Separator und Micron Super Separator der Firma Hosokawa Alpine sind Beispiele für die Weiterentwicklung in der Verfahrenstechnik. Während der Micron Separator bei der Aufgabe von Gut und Sichtluft durch ein zentrales Rohr direkt unter dem Sichter befahren wird, wird beim Micron Super Separator die Sichtluft und das Aufgabegut tangential

im oberen Bereich des Siebers zugegeben (siehe Abb. 16 (7) und Abb. 17 (1)). Beide Siebertypen sind mit einem konischen Sieb (2) ausgestattet. Das Sieb selbst ist mit geraden Schaufeln versehen, welche wiederum unter einem bestimmten Winkel geneigt sind. Doch während beim Micron Separator die Partikel dem Sieb mit der Siebluft über das zentrale Rohr unterhalb des Siebs zugeführt werden, wird das Aufgabegut an dem Sieb des Micron Super Separators direkt tangential herangeführt. Infolgedessen sedimentiert das abgewiesene Grobgut aus und wird im Gehäuse unterhalb des Siebs abgeführt, während das Feingut der Luftströmung durch das konische Sieb folgt und den Sieb durch den Feingutauslass (siehe Abb. 16 (9) und Abb. 17 (3)) verlässt. Zur Nachsichtung des Grobgutes wird im unteren Bereich beider Sieber tangential Zusatzsiebluft angesaugt. Sie durchströmt beim Micron Super Separator die Leitschaukelringe (Abb. 17 (5)), während sie beim Micron Separator in den Grobgutnachsichtraum (Abb. 16 (6)) eingeleitet wird. Mittels dieser Siebluftzufuhr kann bei beiden Separatortypen das verbleibende Feingut vom Grobgut abgetrennt werden. Anschließend wird das fallende Grobgut beim Micron Super Separator über einen Kegel (Abb. 17 (6)) geleitet, wo durch erneute Zusatzsiebluftzugabe über einen Stutzen (und Abb. 17 (7)) eine zweite Nachsichtung des Grobgutes durchgeführt wird. Die entstandene Grobgutfraktion verlässt nach der Nachsichtung bei beiden Separatortypen den Sieb durch die untere Auslassöffnung (Abb. 16 und 17 (8)) [5,15].

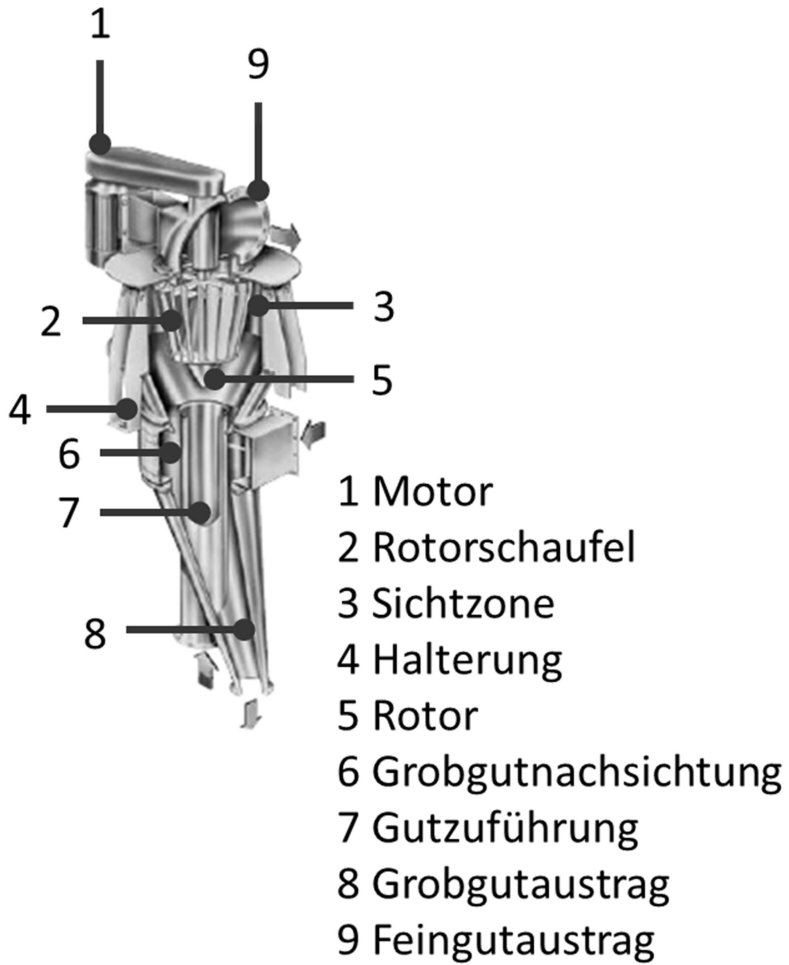


Abb. 16: Schematische Darstellung des Micon Separators der Firma Hosokawa [Hosokawa-Alpine.de]

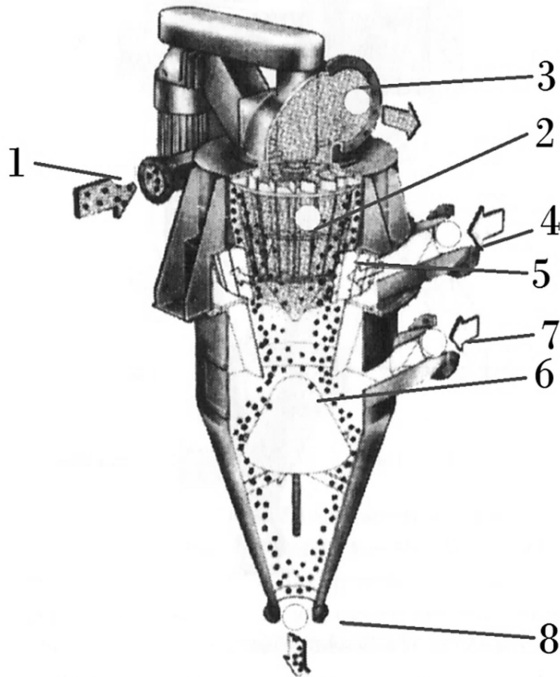


Abb. 17: Schematische Darstellung des Micon Super Separators der Fa. Hosokawa [5]

### 2.1.3.6 Zusammenfassende Betrachtung der Gegenstrom – Windsichtertypen

An dieser Stelle soll noch einmal eine zusammenfassende Betrachtung, der im *Abschnitt 2.1.3.5* erläuterten Sichter angefertigt werden. Um dieses zu bewerkstelligen sind in Tabelle. 2 einige der vorgestellten Sichter mit einigen ihrer verfahrenstechnischen Betriebsparameter gegenübergestellt. Die hierfür verwendeten Betriebsparameter sind aus der Fachliteratur von *Legenhausen* [4] und *Bauer* [5], sowie aus einzelnen Informationsbroschüren der Netzsch, Nisshin und Firmen Hosokawa Alpine zusammengetragen.

Die in Tabelle 2 dargestellten Windsichter repräsentieren nur eine Auswahl der auf dem Markt erhältlichen Fliehkraftsichter. Es kann abgelesen werden, dass sich die einzelnen Bauarten nicht nur in Massenstrom, Trenngrenze und Umfangsgeschwindigkeit unterscheiden, auch der für einen industriell wirtschaftlichen Betrieb wichtige Parameter des Energiebedarfs fällt bei den einzelnen Sichtertypen unterschiedlich aus. Die Tabelle 2 zeigt auf, dass der ASP bei einem im Vergleich der Massenström geringen Energiebedarf aufweist. Er unterstreicht diesen positiven Energieaspekt durch eine kleine Trenngrenze. In Tabelle 3 sind die Dispergiermechanismen, die Realisierungsmechanismen der Grobgutnach-sichtung sowie der Sichterantrieb der einzelnen Sichtertypen zusammengefasst [5].

Tab. 2: Technische Daten von Abweiseradsichtern für den Feinstbereich [1,5]

Sichter- typ	Massen- strom	Gutbeladung	X <sub>97</sub> - Wert im Fein- gut	Trenn- grenze x <sub>t</sub>	Energie- bedarf	Umfangs- geschwin- digkeit
	[kg/h]	[kg Feststoff/ kg Sichtluft]	[µm]	[µm]	[kWh/t]	[m/s]
ASP	bis 60	0,09	15- 150	1,5	50	63,0
Micron MS	bis 100	/	15- 150	/	75	/
Micron Super Separ- ator	50 - 100	0,05	min. 5	2,1	150	84
ATP Turbo- plex	bis 10	0,06	3,0 - 10	1,9	458	58,0
CFS/ HD-S	bis 25	0,05	min. 2,5	2,6	160	/
FIA Feinst- korn- sichter	10 - 120	0,28	3,8 - 5	1 bis 3,5	360	85

Tab. 3: Konstruktionsmerkmale der aufgeführten Sichter in Bezug auf Dispergiermechanismus, Aufgabegut- und Sichtluftzufuhr sowie Sichtradposition [5]

Sichtertyp	Dispergierung des Aufgabegutes	Aufgabe-aerosol - Zuführung /Beschleunigung zum Sichterrad	Dispergierung /Nachsichtung des Grobgutes	Rotorwellenführung
ASP	Analog. Schleuderteller mit Aufprall, nicht geführt	Leitschaufeln für Spiralströmung der Sichtluft	Sichtluft von außen zum Rotor hin	Vertikal
Micron MS	Eintritt mit Hauptluftstrom	Tangentialer Aerosoleintritt	Nachsichtung durch Spiralförmigen Sekundärluftstrom	Vertikal
Micron Super Separator	Einleitung eines Teils der Sichtluft durch Schaufeln von außen zum Rotor hin	Tangentialer Aerosoleintritt	Nachsichtung durch getrennte Luftzufuhr, Gutführung durch Kegeleinsatz	Vertikal
ATP Turboplex	Wirbel im Sichter, keine gezielte Strömungsführung zum Rotor hin	Keine Vorbeschleunigung in Rotorlaufrichtung	Wirbel durch Zusatzluft, keine gezielte Feststoffführung	Horizontal, Druckgasgespült
Feinstsichter CFS	Wirbel im Sichter, keine gezielte Strömungsführung zum Rotor hin	Keine Vorbeschleunigung in Rotorlaufrichtung	Sichtluft von außen zum Rotor hin	Vertikal, Druckgasgespült
Hochleistungsfeinstsichter CFS/HD-S	Leitschaufelkranz mit verstellbaren Schaufeln vor dem eigentlichen Sichtvorgang	Schraubenförmig ausgeführtes Gehäuse zur Sichtluft- und Grobgutorientierung	Einleitung eines Teils der Sichtluft durch Schaufeln von außen zum Rotor hin	Horizontal, Druckgasgespült
FIA Feinstsichter	Scherspalt mit Stiftreihen	Zentral über oberer Sichtrad-scheibe	Gegenströmung ohne besondere Beachtung	Wellendurchtritt in der Feingutströmung



Wie bereits *Bauer* in seiner Arbeit zusammenfasst, hat die Betrachtung der einzelnen Sichterbauweisen, sowie ihre Produktergebnisse aufgezeigt, dass für Abweiseradsichter im Feinstkornbereich die folgenden Anforderungen anzustreben sind [5]:

- Ausreichende Dispergierung sowie Beanspruchung des Aufgabegutaerosols unmittelbar vor Eintritt in die Sichtzone am Sichtradaußenumfang.
- Das zu sichtende Gut muss in Rotationsrichtung des Sichtrads auf dessen Umfangsgeschwindigkeit beschleunigt werden.
- Das vom Sichtrad abgewiesene Produkt muss in Sichtzonennähe zur Verminderung des Fehlaustrages von Feingut in das Grobgut erneut dispergiert werden.
- Zur optimalen Strömungsführung muss ein Kontakt des Produktes mit der Sichtradwelle vermieden werden.

Nachdem all die aufgeführten Problempunkte seit Jahren bekannt, aber unzureichend erforscht sind, erfüllt keine der momentan auf dem Markt erhältlichen Bauweisen alle Problempunkte. Bei jedem der erwähnten Sichterausführungen bleibt wenigstens eines der erwähnten Konstruktionsmerkmale ungenügend ausgeführt [5].

Eine schlussfolgernde Betrachtung zum Stand des Wissens der Windsichtung veranschaulicht, dass bestehende Modelle für trockene Klassierprozesse auf einer Vielzahl an Vereinfachungen beruhen, die eine adäquate Erfassung des dynamischen Verhaltens des Klassierapparates bei Betriebsänderungen verhindern. Des Weiteren vernachlässigen alle bisher diskutierten Modelle die Partikel-Wechselwirkungen, sowohl untereinander, als auch mit dem rotierenden Sichtrad. Eine Betrachtung des theoretischen Trennprozesses mit der realen Klassierung macht deutlich, dass neben dem Kräfteverhältnis aus Schlepp- und Zentrifugalkraft andere bisher nicht untersuchte Prozesse die Klassierung beeinflussen müssen. Infolgedessen wird deutlich, dass die gezeigten Modelle, um die Berücksichtigung von Partikel-Partikel- und Partikel-Schaufel-Stößen erweitert werden müssen. Für die Entwicklung allgemein gültiger Skalierungsgesetze ist es demnach zwingend nötig, die Fluidströmung und Partikelbewegung im Schaufelzwischenraum zu betrachten. Untersuchungen der Fluidströmung verschiedener Sichtradschaufelgeometrien kann ein vertiefendes Verständnis der Wechselwirkung zwischen Fluidströmung und Partikelinteraktion liefern.

## 2.2 Charakterisierung von Trennprozessen

### 2.2.0 Einleitung

Da sich die bisher aufgeführte Theorie lediglich auf eine Klassierung an der Außenkante des Sichtrades bzw. des Schaufelzwischenraumes, auf Basis einer Gleichgewichtsbetrachtung von Schwer- und Zentrifugalkraft, ohne Einbeziehung von Fluidwirbelbildungen bzw. Partikelinteraktionen beschränkten, muss für die Entwicklung eines dynamischen Modells untersucht werden, wie sich die Fluidströmung im Sichter verhält und welche Partikelinteraktionen die Klassierung beeinflussen. Zur Beschreibung des dynamischen Trennverhaltens des verwendeten Abweiseradsichters ist somit eine zeitaufgelöste Bestimmung der Trenncharakteristik nötig. Daher soll in dieser Arbeit das dynamische Verhalten eines Strömungsklassierprozesses zeitaufgelöst untersucht werden. Um in diesem Rahmen die Dynamik des Trennprozesses beurteilen zu können, ist es nötig die entstehenden Grobgut- und Feingutfractionen zeitaufgelöst zu erfassen und den Trennprozess anhand der produzierten Partikelgrößenverteilungen zu charakterisieren. Im Folgenden werden hierfür die Grundlagen der Charakterisierung von Trennprozessen eingeführt.

### 2.2.1 Darstellung der Partikelgrößenverteilung (PGV)

#### *2.2.1.1 Darstellung der Summenverteilung als Rückstands- und Durchgangskennlinie*

Die Ergebnisse einer Partikelgrößenanalyse, wobei die Art der Analysenmethode wie z. B. die Siebanalyse oder die Lasergranulometrie identisch behandelt werden, werden in eine Partikelgrößenverteilungstabelle, wie in Tab. 4 beispielhaft dargestellt, eingetragen. Neben den vorgegebenen Partikelgrößenklassen, welche z.B. durch die Maschenweite der Analysensiebe festgelegt sind oder in einem Programm der Lasergranulometrie gewählt werden können, enthält die Partikelgrößenverteilungstabelle die absoluten Massenanteile  $m_i$ . Die Massenanteile können bei der Siebanalyse einfach aus dem auf den Sieben verbleibenden Siebbelägen verwogen oder bei der Lasergranulometrie aus den einzelnen Kornvolumen und Materialdichte ermittelt werden. Sie enthält des Weiteren

neben den absoluten Massenanteilen der einzelnen Partikelgrößenklassen auch deren prozentuale Massenanteile  $\Delta Q_{ri}$  (Verteilungssumme) [13]:

$$\Delta Q_{ri}(x_i) = \frac{\text{Teilmenge}(x_{\min} \dots x_i)}{\text{Gesamtmenge}(x_{\min} \dots x_i)} \cdot 100 \quad (42)$$

Zur weiteren Beurteilung der Analysenergebnisse müssen die Rückstandssummen ( $R$ ) bzw. die Durchgangssummen ( $D$ ) berechnet werden. Die Rückstandssumme wird als kumulierter prozentualer Massenanteil bzw. kumulierte Verteilungssumme, der größer als eine bestimmte Partikelgröße ist, verstanden. Die kumulierte Durchgangssumme ( $D$ ) stellt mit anderen Worten den prozentualen Massenanteil, der feiner als eine bestimmte Korngröße ist, dar. Werden die Prozentwerte der Rückstandssumme einer Partikelgröße mit den Durchgangssummenprozenten derselben Korngröße addiert, ergibt dieses 100%. Die jeweils feinste und größte Partikelgröße wird in der Partikelgrößenverteilungstabelle ohne untere bzw. obere Begrenzung angegeben (z. B. > 10mm und < 1mm) [13,23].

Tab. 4: Tabelle zur Bestimmung einer Summenverteilung [23]

Partikelgrößen- klasse		Massenanteil		Rückstands- summe	Durchgangs- summe
$x_i$ in [mm]		$m_i$ in [g]	$\Delta Q_{ri}$ in [%]	R in [%]	D in [%]
20	15	0	0	0	100
15	10	20	4,0	4,0	96,0
10	7	30	6,0	10,0	90,0
7	5	75	15,0	25,0	75,0
5	4	100	20,0	45,0	55,0
4	3	150	30,0	75,0	25,0
3	2	75	15,0	90,0	10,0
2	0	50	10,0	100,0	0,0
Summe		500	100,0		

Um darzustellen wieviel Masseprozent eines Partikelkollektives gröber und wieviel feiner als eine bestimmte Partikelgröße sind, werden in der Aufbereitungstechnik die ermittelten Werte der Partikelgrößenverteilungstabelle in einer Partikelgrößenverteilungsfunktion dargestellt. In diesem Diagrammtyp geben die Rückstandskennlinie sowie die Durchgangskennlinie eine schnelle Auskunft über die Partikelgrößensummenverteilung des untersuchten Aufgabegutes. Die grafische Darstellung dieser Kennlinien bereitet des Weiteren geringere Schwierigkeiten bei der Erstellung und der Interpretation als es bei der Partikelgrößenverteilungsdichte der Fall ist. Wie in Abbildung 18 zu sehen ist, wird bei der Erstellung der Partikelgrößenverteilungsfunktion die kumulierte Rückstandssumme  $R$  bzw. die kumulierte Durchgangssumme  $D$  (Y-Achse) über der Partikelgröße  $x_i$  (X-Achse) aufgetragen. Hierbei sind Rückstands- und Durchgangskennlinie spiegelsymmetrisch durch einer geraden den Ordinatenwert 50% schneidenden Linie angeordnet. Da die Partikelgrößenverteilungsfunktion die Integralkurve der Partikelgrößenverteilungsdichte ist, lassen sich diese auch durch grafische Differentiation der Summenkennlinien herstellen [13,23]:

$$\frac{dD}{d(d)} = - \frac{dR}{d(d)} \quad (43)$$

Die grafische Darstellung der Summenkennlinien erfolgt in einem Koordinatensystem mit linearer oder halblogarithmischer Teilung. Im halblogarithmischen Körnungsnetz werden Rückstand und Durchgang in Abhängigkeit von  $\log d$  aufgetragen, wodurch die Messpunkte im feinen Bereich auseinanderrücken. Hierbei ist zu beachten, dass die arithmetische Darstellung das Kollektiv nach seinen absoluten Partikelgrößen betrachtet, während die logarithmische Darstellung die Partikelgrößenverhältnisse im Blick hat [13,23].

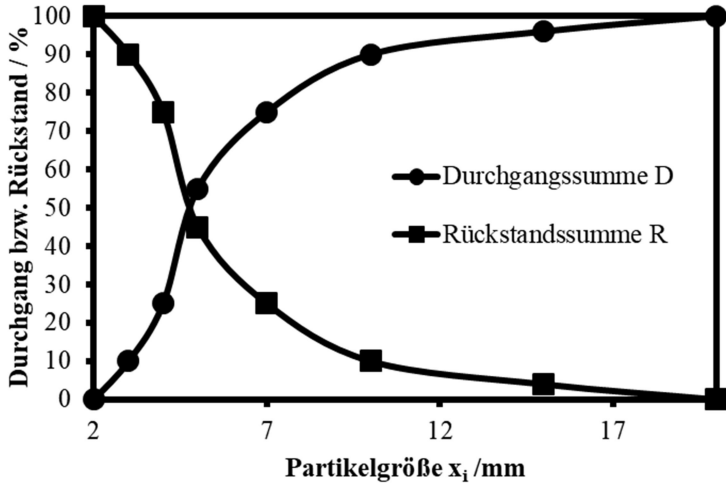


Abb. 18: Darstellung einer Partikelgrößenverteilung in Form einer Durchgangssummen- sowie Rückstandssummenkurve [23]

### 2.2.1.2 Darstellung der Partikelgrößenverteilungsdichte

Für die Darstellung der Partikelgrößenverteilungsdichte wird gewöhnlich ein Koordinatensystem verwendet, dessen Abszisse linear nach der Partikelgröße eingeteilt ist und dessen Ordinate die relative Häufigkeit bzw. die Verteilungsdichte  $q_{ri}$  anzeigt. Für die Ermittlung der relativen Häufigkeit müssen erneut die Daten der Partikelgrößenverteilungstabelle benutzt werden. Mittels der Ergebnisse der Partikelgrößenverteilungstabelle kann an dieser Stelle eine Partikelgrößenverteilungsdichtetabelle, wie in Tabelle 5 dargestellt, erstellt werden [13,23].

Tab. 5: Tabelle zur Bestimmung der Partikelgrößenverteilungsdichte [23]

Partikelgrößen- klasse		Klassen- breite	Massenanteil		relative Häufigkeit $q_{ri}$ in [%/mm]
$x_i$ in [mm]			$m_i$ in [g]	$\Delta Q_{ri}$ in [%]	
20	15	5	0	0	0
15	10	5	20	4,0	0,8
10	7	3	30	6,0	2
7	5	2	75	15,0	7,5
5	4	1	100	20,0	20
4	3	1	150	30,0	30
3	2	1	75	15,0	15
2	0	2	50	10,0	5
<b>Summe</b>			500	100,0	

Die für die Ermittlung der relativen Häufigkeit  $q_{ri}$  benötigte Klassenbreite  $\Delta x_i$  kann aus der Differenz zweier aufeinanderfolgenden Partikelgrößenklassen  $x_i$  berechnet werden. Die relative Häufigkeit  $q_{ri}$  kann somit aus dem Massenanteil  $\Delta Q_{ri}$  der Partikelgrößenklasse dividiert durch die Klassenbreite ermittelt werden [13,23].

$$q_{ri} = \frac{\text{Teilmenge}(x_{min} \dots x_i)}{\text{Gesamtmenge} \cdot \text{Intervallbreite}} = \frac{\Delta Q_{ri}}{\Delta x_i} \quad (44)$$

Die Verteilungsdichte wird üblicherweise als Stufendiagramm (Histogramm) dargestellt. In diesem Diagrammtyp wird die relative Häufigkeit  $q_{ri}$  auf die Y-Achse aufgetragen, während die X-Achse die Partikelgrößen  $x_i$  darstellt. Die Klassenbreite gibt hierbei die Breite der Balken im Diagramm wieder. Des Weiteren ist es in der Praxis üblich, dass das erzeugte Diagramm, durch einen Flächenausgleich, in einem stetigen Linienzug als Liniendiagramm dargestellt wird. Hierfür muss jedoch vorausgesetzt werden, dass es sich um eine stetige Verteilung handelte und dass bei der Analyse eine genügend große Zahl an Partikelgrößenklassen angefallen ist.

Abbildung 19 zeigt beispielhaft ein als Linienzug dargestelltes Verteilungsdichtediagramm [13,23].

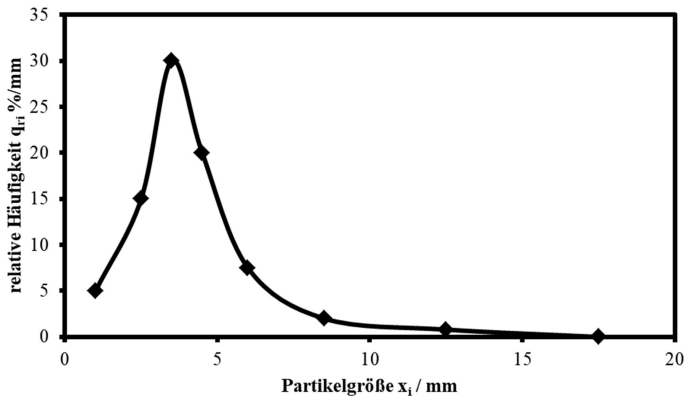


Abb. 19: Darstellung einer Beispiel-Partikelgrößenverteilungsdichte [23]

Der Index „ $r$ “ der Verteilungssumme sowie auch der Verteilungsdichte dient zur Bezeichnung der verwendeten Mengenart und unterliegt der in Tabelle 6 gezeigten Vereinbarung [13,23]:

Tab. 6: Unterscheidung der Mengenart  $r$  [13]

Index	Mengenart	Anwendung
0	Anzahl	Sehr häufig
1	Länge	Sehr selten
2	Fläche	Häufig
3	Volumen	Häufig
3*	Masse	Sehr häufig

Es ist bei der Analytik sinnvoll die Partikelgrößenverteilung durch Angabe einiger Werte zu kennzeichnen. Hierzu stehen Werte wie Medianwert  $x_{h,50}$ , der Modalwert  $x_{h,r}$  und die mittlere Teilchengröße  $\bar{x}$ . Im folgenden Abschnitt sollen diese Werte kurz erläutert werden [13,23].

Der Medianwert  $x_{h,50}$  zeigt diejenige Partikelgröße an, unterhalb welcher 50% der Partikelmenge vorliegen. Daher muss auch die Mengenart durch „r“ angegeben werden. Der Medianwert kann aus dem Schnittpunkt der Verteilungssummenkurve  $Q_{r(x)}$  mit der 50% Horizontalen ermittelt werden. Dieser Wert lässt sich oft sehr schnell und einfach bestimmen, da nur ein kleines Mittelstück gemessen werden muss. Ein Nachteil stellt allerdings die Unkenntnis über den restlichen Verlauf der Verteilung dar. Der Modalwert  $x_{h,r}$  kann als Maximum der Verteilungsdichtekurve, bzw. als mittlere Partikelgröße an der höchsten Säule des Säulendiagramms abgelesen werden. Zur Bildung dieses Mittelwerts  $\bar{x}$  tragen alle vorkommenden Partikelgrößen entsprechend ihrem Mengenanteil im Kollektiv bei. Die mittlere Partikelgröße im Intervall wird mit dem entsprechenden Mengenanteil gewichtet, und aus diesen gewichteten Werten wird ein Mittelwert gebildet [13,23].

### 2.2.2 Bilanzierung der Massenanteile

Ziel einer klassierenden Trennung ist es, das Aufgabegut in mindestens eine Feingut- und eine Grobgutfraktion zu trennen. Das hierbei zugegebene Aufgabegut enthält eine große Anzahl an verschiedenen großen Partikeln. Durch den Klassierer sollen nur Partikel mit einer Größe kleiner als die Trennkorngröße (Trenngrenze)  $x_t$  in das Feingut gelangen. Die Partikelfraktion mit einer Korngröße größer als die Trennkorngröße wird in das Grobgut abgewiesen. Solch eine ideale Klassierung ist bisher jedoch technisch nicht möglich. Vielmehr enthält das Grobgut auch Partikel die größer als die Trenngrenze sind und das Feingut Partikel, die kleiner sind. Solch falsch zugeordnete Partikel werden als Fehlkorn bezeichnet. Der Klassierprozess ist jedoch umso schärfer, je geringer der Fehlkornanteil ist und je näher ihre Partikelgrößen bei der Trenngrenze liegen [13].

Die Bilanzierung der Massen ist ein gebräuchlicher Ansatz der Charakterisierung eines Klassierverfahrens. Hierbei wird zunächst der Klassierer in Form eines schwarzer Kasten, wie in Abbildung 20 zu sehen ist, dargestellt. In diesem Kasten wird die Aufgabegutmasse bzw. der Aufgabegutmassenstrom  $m_A$  (mit der Partikelgrößenverteilung  $q_A(x)$ ) in das Grobgut (mit der Masse  $m_G$  und der Partikelgrößenverteilung  $q_G(x)$ ) und das Feingut (mit der Masse  $m_F$  und der Partikelgrößenverteilung  $q_F(x)$ ) aufgetrennt [20].



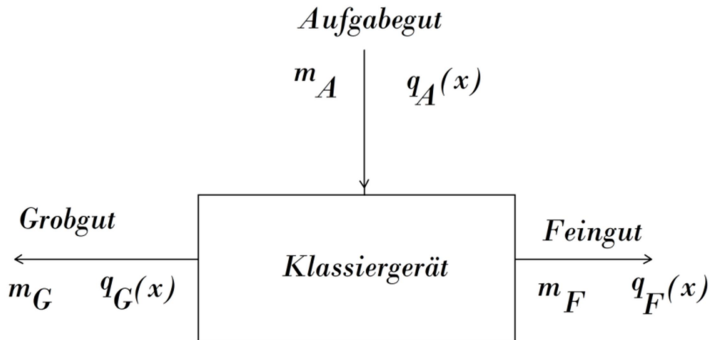


Abb. 20: Bilanzierung der Massenströme eines Klassiervorgangs [20]

Anhand dieser Aufteilung und den erhobenen Werten kann eine Massenbilanz für das Gesamtgut und für eine beliebige Partikelklasse (Fraktion) zwischen  $x$  und  $x + dx$  erstellt werden. Die Gesamtbilanz der Massen lässt sich somit wie folgt darstellen [20]:

$$m_A = m_G + m_F \quad (45)$$

Des Weiteren kann der Grobgutmassenanteil  $g$  sowie der Feingutmassenanteile  $f$  aus der Gesamtbilanz ermittelt werden [20]:

$$g = \frac{m_G}{m_A} \quad (46)$$

$$f = \frac{m_F}{m_A} \quad (47)$$

Gebräuchlichere Begriffe für  $g$  und  $f$  sind in der Aufbereitungstechnik das Grobgut-Masseausbringen und das Feingut-Masseausbringen. Die Addierung der einzelnen Werte des Grobgut-Masseausbringens und des Feingut-Masseausbringens einer Kornklasse ergibt 1 bzw. 100% [20].

### 2.2.3 Bestimmung von Trenngradkurve, Trenngrenze und Trennschärfe

Welcher Anteil einer Aufgabegutfraktion oder -partikelgröße nach der Klassierung im Grobgut enthalten ist, wird durch den Trenngrad  $T(x)$  angegeben. Siebanalysen oder andere Partikelgrößenverfahren liefern eine Partikelgrößenverteilung grundsätzlich in diskreter Form, als Histogramm- oder Verteilungssummenwerte an bestimmten Stützstellen [20].

Hierbei kann die Trenngradkurve aus der Differenz der Durchgangssummenwerte des Aufgabeguts und des Grobgutes sowie der Verteilungsdichte berechnet werden [20,24]:

$$T(x) = g \cdot \frac{\Delta D_{Gi}(x)}{\Delta D_{Ai}(x)} = \frac{m_G}{m_A} \cdot \frac{\Delta D_{Gi}(x)}{\Delta D_{Ai}(x)} \quad (48)$$

$$T(x) = g \cdot \frac{q_G(x)}{q_A(x)} = \frac{m_G}{m_A} \cdot \frac{q_G(x)}{q_A(x)} \quad (49)$$

Als Funktion kann  $T(x)$  auch unter den Bezeichnungen Trenngradkurve, Trennkurve, Teilungskurve, Tromp'sche Kurve und in der Entstaubungstechnik als Fraktionsabscheidegrad Erwähnung finden. Die grafische Darstellung (siehe Abbildung 21) zeigt ein Histogramm mit den Trenngeraden der einzelnen Fraktionen sowie einer durch die Mittelwerte der einzelnen Fraktionen gelegten Trenngradkurve [20,24].

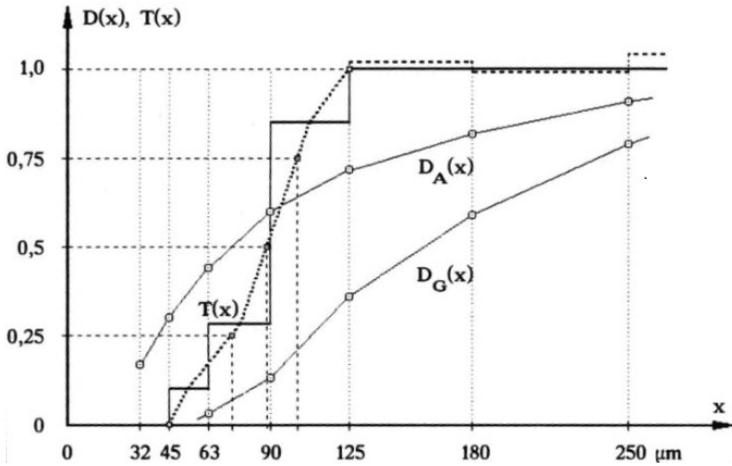


Abb. 21: Darstellung eines Histogramms mit Trenngradkurve  $T(x)$  sowie Durchgangssummenverteilungen  $D_i(x)$  [24]

Die Trenngradkurve hat aufgrund ihrer Definition folgende Eigenschaften [20]:

- Unterhalb von  $x_{min}$  hat sie den Wert Null, was bedeutet, dass keine Partikel dieser Partikelgrößen sich im Grobput befinden.
- Oberhalb von  $x_{Max}$  hat sie den Wert 1, was bedeutet, dass alle Partikelgrößen ab  $x_{min}$  sich im Grobput befinden.
- Sie nimmt den Wert 0,5 bzw. 50% genau dort an wo  $g \cdot \Delta q_G(x_t) = f \cdot \Delta q_F(x_t)$  ist. Sie bezeichnet somit den Schnittpunkt der Grobput- und Feingut-Anteilkurve. Die spezifische Partikelgröße  $x_t$  wird hierbei Trenngrenze genannt.

Aus der Steilheit der Trenngradkurve lässt sich die Güte der Klassierung in Form der Trennschärfe erkennen. Hierbei wird die reale Trennschärfe mit einer idealen Trennschärfe (Sprungfunktion) verglichen. Ideal scharf ist eine Klassierung wenn sie mit dem Trenngrad als Sprungfunktion von Null auf Eins sprunghaft ansteigt. Je steiler die Trenngradkurve verläuft und je enger der Bereich zwischen  $x_{min}$  und  $x_{max}$  ist, desto schärfer ist die

Klassierung. Da derartige Bewertungen Kenntnisse über die gesamte Trenngradkurve voraussetzen und die praktische Bestimmung zum einen aufwendig und zum anderen im Randbereich weniger genau ist, als im mittleren Bereich, können für diesen mittleren Bereich verschiedene Kennwerte, zur Ermittlung der Steilheit sowie zur Charakterisierung der Trennschärfe herangezogen werden. Üblich ist vor allem der Trennschärfegrad  $k$  der aus den Partikelgrößen an den 25 und 75% Schnittpunkten mit der Trenngradkurve abgelesen werden kann [20,24]:

$$k = \frac{x_{25}}{x_{75}}$$

Die Trennschärfe  $k$  ist nach Definition bei einer idealen Klassierung gleich eins, während sie für eine reale Klassierung kleiner eins ist. In der Fachliteratur werden folgende praktische Werte für eine Charakterisierung durch die Trennschärfe angegeben [20,24]:

- ~0,8 ...  $k$  ... ~0,9 für eine scharfe Analysen – Klassierung
- ~0,6 ...  $k$  ... ~0,8 für eine scharfe technische Klassierung
- ~0,3 ...  $k$  ... ~0,6 für übliche technische Klassierungen.

Da in diesem Kapitel die Berechnungsgrundlagen zur Charakterisierung eines Trennprozesses gelegt wurden, besteht noch die Frage wie die Partikelgrößenverteilung (PGV) der einzelnen Fraktionen zeitaufgelöst vermessen werden kann. Für diese Aufgabe wird auf die im Folgenden beschriebene Partikelgrößenbestimmung mittels Laserbeugungsspektrometer zurückgegriffen. Hierbei ermöglicht der Einsatz des Helos-Laserbeugungsspektrometers durch seine Konstruktion mit frei zugänglicher Messzone den Einbau einer In-Line-PGV-Messküvette für die Online-Vermessung der im Sichtprozess entstehenden Feingutfraktion.

## 2.3 Partikelgrößenbestimmung mittels Laserbeugung

### 2.3.1 Theorie

Um die Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters zu erfassen, müssen die Partikelgrößenverteilungen von Grob- und Feingut und mindestens ein Mengenverhältnis bestimmt werden. Dafür wurde das im Weiteren beschriebene Verfahren der Laserbeugung eingesetzt, während das Mengenverhältnis direkt aus den Grob- und Feingutmassen bestimmt wurde (vgl. *Abschnitt 2.2.2*).

Wechselwirkt paralleles Laserlicht mit Partikeln der Größe  $x_i$  die durch einen Laserstrahl wandern (vgl. Abb. 22), so kann mit Hilfe einer Linse eine größenabhängige Intensitätsverteilung (vgl. Abb. 23) unter relativ kleinen Streuwinkeln  $\Phi$  im sogenannten Vorwärtsbereich der Streuung als konzentrische Ringe mit verschiedener Intensität  $I(x_i, r)$  bestimmt werden. Der Winkel des von dem beleuchteten Partikel gegenüber der Beleuchtungsrichtung gestreuten Lichtes bezeichnet man als Streuwinkel. Hierbei gehen die Einflüsse der Wellenlänge des Laserlichtes  $\lambda$  und des Partikeldurchmessers  $x$  gemeinsam durch das Verhältnis von Kugelumfang  $\pi \cdot x$  zu  $\lambda$  in der Form des Größenparameters:

$$\alpha = \frac{\pi x}{\lambda} \quad (50)$$

in die Messung ein [20].

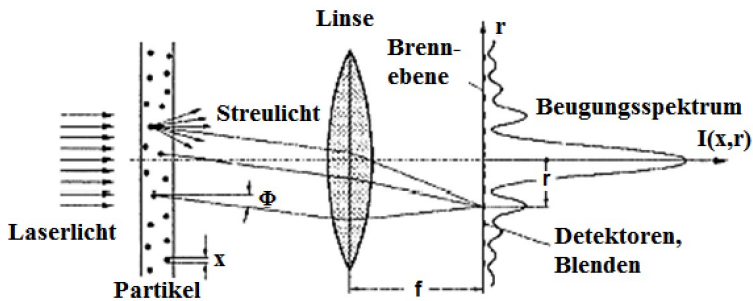


Abb. 22: Prinzip der Laserbeugung an einem kugelförmigen Partikel [20]

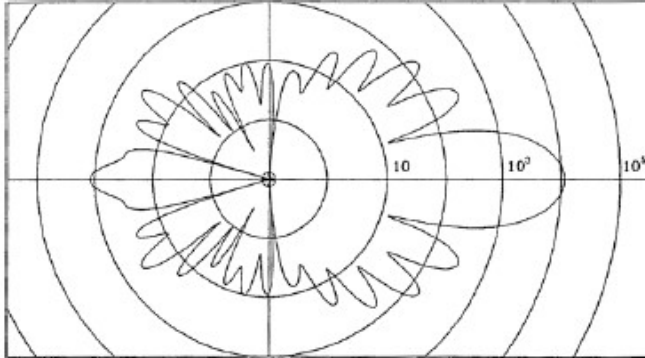


Abb. 23: Streulicht-Intensitätsverteilung um eine 3 µm Kugel (Wassertropfen) [20]

Des Weiteren erzeugen die  $\Delta Z_i$  Partikel einer Fraktion eine  $\Delta Z_i$  mal so große Intensität wie ein einzelnes Partikel der Größe  $x_i$ . Die Intensität des Beugungsspektrums einer Fraktion:

$$Z_i = Z_{ges} \cdot q_{0i} \cdot \Delta x_i \quad (51)$$

kann folglich als

$$I^*(x_i, r) = Z_{ges} \cdot I(x_i, r) \cdot q_{oi} \cdot \Delta x_i \quad (52)$$

angegeben werden. Das Spektrum aller  $n$  Fraktionen der gesamten Verteilung lässt sich mit der Annahme, dass es sich um eine ansteigende Partikelverteilung handelt, als Fredholm'sche Integralgleichung (53) darstellen [20]:

$$I(r) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} Z_{ges} \cdot I(x, r) \cdot q_o(x) \cdot dx \quad (53)$$

Da das Spektrum unabhängig von Geschwindigkeit und der Lage der Partikel im Messvolumen ist, gilt für die Intensitätsverteilung  $I(x, r)$  einer Kugel [20]:

$$z = \frac{\pi \cdot r \cdot x}{\lambda \cdot f} \quad (54)$$

$$I(x, r) = I_0 \cdot \frac{\pi r^2}{2f} \cdot \left( \frac{J_1(z)}{z} \right)^2 \quad (55)$$

wobei  $f$  die Brennweite der Linse,  $\lambda$  die Wellenlänge des Laserlichtes und  $J_1(z)$  die Bessel-Funktion 1. Art und 1. Ordnung ist [20].

Aus diesen Schlussfolgerungen kann abgeleitet werden, dass der Streuwinkel, des Lichts in direktem Zusammenhang mit der Partikelgröße steht. Der beobachtete Streuwinkel nimmt mit abnehmender Partikelgröße logarithmisch zu. Deswegen streuen kleine Partikel das Licht unter großen Winkeln (Abb. 24, links), während große Partikel das Licht mit hoher Intensität unter kleinen Winkeln streuen (Abb. 24, rechts). Geräte zur Messung der Partikelgröße die auf der Methode der Laserbeugung basieren, nutzen dieses Verhalten unter Zuhilfenahme verschiedener theoretischer Ansätze zur Bestimmung der Partikelgröße aus. Bevor auf die bei der Messung verwendeten theoretischen Ansätze eingegangen werden kann, ist es jedoch wichtig, die Definition des Begriffs "Partikelgrößenverteilung" zu verstehen. Partikel sind drei-dimensionale Körper. Daher sind die drei Parameter: Länge, Breite und Höhe erforderlich, um eine vollständige geometrische Beschreibung von Partikeln geben zu können. Für die Analyse werden die zwei Modelle Fraunhofer-Näherung und Mie-Theorie in Abhängigkeit des Größenparameters für unterschiedliche Bereiche verwendet. Hierbei beschränkt sich die Mie-Theorie auf den Bereich  $0,1 \leq \alpha \leq 10$  und ist somit gültig für Partikelgrößen zwischen  $0,02$  und  $2 \mu\text{m}$ , während die Fraunhofer-Näherung den Bereich der geometrischen Optik mit  $\alpha \gg 10$  und Partikelgrößen oberhalb  $2 \mu\text{m}$  betrachtet [20].

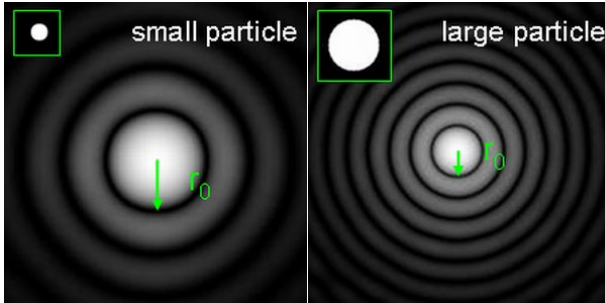


Abb. 24: Beugung an einem kleinen (links) und an einem großen Partikel (rechts) [Simpatec.de]

Die Grundlage für das historisch erste Modell war die Fraunhofer-Näherung. Daher arbeiten die meisten Methoden zur Größenbestimmung mit der Annahme, dass es sich bei dem zu bestimmenden Partikel um eine kugelförmige Form handelt. Infolgedessen wurde davon ausgegangen, dass [20]:

- kugelförmige Partikel vorliegen,
- nur Lichtstreuung an der Kontur der Partikel auftritt,
- die Lichtstreuung nur in naher Vorwärtsrichtung betrachtet wird, was bedeutet, dass die Messwinkel relativ klein waren.

Wenn es sich bei einem Partikel nicht um eine ideale Kugel handelt, kann ein Partikel nicht durch Angabe eines einzigen Parameters beschrieben werden, die der Partikelgröße entspricht. Infolgedessen kann die Partikelgrößenverteilung durch die Verwendung des Äquivalentdurchmessers dargestellt werden. Wenn nicht kugelförmige Formen gemessen werden, führen demnach verschiedene Messmethoden zu verschiedenen Ergebnissen. Dieses zeigt, dass unter Verwendung der Partikelmasse oder des Partikelvolumens von ein und demselben Partikel, verschiedene Ergebnisse entstehen können [20].

Die Fraunhofer-Näherung hat als Vorteil, dass sie gegenüber der Mie-Theorie ohne Stoffparameter des zu bestimmenden Materials eine Partikelgröße berechnen kann. Nachdem oft die Stoffparameter einzelner Materialien unbekannt sind und bei Gemischen keine sinnvollen Stoffparameter für die Mie-Theorie angegeben werden können, wird in den meisten Literaturen die Fraunhofer-Näherung bevorzugt. Ihr Nachteil ist



jedoch, dass sie nicht berücksichtigt, dass die Streuintensität kleiner werdender Partikel nicht nur von der Partikelgröße sondern auch von den optischen Materialeigenschaften abhängt [20].

### 2.3.2 Laserbeugungsinstrumente

Verschiedene Instrumente für die Partikelgrößenanalyse basierend auf der Beugung von Laserlicht durch feine Partikel sind auf dem Markt erhältlich. Das zugrundeliegende Messprinzip wird in Abbildung 25 veranschaulicht. Die auf dem Laserbeugungsverfahren beruhenden Systeme bestehen grundlegend aus einer Laserlichtquelle, einer Fourier-Linse sowie aus einer Anordnung mehrerer Detektoren, die das erzeugte Lichtmuster über ein breites Spektrum von Winkeln messen [25]. Bei diesem Messsystem wird ein HeNe-Laser zur Erzeugung eines Laserstrahls mit einer physikalisch bedingten Wellenlänge von  $\Delta\lambda/\lambda \approx \pm 10^{-8}$  verwendet. Dieser Laser erzeugt über eine anpassbare Strahlexpansionseinheit einen parallelen Lichtstrahl, welcher auf eine optische Zelle (Messzone) gerichtet ist. Für die Messung der Partikelgröße wird eine mittels Dispergiersystem verdünnte Partikelsuspension durch die Messzone in das Laserlicht geleitet. Hierbei muss sichergestellt werden, dass das zu prüfende Aufgabegut in einem homogenen Partikelstrom durch den Laserstrahl befördert wird. Das Licht wird von den Partikeln gestreut und von einer Fourier-Linse in ein Beugungsmuster umgewandelt, welches durch 32 Detektor-Ring-Elemente detektiert wird. Im parallelen Strahlengang ist die Größe des Beugungsbildes unabhängig vom Ort der Partikel, solange diese sich innerhalb des Arbeitsabstandes zur Linse befinden. Um dieses zu gewährleisten verwendet der Laserbeuger ein Autofokus-Verfahren, welches vor jeder Messung eingesetzt wird und den Fokuspunkt genau erkennen kann, wobei der Brennpunkt auf das zentrale Ringelement der Detektoreinheit positioniert wird. Durch Auswahl unterschiedlicher Fourieroptik-Module mit geeigneter Brennweite  $f$  wird der Messbereich eingestellt, wobei die Brennweite linear in die Berechnung der Partikelgröße eingeht. Abhängig von der Größe und der Beschaffenheit der Partikel ist dazu nach ISO 13320:2009 ein geeignetes optisches Modell zu wählen [26]. Hierbei wird eine der erwähnten Theorien (Fraunhofer-Näherung oder Mie-Theorie) verwendet, um die Partikelgrößenverteilung aus dem Lichtverteilungsmuster zu berechnen [25].

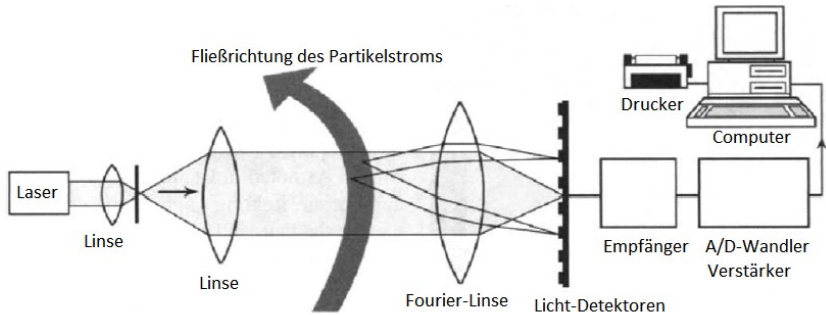


Abb. 25: Schema des optischen Aufbaus eines Lasergranulometers [25]

Bereits die frühen Instrumente verwendeten bei der Partikelanalyse die Fraunhofer-Theorie, die für größere Partikel im ungefähren Bereich von 1-2000  $\mu\text{m}$  geeignet ist (wobei die obere Grenze hauptsächlich durch mechanische Beschränkungen auferlegt ist). In jüngerer Zeit wurde die Mie-Theorie verwendet, um den Partikelgrößenmessbereich auf Partikelgrößen von 0,1  $\mu\text{m}$  und darunter zu erweitern. Hierbei bieten moderne Instrumente beide Optionen oder eine Kombination an, um einen großen Größenbereich abzudecken. Ein Grund für die Verwendung von Laserbeugungsinstrumente ist, dass sie gegenüber einer Siebanalyse eine schnell und einfach zu verwendende Methode zur Erzeugung reproduzierbare Messergebnisse bietet. Die Theorie der Lichtbeugung gibt jedoch keine Definition der Größe, welche direkt mit anderen Methoden, wie der Siebung vergleichbar wäre. *Willis* und *Napier-Munn* führen in diesem Rahmen an, dass in den meisten Anwendungen der Mineralverarbeitung die Größenverteilungen der Laserbeugungsspektrometer dazu neigen, größer zu erscheinen als bei anderen Messverfahren. Um diesem Problem entgegenzuwirken haben *Austin* und *Shah* [27] ein Verfahren zur gegenseitigen Umwandlung von Laserbeugung und Siebgrößenverteilungen vorgeschlagen, wobei eine einfache Umwandlung durch Regression für Materialien mit gleichbleibenden Eigenschaften entwickelt werden konnte. Zusätzlich können die Ergebnisse von den relativen Brechungsindizes der festen Partikel und des flüssigen Mediums (üblicherweise, jedoch nicht notwendigerweise, Wasser) und sogar von der Partikelform abhängen. Die meisten modernen Instrumente versuchen diese Effekte zu kompensieren, oder bieten dem Benutzer Kalibrierungsmöglichkeiten an. Aus diesen Gründen sollten Laserbeugungsmessgeräte mit der nötigen Vorsicht und dem Verständnis der Messtheorie verwendet werden. *Willis* und *Napier-Munn* führen weiter aus, dass für routinemäßige Größenanalysen mit hohem

Probenvolumen, wobei nur Änderungen in der Größenverteilung erkannt werden müssen, diese Messmethode wahrscheinlich keine Nachteile hat [25-27].

Für die Partikelgrößenanalyse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Sichtversuche wurde ein Laserbeugungsspektrometer Helos KR der Fa. Sympatec (vgl. Abb. 26) verwendet. Dieses Messgerät wurde ausgewählt, nachdem es eine zerstörungsfreie Analyse von trockenen Partikelproben in einem Partikelgrößenbereich von 0,1 bis 8.750  $\mu\text{m}$  ermöglicht. Hierbei werden die entstehenden Beugungsbilder nach dem von *K. Leschonskie* und *M. Heuer* entwickelten Verfahren ausgewertet, wobei das Messgerät die Größenverteilung eines Partikelkollektives anhand des Beugungs-Äquivalentdurchmessers auswertet [5].

Das für die in *Kapitel 4* und *5* beschriebenen Versuch ausschlaggebende bzw. das Besondere am Helos ist neben der Möglichkeit Partikelgrößenverteilung in wenigen Sekunden repräsentativ zu bestimmen, dem schnellen Wechseln und kombinieren von Messgrößenbereichen, vor allem seine Bauform mit frei zugänglicher Messzone. Als einziges Laserbeugungsspektrometer ermöglicht der Helos die Bestimmung der für die Beurteilung der dynamischen Trenncharakteristik benötigten zeitaufgelösten Partikelgrößenverteilung. Hierfür wird die in *Abschnitt 3.7.3* beschriebene In-Line-Küvette in die frei zugängliche Messzone, zwischen Laserlichtquelle (linkes Gehäuse, Abb. 26 rechts) und Messeinheit (rechtes Gehäuse, Abb. 26 rechts), eingebaut. Erst dies ermöglichte, eine Untersuchung der Dynamik des Trennprozesses eines Abweiseradsichters anhand einer zeitaufgelösten Bestimmung der Feingut-Partikelgrößenverteilungen, wie in *Abschnitt 4.2* beschrieben wird.



Abb. 26: Darstellung eines Helos KR Lasergraulometers (links) sowie der Messzone mit Laser (rechts) [Simpatec.de]

Für die Messung der einzelnen Fein- und Grobgut-Partikelgrößenverteilungen, welche zur Untersuchung der Trenncharakteristik bei wechselnden Betriebsbedingungen nötig waren, wurden die einzelnen Partikelkollektive der Messzone des Helos mit einer Rodos-Dispersiereinheit (vgl. Abbildung 27) der Firma Sympatec zugeführt. Die Rodos-Dispersiereinheit ermöglicht eine trockene Dispersierung von trockenen Pulverproben. Durch eine besondere Strömungsführung in der langen, geraden Dispersierstrecke entsteht im Injektionsdispersierer Rodos ein Dispersiereffekt, welcher eine Vereinzelung und starke Beschleunigung der Partikel in einem Aerosolstrahl ermöglicht. Grundlage für diesen Effekt ist, dass die trockenen Partikelkollektive, bevor sie in die Dispersierstrecke kommen, durch ein Vakuum aus dem Aufgabebehälter beschleunigt werden. Hierbei entsteht das Vakuum durch die Verbreiterung des komprimierten Gasstromes in der Dispersierstrecke. Des Weiteren ermöglicht die Aufgabe der Partikel eine geradlinige Beschleunigung und Durchmischung mit der Druckluft. Bei diesem Durchmischungsvorgang wechselwirken die Partikel untereinander und mit der Wand der Dispersierstrecke, was zu einer Desagglomeration der einzelnen Partikel führt. Die Aufweitung und die abschließende Strahlformung der Dispersierstrecke führen zu einer hohen Austrittsgeschwindigkeit von bis zu 100 m/s und einer für die Messung optimalen optischen Verdünnung der Partikelwolke [4-5].

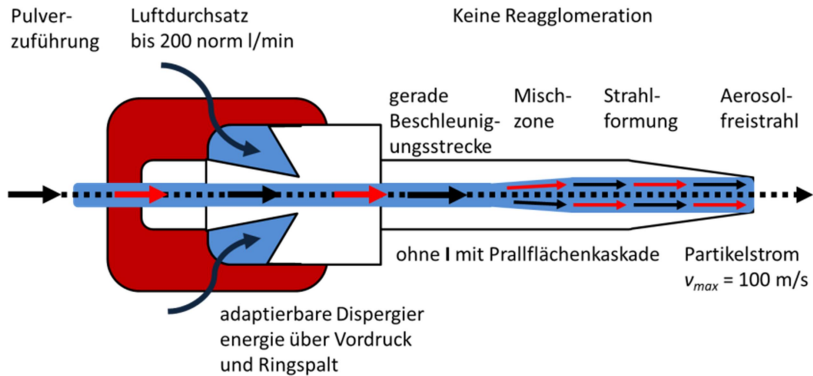


Abb. 27: Schematische Darstellung eines Rodos-Dispergiervers [Simpattec.de]

## 2.4 Grundlagen der Particle-Image-Velocimetry (PIV)

Da für den Trennprozess im Abweiseradsichter die Gasströmung, sowohl für den Transport der Partikel zum Sichtrad als auch für die eigentliche Trennung im Fliehkraft-Schleppkraftfeld, von entscheidender Bedeutung ist und die Visualisierung der Fluidströmung im Sichtradzentrum durch die Bildauflösung der vorhandenen Hochgeschwindigkeitskamera eingeschränkt war, wurde auf die Particle-Image-Velocimetry (PIV) zur Darstellung der Fluidgeschwindigkeit und -bewegung im Zentrum des Sichtrades zurückgegriffen. Zur Erläuterung des Messverfahrens werden im folgenden Abschnitt die Grundlagen der PIV-Messung sowie die Komponenten der benötigten Messausrüstung behandelt.

Moderne optische Messverfahren arbeiten zur Aufzeichnung und Charakterisierung eines Strömungsfeldes berührungslos, d. h. ohne die zu untersuchende Störung zu beeinflussen. Für diese Anwendungszwecke hat sich besonders die Particle-Image-Velocimetry (PIV) als ein Standardverfahren zur Bestimmung von Vektor- und Geschwindigkeitsfeldern in der Strömungsmesstechnik durchgesetzt. Die PIV-Methode wird als indirektes Ganzfeldverfahren bezeichnet, welches aus einer gemessenen Partikelbildverschiebung  $q$ , dem Zeitintervall  $\Delta t$  zwischen zwei Bildaufnahmen und einem zu wählenden Maßstab  $M$  die zweidimensionale Geschwindigkeit  $u$  der Strömung ermittelt [28-29]:

$$u = \frac{q}{M \cdot \Delta t} \quad (56)$$

Der Aufbau eines PIV-Messsystems (vgl. Abb. 28) besteht typischerweise aus einer Lichtquelle (Laser), einem optischen Element zur Erzeugung eines Lichtschnitts in der Messzone, einer CCD-Kamera sowie einem Synchronizers für die Synchronisation zwischen Laserpuls, Bildaufnahme und Auswertung [16,28-29].

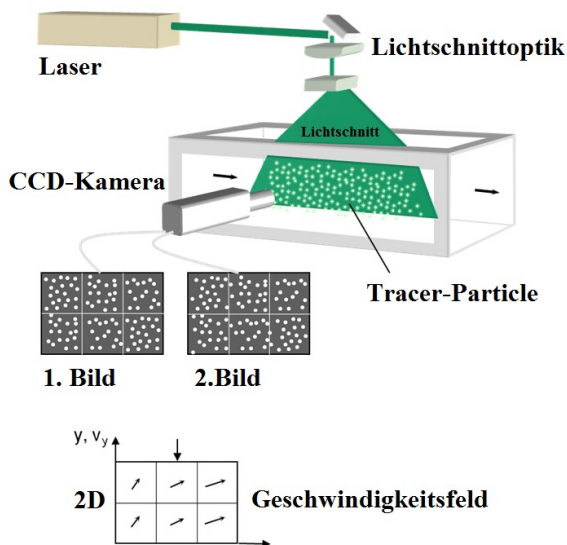


Abb. 28: Aufbau und Messprinzip der Particle-Image-Velocimetry [ila.de]

Bei der PIV wird die Bewegung einzelner Tracer-Partikel in einer Ebene mit einer CCD-Kamera verfolgt. Die Kamera nimmt senkrecht zur Lichtschnittebene in kurzen Zeitabständen Bilder der Tracer-Partikel auf, wobei aus den Zeitabständen zwischen den Aufnahmen und der veränderten Position der Partikel in den Bildern die lokale Verteilung der Geschwindigkeit in einer Ebene der Strömung, mit hoher Auflösung zu einem festen Zeitpunkt, bestimmt werden kann. Bei der PIV-Methode wird nicht nach der Bewegung einzelner Partikel gesucht, sondern nach einer mittleren Bewegung der Partikel in einzelnen kleinen Bildsegmenten. Um eine Strömung bei verschiedenen Versuchsbedingungen vermessen zu können, kann die PIV in den folgenden Punkten variiert werden [16,28-29]:

- **Laserschnittebene:** Zur Aufzeichnung und Charakterisierung des Strömungsfelds wie es z.B. in einem Abweiseradsichter vorliegt, müssen die sich mit der Strömung bewegenden Tracer-Partikel gut erkennbar sein. Dieses kann durch Verwendung eines Laserpulses realisiert werden, wobei für diese Beleuchtung und die Erzeugung eines Lichtschnittes ein doppelt gepulster Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von 70 bis 200 mJ/Puls verwendet wird. Um den Laserstrahl für unterschiedliche Anforderungen anzupassen und eine Übertragung zur Laserschnittoptik zu gewährleisten, wird ein flexibler Lichtarm eingesetzt. Der Lichtarm ist mit antireflexbeschichteten Präzisionsspiegeln ausgestattet, die eine nahezu verlustfreie Übertragung des Laserlichtes ermöglichen. Der Lichtschnitt wird im Anschluss über ein System von optischen Linsen erzeugt, welche einen dünnen Lichtschnitt in der zu analysierenden Messzone aufspannen [17,28].
- **Laserpulsdauer:** Um die Bewegung der Tracer-Partikel ohne Streifenbildung darstellen zu können, muss die Zeitdauer des Laserlichtpulses kurz sein. Hierfür müssen die Pulsdauer und der Zeitabstand  $\Delta t$  zwischen den Pulsen an die vorherrschenden Strömungs- und Betriebsbedingungen, wie z.B. der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades eines Abweiseradsichters angepasst werden. Wird  $\Delta t$  zu groß ausgelegt, lassen sich die Partikel auf den Doppelbildern nur schwer einander zuordnen. Ist die Zeitdifferenz zu klein, erhöht sich der relative Fehler der Geschwindigkeitsmessung [16]. Weiter ist zu beachten, dass mit zu großer Zeitdifferenz zwischen den Laserpulsen viele Partikel die beleuchtete Laserschnittebene verlassen haben oder in sie hineingekommen sind. Der Zeitabstand zwischen zwei Pulsen wird bei einem PIV-Laser durch zwei unabhängig, mit zeitlichem Versatz angesteuerten Laserresonatoren ermöglicht. Hierbei lassen sich Zeitabstände kleiner  $1 \mu\text{s}$  verwirklichen, wobei die Anzahl der Laserpulse je Messung auf zwei begrenzt ist [17,28].
- **Bilderfassung mittels Kamera:** Um eine hohe Anzahl an Messungen in kurzer Zeit durchzuführen, werden hochauflösende Digitalkameras verwendet. Die Synchronisation zwischen Bilderfassung und Bildauswertung muss durch einen Laserpulse Synchronizer erzeugt werden. Als Beispiel kann eine hochauflösende CCD (Charge Coupled Device) Kamera des

Modells 630092 der Firma TSI, mit einer Auflösung von 3320 x 2496 Pixel (8MP, 12 bit Dynamikumfang) und einer Bildrate von 8,5 fps Anwendung finden. Die digitale Kameratechnik und der geringe Zeitaufwand pro Messung ermöglicht es aus einer in kurzer Zeit aufgenommenen Vielzahl von Doppelbildern statistische Strömungsgrößen abzuleiten [17,28].

## **2.5 Numerische Simulationen zur Darstellung des Fluidströmungs- und Partikelverhaltens**

### **2.5.1 Einleitung**

Da es durch Beschränkungen der Bildauflösung der vorhandenen Hochgeschwindigkeitskamera sowie der durch die hohe Partikelanzahl und der vorherrschenden Betriebsparametern an ihre Grenzen gekommenen PIV-Methode nicht möglich war die Sichtluftströmung sowie Partikelbewegung in jedem Bereich des Abweiseradsichters zu visualisieren, wurde es nötig auf Simulationstechniken zurück zu greifen. Die CFD- und DEM-Simulationen sollen in diesem Rahmen die für die Beschreibung des dynamischen Trennverhaltens fehlenden Skalierungsgesetze ermitteln.

Als Grundlage für die Simulation der Partikeltrennung in einem Abweiseradsichter muss in einem ersten Schritt die Fluidströmung mittels einer CFD-Simulation erfasst und diese Simulation durch Untersuchungen an einer realen Fluidströmung validiert werden. *Toneva et al.* [17] entwickelten eine CFD-Simulation der Fluidströmung eines Abweiseradsichters. Es war ihnen jedoch nicht möglich diese Simulation mit Untersuchungen der realen Fluidströmung bei identischer Blickrichtung zu validieren. Dies soll in *Abschnitt 4.1.1.4* nachgeholt werden, indem die Ergebnisse der CFD-Simulation mit Hochgeschwindigkeitskamera- und PIV-Messungen verglichen werden. Ziel ist es aufzuzeigen, wie gut die aktuelle Simulationstechnik den realen Fluidströmungsverlauf abbilden kann, um experimentell nicht ermittelbare Messdaten wie z.B. die Geschwindigkeit der Fluidströmung in Abhängigkeit des Sichtradius zu berechnen.

In einem zweiten Schritt wurde im Rahmen dieses Schwerpunktprojektes in Kooperation mit der Technischen Universität Berlin und der Arbeitsgruppe von *Herrn Prof. H. Kruggel-Emden* eine DEM-Simulation des Schaufelzwischenraumes angefertigt, um die Frage zu klären, ob die



aktuellen DEM-Simulationstechniken (vgl. *Abschnitt 4.1.3*) zur Beschreibung der Trenncharakteristik eines Partikelkollektives im Abweiseradsichter herangezogen werden können. Hierbei wurde untersucht, ob die Simulation die Millionen an Partikeln pro Millisekunde und ihre Trennung in Grob- sowie Feingutfraktion richtig wiedergeben kann. In zukünftigen Arbeiten soll diese Technologie genutzt werden um die mit den optischen Messverfahren nicht zu bestimmenden Koeffizienten zu erheben.

Diese Simulationen können in zukünftigen Arbeiten in Form von CFD-DEM-Kopplungen kombiniert und erweitert werden, um das dynamische Trennverhalten eines Abweiseradsichters vorhersagen und physikalische Skalierungsgesetze ableiten zu können. Die Simulationen können Lösungen aufzeigen bzw. Skalierungsgesetze ermitteln, wo mit der aktuellen Kameratechnik bzw. aus anlagentechnischen Gründen keine eindeutigen Anhängigkeiten aufgedeckt werden können. Nachdem jedoch der Fokus dieser Arbeit nicht auf der Erstellung von Simulationen, sondern auf der Visualisierung von Fluidströmung und Partikelbewegung mittels Hochgeschwindigkeitskamera liegt, zeigt dieses Kapitel zur Vollständigkeit nur eine kurze allgemeine Einleitung in die CFD- bzw. DEM-Simulation.

## **2.5.2 Computational Fluid Dynamics (CFD)**

Analytische Lösungen von stark idealisierten Strömungen lassen sich anhand von numerischen Untersuchungen erreichen. Zur Lösung klassischer Problemstellungen der Mechanik kann auf die Computational Fluid Dynamics-Simulationen (CFD) zurückgegriffen werden. Sie verwendet neben den strömungsphysikalischen Grundgleichungen, den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie eines Fluides, den thermischen und kalorischen Zustandsgleichungen und Materialgesetzen, den Stoffparametern wie Dichte, Viskosität und Wärmeleitfähigkeit, Rechengitter (rechteckiges oder dreieckiges Gitter inklusive einer Vielzahl an Stützstellen) zur Darstellung der Geometrie des Strömungsgebietes, um eine Fluidströmung zu berechnen. Infolgedessen simuliert ein spezielles Computerprogramm, an den Rändern eines festgelegten Gebietes, ein Strömungsfeld anhand von diskreten Punkten (vgl. Abb. 29) [30].

Vorteile der CFD-Simulation sind, dass unter Einsatz von relativ geringen Kosten und Zeitaufwand, Strömungsprobleme sowie empirische Reaktionen, welche oftmals nur unter erheblichem Aufwand experimentell analysierbar sind, dargestellt werden können. Eine Annäherung an die exakte Lösung kann mit der CFD durch numerische Lösung der

Grundgleichung eines strömungsmechanischen Problems bewerkstelligt werden. Anwendung finden CFD-Simulationen zur Bestimmung von Umströmungen von Flugzeugen und Schiffen, Innenströmungen von Gebäuden, Strömungen in der Umwelt (Gewässer- oder Luftströmung) und Strömungen in technischen Prozessen wie etwa der Windsichtung. Nachdem jedoch das reale Strömungsprofil zumeist nicht bekannt ist und häufig keine experimentelle Methode zur Untersuchung besteht, muss die Lösung der CFD-Simulation mit Vorsicht betrachtet werden. Im Besonderen sind die drei Punkte [30]:

- Diskreditierung (Übergang von Differential- zu Differenzgleichung)
- Iteration (Schrittweise Näherung an das CFD-Problem) und
- Modellierung (z.B. eines semiempirischen Modells)

für Abweichungen zwischen Modell und Realität verantwortlich [30].

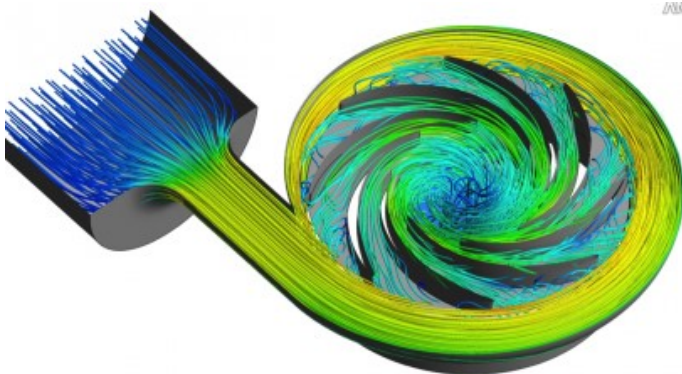


Abb. 29: Beispiel einer mit CFD modellierten Fluidströmung [caesai.com]

### 2.5.3 Diskrete-Element-Methode (DEM)

Die Diskrete-Element-Methode (DEM) ist ein computerunterstütztes numerisches Berechnungsverfahren, welches auf den Bewegungsgesetzen von Newton basiert. Der historische Vorläufer der DEM-Simulation ist die von *Cundall* im Jahre 1971 entwickelte Distinct Element Methode. Sie erlaubte es die Bewegung einer großen Zahl von Partikeln zu berechnen. Nach der Einführung der Distinct Element Methode im Bereich der

Molekulardynamik dehnte sie ihren Einsatzbereich schnell auf Simulationen in der Partikelverfahrenstechnik und dem Maschinenbau aus, weshalb zahlreiche Weiterentwicklungen des Modells zur Entstehung der Diskrete-Element-Methode führten [31].

Bei der DEM können sich die Partikel mit drei translatorischen und drei rotatorischen Freiheitsgraden (sechs Freiheitsgrade) im Raum bewegen. Die Partikel weisen bei der Simulation zumeist eine Kugelform auf (vgl. Abb. 30), wobei auch andere geometrische Körper verwendet werden könnten. Obwohl sie in der Simulation normalerweise nicht deformierbar sind, können auf die Partikel verschiedene Kräfte (z.B. Zentrifugalkraft, Stoßkraft oder Gravitation) einwirken und von ihnen übertragen werden. Dieses hängt von dem in das Programm eingegebenen Kontaktgesetz ab. Das Herzstück der Simulation ist eine gute automatische Kontakt-detektierung, welche es ermöglicht, dass sich zwischen den Partikeln Kontakte bilden oder auflösen. Die Entstehung bzw. Modellierung eines DEM-Modells verläuft grundlegend in sieben Schritten [32]:

1. Modellierung der Partikel
2. Definition der Rand- und Anfangsbedingungen
3. Festlegung und Berechnung der im Modell vorkommenden Kontakte (z. B. Partikeln-Partikel und Partikel-Wand-Kontakte)
4. Berechnung aller Kräfte und Momente
5. Berechnung aller Beschleunigungen, Geschwindigkeiten, Verschiebungen und Rotation der Partikel
6. Fortlaufende Berechnung der Positionen der Partikel
7. Für alle Zeitschritt  $\Delta t$  bis zum Abbruch des Modells werden die Punkt 3. bis 5 wiederholend bestimmt.

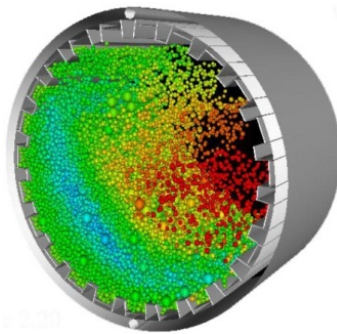


Abb. 30: DEM-Simulation einer Kugelmühle [dit-archives.ch]

## 2.6 Grundlage Betrachtung des Stoßverhaltens von Partikeln

### 2.6.1 Einleitung

Für die Erstellung eines dynamischen Modells zur Beschreibung des Trennverhaltens eines Abweiseradsichters muss neben den Stößen der Partikel mit der Wand bzw. der Schaufel des Sichtrades noch der Einfluss der Partikelanzahl im Sichtluftstrom (effektive Viskosität) bzw. den hieraus resultierenden Partikel-Partikel-Stößen betrachtet werden. Die zur Beschreibung dieser Interaktionen (vgl. *Abschnitt 4.1*) nötigen Koeffizienten wurden durch Prallversuche mit eigens konstruierten Partikelkanonen (vgl. *Abschnitt 3.9 und 6.2*) durchgeführt. Nachdem jedoch die Möglichkeit besteht, dass die Partikel bei diesen Partikelinteraktionen, sowohl im realen Sichtprozess als auch beim Prallversuch brechen und somit ihr Bewegungsverhalten beeinflusst wird, sollen die theoretischen Grundlagen der Partikelinteraktionen, des Bruchverhaltens bei der Zerkleinerung sowie dem Werkstoffverhalten unter Belastung im Folgenden dargelegt werden.

### 2.6.2 Stoßarten

In einem Stoßprozess sind die Formen von Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Stößen vom Winkel zwischen der Stoßnormalen und der Richtung der Geschwindigkeit sowie der Lage des Partikelmittelpunktes (bezogen auf eine Kugel) zur Flächenkante einer Wand abhängig. Als Stoßnormale wird die Flächennormale im Stoßpunkt herangezogen, wobei sie beim Partikel-Partikel-Stoß auf der Verbindungslinie der beiden Partikelmittelpunkte liegt. Die Geschwindigkeit des Stoßes kann über die Differenz der Geschwindigkeitsvektoren beider Stoßpartner ermittelt werden. Die aufgezeigten Parameter lassen die folgenden drei Stoßarten (vgl. Abb. 31) zu [13]:

- Gerader Stoß: Winkel zwischen Stoßgeschwindigkeit und Stoßnormale ist null.
- Schiefer Stoß: Winkel zwischen Stoßgeschwindigkeit und Stoßnormale ist ungleich null.
- Stoß mit der Kanten einer Wand (Kantenstoß): Der Mittelpunkt der Kugel liegt außerhalb des Volumens der verlängerten Kantenfläche.

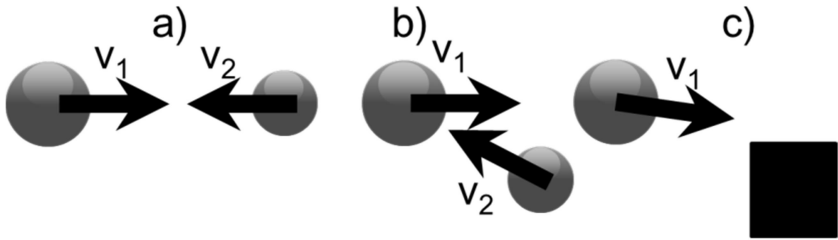


Abb. 31: Stoßarten, a) gerader Stoß, b) schiefer Stoß und c) Kantenstoß nach Schubert [13]

Wenn bei einem geraden Partikel-Partikel-Stoß beide Partikel die gleiche Masse besitzen, so wird die Kugel mit der geringeren Geschwindigkeit zurück gestoßen, wobei die Kugel mit der vorher höheren Geschwindigkeit nachfolgt. Bei einer ungleichen Massenverteilung kann die Kugel mit der geringeren Geschwindigkeit trotzdem die größere kinetische Energie besitzen, was bedeuten würde, dass die Kugel mit der größeren Geschwindigkeit ab dem Stoßpunkt in die andere Richtung geschleudert werden würde. Um eine solch hohe kinetische Energie zu erhalten, muss jedoch die Massendifferenz in einem quadratischen Verhältnis größer als die Geschwindigkeitsdifferenz sein [33-34].

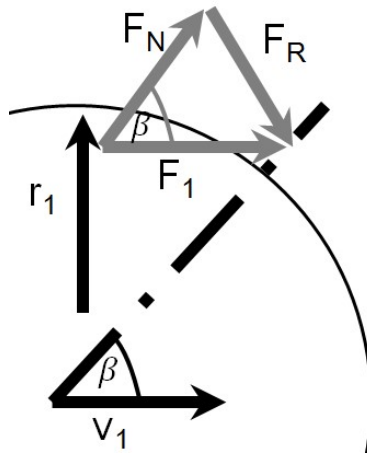


Abb. 32: Freischnitt der Kugel 1 [34]

Beim schrägen Stoß tritt ein neuer Effekt auf, welcher durch die Verschiebung der Schwerpunkte um eine Strecke  $s$  und die beim schrägen Stoß an der Oberfläche der Kugeln auftretenden Reibungskräfte, ein Drehmoment ausbildet. Beim Kontakt der Stoßpartner teilen sich die Kraft in Flugrichtung in die Reibungskraft  $F_R$  und die Normalkraft  $F_N$  auf (vgl. Abb. 32). Durch den Hebelarm an  $r_1$  bewirkt das Drehmoment die Reibungskraft am Umfang der Kugel (57). Indem die Normalkraft mit dem Reibungskoeffizienten ( $\mu$ ) multipliziert wird, lässt sich die Reibungskraft (58) durch die Kraft in Flugrichtung und den Aufprallwinkel  $\beta$  ausdrücken. Die durch das Drehmoment erzeugt Rotationsenergie kann mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  sowie dem Trägheitsmoment der Kugel  $\Theta$  beschrieben (59) werden [33-34]:

$$M = F_R \cdot r_1 \quad (57)$$

$$F_R = F_N \cdot \mu = F_1 \cdot \sin \beta \cdot \mu \quad (58)$$

$$E_{Rot} = \frac{1}{2} \Theta_{Partikel} \cdot \omega^2 \text{ mit } \Theta_{Partikel} = \Theta_{Kugel} = \frac{2}{5} m \cdot r^2 \quad (59)$$

mit  $m$  = Partikelmasse und  $r$  = Kugelradius.

Auch bei den Partikel-Wand-Stößen können die oben beschriebenen Stoßarten aufgezeigt werden. Beim schrägen Partikel-Wand-Stoß werden jedoch nicht so große Aufprallwinkel erreicht, was eine geringere Reibungskraft und dementsprechend ein geringeres Drehmoment zur Folge hat. Die Partikel weisen hierbei einen Freischnitt mit einem anderen Stoßwinkel  $\beta$  auf. Durch diese Änderungen ist folglich auch die Rotationsenergie durch die geringere Winkelgeschwindigkeit reduziert. Des Weiteren ist beim Partikel-Wand-Stoß zu beachten, dass ein schräger Stoß nicht nur durch eine schräge Flugbahn der Partikel, sondern auch durch eine unebene bzw. schräge Oberfläche der Wand erzielt werden kann. Durch Unebenheiten auf der Oberfläche der Wand können Partikel, welche eine gerade Anflugbahn besitzen ebenfalls schräg abprallen. Ergänzend können die Partikel beim Anflug eine Rotationsenergie aufweisen, welches bei der Berührung mit der Wand, durch die entstehende Reibungskraft in translatorische Energie umgewandelt wird und somit zu einer höheren Reflektionsgeschwindigkeit führen kann als es bei Stößen ohne Partikelrotation der Fall wäre [33-34].

### 2.6.3 Energiebetrachtung bei den Stoßphasen

Beim Stoß zweier Körper unterscheidet *Rumpf* grundlegend zwei Perioden. Bei der ersten Stoßperiode (Aufprall-Kompression) wird die Rotations- und translatorische Bewegung derart beeinflusst, dass beide Stoßpartner bei der Berührung an der Kontaktstelle eine identische Geschwindigkeit in Stoßrichtung besitzen. Des Weiteren kann an der Berührungsstelle der Stoßpartner eine Relativbewegung in Form einer gleitenden Reibung entstehen. Diesem Ansatz liegt zugrunde, dass die Körper nicht ineinander eindringen. Der Bewegungszustand kann am Ende der ersten Stoßperiode durch den Impulssatz beschrieben werden, welcher in Kombination mit den folgenden Annahmen zur klassischen mechanischen Stoßtheorie führt [35].

Im Rahmen der klassischen mechanischen Stoßtheorie muss angenommen werden, dass beide Körper starr sind, sowie dass keine Formänderungen auftreten und dass die Stoßpartner eine Translations- und Rotationsbewegung um den Schwerpunkt ausüben. Die gespeicherte elastische Energie wird in der zweiten Stoßperiode (Ablösung von Stoßpartner) wieder in kinetische Energie zurückgewandelt. Selbst bei vollkommener Elastizität erhält das System nur die ursprüngliche kinetische Energie, reduziert um die in Richtung der Berührungsfläche geleistete Reibungsarbeit, zurück. Der Bewegungszustand der ersten Stoßperiode bleibt nur erhalten, wenn vollkommene Plastizität vorliegt. Nachdem in Wirklichkeit die getroffenen Annahmen auf die beiden Stoßpartner nicht zutreffen, müssen Abweichungen von der klassischen Stoßtheorie betrachtet werden [35].

Die elastische Verformung der Stoßpartner pflanzt sich mit Schallgeschwindigkeit von der Berührungsstelle in beiden Stoßpartnern fort. Der Stoßpartner mit der kleineren Größe oder der höherer Geschwindigkeit der elastischen Verformung setzt die kinetische Energie schneller in Formänderungsenergie um als der andere Stoßpartner. Für diesen Stoßpartner ist das Ende der ersten Stoßperiode und somit das Ende der Verformung erreicht, bevor der zweite Stoßpartner seine ursprüngliche Verformungsgeschwindigkeit auf die theoretisch am Ende der ersten Stoßperiode mögliche Geschwindigkeit abgebaut hat. In der Beanspruchungsphase überträgt sich der Impuls der Relativbewegung des kleineren Körpers nur auf einen Teil der Masse des zweiten Körpers. Infolge dessen wird nur ein Teil der ursprünglichen kinetischen Energie in Formänderungsarbeit umgewandelt, nachdem sich die Geschwindigkeit des ersten Stoßpartners nur geringfügig ändert [35].

Die Ausbreitung der Deformationsenergie kann auch als Impuls beschrieben werden, welcher anhand einer lokalen Deformation eine Schallwelle in den Stoßpartnern induziert. Je nach Material der Stoßpartner hat dieser Schall eine andere Geschwindigkeit. Tabelle 7 zeigt die longitudinalen Schallgeschwindigkeiten verschiedener Werkstoffe [36].

Tab. 7: Longitudinale Schallgeschwindigkeiten und Dichten von verschiedenen Werkstoffen [36]

Material	Dichte / g/cm <sup>3</sup>	Schallgeschwindigkeit / m/s
Aluminium	2,7 – 2,8	6250 – 6350
Stahl	7,8	5850
Glas	2,23-2,51	5570-5770

Die klassische Stoßtheorie für starre Körper kann somit die Geschwindigkeit nach dem rotationsfreien Stoß beim geraden Stoß von elastischen Kugeln exakt und beim schiefen Stoß mit guter Näherung berechnen. Infolge dessen hat sich der maximal erreichbare Anteil der kinetischen Energie am Ende der ersten Stoßperiode (ohne Reibung, Gleiten oder Zerstörung) in Verformungsenergie umgewandelt. Aus den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls lässt sich die Beanspruchungsenergie  $E$  als Maß für die Beanspruchungsintensität definieren, wobei die elastische Energie am Ende der ersten Stoßphase und die dissipierte Energie erfasst werden [13]:

$$\frac{1}{2}(m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2) = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)v^2 + E \quad (60)$$

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2)v \quad (61)$$

$$E = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)} \cdot (v_1 - v_2)^2 \quad (62)$$

wobei  $m_1$  und  $m_2$  die Masse sowie  $v_1$  und  $v_2$  die Normalkomponente der Geschwindigkeit der Stoßpartner vor dem Stoß und  $v$  die Normalkomponente der Geschwindigkeit der Stoßpartner nach dem Stoß entspricht [13].

Unter Zuhilfenahme der Herzschens Theorie kann bei Kenntnis der Beanspruchungsenergie die Stoßkraft für den rein elastischen Stoß und damit das Spannungsfeld in einfach geformten Körpern berechnet werden.



Da die Beanspruchungsintensität nur von der Partikelmasse  $m_1$ , dem Massenverhältnis ( $m_1/m_2$ ) und der Differenz der Stoßgeschwindigkeit ( $v_1-v_2$ ) abhängig ist, ist es gleichgültig ob ein Partikel gegen eine stehende Wand oder der Schlag der Wand gegen ein sich nicht bewegendes Partikel (bei gleicher Geschwindigkeitsdifferenz) prallt, es entsteht stets das gleiche Zerkleinerungsergebnis. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass die schlagende Wand neben dem dissipierten Anteil der Beanspruchungsenergie noch den kinetischen Energieanteil des Partikels aufbringen muss. Die beiden Grenzfälle dieser Betrachtung sind der Stoß zweier Partikel mit gleicher Masse ( $m_1/m_2 = 1$ ) sowie der Stoß eines Partikels mit einer Wand mit unendlich größerer Masse ( $m_1/m_2 = 0$ ). Ist die Geschwindigkeitsdifferenz bei beiden Fällen identisch, kann beim ersten Fall nur eine halb so große Beanspruchungsenergie wie beim zweiten Fall berechnet werden. Da der Elastizitätsmodul der Partikel in der Regel identisch ist, verteilt sich die Energie bei einem Partikel-Partikel-Stoß zu gleichen Teilen auf beide Partikel. Beim Partikel-Wand-Stoß liegt ein deutlich größerer Anteil der Energie beim Partikel, nachdem die Wand zumeist eine höhere Härte und ein höheres Elastizitätsmodul aufweist. Ein Partikel-Wand-Stoß führt somit bei gleicher Stoßgeschwindigkeit zu einer effektiveren Partikelzerkleinerung [13].

#### **2.6.4 Bruchmechanismen bei der Prallzerkleinerung**

Im Allgemeinen wird von einer Prallzerkleinerung gesprochen, wenn Partikel mit Werkzeugflächen zusammenprallen. Die Werkzeugflächen können hierbei mit hoher Geschwindigkeit rotieren oder vollkommen still stehend eingesetzt werden. Eine Prallzerkleinerung kommt somit zustande, wenn mindestens einer der beiden Stoßpartner mit hoher Geschwindigkeit, entgegen der Bewegungsrichtung des anderen Stoßpartners bewegt wird und es zur Kollision kommt. Der Kontaktpunkt zwischen beiden Stoßpartnern ist bei der Prallbeanspruchung durch eine hohe Energiedichte auf einer kleinen zumeist punktförmigen Fläche gekennzeichnet. Von dieser Kontaktstelle breiten sich die Bruchlinien im Partikel aus (vgl. Abb. 33) [37].

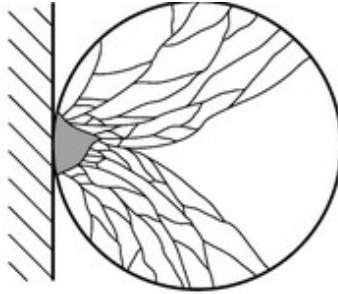


Abb. 33: Bruchbild bei der Prallzerkleinerung eines kugelförmigen Partikels [37]

Grundsätzlich werden bei der Zerkleinerung die zwei Bruchtypen *Abrieb* und *Bruch* (vgl. Abb. 34) unterschieden. Das Bruchbild des Abriebs ist durch die Einwirkung von Reibungskräften und niedrigen Normalkräften gekennzeichnet. Nachdem dieser Bruchtyp stark von der Oberflächenstruktur der Partikel abhängig ist, variiert er in Menge und Größe der entstehenden Abriebpartikel. Häufig kommt der *Abrieb* in Form *Abbröckeln* vor, wobei Ecken, Kanten oder eine Schalenschicht der Partikeloberfläche (Surface-Breakage) abgetragen wird. Ein *Bruch* ist hingegen durch eine große Normalkraft gekennzeichnet, welche durch eine Rissbildung den Körper des Partikels in zwei Teile aufspaltet (Body-Breakage) [38].

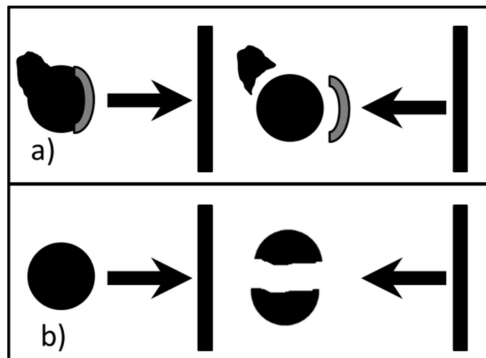


Abb. 34: Bruchbild bei a) Abbröckeln und b) Bruch

## 2.6.5 Verhalten von Werkstoffen unter Belastung

Das wohl bekannteste Diagramm der Werkstofflehre zur Beschreibung des Verhaltens eines Werkstoffes unter Zugbelastung ist das Spannungs-Dehnungs-Diagramm. Es verdeutlicht den Zusammenhang zwischen Zugspannung und Dehnung für einen bestimmten Werkstoff, wobei der Werkstoff zuerst eine elastische Verformung (linearer Kurvenverlauf) erfährt, bevor er die Fließgrenze erreicht und eine plastische Verformung einsetzt. Der lineare Teil der Kurve wird als Hookesche Gerade bezeichnet und kann durch das Hookesche Gesetz beschrieben werden (63) [37]:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (63)$$

Während bei der elastischen Verformung der Werkstoff nach Entfernung der Zugkraft seine ursprüngliche Form wieder einnehmen kann, beginnen sich die Gitterstrukturen bei der plastischen Verformung gegeneinander zu verschieben, was zu einer dauerhaften Formänderung führt. Der Übergang zwischen elastischer und plastischer Verformung des Werkstoffes wird als Streckgrenze bezeichnet und befindet sich am Ende der Hookeschen Geraden. Am Maximum der Kurve kann die Zugfestigkeit, also die maximale mechanische Zugspannung bezogen auf den originalen Werkstoffquerschnitt, ermittelt werden. Ab dem Maximum der Kurve beginnt sich der Werkstoff sicht- und messbar zu verlängern und einzuschnüren bis es schließlich am Punkt der Bruchdehnung zum Zerreißen des Werkstoffes kommt. Es ist jedoch zu erwähnen, dass auch bei plastischer Verformung immer ein elastischer Verformungsanteil vorhanden ist, da sich die Dehnung auf die ganze Länge der Zugprobe oder dem belasteten Gegenstand verteilt und an manchen Stellen nur elastische Verformungen auftreten. Die Gitterstruktur des Werkstoffes ist noch nicht gänzlich verrutscht. Dieser elastische Verformungsanteil kann bei Entlastung des Bauteils gemessen werden. Im Spannungs-Dehnungs-Diagramm ist diese Rückverformung bei der Entlastung durch die parallele zur Hookeschen Geraden eingezeichnete Gerade gekennzeichnet (vgl. Abb. 35) [37-38].

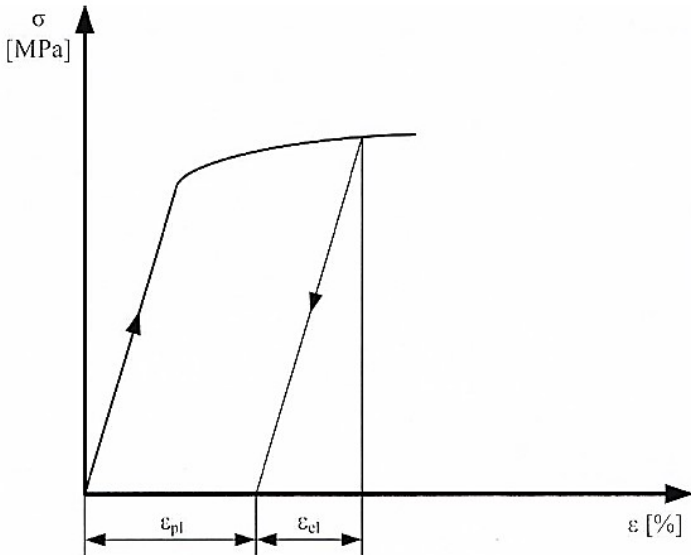


Abb. 35: Spannungs-Dehnungs-Diagramm [37]

Eine Verformung tritt bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten nicht nur an den Partikeln, infolge von Partikel-Partikel-Stößen, sondern auch bei der Wand infolge von Partikel-Wand-Stößen auf. Aufgrund der Kugelform der Partikel ist die Kontaktfläche zwischen Partikel und Wand anfangs punktförmig, während sie bei weiterer Belastung kreisförmig wird. Die Spannungsverteilung einer Kugel kann infolge dessen durch die Hertzsche Pressung beschrieben werden (vgl. Abb. 36). Der Spannungsverlauf in Abbildung 36 a) zeigt, dass die Kugel rein elastisch verformt wird, wohingegen in Abbildung 36 b) ein Teil der Kugel durchplastifiziert ist und somit die maximale Fließspannung im plastifizierten Bereich herrscht, was einen dreiachsigen Spannungszustand beschreibt. Der in der Platte abgebildete Spannungsverlauf ist äquivalent zu dem über die Kugel anzunehmen, da beide Stoßpartner in einem Kräftegleichgewicht stehen [38].

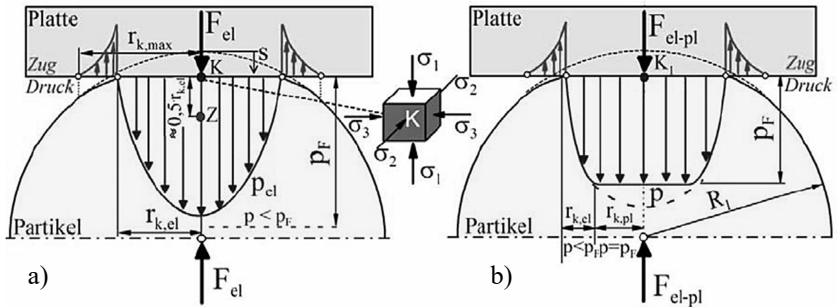


Abb. 36: Spannungsverlauf einer Kugel mit (a) rein elastischer Verformung, und (b) plastisch -elastischer Verformung [33,38]

Die reale Verformung einer Kugellagerkugel ist in Abbildung 37 dargestellt. In diesem Fall wird angenommen, dass sie annähernd den in den Experimenten auftretenden Verformungen der runden Partikeln entsprechen. Die kurzzeitige hohe Spannung an einem punktförmigen Kontaktpunkt (Hertzsche Pressung), resultiert in einer Verformung der Prallwand, obwohl diese eventuell aus einem Material mit höherer Härte gefertigt ist. Infolge der Plättung (Verformung) der Kugel sowie durch die Verformung der Prallwand schmiegt sich die Oberfläche der platten Kugelform an die Prallwand an, was zu eine größeren Stoßfläche führte. Die Kraft wird jetzt über eine größere Kontaktfläche abgeleitet, wodurch nur noch die Kugel weiter verformt wird [33,39-40].

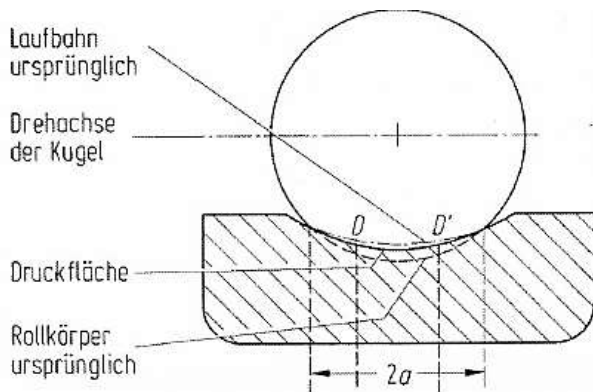


Abb. 37: Reale Verformung einer Kugel und eines Wälzlagerings in einem Kugellager [39]

Das Ersatzschaltbild einer Kugel unter Stoßbelastung ist nach *Heinrich* [36] und *Antonyuk* [42] wie in Abbildung 38 abgebildet anzunehmen. Der dargestellte Dämpfer stellt die Verluste und die Feder die elastische Verformung dar, welche die Energie für den Rückflug abgibt. Die Dissipationsenergie (Energieverluste) wird durch innere Erwärmung sowie auftretende Reibungskräfte oder elastische Wellenausbreitung hervorgerufen. Dem größten Anteil an Dissipationsenergie ist jedoch der plastische Verformungsanteil bei elastisch-plastischen Stößen zuzuordnen [33,38,40].

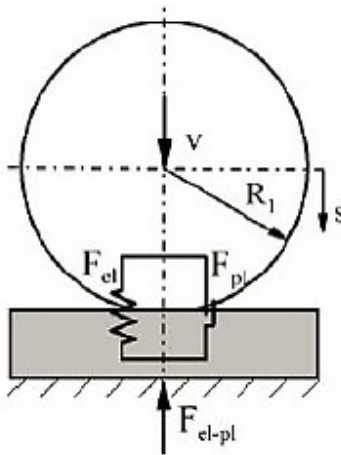


Abb. 38: Ersatzschaltbild einer im Stoß befindlichen Kugel [38]

### 2.6.6 Einflussparameter auf das Werkstoffverhalten

Wie sich die Beanspruchungsgeschwindigkeit auf das Festigkeitsverhalten von Metallen auswirkt, wurde von *Schüle* [41] untersucht. Nachdem Metalle aufgrund der schnellen Verformungsgeschwindigkeiten keine Zeit zum Fließen haben, verhalten sich diese in Hinsicht auf ihr Bruchverhalten und Festigkeit völlig anders als bei langsamer Beanspruchung. Des Weiteren ist zu unterscheiden, ob die Beanspruchungsart Zug oder Druck vorliegt. Durch Zug- und Druckversuche mit unterschiedlichen Dehngeschwindigkeiten konnte *Schüle* verschiedene Abhängigkeiten von diesen Parametern feststellen. Abbildung 39 zeigt beispielhaft ein Spannungs-Dehnungs-Diagramm dieser Versuche mit dem Werkstoff 17 MoV 8-4 (Molybdän-Vanadium-Stahl) [41].

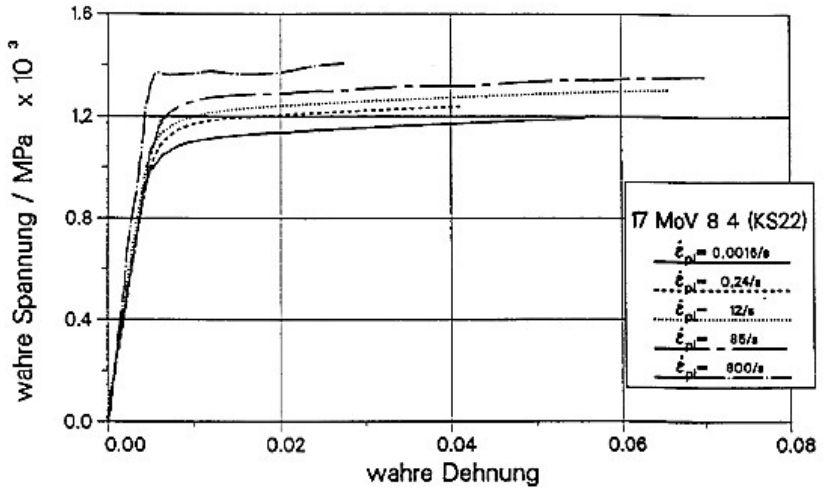


Abb. 39: Spannungs-Dehnungs-Diagramm Zugversuch mit 17 MoV 8 4 [41]

Die von *Schüle* durchgeführten Versuche zeigen, dass die Bruch-einschnürung und die Bruchdehnung mit zunehmender Verformungs-geschwindigkeit abnimmt (vgl. Abb. 40). Er konnte zeigen, dass bei einem Längsschliff der Proben ( $\dot{\epsilon}_{pp}=1000\text{ s}^{-1}$ ) nur minimale Verformungen der Probe zu erkennen sind. An den in Abbildung 40 gezeigten plastischen Kennwerten (Bruchdehnung und Brucheinschnürung) ist zu erkennen, dass ab einer Verformungsgeschwindigkeit von ca.  $100\text{ s}^{-1}$  von einem spröden Verhalten der Werkstoffe ausgegangen werden kann [41].

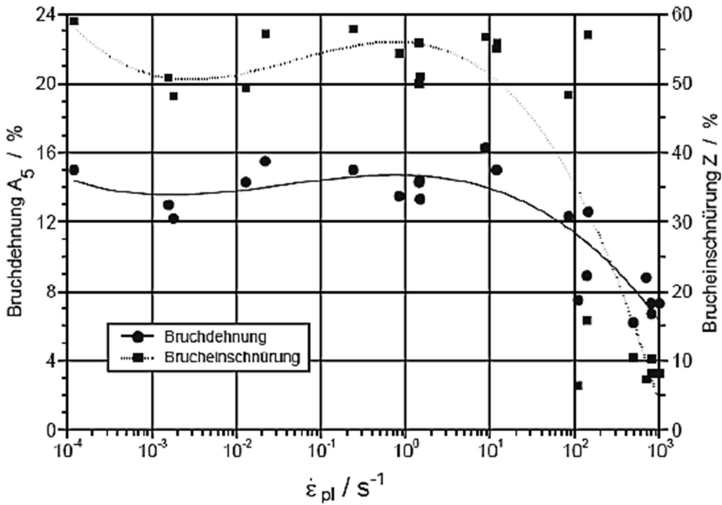


Abb. 40: Bruchdehnung  $A_5$  und Brucheinschnürung  $Z$  über der mittleren plastischen Dehngeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_{pp}$  von 17 MoV 8 4 [41]

Anhand des in Abbildung 41 dargestellten Diagramms war es *Schüle* möglich zu verdeutlichen, dass bei Erhöhung der elastischen und der plastischen Dehngeschwindigkeit auch eine Erhöhung der Dehngrenze bzw. der Zugfestigkeit stattfindet. Auffällig ist, dass sich die Streckgrenze beim Zugversuch exponentiell erhöht, während die Dehngrenze beim Druckversuch linear ansteigt. Ein ähnliches Verhalten mit exponentieller Steigerung der Dehngrenze in Druckversuchen konnte *Schüle* bei Versuchen mit anderen Werkstoffen feststellen. Eine mit zunehmender Dehngeschwindigkeit auftretende Entfestigung konnte er jedoch bei hochlegierten Kohlenstoffstahl nachweisen [41].



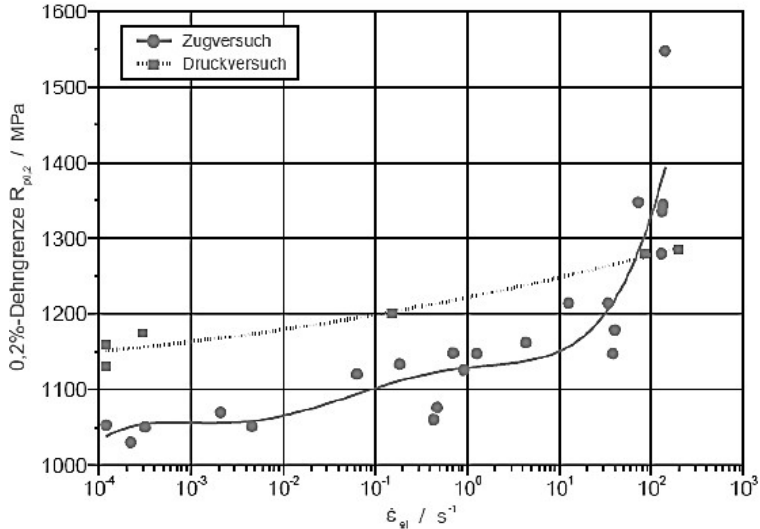


Abb. 41: Dehngrenze in Abhängigkeit von der mittleren elastischen Dehngeschwindigkeit (17 MoV 8 4) [41]

Da bei den in dieser Arbeit beschriebenen Versuchen zur Bestimmung des Restitutionskoeffizienten sowie der effektiven Viskosität, eine Druckbelastung auf die Stoßpartner wirkt und es sich bei der Prallwand um eine Aluminiumplatte und keinen hochlegierten und spröden Kohlenstoffstahl handelt, kann bei Erhöhung der Stoßgeschwindigkeiten mindestens von einer linearen Steigerung der Dehngrenze ausgegangen werden, wie sie bei 17 MoV 8-4 vorzufinden ist. Die Stabilität der Partikel kann durch weitere Parameter wie der Partikelgröße beeinflusst werden. Je kleiner ein Partikel ist, desto stabiler ist dessen Verhalten. Antonyuk [38] präsentierte die Bruchwahrscheinlichkeit einer stoßartigen Belastung über der Partikelgröße und der Prallgeschwindigkeit. Er veranschaulichte, dass je größer ein Partikel ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass bei geringen Geschwindigkeiten ein Bruch vorliegt [38]. Um diese Brüche nach dem Stoßversuch aufzuzeigen, werden große Partikel unter einem Rasterelektronenmikroskop (REM) betrachtet, um eventuelle Rissbildungen in der Auswertung der ermittelten Daten zu berücksichtigen.

## 2.7 Triboelektrische Aufladung von Partikeln

### 2.7.1 Einleitung

In der mechanischen Verfahrenstechnik wird in vielen Bereichen der Transport sowie die Dispergierung von Partikeln mittels Fluidströmen behandelt. Stöße von Partikeln untereinander oder mit Wänden können bei Prozessen wie Wirbelschichtung [42] und Trockendispergierung [43-44] eine erwünschte dispergierende Wirkung haben, zum anderen aber auch zu einer elektrischen Partikelaufladung führen. In der Industrie nutzen viele Prozesse wie z. B. die Gasreinigung mit Elektroabscheidern oder die Trennung von Partikelgemischen bei der Elektrosortierung die Aufladung von Feststoffpartikeln aus, um ihre Bewegung gezielt zu beeinflussen. Es gibt jedoch auch Prozesse, welche durch eine Partikelaufladung negativ beeinflusst werden. Üblicherweise wird die Aufladung von Partikeln und Flüssigkeiten in die folgenden fünf Mechanismen unterteilt [21]:

1. Thermoionisation
2. Elektrolytische Aufladung
3. Aufladungseffekte beim Versprühen
4. Kontaktaufladung zwischen zwei leitenden Kontaktpartnern
5. Tribo- bzw. Reibungsa Aufladung

Die Klassierung bzw. Partikelbewegung im Abweiseradsichter ist durch Partikel-Partikel- sowie Partikel-Wand-Stößen gekennzeichnet (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1*). Somit besteht die Möglichkeit, dass sich Partikel bei ihren Interaktionen mit der Sichtradschaufel, der Wand der Feingutleitung oder bei Partikelstößen aufladen. In *Abschnitt 5.2* werden Untersuchungen zum Nachweis möglicher Partikelaufladungen dargestellt. Hierbei besteht die Gefahr, dass sich durch eine Partikelaufladung Feingutpartikel an Wänden ablagern oder zu Partikelagglomeraten verbinden und somit durch ihren größeren Partikelagglomeratdurchmesser, in Folge einer stärker angreifenden Zentrifugalkraft, anstelle in das Feingut in das Grobgut abgeschieden werden. Nachdem die Tribo- bzw. Reibungsa Aufladung für die vorliegenden Untersuchungen die größte Bedeutung hat und um die bei der Triboaufladung zu beobachtenden Phänomene beschreiben zu können, soll im Folgenden die grundlegende Theorie eine Übersicht über die Triboaufladung und das Energiebändermodell geben [21].

## 2.7.2 Die triboelektrische Aufladung

Werden die Oberflächen zweier fester Stoffe für eine kurze Zeit in Kontakt gebracht, so ist in den meisten Fällen eine Aufladung mit entgegengesetzter Polarität zu verzeichnen. Der Begriff „*Triboelektrizität*“ bzw. „*Reibungselektrizität*“ leitet sich von der Absicht ab, durch eine Erhöhung von Kontakten unterschiedlicher Kontaktpartner die Anzahl an Kontaktstellen während des Aufladungsvorganges zu erhöhen, sowie die Kontaktintensität zu verstärken. Soll ein körniges Aufgabegut für die Trennung in einem elektrischen Feld vorbereitet werden, so lässt sich eine triboelektrisch Aufladung der Partikel durch Kontakt der Partikel untereinander (Partikel-Partikel-Stöße) oder durch Kontakt der Partikel mit einer zumeist aus Metall bestehenden Wand (Partikel-Wand-Stöße) verwirklichen. Weiter ist es für den Prozess wichtig, dass einer der beiden Kontaktpartner ein Nichtleiter oder ein sehr schlechter Leiter ist, damit die Partikel die Ladung für einen langen Zeitraum beibehalten [13].

Nachdem die Energieniveaustruktur der Oberfläche der zu trennenden Materialien in Abhängigkeit von der Ausprägung der Oberflächenzuständen abweichen kann, werden von den Oberflächenzuständen der Materialien die tatsächlich eintretenden Ladungsübergänge gesteuert. Dies zeigt die Möglichkeit auf, dass über eine gezielte Veränderung der Oberflächenzustände eine Beeinflussung der Aufladungsvorgänge erreicht werden kann. Dieses kann unter anderem ermöglicht werden, indem die Oberflächenzustände durch mechanische Einwirkungen wie Reibungs- oder Stoßvorgänge sowie durch Adsorptionsschichten, Wärmebehandlung und Bestrahlung verändert werden. Infolgedessen kann bei der Triboaufladung ein ausreichend hoher Ladungsunterschied nur erzielt werden, wenn die Austrittsarbeiten beider Kontaktpartner einen genügend großen Unterschied aufweisen. Des Weiteren muss ein Rückfluss der Ladung vor der Trennung beider Kontaktpartner eingeschränkt vorliegen. Untersuchungen von *Bailey* [45] verdeutlichen, dass die Austrittsarbeit mit abnehmender Partikelgröße zunimmt. Die Trennung von feinsten Partikeln kann in hohen aufgeladenen Anordnungen aufgrund elektrostatischer Agglomeration deutlich behindert werden. Des Weiteren spielt die relative Feuchte der Umgebungsluft für den Ladungsrückfluss eine große Rolle, nachdem eine an den Kontaktstellen hydrophiler Partikel gebildete H<sub>2</sub>O-Adsorptionsschicht einen Ladungsabbau herbeiführen kann. Die besten Ergebnisse können infolgedessen bei völlig trockener Luft erzielt werden. Ist dieses technisch nicht möglich, muss darauf geachtet werden, dass zumindest ein Kontaktpartner hydrophobe

Eigenschaften aufweist. Hierbei kann die Eigenschaft natürlich oder durch grenzflächenaktive Stoffe herbeigeführt werden [13].

### **2.7.3 Das Energiebandmodell**

Die bei der triboelektrischen Aufladung auftretenden Phänomene werden in der meisten Literatur durch das Energiebandmodell erläutert. Die Grundlage des Modells (vgl. Abb. 42) ist, dass die einzelnen Elektronen eines Atoms sich in ihrer Energie unterscheiden. Beim Energiebändermodell fester Körper haben die Elektronen nur die Möglichkeit sich in bestimmten Bändern eines Festkörpers aufzuhalten. Hierbei wird der Bereich zwischen den Bändern als Bandlücke (verbotene Zone) bezeichnet. Weist ein Energieband ein voll besetztes Niveau auf, so bedeutet dies, dass die Elektronen in diesem Band nicht mehr frei beweglich sind und dass das Band nicht zur Leitfähigkeit beiträgt. Die Ursache hierfür ist, dass im Band keine Niveaus höherer Energie frei sind und die Elektronen somit durch Energieaufnahme (z. B. durch Reibung oder ein elektrisches Feld) nicht auf ein höheres Niveau innerhalb des Bandes wechseln können. Das letzte Band mit voll besetztem Niveau (voll beladen mit Elektronen) wird Valenzband genannt. Die elektrische Leitfähigkeit wird jedoch von frei beweglichen Elektronen in einem nicht voll besetzten Energieband verursacht. Infolgedessen wird das unvollständig mit Elektronen besetzte energetisch oberste Band als Leitungsband bezeichnet, wobei Valenz- und Leitungsband durch eine Bandlücke getrennt sind [46].

Wird den Elektronen im Valenzband ausreichend Energie hinzugefügt, um ihr Energieniveau auf das Energieniveau des energetisch höhergelegene Leiterband zu ändern, ist es ihnen möglich, über die Bandlücke in das Valenzband zu wechseln. In Leitern, wie es z. B. Metalle sind, ist die Bandlücke zwischen Valenz- und Leiterband sehr gering, weshalb es den Elektronen möglich ist, in das Leiterband zu wechseln. Beim Wechsel der Elektronen in das Leiterband hinterlassen sie Löcher im Valenzband. Diese Löcher fungieren als positive Ladungsträger. Bei Isolatoren ist die Lücke zwischen Valenz- und Leiterband sehr groß, weshalb die Elektronen nicht in das Leiterband wechseln können [46].

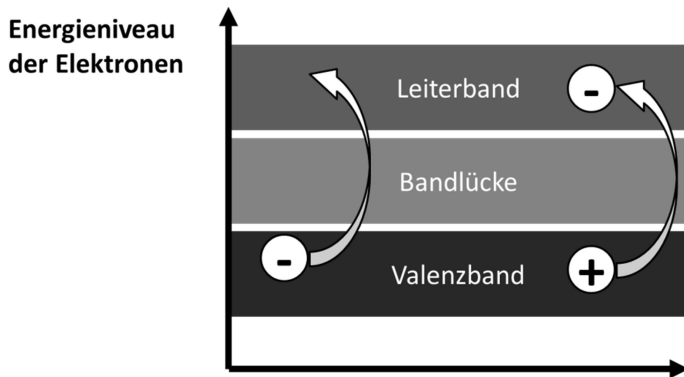


Abb. 42: Schema des Energiebändermodells [45]

Die in diesem Abschnitt dargelegte Theorie verdeutlicht, dass es im Sichtprozess eines Abweiseradsichters durch Wechselwirkungen der Partikel mit der Wand der Sichtschaufel sowie der Feingutleitung zu Ladungseffekten kommen könnte. Die somit aufgeladenen Partikel könnten sich im Sichtprozess zu Agglomeraten verbinden oder an Gehäusewänden ablagern. Eine Bildung von Agglomeraten aus Feingutpartikeln würde somit im Schaufelzwischenraum des Sichtrades eine ungewollte Abscheidung in die Grobgutfraktion zur Folge haben. Hierbei würden die Feingutpartikel aufgrund ihres angewachsenen Agglomerat-Durchmessers wie ein Grobgutpartikel über die stärker angreifende Zentrifugalkraft abgeschieden werden. Es ist daher zur Beschreibung des dynamischen Verhaltens der Sichtung nötig zu untersuchen in welchem Ausmaß diese Effekte bei der Abweiseradsichtung auftreten. Die in diesem Rahmen durchgeführten Versuchsergebnisse werden in *Abschnitt 5.2.2* dargestellt.

### 3 Material und Methode

#### 3.0 Einleitung

Im folgenden Kapitel werden die für die Untersuchung der dynamischen Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters benötigten Materialien sowie Versuchsanordnungen und angefertigten Konstruktionen behandelt. Als Aufgabebaugruppe wurde bei allen Versuchen, sowohl zur Darstellung der

Fluidströmung als auch zur Beurteilung der Trenncharakteristik auf die in *Abschnitt 3.1* beschriebenen Kalksteinaufgabegüter zurückgegriffen.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird zuerst in *Abschnitt 3.2* der originale Aufbau des verwendeten Abweiseradsichters der Firma Hosokawa-Alpine mit einem Sichtrad mit rechteckiger Schaufelgeometrie vorgestellt, bevor in *Abschnitt 3.3* der Umbau des Sichters zur Visualisierung der Fluidströmung und Partikelbewegung mittels Hochgeschwindigkeitskamera vorgenommen wird. Nachdem jedoch durch eine begrenzte Auflösung die Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera nicht alle Aspekte der Fluidströmung aufdecken können, wird in *Abschnitt 3.4* der Versuchsaufbau sowie die Durchführung der Versuche zur Visualisierung der Fluidströmung mittels Particle-Image-Velocimetry dargestellt. Wie aus den entstandenen Ergebnissen der Visualisierung der Fluidströmung sowie der Partikelbewegung in *Abschnitt 4.1.1* deutlich wird, ist die Führung der Fluidströmung für den Trennprozess, sowie den auftretenden Partikelinteraktionen von ausschlaggebender Bedeutung. Aus diesem Grund wird in *Abschnitt 3.5* die Konstruktion von Sichträdern mit Fluidströmung beeinflussenden Eigenschaften behandelt.

Nach der Visualisierung der Fluidströmung und Partikelbewegung fährt das Kapitel in *Abschnitt 3.6* mit dem Versuchsablauf zur Beschreibung des stationären Sichtbetriebes und in *Abschnitt 3.7* zum instationären Sichtbetrieb fort. Ziel bei den Versuchen im stationären Sichtbetrieb ist es die Trenncharakteristik bei Variationen einer über die Versuchszeit konstant gehaltenen Drehzahl, sowie sich ändernder Betriebsparameter (Gutbeladung sowie Zugabestelle und Zugabemethode des Aufgabegutes) aufzudecken. Währenddessen betrachtet der instationäre dynamische Sichtprozess das Einfahren des Sichters bis zur Erzeugung konstanter Produktfraktionen, sowie dem Sichtverhalten bei sich schnell ändernden Drehzahlen.

In *Abschnitt 3.8* dieser Arbeit werden unterdessen die Versuchsbedingungen zur Untersuchung sichtschwieriger Güter bzw. auftretender Sichteffekte wie einem möglichen Partikelbruch und einer elektrostatischen Aufladung der Partikel behandelt.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird die Konstruktion verschiedener Partikelkanonen betrachtet. In diesem Rahmen wird die Konstruktion einer druckluft- und einer federbetriebenen Kanone, sowie die Versuchsdurchführung mit den einzelnen Kanonen betrachtet und die Methodik zur Auswertung benötigter Modellparameter vorgestellt.

### 3.1 Beschreibung des Versuchsmaterials

Für die im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Versuche zur Beurteilung der Klassiervorgänge in einem Abweiseradsichters, wurde ein weißes, feinkristallines Calciumcarbonat (Kalkstein) verwendet. Die im Osterzgebirge südwestlich des Ortes Hermsdorf gelegene Calcit-Marmor-Lagerstätte (vgl. Abb. 43) wurde lithostratigrafisch der Herold-Formation innerhalb der Thum-Gruppe zugeordnet. Das metamorph entstandene Calcit-Marmor-Gestein weist ein Alter von ca. 510 Millionen Jahren auf. Abgebaut wird das Gestein aus der oberen Herold-Formation, nachdem die unteren Schichten kein Marmor aufweist. Die feine Bänderung sowie die Bildung von Schieferflächen erhält das Karbonat durch die in Schichten angeordnete Ablagerung von Quarz, Chlorit und Hellglimmer, welches zu einer mittleren Korngröße des Roh-Calcite von 0,2 bis 0,6 mm führt [47].



Abb. 43: Die Grube Hermsdorf im Erzgebirge [47]

Das von der Lagerstätte abgebaute Erz wird in verschiedenen Produkten mit der Bezeichnung Saxolith angeboten. Dieses Produkt wird in den im Folgenden beschriebenen Versuchen verwendet. Petrophysikalisch weisen die Calcit-Marmor-Produkte die folgenden Parameter auf [47]:

- Druckfestigkeit von  $87,0 \text{ N/mm}^2$
- Biegezugfestigkeit von  $12,0 \text{ N/mm}^2$
- Rohdichte von  $2,69 \text{ g/cm}^3$

- Wasseraufnahmefähigkeit von 0,26 wt% bei 25 Frost-Tau-Wechsel (Feuchte der Produkte ab Werk < 0,2 wt%)
- Frostbeständigkeit von 0,34 wt%
- Abriebfestigkeit von 18 cm<sup>3</sup>/50 cm<sup>2</sup>
- Härte (Mohs) von 3
- pH-Wert von 9

Unterteilt werden die einzelnen Produkte der Lagerstätte anhand der  $x_{50,3}$ -Werte ihrer Partikelgrößenverteilung, in ein Saxolith 70 HE (HE = Hermsdorf-Erzgebirge), Saxolith 40 HE und ein durch den Abweiserad-sichter ATP 50 vorbehandeltes Saxolith 10 HE. Eine chemische Analyse zeigte, dass die Calciumcarbonat-Produkte aus 97% CaCO<sub>3</sub>, 0,3% Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> sowie 3% unlöslicher HCl bestehen. Aus den mittels Laserbeugungs-spektrometer gemessenen Partikelgrößenverteilungen konnte ein  $x_{50,3}$  des Saxolith 70 HE von ca. 63 µm, des Saxolith 40 HE von ca. 25 µm und des Saxolith 10 HE von ca. 8 µm gemessen werden (vgl. Abb. 44). Es ist jedoch zu erwähnen, dass die Partikelgröße der einzelnen Produkte bei jeder Charge geringfügigen Änderungen unterworfen ist [47].

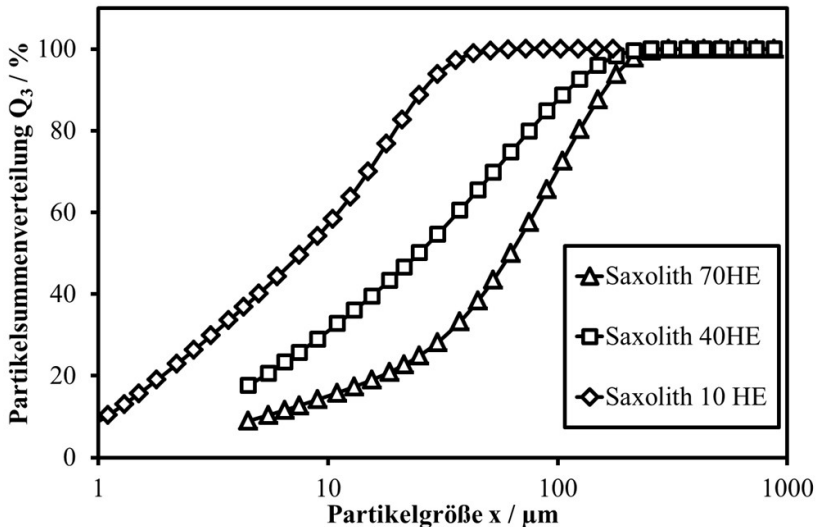


Abb. 44: Partikelgrößenverteilung der Calciumcarbonat Aufgabegüter



Eine Betrachtung des Aufgabegutes unter dem Raster-Elektronen-Mikroskop (REM) veranschaulicht (vgl. Abb. 45), dass es sich bei den Partikeln um scharfkantige kompakte Partikel mit großen glatten Oberflächen handelt, welche an den Oberflächen mit kleineren anhaftenden Partikeln besetzt sind.

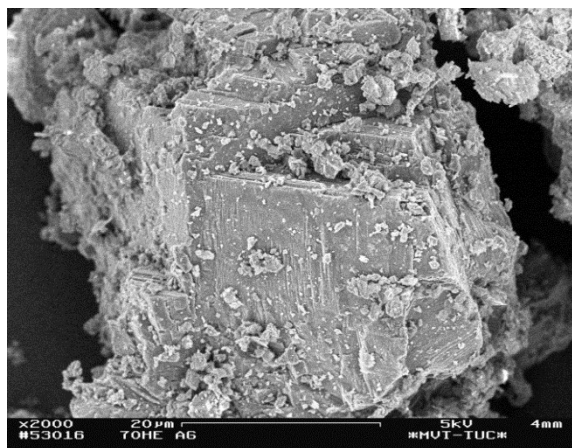
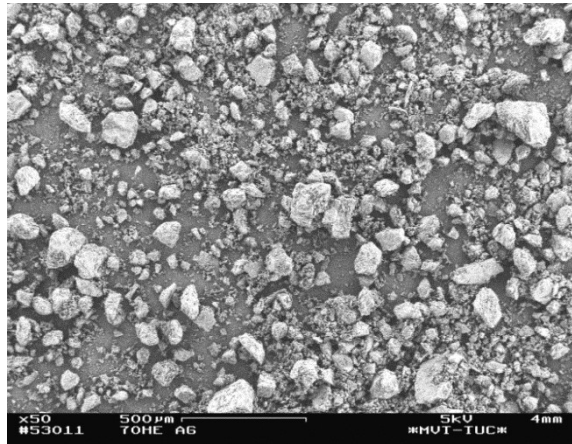


Abb. 45: REM-Aufnahmen des Calciumcarbonat-Aufgabegutes

### 3.2 Der Abweiseradsichter ATP 50 der Firma Hosokawa Alpine

Als Ausgangspunkt zur Bestimmung der Trenncharakteristik von Strömungsprozessen stand in Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Versuchsanlage bestehend aus einem Abweiseradsichter des Typs Turboplex-Feinstsichter ATP 50 der Firma Hosokawa Alpine, einem Aerozyklon und einer Schlauchfilteranlage (vgl. Abb. 46) zur Verfügung. Im folgenden Abschnitt soll der originale Aufbau des verwendeten Sichters und des Klassierverfahren beschrieben werden [17-18].

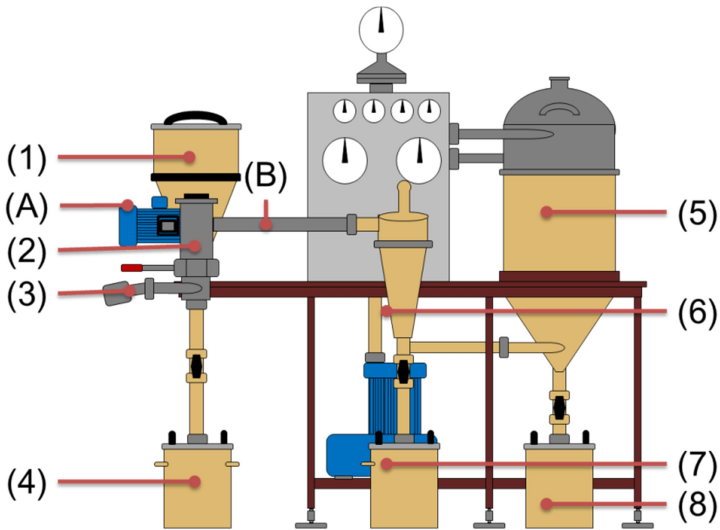


Abb. 46: Schema des originalen Abweiseradsichters ATP 50; (A) Sichtradantriebsmotor mit Sichtradwelle, (B) Feingutleitung, (1) Aufgabegutbunker, (2) Dosierschnecke, (3) Sichtluftstutzen, (4) Grobgutauslass, (5) Schlauchfilteranlage, (6) Aerozyklone, (7) Feingutauslass 1, (8) Feingutauslass 2 [18]

Das Aufgabegut wird dem ATP 50 unterhalb des Sichtrades über eine Dosierschnecke (2) zugeführt, welche ihr Material aus einem Aufgabegutbunker (1) bezieht. Die für den Klassierprozess benötigte Sichtluft wird im unteren Bereich des Gehäuses tangential über einen mit

einem Luftfilter ausgestatteten Sichtluftstutzen (3) angesaugt. Das Sichtrad des ATP 50 weist einen Sichtraddurchmesser von 50 mm auf und wird direkt durch eine mittels Motor (A) angetriebene horizontal gelagerte Welle angetrieben. Das vom Sichtrad abgewiesene Grobgut verlässt den Sichter durch den zentral angeordneten Grobgutauslass nach unten (4), während die Sichtluft zusammen mit dem Feingut das Sichtrad durchströmt. Nachdem Durchströmen des Sichtrades verlässt die Sichtluft zusammen mit dem Feingut den Sichter durch eine feststehende Feingutleitung (B). Zur Abtrennung der ausgetragenen Feingutfraktion von der Sichtluft ist dem Sichtprozess ein Aerozyklon (6) nachgeschaltet. Dieser Zyklon trennt die groben Partikel der Feingutfraktion aus dem Sichtluftstrom ab und leitet sie über die untere Öffnung des Zyklons in den Feingutauslass 1 (7). Die Sichtluft verlässt den Zyklon zusammen mit den feinen Partikeln der Feingutfraktion am Tauchrohr des Aerozyklons und wird in einer Schlauchfilteranlage (5) weiter aufbereitet. In der Schlauchfilteranlage werden die restlichen in der Sichtluft befindlichen Feingutpartikel an den Schlauchfiltern abgeschieden und mittels periodisch gepulstem Gegendruck in den Feingutauslass 2 (8) übergeben [17-18].

Nachdem für die Visualisierung der Fluidströmung und Partikelbewegung beim realen Sichtprozess ein optischer Zugang zum Sichtrad und den Sichtradzwischenräumen nötig ist, dieser Zugang jedoch beim vorgestellten Abweiseradsichter durch den Antriebsmotor des Sichtrades auf der linken und der Feingutleitung auf der rechten Seite des Sichtergehäuses verbaut war, musste der Motor des Sichters und damit die Antriebsachse sowie die Feingutleitung zur Erzeugung eines optischen Zugangs neu konstruiert werden. Die hierfür benötigten Umbaumaßnahmen, welche eine Visualisierung der Fluidströmung und Partikelbewegung ermöglichten, werden im folgenden Abschnitt behandelt.

### **3.3 Konstruktion eines Abweiseradsichters zur Visualisierung der Sichtluftströmung und Partikelbewegung**

Um eine Bestimmung des Strömungsprofil in der Sichtradperipherie, zwischen den Schaufeln und innerhalb des Sichtrades möglich zu machen, musste der in *Abschnitt 3.2* vorgestellte ATP 50 durch Einbau eines optischen Zugangs auf das Sichtrad für die Versuchsbedingungen angepasst (vgl. Abb. 47) werden. Um die Strömungsbedingungen des umgebauten Sichters zu untersuchen, diese aber gleichzeitig mit denen der Standardausführung vergleichen zu können, war es eine Voraussetzung des

Umbaus, die Strömungs- und Klassierbedingungen durch Beibehaltung der Geometrie des Sichtrades und der sichtradumgebenden Baugruppen zu erhalten (vgl. Abb. 47 und 48). Um die Sichtradstirnseite partikelfrei zu halten, musste der Antrieb des Sichtrades sowie die Absaugung des Feingutes (A+B) auf der gleichen Seite realisiert werden. Dieses Ziel konnte durch Zusammenlegung der Aufgaben Antrieb und Absaugung durch eine Hohlwelle auf der rechten Seite des Sichtergehäuses verwirklicht werden (vgl. Abb. 48 und 49). Damit die Hohlwelle in der Lage ist, das einseitig gelagerte Sichtrad anzutreiben, wurde es mittels zwei Hochgeschwindigkeitsspindellager (vgl. Abb. 48 (A) und 49) gelagert, welche wiederum durch eine ölgetränkte Flitzdichtung abgedichtet wurde. Der Antrieb der Hohlwelle erfolgt über einen Flachriemen (B), welcher mit einer 1:3 Übersetzung durch einen frequenzgesteuerten Drehstrom-Asynchronmotor (D) mit einer stufenlosen Drehzahlregelung von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  bis  $15.000 \text{ min}^{-1}$  angetrieben wird [18-19].

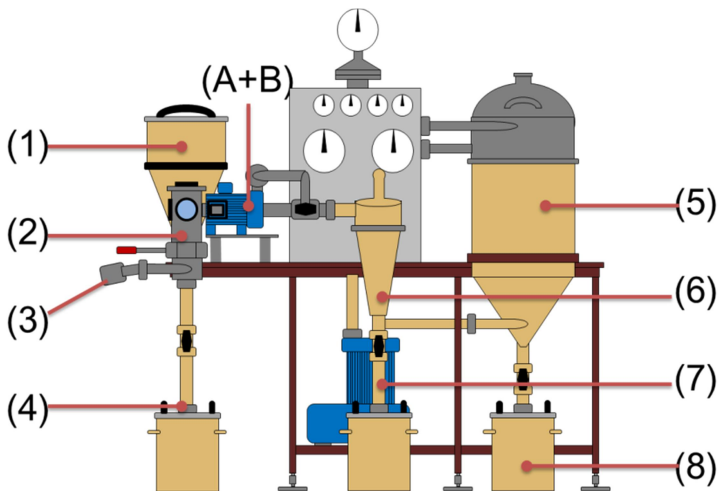


Abb. 47: Schema der umgebautem Abweiseradsichter ATP 50 Versuchsanlage;

(A+B) Sichtradantriebsmotor mit Hohlwelle, (1) Aufgabebutbunker, (2) Dosierschnecke, (3) Sichtluftstutzen, (4) Grobgutauslass, (5) Schlauchfilteranlage, (6) Aerozyklone, (7) Feingutauslass 1, (8) Feingutauslass 2 [19]

Zur Erzeugung eines optischen Zugangs auf das Sichtrad, mussten speziell eingebrachte Einschubhülsen (vgl. Abb. 48 H und E) in die jetzt frei zugänglichen Gehäusewände und die Decke des Sichters eingebracht werden. Um nicht nur einen optischen Zugang auf die Sichtradstirnseite, sondern auch auf die sichtradumgebende Peripherie zu ermöglichen, wurde für die an der Stirnseite des Sichtergehäuses eingebaute Einschubhülse ein Durchmesser von 80 mm gewählt (vgl. Abb. 49). Die in das Gehäuse eingebrachten Einschubhülsen wurden für eine gute Visualisierung des Strömungs- und Partikelverhaltens mit Spezialglasscheiben des Typs Mirogard verschlossen. Diese wurden ausgewählt, nachdem diese Glasscheiben beidseitig interferenzoptisch entspiegelt und nahezu transparent sind. Des Weiteren ist dieses Spezialglas farbneutral und frei von störenden Reflexionen, während herkömmliches Glas Licht zu etwa 8 Prozent reflektiert, was zu störenden Spiegeleffekten und somit zu einem schlechten optischen Zugang führt. Des Weiteren verfügt das Spezialglas über eine Lichtdurchlässigkeit von ca. 99%, während normales Glas nur eine Lichtdurchlässigkeit von ca. 91% aufweist [18-19].

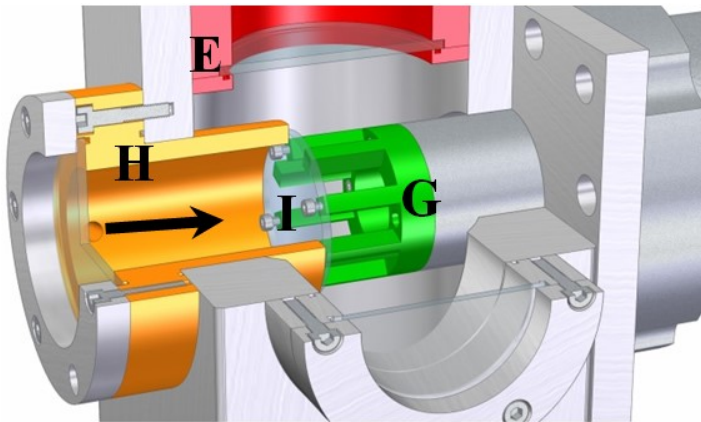
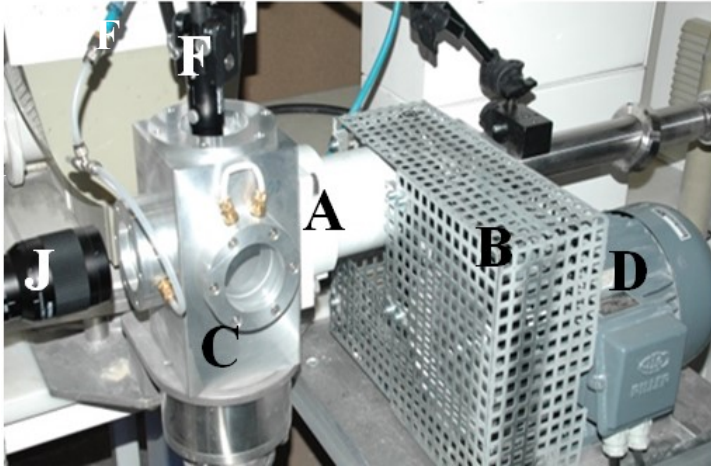


Abb. 48: Umgebauter Abweiseradsichter: (oben) Einseitige Lagerung für optischen Zugang auf gegenüberliegender Seite, (unten) Einbauten und Spülung zum Freihalten der Sicht auf das Abweiserrad (A= Hochgeschwindigkeitsspindellager, B = Flachriemen, C = Sichtraum, D = Drehstrom-Asynchronmotor, E = Einschubhülse, F = Lichtquelle, G = Sichtrad, H = Einschubhülse, I = durchsichtige Stirnwand, J = Hochgeschwindigkeitskamera) [18-19]

Um die stirnseitige Einschubhülse (vgl. Abb. 49, orange Einschubhülse) auch nach innen abzuschließen wurde eine Glasscheibe desselben Typs und Durchmessers an die Stirnseite des Sichtrades mit schwarzen Kunststoffpufferscheiben montiert. Damit kein Aufgabegut durch den Spalt zwischen Einschubhülse und Sichtradglasscheibe gelangt und den optischen Zugang unbrauchbar macht, wurde die Einschubhülse durch kontinuierliche Zugabe eines Spülluftstromes freigehalten [18-19].

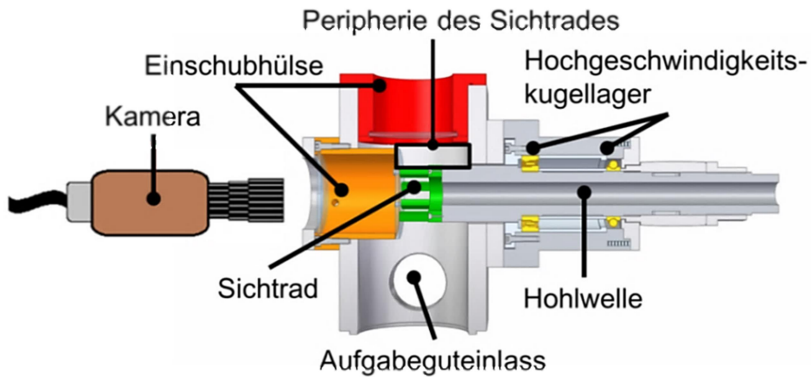


Abb. 49: CAD-Schnittzeichnung des Sichtergehäuses mit optischem Zugang auf das Sichtrad des Turboplex-Feinstdichter ATP 50 [19].

Damit die Partikelbewegung der im Prozess zu trennenden Partikel sichtbar gemacht werden kann, wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera des Typs Keyence VW-600M High Speed vor die an der Stirnseite des Sichters befindliche Einschubhülse platziert (vgl. Abb. 49). Die Kamera wurde im 90° Winkel zur Spezialglasscheibe ausgerichtet, um bei den Aufnahmen eventuelle entstehende Reflexionen am Spezialglas zu verhindern. Das für die Aufnahmen benötigte Licht wurde dem Sichtraum mittels Stativlampe über die in der Decke des Gehäuses befindliche Einschubhülse (vgl. Abb. 48 E und 49 rote Einschubhülse) zugeführt. Hierbei konnte die für eine gute Bildqualität benötigte Lichtstärke im Sichtraum nur gewährleistet werden, wenn die Stativlampe direkt auf das Spezialglas der in der Decke befindlichen Einschubhülse aufgesetzt wurde [18-19].

Bei den im Folgenden beschriebenen Versuchen wurde mit einer Drehzahl von 3.000 bis 15.000  $\text{min}^{-1}$  gearbeitet. Um die Luftströmung sowie die Bewegung der Partikel systematisch beschreiben zu können, wurde das Innere des Abweiseradsichters visuell in drei Bereichen aufgeteilt und bei

einer geringen Gutbeladung untersucht. Die Bereiche wurden hierbei in die Peripherie des Sichtrades (Bereich X, vgl. Abb. 50 a) und b)), den Schaufelzwischenraum (Bereich Y, vgl. Abb. 50 a) und c)) sowie das Innere des Sichtrades (Bereich Z, vgl. Abb. 50 a) und d)) unterteilt. Um diese Arbeit übersichtlich zu gestalten und zu markieren welcher Sichtradbereich beschrieben wird, wird in den Überschriften der Kapitel sowie in der Fußzeile (vgl. Abb. 50 b-d) der untersuchte Bereich kenntlich gemacht.

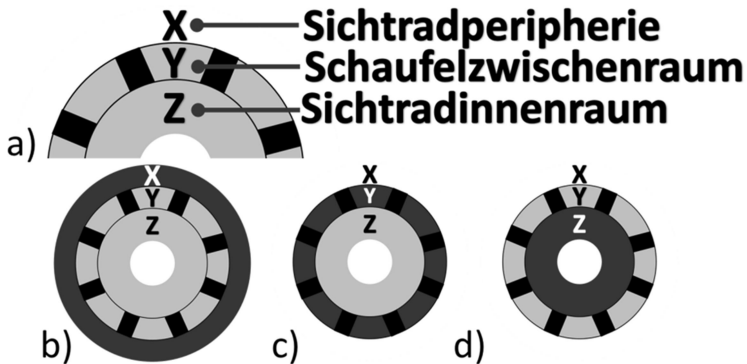


Abb. 50: Einteilung der mit Hochgeschwindigkeitskamera untersuchten Bereiche während des Sichtprozesses. X = Peripherie des Sichtrades, Y = Schaufelzwischenraum und Z = Innenraum des Sichtrades

Während für die Visualisierung des Sichtluftstromes sehr feine Kalkstein-Tracer-Partikel ( $\text{CaCO}_3$ ) verwendet wurden ( $x_{50,3} = 2,15 \mu\text{m}$ ,  $\mu < 1 \text{ wt}\%$ ), wurde die Bewegung der Aufgabegutpartikel mit größeren Kalksteinpartikel ( $x_{50,3} = 59,86 \mu\text{m}$ ,  $\mu > 1 \text{ wt}\%$ ) sichtbar gemacht. Die Bewegung der Luftströmung wurde aufgrund der inhomogenen Verteilung der feinen Partikel an wahrnehmbaren Kontrastpunkten bei aufeinanderfolgenden Bildern (8000 bis 20000 Bilder/s) verfolgt. Mit der Software Motion Analyzer VW 9.000 konnte die Bewegung dieser feinen Partikelansammlungen durch Pfeile dargestellt werden. Durch die mit dem optischen Zugang entstehenden Aufnahmen kann das Strömungsverhalten der Sichtluft und das Partikelverhalten im Sichtprozess besser dargestellt und Rückschlüsse auf das Trennverhalten gezogen werden [18-19]. Aufgrund von Beschränkungen der Auflösung der Hochgeschwindigkeitskamerabilder unterlag die Auswertung der Fluidströmungsfelder besonders bei der Visualisierung der Tracer-Partikel im Innenraum des Sichtrades (Bereich Z) einer Begrenzung. Um in diesem Sichtbereich ein Geschwindigkeitsfeld der



Fluidströmung zu ermitteln, musste in weiteren Versuchen in Kooperation mit der Firma TSI auf die Particle-Image-Velocimetry zurückgegriffen werden. Die im Rahmen dieser Versuche verwendete Laserschnittebene machte eine Bestimmung der Geschwindigkeits-Vektorfelder im Schaufelzwischenraum möglich. Die bei diesen Experimenten vorherrschenden Versuchsbedingungen sowie die Anordnung der Messgeräte an dem vorgestellten Abweiseradsichter werden im folgenden Abschnitt erörtert.

### **3.4 Visualisierung der Sichtluftströmung und Partikelbewegung mittels PIV (Bereich Z)**

Die Particle-Image-Velocimetry (PIV) verfolgt die Bewegung von Tracer-Partikeln (Kalkstein,  $x_{50} = 2,15 \mu\text{m}$ ) in einem Laserlichtschnitt unter Verwendung einer CCD-Kamera. Dies ermöglicht die Bestimmung der Bewegungsrichtung der Partikel sowie die Berechnung ihrer Geschwindigkeit. Zur Charakterisierung des Luftstroms im Innenraum (Bereich Z) des beschriebenen Abweiseradsichters wurde ein von der Firma TSI GmbH zur Verfügung gestelltes PIV-Messsystem verwendet (siehe Abb. 51). Für die Erstellung eines Laserlichtschnittes wurde ein doppelt gepulster Laser des Typs Quantel EverGreen mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von 70 bis 200 mJ/Puls eingesetzt. Für die Untersuchung der Sichtluftströmung wurde eine Leistung von 70-80 mJ/Puls verwendet. Die Wiederholrate des doppelgepulsten Lasers betrug 2 mal 15 Hz. Die Synchronisation zwischen CCD-Kamera und der Analysesoftware wurde durch einen Laser-Pulse-Synchronizer des Typs TSI 610036 mit einer Zeitauflösung von 0,25 ns realisiert.



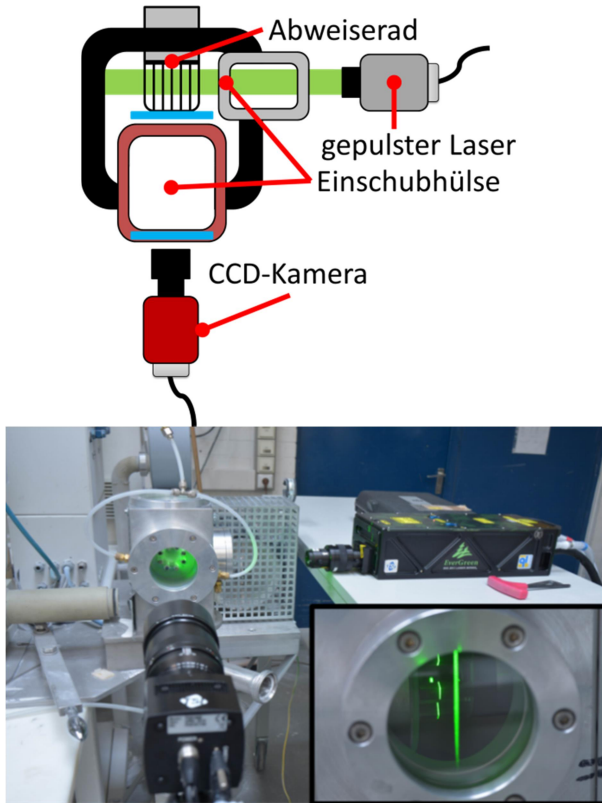


Abb. 51: Versuchsaufbau und Komponenten des PIV-Systems. Links) schematische Zeichnung und rechts) realer Aufbau der Sichtluftströmungsmessung im Abweiseradsichters

In den durchgeführten Experimenten, erzeugte ein optisches System in Kombination mit einem Laser eine Lichtschnittebene, dessen Dicke und Expansionswinkel stufenlos einstellbar war. Der Lichtschnitt wurde über ein seitlich montiertes Sichtfenster in das Innere des Gehäuses des ATP 50 geleitet (Abb. 51, rechts), wobei der Lichtstrahl senkrecht zu den Sichttradschaufeln verlief. Eine hochauflösende CCD-Kamera des Modells TSI 630092, mit einer Auflösung von 3320 x 2496 Pixel und einer Bildrate von 8,5 fps, wurde der Laserschnittebene gegenüber gestellt (siehe Abb. 51 links), sodass durch ein doppelt gepulstes Laserlicht die Erfassung der Tracer-Partikelbewegung, anhand zweier aufeinanderfolgender Moment-



bilder, berechnet werden konnte. Die Pulsdauer wurde an die vorherrschende Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades (siehe Abb. 52) angepasst, sodass auch bei einer Strömungsgeschwindigkeit von hundert m/s die Partikel in den Bildern scharf abgebildet wurden. Schließlich konnten die lokalen Luftströmungsgeschwindigkeiten aus der lokalen Verschiebung der Tracer-Partikel und dem Zeitabstand  $\Delta t$  zwischen zwei Pulsen mit Hilfe von Korrelationstechniken unter Verwendung der TSI-Software Insight 4G berechnet werden. Die Messung des Luftstroms war für jede Testeinstellung aufgrund einer schnellen Kontamination der Sichtfenster auf 200 Doppelbilder beschränkt. Nachdem die Sichtschaufeln bei Drehung des Sichtrades den Laser an unterschiedlichen Positionen ablenken und somit nur ein Teil des Innenraums vom Lichtschnitt durchströmt wird, mussten 200 aufeinanderfolgende Doppelbilder verwendet werden, um ein zeitlich gemitteltes Geschwindigkeitsfeld des Luftstroms im Sichtradzentrum berechnen zu können. Diese Geschwindigkeitsfelder werden im Folgenden dargestellt und mit der CFD-Simulation von *Toneva et al.* [17] verglichen.

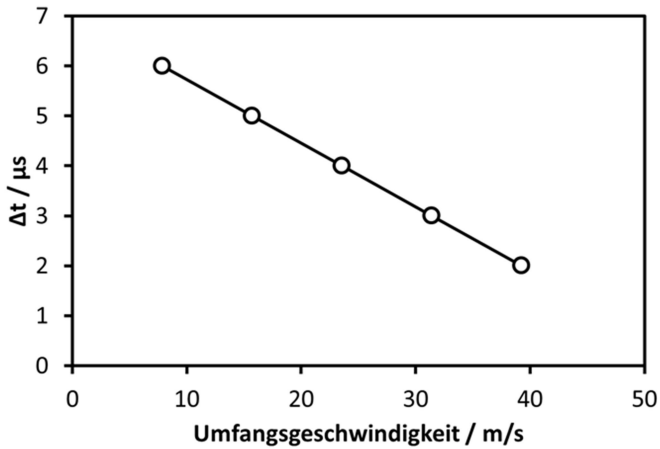


Abb. 52: Zeitabstand  $\Delta t$  zwischen zwei Pulsen in Abhängigkeit von der Sichtradumfangsgeschwindigkeit



### 3.5 Konstruktion von Sichträdern mit strömungsbeeinflussender Schaufelgeometrie (Bereich Y)

Die Visualisierung der Fluidströmung offenbart in *Abschnitt 4.1.1.1*, dass die Partikelbewegung maßgeblich durch die Ausbildung eines Fluidwirbels im Schaufelzwischenraum beeinträchtigt wird. Hierbei wurde die Annahme aufgestellt, dass die Turbulenzen der Fluidströmung und infolgedessen die Güte des Trennprozess durch die Geometrie der Sichtradschaufel beeinflusst werden kann. Um diesen Einfluss weitergehend zu betrachten wurden fünf Sichträder mit unterschiedlicher Schaufelgeometrie zur Beeinflussung der Sichtluft- und Partikelbewegung konstruiert. Als Basis für die Konstruktion der neuen Sichträder (vgl. Abb. 53 B bis E) diente das originale Sichtrad (Baujahr 1995) der Firma Hosokawa Alpine mit rechteckiger Schaufelform (vgl. Abb. 53 A und 54). *Toneva et al.* [17] stellten die Vermutung auf, dass, um eine hohe Trennschärfe zu erzielen, eine Schaufelform benötigt wird, bei welcher die Sichtluft den Schaufelzwischenraum ohne Wirbelbildung durchläuft. Dieses könne nur erzielt werden, wenn die Stromlinien parallel zur Schaufel verlaufen und somit eine Strömungsablösung im Schaufelbereich verhindert würde. Diese Strömungsablösung kann verhindert werden, indem die Schaufeln nicht radial sondern in Richtung der Stromlinien angeordnet werden [17]. Weiter veranschaulichten die in *Abschnitt 4.1.1.1* dargestellten Kamerauntersuchungen, dass sich die Sichtluft bei langsamer Drehzahl in einer sichelförmigen Strömung durch den Schaufelzwischenraum bewegt. Die zu sichtenden Partikel fliegen über die gesamte Schaufelfläche verteilt in die Sichtzone ein und können mit einem großen Bereich der Schaufelfläche wechselwirken. Um die Vorgaben von *Toneva et al.* umzusetzen und die Geometrie der Schaufeln an das untersuchte Strömungsprofil anzupassen, wurde eine sichelförmige Schaufel (Abb. 53 D) konstruiert [8].

Des Weiteren ließen die Untersuchungen von *Toneva et al.* vermuten, dass die Partikel nach der Kollision mit der nacheilenden Schaufel zufällig nach innen oder nach außen abspringen, was einen weiteren Ansatzpunkt für die Verbesserung der Trennqualität aufzeigt [17]. Daher wurde eine Schaufelform (vgl. Abb. 53 E) getestet, bei welcher der fokussierte Partikelstrom durch eine keilförmige Schaufel definiert in Grobgut- und Feingutstrom aufgetrennt werden soll. Die äußere schräge Fläche soll als Prallfläche für den eingeschnürten Partikelstrom dienen und das Abprallverhalten grober Partikel in Richtung Sichtradperipherie unterstützen. Die Feingutpartikel würden währenddessen der



Sichtluftströmung an der Keilinnenseite entlang in den Feingutaustrag folgen. Zur Abrundung der getesteten Schaufelformen wurden trapezförmige Schaufeln (Schaufelform B, konstante durchströmte Fläche) und runde Stäbe (Schaufelform C, venturiartige Durchströmung) untersucht [8].

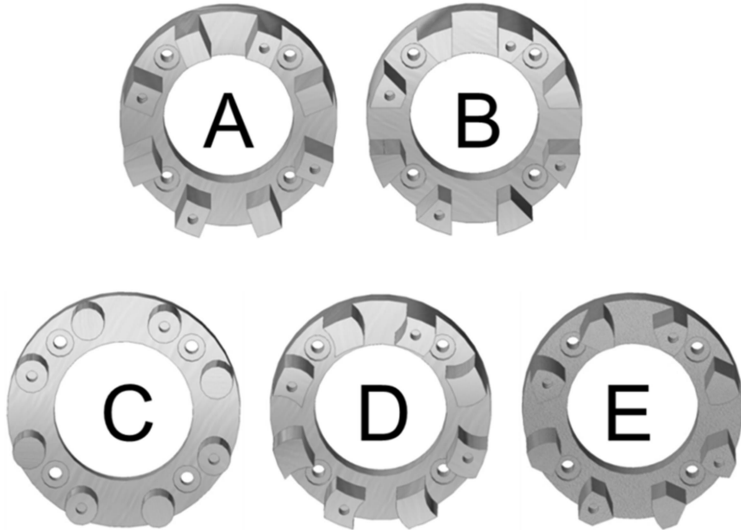


Abb. 53: CAD-Zeichnungen der untersuchten Sichtradgeometrien. A) rechteckige Schaufelform (original), B) trapezförmige Schaufelform, C) runde Stäbe, D) sichelförmig („konvex-konkave“) Schaufelform und E) keilförmiger Schaufelform mit konvexer vorhereilender Schaufel- und dreieckiger nacheilender Schaufelform [8].

Alle in dieser Arbeit untersuchten Schaufelgeometrien wurden mit einer Höhe  $h$  von 7 mm und einer Tiefe  $t$  von 25 mm konstruiert. Die Schaufelbreite  $b$  der rechteckigen, sichelförmigen und trapezförmigen Schaufelformen (Mittellinie) wurde mit 6 mm festgelegt. Der Durchmesser der Stäbe der runden Schaufelform wurde mit 7 mm konstruiert [8].



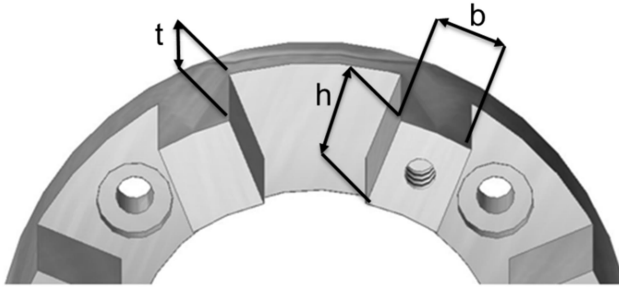


Abb. 54: Geometrische Abmessung der originalen rechteckigen Schaufeln. Blick auf die Stirnseite des Sichtrades [8]

## 3.6 Versuchsdurchführungen im stationären Betrieb

### 3.6.0 Einleitung

Bei den Versuchen im stationären Sichtbetrieb ist es das Ziel die Trenncharakteristik des Abweiseradsichters bei konstanter Drehzahl sowie sich ändernder Gutbeladung, Zugabestelle und Aufgabemethode aufzudecken. Bei den ersten Versuchen wird somit die Trenncharakteristik bei Variation einer konstanten Drehzahl und Gutbeladung bei einer Zugabe über die originale Dosierschnecke im Abstand von 10 cm zum Sichtradmittelpunkt untersucht. Im weiteren Verlauf der Untersuchungen ergab sich die Fragestellung, ob die bisher als nahezu konstant ermittelte Trennschärfe durch eine geänderte Methode der Aufgabegutzugabe bzw. einem geänderten Zugabeort beeinflusst werden kann. Die Versuchsbeschreibung der zur Untersuchung dieser Fragestellung benötigten Versuche wird in *Abschnitt 3.6.2* beschrieben.

### 3.6.1 Trenncharakteristik im stationären Betrieb

Für die Durchführung von Experimenten mit dem Abweiseradsichter im stationären Betrieb wurde die in *Abschnitt 3.3* dargestellte Versuchsanlage verwendet. Nach Platzierung der einzelnen Probenbehälter war der erste Schritt bei der Durchführung eines Versuches, die Drehzahl des Sichtrades auf die für den Versuch vorgesehene Höhe, die Drehzahl des Frequenzumformers (vgl. Tab. 8) einzustellen. Die Verhältnisse zwischen Drehzahl des Sichtrades und Hz-Zahl des Frequenzumformers sind in Tabelle 8 aufgeführt [48].

Tab. 8: Drehzahleinstellung des Abweiserades

<b>Umfangsgeschwindigkeit</b> / m/s	<b>Drehzahl Abweiserad</b> / min <sup>-1</sup>	<b>Frequenzumformer</b> / Hz
<b>7,86</b>	<b>3.000</b>	<b>17,05</b>
<b>15,71</b>	<b>6.000</b>	<b>34,28</b>
<b>23,56</b>	<b>9.000</b>	<b>51,50</b>
<b>31,42</b>	<b>12.000</b>	<b>68,75</b>
<b>39,27</b>	<b>15.000</b>	<b>85,95</b>

Der nächste Schritt der Versuchsdurchführung war die Einstellung des Gebläses für die Luftzufuhr. Das Gebläse arbeitete mit einem maximalen Sichtluftvolumenstrom von 75 m<sup>3</sup>/h was einem Sichtluftmassenstrom von 90,13 kg/h entspricht. Dieser max. Sichtluftvolumenstrom wurde für alle Versuche mit dem Abweiseradsichter (ohne Strahlmühle) verwendet. Soll an dieser Stelle die Fluidströmung mittels Hochgeschwindigkeitskamera visualisiert werden, muss um für die Aufnahmen einen partikelfreien optischen Zugang auf das Sichtrad zu bekommen, die Spülluft der Einschubhülsen eingestellt werden. Der letzte Schritt vor Zugabe der Aufgabegutpartikel war die Einstellung der Reinigungsluft des Schlauchfilters. Hier musste der Luftdruck der Reinigungsluft sowie der Luftstoßintervall (Standartwert 30 s/Intervalle) und die Stoßlänge in Abhängigkeit der Höhe der Gutbeladung eingestellt werden [48].

Hatte das Sichtrad seine konstante Drehzahl nach max. 5 s erreicht und wurde der Sichtluftvolumenstrom eingeschaltet, wurde das Aufgabegut, durch Einstellen der Dosierschnecke, in den Abweiseradsichter gegeben. Die über die Dosierschnecke einzustellende Gutbeladung  $\mu$  kann aus dem Quotienten von Aufgabegutmassenstrom zu Sichtluftmassenstrom nach (64) berechnet werden [48]:

$$\mu = \frac{\text{Aufgabegutmassenstrom in } \frac{\text{kg}}{\text{h}}}{\text{Sichtluftmassenstro in } \frac{\text{kg}}{\text{h}}} \quad (64)$$

Bei den Versuchen im stationären Betrieb wurde die Gutbeladung von 1 bis 5 wt% variiert. Die hierfür an der Dosierschnecke einzustellenden Massenströme können aus Tabelle 9 entnommen werden [48].

Tab. 9: Berechnung der Gutbeladung von 1 -5 wt% [48]

<b>Gutbeladung</b>	<b>Aufgabegutmassenstrom</b>	<b>Sichtlustmassenstrom</b>
<b>[ wt%]</b>	<b>[kg/h]</b>	<b>[g/min]</b>
<b>1</b>	0,903	15,05
<b>2</b>	1,806	30,10
<b>3</b>	2,709	45,15
<b>4</b>	3,612	60,20
<b>5</b>	4,515	75,25

Nach Ende der Versuchszeit (30 Minuten) mussten die Proben des Grob- sowie des Feinguts entnommen und verwogen werden. Um Entmischungen und Probenahmefehler bei der Zugabe der Proben in den Laserbeuger zu vermeiden, mussten die Proben zuvor mit einem Drehprobenteiler heruntergeteilt werden. Zur Ermittlung der Partikelsummen- sowie Partikeldichteverteilungen wurde das in *Abschnitt 2.2* beschriebene Helos KR Lasergranulometer der Firma Sympatec verwendet [48].

### **3.6.2 Einfluss der Dispergierung und des Zugabeortes auf die Trenncharakteristik**

Die Trenngradkurven im stationären Betrieb für verschiedene Sichträder, Drehzahlbereiche und Gutbeladungen zeigten (vgl. *Abschnitt 4.1.2*), dass die Trennschärfe nur in einem geringen Bereich schwankt. Um zu analysieren, welchen Einfluss die Art der Partikelzugabe bzw. der Abstand der Aufgabegutzugabe zum Sichtradzentrum auf die Trennschärfe hat, wurden Versuche mit unterschiedlichen Aufgabegutzufuhrmethoden durchgeführt. Hierfür wurden neben Versuchen mit der Dosierschnecke (Standardmethode), Versuche mit der Sympatec Vibri (Abb. 55 links) und dem Sympatec Rodos (Abb. 55 rechts) durchgeführt. Die Vibri bzw. der Rodos wurden vor die Sichtluftzufuhr (Sichtluftstutzen) des Sichtergehäuses platziert, um die Aufgabegutpartikel direkt in den Sichtluftstrom zu geben.



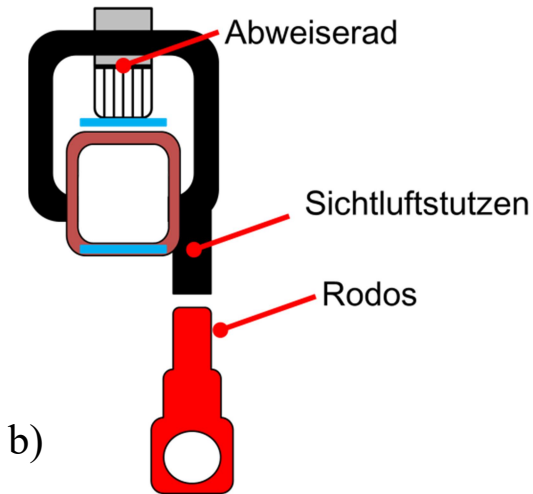
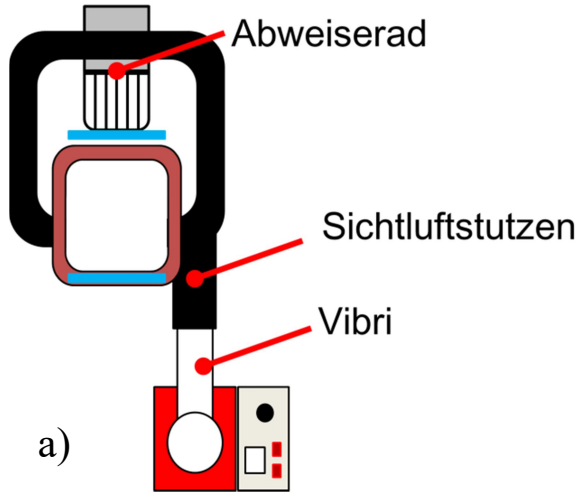


Abb. 55: Methoden der Aufgabegutzugabe in den Sichtluftstuten.  
 a) mittels Sympatec Vibri und b) mittels Sympatec Rodos

Da die Zugabeorte der Standardmethode (Dosierschnecke) und der neuen Methoden unterschiedlich weit vom Mittelpunkt des Sichterades und somit vom Zentrum der Feingutleitung entfernt sind (vgl. Abb. 56), sollten die

Versuche nicht nur Auskunft über den Einfluss der Dispergiermethode, sondern auch über den Einfluss der Entfernung zum Sichtrad geben. Hierfür wurden die Zufuhrarten in „rieseln“, durch Dosierschnecke bzw. Vibri, und „verdüsen“, mittels Rodos, unterschieden. Die Versuche wurden des Weiteren wie in *Abschnitt 3.6.1* beschrieben bei verschiedenen Sichtraddrehzahlen von 3.000 bis 15.000  $\text{min}^{-1}$  und Gutbeladungen von 1 bis 5 wt% durchgeführt.

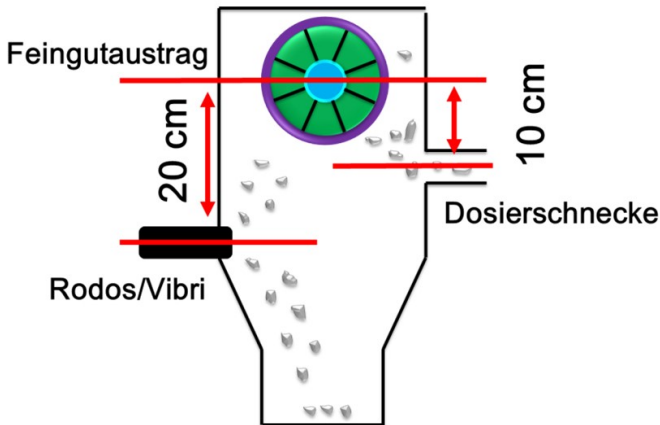


Abb. 56: Abstand der Aufgabegutzufuhrmethoden zum Sichtradmittelpunkt [48]

### 3.7 Versuchsdurchführungen im instationären Betrieb

#### 3.7.0 Einleitung

Um die Dynamik des Trennprozesses zeitaufgelöst abbilden zu können, wurden Experimente im instationären Betrieb, bei einer sich ändernden Drehzahl bzw. dem Einfahren des Sichtprozesses durchgeführt. Infolgedessen sollten die Partikelgrößenverteilungen sowie die Gutmassen des Fein- und Grobgutes zeitaufgelöst in mehreren Minutenabständen während des Betriebs des Sichters erfasst werden. Um diese Messungen zu realisieren wurden zwei neue Mess- bzw. Probenahme-Methoden konstruiert. Die erste Messmethode wird als indirekte bzw. Off-Line Methode für die Messung der Partikelgrößenverteilungen bezeichnet, während die zweite Methode eine On-Line-Messmethode mit einer eigens

konstruierten In-Line-Küvette für die Messung der Partikelgrößenverteilung des Feingutes mittels Laserbeuger ermöglicht. Im Folgenden soll die Off-Line-Methode erläutert werden, während die Konstruktion der In-Line-Messküvette in *Abschnitt 3.7.3* beschrieben wird [48].

Um die Untersuchungen während des instationären Betriebes mit der Off-Line-Methode durchführen zu können, musste eine neue Methode der Probenahme entwickelt werden. Voraussetzung war, dass sowohl die Grobgut- als auch die Feingutfraktion zeitaufgelöst beprobt werden kann, ohne jedoch die Druckdifferenz im Abweiseradsichter und somit den Sichtprozess zu beeinflussen. Diese zeitaufgelöste Probenahme konnte durch zwei Austragsschleusensysteme, bestehend aus zwei in einem gewissen Abstand hintereinander montierten Kugelhähnen, in der Grobgut- und Feingutaustragsleitung (vgl. Abb. 57 rote Leitungen) realisiert werden. Bei geschlossenem Kugelhahn (2) und geöffnetem Kugelhahn (1) (vgl. Abb. 57) füllte sich somit das nach außen verschlossene Rohr mit abgeschiedenem Gutmaterial [48].

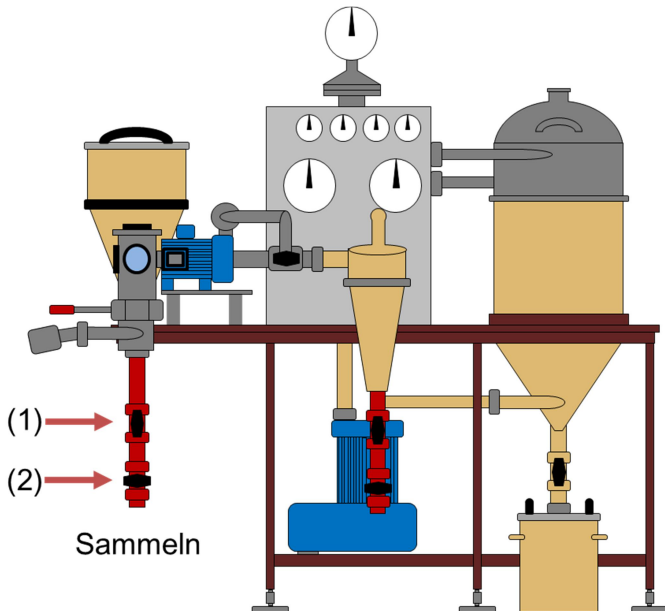


Abb. 57: Schematische Darstellung der Versuchsanlage mit zeitaufgelöster Austragsschleusenordnung. Partikelsammlung: (1) oberer Kugelhahn offen, (2) unterer Kugelhahn geschlossen [48]

Nachdem der gewünschte Zeitintervall erreicht war, musste zum Austragen der Gutfraktionen zuerst der obere Kugelhahn (1) geschlossen werden, bevor die Probe durch öffnen des Kugelhahns (2) (vgl. Abb. 58) entnommen werden konnte. Der gleiche Vorgang wurde für die zeitaufgelöste Probenahme des Feingutstromes (vgl. Abb. 57 und 58 rechte rote Probenahmeleitung) angewendet [48].

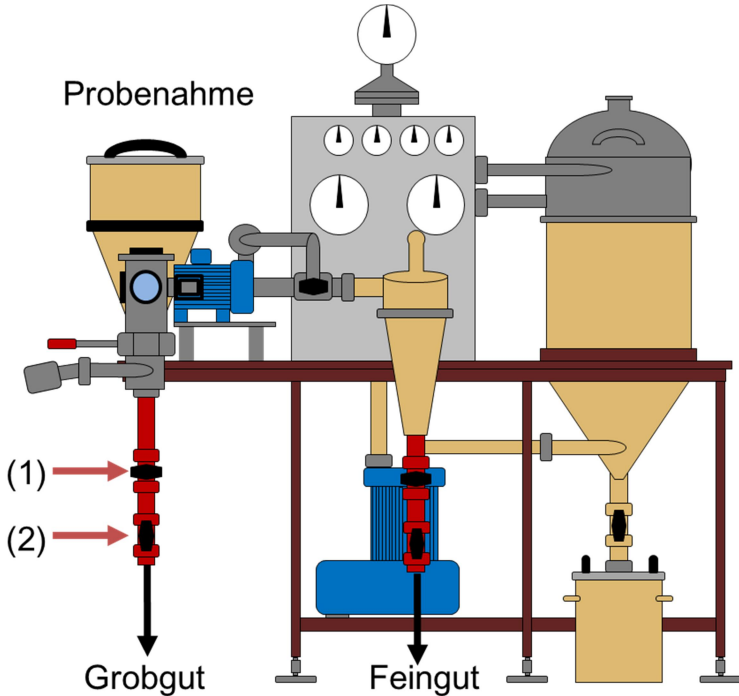


Abb. 58: Schematische Darstellung der Versuchsanlage mit zeitaufgelöster Austragsschleusenordnung. Probenahme: (1) oberer Kugelhahn geschlossen, (2) unterer Kugelhahn offen [48].

### 3.7.1 Trenncharakteristik beim An- und Abfahrprozess

Für die Untersuchung des An- und Abfahrbetriebs musste der Frequenzumformer Mitsubishi FR-D700 so eingestellt werden, dass er vom Start mit einer Frequenz von 0 Hz (Sichtraddrehzahl  $0 \text{ min}^{-1}$ ) langsam über eine vorgegebene Zeit von 10 min linear auf seinen Sollwert von  $15.000 \text{ min}^{-1}$  hochfährt. Diesen Wert hielt der Frequenzumformer (konstanter Drehzahlbereich) bis er den Abschaltzeitpunkt erreichte und die Frequenz im vorgegebenen Zeitraum von 10 min linear heruntergefahren werden konnte. Ein diesen Betrieb beschreibendes Diagramm ist in Abbildung 59 dargestellt. Die Proben des Fein- und Grobgutes wurden bei der An- bzw. Abfahrphase mit der beschriebenen Off-Line Probenahme in 2 Minutenabständen genommen.

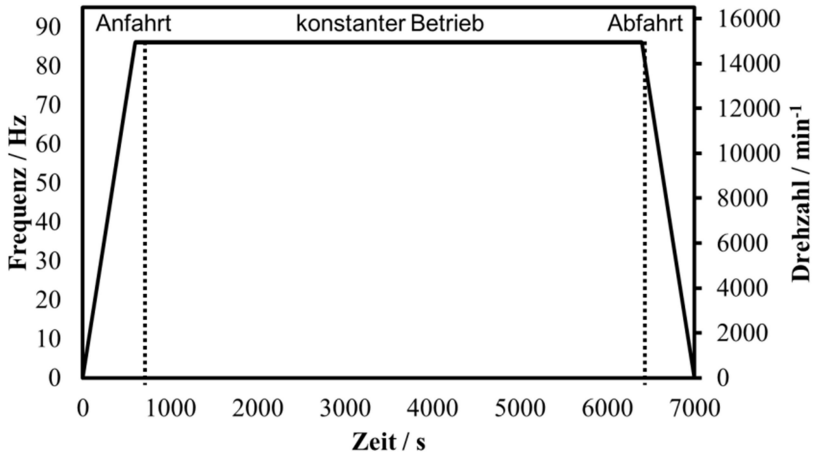


Abb. 59: Beispieldarstellung der Betriebsphasen eines instationären Betriebs

### **3.7.2 Trenncharakteristik bei zeitlich aufgelöster Probenahme**

Bei Untersuchung der Trenncharakteristik im instationären Betrieb sollte ermittelt werden, welchen Zeitraum der Abweiseradsichter benötigt um eine konstante Trenngrenze bzw. konstante Massenanteile bei konstanter Drehzahl zu erzeugen. Für diese Versuche wurde der Sichtprozess mit einer Gutbeladung von 1, 3 und 5 wt% bei einer Drehzahl von 3.000, 9.000 und 15.000  $\text{min}^{-1}$  durchgeführt. Die Versuchszeit der Experimente betrug 60 min, wobei das Sichertad nach 5 s seine vorgegebene Drehzahl erreichte. Die Proben wurden wie in *Abschnitt 3.7* beschrieben mit der Off-Line Methode in 5 Minutenschritten genommen.

### **3.7.3 Konstruktion einer On-Line-Messmethode zur Bestimmung der Feingutpartikelgröße**

Zur direkten Bestimmung der Feingut-Partikelgrößenverteilungen während des laufenden Betriebs des Sichters wurde die im Folgenden beschriebene On-Line Messmethode verwendet. Um die Partikelgrößenverteilung (PGV) in sehr kurzen Zeitabständen aufnehmen zu können, musste die Feingutauslassleitung (vgl. Abb. 60), durch eine in die Feingutleitung eingebaute Umgehungsleitung (2) erweitert werden. Hierbei besteht die für den instationären Betrieb ausgewählte Umgehungsleitung aus einem Drei-Wege-Hahn, welcher eine Steuerung des für die PGV-Messung nötigen Partikelstroms ermöglicht, einer speziell für die Messung der PGV entwickelte In-Line Messküvette (5) sowie einem Sympatec Helos KR Lasergranulometer (4).

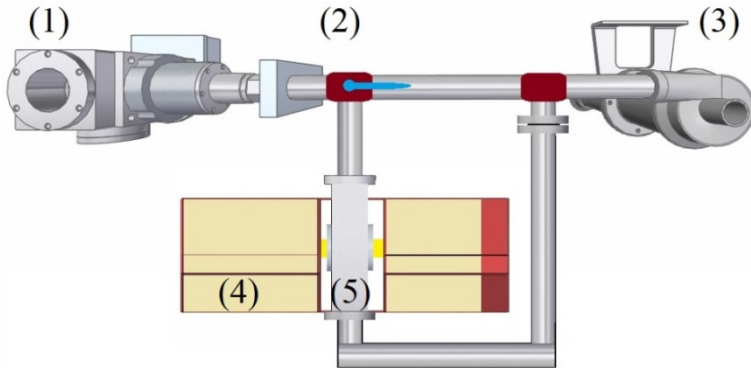


Abb. 60: Schematische Darstellung der zweiten Umbauphase; (1) erweiterter optischer Zugang, (2) Umgehungsleitung mit 3-Wege-Ventil, (3) Aerozyklone, (4) Helos KR-Lasergranulometer, (5) In-Line-Messküvette in der freien Messzone des Helos

Die für diese Messungen entwickelte Küvette wurde in Anlehnung an das von der Firma Sympatec verwendete Messverfahren, bestehend aus Rodos-Dispergiereinheit und Helos KR-Lasergranulometer, für ein trockenes Aufgabegutes designed (vgl. *Abschnitt 2.3*). Hierbei war es die besondere Konstruktion des Helos mit frei zugänglicher Messzone (5), welche für die folgenden Versuche von ausschlaggebender Bedeutung war und zur Auswahl dieses Laserbeugungsspektrometers führte.

Die In-Line Küvette (vgl. Abb. 61) wurde so konstruiert, dass sie einen möglichst fließenden Übergang von der runden Geometrie der Feingutleitung auf das rechteckige Strömungsprofil der Messzone ermöglicht (vgl. Abb. 62). Für den Aufbau der Küvette bzw. zur Vermeidung einer Partikelgrößentrennung, aufgrund einer Änderung der Fluidgeschwindigkeit, musste die Kontinuitätsgleichung berücksichtigt werden. Hierbei wurde der Querschnittsfläche  $A_j$  der Komponenten so gewählt, dass gemäß der Kontinuitätsgleichung (65-66) eine konstante Fluidgeschwindigkeit  $v_j$  entsteht:

$$\dot{V}_{\text{Feingutrohr}} = \dot{V}_{\text{Messzone}} \quad (65)$$

$$A_{\text{Feingutrohr}} \cdot v_{\text{Feingutrohr}} = A_{\text{Messzone}} \cdot v_{\text{Messzone}} \quad (66)$$

Um einen Partikelstrom in der Messzone mit derselben Breite wie dem des Rodos zu erzeugen, wurde die rechteckige Messzone der Küvette mit einer

Breite von 10 mm (Breite des Rodos) ausgelegt. Da die Rohrleitung des Feingutes einen Innendurchmesser von 30 mm aufwies ( $A_{Rohr} = 706,86 \text{ mm}^2$ ) und die einzelnen durchströmten Flächen zur Erzeugung einer konstanten Fluidgeschwindigkeit identisch sein mussten, wurde die Höhe der Messzone mit 70,68 mm ( $A_{Messzone} = 706,8 \text{ mm}^2$ ) konstruiert. Des Weiteren musste die äußere Breite der Küvette kleiner als die Breite der Messzone des Helos konstruiert werden, sodass die Küvette in die Messzone und somit in den Laserstrahl eingebaut werden konnte.

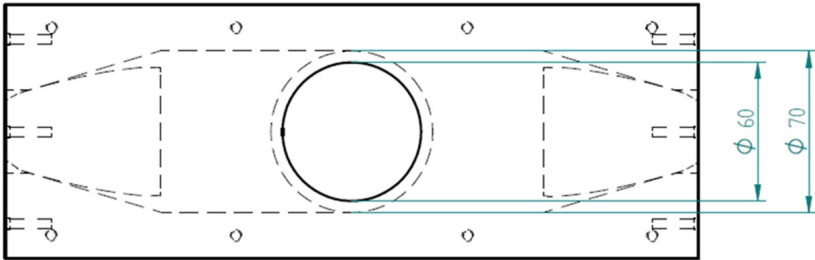


Abb. 61: Darstellung der Seitenansicht der In-Line-PGV-Küvette

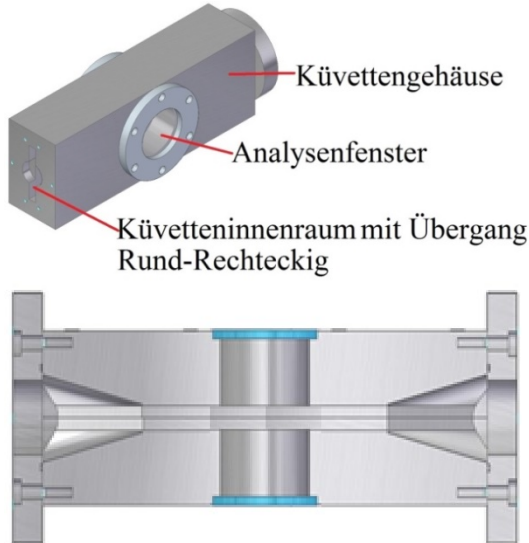


Abb. 62: Darstellung der In-Line-PGV-Küvette als Links) Außenansicht und rechts) Draufsicht als Schnittdarstellung



Die verwendete Küvette bestand aus zwei gegeneinander innenseitlich ausgefrästen Quadern, welche an beiden Seiten mit je einer Flanschscheibe verschlossen waren. In der Mitte des Quaders wurde eine Durchgangsbohrung im 90° Winkel zur Fluidströmungsrichtung eingebaut. Die Fluidströmung wurde in der rechteckigen Messzone der Küvette zwischen zwei außen auf die Küvette aufgesetzte Messglasscheibe (Analysenfenster) vorbeigeleitet. Um die Glasscheiben vor Partikelablagerungen zu schützen und somit eine Beeinflussung des Laserstrahles zu verhindern, wurde eine Luftspülung (vgl. Abb. 63), bestehend aus 4 Spüldüsen, installiert.

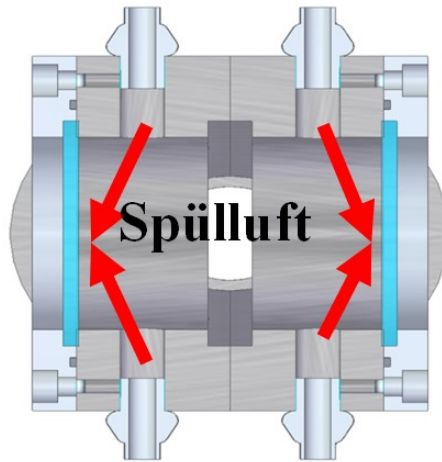


Abb. 63: Schnittdarstellung der Frontansicht der Messzone der Küvette

Bei den Untersuchungen im instationären Betrieb wurde die Partikelgrößenverteilung des Feingutes mittels In-Line Küvette für die folgenden Betriebszustände untersucht:

- **An- und Abfahrversuche:** Bei der Anlaufphase fuhr die Drehzahl innerhalb von zwei Minuten linear von 0 auf  $15.000 \text{ min}^{-1}$  (Anfahrt) und behielt diesen Wert bei, bis die Bremsphase eingeschaltet wurde. Sobald die Bremsphase aktiviert wurde, fiel die Drehzahl aus dem stationären Betrieb (konstante Drehzahl) innerhalb von zwei Minuten linear von  $15.000$  auf  $0 \text{ min}^{-1}$  (Abfahrt) ab.

- **Schnelle Drehzahländerung:** Um die Auswirkung einer schnellen Drehzahländerung auf das Feingut zu untersuchen, wurde die Drehzahl nach dem Anfahren auf  $3.000 \text{ min}^{-1}$  sprunghaft innerhalb von 5 Sekunden auf  $15.000 \text{ min}^{-1}$  angehoben und nach kurzem stationären Betrieb sprunghaft auf  $3.000 \text{ min}^{-1}$  zurückgesetzt. Die jeweilige Drehzahl wurde für zwei Minuten konstant gehalten, wobei die PGV kontinuierlich gemessen wurde.
- **Dynamik des Sichtprozesses:** Bei diesen Versuchen mit der *In-Line-Küvette* soll die Dynamik des Trennprozesses gegenüber den bisher vorgestellten Versuch mit dem *Schleusensystem* bei deutlich kleinerer zeitaufgelöster Probenahme bestimmt werden. Hierfür wurde bei konstanter Drehzahl untersucht wann die Klassierung einen stationären Trennprozess mit konstanter Feingutpartikelgröße erzeugt. Durchgeführt wurden Untersuchungen mit verschiedenen Drehzahlen bei  $3.000$ ,  $6.000$  und  $9.000 \text{ min}^{-1}$  für eine Versuchszeit von 30 Minuten. Nachdem die An- bzw. Abfahrt nur 5 Sekunden andauert, wurden diese Phasen nicht betrachtet.

### 3.8 Versuchsdurchführungen mit sichtschwierigen Gütern

#### 3.8.1 Partikelzerkleinerungsverhalten an der Sichtschaufel

Die im Sichtprozess beobachtete starke Prallbeanspruchung der Partikel mit den Prallflächen des Sichtrad, sowie der Partikel untereinander, können eine desagglomerierende Wirkung auf das zugegebene Aufgabegut haben (vgl. Hypothese in Abb. 64) oder sogar zu einem Bruch der Partikel führen. Auch im Hinblick auf eine vorgeschaltete Mühle, wie es in vielen industriellen Anlagen der Fall ist, ist die Frage von Interesse, welche Partikelgrößen das Sichtrad effektiv erreichen und wie sich diese Partikel oder Agglomerate im Sichtprozess verhalten.

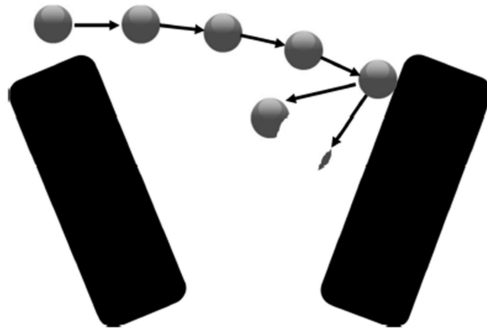


Abb. 64: Hypothese zum Partikelzerkleinerungsverhalten im Sichtprozess.

Um diese Frage zu klären und einen möglichen Zerklüftungseffekt aufzeigen zu können, wurde ein Kalksteinaufgabegut (Saxolith 70 HE) im Sichtprozess beansprucht. Die Zerklüftung der Partikel soll durch einen Vergleich der Partikelgrößen vor und nach dem Versuch aufgezeigt (vgl. Abb. 65) werden. Hierfür wurde das Aufgabegut dem Gemisch aus gesichtetem Fein- und Grobgut (beanspruchtes Aufgabegut) gegenüber gestellt. Die Versuche wurden jeweils mit konstanter Drehzahl von 3.000 bis 15.000  $\text{min}^{-1}$  bei einer Gutbeladung von 1 bis 5 wt% durchgeführt.

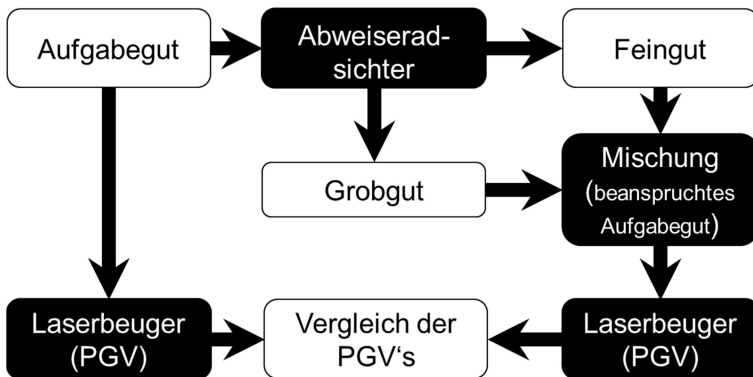


Abb. 65: Schema des Versuchsablaufs zur Bestimmung des Partikelzerkleinerungsverhaltens

### 3.8.2 Elektrostatische Partikelaufladung im stationären Klassierprozess

Während der Versuche mit der In-line Küvette konnte beobachtet werden, dass sich trotz Installation einer intensiven Luftspülung eine Schicht sehr feiner Partikel an der Innenseite der in der Messzone befindlichen Glasscheiben abschieden. Als Begründung für diese Verschmutzung wurde die Hypothese aufgestellt, dass sich die Partikel im Sichtprozess durch Reibung mit dem Sichtrad und/oder der Feingutleitung elektrostatisch aufladen. Die angelagerte Partikelschicht führte zu einer Ablenkung des Laserstrahles und somit zu einer fehlerhaften Beeinträchtigung des Messergebnisses. Hierbei wurde die Partikelaufladung infolge triboelektrischer Effekte in *Abschnitt 2.6* behandelt.

Bei der triboelektrischen Aufladung werden Oberflächenwiderstand und Dielektrizitätszahl als wesentliche Einflussparameter genannt. Um die aufgestellte Hypothese zu belegen und die Ladung der aufgeladenen Partikel messen zu können, wurde ein Faradaykäfig (vgl. Abb. 66) in den Feingut- bzw. Grobgutaustrag des Abweiseradsichters installiert. Somit war es möglich die Ladung mit einem Keithley 617 Programmable Electrometer zu vermessen. Die Versuche wurden im stationären Betrieb mit konstanter Drehzahl von 3.000 bis 15.000  $\text{min}^{-1}$  bei unterschiedlichen Gutbeladungen durchgeführt.

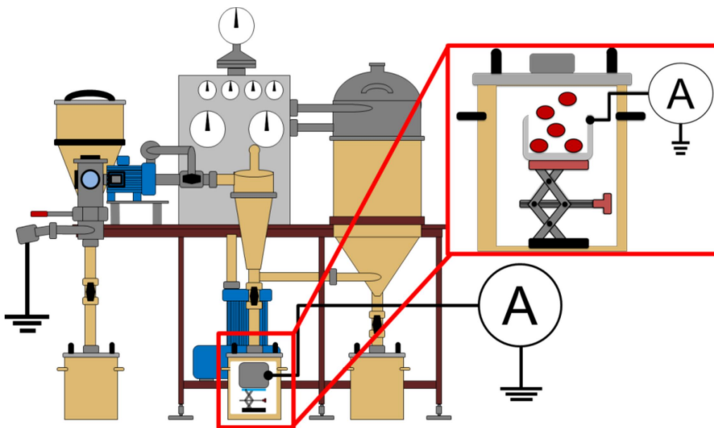


Abb. 66: Die Abweiseradsichteranlage mit Faradaykäfig zur Messung der Partikelaufladung

Um die Frage zu klären, wie sich die Aufladung von Partikeln anderer Materialien und Partikelgrößen (im Nanometerbereich) verhält, wurde zur Erzeugung einer triboelektrischen Aufladung, wie sie in der Feingutleitung des Abweiseradsichters anzutreffen ist, eine Rodos-Dispergiereinheit (vgl. *Abschnitt 2.3.2*) verwendet. Dieser neue Versuchsaufbau musste verwendet werden, nachdem der Abweiseradsichter eine Aufgabegutmenge von mehreren Kilogramm für die Klassierung benötigt und Partikel im Nanometerbereich nicht abgeschieden werden. Bei den Experimenten wurde das Pulver über eine Vibrationsrinne (Virbi) in die Rodos-Dispergiereinheit (vgl. Abb. 67) gegeben und schließlich durch Scherung, Beschleunigung und Wand-Kollisionen dispergiert und aufgeladen. Das dispergierte und aufgeladene Pulver wurde in einem Faraday-Käfig gesammelt, wobei der Ladungsfluss gemessen und ausgewertet werden konnte.

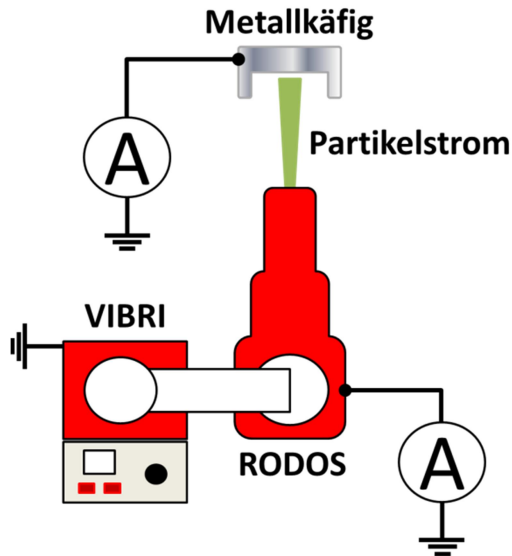


Abb. 67: Versuchsaufbau zur triboelektrischen Charakterisierung von Pulvern

### 3.9 Konstruktion von Partikelkanonen zur Bestimmung von Modellparametern

#### 3.9.0 Einleitung

In *Abschnitt 6.1* dieser Arbeit wird ein neuer Modellansatz zur Berechnung der Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters vorgestellt. Dieses Modell verwendet verschiedene Koeffizienten (vgl. Abb. 68 und *Abschnitt 4.1.1.1*) zur Parametrisierung der Fluidströmung im Schaufelzwischenraum, wie dem Restitutionskoeffizienten  $e_n$ , der Absprunghöhe  $H$  und der effektive Viskosität  $\eta_{eff}$ , für die Berechnung der Trenngrenze und des Trenngrades. Um diese Koeffizienten bestimmen zu können, wurden Aufnahmen unter Zuhilfenahme einer Hochgeschwindigkeitskamera mit zwei eigens konstruierten Partikelkanonen durchgeführt. Hierbei wurde die kleinste geschossene Partikelgröße von der Auflösung der Kamera sowie der Geschwindigkeit des Partikelmaterials bestimmt. Die Kanonen waren in der Lage, Partikel mit einer Größe von 100 bis 6000  $\mu\text{m}$  mit einer Geschwindigkeit von bis zu 100 m/s zu verschießen [19,48].

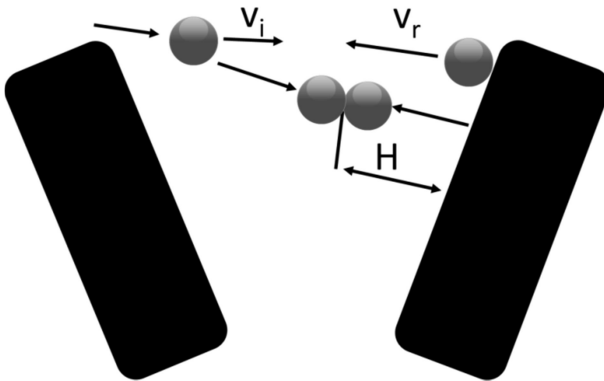


Abb. 68: Schematische Darstellung der Partikelinteraktion im Schaufelzwischenraum eines Abweiseradsichters.  $H$  = Absprunghöhe,  $v_i$  = Anfluggeschwindigkeit,  $v_r$  = Rückprallgeschwindigkeit

Da Kalksteinpartikel bei hoher Geschwindigkeit und kleiner Partikelgröße einen schlechten Kontrast aufzeigten, wurde die Abhängigkeit der Absprunghöhe von Anfluggeschwindigkeit  $v_i$  und Gutbeladung unter Verwendung von Quarzpartikel untersucht. Bei den Versuchen verließen

die beschleunigten Partikel das Metallrohr der Kanone und kollidierten nach kurzem Abstand mit einer Prallplatte. Während bei sehr niedriger Partikelanzahl der Restitutionskoeffizient für einzelne Partikel aus Anfangs- und Rückprallgeschwindigkeit ( $e_n = v_r/v_i$ ) bestimmt werden konnte, wurde bei höherer Partikelanzahl sowie signifikant auftretenden Partikel-Partikel-Kollisionen, die Absprunghöhe unter Zuhilfenahme der Software *Motion Analyzter* und *Image J* bestimmt. Da die Grenzen zwischen Absprunghöhe, abgeschiedenen und neu hinzukommenden Partikeln nicht scharf, sondern diffus sind, wurde der Bereich der Absprunghöhe aus der Verteilung der mit der Software *Image J* ausgewerteten Graustufenwerte bestimmt. Als Kriterium für die Ausdehnung der Schicht der zurückspringenden Partikel wurde die Position gemessen, wo der Graustufenwert auf 80% des Maximalwertes gesunken war. In den folgenden Abschnitten sollen die unterschiedlichen Konstruktionen der einzelnen Partikelkanonen beschrieben werden [19,48].

### **3.9.1 Konstruktion einer druckluftbetriebenen Partikelkanone**

Da einfache Fallversuche, unter Einwirkung der Schwerkraft, für das Erreichen der in einem Abweiseradsichter herrschenden relativen Geschwindigkeit zwischen Partikel und Prallplatte (Sichtradschaufel) nicht ausreichen, mussten Versuchsanordnungen konstruiert werden, welche eine höhere Partikelgeschwindigkeit erlauben. Die hierfür konstruierte druckluftbetriebene Partikelkanone (vgl. Abb. 69) befördert das Partikelkollektiv auf eine Geschwindigkeit von bis zu 20 m/s. Die Basis der Versuchsanlage ist das Beschleunigungsrohr (vgl. Abb. 69, Material: AlCuMgPb, Länge 350 mm), welches einen Außendurchmesser von 80 mm und einen Innendurchmesser von 40 mm aufweist [19,48].

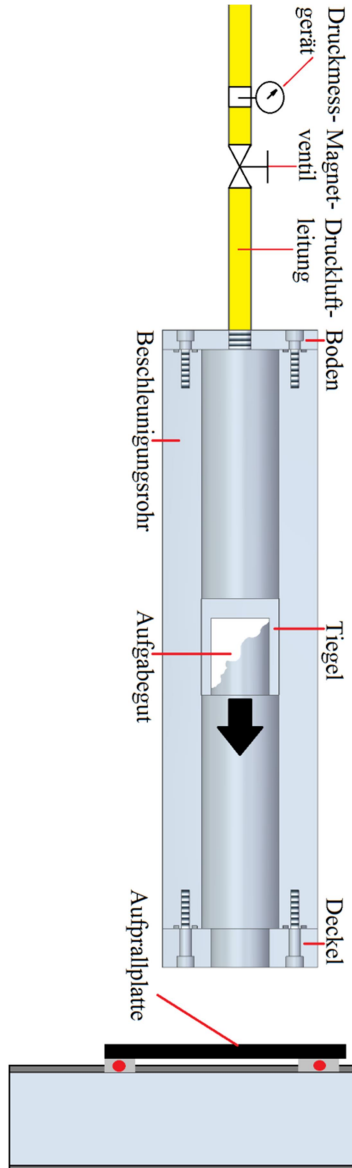


Abb. 69: CAD-Schnittdarstellung der druckluftbetriebenen Partikelkanone [19]



Um die für einen zylindrischen Druckbehälter nötige Wanddicke zu berechnen, wurde die im AD 2000 Regelwerk für Druckbehälter (Arbeitsgemeinschaft Druckbehälter) [49] publizierte Berechnungsgrundlage für die Dicke einer Zylinderwand  $s$  (67) verwendet [19, 49]:

$$s = \frac{D_a \cdot p}{20 \cdot \frac{K}{S} \cdot v + p} + c_1 + c_2 \quad (67)$$

wobei  $D_a$  = Außendurchmesser,  $p$  = Betriebsdruck,  $K$  = Festigkeitskennwert (nach AD-W),  $S$  = Sicherheitsbeiwert zum Berechnungsdruck (nach AD-B0-9),  $v$  = Schwächungsfaktor (nach AD-B0-8 oder AD-HPO-Tafel),  $c_1$  = Zuschlag der Wanddickenunterscheidung und  $c_2$  = Abnutzungszuschlag (nach AD-B0-9) darstellt [19,49].

Für die Experimente wurde das Beschleunigungsrohr mit einem 10 mm dicken Boden sowie einem 20 mm dicken Deckel an den Rohrenden verschraubt. Der Deckel des Beschleunigungsrohres war mit einer zentralen Bohrung mit einem Durchmesser von 30 mm versehen. Das Partikelkollektiv wurde durch einen Tiegel (40 mm Außendurchmesser und 30 mm Innendurchmesser) beschleunigt. Für den Versuch wurde der Tiegel mit Partikeln befüllt, in das Beschleunigungsrohr eingesetzt und bis zum Boden des Beschleunigungsrohres zurückgeschoben. Nachdem das Beschleunigungsrohr verschlossen wurde, konnte die Luftdruckleitung angeschlossen werden. Der Luftdruck konnte in den Versuchen von 1 bis 20 bar variiert werden. Mit öffnen des Magnetventiles drang die Luft schlagartig in das Beschleunigungsrohr ein, wodurch der Tiegel auf seine druckabhängige Endgeschwindigkeit beschleunigt wurde. Das abrupte Abbremsen des Tiegels durch die Querschnittsverengung am Deckel des Beschleunigungsrohres schleuderte die Partikel aufgrund ihrer Trägheit aus dem Tiegel und der Partikelkanone hinaus. Zur Bestimmung der benötigten Koeffizienten wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera in einem 90° Winkel zur Prallplatte aufgestellt [19].

### 3.9.2 Konstruktion einer Partikelkanone mit Federmechanismus

Die Auswertungen der Kameraaufnahmen der druckluftbetriebenen Partikelkanone zeigten, dass die erreichte Partikelgeschwindigkeit deutlich unter der maximalen relativen Geschwindigkeit des Abweiseradsichters lag. Des Weiteren wurde deutlich, dass die Druckluftkanone besonders für Partikelkollektive, jedoch nur begrenzt für einzelne Partikel, geeignet war. Um die fehlenden Daten aufnehmen zu können, wurde eine weitere

Partikelkanone benötigt. Die im Weiteren als Federkanone bezeichnete Kanone bestand aus einem Beschleunigungsrohr aus Metall an dessen einen Ende ein Finger eines Gummi-Haushaltshandschuhs (vgl. Abb. 70, in Gelb dargestellter Bereich) aufgesetzt wurde [48].

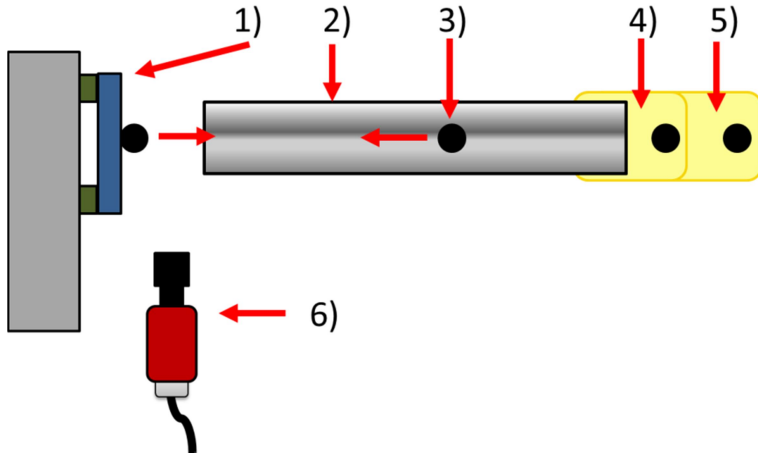


Abb. 70: Illustration des Versuchsaufbaus der Federkanone. 1) Prallplatte, 2) Beschleunigungsrohr, 3) Partikel, 4) entspannte Feder, 5) gespannte Feder und 6) Hochgeschwindigkeitskamera [48]

Aufgrund der geschlossenen Bauweise ließen sich mit dieser Kanone kleine Partikel im Kollektiv, sowie Einzelpartikel verschießen. Um sehr hohe Geschwindigkeiten zu erreichen musste jedoch die Federsteifigkeit erhöht werden. Dies wurde erreicht, indem ein zweiter Handschuhfinger über den ersten gezogen und beide deckungsgleich an dem Rohr befestigt wurden. Der Vorteil dieser Beschleunigungsmethode lag darin, dass weder das Gewicht des Tiegels noch die Reibung zwischen Wand und Tiegel sich auf die Partikelgeschwindigkeit auswirken können. Des Weiteren waren der Konstruktionsaufwand sowie die Konstruktionskosten deutlich geringer als die Kosten einer speziell angefertigten Druckluftkanone. Nach einer kurzen Erprobung der Federkanone, konnte festgestellt werden, dass die im Abweiseradsichter herrschende relative Geschwindigkeit von ca. 40 m/s weit überschritten werden konnte. Zur Abschätzung der in den Versuchen entstehenden Partikelgeschwindigkeiten, wurde ein Lineal an dem Ende der Federkanone befestigt. Somit konnte das Spannen der Feder (Handschuhfinger) und die damit einhergehende Kraft in einzelne Schritte

eingeteilt werden. Diese Erweiterung führte zu einer Reduzierung des Versuchsaufwand auf ein Minimum [48].

### **3.9.3 Auswertung der Absprunghöhe mittels bildauswertender Software**

Um einen subjektiven Faktor beim Auswerten der Absprunghöhe auszuschließen, wurde die Auswertung der Absprunghöhe mittels verschiedener Bildverarbeitungsprogramme durchgeführt. Hierbei wurde der Bewegungsverlauf der Partikelkollektive (Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen) in Abhängigkeit der Zeit mit dem Programm Motion-Analyzer betrachtet (vgl. Abb. 71, blaue Kurve).

Erreicht die Bewegungskurve den stationären Verlauf im Maximum, bedeutet dies, dass alle Partikel im Bild sind, sowie dass die erste Partikelwelle von der Prallplatte reflektiert und mit nachfolgenden Partikeln in Wechselwirkung getreten ist. Aus diesem Grund wurde dieser Betrachtungsbereich zur Auswertung gewählt. Wenn das Maximum wie in Abbildung 71 länger andauert, wurden über den Verlauf verteilt mehrere Screenshots angefertigt und ausgewertet. Für die eigentliche Auswertung bzw. Bestimmung der Absprunghöhe wurde das Freeware-Programm Image J verwendet. Hierbei wurde in jedem einzelnen Bild der Bereich von Austrittspunkt der Partikelkanone bis zur Prallplatte in Bezug auf die Graustufenintensität ausgewertet (vgl. Abb. 71 und 72). Die mit Image J ausgegebenen Wertetabellen wurden in Excel übertragen, sodass sich die Bilder der unterschiedlichen Zeitpunkte während des stationären Partikelstroms miteinander vergleichen lassen. Dies bietet die Möglichkeit bei einem späteren Auswerten einen Mittelwert zu bilden. Abbildung 72 zeigt beispielhaft einen Intensitätsverlauf in Abhängigkeit der Wegstrecke [19,48].

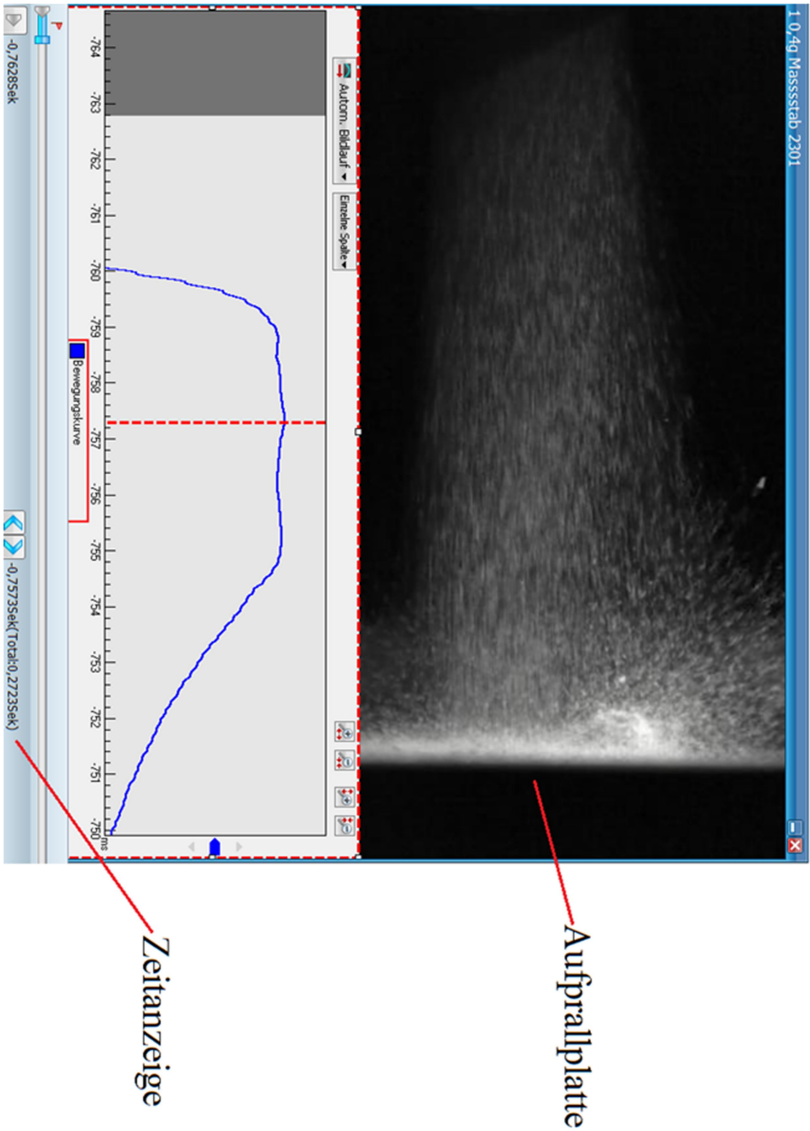


Abb. 71: Bewegungskurve eines Partikelkollektives in Abhängigkeit der Zeit. Ausgewertet mit der Software Motion-Analyzer

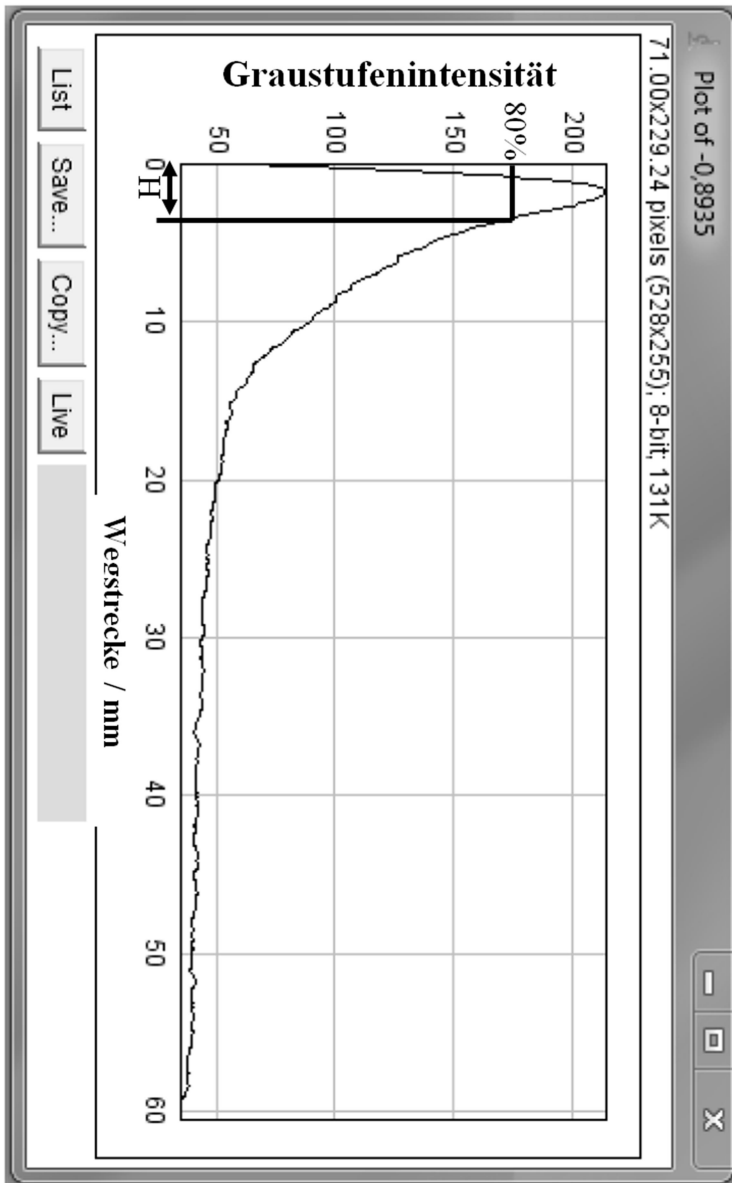


Abb. 72: Intensitätsverlauf über den Bildbereich (Plot von Image J)

Zum Ablesen der Absprunghöhe wurde zunächst ermittelt, welchen Wert der Intensitätsverlauf maximal annimmt. Anschließend wurde ein Lot auf die Abszisse gefällt, sobald der Verlauf auf 80 % des Maximums fällt. In Anlehnung an die Visualisierung der Partikelbewegungen sowie, dass bei dieser Art von Verteilung von einer sogenannten Pareto-Verteilung ausgegangen werden kann, wurde die Absprunghöhe bei einer Graustufenintensität von 80 % abgelesen [19,48].

## **4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion**

### **4.1 Der stationäre Betrieb:**

#### **4.1.1 Visualisierung der Sichtluftströmung und Partikelbewegung**

##### **4.1.1.0 Einleitung**

Die im Folgenden präsentierten Ergebnisse visualisieren die Sichtluft- und Partikelbewegung zwischen zwei Schaufeln (nachfolgend als „Sichtzone“ bezeichnet (Bereich Y)), der Peripherie (Bereich X) sowie dem Zentrum (Bereich Z) des von Hosokawa-Alpine verwendeten Sichtrades mit rechteckiger Schaufelgeometrie. Für dieses Standardsichtrad hat die Drehrichtung keinen Einfluss auf die Versuchsergebnisse, weshalb im Folgenden nur die Ergebnisse mit Drehrichtung entgegen dem Uhrzeigersinn präsentiert werden. Um die Partikelflugbahnen verfolgen zu können, musste für die Visualisierung der Luftströmung sowie der Partikelbewegung mit einer geringen Gutbeladung gearbeitet werden. Während für die Visualisierung des Sichtluftstromes sehr feine Kalkstein-Tracer-Partikel ( $x_{50,3} = 2,15 \mu\text{m}$ ,  $\mu < 1 \text{ wt}\%$ ) verwendet wurden, wurde die Bewegung der Aufgabegutpartikel mit größeren Kalksteinpartikeln ( $x_{50,3} = 59,86 \mu\text{m}$ ,  $\mu = 1 \text{ wt}\%$ ) sichtbar gemacht. Um die Bewegung der Luftströmung aufzeigen zu können, wurden aufgrund der inhomogenen Verteilung der feinen Tracer-Partikel wahrnehmbare Kontrastpunkte bei aufeinanderfolgenden Bildern verfolgt. Mit der Software Motion Analyzer VW 9000 konnte die Bewegung dieser feinen Tracer-Partikelansammlungen durch Pfeile dargestellt werden. Anhand der im Folgenden gezeigten Ergebnisse können die Fluidströmung sowie die Partikelbewegung und ihre Interaktion untereinander und mit der Sichtradschaufel charakterisiert werden [8,18-19,48].

#### 4.1.1.1 Visualisierung der Fluidströmung und Partikelbewegung im Schaufelzwischenraum (Bereich Y)

Wie in Abbildung 73 a) zu sehen ist, passiert die Fluidströmung bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  die gesamte Sichtzone in einem kleinen Bogen entgegen der Drehrichtung des Sichtrades. Im mittleren und linken Bereich der Sichtzone wird die Strömung leicht abgelenkt, während sie in der Nähe der nachfolgenden Schaufel in graden Linien verläuft. Infolgedessen folgen die groben Kalksteinpartikel zu Beginn (vgl. Abb. 74 a) dem Luftstrom in der Sichtzone, wobei sie im weiteren Verlauf aufgrund ihrer höheren Trägheit aus der Luftströmung in Richtung der nacheilenden Schaufel abgelenkt werden. Bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  ist jedoch, aufgrund der nur wenig abgelenkt einfliegenden größeren Partikel, die Verteilung der Partikel über die Sichtzone relativ homogen. Die in den Abbildungen eingefügten Pfeile symbolisieren die mittels aufeinanderfolgender Kamerabilder bestimmte Bewegungsrichtung der Partikel. Die drehzahlabhängige Relativgeschwindigkeit der auf die Schaufel zufliegenden Partikel  $v_{rel}$  in Bezug zur nacheilenden Sichtradschaufel (vgl. Abb. 74) sowie die Größe der Aufprallfläche  $A_p$  sind ebenfalls in den Abbildungen eingefügt. Die Abbildungen verdeutlichen, dass die relative Partikelgeschwindigkeit mit steigender Sichtraddrehzahl zunehmend ansteigt. Hierbei bewegen sich nicht die Partikel auf die Schaufel, sondern vielmehr die Schaufel mit deutlich höherer Geschwindigkeit auf die Partikel zu. Des Weiteren verdeutlichen die Abbildungen, dass sich die relative Partikelgeschwindigkeit während der Annäherung der Partikel zur nacheilenden Schaufel zunehmend verringert. Die Reduzierung der Partikelgeschwindigkeit kann einerseits durch Kollisionen der anfliegenden Partikel mit von der Schaufel reflektierten Partikeln, durch eine von der Schaufelbewegung hervorgerufene Einwirkung einer peripheren Luftströmung auf die Partikel oder durch eine Kombination beider Einflüsse erklärt werden. Die Reduzierung der Relativgeschwindigkeit der auf die Schaufel zueilenden Partikel konnte bei allen Sichtraddrehzahlen beobachtet, jedoch aufgrund der hohen Partikelanzahl im eingeschnürten Strom sowie der geringen Auflösung des Standardobjektives der Kamera nicht hinreichend quantifiziert werden [8,18-19,48].



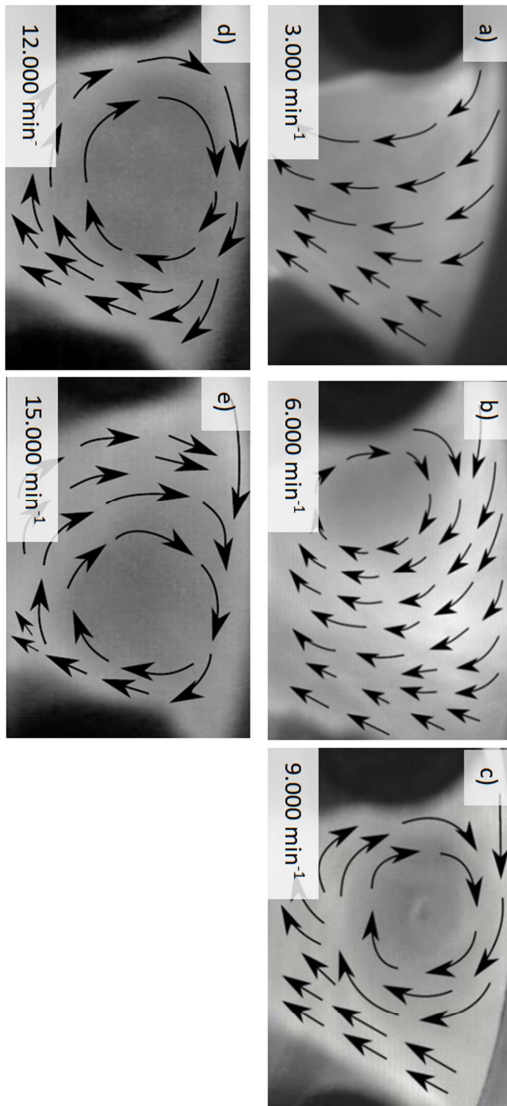


Abb. 73: Visualisierung der Sichtluftbewegung zwischen zwei Sichttradschaufeln für eine zunehmende Drehzahl von a) bis e). Das Sichttrad bewegt sich entgegen dem Uhrzeigersinn. Draufsicht auf die Ebene zwischen zwei Schaufeln [8,18-19,48]





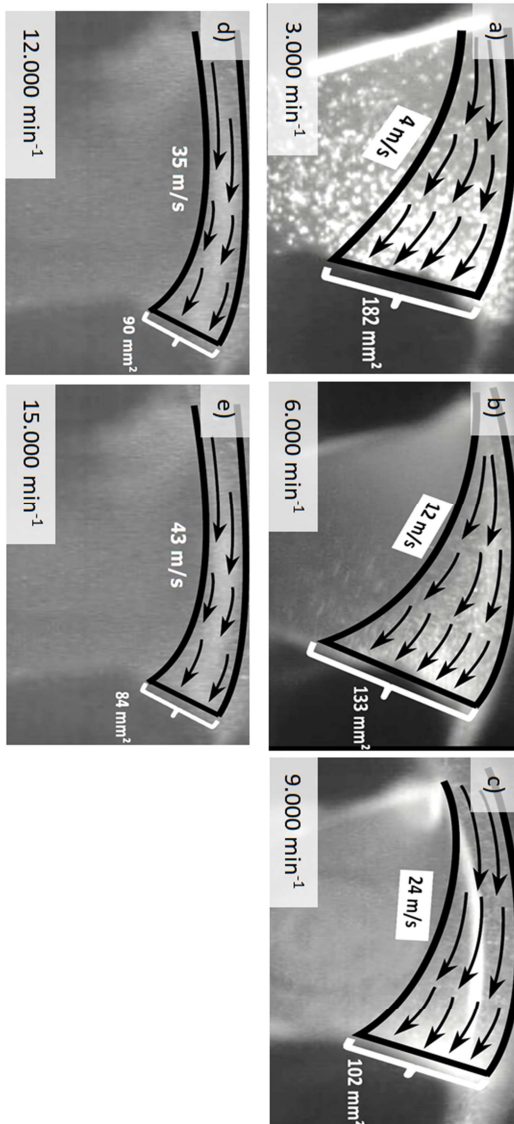


Abb. 74: Visualisierung der Partikelbewegung zwischen zwei Sichtradschaufeln für unterschiedliche Drehzahlen von a) bis e). Das Sichtrad bewegt sich entgegen dem Uhrzeigersinn. Draufsicht auf die Ebene zwischen zwei Schaufeln [8,18-19,48]



Bei einer Drehzahl von  $6.000 \text{ min}^{-1}$  beginnen die mit der Fluidströmung leicht abgelenkten Tracer-Partikel einen Starrkörperwirbel an der linken Seite der Sichtzone (nahe der vorhereilenden Schaufel) auszubilden. Der Sichtluftwirbel (vgl. Abb. 73 b-e) beginnt sich von der vorhereilenden linken Schaufel mit Zunahme der Drehzahl von  $6.000$  auf  $9.000 \text{ min}^{-1}$  in die Mitte der Sichtzone zu bewegen (vgl. Abb. 73 c), wobei auch sein Durchmesser zunimmt. Mit weiterer Anhebung der Drehzahl bis  $15.000 \text{ min}^{-1}$  bewegt sich der Starrkörperwirbel mit zunehmendem Durchmesser näher und näher auf die nacheilende Schaufel zu (vgl. Abb. 73 d-e). Die Ausbildung und Wanderung des Sichtluftwirbels zur nacheilenden Schaufel hin, führt bei einer Zugabe grober Kalksteinpartikel (reales Aufgabegut) zu einer zunehmenden Fokussierung des Partikelstroms zur Sichttradaußenkante. Hierbei werden im Besonderen die groben Partikel auf eine kleine Fläche (Aufprallfläche =  $A_p$ ) der nacheilenden Schaufel fokussiert (vgl. Abb. 74 b-e) [8,18-19,48].

Nach dem Auftreffen auf die nacheilende Schaufel, welches mit zunehmender Drehzahl immer mehr einen ballistischen Charakter annimmt, springen die Partikel mit deutlich erhöhter Geschwindigkeit in beliebige Richtungen ab. Hierbei lässt sich der Restitutionskoeffizient  $e_n$  und somit das Verhältnis von Rücksprung- zu Auftreffgeschwindigkeit als Modellparameter (vgl. Abb. 75) für die Partikel-Wand-Interaktion aus Versuchen mit verschiedenen Partikelkanonen bestimmen. Bei geringer Beladung ist es den vereinzelt Partikeln möglich, von der Schaufel abzapfallen und nahezu ungehindert bis zur gegenüberliegenden Schaufel zu fliegen. Bei einer zunehmenden Beladung und somit einer zunehmenden Viskosität in der Sichtzone treten die abprallenden Partikel in einer Zone in Schaufelnähe mit entgegenkommenden Partikeln in Wechselwirkung, sodass sowohl die ankommenden als auch die abspringenden Partikel abgebremst und möglicherweise abgelenkt werden. Ähnlich den Überlegungen von *Richardson und Zaki* [50] lässt sich aus der Partikelbewegung neben der Stoßzahl (Restitutionskoeffizient) auch eine effektiv wirkende Viskosität in der Zone ableiten [8,18-19,48].



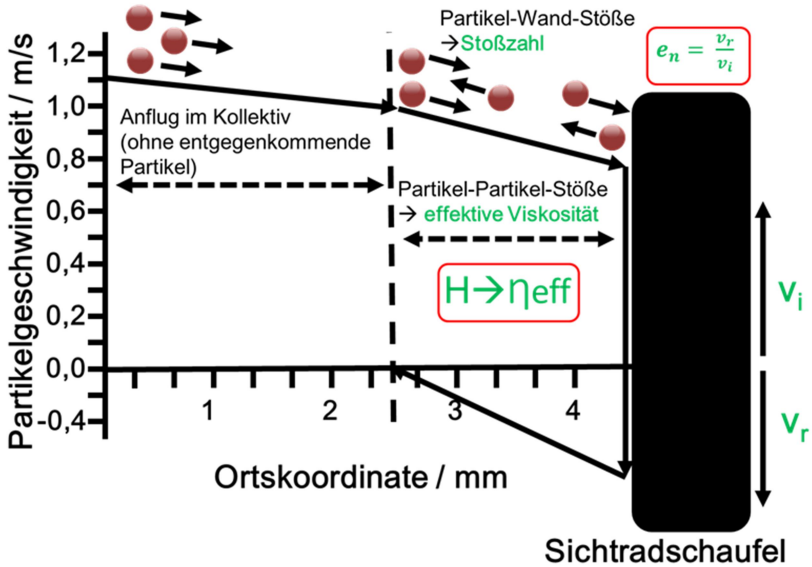


Abb. 75: Verlauf der Partikelgeschwindigkeit für anfliegende und durch Wandstoß abgebremste Partikel [19]

Bei einer weiteren Zunahme der Partikelkonzentration im Sichtraum erhöht sich auch die Häufigkeit der Partikel-Partikel-Stöße. Es konnte festgestellt werden, dass sich ab einer Gutbeladung von  $\mu \geq 1$  wt% eine Partikelakkumulation (Partikelschleier) in einem geringen Abstand zur nacheilenden Sichtradschaufel ausbildet. Dieser Schleier entsteht im Abstand zur nacheilenden Schaufel (im Weiteren als Absprunghöhe  $H$  bezeichnet), wo die abprallenden Partikel ihre Energie durch die Wechselwirkung (Kollision) mit den auf die Schaufel zufliegenden Partikel verlieren. Bei Ausbildung eines Gleichgewichtes aus anströmender und abprallender Partikelenergie werden die Partikel aus dem Partikelschleier nur über Schlepp- und Zentrifugalkraft in unterschiedliche Richtungen bewegt. Hierbei werden die feinen Partikel mit der Fluidströmung (Schleppkraft) in das Innere des Sichtrades abgeschieden, während die groben Partikel über die Zentrifugalkraft aus der Sichtzone herausgetragen werden [8,18-19,48].



Abbildung 76 veranschaulicht die Wirbelbildung der Sichtluftströmung sowie die Fokussierung des Partikelstromes in der Sichtzone. Unter Verwendung der mit Abb. 73 und 74 erhobenen Daten wurde das zwischen den Schaufeln entstehende Strömungsfeld als Funktion der Drehzahl parametrisiert. Die Bestimmung der Position des Wirbels ( $L_{eff}$  und  $R_{eff}$ ) zeigt die von der Drehzahl abhängige Bewegung des Wirbels zur nacheilenden Schaufel (vgl. Abb. 76 und 77). Es wird deutlich, dass die radiale Position des Wirbels  $R_{eff}$  (effektiver Radius im Bezug zur Rotationsachse des Sichtrades) durch eine Variation der Drehzahl nicht beeinflusst wird, während sich der Abstand  $L_{eff}$  (effektive Länge) zwischen Wirbel und nacheilender Schaufel ( $N$ ) mit zunehmender Drehzahl verringert. Zur gleichen Zeit nimmt die Größe des Wirbels linear mit Erhöhung der Drehzahl bis ca.  $12.000 \text{ min}^{-1}$  zu, wobei er sich einem konstanten Wert annähert, welcher durch die geometrische Form der Schaufeln vorgegeben wird (vgl. Abb. 76) [48].

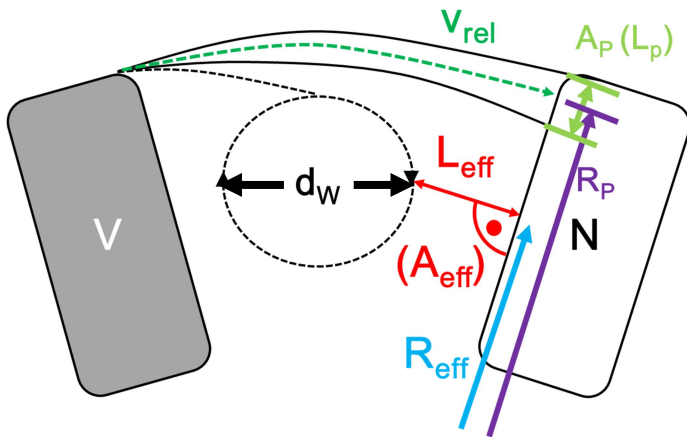


Abb. 76: 2D-Modell der Wirbelbildung und des Partikelstromes in der Sichtzone eines Abweiseradsichters. (Schaufeltiefe =  $t$ ):  $L_{eff}$  = effektive Länge ( $A_{eff} = L_{eff} \cdot t$  = effektive Trennfläche),  $L_p$  = Aufpralllänge ( $A_p = L_p \cdot t$  = Aufprallfläche),  $d_w$  = Wirbeldurchmesser,  $v_{rel}$  = Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und nacheilender Schaufel,  $R_p$  = mittlerer Aufprallradius (im Bezug zur Sichtradrehachse) und effektiver Radius  $R_{eff}$  = Abstand zwischen der Mitte des Wirbels und dem Zentrum der Sichtradrehachse, vorhereilende Schaufel  $V$ , nacheilende Schaufel  $N$ . Das Sichtrad dreht entgegen dem Uhrzeigersinn [48].



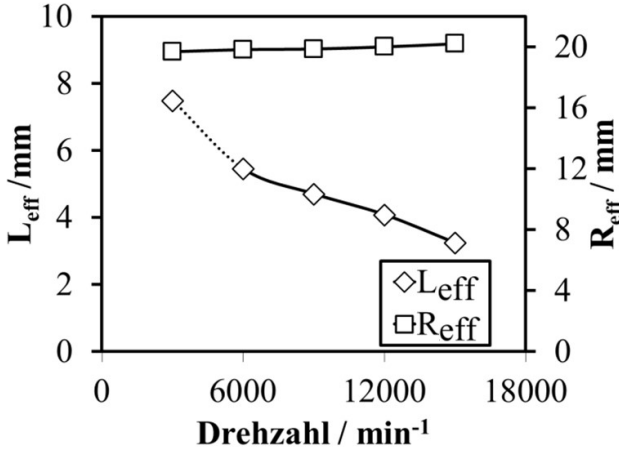


Abb. 77: Effektive Länge  $L_{eff}$  und effektiver Radius  $R_{eff}$ , als Funktion der Sichttraddrehzahl [48].

Die Ergebnisse veranschaulichen, in welchem Ausmaß die von der Drehzahl abhängige Wanderung sowie die Dimension des Sichtluftwirbels, zu einer Einschnürung der Fluidströmung und einer Fokussierung des Partikelstromes führt. In Bezug auf den Trennprozess der in der Sichtzone befindlichen Partikel führt die Einschnürung der Luftströmung zu einer erhöhten, nach innen gerichteten radialen Fluidgeschwindigkeit und somit zu einer Erhöhung der am Partikel angreifenden Schleppkraft. Für die Standard-Sichtradgeometrie wurde des Weiteren beobachtet, dass sich die Partikel in der Peripherie des Sichtrades nur mit geringer Geschwindigkeit von 3-6 m/s (vgl. Abb. 78) bewegen, bevor sie in die Sichtzone eingezogen werden. In der Sichtzone bewegt sich die Sichtradschaukel mit deutlich höherer Geschwindigkeit auf die Partikel zu, sodass die relative Geschwindigkeit  $v_{rel}$  (vgl. Abb. 79) hauptsächlich durch die Umfangsgeschwindigkeit der Schaufeln bestimmt wird. Der in der Sichtzone fokussierte Partikelstrom wechselwirkt schließlich mit einer mit ansteigender Drehzahl zur Außenkante wandernden (vgl. Abb. 79, Aufprallradius  $R_p$ ), in ihrer Größe schrumpfenden Aufprallfläche  $A_p$  (vgl. Abb. 80 (links) und 70) [48].



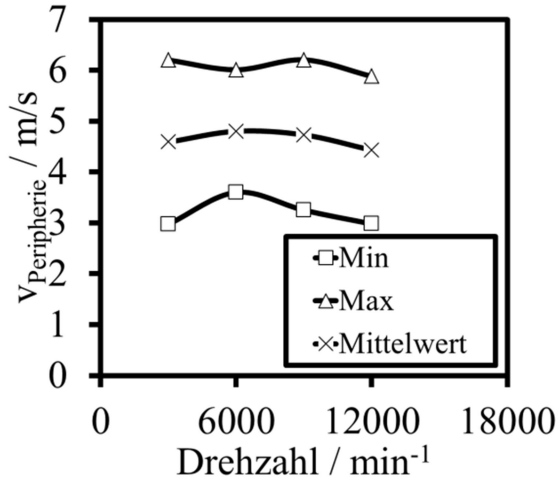


Abb. 78: Partikelgeschwindigkeit in der Sichtradperipherie  $v_{\text{Peripherie}}$  in Abhängigkeit von der Sichtraddrehzahl [48]

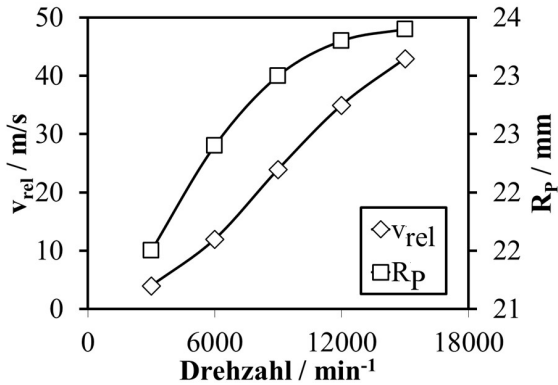


Abb. 79: Relative Geschwindigkeit  $v_{\text{rel}}$  zwischen Aufgabegutpartikel und nachfolgender Schaufel sowie mittlerer Aufprallradius  $R_p$  im Bezug zur Sichtraddrehachse als Funktion der Drehzahl [48].



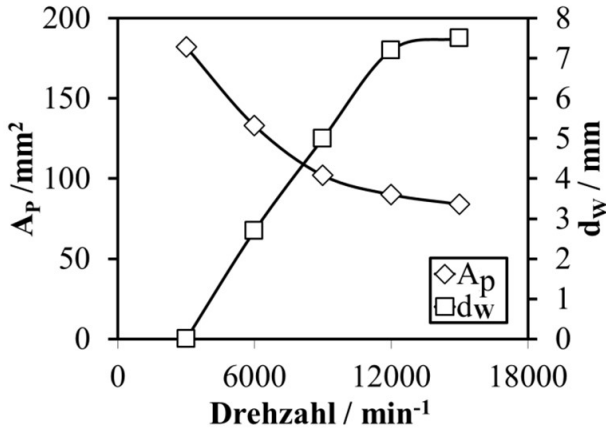


Abb. 80: Aufprallfläche  $A_p$  und Wirbeldurchmesser  $d_w$  als Funktion der Sichtraddrehzahl [48].

Zusammenfassend betrachtet konnte in diesem Abschnitt dargelegt werden, wie sich die Fluidströmung im Schaufelzwischenraum verhält und welchen Einfluss die Bildung eines Fluidwirbels im Schaufelzwischenraum auf die Bewegung der einzelnen Partikel und ihrer Interaktion mit der Sichtradschaufel sowie einer Interaktion untereinander hat. Des Weiteren konnte veranschaulicht werden, wie sich die Partikel im Schaufelzwischenraum verhalten und wie eine Trennung aufgrund von Sichtluftschnürung, Partikelinteraktion, Zentrifugal- und Schleppkraft zu einer Partikelbewegung in Richtung Sichtradperipherie (Bereich X) und Innenraum des Sichtrades (Bereich Z) führt. An dieser Stelle besteht jedoch die Frage wie sich die Fluidströmung und die aus dem Schaufelzwischenraum abgewiesenen Partikel in der Peripherie des Sichtrades verhalten und wie dieses Verhalten die Trenncharakteristik des Abweiseradsichters beeinflusst. Diese Fragestellungen werden in den folgen *Abschnitten 4.1.1.2* und *4.1.1.3* behandelt.

Hinzukommend ist zu erwähnen, dass eine genauere Untersuchung der Partikelbewegung, vor allem das Rückspringverhalten von der Schaufel und die resultierenden Flugbahnen der Partikel durch die begrenzte Auflösung der Hochgeschwindigkeitskamerabilder nicht für alle Partikelgrößen erfasst werden konnte. Um dieser Problemstellung entgegen zu wirken und Abhängigkeiten zwischen Restitutionskoeffizient, Partikelgröße und Sichtraddrehzahl aufzeigen zu können, werden in *Abschnitt 4.1.3* Versuche bei geringer Beladung (Einzelpartikelbetrachtung) durch Kameraaufnahmen



sowie durch eine in Kooperation mit der *Arbeitsgruppe Kruggel-Emden der Technischen Universität Berlin* entstandenen DEM-Simulationen beschrieben [48].

#### **4.1.1.2 Visualisierung der Fluidströmung in der Sichtradperipherie (Bereich X)**

Das Verhalten der Fluidströmung sowie der Partikel im Schaufelzwischenraum hat im letzten Abschnitt verdeutlicht, wie die Fluidströmung die Bewegung der Partikel und somit die Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters beeinflusst. Hierbei stellte sich die Frage wie die Fluidströmung in der Peripherie des Sichtrades ausgebildet ist und ob auch in diesem Bereich infolge turbulenter Strömungsfelder Fluidwirbel die Trenncharakteristik beeinflussen. Zur Visualisierung des Bewegungsverhaltens der Fluidströmung außerhalb des Sichtrades muss eine Betrachtung in mehreren Schritten durchgeführt werden. Um das Verhalten der Strömung genau nachvollziehen zu können, ist es nötig den Außenbereich des Sichtrades als Ganzes (sichtradaußenkanten ferner Bereich) und als Bereich nahe der Sichtradaußenkante zu visualisieren. Die Visualisierung des sichtradfernen Außenbereiches betrachtet einen Bereich von 15 mm von der Sichtradaußenkante, während der sichtradnahe Außenbereich nur einen Abstand von max. 6 mm von der Sichtradaußenkante aufweist. Um das Verhalten der Fluidströmung außerhalb des Sichtrades nachvollziehen zu können, muss an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass das Strömungsprofil außerhalb des Sichtrades vom Design des Gehäuses sowie Lagerung und Drehachse des Sichtrades im Gehäuse (horizontal oder vertikal) abhängig ist. Aus diesem Grund verdeutlicht das infolge aufgezeigte Strömungsprofil nur das Strömungsprofil eines Hosokawa Alpine ATP 50 Abweiseradsichters mit horizontaler Drehachse und Feingutleitung [51].

Wie auch bei der CFD-Simulation von *Sun et al.* [52] wird die Sichtluft dem zylindrischen Gehäuse des ATP 50 über einer am unteren Ende des Zylinders tangential angebrachte Luftleitung zugeführt. Hierbei wird die Luft durch Leitschaufeln in eine Strömungsrichtung gezwungen, wodurch sich ein vom unteren Gehäuseteil aufsteigender Wirbel (im Folgenden als Primärwirbel bezeichnet) ausbildet. Die Strömungssimulation von *Sun et al.* berechnet hierbei einen schlagartigen Wechsel der Wirbeldrehachse von vertikal zu horizontal bei Annäherung an den Sichtradbereich (vgl. Abb. 81). Eine Betrachtung des Strömungsverhaltens eines realen Sichters zeigt jedoch in Abbildung 82 und 83, dass der Primärwirbel mit vertikaler Drehachse am Sichtrad vorbei bis zur Gehäusedecke aufsteigt. Somit





entsteht der in horizontaler Drehachse gedrehte Primärwirbelanteil innerhalb des vertikalen Außenwirbels nahe der Sichtradaußenkante [51-52].

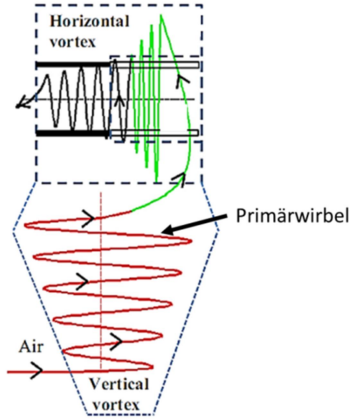


Abb. 81: CFD-Simulierter Fluidwirbel in einem Abweiseradsichtertergehäuse [52]

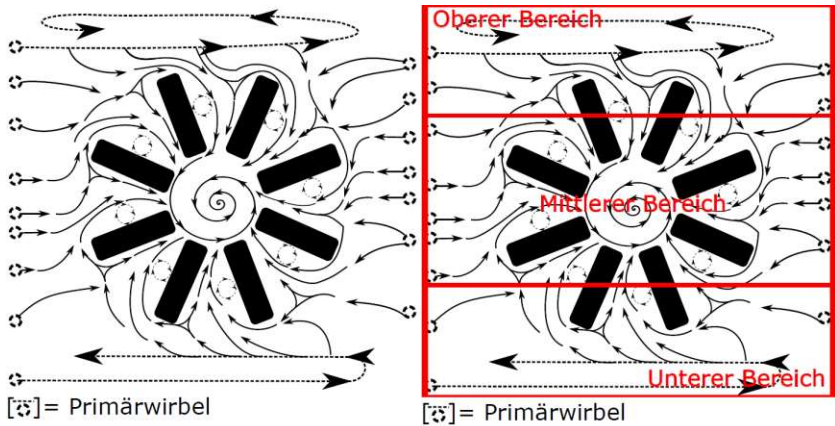


Abb. 82: Schematische Darstellung der gesamten Luftströmung (Sichtraddrehrichtung entgegen dem Uhrzeigersinn) [51]



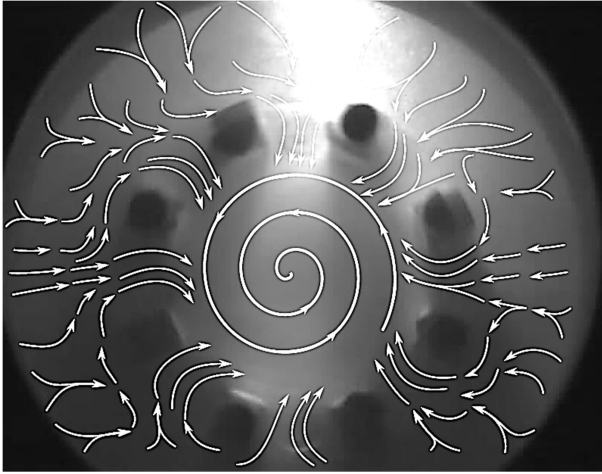


Abb. 83: Die Luftströmung des sichtradfernen Außenbereichs (Sichtraddrehrichtung entgegen dem Uhrzeigersinn)

Die Sichtluft strömt aus dem vertikalen Primärwirbel, zuerst in den Bereich nahe der Sichtradaußenkante und schließlich in den Schaufelzwischenraum ein. Nachdem sich der Primärwirbel vertikal um  $90^\circ$  zur Sichtraddrehachse versetzt um das Sichtrad bewegt, entsteht erst nahe der Schaufelaußenkante eine Wirbelströmung, welche wie bei den CFD-Modellen von *Sun et al.* [48] und *Toneva et al.* [17] in derselben Ebene um das Sichtrad rotiert. Bei Anhebung der Sichtraddrehzahl konnte eine Ausdehnung des um das Sichtrad drehenden Wirbelanteils verzeichnet werden, wobei der vertikale Außenteil des Primärwirbels zunehmend reduziert wird. Der vertikale Primärwirbel konnte jedoch bei jeder untersuchten Sichtraddrehzahl aufgezeichnet werden [51].

Um den Übergang der Sichtluftströmung vom vertikalen äußeren Primärwirbel zum inneren Wirbel mit horizontaler Drehachse beschreiben zu können, wurde der sichtradferne Außenbereich in drei Strömungsbereiche aufgeteilt. Nachdem die Sichtluft im unteren Bereich in das zylindrische Gehäuseteil eintritt und den Primärwirbel ausbildet, steigt sie als Wirbel in Richtung der Gehäusedecke auf. Erreicht der Primärwirbel den als „*Unterer Bereich*“ markierten Gehäuseabschnitt (vgl. Abb. 82) dreht er sich unterhalb des Sichtrades entgegen dem Uhrzeigersinn. Aus diesem Wirbel wird die Sichtluft sowohl in Sichtraddrehrichtung als auch entgegen der Sichtraddrehrichtung in den sichtradenahen Bereich eingesaugt. Im als



„Mittlerer Bereich“ gekennzeichneten Abschnitt strömt der Primärwirbel mit vertikaler Achse um das mit horizontal gelagerter Achse drehende Sichtrad. Somit wird die Sichtluft in diesem Bereich aus der links bzw. rechts neben dem Sichtrad verlaufenden Fluidströmung herausgesaugt. Im sichtradfernen mittleren Betrachtungsbereich ist daher zu erkennen, dass die Sichtluft nahezu horizontal aus dem Primärwirbel heraus, in den sichtradnahen Bereich einströmt (vgl. Abb. 82 und 83). Der „Obere Bereich“ der sichtradfernen Luftströmung gleicht dem „Unteren Bereich“ in vielerlei Hinsicht. Der im Sichtradgehäuse aufsteigende Primärwirbel ist in diesem Bereich am Sichtrad vorbeigezogen und bildet einen mit zunehmender Sichtraddrehzahl schwächer ausgebildeten Wirbel oberhalb des Sichtrades aus. Die Sichtluft wird im oberen wie bereits im unteren Bereich beschrieben aus dem Primärwirbel heraus in den sichtradnahen Bereich und aus diesem in die Sichtzone eingezogen. Die beiden Bereiche unterscheiden sich lediglich dadurch, dass im unteren Bereich die Sichtluft aus dem Primärwirbel nach oben in den sichtradnahen Bereich gesaugt wird, während die Sichtluft im oberen Bereich aus dem Primärwirbel nach unten in den sichtradnahen Bereich eintritt. Der sichtradnahe Bereich verhält sich in allen drei Bereichen nahezu identisch. Die Sichtluftströmung wird in Abhängigkeit der Position der Sichtzone aus dem äußeren Primärwirbel gesaugt. Während die Sichtzone den aktuellen Betrachtungsbereich passiert, wird die Sichtluftströmung aus dem hier vorherrschenden Primärwirbelabschnitt (oben, unten, links und rechts) herausgezogen und umgelenkt [51].

Die Simulation von Sun et al. zeigt, dass ein großer Sichtluftwirbel in der Peripherie des Sichtrades mit nahezu dem Durchmesser des Sichtrades entsteht. Eine vertiefende Betrachtung des Bereichs der Sichtradaußenkante bis zu einem Abstand von 6 mm veranschaulicht jedoch, dass lediglich ein kleiner Wirbel gebildet wird. Bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  (vgl. Abb. 84) wird der in einem bogenförmigen Verlauf die Sichtzone passierende Luftstrom, in einem Abstand von 3,7 mm zur nacheilenden Schaufel in zwei Ströme aufgespalten. Hierdurch entsteht ein nach außen und ein nach innen gerichteter Luftstrom, welcher zusammen mit der in die Sichtzone einfließenden Sichtluft einen turbulenten Strömungsbereich mit Wirbel ausbildet. Dieser Wirbel bewegt sich schnell über die nacheilende Schaufel hinweg in Richtung Sichtradperipherie, wobei er sich mit zunehmendem Abstand zur Außenkante des Sichtrades mehr und mehr auflöst. Nachdem die Sichtluft im Schaufelzwischenraum (Sichtzone) bei  $6.000 \text{ min}^{-1}$  einen lediglich kleinen Starrkörperwirbel nahe der vorhereilenden Schaufel ausbildet (vgl. Abschnitt 4.1.1.1), konnten bei



dieser Drehzahl nur geringe Strömungsunterschiede verzeichnet werden. Es wurde jedoch deutlich, dass die Aufspaltung in eine nach innen und eine nach außen gerichtete Strömung bereits bei einem Abstand von 4,7 bis 6,2 mm zur nacheilenden Schaufel geschieht (vgl. Abb. 85) [51].

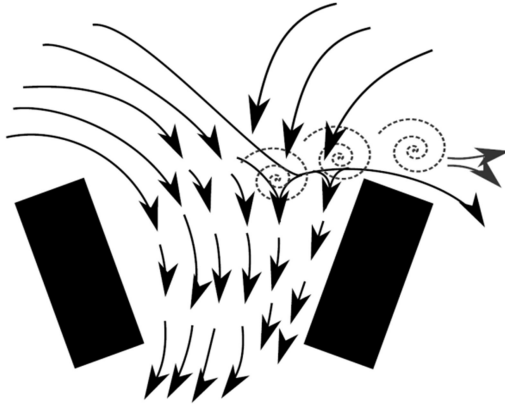


Abb. 84: Luftströmung im Außenbereich des Sichtrades bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$

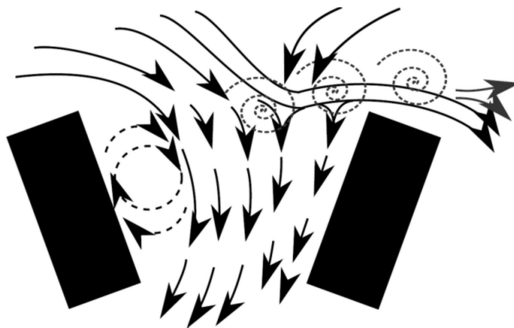


Abb. 85: Luftströmung im Außenbereich des Sichtrades bei einer Drehzahl von  $6.000 \text{ min}^{-1}$

Ein Anheben der Drehzahl auf  $9.000$  bzw.  $12.000 \text{ min}^{-1}$  zeigt, dass die Sichtluft mit einem zunehmend spitzer zur Sichtradaußenkante verlaufenden Winkel in die Sichtzone einströmt. Somit wird die Sichtluft gezwungen in einem schärferen Bogenverlauf in die Sichtzone einzufahren. Wie in den Abbildung 86 und 87 zu sehen ist, weist das Strömungsprofil



nahe der Außenkante der vorhereilenden Sichtschaufel neben der in einem Bogen von außen nach innen einströmenden Luftströmen eine durch den Starrkörperwirbel erzeugten von innen nach außen gerichtete Strömung auf. Im Bereich, wo sich diese zwei Strömungen treffen (ca. 8,9 mm entfernt von der nacheilenden Schaufel), entsteht bei diesen Sichtraddrehzahlen ein turbulenter Strömungsbereich, welcher einen Wirbel mit einer Größe von ca. 3,0 mm ausbildet. Der ausgebildete Wirbel wird bei weiterer Drehung des Sichtrades, einerseits durch die Wanderung des Starrkörperwirbels im Schaufelzwischenraum, als auch durch die von außen zuströmende Luftströmung aufrechtgehalten und geführt. Der so gebildete Wirbel verlässt bei allen Sichtraddrehzahlen seinen Entstehungspunkt, auf Höhe der Sichtradaußenkante, schnell in die Sichtradperipherie. Hierbei verläuft der Wirbel mit zunehmender Sichtraddrehzahl dichter an der Sichtradaußenkante, bevor er sich auflöst und als Fluidströmung erneut in den nächsten Schaufelzwischenraum einfährt [51].

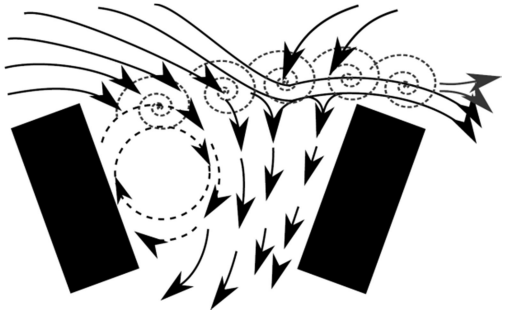
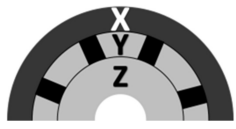


Abb. 86: Luftströmung im Außenbereich des Sichtrades bei einer Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$



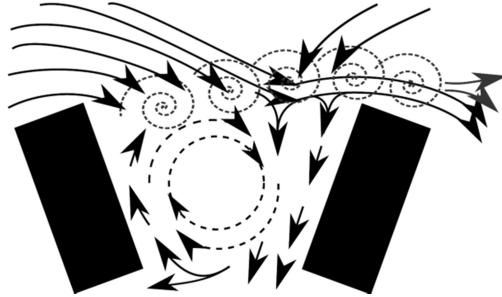


Abb. 87: Luftströmung im Außenbereich des Sichtrades bei einer Drehzahl von  $12.000 \text{ min}^{-1}$

Die ausgeführte Darstellung der Versuchsergebnisse macht ersichtlich, dass die Einschnürung der Fluidströmung in der Sichtzone aufgrund der Ausbildung eines Starrkörperwirbels, infolge der an der Außenkante der vorhereilenden Schaufel entstehenden Wirbelbildung, durch die Geometrie der Schaufel begründet ist. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass eine Anpassung der Schaufelgeometrie an das Bewegungsverhalten der Fluidströmung zu einer Reduzierung der Wirbelbildung, sowohl an der Außenkante als auch im Schaufelzwischenraum, führen könnte. Um diese Fragestellung zu klären und ein vertiefendes Verständnis für die Wechselwirkung zwischen Fluidströmung und Partikelbewegung zu entwickeln, wird der Einfluss der Schaufelgeometrie auf die Entstehung eines Starrkörperwirbels im Schaufelzwischenraum sowie der resultierenden Trenncharakteristik in *Abschnitt 4.1.4* behandelt.

Da in diesem Abschnitt das Verhalten der Fluidströmung in der Peripherie des Sichtrades visualisiert wurde, muss weiterhin die Frage geklärt werden, wie die aus dem Schaufelzwischenraum abgewiesenen Partikel den Sichter in das Grobgut verlassen und in welcher Form diese abgewiesenen Partikel die Dynamik des Trennprozesses beeinflussen. Diese Gesichtspunkte sowie die Interaktion der abgewiesenen Partikel untereinander und mit dem nachströmenden Aufgabegut sollen im folgenden Abschnitt betrachtet werden.



#### 4.1.1.3 *Bildung von Partikelstrahlen in der Sichtradperipherie (Bereich X)*

Wie in *Abschnitt 4.1.1.1* beschrieben, folgen die Partikel bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  einer breiten Sichtluftströmung durch die Sichtzone, wobei die größeren Partikel mit der nacheilenden Schaufel kollidieren. Nach diesem Stoß werden die Partikel von der nacheilenden Schaufel reflektiert und können mit nachfolgenden Aufgabegutpartikeln in Partikel-Partikel-Stößen wechselwirken. Hierbei treten die Partikel vermehrt mit nachfolgenden Partikeln in Wechselwirkung, sodass in einem bestimmten Abstand zur nacheilenden Schaufel ein Partikelschleier entsteht. In diesem Partikelschleier werden die Partikel nur über die Schlepp- oder Zentrifugalkraft entweder in das Sichtradinnere oder in den Bereich außerhalb des Sichtrades transportiert. Bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  ist die Fluidströmung und somit die erzeugte Schleppkraft der dominierende Faktor, sodass ca. 90 % des verwendeten Aufgabegutes der Sichtluft in das Innere des Sichtrades und in das Feingut folgen. Die groben Partikel werden aus der Sichtzone herausgeworfen, wobei durch Anhebung der Gutbeladung  $\geq 1\%$  bereits bei  $3.000 \text{ min}^{-1}$  die Entstehung von Partikelstrahlen in der Sichtradperipherie (vgl. Abb. 88 und 89) beobachtet werden konnte [51].



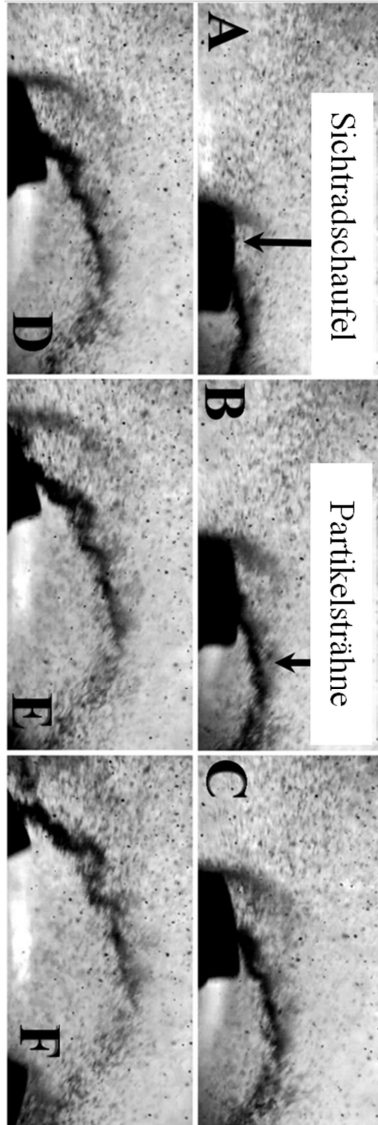


Abb. 88: Ausbildung einer gewölbten (bogenförmigen) Partikelsträhne bei einer Drehzahl des Sichtrades von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  (Zeitdifferenz je Bild 3 ms)[51]





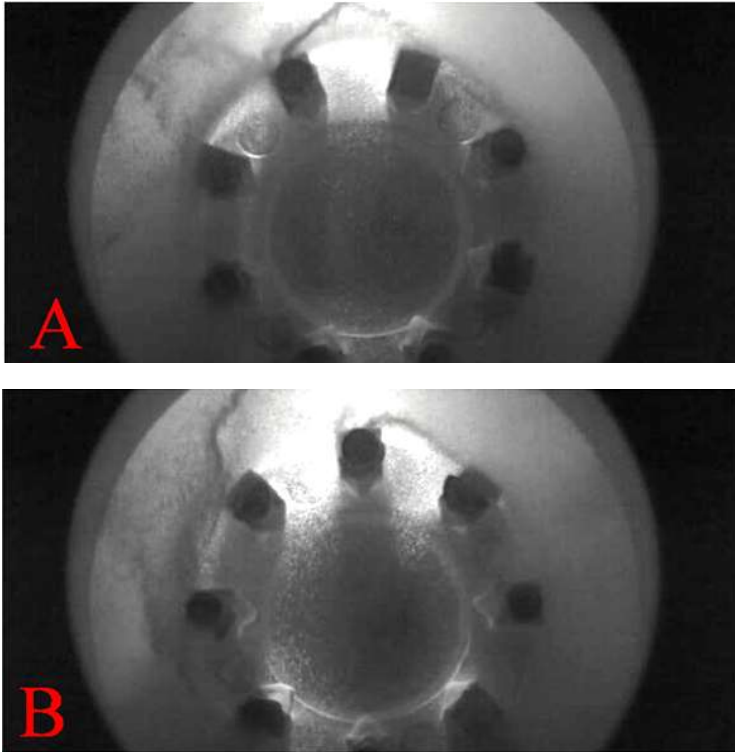


Abb. 89: Flugbahn einer großen bogenförmigen Strähne außerhalb des Sichtrades bei  $3.000 \text{ min}^{-1}$ . Die Sichtraddrehrichtung ist entgegen dem Uhrzeigersinn (Zeitdifferenz je Bild 6 ms) [51].

Die Bildung von Strähnen in der Peripherie des Sichtrades wurde bereits von *Toneva et al.* [17] vermutet. Die Hochgeschwindigkeitskameraanalysen der vorliegenden Studie beweisen jedoch zum ersten Mal, dass aus dem Schaufelzwischenraum in die Peripherie des Sichtrades abgewiesene Partikel Schwärme mit unterschiedlicher Form ausbilden. Diese Partikelformationen werden durch die Drehzahl des Sichtrades und die Gutbeladung beeinflusst. Experimente haben gezeigt, dass bei unterschiedlichen Drehzahlen unterschiedliche Strähnenformen (gewölbt oder tangentielle Strähnen) mit unterschiedlichen Größen und Verweilzeiten in der Nähe des Sichtrades entstehen. Die Abbildungen 90 und 91 veranschaulichen die Frequenz des Abwurfs der erzeugten Strähnen (vgl.



Abb. 88 und 92) und die Verweilzeit dieser Strähnen an der Außenkante des Sichtrades [51].

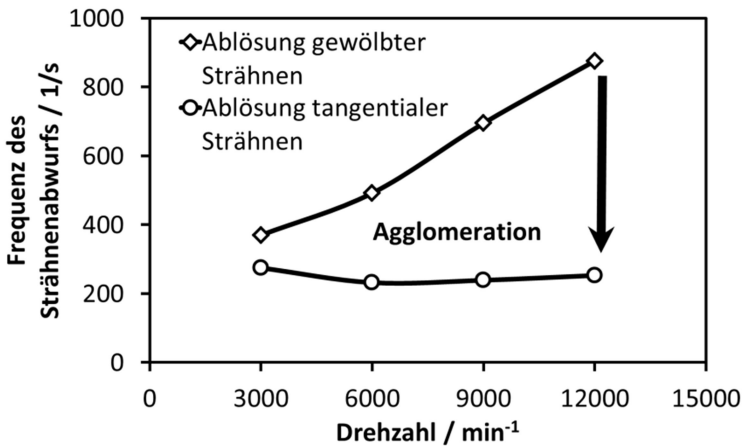


Abb. 90: Frequenz des Strähnenabwurfs in Abhängigkeit von der Drehzahl des Sichtrades [51].

Die Kameraanalysen verdeutlichten, dass bei einer Sichtraddrehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  aus dem Schaufelzwischenraum kontinuierlich kleine Strähnen mit einer gewölbten Form (Bogenform) in die Peripherie geschleudert werden. Diese kleinen Strähnen bilden große Strähnen (vgl. Abb. 89) mit geringer Viskosität (Partikelanzahl) aus, bevor sie nach einer kurzen Verweilzeit von 3 bis 5 ms (vgl. Abb. 91) die Peripherie verlassen. Auf ihrer Bewegungsbahn scheinen diese Strähnen keinen großen Einfluss auf die nachfolgenden Aufgabegutpartikel zu nehmen. Des Weiteren wird deutlich, dass sich die Partikelsträhnen tangential in Drehrichtung des Sichtrades bewegen, wobei sie allmählich mit abgelenkten Partikeln aus dem Schaufelzwischenraum beladen werden [51].



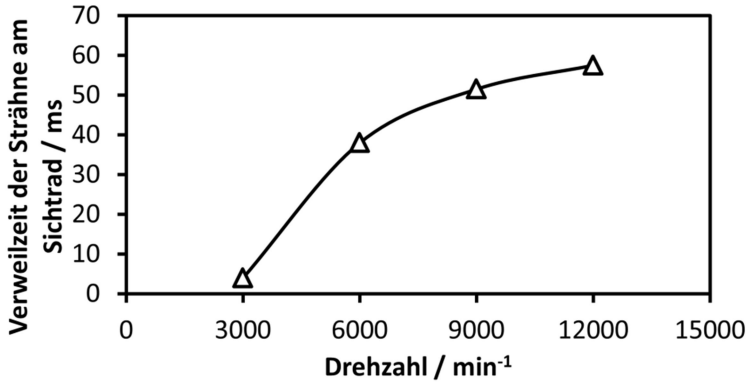


Abb. 91: Verweilzeit der Strähnen in der Peripherie des Siehtrades in Abhängigkeit von der Siehtraddrehzahl [51].

Ein Anheben der Siehtraddrehzahl zeigt, dass die Frequenz der abgeworfenen gewölbten Strähnen linear zunimmt (vgl. Abb. 90). Hierbei werden mit steigender Siehtraddrehzahl zunehmend mehr gewölbte Strähnen in einer größeren tangential zum Siehrad verlaufenden Strähne gesammelt (vgl. Abb. 90 bis 92). Diese Tangentialsträhnen nehmen in der Siehradperipherie sowohl aus der Sichtzone abgewiesene als auch aus der Peripherie nachkommende Partikel auf, bis sie beim Erreichen einer bestimmten Partikelbeladung die Peripherie verlassen. Ein Vergleich von Abbildung 90 und 91 verdeutlicht, dass die Tangentialsträhnen mit steigender Drehzahl zunehmend mehr gewölbte Strähnen aufnehmen können, wodurch die Frequenz der Peripherie verlassenden Strähnen ab und deren Verweilzeit zunimmt. Bei zunehmender Siehtraddrehzahl werden jedoch mehr Partikel in die Partikelsträhnen abgewiesen, wodurch die Abwurfrequenz der erzeugten Strähnen wieder leicht ansteigt. Infolgedessen konnte festgestellt werden, dass die Viskosität (im Sinne der Betrachtungen von *Richardson und Zaki* [50]) der Strähnen mit der Drehzahl zunimmt, wodurch diese Strähnen, aufgrund der ihnen entgegen strömenden Sichtluft eine längere Verweilzeit in der Peripherie aufweisen [51].



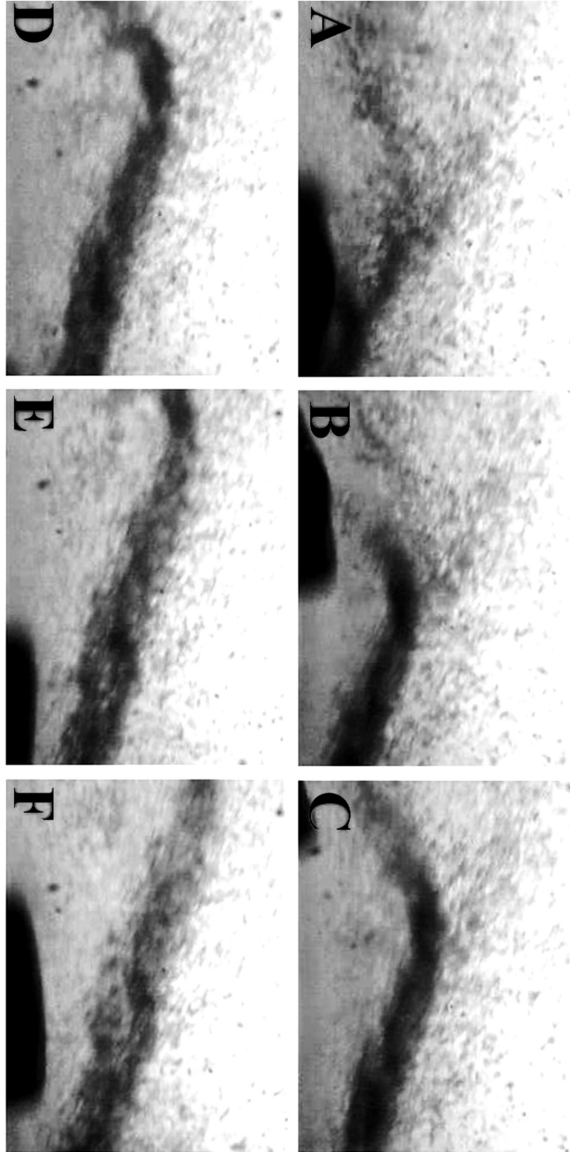


Abb. 92: Ausbildung einer Tangentialsträhne bei einer Drehzahl des Sichtrades von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  (Zeitdifferenz je Bild 3 ms) [51]



Nachdem die Viskosität der Partikelsträhne mit zunehmender Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades und der Aufgabegutmenge zunimmt, verdichten sich die Strähnen, welches einen zunehmenden sieb-/filternden Effekt auf die Peripherie des Sichtrades ausübt. Hierbei wird die Partikelsträhne während ihrer Wanderung durch Kollisionen mit langsameren vorhereilenden Partikeln und entgegenkommenden Aufgabegutpartikeln beladen. Dieses führt zu einer weiteren Erhöhung der Viskosität und somit zu einer erhöhten Filterwirkung. Es muss davon ausgegangen werden, dass die Strähnen Feingutpartikel, welche aufgrund des angreifenden Kräfteverhältnisses von Zentrifugal- und Schleppkraft das Sichtrad mit der Sichtluft passieren würden, aus dem Aufgabegutstrom herausgesiebt und in das Grobgut abtrennt werden. Somit ist es mit steigender Viskosität der Strähnen zunehmend nur kleineren Partikelgrößen möglich in das Innere des Schaufelzwischenraumes und den Feingutaustrag zu gelangen. Bisher ist jedoch die Entstehung der Strähnen sowie ihr Einfluss auf den Trennprozess nicht ausreichend untersucht. Dennoch ist offensichtlich, dass die Partikelsträhnen einen großen Einfluss auf die Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters ausüben [51].

Es kann an dieser Stelle festgehalten werden, dass die Bildung von Partikelsträhnen als eine Begründung, warum die Trenncharakteristik nicht alleine über das Kräfteverhältnis beschreibbar ist, herangezogen werden kann. Infolgedessen wird deutlich, warum die bestehenden Modelle die Partikeltrennung nicht exakt wiedergeben. Des Weiteren muss davon ausgegangen werden, dass der Siebeffekt der Strähnen ein maßgeblicher Grund für die nahezu konstante Trennschärfe des Sichters ist. Hierbei müssten Einbauten wie Prallleisten in der Sichtradperipherie oder eine nachgeschaltete Windsichtung die Strähnen auflösen und somit eine Optimierung der Trenncharakteristik darstellen [51].

Da die bisher in *Abschnitt 4.1.1* präsentierten Ergebnisse die Fluidströmung als auch die Partikelbewegung im Schaufelzwischenraum und der Peripherie des Sichtrades, unter Verwendung des originalen Sichtrades mit rechteckiger Schaufelform, darlegten, muss um eine vollständige Betrachtung der Fluidströmung zu ermöglichen, dass bisher ausstehende Verhalten der Fluidströmung im Inneren des Sichtrades charakterisiert werden. Um den gesamten Strömungsverlauf bei variierenden Betriebsbedingungen verstehen zu können wird im folgenden Abschnitt der Übergang der Fluidströmung aus dem Schaufelzwischenraum in den Innenraum des Sichtrades betrachtet. Des Weiteren wird die im Sichtradzentrum ausgebildete Potentialwirbelströmung durch PIV-



Messungen in Form eines Geschwindigkeits-Vektorfelds ausgegeben und mit der CFD-Simulation von *Toneva et al* [17] verglichen.

#### **4.1.1.4 Untersuchung der Potentialwirbelströmung im Sichtradzentrum (Bereich Z)**

Um ein Modell der Fluidströmung in einem Sichtrad zu entwickeln, führten *Toneva et al.* [17] systematische Untersuchungen der Fluidströmung durch numerische Simulation unter Verwendung einer kommerziellen CFD-Software durch. Aufgrund des Aufbaus ihres realen Sichters war es *Toneva et al.* jedoch nicht möglich, ihre Simulation durch PIV-Untersuchungen der im Schaufelzwischenraum und Sichtradzentrum verlaufenden Fluidströmung bei identischer Betrachtungsebene zu validieren. Um diese Wissenslücke zu schließen, wird im Folgenden ein Vergleich der mit einer Hochgeschwindigkeitskamera sowie einem Particle-Image-Velocimetry-System (PIV) angefertigten Untersuchung der Fluidströmung mit der CFD-Simulation von *Toneva et al.* präsentiert. Ziel ist es, die Bewegung der Fluidströmung im Zentrum des Sichtrades zu visualisieren, sowie diese und die bereits gezeigten Ergebnisse der Fluidströmung zwischen den Schaufeln mit der Strömungssimulation von *Toneva et al.* zu vergleichen. In zukünftigen Arbeiten könnte die Simulation somit für eine CFD-DEM-Kopplung Verwendung finden und experimentell nicht aufzuzeigende Skalierungsgesetze, wie z. B. die Abhängigkeit zwischen Restitutionskoeffizient und Partikelgröße bzw. Sichtradumfangsgeschwindigkeit aufdecken [17,53].

Die *Abschnitte 4.1.1.1 bis 4.1.1.3* zeigten, dass das Profil der Luftströmung zwischen den Schaufeln und um das Sichtrad herum einen entscheidenden Einfluss auf den Trennprozess vermuten lassen. Daher ist die Untersuchung der Fluidströmung von zentraler Bedeutung für die Optimierung der Sichtradgeometrie. In *Abbildung 93* wird das Strömungsprofil des Übergangsbereichs zwischen Schaufelzwischenraum (rechteckige Schaufelgeometrie) und Sichtradzentrum für verschiedene Drehzahlen bzw. Umfangsgeschwindigkeiten mittels Hochgeschwindigkeitskamerabildern dargestellt [53].



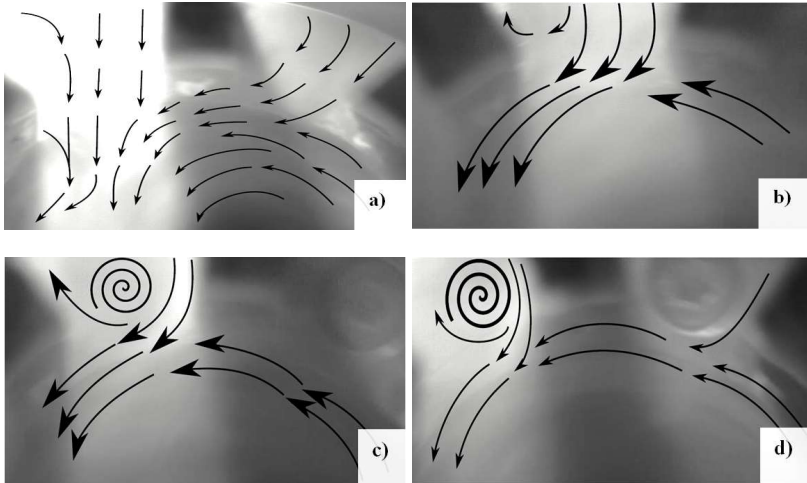


Abb. 93: Übergangsbereich zwischen Schaufelzwischenraum und Sichtradzentrum bei einer Drehzahl (Umfangsgeschwindigkeit von a)  $3.000 \text{ min}^{-1}$  (7,8 m/s), b)  $6.000 \text{ min}^{-1}$  (15,7 m/s), c)  $9.000 \text{ min}^{-1}$  (23,5 m/s) und d)  $12.000 \text{ min}^{-1}$  (31,4 m/s) [53].

Die Kameraanalysen veranschaulichten in *Abschnitt 4.1.1.1* eine von der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades abhängige Bildung, Wachstum und Bewegung eines Starrkörperwirbels zwischen den Sichtradschaufeln. Hierbei zeigt Abbildung 93 die Einschnürung der Luftströmung zwischen Starrkörperwirbel und nacheilender Schaufel, sowie den Übergang in den Sichtradinnenraum. Aufgrund der umfangsgeschwindigkeitsabhängigen Einschnürung folgt der Fluidstrom zunehmend einem schärferen Bogen im Übergangsbereich (Abb. 93 a-d). Diese Strömung bildet in Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades einen Potentialwirbel im Zentrum (siehe Abb. 94) aus [53].



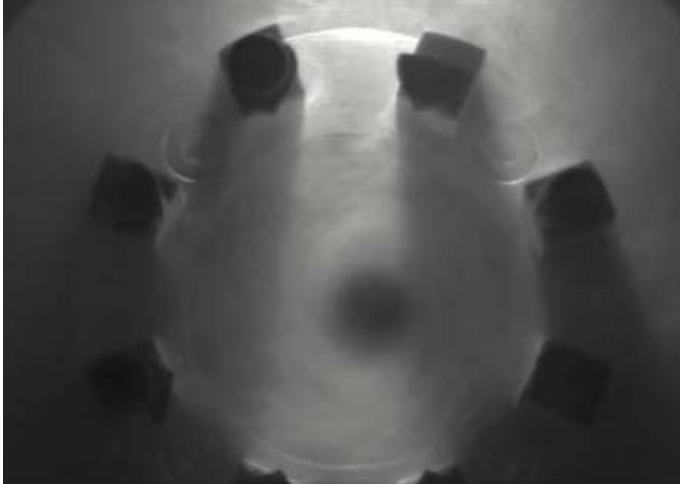


Abb. 94: Beispiel eines Potentialwirbels im Zentrum des Sichtrades mit rechteckiger Schaufelgeometrie [53].

Weiter konnten die Versuche aufzeigen, dass sich der Potentialwirbel stets in Drehrichtung des Abweiserades drehte, wobei er sich bei einer Sichtradumfangsgeschwindigkeit von 7,8 m/s mit einem Innendurchmesser  $d_{PW}$  (vgl. Abb. 94 schwarzer Bereich und 95) von 6,5 mm, unkontrolliert im Sichtradzentrum bewegte. Die Untersuchungen machten deutlich, dass sich der Wirbel mit zunehmender Sichtradumfangsgeschwindigkeit mehr und mehr in den Mittelpunkt der Drehachse des Sichtrades verschiebt. Daher kreist der Potentialwirbel bei 15,7 m/s mit der Außenkante des Wirbels um die Drehachse des Sichtrades, wobei sein Durchmesser auf 8,8 mm anwächst. Eine weitere Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit auf 23,5 bzw. 31,4 m/s führte zu einer Überlappung der Rotationsachsen des Wirbels und des Sichtrades sowie zu einer Erhöhung des Wirbeldurchmessers auf 10,65 und schließlich 12,44 mm (Abb. 95) [53].





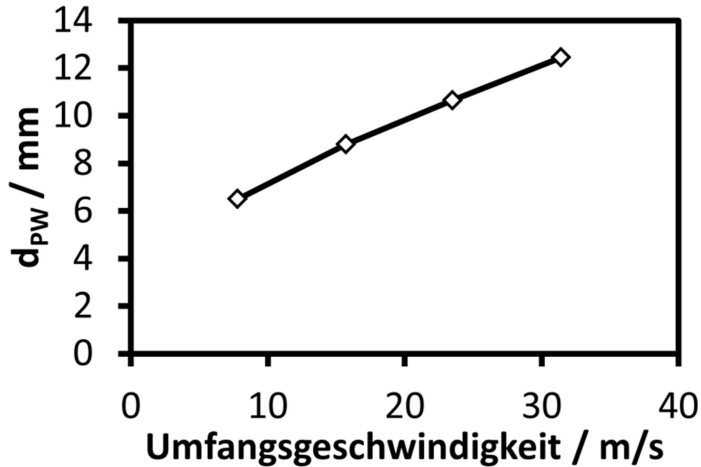


Abb. 95: Innendurchmesser des Potentialwirbels  $d_{PW}$  in Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades [53]

Die im Folgenden gezeigten Ergebnisse der PIV-Experimente beziehen sich aus bautechnischen Gründen sowie aus Begrenzungen des Messsystems ausschließlich auf eine Untersuchung des Potenzialwirbels im Schaufelzwischenraum. Es war hierbei nicht möglich, das Luftströmungsprofil zwischen den Sichtradschaufeln mit PIV darzustellen, weshalb die CFD-Simulation der Fluidströmung zwischen den Schaufeln mit den Kamerabildern aus *Abschnitt 4.1.1.1* verglichen werden musste. Um die einzelnen Messmethoden sowie Strömungsbereiche zu vergleichen, wird das Fluidströmungsprofil, wie von *Toneva et al.* [17] beschrieben, in drei Bereiche unterteilt. Diese Bereiche sind durch den Quotienten aus betrachtetem Radius  $r$  in Bezug zum gesamten Sichtradradius  $r_S$  unterteilt (vgl. Abb. 96). Infolgedessen präsentieren die PIV-Messungen (Abb. 97 links) sowie die CFD-Simulationen (Abb. 97 rechts) die Luftströmungsprofile für verschiedene Umfangsgeschwindigkeiten an verschiedenen Positionen entlang eines vertikalen Schnittes durch das Sichtrad (vgl. Abb. 96 b) [17, 53].



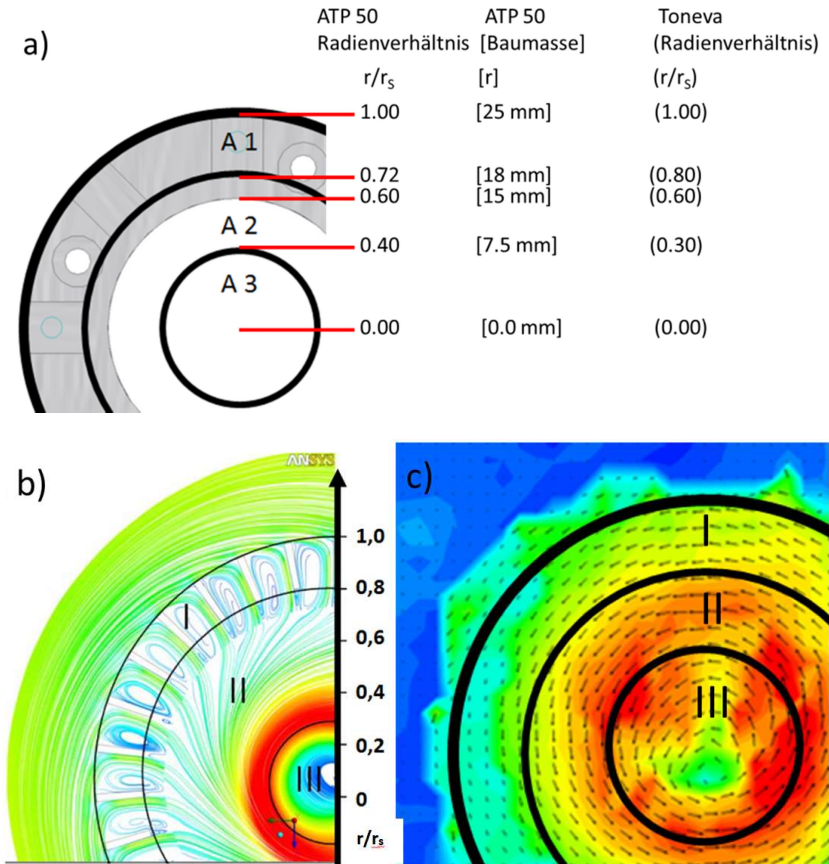
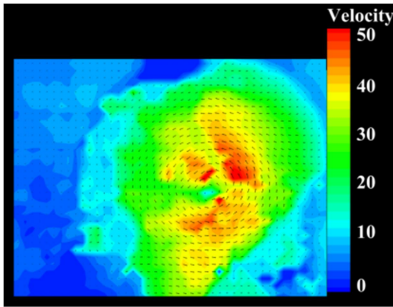
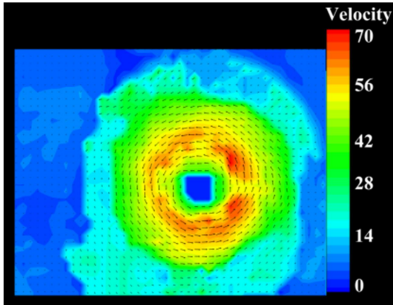


Abb. 96: **a)** Vergleich der Bereiche I bis III (I = Schaufelzwischenraum, II und III Sichtradzentrum) des Hosokawa Alpine ATP 50 mit dem CFD-Modell-Sichter von *Toneva et al.*, Beispiele der eingeteilten Luftströmungsflächen **b)** von *Toneva et al.* [17] und **c)** des Hosokawa Alpine ATP 50 [17, 53].

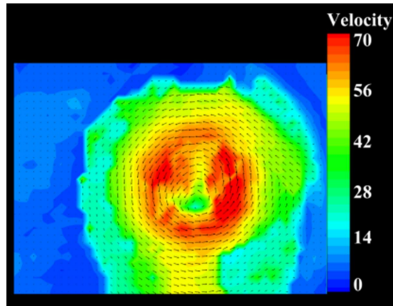




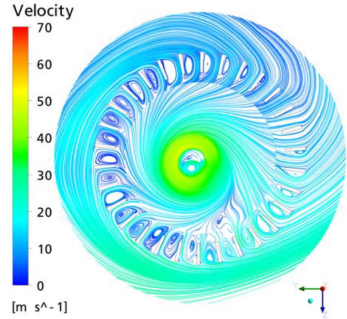
a) 15,7 m/s



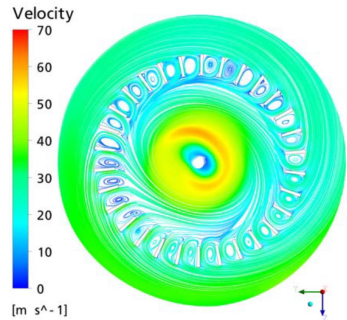
b) 23,5 m/s



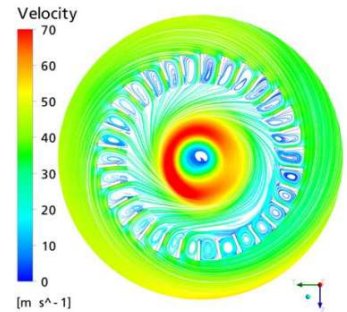
c) 31,4 m/s



d) 10 m/s [17]



e) 20 m/s [17]



f) 30 m/s [17]

Abb. 97: PIV-gemessene (a-c) und CFD-berechnete (d-f) [16] Luftströmungsprofile in der Mitte eines Sichtrades für unterschiedliche Umfangsgeschwindigkeiten [17, 53].



Bereich I zeigt den Zwischenraum zwischen den Sichtradschaufeln (vgl. Abb. 73, 93 und 97 sowie *Abschnitt 4.1.1.I*). Die Kamerabilder (vgl. Abb. 73 und 93) und die CFD-Simulationen (Abb. 97 d-f) verdeutlichen, dass der Luftstrom aus der Sichtradperipherie in den Schaufelzwischenraum gesaugt wird, wobei sich die Strömung auf der Saugseite ablöst, was zur Ausbildung eines Starrkörperwirbels führt. Sowohl Kameraanalytik als auch Simulation veranschaulichen, dass die Strömung zwischen den Schaufeln aufgrund der resultierenden Wirbelbildung verengt und aus Kontinuitätsgründen beschleunigt wird. Dies resultiert in eine Zunahme der Schleppkraft, welche nach Annahme von *Toneva et al.* zu einer Verschiebung der Trennkurve zu größeren Partikeln führt. Darüber hinaus konnten die Ergebnisse zeigen, dass die von *Legenhausen* [4] beschriebenen Bildung eines Starrkörperwirbels zwischen den Sichtradschaufeln durch Hochgeschwindigkeitskammermessungen visualisiert und durch CFD simuliert werden konnte [17, 53].

Die PIV-Messungen und die CFD-Simulationen machen deutlich, dass zwei weitere Bereiche (II & III) im Zentrum des Sichtrades differenziert werden können. Diese beiden Bereiche haben eine entgegengesetzte Abhängigkeit der tangentialen Geschwindigkeit vom Sichtradradius. Von der Innenkante der Sichtradschaufel ( $r/r_{S,ATP\ 50} = 0,72$  und  $r/r_{S,Toneva} = 0,8$ , vgl. Abb. 96 und 97) bis zu einem dimensionslosen Radius von 0,4 für den ATP 50 und 0,3 für den CFD-Modell-Sichter (ca. die Hälfte des Radius des Feingutauslasses), nimmt die Umfangsgeschwindigkeit des Potentialwirbels mit abnehmendem Radius zu. Die Simulation von *Toneva et al.* zeigt, dass in Bereich II die Partikel eine Umlaufbahn erreichen können, auf welcher ein Gleichgewicht zwischen Zentrifugal- und Schleppkraft herrscht und auf welcher sie somit im Idealfall verbleiben. Im Gegensatz dazu zeichnet sich Bereich III von  $r/r_{S,ATP\ 50} = 0,4$  (PIV) und  $r/r_{S,Toneva} = 0,3$  (CFD) bis zur Mitte des Sichtrades durch eine abfallende tangential Geschwindigkeit des Wirbels mit abnehmendem betrachteten Radius aus. Die Grenze zwischen den Bereichen II und III, die der maximalen Tangentialgeschwindigkeit entspricht, stimmt nicht mit dem Durchmesser des Feinpartikelauslasses (Austrittsöffnung) überein. Der Feingutauslass des CFD-Sichters sowie des hier untersuchten ATP 50 beträgt  $r/r_S = 0,6$ . Dennoch veranschaulicht ein Blick auf die tangentialen Geschwindigkeiten Unterschiede zwischen der CFD-Simulation und der PIV-Messung. Die maximale Tangentialgeschwindigkeit des Potentialwirbels wird bei der CFD-Simulation (roter Bereich) bei ca. 50 % des Durchmessers des Feingutauslasses ( $r/r_S = 0,3$ ) erreicht, wobei dieses Geschwindigkeitsfeld eine geringe Breite mit einer nahezu idealen Kreisform aufweist. Im Gegensatz dazu hat das maximale



Geschwindigkeitsfeld des realen Sichters eine deutlich größere Breite mit elliptischer Form, welche sich darüber hinaus mit der Rotation des Potentialwirbels verschiebt. Hierbei erreichten die PIV-Messungen die maximale tangentielle Geschwindigkeit bei etwa 67 % des Durchmessers des Feinpartikelauflasses ( $r/r_s = 0,4$ ). Beide Messverfahren zeigen, dass die maximale tangentielle Geschwindigkeit des Wirbels im Sichtradzentrum die Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades deutlich übersteigt [17, 53].

Abschließend kann zu dem Vergleich zwischen CFD-Simulation und PIV-Messungen gesagt werden, dass das Fluidströmungsprofil des Sichtradzentrums mit einer guten Näherung simuliert werden konnte. Bei dieser Gelegenheit zeigten beide Methoden eine nahezu identische Bildung eines Potentialwirbels. Hierbei konnte verdeutlicht werden, dass ein Starrkörperwirbel um das Zentrum der Sichtraddrehachse herum gebildet wird, welchem ein Potentialwirbel folgt. Der Potentialwirbel breitet sich von der Schaufelinnenkante weit über den Durchmesser des Feingutauslasses nach innen aus. Der schnelle Abtransport der Feingutfraktion wird jedoch durch die Bildung des Starrkörperwirbels unterstützt. Eine konstruktive Möglichkeit, den Potentialwirbel zu begrenzen, könnte die Erweiterung der Sichtradschaufeln zur Mitte des Sichtrades oder die Verringerung des Durchmessers des Feingutauslasses sein [18]. Den Einfluss des zweiten Falls haben bereits Messungen von *Bauder et al.* [54] belegt, wobei eine Verringerung des Durchmessers der Feingutleitung zu einer Verringerung der Trenngrenze führte [17, 53].

Zusammenfassend kann zu *Abschnitt 4.1.1* ausgeführt werden, dass die dargelegten Untersuchungen die Fluidströmung in der Peripherie, dem Schaufelzwischenraum und dem Inneren des Sichtrades visualisieren und den Einfluss auf die Bewegung der Partikel darlegen konnten. Hierbei wurde ersichtlich, dass die Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters durch verschiedene Fluidwirbelbildungen infolge turbulenter Strömungsfelder charakterisiert werden kann. Die Untersuchungen machten jedoch deutlich, dass als zentraler Ausgangspunkt zur Beeinflussung der Fluidströmung im gesamten Sichter die Geometrie der Sichtradschaufeln angenommen werden kann. Die Bedeutung der Schaufelgeometrie auf die Entstehung vom Fluidwirbeln sowie der Einfluss auf die Trenncharakteristik werden durch Versuche mit unterschiedlichen Fluidströmung beeinflussenden Schaufelgeometrien in *Abschnitt 4.1.4* betrachtet. Um jedoch diese Trenncharakteristiken mit der des originalen Sichtrades mit rechteckiger Schaufelform vergleichen zu können, muss der Trennprozess unter dem Einfluss der dargelegten Fluid- und Partikelbewegung betrachtet werden. Daher werden im nachfolgenden



Abschnitt die Ergebnisse der Sichtversuche unter Einsatz verschiedener Kalksteinaufgabegüter mit unterschiedlichen Aufgabegut-Partikelgrößenverteilungen bei verschiedenen Drehzahlen und Gutbeladungen betrachtet.

#### **4.1.2 Trenncharakteristik im stationären Betrieb**

Für die Untersuchung der Trenncharakteristik im stationären Betrieb (bei konstanter Drehzahl) wurde als Versuchsmaterial Kalkstein ( $\text{CaCO}_3$ ) des Typs Saxolith 70, 40 und 10 HE (vgl. *Abschnitt 3.1*) mit unterschiedlicher Partikelgrößenverteilung (PGV) verwendet. In den Abbildung 98 bis 100 sind die Trennkurven aus den gemessenen PGV von Grob- und Feingut (probengeteilt) und den entsprechenden Mengenanteilen dargestellt [48].

Die Experimente mit dem Abweiseradsichter machen ersichtlich, dass sich die Trenngrenze mit zunehmender Drehzahl bei allen Aufgabegütern ins Feine verschiebt. Einen ähnlichen Einfluss auf das Trennverhalten, jedoch bei konstanter Drehzahl, hat die Erhöhung der Gutbeladung, wenn diese auch weniger ausgeprägt (vgl. Abb. 98 bis 100) ist. Um diese Einflüsse auf die Trenncharakteristik übersichtlich darzustellen und einen Trend ableiten zu können, sind die Trenngrenzen in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung, beispielhaft für das Aufgabegut Saxolith 70 HE, in Abb. 101 dargestellt [48].

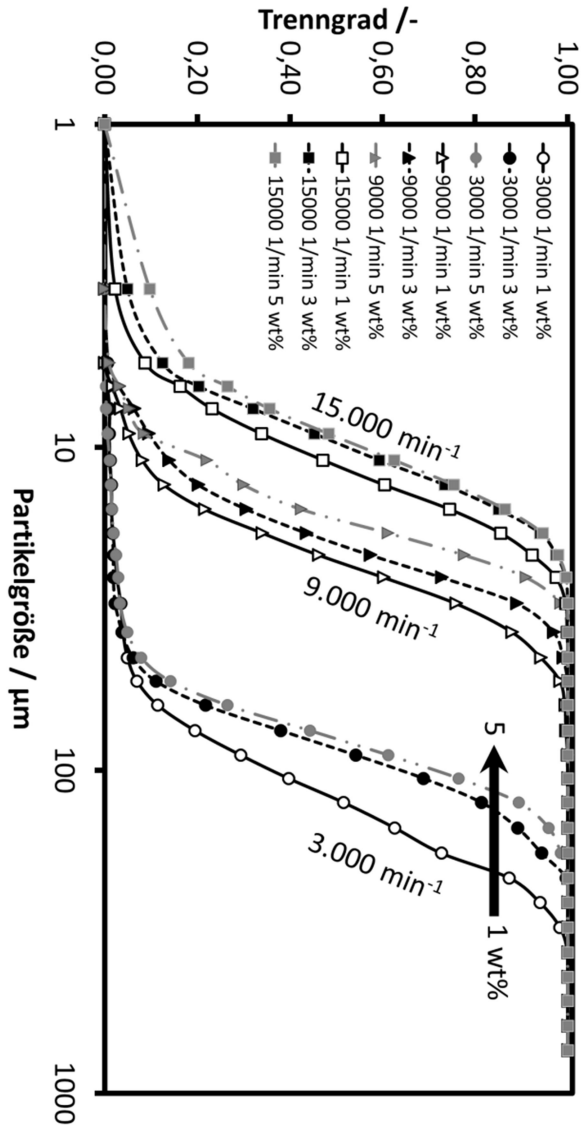


Abb. 98: Trenngrad in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung des gesichteten Aufgabegutes Saxolith 70 HE [48]

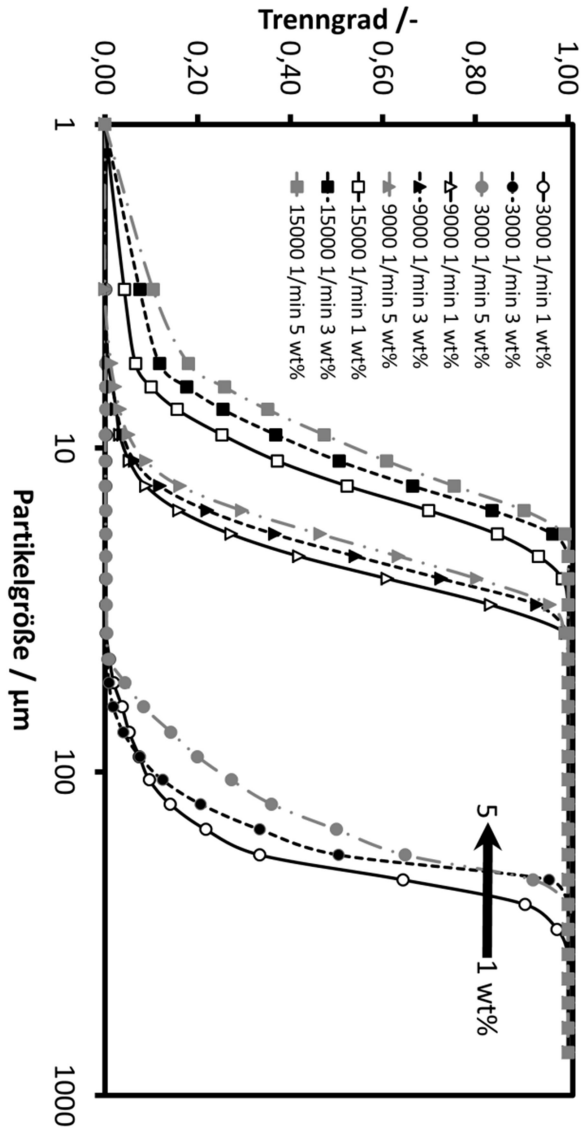


Abb. 99: Trenngrad in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung des gesichteten Aufgabegutes Saxolith 40 HE [48]



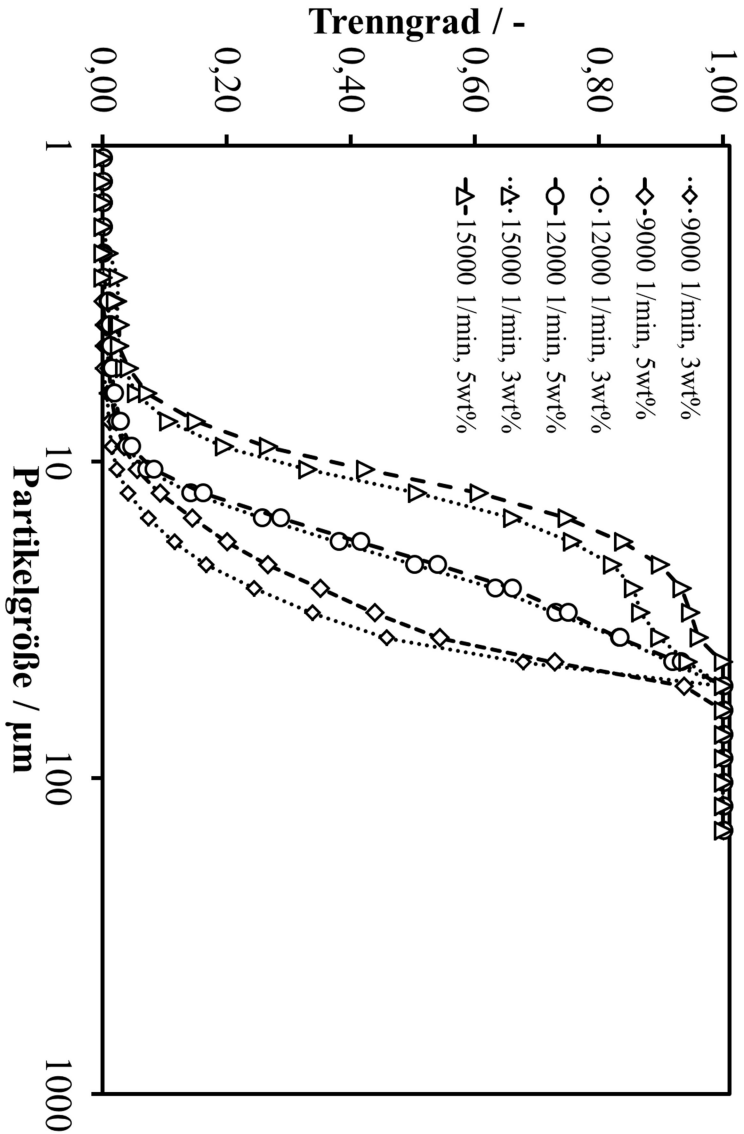


Abb. 100: Trenngrad in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung des gesichteten Aufgabegutes Saxolith 10 HE [48]

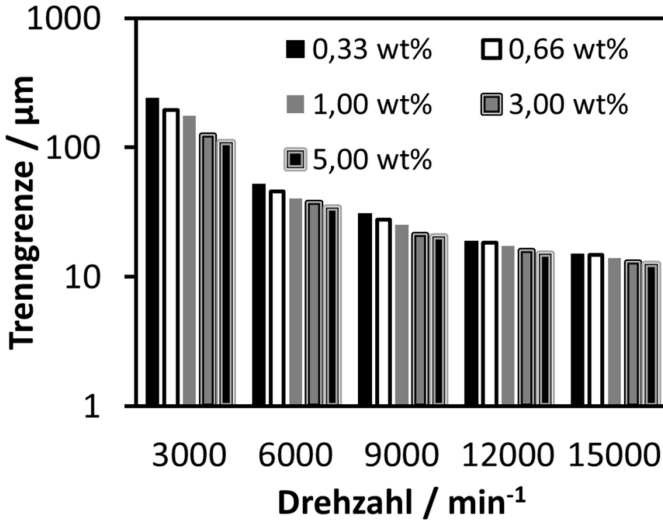


Abb. 101: Trenngrenze in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung des gesichteten Aufgabegutes Saxolith 70 HE [48]

Während die Verschiebung der Trenngrenze (vgl. Abb. 101) bei zunehmender Drehzahl direkt auf die Verstärkung der Zentrifugalkräfte, durch Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit, zurückzuführen ist, scheint die Zunahme der Gutbeladung die gemeinsame Bewegung des Partikelkollektivs als Folge der Partikel-Partikel-Stöße zu fördern, sodass ein großer Teil der Partikel auf die hintere Schaufel trifft und dort reflektiert wird. Durch die „Schwarmbewegung“ der Partikel liegen die tangentialen Geschwindigkeiten bei hohen Konzentrationen, besonders bei Feingutpartikeln, sowohl vor als auch nach der Kollision mit der Sichtschaufel höher als die der Einzelpartikel, was auch größere Zentrifugalkräfte bedingt. Daher führt auch eine Erhöhung der Beladung zu Effekten, die der Erhöhung der Drehzahl ähnlich sind. Interessant ist, dass mit zunehmender Gutbeladung der Feingutmassenanteil zuerst schnell abnimmt, ab einer gewissen Drehzahl sich jedoch ein konstantes Verhalten einstellt (vgl. Abb. 102). Es scheint die Menge im Feingut nicht mehr direkt vom eigentlichen Sichtprozess zwischen den Sichtradschaufeln bestimmt zu werden. Die Kameraanalysen der Sichtradperipherie haben in *Abschnitt 4.1.1.2* verdeutlicht, dass sich bei Konzentrationen  $\geq 1$  wt% um das Sichtrad herum Partikelstrahlen ausbilden, welche den Durchtritt des Feingutes mit zunehmender Drehzahl erschweren. Durch ihren filternden Effekt ist es

zunehmend nur kleinen Feingutpartikelgrößen möglich durch die Strähne hindurch in die vorgesehene Fraktion abgeschieden zu werden. Hierbei zeigten die Analysen, dass die Anzahl der Strähnen sowie ihre Größe mit zunehmender Gutbeladung und Drehzahl zunehmen, wodurch mehr und mehr Partikel in die Grobgutfraktion abgeschieden werden [48].

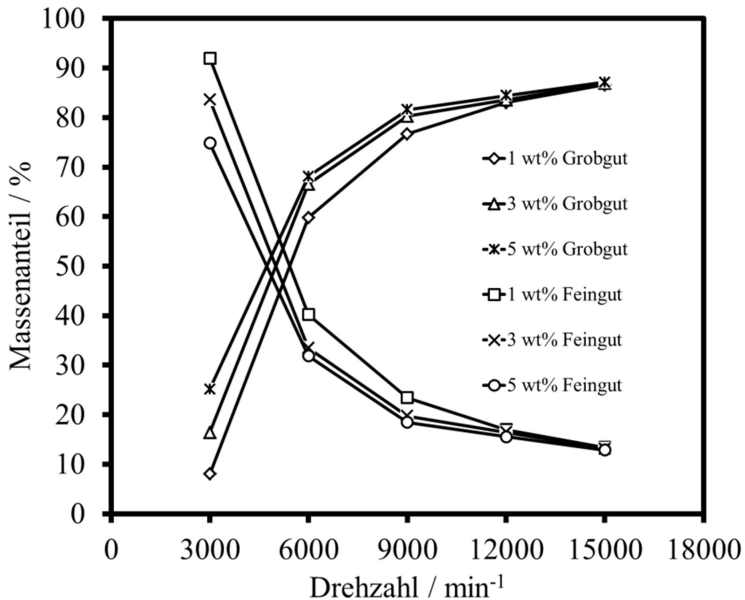


Abb. 102: Trenngrenze in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung des gesichteten Aufgabegutes Saxolith 70 HE [48]

Die Untersuchung der Trennschärfe ( $\kappa_{25/75}$ ) in Abhängigkeit der Aufgabegutart sowie Gutbeladung und Drehzahl ergab lediglich eine Schwankung in einem engen Bereich von 0,5 bis 0,6 (vgl. Abb. 103 und 104). Ein ausgeprägter Trend in Bezug auf sich ändernde Betriebsparameter zeichnet sich nicht ab. Eine Literaturrecherche bestätigt in Tabelle 10, dass auch bei anderen Abweiseradsichtertypen die Trennschärfe in diesem Bereich liegt. Es ist jedoch anzumerken, dass bei Überlastung des Sichters durch Zugabe an übermäßig viel Gutmaterial, die Trennschärfe verschlechtert werden kann. Hierbei findet jedoch auch kein realer Sichtprozess statt, nachdem eine größere Menge an Material ohne Sichtung direkt in die Grobgutfraktion ausgetragen wird. Um am dieser Stelle zu untersuchen welchen Einfluss die oben beschriebene drehzahlabhängige

Starkkörperwirbelbildung bzw. eine Veränderung der Starkkörperwirbelbildung auf die Trennschärfe des Abweiseradsichters hat, wird in *Abschnitt 4.1.4* der Einfluss verschiedener Schaufelgeometrien auf die Bildung des Starkkörperwirbels im Schaufelzwischenraum und der daraus resultierenden geänderten Trenncharakteristik betrachtet [48].

Tab. 10: Literaturrecherche der Trennschärfen verschiedener Abweiseradsichter [5,10-55]

Trennschärfe / -	Trenngrenze / $\mu\text{m}$	Sichtertyp
<b>0,59</b>	3 bis 8	Baheo-Analysensichter
<b>0,56</b>	12,6	Hosokawa MS-1
<b>0,57</b>	0,7	Seishin Enterprise Spedic Classifier
<b>0,53</b>	1 bis 2	FIA Feinstsichter Freiberg
<b>0,63</b>	4,7	Condux CFS Feinstsichter
<b>0,57</b>	0,41	Clausthal Feinstsichter
<b>0,58</b>	3,5	Clausthal Feinstsichter ohne Zusatzrotor

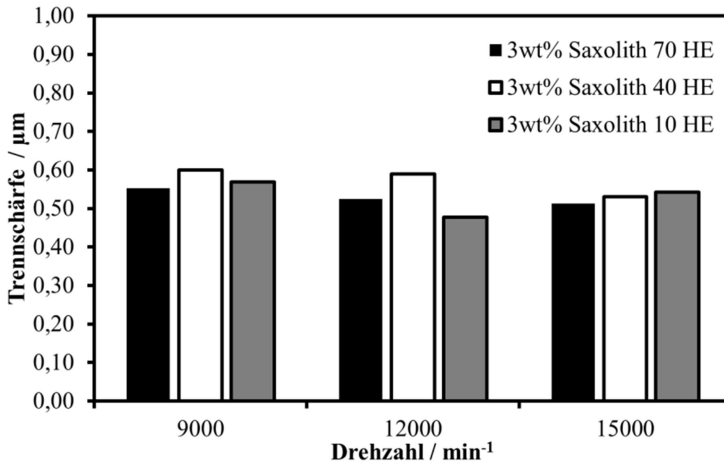


Abb. 103: Trennschärfe in Abhängigkeit von Drehzahl und Aufgabegutart [48]

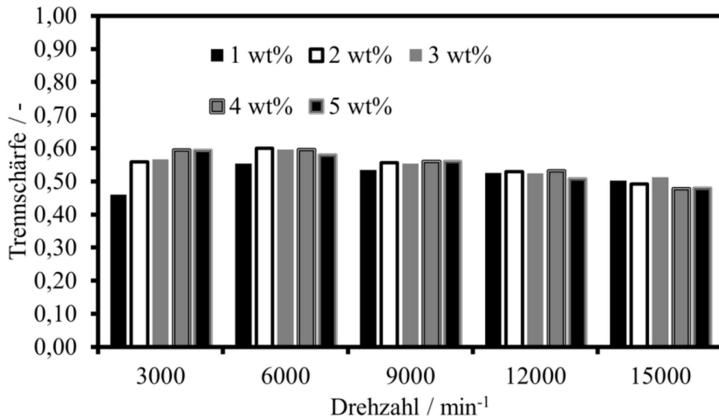


Abb. 104: Trennschärfe in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung für das Aufgabegut Saxolith 70 HE [48]

#### 4.1.3 DEM-Simulation der Trenncharakteristik in der Sichtzone bei geringer Gutbeladung (Bereich Y)

##### 4.1.3.0 Einleitung

Da aus den Ergebnissen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten optischen Verfahren zur Visualisierung der Partikelbewegung (Hochgeschwindigkeitskamera und Particle-Image-Velocimetry), aufgrund von Bildauflösung, Betriebsparametern, Partikelgröße und Partikelanzahl, nicht alle für die Erstellung eines Trennmodells benötigten Skalierungsgesetze abgeleitet werden konnten und um das Trennverhalten bei den Strömungsprozessen in einem Abweiseradsichter genauer vorhersagen zu können, werden in diesem Abschnitt experimentelle Resultate mit einer in Kooperation mit der *Arbeitsgruppe Kruggel-Emden* der *Technischen Universität Berlin* erstellten DEM-Simulationen verglichen. Bei dieser Simulation wurde das Partikelverhalten, durch Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Stöße, zwischen den Schaufeln eines Abweiseradsichters zum ersten Mal mit einer DEM-Simulation modelliert. Um die hohe Partikelanzahl für die DEM-Simulationen beherrschbar zu machen, mussten aufgrund des hohen Rechenaufwandes einige Vereinfachungen getroffen werden. Aus diesem Grund wird in der hier dargestellten Simulation nur das Verhalten innerhalb des Schaufelzwischenraumes des Sichtrades betrachtet, wobei sich in der Simulation die

Schaufeln nicht bewegen. Die Einflüsse der Zentrifugalkraft, Schleppkraft sowie des Wandimpulses wurden jedoch in der Simulation berücksichtigt [53].

#### 4.1.3.1 Grundlagen zur Erstellung der DEM-Simulation (Bereich X und Y)

Um ein Strömungsprofil zwischen den Schaufeln für die DEM-Simulation vorzugeben, wurde die in *Abschnitt 4.1.1.1* vorgestellte Fluidströmung in Abhängigkeit der Sichtraddrehzahl vermessen. Hierbei wurden der Verlauf der Strömung, sowie ihre Geschwindigkeit, anhand Kalkstein-Tracerpartikel hervorgerufener Kontrastpunkte bestimmt. Das ausgemessene Strömungsprofil wurde in der Simulation als stationär angenommen. Abbildung 105 verdeutlicht beispielhaft den Strömungsverlauf im Schaufelzwischenraum bei einer Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$ . Für die Charakterisierung wurde die Strömung in mehrere Pfade aufgeteilt, wobei die Positionen der einzelnen Strömungspfade in X-Richtung vom Mittelpunkt des Schaufelzwischenraums und in Y-Richtung vom Sichtradradius aus vermessen wurden [53].

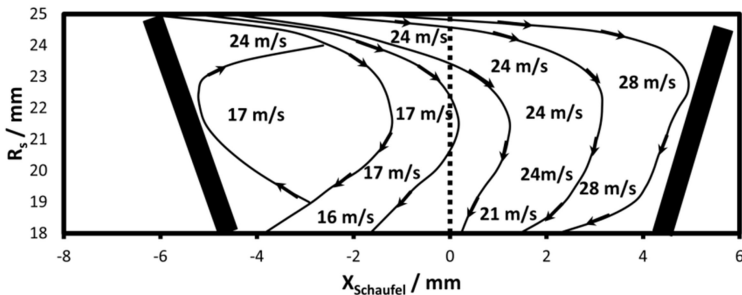


Abb. 105: Ausmessung des Strömungsprofils bei  $9.000 \text{ min}^{-1}$ .  $R_s$  = Radialer Abstand von Sichtradmittelpunkt und  $X_{\text{Schaufel}}$  = Abstand von Mittelpunkt des Schaufelzwischenraumes [53]

Die Bewegung der Partikel wurde bei dieser Simulation relativ zur Schaufelbewegung angesetzt. Die geometrischen Maße der rechteckigen Schaufel sowie deren Drehung um die Sichtraddrehachse wurden gemäß den Vorgaben des ATP 50 nachgebildet. Die simulierten Partikel weisen wie bei den experimentellen Versuchen eine Dichte von  $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$  auf. Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen mit geringer Aufgabegutbeladung



( $\mu \leq 1$ ) haben gezeigt, dass sich im Außenbereich des Sichtrades ein gutbeladungsabhängiger Ring ausbildete (*Hold-up*), während im sichtradenahen Außenbereich der Einfluss des zwischen zwei Sichtschaufeln auftretenden Sichtluftströmungsprofils auf die Partikelbewegung deutlich zu erkennen ist. Somit folgen die Partikel, bei einer Sichtraddrehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  (Umfangsgeschwindigkeit  $7,8 \text{ m/s}$ , vgl. Abb. 106 a)), der in die Sichtzone in einem senkrechten Winkel einströmenden Sichtluft, während der Einzugswinkel der Partikel mit steigender Drehzahl bis  $12.000 \text{ min}^{-1}$  deutlich spitzer wird (vgl. Abb. 106 b) - d)). Es konnte bestimmt werden, dass die absoluten Geschwindigkeiten der in der Sichtradperipherie fliegenden Partikel kaum mit der Drehzahl variieren. Daher wurde das Anflugverhalten der Aufgabegutpartikel zum Schaufelzwischenraum, mit eng verteilter Geschwindigkeit und einem mit ansteigender Drehzahl zunehmend spitzer werdendem Einflugwinkel für die DEM-Simulationen der Partikelflugbahnen als Eingangsparameter verwendet. Hierbei treten die Partikel mit einer Geschwindigkeit von  $3\text{-}6 \text{ m/s}$  in Winkeln von  $10\text{-}20^\circ$  gleichverteilt über die gesamte Breite in den Schaufelzwischenraum ein [53].

Für die Simulation wurden 19 verschiedene Partikelklassen als Kugeln mit Partikeldurchmessern von  $14,25 \mu\text{m} < x < 335 \mu\text{m}$  betrachtet, welche den mittleren Durchmessern der relevanten Partikelklassen des Aufgabeguts (Saxolith 70 HE) entsprechen. Eine sphärische Partikelform kann angenommen werden, da dadurch das gesamte Trennergebnis nicht maßgeblich beeinflusst wird und nur die Streuung nach dem Abprallen etwas niedriger ausfällt. Die Partikel, welche den Zwischenraum in die Sichtradperipherie oder in den Sichtradinnenraum verlassen, wurden direkt als Grob- bzw. Feingut betrachtet. Um die Partikelanzahl berechnen zu können, wurde in Anlehnung an experimentelle Daten bei allen Partikeln kleiner  $14,25 \mu\text{m}$  und größer  $335 \mu\text{m}$  vereinfachend angenommen, dass sie direkt ins Fein- bzw. Grobgut ausgetragen wurden [53].



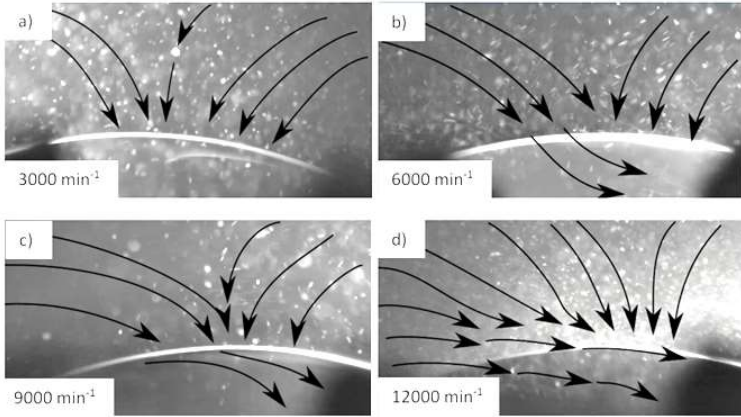


Abb. 106: Visualisierung der Partikelbewegung in der Peripherie des Sichtrades. Die Sichtraddrehrichtung ist entgegen dem Uhrzeigersinn [53].

Der Einfluss der Drehzahl des Sichtrades auf der Geschwindigkeiten für Partikelanflug und -reflektion sowie auf die effektive fluiddurchströmte Länge  $L_{eff}$  und den Aufprallradius  $R_p$  wurde experimentell ermittelt und wie in Abbildung 107 und 108 dargestellt in der DEM-Simulation berücksichtigt [53].

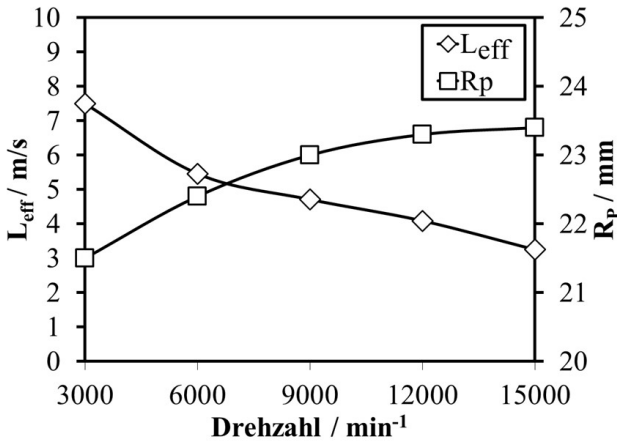


Abb. 107: Zusammenhang zwischen Aufprallradius  $R_p$  und effektive Länge  $L_{eff}$  in Abhängigkeit der Sichtraddrehzahl [53]





Bei geringen Sichttraddrehzahlen folgen die Partikel der weit gefächerten Fluidströmung weiter in das Innere der Sichtzone, bevor sie mit der nacheilenden Schaufel in Wechselwirkung (Partikel-Wand-Kollision) treten. Bei höheren Drehzahlen ist dies deutlich weniger der Fall (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1*). Aus den gemessenen Anflugs- und Rücksprunggeschwindigkeiten der Partikel (vgl. Abb. 108) ergab sich ein gemittelter Restitutionskoeffizient von 1,39, d.h. im absoluten Koordinatensystem erfahren die Partikel durch den Schlag bei der Kollision mit der Schaufel einen Impulsübertrag, sodass sie sich absolut gesehen nachher schneller bewegen als vorher. [53].

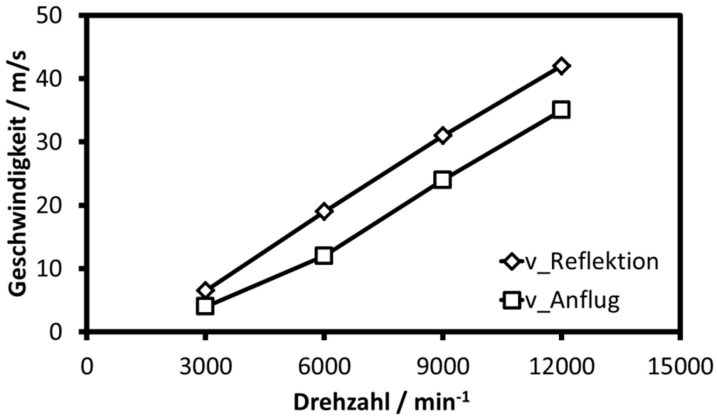


Abb. 108: Zusammenhang zwischen Anflugs-  $v_{Anflug}$  und Reflektionsgeschwindigkeit  $v_{Reflektion}$  [53].

#### 4.1.3.2 Ergebnisse der Simulation und Vergleich mit experimentellen Daten (Bereich Y)

Der Trennvorgang zwischen den Schaufeln des Abweiseradsichters wird bei dieser ersten Simulation für zwei Drehzahlen von 3.000 und 9.000  $\text{min}^{-1}$  mit jeweils 3 niedrigen Gutbeladungen von 0,33, 0,66 und 1,00 wt% simuliert. Abbildung 109 veranschaulicht beispielhaft den simulierten Schaufelzwischenraum nach einigen Millisekunden Prozesszeit für eine Drehzahl von 9.000  $\text{min}^{-1}$  und einer Gutbeladung von 0,33 wt%. Hierbei sind in die verschiedenen Partikelgrößen des simulierten Aufgabegutes, welche auf der linken Seite noch gemischt und auf der rechten Seite besonders nach dem Kontakt mit der Schaufel in feinere (unten) und



größere Partikel (oben) getrennt werden, gut zu erkennen. Des Weiteren ist die Bewegungsrichtung der verschiedenen Partikel in Abbildung 110 durch Vektorpfeile dargestellt. Es wird deutlich, dass vor allem die kleineren Partikel der Fluidströmung folgen. Dem sich nahe der vorhereilenden Schaufel zurückbewegenden Wirbel (vgl. Abb. 73) würden in dieser Simulation vor allem die hier vernachlässigten Partikel mit einer Partikelgröße  $x < 15 \mu\text{m}$  folgen. Des Weiteren veranschaulicht das simulierte Trennverhalten, die in *Abschnitt 4.1.1.1* erläuterten Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Stöße. Somit ist es möglich aus der Simulation, Koeffizienten wie dem Restitutionskoeffizient und der Absprunghöhe  $H$  in Abhängigkeit von Partikelgröße und Gutbeladung zu ermitteln. Hierbei veranschaulicht Abb. 110, dass die Absprunghöhe  $H$  an dem Punkt abgelesen werden kann, wo die Partikel infolge auftretender Partikel-Partikel-Stöße ihr Bewegungsverhalten in X-Richtung verlieren und nur noch über die Schlepp- und Zentrifugalkraft in Y-Richtung bewegt werden. In diesem Rahmen sollen zukünftige Untersuchungen die mit den optischen Messmethoden (Hochgeschwindigkeitskamera und Particle-Image-Velocimetry) nicht ermittelbaren Skalierungsgesetze aus einer Erweiterung der hier gezeigten Simulation berechnen und in das in *Abschnitt 6.1* vorgestellte Modell implementieren und das dynamische Trennverhalten des Abweiserasdischters abbilden zu können [53].



Abb. 109: DEM-Darstellung des Sichtradschaufelzwischenraumes mit Partikeldarstellung bei  $9.000 \text{ min}^{-1}$  und einer Gutbeladung von  $0,33 \text{ wt}\%$  [53]



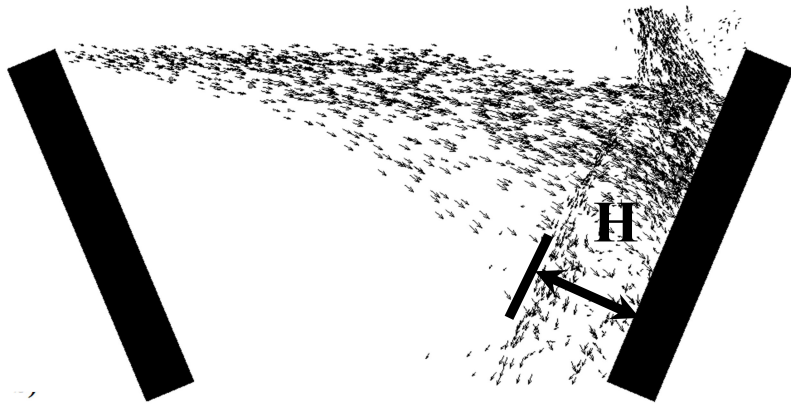


Abb. 110: DEM-Darstellung des Sichtradschaufelzwischenraumes mit Geschwindigkeitsprofil bei  $9.000 \text{ min}^{-1}$  und einer Gutbeladung von  $0,33 \text{ wt}\%$ .  $H$  = Absprunghöhe [53]

Die Partikelgrößensummenverteilungen des mit der DEM abgeschiedenen Fein- und Grobgutfractionen für die Versuche mit einer Gutbeladung von  $0,33 \text{ wt}\%$  und  $1,00 \text{ wt}\%$  sowie einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  und  $9.000 \text{ min}^{-1}$  werden in Abbildungen 111 a) und b) dargestellt und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Abbildungen machen deutlich, dass bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  (vgl. Abb. 111 a)) die Verteilungssummenkurven der Simulation im kleineren Partikelbereich von denen des Experiments abweicht. Dies ist der Fall, da die kleinen Partikel in der Simulation mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit im Feingut landen, was im Experiment durch deren stochastisch geprägte Bewegungen oft nicht der Fall ist. Im Bereich  $x > 100 \mu\text{m}$  stimmen die Verteilungssummenkurven jedoch gut überein. Sehr gut hingegen werden die experimentellen Verteilungssummen des Feingutes bei einer Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  (vgl. Abb. 111 b)) wiedergegeben [53].



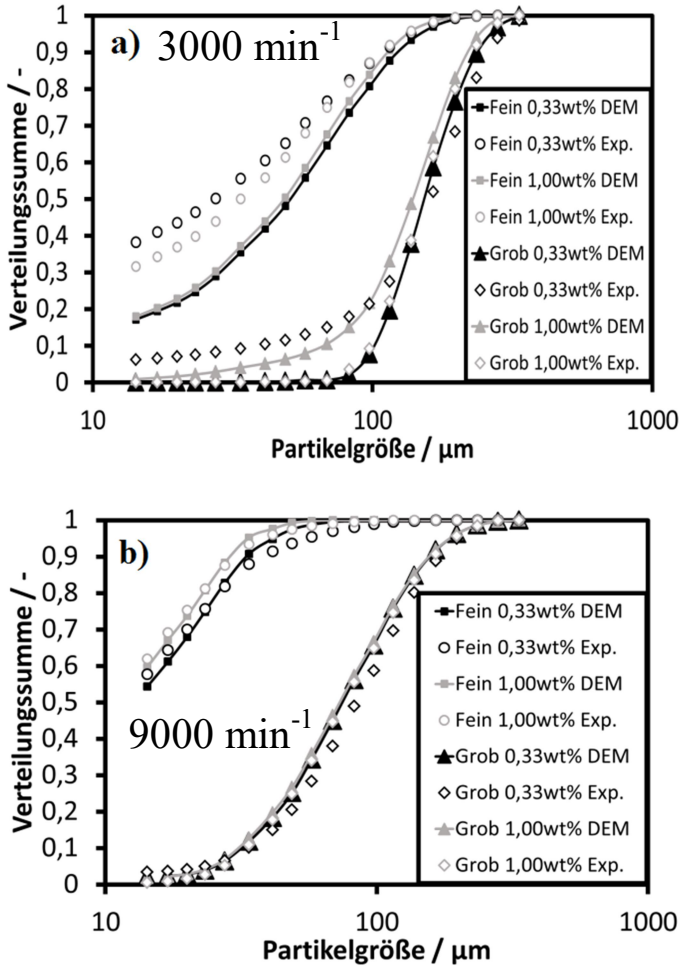


Abb. 111: Experimentelle (Exp.) und numerische (DEM) Durchtrittssummenkurven ins Fein- und Grobgut mit einer sphärischen Partikelapproximation in der DEM für Gutbeladungen von 0,33 wt% und 1,00 wt% und Drehzahlen von a) 3.000 min<sup>-1</sup> sowie b) 9.000 min<sup>-1</sup> [53]

Hierbei sind minimale Abweichungen im Bereich der kleinsten Partikel zu erkennen, während die Kurven für die Grobgutverteilung bei einer Gutbeladung von 0,33 wt% für die Simulationen etwas höher als die experimentellen Verteilungen liegen. Dies liegt vor allem daran, dass bei

dieser geringen Gutbeladung schon einige wenige, falsch klassierte Partikel mit Partikelgröße nahe der Trenngrenze entscheidend für eine Abweichung sein können. Für beide Verteilungssummen liegt die Abweichung jedoch bei maximal 5 %. Ansonsten zeigen die unterschiedlichen Gutbeladungen sehr ähnliche Ergebnisse für beide Drehzahlen, wobei die Versuche mit einer höheren Gutbeladung geringere Abweichungen zwischen Experimenten und Simulationen aufzeigen. Nachdem die Ergebnisse bei einer Gutbeladung von 0,66 wt% zwischen den jeweils anderen Versuchen liegen, wurden diese Ergebnisse aus Gründen der Übersichtlichkeit in Abbildung 111 nicht dargestellt. Es ist jedoch zu erwähnen, dass die fehlenden Kurven ein mit den gezeigten Kurven identisches Verhalten aufweisen. Um darzulegen in welcher Ausprägung die DEM-Simulation die Trenncharakteristik des realen Abweiseradsichter wiedergibt, werden die aus den gezeigten Simulationsdaten berechneten Trenngradkurven in *Abschnitt 6.3* mit dem in *Abschnitt 6.1* vorgestellten Flugbahnmodell und den experimentellen Messdaten verglichen. Hierbei wird deutlich, dass eine Kombination aus realen Messungen und DEM-Simulation die Möglichkeit eröffnet, Modellparameter fundiert zu bestimmen und somit die Genauigkeit der Modellvorhersagen zu verbessern. Weitere experimentelle Untersuchungen sowie eine Erweiterung der gezeigten DEM-Simulationen sollen in den folgenden Jahren zur Untersuchung des dynamischen Trennprozesses durchgeführt werden [53].

#### **4.1.4 Einfluss der Schaufelgeometrie auf die Trenncharakteristik (Bereich Y)**

##### ***4.1.4.0 Einleitung***

*Abschnitt 4.1.1* der vorliegenden Arbeit verdeutlichte, dass die Trenncharakteristik in einem Abweiseradsichter durch die im Sichtprozess entstehende turbulente Fluidströmung bzw. die Bildung von Fluidwirbeln beeinflusst wird. Es wurde weiter ersichtlich, dass die Partikelbewegung sowie die Partikelinteraktionen und schließlich der Trennprozess durch diese Fluidwirbelströmung beeinflusst werden. Die Untersuchungen der einzelnen Bereiche des Sichters (Schaufelzwischenraum, Sichtradperipherie und Sichtradinnenraum) verdeutlichten, dass die Bildung der Fluidwirbelströmungen maßgeblich durch die Geometrie der Sichtradschaufeln hervorgerufen werden. Um diese Annahme zu untersuchen und den Einfluss der Fluidwirbelströmung auf die Partikelbewegung und die Trenncharakteristik weiterführend zu betrachten, wird in diesem Abschnitt der vorliegenden Arbeit die in *Abschnitt 4.1.1.1*

beschriebene Sichtluftströmung des Standardsichtrades (mit rechteckiger Schaufelgeometrie) mit Fluidströmung beeinflussenden Schaufelgeometrien verglichen. Ziel ist es zu untersuchen, ob eine Reduzierung oder sogar komplette Vermeidung der Fluidwirbelströmung im Schaufelzwischenraum möglich ist und ob diese Fluidströmung eine verbesserte Trenncharakteristik in Form einer Reduzierung der Trenngrenze und Erhöhung der Trennschärfe bei ansonsten konstanten Betriebsbedingungen erzielen kann. Dieses soll bewerkstelligt werden, indem zuerst der Einfluss der Schaufelgeometrie auf die Starrkörperwirbelbildung im Schaufelzwischenraum (vgl. *Abschnitt 4.1.4.1*) und anschließend der Einfluss des Starrkörperwirbels auf die Trenncharakteristik (vgl. *Abschnitt 4.1.4.2*) beleuchtet wird [8].

#### **4.1.4.1 Einfluss der Sichtschaufelgeometrie auf Sichtluftströmung und Partikelbewegung**

Die Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen verdeutlichen, dass bei allen untersuchten Schaufelgeometrien und Drehzahlen die Sichtluft in einem tangentialen Verlauf an der Außenkante des Sichtrades in den Schaufelzwischenraum („Sichtzone“) einströmt. Bereits bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  bildet sich bei der trapezförmigen Schaufelform (B) eine ausgedehnte Starrkörperwirbelströmung mit einem Durchmesser  $d_{W, \text{Trapez}}$  von 6 mm aus (vgl. Abb. 112, 113 und Abb. 114 B a)). Bei identischer Drehzahl weisen der Sichtluftströmungsverlauf der runden (C) und sichelförmigen (D) Schaufelform einen ähnlichen Strömungsverlauf, wie er bereits bei der rechteckigen Schaufelgeometrie (A) zu beobachten war (vgl. Abb. 114 A a), C a) und D a)). Die Sichtluftströmung passiert bei allen drei Schaufelgeometrien die gesamte Sichtzone in einem bogenförmigen Verlauf. Eine genauere Betrachtung der Strömungsverläufe zeigt, dass der Sichtluftstrom der sichelförmigen Schaufelform im Vergleich zu der rechteckigen und runden Schaufelgeometrie die geringste Einschnürung erfährt. Beim keilförmigen Sichtrad (E) wird die Sichtluft zuerst in einem bogenförmigen Strom in die Sichtzone eingezogen, im weiteren Verlauf jedoch an der Spitze des Keils in zwei Strömungen aufgetrennt (Abb. 114 E a). Hierbei bewegt sich der obere Strömungsanteil an der Außenkante der Schaufel entlang, verlässt die Sichtzone und strömt zusammen mit der aus der Sichtradperipherie kommenden Luftströmung in die nächste Sichtzone ein. Der untere Strömungsanteil verläuft an der Innenkante der Schaufel und verlässt die Sichtzone ohne Wirbelbildung in das Innere des Sichtrades [8].



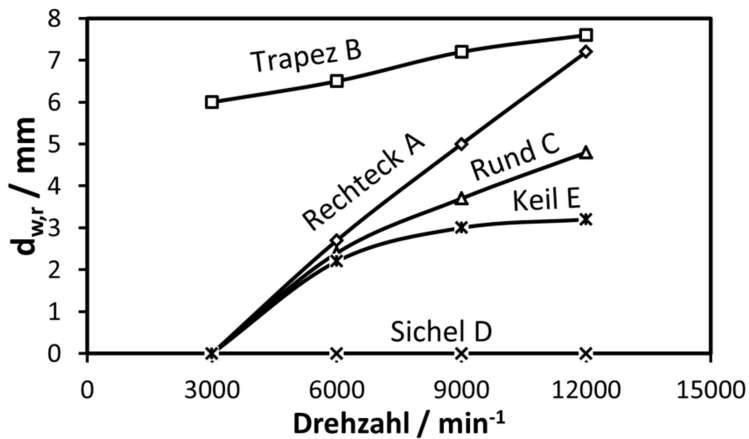


Abb. 112: Durchmesser der Wirbelströmung  $d_{w,r}$  in Abhängigkeit von der Sichterddrehzahl und Schaufelgeometrie [8]

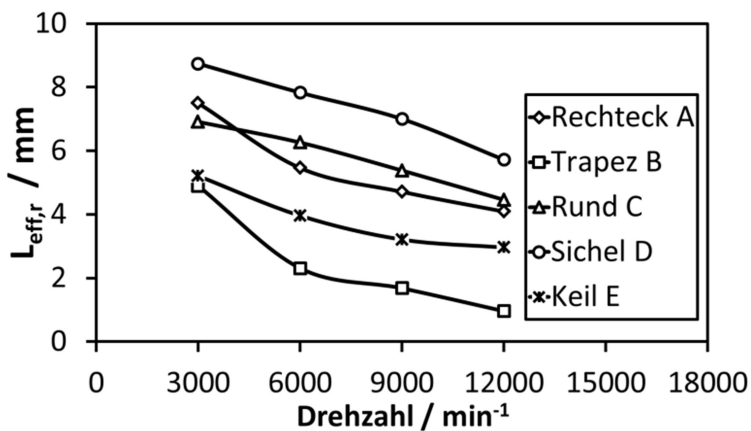


Abb. 113: Einschnürung der Sichtluftströmung in der Sichtzone  $L_{eff,r}$  (effektive Länge) in Abhängigkeit von der Sichterddrehzahl und Schaufelgeometrie [8]



Bei einer Drehzahl von  $6.000 \text{ min}^{-1}$  bilden die runde und keilförmige Sichtradschaufelgeometrie ebenso wie die rechteckige Geometrie einen Starrkörperwirbel aus. Gegenüber dem Starrkörperwirbel der rechteckigen Schaufelform, weisen diese Wirbelströmungen einen deutlich kleineren Durchmesser auf (vgl. Abb. 114 A b), C b) und E b) sowie Abb. 112), was eine Vergrößerung des Abstandes zwischen Wirbel und nacheilender Schaufel  $L_{eff}$  (vgl. Abb. 113) und somit der von der Sichtluft zu durchströmenden Fläche zur Folge hat. Die trapez- und sichelförmige Schaufelgeometrie zeigten bei einer Drehzahl von  $6.000 \text{ min}^{-1}$  den größten Unterschied, verglichen mit der rechteckigen Standardschaukel. Während die trapezförmige Schaufelgeometrie weiterhin den größten Starrkörperwirbel mit eingeschnürter Partikelströmung produziert, erzeugt die Sichelform keine Wirbelströmung. Dieses führt bei der Sichelform zu einem breiten Sichtluftstrom, welche die größte effektive Länge der untersuchten Geometrien erzeugt (vgl. Abb. 113) [8].

Eine Erhöhung der Drehzahl von  $6.000$  bis  $12.000 \text{ min}^{-1}$  führt bei allen starrkörperwirbelausbildenden Schaufelgeometrien (Abb. 114 A-C und E) zu einer Vergrößerung des Wirbeldurchmessers (vgl. Abb. 112). Hierbei wandern alle Wirbel mit zunehmender Drehzahl unterschiedlich stark auf die nacheilende Schaufel zu (vgl. Abb. 113). Trotz Anhebung der Drehzahl auf  $6.000$  bis  $12.000 \text{ min}^{-1}$  konnte jedoch bei der sichelförmigen Schaufelgeometrie keine Ausbildung einer Starrkörperwirbelströmung beobachtet werden. Dennoch konnte mit zunehmender Drehzahl in einem Bereich in der Nähe der nacheilenden Schaufel eine Erhöhung der Tracerpartikelanzahl verzeichnet werden (vgl. Abb. 114 D c-d). Wird dieser Bereich als Messbereich für die Einschnürung der Sichtluft (*effektive Länge*) verwendet und mit denen der anderen Schaufelgeometrien verglichen, wird deutlich, dass die sichelförmige Schaufelgeometrie die deutlich größte effektive Länge erzeugt [8].





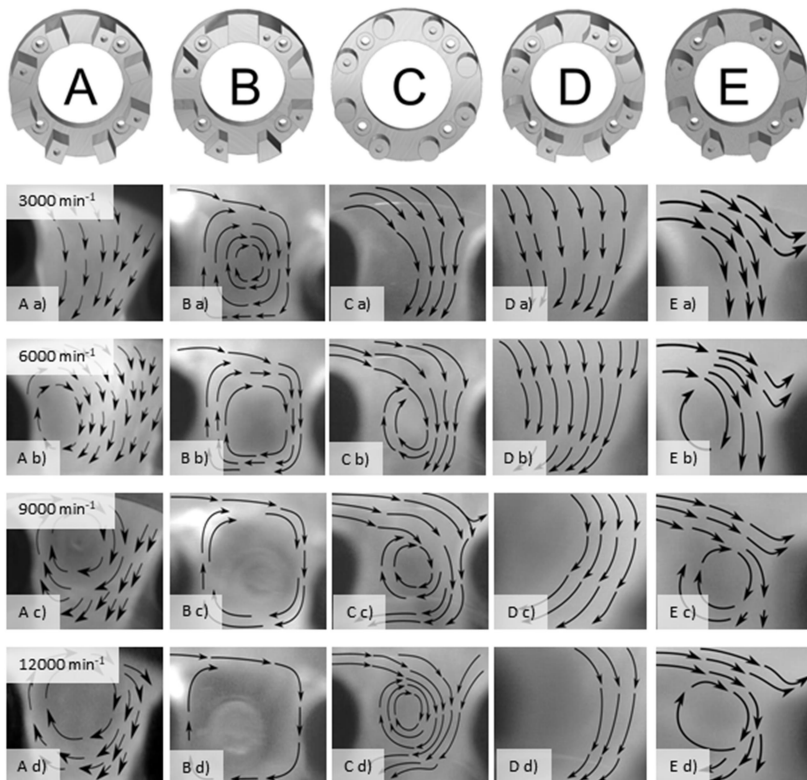


Abb. 114: Visualisierung der Sichtluftströmung der untersuchten Schaufelgeometrien. A) rechteckig (original), B) trapezförmig, C) runde Stäbe, D) sichelförmig (konvex-konkav), E) keilförmig. Die Sichttraddrehzahl nimmt je Spalte von oben nach unten um jeweils  $3.000 \text{ min}^{-1}$  zu ( $3.000\text{-}12.000 \text{ min}^{-1}$ ). Die Sichträder drehen sich entgegen dem Uhrzeigersinn [8].

Untersuchungen mit größeren Kalksteinpartikeln ( $x_{50} = 59,86 \mu\text{m}$ ) veranschaulichten, dass sich die Partikel in der Peripherie aller untersuchten Sichttradschaufelgeometrien mit einer Geschwindigkeit von 3 bis 6 m/s auf einer tangentialen Flugbahn zur Außenkante des Sichttrades bewegen. Zur Parametrisierung und zum besseren Vergleich der einzelnen Schaufelgeometrien wurde die maximale radiale Auslenkung des fokussierten Partikelstromes  $L_p$  (Pralllänge, vgl. Abb. 76 und 115) von der Sichttradaußenkante zum Sichttradmittelpunkt hin vermessen. Bei einer Drehzahl von



3.000  $\text{min}^{-1}$  zeigt sich, dass die Partikel der Sichtluftströmung unabhängig von der Schaufelgeometrie in die Sichtzone folgen (Abb. 117 A-E a)). Infolgedessen strömen die Partikel mit drehzahlabhängig steigender relativer Geschwindigkeit (vgl. Abb. 116) bei der rechteckigen, runden, sichel- und keilförmigen Schaufelgeometrie relativ homogen verteilt in die Sichtzone ein (vgl. Abb. 117 A a) und C a) bis E a)). Lediglich die trapezförmige Schaufelform erzeugt in diesem Drehzahlbereich durch ihre ausgeprägte Wirbelströmung eine starke Fokussierung des Partikelstromes  $L_p$ . Des Weiteren verdeutlicht Abbildung 117, dass in Abhängigkeit der Geometrie der Aufprallfläche unterschiedliche Abprallwinkel erzeugt werden. Somit prallen die Partikel z.B. von der konvexen Oberfläche der runden Schaufeln im Vergleich zu den graden Oberflächen der Rechteck- und Trapezform mit größerer Streuung ab [8].

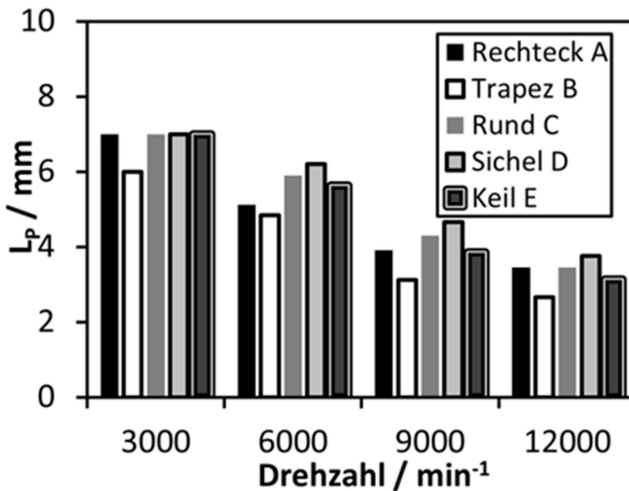


Abb. 115: Pralllänge  $L_p$  in Abhängigkeit von Schaufelgeometrie und Drehzahl [8]



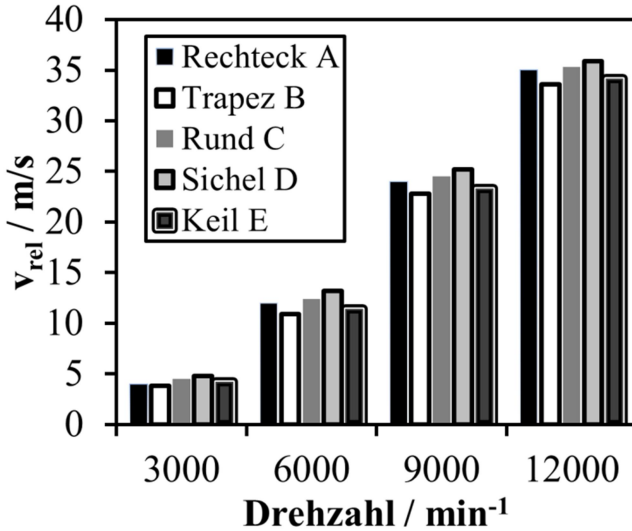


Abb. 116: Relative Partikelgeschwindigkeit  $v_{rel}$  in Abhängigkeit von Schaufelgeometrie und Drehzahl [8]

Bei Betrachtung des Drehzahlbereiches von 6.000 bis 12.000  $\text{min}^{-1}$  wird deutlich, dass alle Schaufelgeometrien mit zunehmender Drehzahl eine Fokussierung des Partikelstromes aufweisen (vgl. Abb. 115 und Abb. 116). Hierbei hängt der Grad der Fokussierung des Partikelstromes ( $L_p$ ) von der jeweils verwendeten Schaufelgeometrie ab. Besonders auffällig ist das Bewegungsverhalten der Partikel bei Verwendung der trapez- und sichelförmigen Schaufelgeometrie. Während die Trapezform durch ihre ausgeprägte Wirbelströmung bei jeder Drehzahl die stärkste Partikelfokussierung verursacht, produziert die Sichelform durch den parallel zur nacheilenden Schaufel verlaufenden Sichtluftstrom, stets den am geringsten fokussierten Partikelstrom (vgl. Abb. 115 und 117). Hierbei erfährt der Partikelstrom aufgrund von Trägheitseffekten und der Einwirkung der Zentrifugalkraft auch ohne Ausbildung einer Wirbelströmung eine Fokussierung (vgl. Abb. 114 und 117). Somit werden die Aufgabegutpartikel durch die mit zunehmender Drehzahl ansteigende Zentrifugalkraft sowie der angreifenden Trägheit zur Sichelradaußenkante hin fokussiert. Generell wird eine Zunahme der Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Schaufel im Anflug auf die nacheilende Schaufel mit zunehmender Drehzahl beobachtet. Für eine gegebene Drehzahl scheint im Vergleich der verschiedenen Sichelradgeometrien die Relativgeschwindig-



keit proportional zur Pralllänge zu sein (vgl. Abb. 115), d.h. die zunehmende Fokussierung führt zu einer Reduzierung der Relativgeschwindigkeit in Folge einer Erhöhung der Partikelinteraktionen [8].

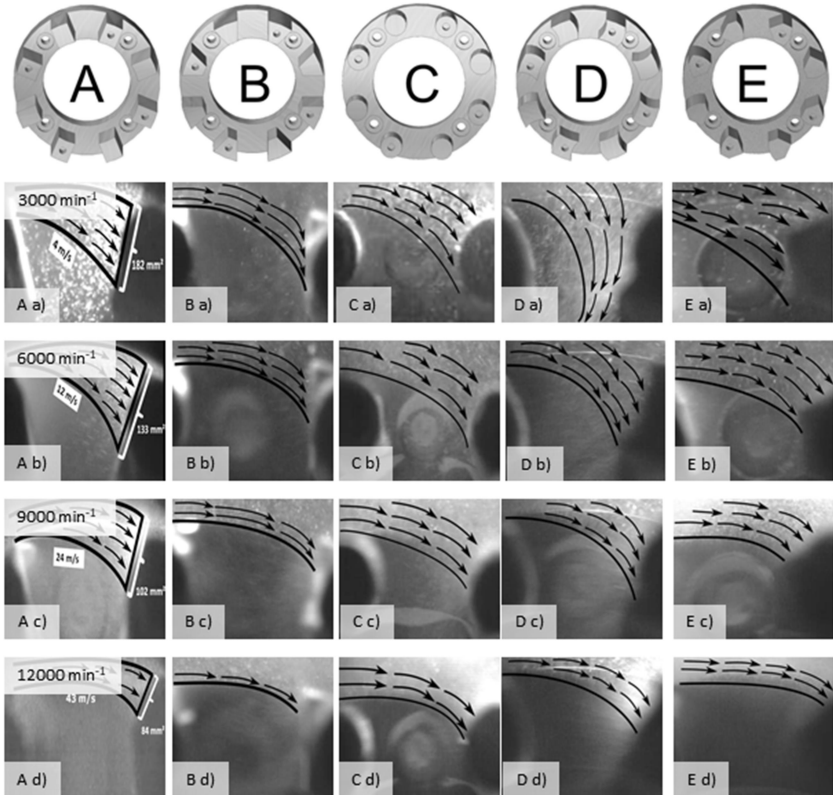


Abb. 117: Visualisierung der Partikelbewegung der untersuchten Schaufelgeometrien. A) rechteckig (original), B) trapezförmig, C) runde Stäbe, D) sichelförmig (konvex-konkav), E) keilförmig. Die Sichtraddrehzahl nimmt je Spalte von oben nach unten um jeweils 3.000 min<sup>-1</sup> zu (3.000-12.000 min<sup>-1</sup>). Die Sichträder drehen sich entgegen dem Uhrzeigersinn [8].



#### **4.1.4.2 Einfluss der Sichtschaufelgeometrie auf die Trenncharakteristik (Bereich Y)**

Zur Bestimmung des sichtradschaufelgeometrieabhängigen Trennprozesses wurde als Aufgabegut ein Kalkstein (Saxolith 70 HE,  $\text{CaCO}_3$ ) mit einer Partikelgröße von  $x_{10,3} = 5,9 \mu\text{m}$ ,  $x_{50,3} = 59,9 \mu\text{m}$  und  $x_{90,3} = 179,5 \mu\text{m}$  verwendet. Im Gegensatz zu den Versuchen zur Erfassung von Fluid- und Partikelbewegung mittels Hochgeschwindigkeitskamera wurden die folgenden Experimente bei wesentlich höheren Gutbeladung ( $\mu = 1\text{-}5 \text{ wt}\%$ ) durchgeführt, nachdem verstärkt auch Partikel-Partikel-Wechselwirkungen in Betracht gezogen werden müssen [8].

Dass die Schaufelgeometrie nicht nur einen Einfluss auf die Sichtluft- und Partikelbewegung hat, machen die geometrie- und drehzahlabhängigen Trenngradkurven in Abbildung 118 deutlich. Abbildung 118 zeigt beispielhaft für eine Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  und eine Gutbeladung von 3 wt%, dass die Trenngradkurve von der Schaufelgeometrie abhängt. Um die Vielzahl der Messwerte der einzelnen Trenngradkurven in Abhängigkeit von Schaufelgeometrie, Sichtraddrehzahl und Gutbeladung miteinander vergleichen zu können, wurden in Abbildung 119 und 120 die Ergebnisse als Trenngrenzen dargestellt [8].

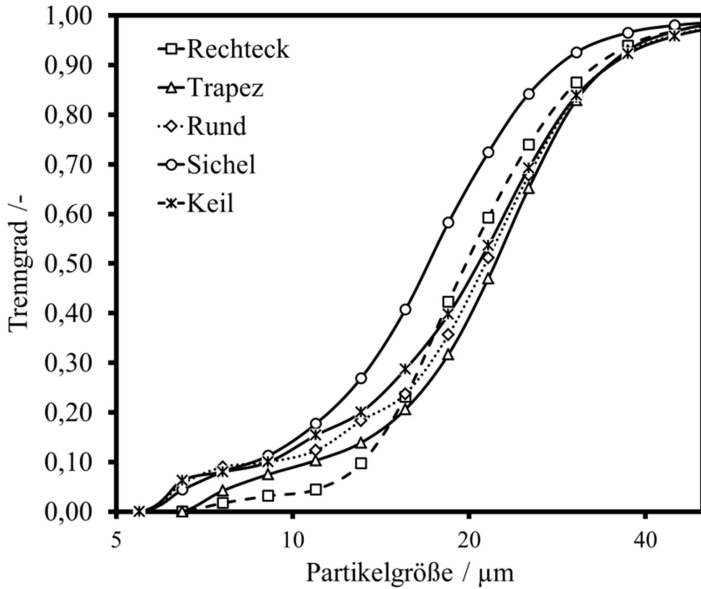


Abb. 118: Trenngradkurven für verschiedene Schaufelformen bei einer Drehzahl von  $9000 \text{ min}^{-1}$  und einer Gutbeladung von 3 wt% [8].

Für die einzelnen Sichträder verschiebt sich die Trenngrenze unabhängig von der Schaufelform mit ansteigender Drehzahl und zunehmender Gutbeladung ins Feine (vgl. Abb. 119 und 120). Eine Betrachtung der beiden Diagramme macht abermals deutlich, dass die Drehzahl einen deutlich größeren Einfluss auf die Partikeltrennung hat als die Gutbeladung. Besonders treten hier die Ergebnisse der trapez- und sichelförmigen Schaufeln hervor. Ein Vergleich von Abbildung 114 und 117 mit 119 veranschaulicht, dass unter Verwendung der sichelförmigen Schaufelform eine verminderte Fokussierung des Partikelstromes zu einer deutlichen Reduzierung der Trenngrenze führt. Es muss davon ausgegangen werden, dass die Reduzierung der Wirbelbildungen sowie die Aufweitung des Partikelstromes zu einer Verminderung der Partikel-Partikel-Wechselwirkungen führt. Dieses bietet den einzelnen Partikeln die Möglichkeit über die Schlepp- oder Zentrifugalkraft abgetrennt und nicht durch eine Schwarmbewegung im Partikelkollektiv klassiert zu werden. Im Gegensatz hierzu erzeugte die starke Fokussierung des Partikelstromes der trapezförmigen Schaufelform aufgrund vermehrter Partikel-Partikel-Stöße die größten Trenngrenzen. Wird die Trenngrenze der trapezförmigen

Schaufelform mit der rechteckigen Schaufelgeometrie (originale Bauform) verglichen, zeigt sich eine Zunahme der Trenngrenze um 104 % bei 3.000  $\text{min}^{-1}$  und 15,4 % bei 15.000  $\text{min}^{-1}$ . Für eine sichelförmige Schaufelgeometrie wurde eine Reduzierung der Trenngrenze um 32,8 bzw. 23,1 % bei einer Drehzahl von 3.000 und 15.000  $\text{min}^{-1}$  gemessen. Die sichelförmige Schaufelgeometrie veranschaulicht in Abbildung 121, dass sie bei Reduzierung der Drehzahl um 2093  $\text{min}^{-1}$  (Umfangsgeschwindigkeit -5,48 m/s) dennoch eine Trenngrenze mit identischer Partikelgröße gegenüber dem rechteckigen Standardschaufeln bei einer Drehzahl von 9.000  $\text{min}^{-1}$  erzeugen kann [8].

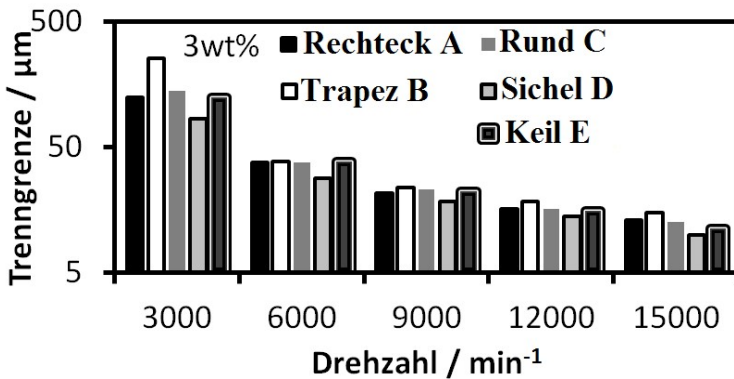


Abb. 119: Trenngrenze für verschiedene Schaufelformen im stationären Betrieb in Abhängigkeit von der Drehzahl bei einer Gutbeladung von 3 wt% [8].

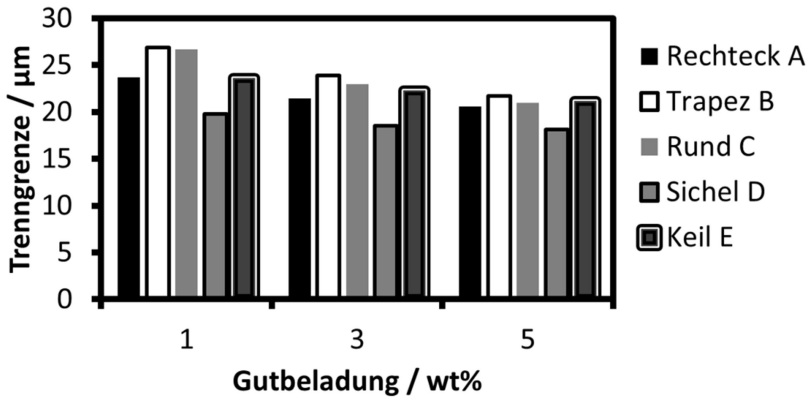


Abb. 120: Trenngrenze für verschiedene Schauffelformen im stationären Betrieb in Abhängigkeit von der Gutbeladung Drehzahl beispielhaft für eine Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  [8].

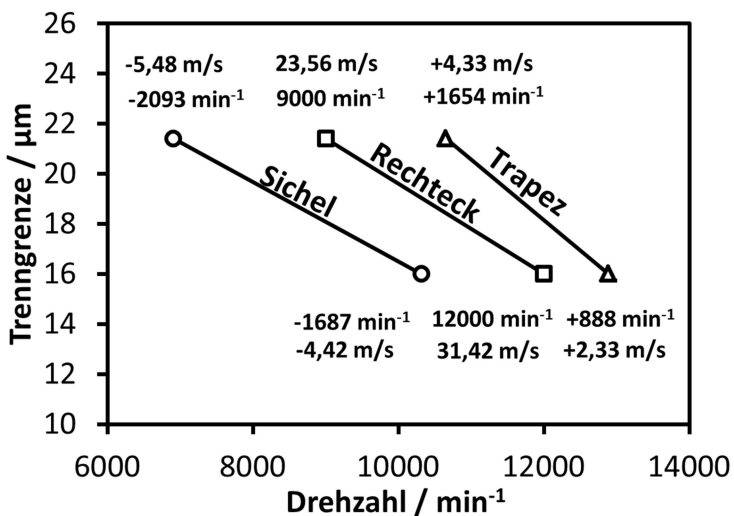


Abb. 121: Vergleich der für die Erzeugung einer identischen Trenngrenze benötigten Drehzahl bzw. Umfangsgeschwindigkeit, in Abhängigkeit der Schauffelgeometrie, für eine Gutbeladung von 3 wt%. Es wird jeweils mit den Standardwerten des Original Sichelrades mit rechteckiger Schauffelform verglichen [8].



Entgegen der Vermutung von *Toneva* [17], dass die Erzeugung einer hohen Trennschärfe durch eine Vermeidung einer Starrkörperwirbelbildung im Schaufelzwischenraum erreicht wird, stellte sich unter Verwendung unterschiedlicher Schaufelgeometrien, Gutbeladungen und Drehzahlen eine nahezu konstante Trennschärfe ein (vgl. Abb. 122 und 123). Die dargestellten Ergebnisse bestätigen die in *Abschnitt 4.1.1* getroffene Annahme, dass die Erzeugung eines Starrkörperwirbels im Schaufelzwischenraum keinen Einfluss auf die Trennschärfe hat. Vielmehr wird deutlich, dass eine parallel zu den Stromlinien der Sichtluft gebogene Schaufelform (Sichelform) durch eine Aufweitung des Fluidstromes und infolgedessen des Partikelstroms eine Reduzierung der Partikelinteraktionen und schließlich der Trenngrenze oder der Drehzahl zur Folge hat. Hierbei konnte jedoch keine Verbesserung der Trennschärfe erzeugt werden.

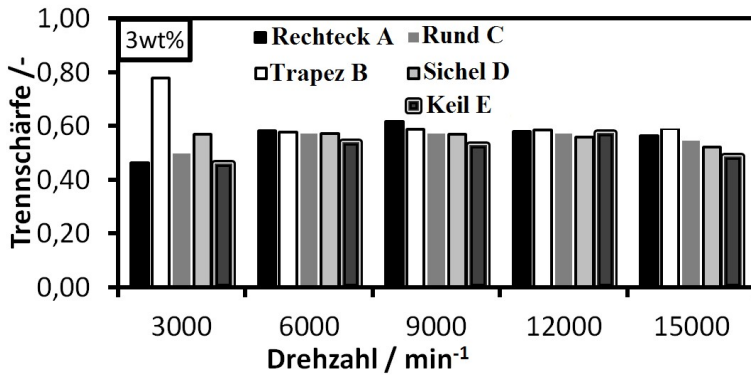


Abb. 122: Trennschärfe für verschiedene Schaufelformen im stationären Betrieb in Abhängigkeit von der Drehzahl bei einer Gutbeladung von 3 wt% [8].

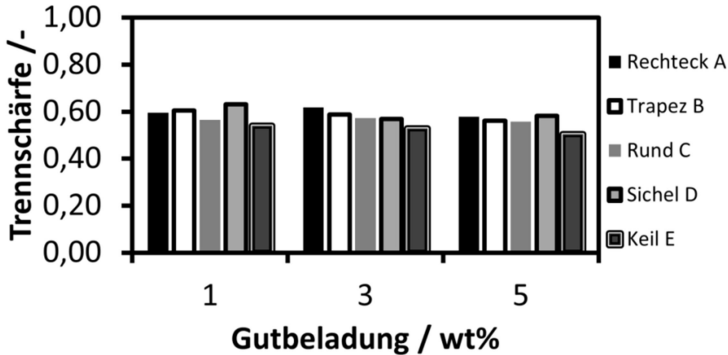


Abb. 123: Trennschärfe für verschiedene Schaufelformen im stationären Betrieb in Abhängigkeit von der Gutbeladung beispielhaft für eine Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  [8].

Die Ergebnisse lassen die Vermutung zu, dass die bei allen Sichträdern verzeichnete Partikelschwarmbildung (*Partikelschleier*) im Schaufelzwischenraum und die resultierenden Partikelstrahlen in der Sichtradperipherie nur eine Trennschärfe im dargestellten Größenbereich zulassen. Es wird angenommen, dass eine Optimierung der Methode der Zugabe des Aufgabegutes in Form einer Dispergierung, direkt beim Eintritt in das Gehäuse des Abweiseradsichters, in Kombination mit einem Aufschließen der Partikelstrahlen in der Sichtradperipherie (z.B. durch Pralleisten) der Schlüssel zu einer höheren Trennschärfe sein könnte. Der Einfluss der Zugabemethode sowie des Zugabeortes auf die Trenncharakteristik wird im folgenden *Abschnitt 4.1.5* betrachtet. Es soll hierbei untersucht werden, ob eine Dispergierung des Aufgabegutes alleine eine Verbesserung der Trennschärfe zur Folge hat [8].

#### 4.1.5 Einfluss von Dispergierung und Zugabeort auf die Trenncharakteristik

Um die Auswirkung der Dispergierung und des Zugabeortes bzw. des Abstandes zum Sichtradmittelpunkt auf den Trennprozess zu untersuchen, wurde das Aufgabegut einerseits über die Standard-Dosierschnecke (ca. 10 cm Abstand von der Sichtraddreache) sowie über eine Vibrationsrinne (Vibri, ca. 20 cm Abstand von der Sichtraddreache) verrieselt, während es andererseits über eine Rodos-Dispergierereinheit (ca. 20 cm Abstand von der Sichtraddreache) eingebracht wurde. Somit wird im Folgenden die

Auswirkung des Abstandes zwischen Aufgabeeort und Sichtradmittelpunkt für die Aufgabemethoden *Verrieselung* und *Trockendispersiert* verglichen. Hierbei wird das Aufgabegut über die Virbi und den Rodos direkt in die Sichtluftleitung gegeben.

Ein Vergleich der Massenanteile für Grob- und Feingut macht (vgl. Abb. 124) deutlich, dass die *Trockendispersierung* und die *Verrieselung* mittels Rodos bzw. Vibri bei einem Abstand von 20 cm zum Sichtradmittelpunkt nahezu identische Massenanteile produzieren. Ein weiterer Vergleich mit der Standard-Dosierschnecke zeigt, dass die Zugabe über Virbri und Rodos deutlich größere Grobgutmassenanteile erzeugte. Werden an dieser Stelle die Trenngradkurven der einzelnen Aufgabemethoden mit in Betracht einbezogen (vgl. Abb. 125), wird ein systematischer Fehler bei den neuen Aufgabegutmethode erkennbar. *Stieß* [20] beschreibt diesen Fehler damit, dass die in der Trennzone eines Apparates stattfindende Teilung überlagert ist. Infolgedessen verlässt ein bestimmter Mengenanteil  $\tau$  den Siebtrichter ohne je klassiert worden zu sein. Dies bedeutet, dass bei der Virbi- sowie der Rodos-Methode durch den größeren Abstand zum Siebtrichter ein Teil des Aufgabegutes ohne Siebung direkt in das Grobgut ausgetragen wurde. Eine einfache Bilanzierung (68) des in Abbildung 126 gestrichelten Bilanzraumes ergibt für die gemessene Trenngradkurve die Gesamtanordnung mit  $\tau = m_{A2}/m_A$ , wobei  $m_A$  den Aufgabegutmassenstrom und  $m_{A2}$  den nicht gesichteten direkt in das Grobgut abgehenden Anteil des Aufgabegutes darstellen [20]:

$$T(x) = \frac{m_G}{m_F} \cdot \frac{q_G(x)}{q_A(x)} = \tau + (1 - \tau) \cdot T^*(x) \quad (68)$$

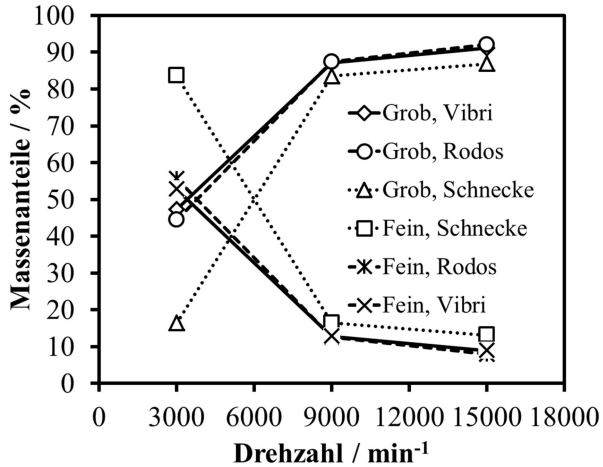


Abb. 124: Massenanteile für Grob- du Feingut in Abhängigkeit von der Sichtraddrehzahl bei einer Gutbeladung von 3 wt% für verschiedene Aufgabemethoden.

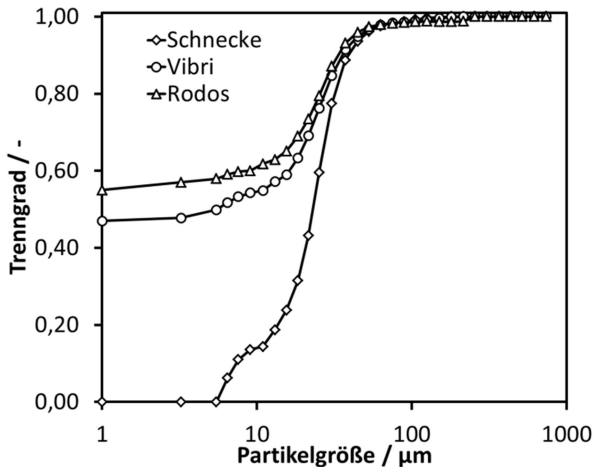


Abb. 125: Originale Trenngradkurven für eine Drehzahl von 9.000 min<sup>-1</sup> und eine Gutbeladung von 3 wt% für verschiedene Aufgabemethoden.

Die eigentliche Klassierung ergibt sich nach *Stieß* aus der mittels Gl. (69) berechneten Trenngradkurve  $T^*$  (vgl. Abb. 127) [20].

$$T^*(x) = \frac{T(x) - \tau}{(1 - \tau)} \quad (69)$$

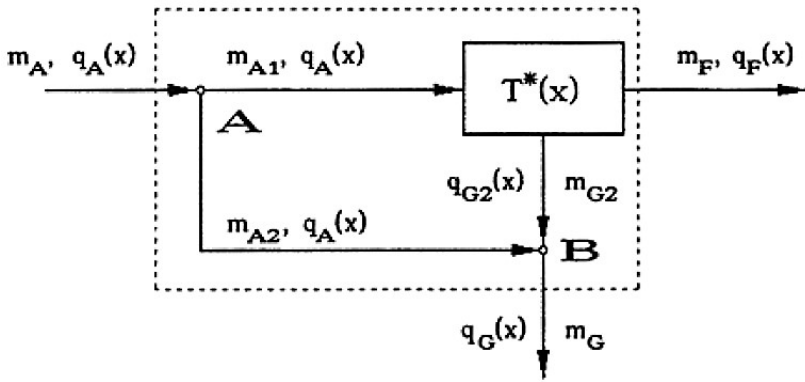


Abb. 126: Schaltung der Klassierung mit überlagerter Teilung. A: Teilungspunkt, B: Vereinigungspunkt [20]

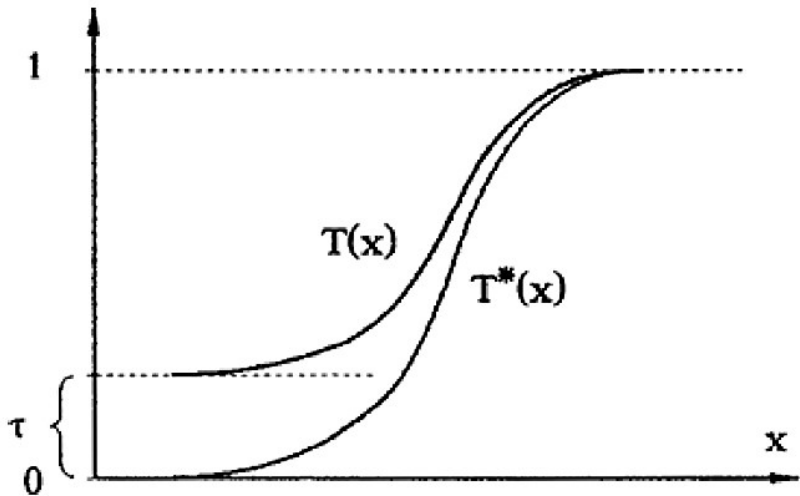


Abb. 127: Trenngradkurve  $T(x)$  der Klassierung mit überlagerter Teilung [20]

Unter Zuhilfenahme der Mengenanteile  $\tau$  (vgl. Abb. 128) und Gl. (68) konnten die Trenngradkurven des eigentlichen Trennprozesses (vgl. Abb. 129) berechnet werden. Hierbei erzeugte die *Trockendispersierung* mit dem Rodos bei allen Drehzahlen und Gutbeladungen den größten Mengenanteil  $\tau$ . Somit erzeugt die *Trockendispersierung* gegenüber der *Verrieselung* eine größere ungesichtete Aufgabefraktion.

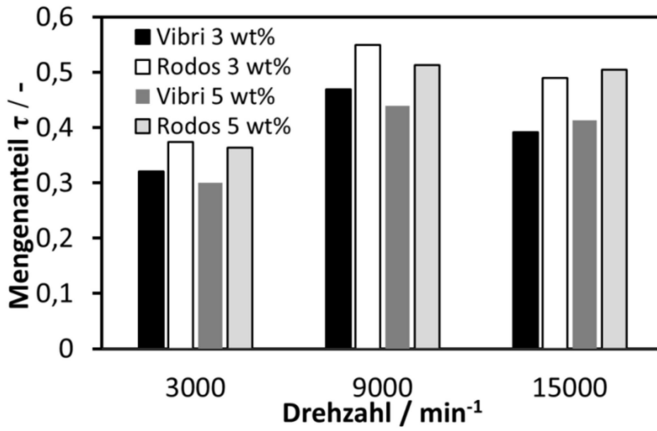


Abb. 128: Mengenanteile  $\tau$  in Abhängigkeit von Drehzahl, Gutbeladung und Aufgabemethode

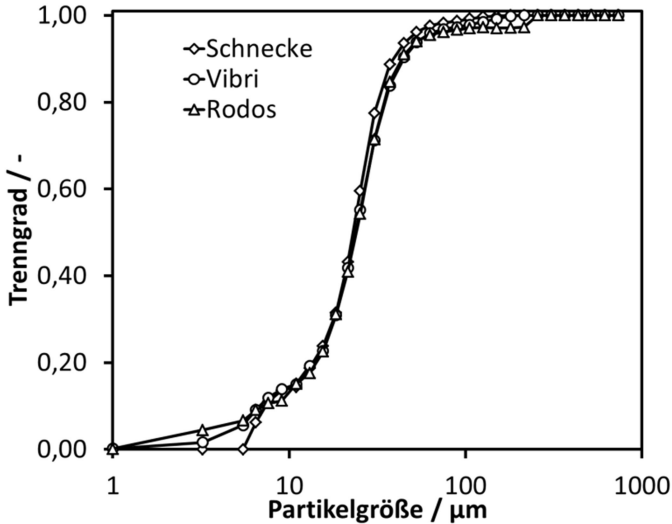


Abb. 129: Korrigierte Trenngradkurven für  $9.000 \text{ min}^{-1}$  und 3 wt%

Dass die Trenngrenzen durch diese Korrektur beeinflusst werden, macht ein Vergleich von Abb. 125 und 127 ersichtlich. Wird jedoch die Trennschärfe bei den Kurven  $T(x)$  und  $T^*(x)$  an identischen Punkten der Steigung abgelesen, ergeben sich identische Ergebnisse. Um die einzelnen Aufgabemethoden miteinander in Beziehung bringen zu können, werden im Folgenden die Ergebnisse der korrigierten Kurven  $T^*(x)$  betrachtet. Ein Vergleich der aus den Trenngradkurven abgelesenen Trenngrenzen  $T(x_{50})$  verdeutlicht in Abhängigkeit von Drehzahl (vgl. Abb. 130) sowie Gutbeladung (vgl. Abb. 131), dass weder die Aufgabemethode noch der Abstand zum Sichtrad eine Veränderung der Trenngrenze erzielte. Vielmehr konnte eine reine Abhängigkeit von der Drehzahl des Sichtrades aufgezeigt werden. Des Weiteren wird deutlich, dass die verbesserte Verteilung des Aufgabegutes im Fluidstrom, infolge der *Trockendispergierung*, durch Ausbildung des Hold-up-Rings und der Bildung von Partikelstrahlen in der Sichtradperipherie, zu vernachlässigen ist. Somit scheint erneut der Einfluss der Partikelstrahlen auf die Trenncharakteristik sichtbar.

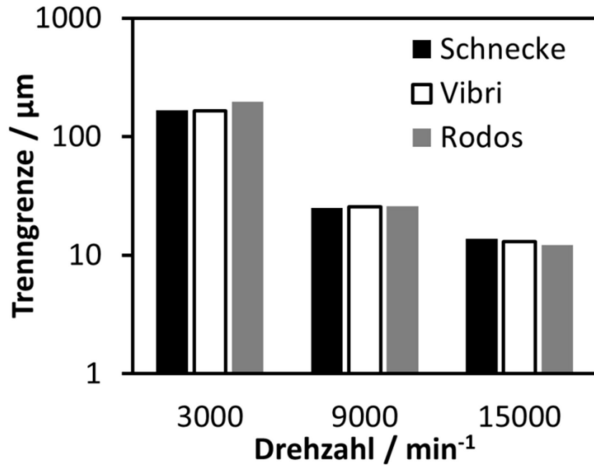


Abb. 130: Trenngrenze in Abhängigkeit der Drehzahl für eine Gutbeladung von 3 wt% für verschiedene Aufgabemethoden

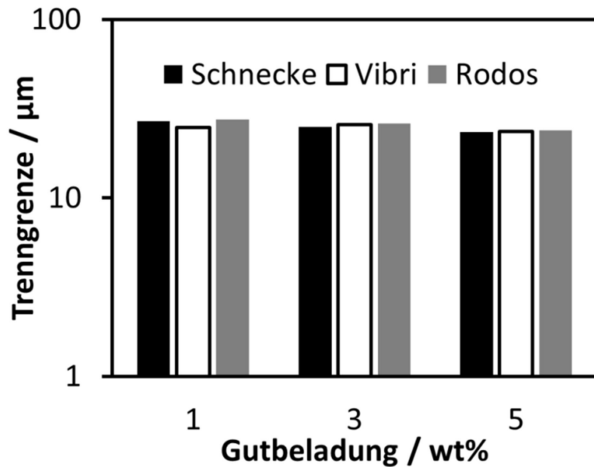


Abb. 131: Trenngrenze in Abhängigkeit der Gutbeladung für eine Drehzahl von 9.000 min<sup>-1</sup> für verschiedene Aufgabemethoden

Demnach ist es nicht verwunderlich, dass auch in dieser Versuchsreihe die Ergebnisse der Trennschärfen nur in einem kleinen Bereich schwanken. In Abhängigkeit von der Sichtraddrehzahl für eine konstante Gutbeladung von



3 wt% schwankt die Trennschärfe im Mittel um  $0,48 \pm 0,05$  (vgl. Abb. 132), während sie in Abhängigkeit von der Gutbeladung bei einer konstanten Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  um  $0,51 \pm 0,05$  (vgl. Abb. 133) schwankt.

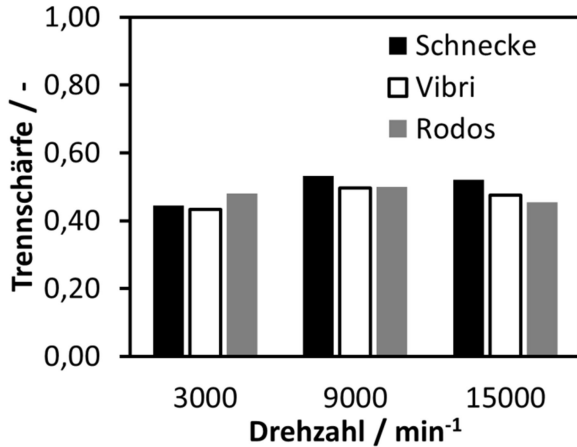


Abb. 132: Trennschärfe in Abhängigkeit der Drehzahl für eine Gutbeladung von 3 wt% für verschiedene Aufgabemethoden

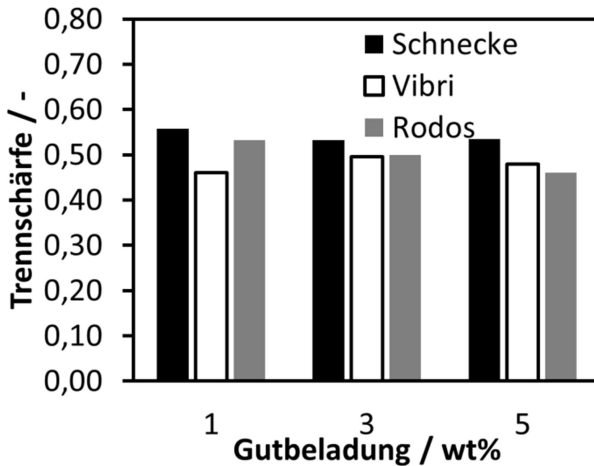


Abb. 133: Trenngrenze in Abhängigkeit der Gutbeladung für eine Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  für verschiedene Aufgabemethoden

Überraschenderweise konnte nachgewiesen werden, dass die Aufgabe mit der Standard-Dosierschnecke (Abstand Zugabeort-Sichtradzentrum 10 cm) besonders bei mittleren und hohen Drehzahlen die größte Trennschärfe erzeugte. Hierbei muss in nachfolgenden Experimenten die Auswirkung einer sichtradenahen Pulverzugabe auf die Trenncharakteristik untersucht werden. Schlussfolgernd muss davon ausgegangen werden, dass die Strähnenbildung in der Peripherie des Sichtrades den limitierenden Faktor der Trenncharakteristik dieses Abweiseradsichtertyps darstellt. Um den sieb- bzw. filternden Effekt der Strähnen aufzubrechen, müssen Einbauten wie Pralleisten in Peripherie eingebaut werden. Die dargestellten Ergebnisse lassen die Annahme zu, dass eine optimale Führung der Fluidströmung und Partikelbewegung durch eine um das Sichtrad mit sichelförmiger Schaufelgeometrie (kein Starrkörperwirbel in Schaufelzwischenraum) angeordnete *Trockendispergierung* des Aufgabegutes in Kombination mit strähnenaufbrechenden Pralleisten (vgl. Abb. 134) eine Erhöhung der Trennschärfe sowie eine Reduzierung der Feingutpartikelgröße und/oder Sichtraddrehzahl bewirken könnte.

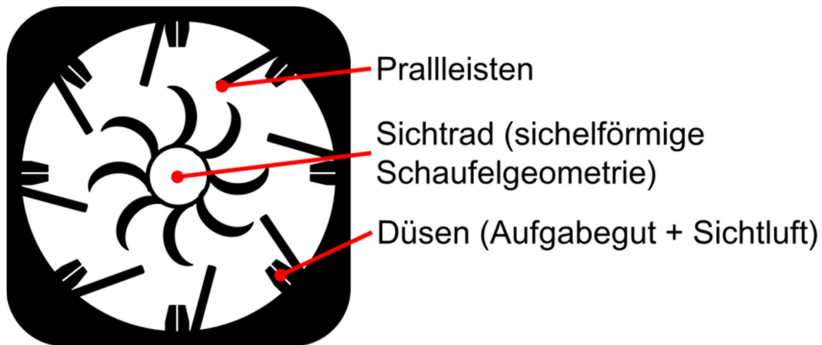


Abb. 134: Schematische Darstellung eines Abweiseradsichters mit optimierter Fluid- und Partikelbewegung (Drehrichtung entgegen dem Uhrzeigersinn)

## 4.2 Der instationäre Betrieb:

### 4.2.0 Einleitung

Um die Frage zu klären, wie sich die Dynamik der Trenncharakteristik des hier beschriebenen Abweiseradsichters beim Einfahren (instationärer Betrieb) bis zur Erzeugung einer konstanten Feingut- bzw. Grobgutfraktion verhält, werden im folgenden Versuche bei sich ändernden Betriebsbedingungen betrachtet. Hierbei wird die Frage gestellt, welche Zeit der Sichtprozess zur Ausbildung einer stationären Fluidströmung (vgl. *Abschnitt 4.1.1*) sowie einer stationären Partikelführung benötigt. In *Abschnitt 4.2.1* wird in diesem Rahmen zuerst das Hochfahren (Anfahrprozess) von 0 bis  $15.000 \text{ min}^{-1}$  sowie das Runterfahren (Abfahrprozess) des Sichters von  $15.000$  bis  $0 \text{ min}^{-1}$  (in jeweils 10 min) untersucht, während in *Abschnitt 4.2.2* das Einfahren des Sichtprozesses bei konstanter Drehzahl bis zum Erreichen einer konstanten Partikeltrennung (konstante Massenanteile und Trenngrenze) betrachtet wird. Nachdem die Untersuchungen der *Abschnitte 4.2.1* und *4.2.2* mit der Off-Line-Probenahme-Methode (vgl. *Abschnitt 3.7*) durchgeführt wurden, war es nur möglich, Proben in größeren zeitlichen Sprüngen (2 oder 5 min) zu untersuchen. Vorteil dieser Methode ist jedoch, dass neben den Partikelgrößenverteilungen von Grob- und Feingut auch die dazugehörigen Massenanteile erhoben und daraus folgend die zeitaufgelöste Trenngradkurve, Trenngrenze und Trennschärfe berechnet werden konnte. In *Abschnitt 4.2.3* werden zum Abschluss dieses Abschnitts die Versuchsparameter des An- und Abfahrbetriebs sowie des Einfahrens in einen konstanten Sichtprozess und die Einwirkung einer schlagartigen Drehzahländerung in kurzen Zeitabständen (5 und 10 Sekunden) betrachtet. Hierfür wird die Feingutpartikelgröße mit der eigens konstruierten In-Line-Messküvette (*Abschnitt 3.7.3*) in mehreren Sekundenabständen aufgenommen.

## 4.2.1 Der An- und Abfahrprozess

Zur Untersuchung des instationären Betriebs sind in Abbildung 135 die Grob- und Feingutmassenanteile während der Anfahrphase (zunehmende Drehzahl), stationärer Betriebsphase (konst. Drehzahl) und Abfahrphase (abnehmende Drehzahl) gezeigt. Es fällt auf, dass der Grobgutmassenanteil erst nach ca. 4 min signifikant ansteigt, bevor er nach 10 min bei max. Drehzahl in den stationären Bereich übergeht. Des Weiteren wird deutlich, dass sich beim Abfahren ein konstanter Bereich einstellt, der erst nach einer Prozesszeit von 26 min abfällt.

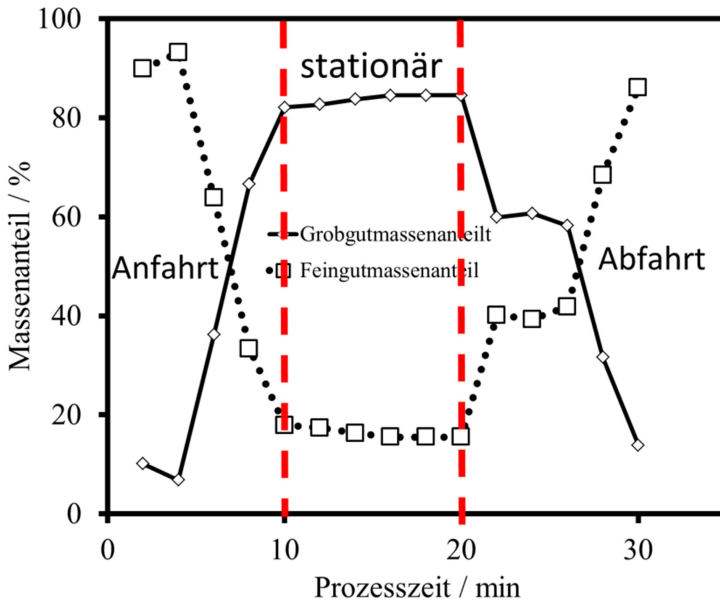


Abb. 135: Massengutanteile in Abhängigkeit von der Prozesszeit. Anfahr des Sichtrades von 0 bis  $15000 \text{ min}^{-1}$  sowie Abfahr von  $15000$  nach  $0 \text{ min}^{-1}$  in jeweils 10 Minuten

Hierbei ist der Anfahrprozess mit einer Verschiebung der Trenngrenze (vgl. Abb. 136) mit zunehmender Drehzahl gekoppelt, welche sich aber nicht wesentlich vom stationären Verhalten (*Abschnitt 4.1.2*) unterscheidet. Dies deutet darauf hin, dass der Massenstrom den Sichtprozess nicht kontinuierlich verlässt, sondern sich vielmehr ein Hold-up um das Sichtrad

ausbildet. Durch Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen war es möglich die Ausbildung des Hold-up's zu visualisieren (vgl. Abb. 137).

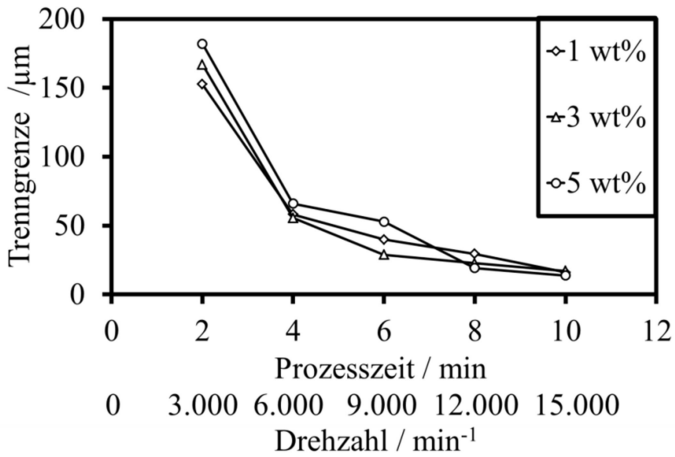


Abb. 136: Trenngrenze in Abhängigkeit von der Prozesszeit. Anfahrt des Sichtrades von 0 bis 15000  $\text{min}^{-1}$  in 10 Minuten



Abb. 137: Bild des Hold-up's um das Sichtrad bei hoher Konzentration nahe der äußeren Kante des Sichtrades, umgeben von einer diffuseren Zone [48].

Eine Betrachtung der im Rahmen der An- und Abfahrphasen untersuchten Partikelgrößenverteilungen verdeutlicht, dass eine Partikelgrößenfraktion (P\_Fraktion, vgl. Abb. 138 und 139) ohne Zugabe an weiterem Aufgabegut im Sichter verbleibt, bis das Sichtrad und der Sichtluftvolumenstrom

angehalten wird. Es ist erkennbar, dass das Gemisch aus Grob- und Feingut nach der Sichtung mit dem ATP 50 (AG nach ATP 50) gegenüber dem originalen Aufgabegut (oAG) und dem im ATP 50 ohne Betrieb des Sichtrades nur windgesichtetem Aufgabegut (AG windgesichtet) einen deutlich feineren  $x_{50}$  aufweist. Des Weiteren zeigt die im Sichter verbleibende Fraktion (P\_Fraktion), einen deutlich größeren  $x_{50}$  gegenüber den beiden Fraktionen „oAG“ und „AG windgesichtet“. Wird an dieser Stelle ein Gemisch aus den Fraktionen „AG nach ATP 50“ und „P\_Fraktion“ angefertigt und in das Diagramm eingefügt, wird deutlich, dass dieses Gemisch eine nahezu identische Partikelgrößenverteilung wie die des originalen Aufgabegutes aufweist. Die einzelnen Partikelgrößen beweisen, dass sich wie von *Toneva et al.* [17] vermutet im Sichtprozess des Abweiseradsichters einer Partikelgrößenfraktion anreichert, bevor sie nach vollständiger Beladung der Fluidströmung oder nach Abschalten der Anlage und somit der Aufhebung der Fluidströmung ausgetragen wird. Die charakteristischen Zeiten für das Auffüllen des Hold-up's und dessen Auswirkung auf die Trenncharakteristik wird im nächsten Abschnitt bei konstanter Drehzahl behandelt.

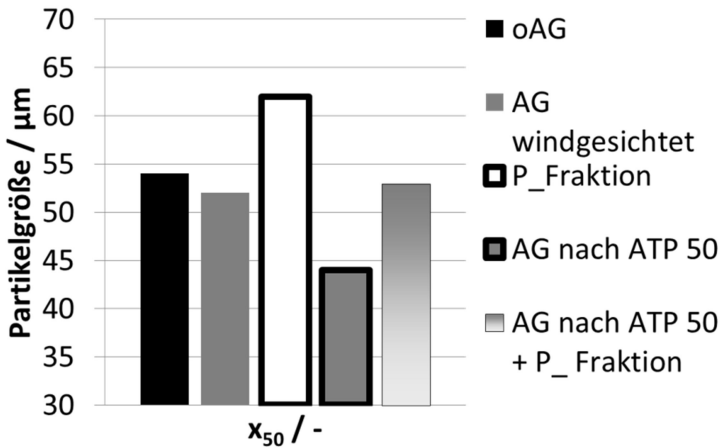


Abb. 138: Partikelgröße  $x_{50}$  für verschiedene Fraktionen. oAG = originales Aufgabegut, AG windgesichtet = im Abweiseradsichter gesichtetes oAG ohne Sichterbetrieb, P\_Fraktion = im Sichter angereicherte Partikelfraktion, AG nach ATP 50 = Gemisch aus Grob- und Feingutfraktion nach der Sichtung.

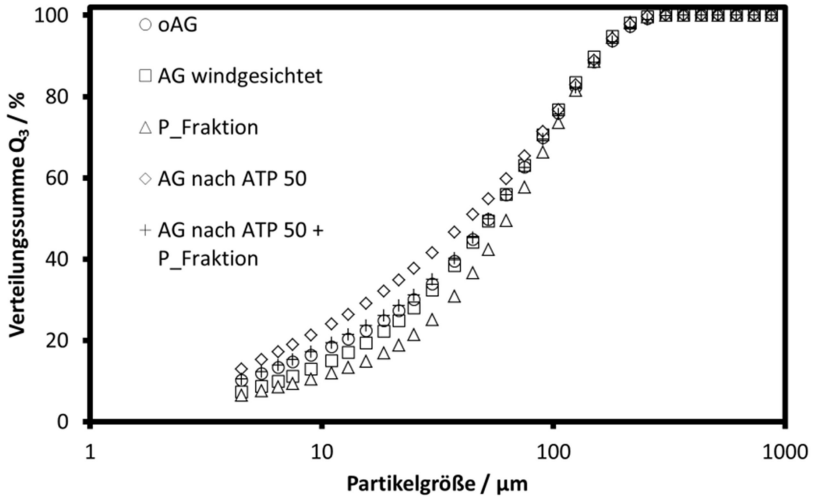


Abb. 139: Partikelgrößenverteilung verschiedener Fraktionen. oAG = originales Aufgabegut, AG windgesichtet = im Abweiseradsichter gesichtetes oAG ohne Sichterbetrieb, P\_Fraktion = im Sichter angereicherte Partikelfraktion, AG nach ATP 50 = Gemisch aus Grob- und Feingutfraktion nach der Sichtung.

#### 4.2.2 Sichtcharakteristik im instationären Betrieb

In dem folgenden Abschnitt wird das Trennverhalten bzw. das Einfahren bis zur Erzeugung eines konstanten Trennvorganges mit konstanten Massenanteilen und Trenngrenzen diskutiert. Da der Trennvorgang zwischen den Schaufeln sehr schnell von statten geht (in Millisekunden), wird zumeist vermutet, dass der gesamte Trennprozess ebenfalls schnell einen stationären Zustand erreicht. Im Folgenden wird jedoch gezeigt, dass je nach Drehzahl bzw. Umdrehungsgeschwindigkeit des Sichterades und Gutbeladung es bis zu 50 min dauern kann, um ein stationäres Trennverhalten zu erreichen. In Abbildung 140 sind die Massenanteile des Fein- und Grobgutes in Abhängigkeit von der Prozesszeit für unterschiedliche Gutbeladungen dargestellt. Bei einer Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  wird die stationäre Trennung mit zunehmender Gutbeladung mit einem zunehmend höheren Anteil an grobem Material schneller erreicht. Das gleiche Verhalten, jedoch spiegelsymmetrisch, gilt hierbei für das feine Material [48].

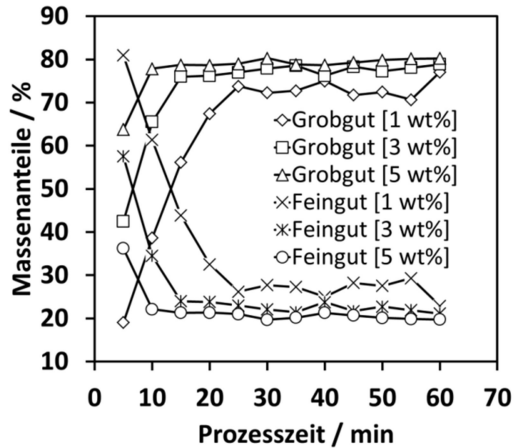


Abb. 140: Grob- und Feinmassenanteil in Abhängigkeit von der Prozesszeit für eine Gutbeladung von 1 bis 5 wt% und konstante Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  aufgetragen [48].

Eine ähnliche Beobachtung konnte für die Trennkurve bei verschiedenen Drehzahl und Gutbeladung gemacht werden. Abbildung 141 veranschaulicht beispielhaft, dass bei  $9.000 \text{ min}^{-1}$  und 3 wt% ein stationäres Trennverhalten erst nach etwa 25 min erreicht wird [48].

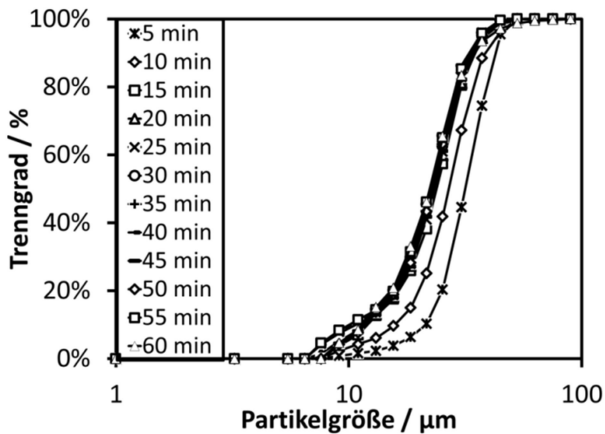


Abb. 141: Trenngrad für verschiedene Prozesszeiten bei einer Gutbeladung von 3 wt% und eine Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  [48]



Um einen Trend aus den ermittelten Daten ableiten und den charakteristischen Zeitpunkt des Eintritts (vgl. Abb. 142 und 143) in den stationären Trennprozess  $\pm 3\%$  parametrisieren zu können, wurden die Trenngrenzen (Abb. 144) sowie die Trennschärfen (Abb. 145) in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung gegenübergestellt. Wie aus den Abbildungen deutlich wird, erreicht die Trenngrenze (vgl. Abb. 142 und 144) sowie die Trennschärfe (vgl. Abb. 143 und 145) mit zunehmender Sichtraddrehzahl und/oder Gutbeladung schneller einen konstanten Zustand. Diese Ergebnisse sowie die Hochgeschwindigkeitskameraanalysen (vgl. Abb. 137, *Abschnitt 4.2.1*) zeigen, dass sich die Partikel in einem Hold-up-Ring um das Sichtrad ansammeln [48].

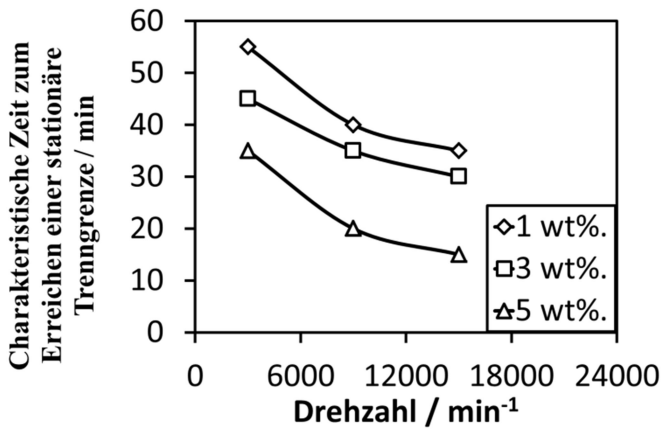


Abb. 142: Charakteristischer Zeitpunkt zum Erreichen einer stationären Trenngrenze in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung [48]

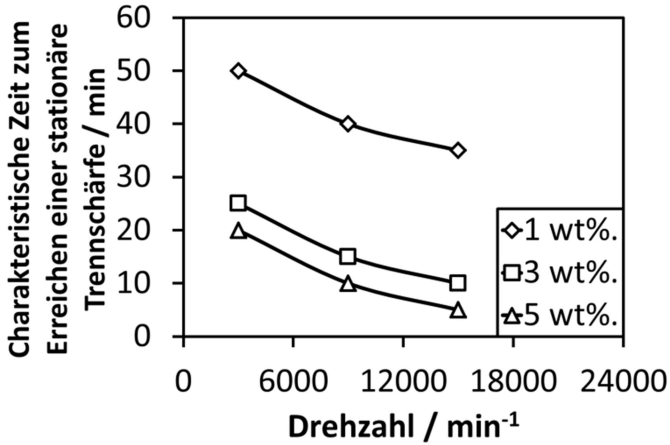


Abb. 143: Charakteristischer Zeitpunkt zum Erreichen einer stationären Trennschärfe in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung [48]

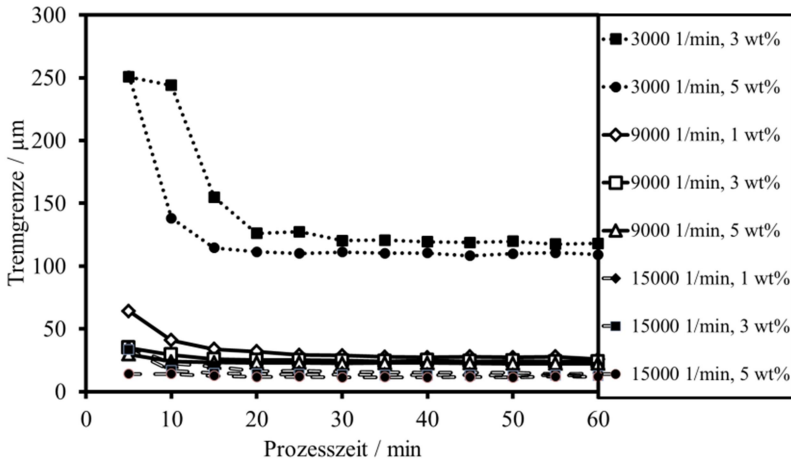


Abb. 144: Trenngrenzen in Abhängigkeit der Prozesszeit bei einer Gutbeladung von 1 bis 5 wt% und eine Drehzahl von 3.000 bis 15.000 min<sup>-1</sup>.

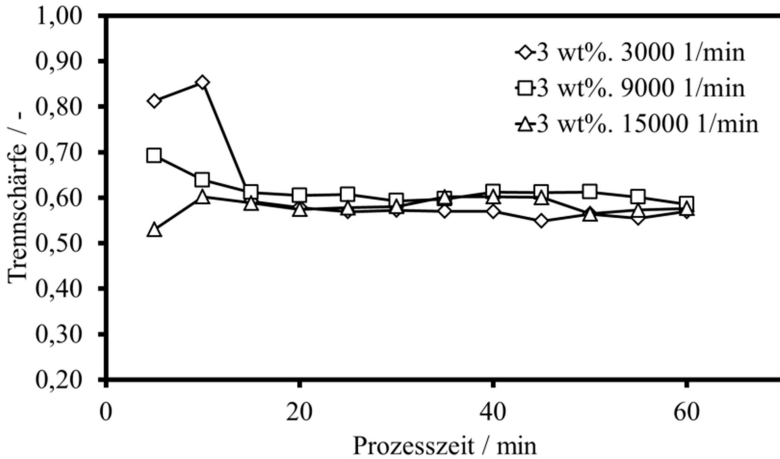


Abb. 145: Trennschärfe in Abhängigkeit der Prozesszeit bei einer Gutbeladung von 3 wt% und eine Drehzahl von 3.000 bis 15.000  $\text{min}^{-1}$ .

Dieser Ring besteht aus sich dem Sichtrad nähernden sowie aus dem Schaufelzwischenraum abgelenkten Partikeln, wobei die Partikelkonzentration zur Sichtradaußenkante zunimmt. Wenn man annimmt, dass die Kapazität dieses Hold-up-Rings konstant ist, wird die Abhängigkeit der charakteristischen Zeit, zur Erlangung des stationären Zustands auf Drehzahl bzw. Umfangsgeschwindigkeit und Gutbeladung offensichtlich. Die Zeit zum Füllen des Rings skaliert hierbei umgekehrt mit dem Massendurchsatz, der wiederum durch die Partikelgeschwindigkeit (Umfangsgeschwindigkeit) und die Partikelkonzentration (Gutbeladung) bestimmt wird [48].

Die Visualisierung der Sichtradperipherie veranschaulichte, dass sich Partikel aus dem Hold-up-Ring in die Sichtzone (Schaufelzwischenraum) hinein und die abgewiesenen Partikel aus der Sichtzone über den Hold-up in die Peripherie bewegen. Hierbei wurde ein Zusammenspiel aus Hold-up und Partikelstrahlen beobachtet. Es zeigte sich, dass der Sichter nicht nur eine gewisse Zeit benötigt um den Hold-up-Ring zu füllen, er benötigt des Weiteren eine charakteristische Zeit zur Erzeugung der Partikelstrahlen, welche mit der Ausbildung des Hold-up korreliert. Hierbei entfernen die Partikelstrahlen mit zunehmender Größe und Viskosität den Hold-up-Ring vollständig von der Sichtradaußenkante. Obwohl sich der Hold-up im stationären Prozess nach einigen Millisekunden erneut gebildet hat, muss

davon ausgegangen werden, dass über die Strähnen eine erhebliche Menge an Feingutpartikeln mit dem Hold-up in das Grobgut ausgetragen werden [48].

Bei einer industriellen Anwendung ist die Betriebszeit des Abweiseradsichters durch einen 8, 12 oder sogar 24 Stundenbetrieb so groß, dass die Zeit, die benötigt wird, um eine stationäre Trennung zu erreichen, als vernachlässigbar angesehen werden kann. Dennoch zeigt der Grund für diese Zeitspanne, d.h. der Hold-up-Ring, seinen Einfluss auf die Partikelgröße und -geschwindigkeit sowohl in der Sichtzone als auch in der Sichtradperipherie. Während eine detaillierte Untersuchung der Eigenschaften des Hold-up-Rings sowie der Interaktion mit den Partikelsträhnen über den Rahmen dieser Arbeit hinausgeht, wird das Partikelverhalten im gesamten Abweiseradsichter in *Anhang 9.1* als Formelsatz beschrieben und als Modell des Schaufelzwischenraums zur Berechnung von Trenngrenze und Trenngrad in *Abschnitt 6.1* dargestellt [48].

### **4.2.3 Bestimmung der Feingutpartikelgröße im instationären Betrieb mittels In-Line Messküvette**

#### ***4.2.3.0 Einleitung***

Nachdem die in *Abschnitt 4.2.1* und *4.2.2* dargestellten Ergebnisse die Dynamik der Trenncharakteristik in groben Sprüngen zeitaufgelöst darstellen konnten, wird im folgenden Abschnitt die Trenncharakteristik im instationären Betrieb bei sich ändernder Drehzahl bzw. dem Einfahren in einen stationären Prozess zeitaufgelöst in 5 und 10 Sekundenabständen betrachtet. Hierfür wurde die in *Abschnitt 3.7.3* beschriebene In-Line-Küvette in Kombination mit einem Laserspektrometer (Helos Fa. Simpattec) als Messsystem zur Onlinebestimmung der Feingutpartikelgröße verwendet. Da bei diesem Versuchsverfahren lediglich der Feingutmassenstrom betrachtet werden kann, entfällt eine Betrachtung der Trenngradkurven.

#### ***4.2.3.1 Betrachtung des An- und Abfahrprozesses***

Die ersten Ergebnisse dieses Abschnittes zeigen in *Abbildung 146* die Feingutpartikelgröße  $x_{95}$  der An- und Abfahrphase des Sichtprozesses für ein Kalkstein-Aufgabegut (Saxolith 40 HE) bei einer Gutbeladung 1 bis 5 wt% in Abhängigkeit der Prozesszeit in 5 Sekundenschritten. Wie auch schon in *Abschnitt 4.2.1* für die Trenngrenze beschrieben wurde,

veranschaulichen auch die Ergebnisse der In-Line-Küvette eine deutliche Abhängigkeit zwischen Drehzahl bzw. Zentrifugalkraft und Feingutpartikelgröße. Hierbei nimmt die Partikelgröße in der Anfahrphase (0 bis 60 Sekunden) von 142,81  $\mu\text{m}$  bei einer Drehzahl von 0  $\text{min}^{-1}$  nahezu linear mit ansteigender Drehzahl (bis 15.000  $\text{min}^{-1}$ ) auf 20  $\mu\text{m}$  ab. Ein identisches annähernd spiegelsymmetrisches Verhalten kann bei der Abfahrphase (140-200 Sekunden) betrachtet werden. Hierbei vergrößert sich die Feingutpartikelgröße aus dem stationären Betrieb bei konstanter Drehzahl (15.000  $\text{min}^{-1}$ ) von 20  $\mu\text{m}$  bis zum Stillstand des Sichtrades auf 170  $\mu\text{m}$ . Des Weiteren wird der zu vernachlässigende Einfluss der Gutbeladung auf den schnellen An- und Abfahrprozess deutlich. Nachdem für diese Phasen nur eine sehr kurze Zeit vorgegeben wird, die Ausbildung eines Hold-up-Rings sowie der Partikelstrahlen jedoch eine deutlich längere Prozesszeit in Anspruch nimmt, wird der Einfluss der umfangsgeschwindigkeitsabhängigen Zentrifugalkraft auf die Trenncharakteristik ohne Beeinflussung durch Partikelstrahlen deutlich.

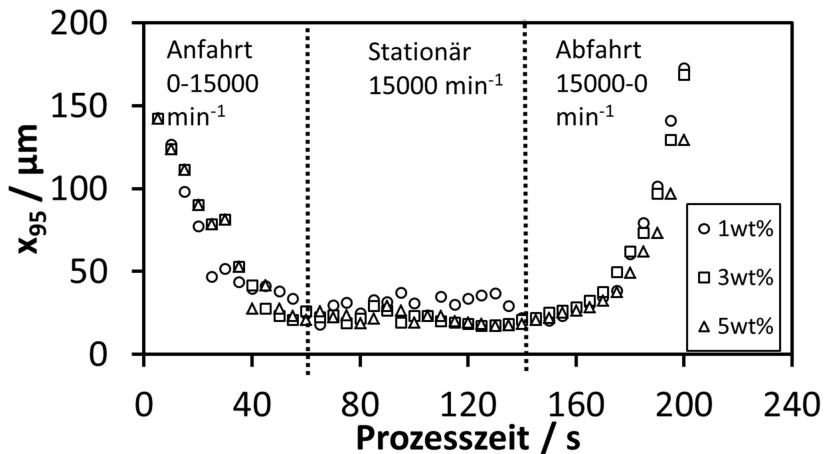


Abb. 146: Visualisierung der An- und Abfahrphase eines Sichtprozesses

#### 4.2.3.2 Auswirkung schnellen Drehzahländerungen auf die Feingutpartikelgröße

Der zweite Teil dieses Abschnittes behandelt den Einfluss einer schnellen Drehzahländerung von  $3.000$  auf  $15.000 \text{ min}^{-1}$  und zurück auf  $3.000 \text{ min}^{-1}$ . Für die Experimente wurde das aus dem Kalksteinaufgabegut (Saxolith 70 HE) abgetrennte Feingut mit der In-Line-Messküvette in 10 Sekunden schritten vermessen. Bei Einfahren des Sichtrades auf  $3.000 \text{ min}^{-1}$  steigt die Partikelgröße (vgl. Abb. 147) zuerst bis auf eine Partikelgröße  $x_{95}$  von  $170 \mu\text{m}$  ( $3 \text{ wt}\%$ ) bzw.  $216 \mu\text{m}$  ( $5 \text{ wt}\%$ ) an und fällt nach kurzer Zeit auf einen Wert von  $104$  bzw.  $90 \mu\text{m}$ . Im weiteren Verlauf wird jedoch deutlich, dass die Partikelgröße bei alle Kurven im stationären Prozess mit zunehmender Zeit geringfügig abfällt. Der bei  $3.000 \text{ min}^{-1}$  erzeugte Partikelgrößenbereich (bis 120 Sekunden) wird erst bei schneller Änderung der Drehzahl von  $3.000$  auf  $15.000 \text{ min}^{-1}$  bei einer Prozesszeit zwischen 120 und 130 Sekunden verlassen. Hierbei fällt die Partikelgröße zwischen 120 und 140 Sekunden von ca.  $100 \mu\text{m}$  auf  $24 \mu\text{m}$  ab. In diesem Größenbereich verläuft die Messung mit geringer Schwankung bis die Drehzahl bei einer Prozesszeit von 230 Sekunden erneut innerhalb von 10 Sekunden auf  $3.000 \text{ min}^{-1}$  heruntergefahren wird.

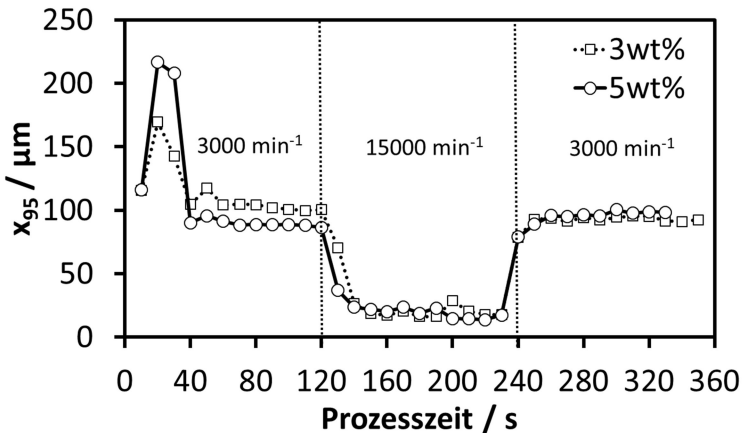


Abb. 147: Einfluss einer schlagartigen Drehzahländerung auf die Feingutpartikelgröße

Die Versuche verdeutlichen, dass sich die Partikelgröße durch schnelle Änderung der Drehzahl des Sichtrades und somit der Zentrifugalkraft nahezu schlagartig ändert. Weiter ist auffällig, dass der Einfluss der Gutbeladung auf die Trennung an dieser Stelle einen zu vernachlässigenden Einfluss hat.

#### **4.2.3.3 Einfahren in den stationären Betrieb**

Im dritten und letzten Teil dieses Abschnitts wird das Einfahren bis zur Erzeugung einer konstante Feingutpartikelgröße  $x_{95}$  bei 3.000 bis 9.000  $\text{min}^{-1}$  und einer Gutbeladung von 1 bis 5 wt% für eine Prozesszeit von 1800 Sekunden betrachtet. Das in Abbildung 148 dargestellte Diagramm veranschaulicht beispielhaft die Feingutpartikelgrößen der Versuche mit konstanten Drehzahlen von 3.000, 6.000 und 9.000  $\text{min}^{-1}$  für eine Gutbeladung von 5 wt%.

Der Einfluss der Drehzahl und Gutbeladung auf Trenngrad, Trenngrenze und Trennschärfe bei Ausbildung eines stationären Prozess wurde bereits mittels manueller Probenahme (Off-Line-Methode) und Partikelgrößenmessung in *Abschnitt 4.2.2* beschrieben. Des Weiteren zeigt jedoch auch die In-Line-Messung für kurze Zeitabstände zwischen den Messungen, dass der Sichtprozess eine gewisse Zeit benötigt um eine Feingutfraktion mit konstanter Partikelgröße zu erzeugen. Hierbei benötigt die Feingutfraktion mit zunehmender Drehzahl eine geringere Prozesszeit, wobei eine konstante Partikelgröße bei 3000  $\text{min}^{-1}$  nach ca. 200 Sekunden (vgl. Abb. 148) und bei 6.000 und 9.000  $\text{min}^{-1}$  nach ca. 130 bzw. 50 Sekunden erreicht wurde.

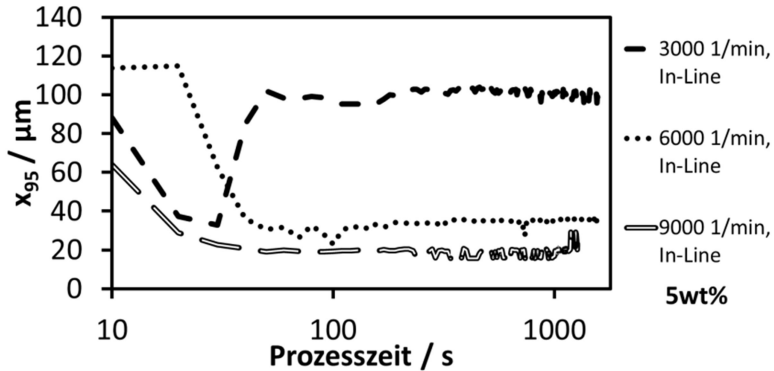


Abb. 148: Einfahren in den stationären Prozess bei konstanter Drehzahl in Abhängigkeit der Prozesszeit für eine Gutbeladung von 5 wt%.

Bei einem Vergleich der Feingutpartikelgrößen der Off- und In-Line Methode ist aufgefallen (vgl. Abb. 149 und 150), dass es bei Messungen mit der Messküvette trotz intensiver Luftspülung der Glasscheiben durch Ablagerungen sehr feiner Partikel zu Abweichungen, im feinen Größenbereich (vgl. Abb. 151 > Detektor R 15), gekommen ist. Hierbei veranschaulicht ein Vergleich des groben Partikelgrößenmessbereichs (vgl. Abb. 151 < Detektor R 15) beider Messmethoden einen vergleichbaren Kurvenverlauf. Aus diesem Grund wurde die Partikelgröße  $x_{95}$  für einen Methodenvergleich gewählt. Es wurde deutlich, dass bei beiden unterschiedlichen Messmethoden die Kurven erst stark abfallen und im weiteren Verlauf sich nur noch geringfügig ändern, bis sie eine konstante Partikelgröße erreichen. Darüber hinaus verkleinert sich die Partikelgröße stets mit geringerer Abhängigkeit von der Gutbeladung und mit großer von der Drehzahl. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Partikelgröße der Küvette (In-Line) im Vergleich zur Partikelgröße der manuellen Messungen (Off-Line) zwar eine starke Abweichung aufweist, dass jedoch das Trennverhalten physikalisch stimmig ist.



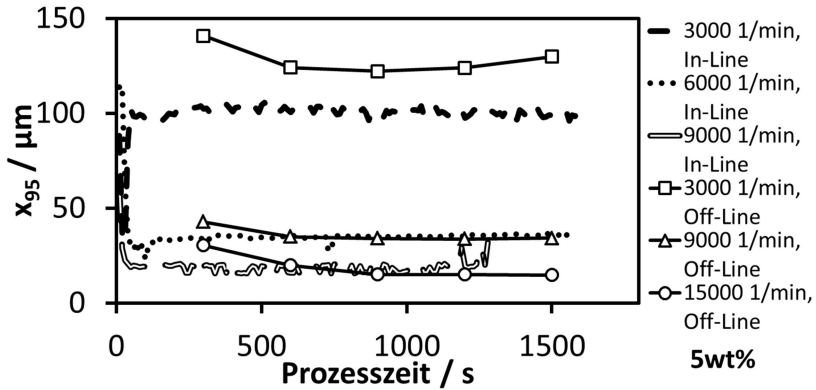


Abb. 149: Vergleich des Einfahrens in den stationären Prozess bei konstanter Drehzahl in Abhängigkeit der Prozesszeit für eine Gutbeladung von 5 wt% der Off- und In-Line Methode

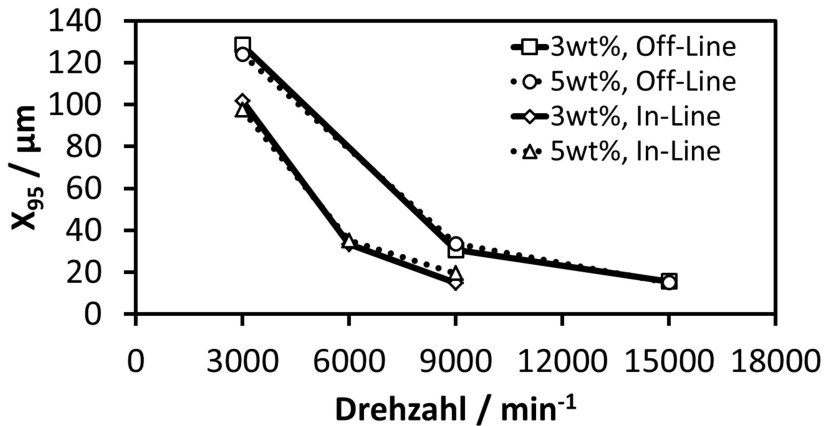


Abb. 150: Vergleich der mit der Off- und In-Line Feingutpartikelgrößen im stationären Prozess bei 50 min Prozesszeit

#### 4.2.3.4 Fehlerbetrachtung der In-Line-Messmethode

Die Versuchsergebnisse mit der In-Line Messküvette haben aufgezeigt, dass eine Änderung der Drehzahl sowie der Gutbeladung einen Einfluss auf die Partikelgröße des Feingutes hat. Hierbei konnte beobachtet werden, dass

eine Änderung der Drehzahl gegenüber der Gutbeladung einen deutlich größeren Einfluss auf die Partikelgröße im Feingut nimmt. Die Ergebnisse des An- und Abfahrprozesses sowie die Messdaten der Versuche mit schneller Drehzahländerung haben gezeigt, dass sich aufgrund der sich schnell ändernden Zentrifugalkraft auch die Feingutpartikelgröße innerhalb weniger Sekunden in einen neuen Partikelgrößenbereich verschiebt. Auffällig war hierbei, dass die Partikelgröße im neuen Drehzahlbereich einer gewissen Schwankung unterliegt, bevor sie einen nahezu konstanten Wert einnimmt. Um diese Ausbildung eines stationären Betriebs zu untersuchen wurden im weiteren Verlauf Versuche mit konstanten Drehzahlen durchgeführt. Es konnte bewiesen werden, dass die Erzeugung einer konstanten Feingutfraktion bei konstanter Drehzahl eine gewisse Zeit benötigt, wobei die benötigte Zeit mit zunehmender Drehzahl geringer wird. Ein Vergleich von manuell genommenen Feingutpartikeln (Off-Line-Methode) mit den Messdaten der In-Line-Küvette hat aufgedeckt, dass sich die gemessenen Partikelgrößen stark unterscheiden, obwohl die Trennung in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung durch die Küvette physikalisch richtig wiedergegeben wurde. Hierbei zeigt eine Betrachtung der Detektorsignale des Helos Laserbeugers den Grund für die abweichenden Partikelgrößen (vgl. Abb. 151).

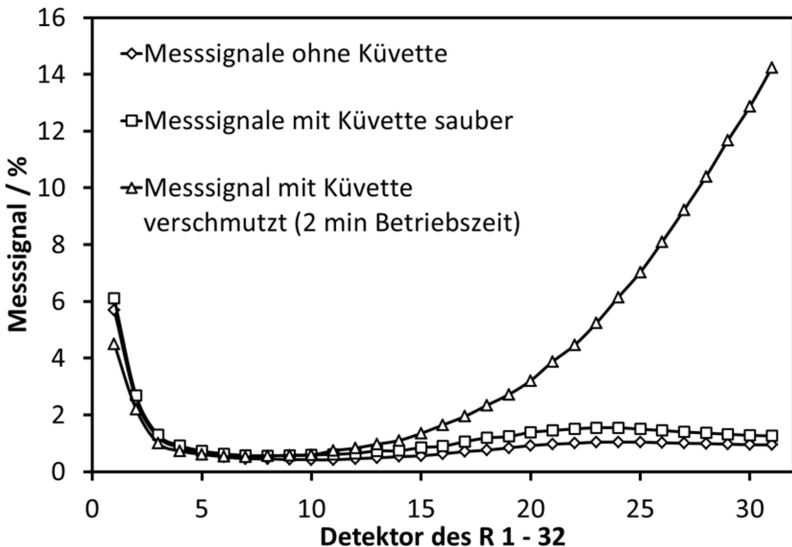


Abb. 151: Messsignal der Detektor-Ringelemente des Helos Laserbeugers

Um die Messfehler der Küvette näher erklären zu können, wurden die Signale der einzelnen Ring-Detektor-Elemente des Laserbeugers ohne Küvette und im Anschluss zuerst mit sauberer Küvette sowie mit nach 2 Minuten Betriebszeit verschmutzter Küvette gemessen (vgl. Abb. 151). Ein Vergleich der gezeigten Kurven ohne und mit sauberer Küvette zeigt bereits eine Abweichung des Messsignales am letzten Detektor (feinste Partikelgröße) von bis zu 56%. Ein weiterer Vergleich mit den Messdaten nach 2 Minuten Betriebszeit weist eine deutliche Abweichung des Signals von bis zu 1400 % gegenüber der Messung ohne Küvette auf. Im Bereich zwischen dem 3. und 7. Detektor (grober Partikelgrößenbereich) weicht das Signal trotz Verschmutzung nur um 10 % vom Messsignal ohne Küvette ab, weshalb eine grobe Partikelgröße ( $x_{05}$ ) für die Auswertung der In-Line-Messdaten gewählt wurde.

Es muss dennoch die Frage gestellt werden, warum sich trotz intensiver Luftspülung feinste Kalksteinpartikel an den Glasscheiben abscheiden und somit das Detektorsignal beeinflussen. Durch eine Betrachtung des Sichtprozesses des vorliegenden Abweiseradsichters konnte die Hypothese aufgestellt werden, dass sich Partikel im Sichtprozess durch Reibung mit den Wänden der Feingutleitung und des Sichtrades elektrisch aufladen. Somit würden sich die aufgeladenen Partikel im weiteren Verlauf wie an einer Niederschlagselektrode an der Glasscheibe ablagern. Um diese Hypothese überprüfen zu können, wurde die Aufladung des Grob- und Feingutes, mit unterschiedlichen Versuchsanordnungen durch Einbau eines Faraday-Käfigs gemessen. Die in diesem Rahmen entstandenen Versuchsergebnisse werden in *Abschnitt 5.1.2* beschrieben.

## 5 Einfluss sichtschwieriger Güter auf die Trenncharakteristik

### 5.0 Einleitung

Das in *Abschnitt 4.1.1.1* visualisierte und parametrisierte Verhalten der Fluidströmung, sowie der Partikelbewegung und -interaktion stellt die Grundlage des in *Abschnitt 6.1* beschriebenen Modells (Flugbahnmodell) zur Beschreibung des dynamischen Trennverhaltens eines Abweiseradsichters dar. In diesem Zusammenhang wurde ein theoretischer Ansatz zur Beschreibung der Trenncharakteristik im Zwischenraum der Sichtradschaufeln in *Abschnitt 4.1.1.1* vorgestellt. Dieser Ansatz verdeutlicht, dass neben den Stößen der Partikel mit der Wand bzw. der Schaufel des Sichtrades noch der Einfluss der Partikelanzahl im Sichtluftstrom bzw. der hieraus resultierenden Anzahl an Partikel-Partikel-Stößen im anschließenden Berechnungsmodell berücksichtigt werden muss. Eine genaue Betrachtung der Partikelinteraktionen lässt die Vermutung zu, dass die Partikel infolge von Partikel-Partikel- oder Partikel-Wand-Stößen brechen. Hierbei können Brüche des gesamten Partikels oder nur Abplatzungen an der Partikeloberfläche auftreten, welche jedoch das Bewegungsverhalten bzw. den Absprung des Partikels von der nacheilenden Schaufel, infolge eines Verlustes an Energie, maßgeblich beeinflussen können. Die theoretischen Grundlagen zur Partikelinteraktionen, des Bruchverhaltens bei der Zerkleinerung, sowie dem Werkstoffverhalten unter Belastung wurden bereits in *Abschnitt 2.6* dargelegt. Im folgenden *Abschnitt 5.1* werden die Ergebnisse der Sichtversuche zur Beschreibung des Zerkleinerungsverhaltens während eines realen Sichtveruches mit dem Abweiseradsichter dargestellt.

Des Weiteren haben die zeitaufgelösten Untersuchungen der Feingutfraktion mit der In-Line-Messküvette (vgl. *Abschnitt 4.2.3*) aufgedeckt, dass trotz intensiver Luftpülung eine Verunreinigung der Küvetten-Glasscheiben durch feine Kalksteinpartikeln nicht zu verhindern war. Im Rahmen der durchgeführten Experimente wurde die Hypothese aufgestellt, dass die Partikel durch die beschriebenen Interaktionen mit der Sichtradschaufel und/oder den Wänden der Feingutleitung infolge triboelektrischer Effekte (vgl. *Abschnitt 2.7*) aufgeladen werden könnten. Die aufgeladenen Partikel könnten sich somit im freien Raum oder an Wänden zu Agglomeraten verbinden. Der entstehende Zuwachs des für die Klassierung wichtigen Partikeldurchmessers würde infolge eines größeren

Partikel-Agglomerate-Durchmessers und einer am Agglomerat stärker angreifenden Zentrifugalkraft zu einer ungewollten Abscheidung der Feingutpartikel in das Grobgut führen. Die Hypothese der triboelektrischen Aufladung von Partikeln im Sichtprozess des Abweiseradsichters soll durch die in *Abschnitt 5.2* erläuterten Versuchsergebnisse untersucht werden.

## 5.1 Partikelzerkleinerungsverhalten an der Sichtschaufel

Die im Sichtprozess des Abweiseradsichters (*Abschnitt 4.1.1.1*) beobachtete starke Prallbeanspruchung der Partikel mit der Schaufel des Sichtrades und der Partikel untereinander können eine desagglomerierende Wirkung auf das zugegebene Aufgabegut haben. Insofern ist von Interesse, welche Partikelgrößen das Sichtrad effektiv erreichen und wie sich diese Partikel oder Agglomerate im Sichtprozess verhalten. Um diese Frage zu klären, wurden Kalksteinaufgabegüter (Saxolith 70 HE und 40 HE) mit einem  $x_{50} = 62$  und  $20 \mu\text{m}$  im Sichtprozess beansprucht. Zur Aufdeckung eines möglichen Zerkleinerungseffektes wurde die Partikelgrößen des Aufgabegutes (vor dem Experiment) mit dem Gemisch aus Fein- und Grobgut (nach der Sichtung) verglichen. Für eine vertiefende Betrachtung des Bruchverhaltens, wird die Bruchkraft  $F_S$  (vgl. Abb. 152) unter Zuhilfenahme der Kontaktzeit  $t_{el}$  zwischen Partikel und Platte berechnet. *Antonyuk* [38] berechnet diese Parameter nach (70) und (71):

$$F_S = \frac{\rho_P \cdot \frac{\pi}{6} d_p^3 \cdot (1 + e_n) \cdot v_\varphi}{t_{el}} \quad (70)$$

$$t_{el} = 3,78 \cdot \left( \frac{m^2}{v_A \cdot R \cdot E^2} \right)^{1/5} = 3,78 \cdot \left( \frac{\left( \rho_P \cdot \frac{\pi}{6} d_p^3 \right)^2}{v_A \cdot \frac{d_p}{2} \cdot E^2} \right)^{1/5} \quad (71)$$

wobei  $\rho_P$  = Partikeldichte,  $d_p$  = Partikeldurchmesser,  $v_\varphi$  = Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades,  $t_{el}$  = Kontaktzeit zwischen Partikel und Platte,  $e_n$  = Restitutionskoeffizient (Stoßzahl),  $E$  = Elastizitätsmodul (Kalkstein = 81 GPa),  $m$  = Masse,  $v_A$  = Partikelgeschwindigkeit und  $R$  = Partikelradius ist.

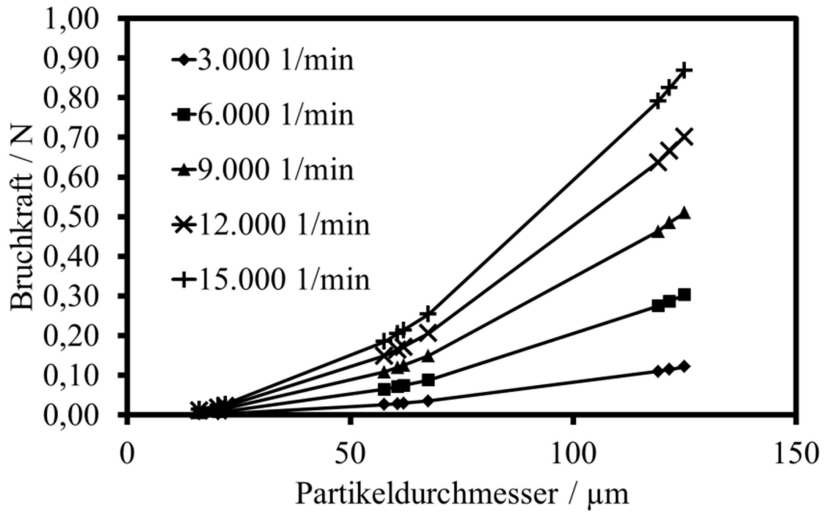


Abb. 152: Bruchkraft  $F_S$  in Abhängigkeit von der Partikelgröße

Eine Betrachtung der im Sichtprozess auftretenden Bruchkräfte macht eine Abhängigkeit von Partikelgröße und Drehzahl deutlich (vgl. Abb. 152). Insofern wird mit zunehmender Drehzahl ein höherer Impuls von der Sichttradschaufel auf die Partikel übertragen. Hierbei erfahren bei geringer Gutbeladung nahezu alle aufgegebenen Partikel diesen Impuls, welches zum stärksten gemessenen Zerkleinerungseffekt führte (vgl. Abb. 153 und 154, bei 1 wt%).

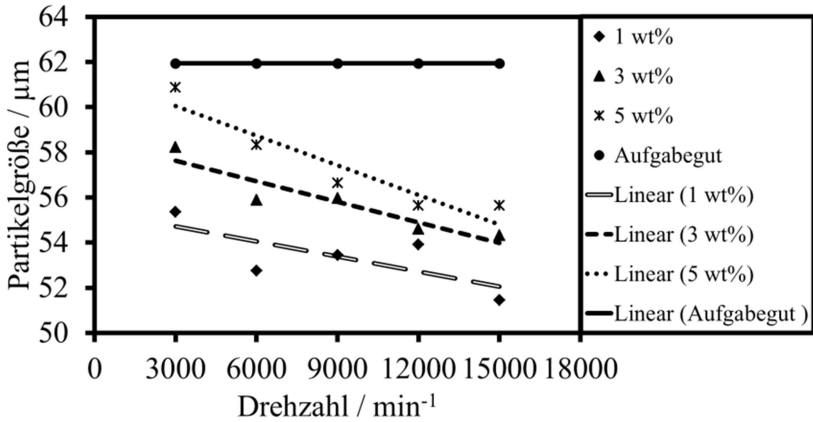


Abb. 153: Vergleich Aufgabegutpartikelgröße  $x_{50}$  mit Partikelgröße  $x_{50}$  des Fein und Grobgutgemisches nach der Sichtung des Saxolith 70 HE

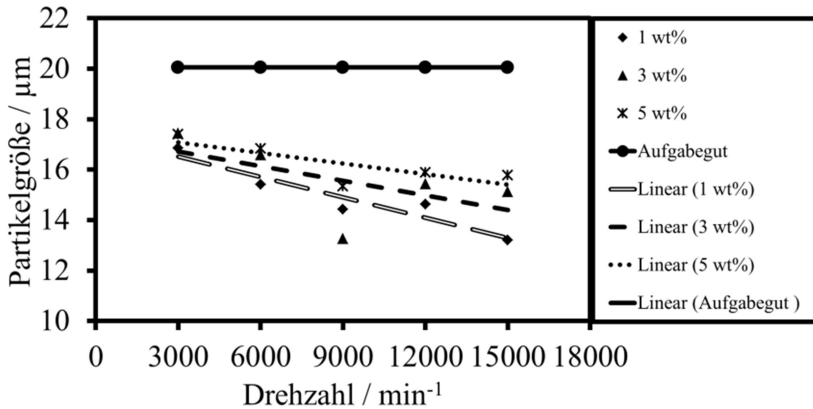


Abb. 154: Vergleich Aufgabegutpartikelgröße  $x_{50}$  mit Partikelgröße  $x_{50}$  des Fein und Grobgutgemisches nach der Sichtung des Saxolith 40 HE

Die linearen Trendlinien in Abbildung 153 und 154 verdeutlichen, dass eine Zerkleinerung im Sichtprozess nachgewiesen werden konnte, deren Intensität mit der Drehzahl zunimmt. Wird die Gutbeladung jedoch hochgesetzt, tritt eine Abschwächung des Zerkleinerungseffektes ein. Dieses wird darauf zurückgeführt, dass aufgrund der erhöhten Partikelanzahl im zur Außenkante fokussierten Partikelstrom vermehrt

Partikel-Partikel-Wechselwirkungen auftreten. Somit werden anfliegende Partikel von reflektierten Partikeln abgelenkt, sodass nicht alle Partikel die Schaufel erreichen. Resultat ist, dass zunehmend weniger Partikel dem vollen Impuls der Schaufel ausgesetzt sind. Es muss aber darauf hingewiesen werden, dass die Partikelgröße höchstens um 10% abnimmt, was eher auf einen Abrasionsprozess (Surface-Breakage) als auf einen echten Partikelbruch (Body-Breakage) hindeutet. Um diesen Zerkleinerungseffekt zu visualisieren, sollten als Fortsetzung dieser Arbeit Untersuchungen mit einer Mikroskop-Hochgeschwindigkeitskamera bei geringer Gutbeladung durchgeführt werden.

## **5.2 Elektrostatische Partikelaufladung im stationären Klassierprozess**

Die Untersuchungen des instationären Betriebs mittels In-Line-Messküvette (*Abschnitt 4.2.3*) konnten aufdecken, dass trotz Einbau einer Luftspülung zur Reinigung der Küvetten-Glasscheiben eine Verschmutzung mit feinen Kalksteinpartikeln nicht zu verhindern war. Als Resultat dieser Verschmutzung konnte eine Abweichung zwischen den manuellen und mittels Küvette gemessenen Partikelgrößen bestimmt werden. Es stellte sich die Frage, warum eine Abscheidung der Partikel nicht verhindert wurde. Somit wurde die Hypothese aufgestellt, dass die Kalksteinpartikel im Sichtprozess durch Reibung mit der Wand der Feingutleitung und dem Sichtrad elektrostatisch aufgeladen werden und sich wie an einer Niederschlagselektrode an die Küvetten-Glasscheibe abscheiden. Diese Hypothese soll durch die folgenden Experimente überprüft werden.

### **5.2.1 Messung der elektrischen Partikelladung beim Sichtprozess des Abweiseradsichters**

Abbildungen 155 und 156 veranschaulichten die Partikelaufladung der Fein- und Grobgutfraktion bei einer Gutbeladung von 3 und 5 wt% für verschiedene Drehzahlen bei einer Prozesszeit von 30 Minuten. Als erstes fällt auf, dass die Partikelladung mit Erhöhung der Drehzahl steigt, wobei die Ladung ab einer Prozesszeit von 20 min (Feingut) und 5 min (Grogut) für eine Drehzahl von 9.000 und 15.000  $\text{min}^{-1}$  sich einem Wert annähert. Bei Betrachtung der Ladung bei einer konstanten Drehzahl vom 9000  $\text{min}^{-1}$  kann festgestellt werden (vgl. Abb. 157 und 158), dass die Partikelladung für verschiedene Gutbeladungen im Laufe des Prozesses zunimmt und nach einer gutbeladungs- und drehzahlabhängigen Prozesszeit einen nahezu



stationären Verlauf einnimmt. Hierbei weist das aufgeladene Feingut eine deutlich größere Ladung als das Grobgut auf.

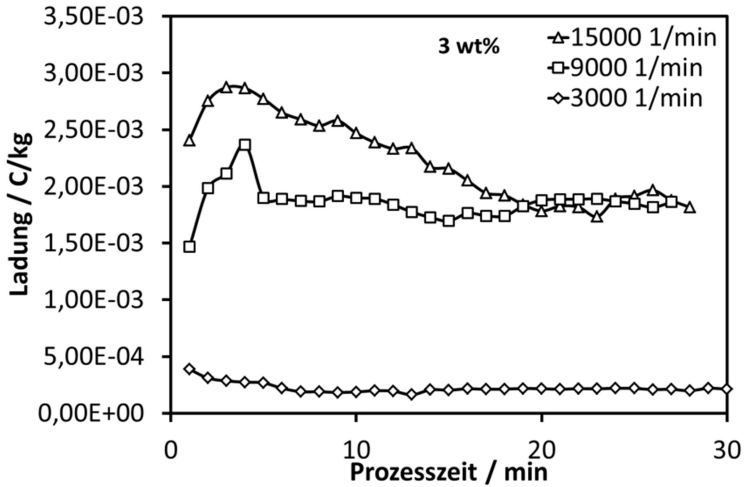


Abb. 155: Ladung von Feingutpartikeln in Abhängigkeit der Prozesszeit für eine Gutbeladung von 3 wt% und Variation der Sichtraddrehzahl.

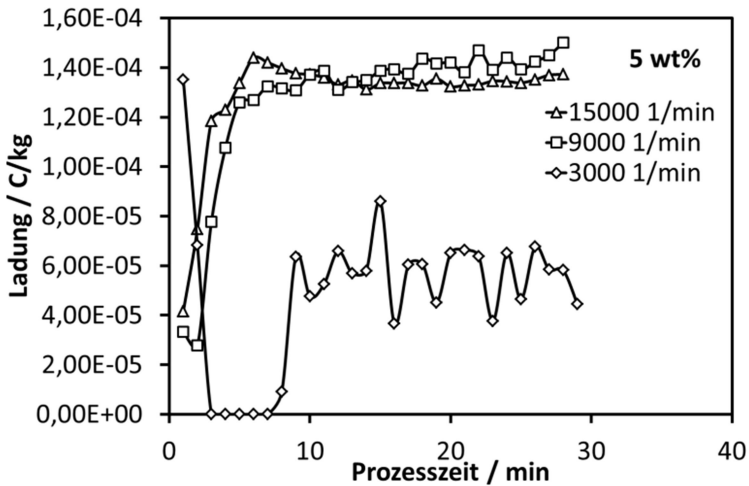


Abb. 156: Ladung von Grobgutpartikeln in Abhängigkeit der Prozesszeit für eine Gutbeladung von 5 wt% und Variation der Sichtraddrehzahl.

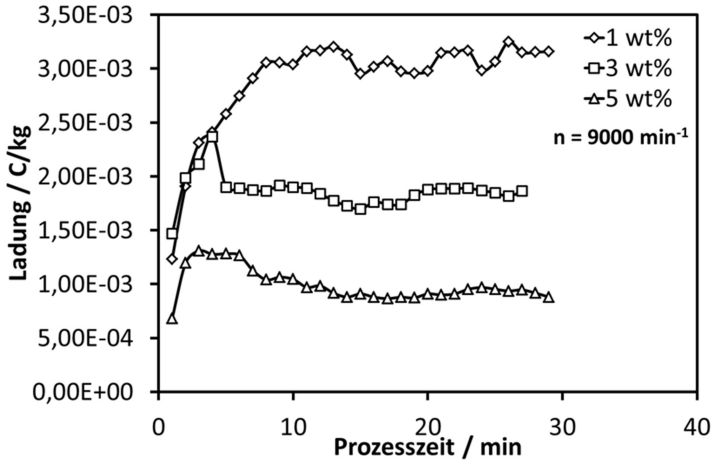


Abb. 157: Ladung von Feingutpartikeln in Abhängigkeit der Prozesszeit für eine Gutbeladung von 1 bis 5 wt% und einer konstanten Sichtraddrehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$ .

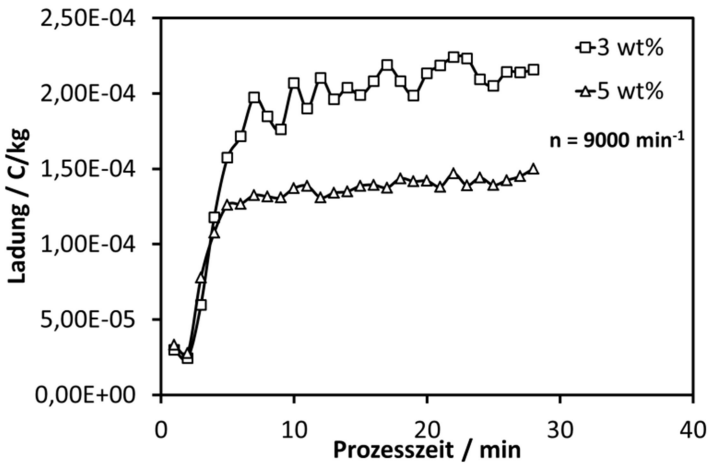


Abb. 158: Ladung von Feingutpartikeln in Abhängigkeit der Prozesszeit für eine Gutbeladung von 3 und 5 wt% und einer konstanten Sichtraddrehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$ .

Um die Abhängigkeit der Partikelaufladung von Drehzahl und Gutbeladung zu parametrisieren, wurden die Mittelwerte der Kurven aus Abbildung 155-158 in Abbildung 159 und 160 gegenüber gestellt. Ein Vergleich der einzelnen Kurven macht deutlich, dass die Feingutpartikel mit zunehmender Drehzahl stärker aufgeladen werden, wobei sich die Ladung durch Erhöhung der Partikelanzahl infolge einer Erhöhung der Gutbeladung wieder vermindert. Ein identisches Verhalten in Bezug auf eine zunehmende Sichtraddrehzahl kann bei Betrachtung des Grobgutes wiedergefunden werden. Abbildung 160 zeigt jedoch keine klare Abhängigkeit der Gutbeladung. Vielmehr scheint sich das Grobgut durch Erhöhung der Partikelanzahl und der resultierenden Partikel-Partikel-Stöße mit zunehmender Gutbeladung stärker aufzuladen.

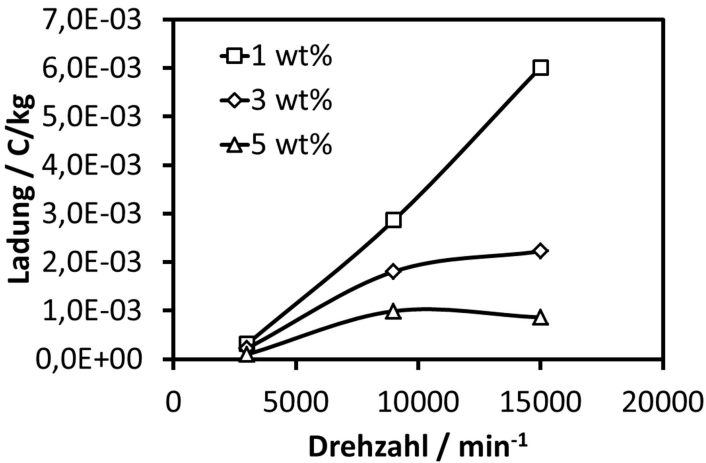


Abb. 159: Aufladung von Feingut-Kalkstein-Partikeln im Abweiseradsichter in Abhängigkeit der Drehzahl für verschiedene Beladungen.

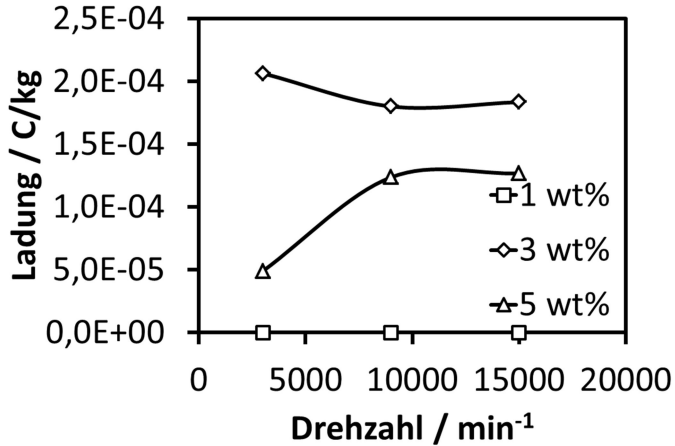


Abb. 160: Aufladung von Grobgut-Kalkstein-Partikeln im Abweiseradsichter in Abhängigkeit der Drehzahl für verschiedene Beladungen.

Die Untersuchungen der Partikelaufladung im Sichtprozess des Abweiseradsichters haben mit Abbildung 155-160 veranschaulicht, dass die Partikel elektrisch aufgeladen werden. Somit konnte die aufgestellte Hypothese der triboelektrischen Partikelaufladung welche zur Verschmutzung der Glasscheiben der In-Line Kuvette führte bewiesen werden. Weiter haben die Ergebnisse gezeigt, dass die Drehzahl und die Gutbeladung einen wichtigen Einfluss auf die Höhe der Ladung der Partikel haben. Dieses Zusammenspiel kann durch die triboelektrische Aufladung und die Kollision zwischen Partikel und Wand erklärt werden. Die triboelektrische Aufladung gibt vor, dass die Beladung durch die Partikel-Wand-Stöße mittels der freien Weglänge der Partikel und die Dämpfung der Turbulenz erhöht werden kann. Dieses wird durch Erhöhung der Gutbeladung dahingehend beeinflusst, dass durch die erhöhte Partikelanzahl weniger Partikel mit der Wand zusammenstoßen und somit weniger Partikel durch stoßen bzw. reiben mit der Wand aufgeladen werden. Dieses verdeutlicht, dass die Partikel bei erhöhter Gutbeladung zunehmend aneinander entlangstoßen bzw. reiben ohne in Kontakt mit der Wand der Feingutaustragsleitung oder den Schaufeln des Sichtrades zu treten. Insbesondere wird beobachtet, dass sich das Feingut um z.T. mehr als eine Größenordnung stärker auflädt als das abgeschiedene Grobgut. Dies ist vermutlich durch die intensiven Partikel-Wand-Stöße in der stark drallbehafteten Feingutleitung bedingt und unterstreicht ihre Bedeutung für die triboelektrische Aufladung.

Weiter müssen jedoch die entstehenden Ladungen bei unterschiedlichen Materialpaarungen sowie Partikelgrößen untersucht werden. Nachdem der Abweiseradsichter eine große Menge an Versuchsmaterial benötigt und die Materialpaarungen der Partikel-Wand-Kollision bauseitlich begrenzt sind, soll das Kontaktpotential neben dem Einfluss der Partikelgröße auf den Ladungszustand mit einer weiteren Versuchsanordnung (vgl. *Abschnitt 3.8.2*) untersucht werden.

### **5.2.2 Messung der elektrischen Ladung verschiedener Aufgabegüter mittels Rodos**

Zur Messung der Partikelladung verschiedener Materialien wurde die Rodos-Dispergiereinheit der Fa. Sympatec verwendet. Das Ziel war es, aufzuzeigen welche Ladungsarten (positive & negative) sowie Ladungsstärken unterschiedliche Materialien mit Partikelgrößen im  $\mu\text{m}$ - und nm-Bereich erzeugen. Als Materialien für die Messung wurden Kalkstein, AluC [Evonik], Aerosil R972, Quarz,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , Talk, Nano-ZnO [Rheox] und  $\text{TiO}_2$  [P25 (Degussa)] verwendet, während die Kontaktflächen im Rodos im Wesentlichen aus rostfreiem Stahl bestehen.

Abbildung 161 zeigt die positiven und negativen Partikelladungen nach bzw. während des Trockendispergierversuches. Die Darstellung macht deutlich, dass die verschiedenen Materialien nach der Dispergierung über eine negative oder positive Ladung verfügten. Hierbei wird deutlich, dass besonders die Partikel im Nanometerbereich eine starke Partikelladung ausbilden. Somit konnten das Nano-ZnO eine positive Ladung von  $6,3 \cdot 10^{-6}$  C/g erzeugen, während das  $\text{TiO}_2$  [P25 (Degussa)] eine positive Ladung von  $8,4 \cdot 10^{-6}$  C/g auswies. Eine negative Ladung von  $-2,4 \cdot 10^{-6}$ ,  $-3,9 \cdot 10^{-6}$  und  $-6,7 \cdot 10^{-7}$  C/g konnte hingegen bei den Versuchen mit AluC-Partikel [Evonik], Aerosil-Partikel [R972] und Talk ( $\text{PGV} > 20 \mu\text{m}$ ) gemessen werden. Im Vergleich zu den genannten Nanoartikeln ist die Aufladung der untersuchten Kalkstein- und Quarz-Partikel eher gering, weshalb sie in Abbildung 161 nicht zu sehen sind. Die Höhe der Ladung kann jedoch aus der im Diagramm eingefügten Legende entnommen werden. Hierbei wird deutlich, dass sowohl Partikel mit einer Größe im  $\mu\text{m}$ - als auch im nm-Bereich materialabhängig und somit kontaktpartnerabhängig eine positive oder negative Ladung ausbilden. Es wird ersichtlich, dass besonders die Nano-Partikel eine deutliche Aufladung im Prozess erfahren. Als eine mögliche Anwendung dieses Phänomens könnte ein Aufgabegut unterschiedlicher Materialien, nach der Sichtung in ein Grob- und Feingut,

durch ihre unterschiedlichen Potentiale über ein elektrisches Feld materialabhängig getrennt werden.

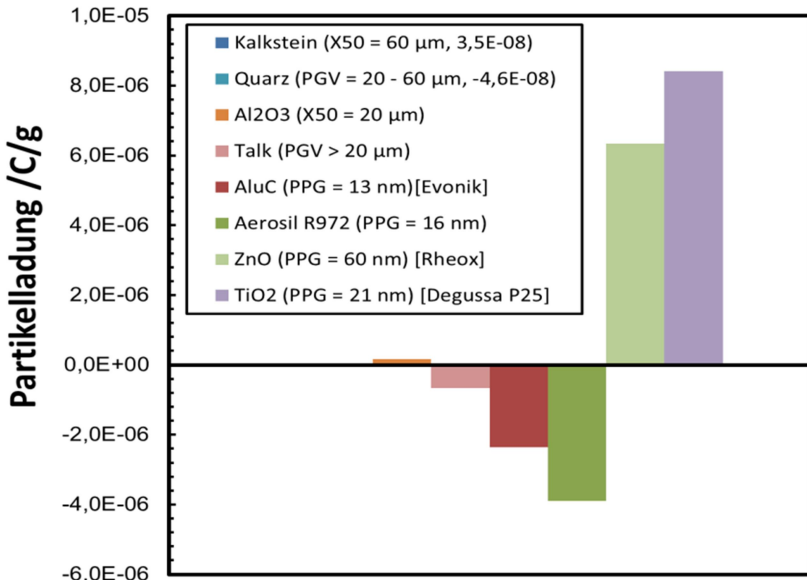


Abb. 161: Aufladung von unterschiedlichen Pulvern im Trockendispergierer RODOS

Ein Vergleich zwischen der Aufladung von Kalksteinpartikeln im Rodos und Abweiseradsichter (vgl. *Abschnitt 5.2.1*) verdeutlicht, dass für Kalkstein-Feingut-Partikel ein Wert von maximal  $3 \cdot 10^{-6}$  C/g aus den Versuchen des Abweiseradsichters anzunehmen ist. Dieser Wert würde in Abb. 161 deutlich zu sehen sein. Die Tatsache, dass man diesen hohen Aufladungswert für Kalkstein bei Versuchen mit dem Rodos nicht wiederfinden kann, ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Aufladung im Abweiseradsichter aufgrund der häufigen und hochenergetischen Partikel-Wand-Stöße deutlich effektiver ist als beim Rodos.

## 6 Modellvorstellung zur Sichtung mit dem Abweiseradsichter

Mit diesem Kapitel sollen die gezeigten Ergebnisse, sowie die Parametrisierung der Fluidströmung genutzt werden, um ein Modell basierend auf physikalischen Merkmalen zur Berechnung der Trenngrenze und Trenngradkurve zu entwickeln. Im Rahmen der Erstellung dieses Modells, wird zuerst in *Kapitel 6.1* das *Flugbahnmodell* zur Berechnung der Trenngrenze vorgestellt, bevor die Bestimmung der für die Berechnung benötigten Koeffizienten, in *Kapitel 6.2* präsentiert wird. In *Kapitel 6.3* wird das vorgestellte *Flugbahnmodell* zur Ermittlung der Trenngradkurven in das *Modell von Molerus* eingebettet. Das komplette Modell wurde zur Simulation der Trenncharakteristik in Visual Basic und C++ programmiert und zur Implementierung in das im Rahmen des Schwerpunktprojektes SPP 1679 „Dynamische Simulation vernetzter Feststoffprozesse“ entstehende Fließschemasimulationsprogramm „Dissol“ (vgl. Anhang Kapitel 9.1) vorbereitet.

### 6.1 Das Flugbahnmodell für den stationären Betrieb (Bereich Y)

Ausgehend von den dargelegten Erkenntnissen der Visualisierung der Partikelbewegung zwischen den Sichtradschaufeln (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1*) wurde der im Folgenden beschriebene Modellansatz (im Weiteren als *Flugbahnmodell* bezeichnet) entwickelt. Das Besondere an dem hier dargestellten Modell ist, dass es im Vergleich zu bestehenden Modellen, wie z.B. dem *Husemann-Modell* [14-14a], keine Vorabinformationen der produzierten Feingut- oder Grobgutfraktionen wie Massenanteile oder Partikelgrößenverteilung (PGV) benötigt und sich dennoch näher am realen Trennprozess orientiert als rein empirische Fitfunktionen wie das Modell von *Yu* (vgl. *Abschnitt 6.3*) [56]. Basierend auf der geometrischen Parametrisierung der Wirbelbildung (vgl. Abb. 162 und 163) sowie der Fokussierung des Partikelstromes zwischen den rechteckigen Schaufeln berechnet das Modell die Partikelflugbahnen relativ zu den Schaufeln durch numerische Integration der Bewegungsgleichung (vgl. Abb. 162) [8,48,53].



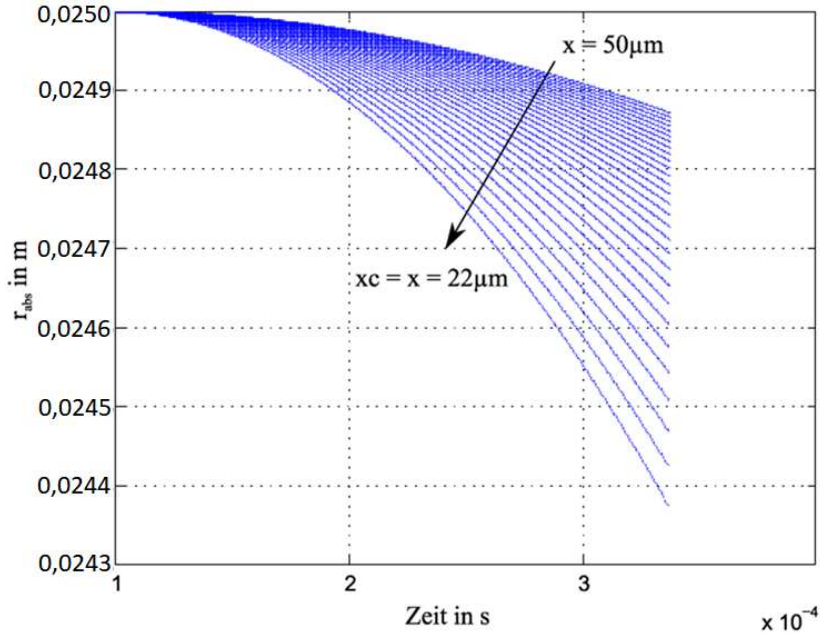


Abb. 162: Radiale Position der Partikel in Abhängigkeit zur Sichtraddrehachse  $r_{abs}$  (Partikelflugbahnen zwischen zwei Schaufeln in Abhängigkeit von der Partikelgröße in  $1 \mu\text{m}$  Schritten von  $50$  bis  $22 \mu\text{m}$  bei einer Drehzahl von  $12.000 \text{ min}^{-1}$ . Relativ zur nacheilenden Schaufel fliegen die Partikel von links ein, der Außenradius  $r_s$  des Sichtrades beträgt  $25 \text{ mm}$ ) [8,48,53].

Für das Modell wurde angenommen, dass sich die Partikel in der Peripherie des Sichtrades tangential zur Außenkante mit der durch Hochgeschwindigkeitskameraanalysen ermittelten Geschwindigkeit von  $3$  bis  $6 \text{ m/s}$  bewegen, bevor sie unter dem Einfluss der Schlepplströmung radial nach innen gezogen werden. Im Schaufelzwischenraum bewegen sich die Partikel auf die nacheilende Schaufel zu, bevor sie durch die Kollision mit ihr eine signifikante Umfangsgeschwindigkeit und somit auch eine Zentrifugalkraft erfahren. Da die Partikelinteraktionen im Modell noch nicht vollständig berücksichtigt werden, wurde der Parameter der effektiven Viskosität  $\eta_{eff}$  nach dem Ansatz von *Richardson und Zaki* [50] für die Beeinflussung des Trennprozesses in Abhängigkeit von Gutbeladung und Drehzahl als Fitparameter eingeführt. Als erste Näherung wurde





angenommen, dass die Radialgeschwindigkeit  $v_r$  (72) sich aus Beiträgen von Wirbelrotation  $v_{Wirbel}$  und Strömungseinschnürung (vgl. Abb. 163) zusammensetzt, welche sich über die Distanz  $L(r)$  (73) zwischen Wirbel und Schaufel (freie Durchströmungsfläche) ergibt [8,48,53]:

$$v_r = 0,5 \cdot v_{Wirbel} + \frac{\dot{V}_{Luft}}{N \cdot t \cdot L(r)} \quad (72)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Schaufeln,  $t$  ihre Tiefe und  $\dot{V}_{Luft}$  der Gesamtvolumenstrom der Sichtluft ist. Für  $L(r)$  kann die folgende Näherung (73) verwendet werden (vgl. Abb. 163) [8,48,53]:

$$L(r) = L_{eff} + R_W - \sqrt{(r - Offset) \cdot (2R_W - (r - Offset))} \quad (73)$$

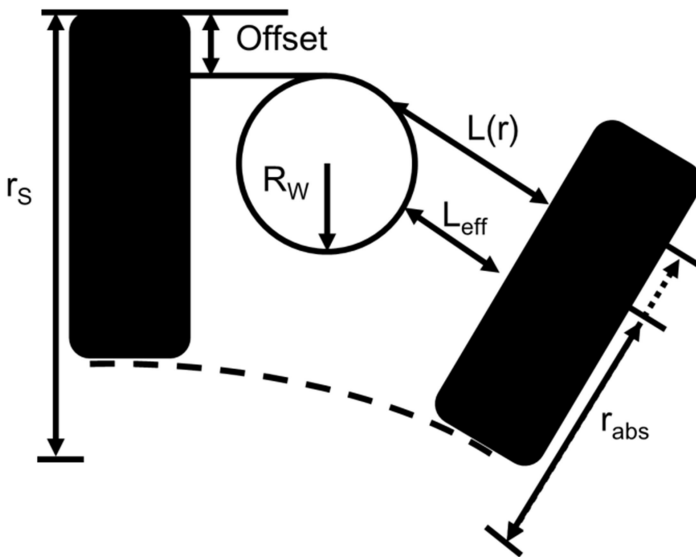


Abb. 163: Schematische Darstellung des Starrkörperwirbels im Schaufelzwischenraum und seiner Parametrisierung: Wirbelradius  $R_W$ , minimaler Abstand  $L_{eff}$  des Wirbelrandes zur nahe liegenden Schaufel, Schaufelradius  $r_s$  (Abstand von Schaufelaußenkante zur Sichttrachse), Abstand zwischen Partikelposition/-aufprallort und Sichttrachse  $r_{abs}$  [8,48,53]



Der minimale Abstand  $L_{eff}$  vom Wirbelrand zur nacheilenden Schaufel, die Einrückung (Offset) des Wirbels sowie der Radius des Wirbels  $R_w$  wurden aus den mit der Hochgeschwindigkeitskamera angefertigten Untersuchungen ermittelt. Nach Stokes können aus der wirkenden Schleppkraft (74) [8,48,53]:

$$F_W = 3\pi\eta_{eff} \cdot x \cdot (v_r - w_r) \quad (74)$$

und der Partikelträgeit sowie den gemessenen Partikelanfangsgeschwindigkeiten in radialer und tangentialer Richtung die Partikeltrajektorie und der Aufprallort  $r_{abs}$  auf die Schaufel berechnet werden (vgl. Abb. 162 und 164). Die Schleppkraft wird in diesem Fall nach Stokes aus der Viskosität des Sichtmediums  $\eta_{eff}$ , der Partikelgröße  $x$ , sowie der Relativgeschwindigkeit zwischen Fluidströmung  $v_r$  und Partikelgeschwindigkeit  $w_r$  als beschleunigende Größe des Partikels berechnet. Ein Beispiel für die berechneten Partikelflugbahnen in Abhängigkeit der Partikelgröße ist in Abbildung 162 dargestellt. Es zeigt sich eine klare Abhängigkeit der Eindringtiefe in die Sichtzone von der Partikelgröße. Um das Trennkorn zu ermitteln, wurde am Aufprallpunkt jedes Partikels nach dem Zurückspringen von der Schaufel das Kräftegleichgewicht aus Schlepp- ( $F_W$ ) und Zentrifugalkraft ( $F_Z$ , (75)) aufgestellt (vgl. Abb. 164). Die Formeln der Schlepp- und Zentrifugalkraft wurden für die Darstellung des realen Sichtprozesses durch die effektive Viskosität (Parameter für den Partikel-Partikel-Stoß) und dem Restitutionskoeffizient (Parameter für den Partikel-Wand-Stoß) erweitert. Hierbei gilt [8,48,53]:

$$F_Z = \rho_P \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot \left(\frac{x_t}{2}\right)^3 \cdot \left(r_{abs} \cdot (2\pi \cdot n)^2 + \frac{(v_A \cdot e_n)^2}{r_{abs}}\right) \quad (75)$$

Die Schleppkraft ergibt sich durch die Berechnung der Reynoldszahl und die davon abhängige unterschiedliche Berechnungsweise der Strömungskennzahl  $C_W$  nach (76) bis (78) [20]:



$$Re = \frac{(v_r - w_r) \cdot x_t \cdot \rho_S}{\eta_{eff}} \quad (76)$$

Für  $Re < 0,25$                        $0,25 < Re < 4000$                        $Re > 4000$

$$C_W = \frac{24}{Re} \quad C_W = \frac{21}{Re} + \frac{6}{\sqrt{Re}} + 0,28 \quad C_W = 0,44 \quad (77)$$

$$F_W = C_W \cdot \frac{\pi}{4} \cdot x_t^2 \cdot \frac{\rho_S}{2} \cdot (v_{r,aufprall} - w_{r,aufprall})^2 \quad (78)$$

mit der Trenngrenze  $x_t$ , der Drehzahl  $n$ , dem Widerstandsbeiwert  $C_W$ , dem Restitutionskoeffizient  $e_n$ , der Fluidgeschwindigkeit  $v_r$ , der Partikelgeschwindigkeit  $w_r$ , dem Aufprallort  $r_{abs}$  und der Partikelgeschwindigkeit nach dem Aufprall  $v_{ref} = v_A \cdot e_n$  [8,48,53].

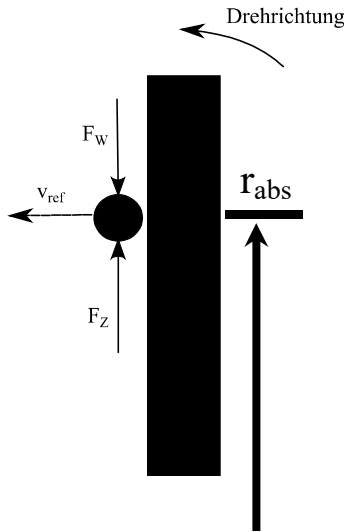


Abb. 164: Kräftegleichgewicht nach Kollision von Partikel und Schaufel mit Schleppkraft ( $F_w$ ), Zentrifugalkraft ( $F_z$ ) und Reflektionsgeschwindigkeit ( $v_{ref}$ ) [8,48,53].



In guter Näherung gilt die Trenngrenze dabei als erreicht, wenn der Quotient aus Zentrifugal- und Schleppkraft  $1 \pm 0,05$  ergibt. Die Trenngrenze  $x_t$  lässt sich näherungsweise mit der Formel (79):

$$x_t = (c_w \cdot \eta_{eff} \cdot v_{ref}(r_{abs}) \cdot r_{abs} / (\rho_P \cdot v_R^2))^{1/2} \quad (79)$$

berechnen, wobei die Rücksprunggeschwindigkeit  $v_{ref}$  aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestimmt wurde. Zur Modellierung des dynamischen Trennverhaltens des Abweiseradsichters müssen in weiterführenden Arbeiten Skalierungsgesetze für den Restitutionskoeffizienten sowie die effektive Viskosität in Abhängigkeit von Partikelgröße, Gutbeladung und Sichtradumfangsgeschwindigkeit erstellt und in das dargestellte Modell integriert werden. Um für diese Problemstellungen allgemeingültige Skalierungsgesetze zu entwickeln, muss in Kombination mit Mikroskop-Kamerauntersuchungen und/oder Laser-Doppler-Anemometer-Messungen die in *Abschnitt 4.1.3* vorgestellte DEM-Simulation weiterentwickelt werden. Somit wird die Möglichkeit eröffnet, neben der im folgenden Abschnitt vorgestellten Methode mittels Partikelkanone, fehlende Skalierungsgesetze, direkt aus dem realen Sichtprozess oder einer validierten Simulation zu erhalten.

## 6.2 Bestimmung von Modellparametern

### 6.2.0 Einleitung

Im vorangegangenen Kapitel dieser Arbeit wurde ein neuer Modellansatz auf Basis der Fluidströmung im Schaufelzwischenraum präsentiert. Die für dieses Modell benötigten Koeffizienten: Restitutionskoeffizient  $e_n$  sowie effektive Viskosität  $\eta_{eff}$ , wurden mit verschiedenen eigens konstruierten Partikelkanonen bestimmt. Die aus den Experimenten mit den Partikelkanonen ermittelten Ergebnisse werden im folgenden *Abschnitt 6.2.1* beschrieben. Hierbei werden zunächst die Restitutionskoeffizienten bei unterschiedlichen Anfluggeschwindigkeiten der Partikel sowie Partikelgrößen und -materialien aufgeführt. Bei den Versuchen, mit Glas-, Kunststoff- oder Stahlkugeln wurde für das Material der Prallplatte Aluminium verwendet. Im Anschluss werden in *Abschnitt 6.2.1.2* die Ergebnisse zur Bestimmung der effektiven Viskosität durch Kollektivschüsse mit Quarzsand ( $x_{50} = 130 \mu\text{m}$ ) dargestellt [19,48].



Da die Untersuchungen durch verschiedene Fehlerpotentiale beeinflusst werden, wird in *Abschnitt 6.2.1.3* und *6.2.1.4* auf mögliche Fehlerquellen bei der Versuchsdurchführung und Versuchsauswertung eingegangen. Zu erwähnen ist in diesem Rahmen, dass es die Hochgeschwindigkeitskamera durch eine begrenzte Auflösung nur erlaubt, Partikel bis zu einer Partikelgröße von ca. 80  $\mu\text{m}$  zu verfolgen. Des Weiteren ist es mit der Kamera nur bedingt möglich zu ermitteln, ob sich ein Partikel auf seiner Flugbahn in die Bildtiefe weg oder zur Kamera hin bewegt.

Um das vorgestellte Modell um den dynamischen Sichtprozess zu erweitern, müssen in zukünftigen Untersuchungen erweiterte DEM-Simulationen Aufschluss über die benötigten Koeffizienten in Abhängigkeit von Partikelgröße, Drehzahl und Gutbeladung geben. Die in dieser Arbeit gezeigte DEM-Simulation des Schaufelzwischenraumes (vgl. *Abschnitt 4.1.3*) veranschaulichte, dass es die aktuelle Simulationstechnik ermöglicht, den Klassierprozess realitätsnah abzubilden und experimentell nicht zu bestimmende Koeffizienten zu extrahieren. Unter Zuhilfenahme der in *Abschnitt 6.2.2* aufgeführten Berechnungsansätze kann die ansonsten nur schwer ermittelbare eff. Viskosität aus der DEM-Simulation berechnet werden.

## **6.2.1 Bestimmung von Modellparametern mittels Partikelkanone**

### ***6.2.1.1 Bestimmung des Restitutionskoeffizienten***

Die Materialabhängigkeit des Restitutionskoeffizienten für einen groben Partikelgrößenbereich von 4 bzw. 6 mm ist in Abbildung 165 aufgeführt. Hierbei werden die Restitutionskoeffizienten der 6 mm großen Stahl- und Kunststoffkugeln (Plastik) mit den 4 mm großen Glaskugeln verglichen. Die Ergebnisse machen eine klare Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Materialart und der Anfluggeschwindigkeit deutlich. Somit verläuft der Restitutionskoeffizient der Stahlkugeln, aufgrund der höheren Materialfestigkeit, auch bei höheren Geschwindigkeiten unterhalb der Kunststoff- und Glaskugeln. Des Weiteren konnte die stärkste Zunahme der Steigung der Ausgleichskurve des Restitutionskoeffizienten bei Reduzierung der Anfluggeschwindigkeit bei Plastikkugeln verzeichnet werden. Eine Betrachtung der einzelnen Partikel nach dem Stoß zeigte, dass sich bei hohen Anfluggeschwindigkeiten von bis zu 60 m/s eine bleibende Deformation an der Stirnseite der Kunststoff- und Glaskugeln ausbildete. Resultat dieser Deformation waren zum einen Risse in den Kunststoff-

kugeln (vgl. Abb. 166), welche sich über den Umfang ausbreiteten und zum anderen Abplatzungen an den Oberflächen der Glaskugeln (vgl. Abb. 167). Die Stahlkugeln wiesen auch bei mehrfachem Schießen keinerlei Verschleiß auf [19,48].

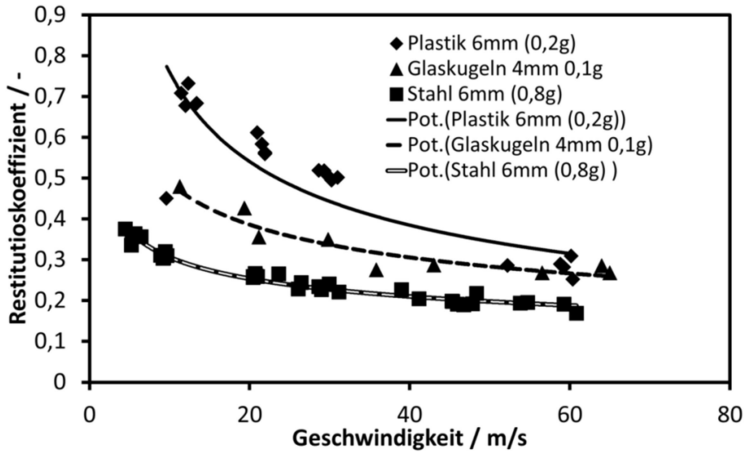


Abb. 165: Restitutionskoeffizienten von Stahl-, Kunststoffkugeln (6 mm) und Glaskugeln (4 mm) in Abhängigkeit der Anfluggeschwindigkeit [19,48]

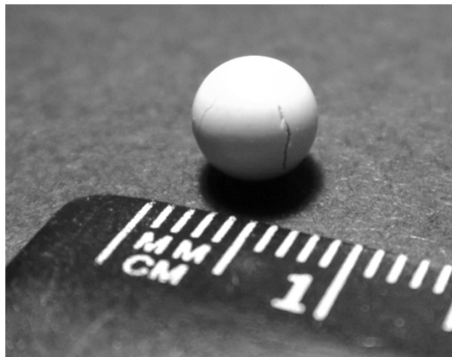


Abb. 166: Kunststoffkugel mit Deformation und Rissen nach dem Stoß

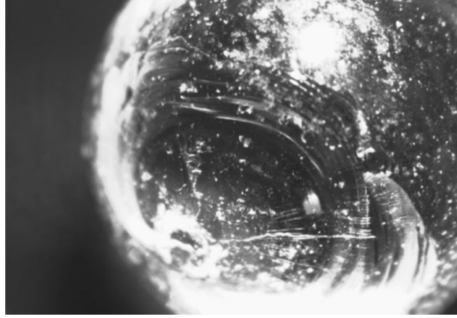


Abb. 167: Glaskugel mit Abplatzung nach dem Stoß

Gegenüber dem Sichtprozess in einem Abweiseradsichter prallen die Partikel bei diesen Experimenten auf eine stehende Platte. Die relative Geschwindigkeit zwischen Partikel und Platte liegt jedoch beim Abweiseradsichter als auch bei den Versuchen mit der Partikelkanone bei ähnlichen Werten (bis zu und über 40 m/s). Infolgedessen unterstreichen Abbildung 166 und 167, dass auch im Sichtprozess des Abweiseradsichters Zerkleinerungseffekte auftreten können (vgl. *Abschnitt 5.1*).

Um die Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Anfluggeschwindigkeit darzustellen, wurden weiterführende Versuche mit Glaskugeln angestellt (vgl. Abbildung 168). Es konnte neben der Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Anfluggeschwindigkeit auch ein Einfluss der Partikelgröße aufgezeigt werden. Die Versuchsergebnisse machen deutlich, dass die Restitutionskoeffizienten bei allen Anfluggeschwindigkeiten mit abnehmender Partikelgröße zunehmen [19,48].

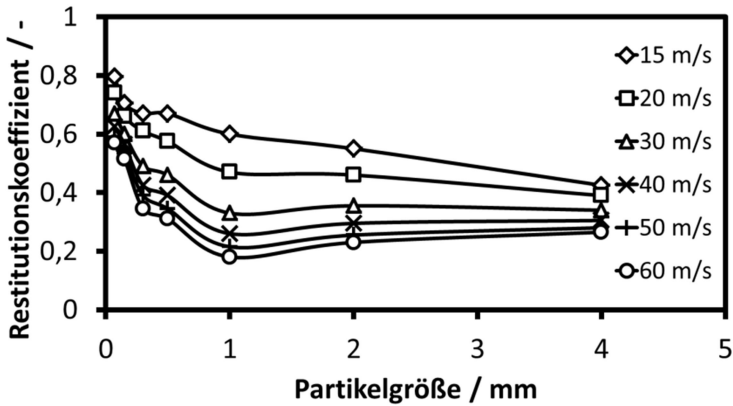


Abb. 168: Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit von Partikelgrößen und Anfluggeschwindigkeit für Glaskugeln.

Zur Parametrisierung der Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von Partikelgröße und -geschwindigkeit, werden die in Abbildung 168 gezeigten Ergebnisse als Trendlinien, in Form von Potentialfunktionen, in Abbildung 169 erneut dargestellt. Das neue Diagramm verdeutlicht, dass bei konstanter Geschwindigkeit die Restitutionskoeffizienten bei zunehmender Partikelgröße kleiner werden, während sie sich mit abnehmender Partikelgröße einem Wert nahe eins (100 %) annähern, wobei der Restitutionskoeffizient mit zunehmender Anfluggeschwindigkeit abnimmt. Die Partikelgrößenabhängigkeit des Restitutionskoeffizienten kann durch die zu kleineren Partikelgrößen zunehmende Belastbarkeit der Partikel erklärt werden. Durch den höheren Energieverlust infolge einer plastischen Verformung oder eines Bruches (vgl. *Abschnitt 2.6*) verlieren große Partikel einen erheblichen Energieanteil, weshalb sie nur kleine Restitutionskoeffizienten erzielen. Des Weiteren müssen bei großen Partikeln verstärkt Reibungs- und Wärmeverluste mit betrachtet werden [19,48].



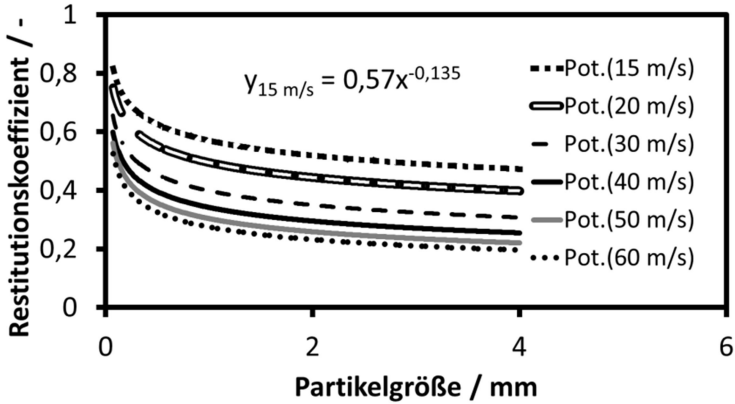


Abb. 169: Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit von Partikelgrößen und Anfluggeschwindigkeit für Glaskugeln (geglättet durch Potenzfunktion) [19,48].

Eine Betrachtung des Partikelverhaltens im realen Sichtprozess sowie ein Vergleich mit den Partikelkanonenexperimenten weisen jedoch deutliche Unterschiede auf. Somit prallen die Partikel im Abweiseradsichter mit geringer Geschwindigkeit auf die Prallplatte und werden von dieser durch einen Impuls, infolge der deutlich höheren Geschwindigkeit der Sichtradschaufel, mit erhöhter Geschwindigkeit in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt. Hierbei ist zu erwähnen, dass es bei den Versuchen mit den Partikelkanonen, aufgrund der geringen Auflösung der Hochgeschwindigkeitskamera, nur möglich war, Partikel mit einer Größe  $\geq 80 \mu\text{m}$  auszuwerten, während es bei den Aufnahmen des realen Sichtprozesses auch möglich war, Partikelgrößen bis zu  $50 \mu\text{m}$  zu visualisieren. Wird die Energieübertragung des Impulses der Sichtradschaufel auf ein Partikel unter Annahme von Energieerhaltung und elastischem Stoß betrachtet, kann die Rückprallgeschwindigkeit des Partikels  $v_{r, \text{Partikel}}$  ohne den übertragenen Geschwindigkeitsanteil der Schaufel  $v_{\text{Schaufel}}$  berechnet werden (vgl. Abb. 170).

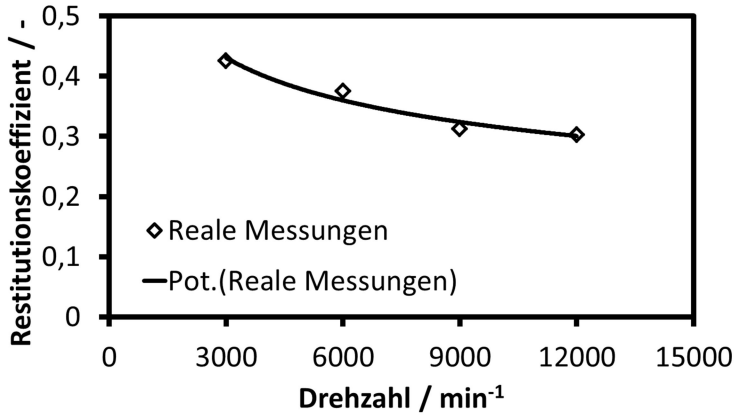


Abb. 170: Restitutionskoeffizient in Abhängigkeit der Sichtraddrehzahl ohne Übertragung des Impulses der Schaufel auf ein Partikel mit einer Partikelgröße von ca. 50  $\mu\text{m}$ .

Nachdem jedoch die Auswertung der Restitutionskoeffizienten, in Abhängigkeit von Partikelgröße, Drehzahl und Gutbeladung, durch die Auflösung der Hochgeschwindigkeitskamera stark eingeschränkt ist, müssen an dieser Stelle erweiterte DEM-Simulationen die benötigten physikalischen Skalierungsgesetze aufdecken. Ein Vergleich der Restitutionskoeffizienten bei identischer Partikelgröße und einer Drehzahl von  $9000 \text{ min}^{-1}$  verdeutlicht (vgl. Abbildung 170 und 171), dass die in *Abschnitt 4.1.3* vorgestellte DEM-Simulation den Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit der Partikelgröße mit einem gegen 1 strebenden Wert gut wiedergeben kann [19,48].

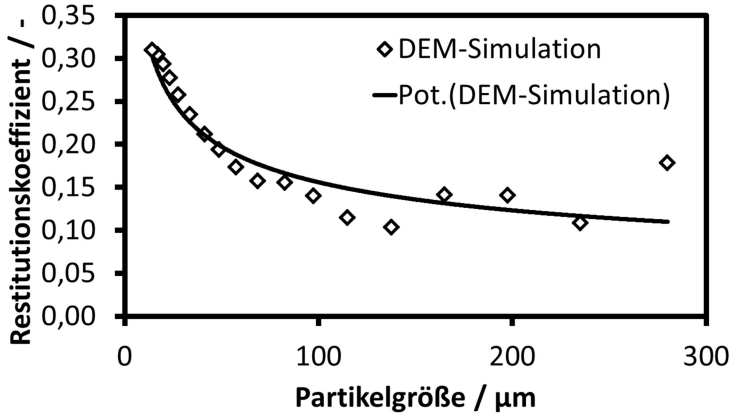


Abb. 171: DEM-simulierte Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit der Partikelgröße bei einer simulierten Sichtraddrehzahl vom  $9000 \text{ min}^{-1}$ .

Eine Betrachtung der Rücksprunggeschwindigkeit mit Energieübertragung des Schaufelimpulses auf ein Partikel einer Partikelgröße von ca.  $50 \mu\text{m}$  zeigt bei Hochgeschwindigkeitskameraauswertungen Restitutionskoeffizienten deutlich über 1. Hierbei wird der Einfluss der drehzahlabhängigen Fokussierung des Partikelstroms (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1*) und der resultierenden Partikel-Partikel-Stöße deutlich, wobei der Restitutionskoeffizient durch Zunahme an Partikel-Partikel-Stößen abnimmt. Ein Vergleich von Abbildung 171 und 172 lässt erkennen, dass die Übertragung des Schaufelimpulses auf ein Partikel in der DEM-Simulation nicht hinreichend berücksichtigt wurde [19,48].

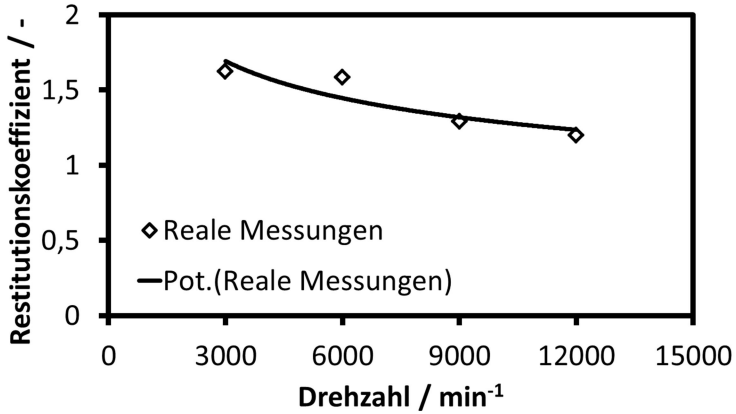


Abb. 172: Restitutionskoeffizient in Abhängigkeit der Sichtraddrehzahl mit Übertragung des Impulses der Schaufel auf ein Partikel mit einer Partikelgröße von ca. 50  $\mu\text{m}$ .

#### 6.2.1.2 Bestimmung der Absprunghöhe und effektiven Viskosität von Quarzsand

Die Versuche zur Bestimmung der effektiven Viskosität zeigen, inwiefern sich die Absprunghöhen der Quarzsand-Partikelkollektive ( $x_{50} = 130 \mu\text{m}$ ) mit der Beladung ändern. Wie in Abbildung 173 angedeutet ist, hängt die Absprunghöhe stärker von der Gutbeladung als von der Anfluggeschwindigkeit der Partikel ab, welche der Umfangsgeschwindigkeit der Sichtradschaukel entspricht [19,48].

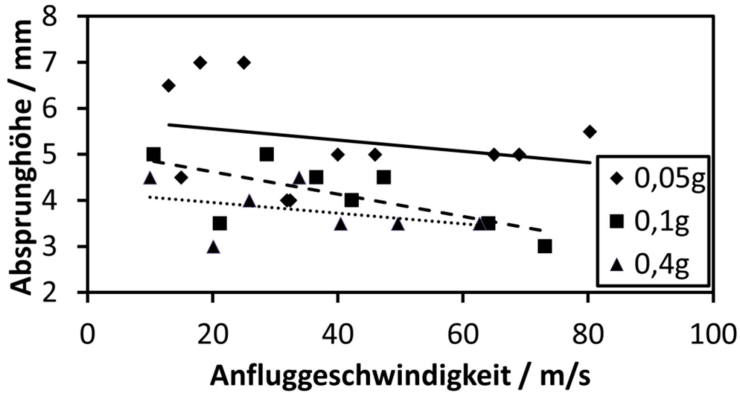


Abb. 173: Absprunghöhe der Quarzsandpartikel ( $x_{50} = 130 \mu\text{m}$ ) in Abhängigkeit von Geschwindigkeit und Beladungsmasse [19,48]

Die starke Abhängigkeit von der Beladungsmasse wird besonders durch einen Vergleich mit Abbildung 174 und 175 deutlich. Durch die Ausbildung eines Partikelschleiers (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1*) in Folge vermehrter Partikel-Partikel-Kollisionen werden die Partikel an einer freien Bewegung gehindert, was den gleichen Effekt hat wie die Anhebung der (*effektiven*) *Viskosität* des Trägergases (*Richardson und Zaki* [50]). Hierbei nimmt die Viskosität durch die geschwindigkeitsabhängige Einschnürung der Fluidströmung, sowie der Fokussierung des Partikelstromes zu. Daher muss davon ausgegangen werden, dass in Abhängigkeit der radialen Position die verschiedenen Anteile dieses Partikelschleiers unterschiedliche Zentrifugalkräfte erfahren. Demzufolge ist bei einer gewissen radialen Position der Einfluss der Zentrifugalkräfte auf die Partikel im Schleier größer als die nach innen gerichtete Schleppkraft. Wie besonders bei niedriger Umfangsgeschwindigkeit beobachtet wurde, entleert sich der äußere Teil der Partikelschicht in die Sichtradperipherie, während der innere Teil in die Feinfraktion gezogen wird [19,48].

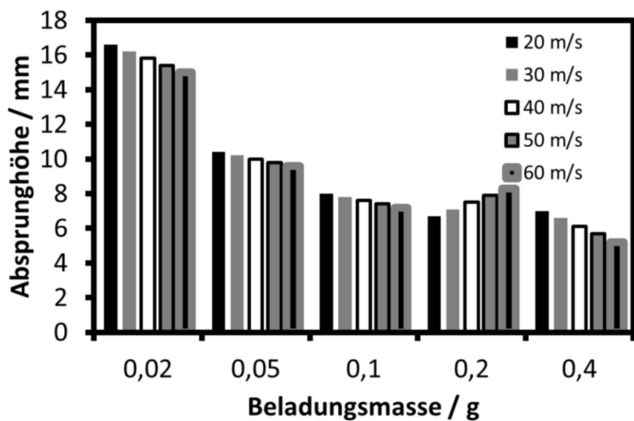


Abb. 174: Absprunghöhe  $H$  vom Quarzsandpartikeln ( $x_{50} = 130 \mu\text{m}$ ) in Abhängigkeit von Beladungsmasse und Anfluggeschwindigkeit [19,48]

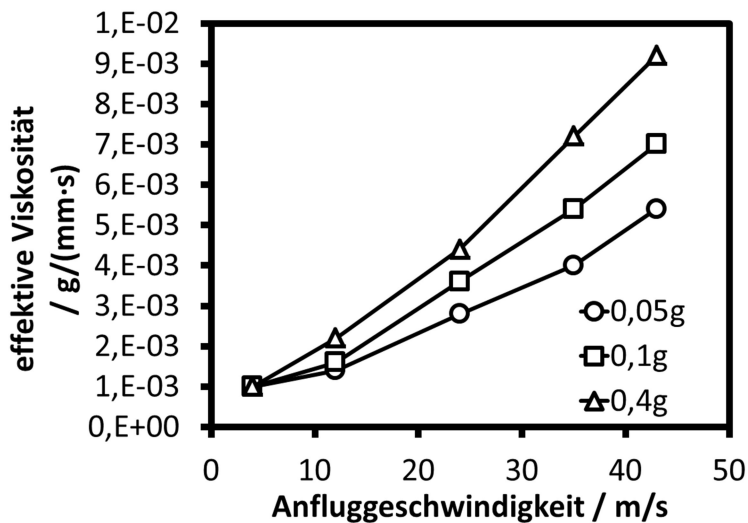


Abb. 175: Effektive Viskosität  $\eta_{eff}$  in Abhängigkeit von Abfluggeschwindigkeit und Beladungsmasse

### **6.2.1.3 Fehlerquellen bei der Bestimmung des Restitutionskoeffizienten**

Bei der Bestimmung des Restitutionskoeffizienten mittels Partikelkanone und Hochgeschwindigkeitskamera ist zu berücksichtigen, dass sich die Partikel nicht nur in der betrachteten Ebene (X-Richtung) bewegen. Vielmehr prallen die Partikel durch Unebenheiten auf der Prallplatte, sowie durch Rotation oder Inhomogenität der Partikel in die Bildtiefe ab. Durch Unebenheiten auf der Oberfläche der Partikel und Platte kommt es zu Ungleichmäßigkeiten von Ein- zu Ausfallwinkel, welche bei einer idealisierten Betrachtung gleich wären. Die Winkel weichen jedoch in der Realität voneinander ab, was bedeutet, dass die Prallplatte unterschiedliche Energiemengen aufnimmt, wodurch Abweichungen der Restitutionskoeffizienten bei gleicher Geschwindigkeit zu erklären und zu erwarten sind. Diese Winkelabweichung wirkt sich auf die betrachtete Geschwindigkeitskomponente (X-Richtung) aus, kann jedoch durch die Kamera nicht unterschieden werden. Nachdem sich die Bildschärfe der Partikel mit Bewegung in die Bildtiefe zunehmend verschlechtert, ist anzunehmen, dass die Winkelabweichungen gering sind. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass je höher die betrachteten Geschwindigkeiten sind, desto höher wird auch der Fehlbetrag bei gleichem Winkel. Des Weiteren kann es bei den Versuchen mit kleineren Partikeln durch das Verschießen im Kollektiv zu Partikel-Partikel-Stößen kommen, ohne dass diese aufgrund der Kameraauflösung gesehen werden. Hierbei kann es durch die hohe Partikelanzahl zu Verwehlungen kommen, sodass das betrachtete Partikel vor dem Stoß mit der Platte nicht dem Partikel nach dem Stoß entspricht.

### **6.2.1.4 Fehlerquellen bei der Bestimmung der Absprunghöhe**

Durch die unterschiedlichen Schusscharakteristika (oben beschrieben) und die daraus resultierende Viskosität des Partikelkollektives wird die Absprunghöhe beeinflusst, wodurch es zu Abweichungen in den Messungen kommt. Ein Vergleich der Fokussierung des Partikelstromes (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1*) mit Abbildung 176 zeigt die Problematik der Ermittlung der Modellkoeffizienten mit den Partikelkanonen. Während im realen Sichtprozess das Partikelkollektiv mit zunehmender Relativgeschwindigkeit (Partikel zu nacheilender Schaufel) zur Sichtradaußenkante fokussiert wird, werfen die Kanonen die Partikel als breiten Strom gegen die Prallplatte. Somit erfahren die Partikelkollektive bei den Kanonenexperimenten keine Fokussierung in Abhängigkeit der Relativgeschwindigkeit, was zu einer

Verfälschung des Partikelverhaltens, im Besonderen der Partikel-Partikel-Stöße, und infolgedessen der ermittelten effektiven Viskosität führt.

Um die im Abweiseradsichter auftretenden Abhängigkeiten des Restitutionskoeffizienten sowie der effektiven Viskosität des fokussierten Partikelstromes von Partikelgröße, Partikelgeschwindigkeit, Gutbeladung und Sichtraddrehzahl physikalisch parametrisieren zu können, müssten in weiteren Versuchen mit Mikroskop-Hochgeschwindigkeitskamera und Laser-Doppler-Anemometer in Kombination mit einer erweiterten DEM-Simulation allgemein gültige Skalierungsgesetze ermittelt und in das im folgenden beschriebene Modell integriert werden.

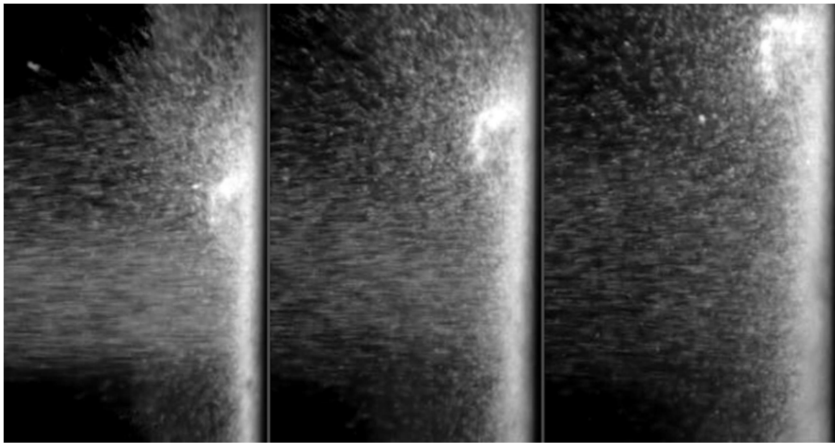


Abb. 176: Kollision und Rücksprung eines breiten nicht fokussierten Quarzsandpartikel-kollektives mit einer Metallplatte (Zeitdifferenz zwischen 2 Bildern: 3 ms)

## 6.2.2 Bestimmung der Modellparameter aus einer DEM-Simulation

### 6.2.2.0 Einleitung

Bei dem in *Abschnitt 6.1* dargestellten Modellansatz wurde gezeigt, dass über die Physik der Partikelflugbahnen in Kombination mit dem am Aufprallpunkt herrschenden Kräftegleichgewicht aus Zentrifugal- und Schleppkraft das stationäre Trennverhalten wiedergegeben werden kann. Hierbei ist zu beachten, dass sowohl der Restitutionskoeffizient  $e_n$ , zur Beschreibung der Partikel-Wand-Stöße, als auch die effektive Viskosität



$\eta_{eff}$ , als Parameter für die Partikel-Partikel-Interaktion, noch nicht ausreichend untersucht wurden. Um das gezeigte Modell um das dynamische Verhalten der Sichtung zu erweitern, müssen die genannten Parameter über Mikroskop-Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen und eine Erweiterung der vorgestellten DEM-Simulationen in nachfolgenden Versuchen ermittelt werden. Infolgedessen müssen allgemein gültige Skalierungsgesetze für die effektive Viskosität sowie den Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit von Partikelgröße, Gutbeladung und Drehzahl hergeleitet und in das vorgestellte Flugbahnmodell integriert werden. Bei dem im Folgenden dargestellten Ansatz wird über das Kräftegleichgewicht aus Zentrifugal- und Schleppkraft bzw. der enthaltenen Sink-  $v_m$  und Umfangsgeschwindigkeit  $v_\phi$  die effektive Viskosität im Schaufelzwischenraum ermittelt. Ausgangspunkt der Betrachtung ist hierbei die Sedimentations- bzw. Sinkgeschwindigkeit  $v_m$  im Zentrifugalfeld nach Gl (80):

$$v_m = \frac{\rho_P \cdot x^2 \cdot v_\phi^2}{18 \cdot \eta \cdot r} \text{ mit Relaxationszeit } \tau = \frac{\rho_P \cdot x^2}{18 \cdot \eta} \quad (80)$$

$$v_m = \tau \cdot \frac{v_\phi^2}{r}$$

Der Berechnungsansatz ermöglicht, die effektive Viskosität aus den mit der DEM-Simulation ermittelten Absprunghöhen  $H$  zu berechnen, wie im Folgenden gezeigt wird.

### 6.2.2.1 Ansatz: Umfangsbewegung der Partikel bei Stokesscher Reibung

Als Grundlage für die Berechnung der effektiven Viskosität wird angenommen, dass die Stokessche Reibung für das Partikelkollektiv gilt. Für den Anflug der Partikel im Schaufelzwischenraum mit der relativen Geschwindigkeit  $v_{rel}$  wird angenommen, dass die Partikel von den rückfliegenden Partikeln abgebremst werden. Die Reibungskraft nach Stokes  $F_{R,Stokes}$  sowie die aus dem Kräftegleichgewicht berechnete Sinkgeschwindigkeit  $v_m$  ergibt sich nach (80-82) [57]:

$$m \frac{dv}{dt} = -3\pi \cdot \eta \cdot x \cdot v_{rel} = F_{R,Stokes} \quad (81)$$

$$\text{mit } \frac{1}{2} C_w(Re) \cdot A_p \cdot \rho_f \cdot v_{rel}^2 = 3\pi \cdot \eta \cdot x \cdot v_{rel} \quad (82)$$

Um Gl. (81) nach der Geschwindigkeit aufzulösen, muss diese über die Zeit integriert (83) und das entstehende Integral gelöst (84) werden [57]:

$$\int_{v_0}^v \frac{dv}{v} = -\frac{18 \cdot \eta}{x^2 \cdot \rho_P} = \int_0^t dt \quad (83)$$

$$\ln(v) - \ln(v_0) = -\frac{18 \cdot \eta}{x^2 \cdot \rho_P} \cdot t \quad (84)$$

Durch das Anwenden der Logarithmusgesetze kann Gl. (84) als Geschwindigkeits-Zeit-Formel für den Anflug der Partikel zur Schaufel (85) umgestellt werden [57].

$$v_{(t)} = v_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (85)$$

Erst ab dem Zeitpunkt (0) bis zum Erreichen der Wand am Zeitpunkt ( $t_H$ ) sind Partikel-Partikel-Stöße mit signifikanter Häufigkeit anzunehmen, wobei erst ab dem Abstand  $H$  zur Wand die Annahme der Stokesschen Reibung mit einer effektiven Viskosität  $\eta_{eff}$  gilt. Der Abstand bzw. die Absprunghöhe  $H$  kann demnach mit Gl. (86) ausgedrückt werden [57]:

$$H = \int_0^{t_H} v_{(t)} dt = \int_0^{t_H} v_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} dt = -v_0 \cdot \tau \cdot \left[ e^{-\frac{t}{\tau}} \right]_0^{t_H}$$

$$H = v_0 \cdot \tau \cdot \left( 1 - e^{-\frac{t_H}{\tau}} \right) \quad (86)$$

Nach Auflösen der Exponentialfunktion durch erneutes Anwenden der Logarithmusgesetze kann ein Ausdruck für die zeitliche Überwindung der Strecke  $H$  beim Anflug aufgestellt werden [62]:

$$t_H = -\tau \cdot \ln \left( 1 - \frac{H}{v_0 \cdot \tau} \right) \quad (87)$$

Durch Einsetzen des Ausdrucks (87) in (85) wird die Geschwindigkeit der Partikel beim Anflug direkt vor der Wand in Form von Gleichung (88) ausgedrückt [57]:

$$v_{(t_H)} = v_0 \cdot \left( 1 - \frac{H}{v_0 \cdot \tau} \right) \quad (88)$$

Die Geschwindigkeit für die Anflugphase kann somit ermittelt werden. Des Weiteren kann der Restitutionskoeffizient  $e_n$  eines Einzelpartikels über den Stoßvorgang an der Schaufel beschrieben werden. Das Verhältnis von

Reflexions- zu Anfluggeschwindigkeit, welches durch Experimente mit Partikelkanonen und Hochgeschwindigkeitskameradaten des realen Sichtprozesses bestimmt wurde und welches noch in Abhängigkeit von Partikelgröße, Gutbeladung und Drehzahl aus DEM-Simulationen vertiefend ermittelt werden muss, ist somit eine notwendige Grundlage für diese Berechnungen. Die Rückprallgeschwindigkeit nach dem Stoß kann infolge dieser Untersuchungen anhand der Gl. (89) ermittelt werden [57]:

$$v_{r_0} = e_n \cdot v_{(t_H)} = e_n \cdot v_0 \cdot \left(1 - \frac{H}{v_0 \cdot \tau}\right) \quad (89)$$

Da die zurückfliegenden Partikel von den anfliegenden Partikeln ebenfalls aufgehalten werden, werden die neuen Komponenten in Gl. (85) eingesetzt, um einen Ausdruck für die Rückfluggeschwindigkeit über die Zeit (90) zu bekommen [57]:

$$v_{r(t)} = v_{r_0} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = e_n \cdot v_0 \cdot \left(1 - \frac{H}{v_0 \cdot \tau}\right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (90)$$

Die Bedingung für die Rückfluggeschwindigkeit ist, dass diese beim Erreichen der Absprunghöhe  $H$  den Wert 0 m/s erreicht. Wird also Gl. (90) gleich Null gesetzt, so gilt für diese, dass das Produkt Null wird, wenn einer der Faktoren Null ist. Da die Exponentialfunktion nur für  $t \rightarrow \infty$  gegen Null strebt, kann die Klammer gleich Null gesetzt werden (91)[ 57]:

$$0 = 1 - \frac{H}{v_0 \cdot \tau} \quad (91)$$

Wenn für die Relaxationszeit die Bedingung aus Gl. (88) eingesetzt wird, so kann die effektive Viskosität nach Formel (92) berechnet werden [57]:

$$\eta_{eff} = \frac{\rho_P \cdot x^2 \cdot v_0}{18 \cdot H} \quad (92)$$

Die Sinkgeschwindigkeit dieses Ansatzes (93) ergibt sich aus (80) und (89):

$$v_m = \frac{\tau}{r} \cdot e_n^2 \cdot v_0^2 \left(1 - \frac{H}{\tau \cdot v_0}\right)^2 \quad (93)$$

Mit Gleichung (93) wird die Sinkgeschwindigkeit unmittelbar nach der Partikel-Wand-Kollision mit den bestimmaren Ausgangsparametern Partikelanfangsgeschwindigkeit  $v_0$ , Restitutionskoeffizienten  $e_n$ , Partikelrelaxationszeit  $\tau$  und der Absprunghöhe  $H$  in Verbindung gebracht.

### 6.2.2.2 Ansatz: Kräftegleichgewicht am Trennkorn

Als nächstes gilt es, den Übergang zum Trennkorn zu realisieren. Bei Betrachtung des am Trennkorn angreifenden Kräftegleichgewichts kann die Sinkgeschwindigkeit  $v_m$  gleich der radialen Geschwindigkeitskomponente der Schleppkraft  $v_r$  (94) gesetzt werden [57]:

$$v_m = \frac{\tau}{r} \cdot (e_n \cdot v_0)^2 \cdot \left(1 - \frac{H}{\tau \cdot v_0}\right)^2 = v_r \quad \text{für } x_t = \text{Trenngrenze} \quad (94)$$

Wird Gleichung (94) als Funktion in Abhängigkeit der Relaxationszeit  $\tau$  (95) aufgestellt, kann eine quadratische Gleichung (96) gebildet werden [57]:

$$f(\tau) = v_r - \frac{\tau}{r} (e_n \cdot v_0)^2 \cdot \left(1 - \frac{H}{\tau \cdot v_0}\right)^2 = 0 \quad (95)$$

mit  $r$  = Sichtradius.

$$\tau^2 \underbrace{\left[\frac{(e_n \cdot v_0)^2}{r}\right]}_a + \tau \underbrace{\left[v_r + 2 \frac{H}{v_0} \cdot (e_n \cdot v_0)^2\right]}_b - \underbrace{\left[(e_n \cdot v_0)^2 \cdot \frac{H^2}{v_0^2}\right]}_c = 0 \quad (96)$$

Unter Verwendung der a-b-c-Formel (Mitternachtsformel (97)) zur Lösung allgemeiner quadratischer Gleichungen (69) kann die Relaxationszeit bestimmt werden [57]:

$$\tau_{1/2} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (97)$$

Somit ist es schließlich möglich, die effektive Viskosität (99) unter Zuhilfenahme der berechneten Relaxationszeit (97) für eine gegebene Trenngrenze  $x_t$  aus der allgemeinen Gleichung der Relaxationszeit (98) zu ermitteln [57]:

$$\tau = \frac{\rho_P \cdot x^2}{18 \cdot \eta} \quad (98)$$

$$\eta_{eff} = \frac{\rho_P \cdot x_t^2}{18 \cdot \tau} \quad (99)$$

Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass es zur Bestimmung der effektiven Viskosität bei beiden Ansätzen nötig ist, verschiedene Parameter experimentell und mittels DEM-Simulation zu bestimmen. Infolgedessen müssen der Restitutionskoeffizient, die Absprunghöhe  $H$  sowie die Anfluggeschwindigkeit der Partikel  $v_0$  und die Geschwindigkeit der Partikel nach der Schaufelkollision ( $e_n \cdot v_0$ ) aus DEM-Simulationen in Kombination mit Mikroskop-Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen für verschiedene Drehzahlen und Gutbeladungen bestimmt und in das bestehende Flugbahnmodell integriert werden [57].

### 6.3 Einbau von Trenngrenze und Trennschärfe in das Modell von Molerus

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in *Abschnitt 6.1* das auf Basis der Parametrisierung der im Schaufelzwischenraum vorherrschenden Fluidströmung (vgl. *Abschnitt 4.1.1*) beruhendem Flugbahnmodell vorgestellt. Nachdem das Flugbahnmodell die Trenngrenze  $x_t$  ermittelt, zur Charakterisierung der Trenncharakteristik jedoch zusätzlich die Trenngradkurven benötigt werden, wurde das gezeigte Flugbahnmodell in das in *Abschnitt 2.1.3.3* beschriebene Modell vom *Molerus* (37) [9-10] integriert. Wie bereits durch verschiedene Untersuchungen (vgl. *Abschnitte 4.1* und *4.2*) und einer Literaturrecherche veranschaulicht wurde, kann die Trennschärfe in Abhängigkeit von Drehzahl, Gutbeladung und Schaufelgeometrie als nahezu konstant, mit einem Koeffizienten  $k$ , angenommen werden, sodass die Trenngradkurve anhand des Modells vom *Molerus*, über Einführung dieses Trennschärfekoeffizienten  $k$  und der mittels dem Flugbahnmodell ermittelte Trenngrenze  $x_{t,Flugbahn}$  berechnet werden kann (vgl. Abb. 178). In diesem Rahmen fungieren bei der Berechnung der Trenngradkurve die Partikelgrößen  $x$  der Partikelgrößenverteilung des Aufgabegutes als Laufvariable. Das angepasste Modell von *Molerus* kann somit wie folgt dargestellt werden [8,48,53]:

$$T(x) = \frac{1}{1 + \left(\frac{x_{t,Flugbahn}}{x}\right)^2 \cdot \exp\left(k \cdot \left[1 - \left(\frac{x}{x_{t,Flugbahn}}\right)^2\right]\right)} \quad (100)$$

Die gute Übereinstimmung des aufgestellten Modellkonzeptes mit den experimentell ermittelten Trenngradkurven wird in Abbildung 177 dargestellt. Es ist jedoch zu beachten, dass im vorgestellten Modellansatz die effektive Viskosität als Modell-Fitparameter aus einer Vielzahl von Versuchen in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung angepasst wurde (vgl. Kapitel 6.2). Um im vorgestellten Modell die dynamische Trenncharakteristik abbilden zu können, müssen allgemein gültige Skalierungsgesetze für Wirbelgeschwindigkeit, effektive Viskosität und Partikelrücksprunggeschwindigkeit in Abhängigkeit von Beladung, Drehzahl und Partikelgröße in weiterführenden Untersuchungen erhoben und in das Modell eingebaut werden. Diese noch fehlenden Parameter sollen im weiteren Forschungsverlauf durch Mikroskop-Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, Laser-Doppler-Anemometer-Messungen und DEM-Simulationen (Diskrete Elemente Methode) ermittelt und in das Flugbahnmodell eingearbeitet werden [8,48,53].

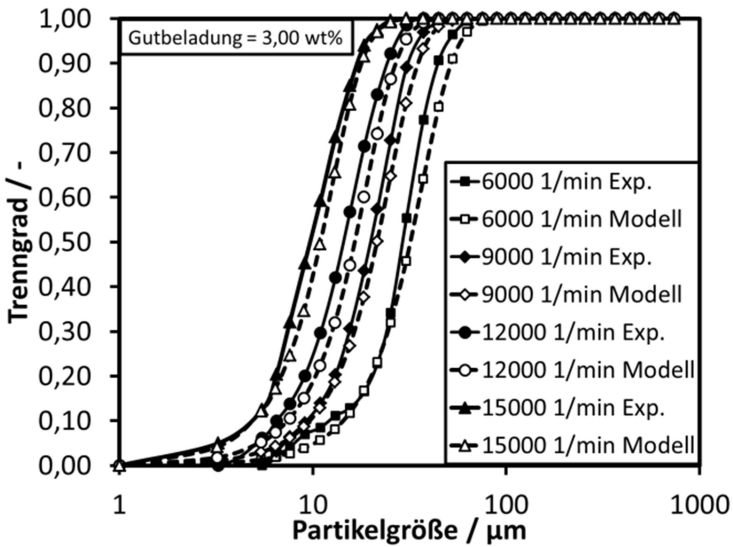


Abb. 177: Vergleich der experimentellen Trennkurven mit den nach Gl. (100) berechneten Modell-Trennkurven (Trenngrenze aus Flugbahnmodell und Trennschärfekoeffizient als konstant angenommen) [8,48,53].

Um das Flugbahnmodell sowie die DEM-Simulationen (vgl. *Abschnitt 4.1.3*) miteinander und mit den experimentellen Daten zu vergleichen, werden in Abbildung 178 und 179 die modellierten und simulierten

Trenngradkurven mit den Trenngradkurven aus experimentellen Daten verglichen. Die Ergebnisse zeigen Trenngradkurven bei einer geringen Gutbeladung von 0,33 wt% und Variation der Drehzahl. Die Gegenüberstellung der Trenngradkurven der experimentell ermittelten Daten mit der DEM-Simulation verdeutlichte (vgl. Abbildung 178), dass die Trenngradkurven bei beiden Drehzahlen lediglich einen geringen Unterschied aufweisen. Hierbei stimmen die experimentell ermittelten Daten mit den mittels DEM-Simulation bestimmten Trennkurven für eine Drehzahl von  $9.000 \text{ min}^{-1}$  sehr gut überein. Kleine Abweichungen der DEM sind nur bei Partikelgrößen von  $50 \mu\text{m} < x < 100 \mu\text{m}$  festzustellen, nachdem die Trennung in der Simulation etwas weniger scharf stattfindet. Grund hierfür sind vor allem Partikelgrößen knapp über der Trenngrenze, die in der Simulation noch ins Feingut ausgetragen werden. Abbildung 179 macht weiter deutlich, dass während sich die Trennkurven mit steigender Drehzahl in Richtung feiner Partikelgrößen verschieben, weichen die Modellkurven mit abnehmender Drehzahl zunehmend von den experimentellen Trennkurven ab. Besonders sticht die Trenngradkurve bei einer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  mit einer deutlich größeren Abweichung zu den experimentellen Werten heraus. Nachdem das Modell auf Basis der in *Abschnitt 4.1.1.1.* dargestellten Sichtlufteinschnürung, Partikelfokussierung und Partikelinteraktion im Schaufelzwischenraum die Partikelbewegung und somit die Trenngradkurven ermittelt (vgl. *Abschnitt 4.1.1.1* und *6.1*), diese Einschnürungs- und Stoßeffekte jedoch bei einer Sichtradumfangsgeschwindigkeit von  $7,86 \text{ m/s}$  ( $3000 \text{ min}^{-1}$ ) und einer Gutbeladung von 0,33 wt% nur geringfügig auftreten, entsteht eine in weiteren Arbeiten noch anzupassende Abweichung [53].

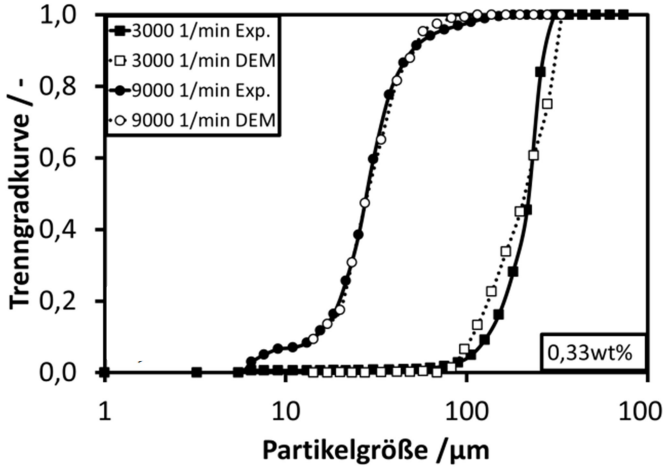


Abb. 178: Vergleich der experimentellen und numerischen (DEM) Trennkurven [53]

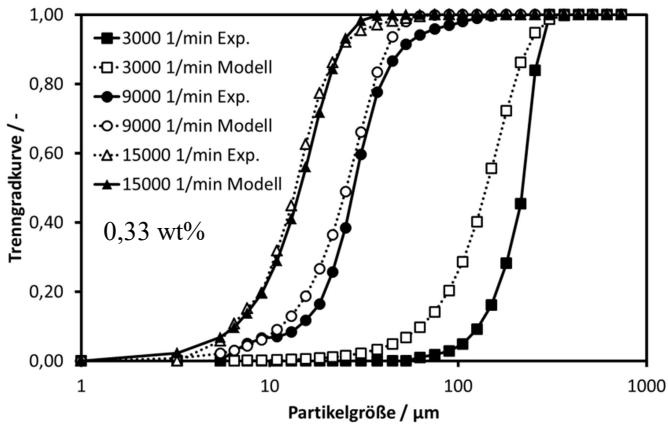


Abb. 179: Vergleich der experimentellen und mittels Modell erstellten Trennkurven [53]

An dieser Stelle kann festgehalten werden, dass die beobachteten Flugbahnkurven der Partikel sowie die experimentell ermittelten Trennkurven zum ersten Mal mit einer DEM-Simulation sehr gut wiedergegeben werden konnten. Dies verdeutlicht, dass die Kombination



aus DEM-Simulation und Experiment die Möglichkeit eröffnet, die benötigten Skalierungsgesetze, welche in dieses einfache Modell einfließen (wie z.B. die effektive Viskosität), fundiert zu bestimmen und somit die Genauigkeit der Modellvorhersagen zu verbessern. Weitere experimentelle Untersuchungen sowie eine Erweiterung der gezeigten DEM-Simulationen sollen in den folgenden Jahren zur Untersuchung des Wechselspiels von Partikel-Interaktionen im Sichtprozess sowie der Abhängigkeit von der effektiven Viskosität durchgeführt werden [53]. Die Notwendigkeit solcher Skalierungsgesetze zeigt sich des Weiteren bei einem Vergleich des vorgestellten Modells mit etablierten Modellen wie dem 4-parametrischen *Husemann-Modell* (vgl. *Anhang 9.3 [14-14a]*) und dem rein empirischen Modell nach *Yu* [56]. Wie aus *Abbildung 180* zu erkennen ist, erfassen diese Modelle im Gegensatz zum vorgestellten Flugbahnmodell selbst bei konstanter Beladung die Abhängigkeit der Trenngrenze von der Drehzahl nur in einem begrenzten Bereich korrekt. Hierbei verdeutlicht der vorgestellte Ansatz, dass über die Partikelflugbahnen die Physik der Partikel-Schaufel-Stöße richtig wieder gegeben werden kann und eine Beschreibung des stationären Trennverhaltens möglich ist. Im weiteren Projektverlauf soll dieses Modell das dynamische Verhalten von Abweiseradsichtern so erfassen, dass es in das im Rahmen des Schwerpunktprojektes „*Dynamische Simulation vernetzter Feststoffprozesse*“ entstehenden Fließschema-Kalkulations-PC-Programm (DYSSOL) zur Berechnung von Feststoffströmen eingebettet werden kann.

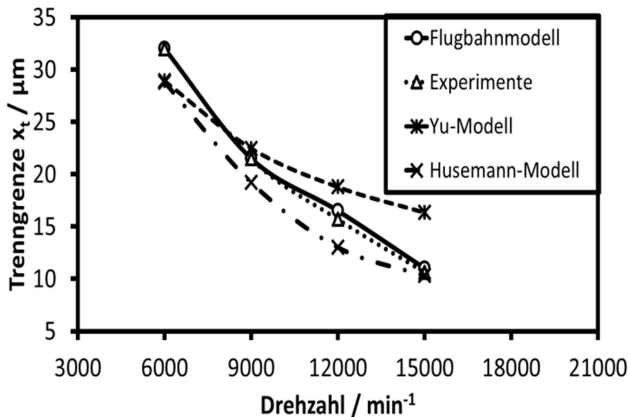


Abb. 180: Vergleich der experimentellen und nach verschiedenen Modellen berechneten Trenngrenze [8,48,53]

## 7 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zur Beschreibung der Trenncharakteristik eines Abweiseradsichters im stationären sowie instationären Betrieb dargestellt. Im Vordergrund stand neben der Visualisierung der Fluidströmung die Bewegung von Feststoffpartikeln im Schaufelzwischenraum (Sichtzone), der Peripherie und dem Zentrum des Sichtrades eines Abweiseradsichters.

Eine Betrachtung der Fluidströmung des Standardsichtrades mit rechteckiger Schaufelgeometrie, bei einer langsamen Drehzahl ( $3.000 \text{ min}^{-1}$ ) veranschaulichte, dass sich beim Eintritt des Fluidstromes in die Sichtzone in Nähe der Außenkante der nacheilenden Schaufel ein turbulentes Strömungsfeld ausbildet. Hierbei wird ein Teil der Fluidströmung als Wirbel in die Sichtradperipherie hinausgetragen, während der andere Teil in einem bogenförmigen Verlauf aus der Sichtradperipherie in das Sichtradinnere strömt. Weiter wurde deutlich, dass der Fluidstrom mit Anheben der Sichtraddrehzahl ( $6.000\text{-}15.000 \text{ min}^{-1}$ ) zunehmend tangential zur Sichtradaußenkante verläuft. Somit erzeugt die Strömung beim Eintritt in die Sichtzone durch Strömungsabrisse ein turbulentes Gebiet in Nähe der Außenkante der vorhereilenden Schaufel. Durch diese Strömungsabrisse wird mit Anheben der Sichtraddrehzahl im Schaufelzwischenraum ein Starrkörperwirbel an der vorhereilenden Schaufel ausgebildet, wobei die durch die Sichtzone verlaufende Luftströmung zwischen Starrkörperwirbel und nacheilender Schaufel eingeschnürt wird. Der Starrkörperwirbel bewegt sich mit zunehmender Sichtraddrehzahl auf die nacheilende Schaufel zu, wobei sein Durchmesser anwächst. Es wurde ersichtlich, dass die Einschnürung der Fluidströmung aufgrund der Ausbildung eines Starrkörperwirbels, infolge der an der Außenkante der vorhereilenden Schaufel entstehenden Wirbelbildungen durch die Geometrie der Schaufel begründet ist.

Obwohl die Einschnürung des Fluidstromes gemäß der Kontinuitätsgleichung eine Erhöhung der Fluidgeschwindigkeit und demzufolge eine Erhöhung der Schleppkraft bewirkt, werden die Partikel des Aufgabegutes, durch Schwarmbewegungen, mit zunehmender Sichtraddrehzahl zur Sichtradaußenkante fokussiert. Somit wechselwirkt der fokussierte Partikelstrom mit zunehmender Viskosität und Sichtraddrehzahl mit einer kleineren Prallfläche der nacheilenden Schaufel (*Partikel-Wand-Stöße*). Nach dem Auftreffen auf die nacheilende Schaufel,

welches mit zunehmender Drehzahl immer mehr einen ballistischen Charakter annimmt, springen die Partikel mit deutlich erhöhter Geschwindigkeit in beliebige Richtungen ab. Hierbei lässt sich der Restitutionskoeffizient  $e_n$  und somit das Verhältnis von Rücksprung- zu Auftreffgeschwindigkeit als Modellparameter für die Partikel-Wand-Interaktion aus Versuchen mit verschiedenen Partikelkanonen bestimmen. Bei einer zunehmenden Gutbeladung und somit einer zunehmenden Viskosität in der Sichtzone, treten die abprallenden Partikel in Schaufelnähe mit entgegenkommenden Partikeln in Wechselwirkung, sodass sowohl die ankommenden als auch die abspringenden Partikel abgebremst und möglicherweise abgelenkt werden. Es konnte festgestellt werden, dass sich ab einer Gutbeladung von  $\mu \geq 1$  wt% eine Partikelakkumulation (*Partikelschleier*) in einem geringen Abstand zur nacheilenden Sichtradschaufel ausbildet. Dieser Schleier erreicht eine Dichte  $H$  (als Absprunghöhe bezeichnet) über der nacheilenden Schaufel, welcher der Distanz entspricht, nach welcher die zurückspringenden Partikel durch Zusammenstöße mit den anfliegenden Partikeln vollständig abgebremst werden. Die Partikel werden aus dem Partikelschleier nur über Schlepp- und Zentrifugalkraft in unterschiedliche Richtungen bewegt. Hierbei werden die feinen Partikel mit der Fluidströmung (Schleppkraft) in das Innere des Sichtrades abgeschieden, während die groben Partikel über die Zentrifugalkraft in die Sichtradperipherie hinausgetragen werden.

Nach einer gewissen Prozesszeit bilden diese Partikelschleier Strähnen mit unterschiedlicher Form und Viskosität in der Peripherie des Sichtrades aus. Bei langsamer Drehzahl von  $3.000 \text{ min}^{-1}$  konnten lediglich gewölbte (bogenförmige) Strähnen visualisiert werden, während bei höheren Drehzahlen die kleinen gewölbten Strähnen in der Sichtradperipherie in größeren tangential zum Sichtrad verlaufenden Strähnen gesammelt werden. Durch den drehzahlabhängigen Geschwindigkeitsanstieg der entgegen den Strähnen strömenden Fluidströmung wird die mit der Sichtraddrehzahl linear zunehmende Anzahl gewölbter Strähnen in eine nahezu konstante Anzahl an Tangentialsträhnen gefangen. Die zunehmende Viskosität der Tangentialsträhnen resultiert bei ihrem Verlassen der Sichtradperipherie vermutlich in einem Sieb- bzw. filterndem Effekt auf den Aufgabegutstrom. Somit ist es zunehmend nur kleinen Partikelgrößen möglich durch die Freiräume der Strähnen hindurch in die Sichtzone zu gelangen.

Eine Betrachtung der durch den Sichtprozess, bei konstanter Drehzahl (stationärer Betrieb), entstehenden Fein- und Grobgutfraktionen machte eine Abhängigkeit von Sichtraddrehzahl und Gutbeladung deutlich. Somit wird die Trenngradkurve mit zunehmender Drehzahl in großen Sprüngen zu

feineren Partikelgrößen verschoben, während die Gutbeladung nur in moderater Stärke eine Auswirkung zeigt. Wird ein Drehzahlbereich von 3000 bis 12.000  $\text{min}^{-1}$  (4-fache Drehzahl) angenommen, würde gemäß dem bestehenden theoretischen Modellansatz aus dem Kräftegleichgewicht von Schlepp- zu Zentrifugalkraft, einer Erhöhung der Zentrifugalkraft bei gleich bleibender Schleppkraft eine Reduzierung der Trenngrenze um den Faktor vier bewirken. Die realen Messungen ergeben jedoch eine Verschiebung um einen Faktor sieben bis acht. Während die Verschiebung der Trenngrenze bei zunehmender Drehzahl direkt auf die Verstärkung der Zentrifugalkräfte, durch Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit, zurückzuführen ist, scheint die Zunahme der Gutbeladung die gemeinsame Bewegung des Partikelkollektivs als Folge der Partikel-Partikel-Stöße zu fördern, sodass ein großer Teil der Partikel auf die hintere Schaufel trifft und dort reflektiert wird. Durch die Schwarmbewegung der Partikel liegen die tangentialen Geschwindigkeiten bei hohen Konzentrationen, besonders bei Feingutpartikeln, sowohl vor als auch nach der Kollision mit der Sichtschaufel höher als die der Einzelpartikel, was auch größere Zentrifugalkräfte bedingt. Daher führt auch eine Erhöhung der Beladung zu Effekten, die der Erhöhung der Drehzahl ähnlich sind. Auffällig ist, dass mit zunehmender Gutbeladung der Feingutmassenanteil zuerst stark abnimmt, ab einer gewissen Drehzahl aber konstant bleibt. Es scheint, als wäre die Menge im Feingut nicht mehr direkt vom eigentlichen Sichtprozess zwischen den Sichtschaufeln abhängig. Dies veranschaulicht, dass neben dem bekannten Kräftegleichgewicht die in der Sichtzone auftretenden Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Interaktionen sowie der Einfluss der in der Peripherie verlaufenden Partikelstrahlen berücksichtigt werden muss.

Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die Trennschärfe in Abhängigkeit von Sichtdrehzahl und Gutbeladung nahezu konstant ist. Auch durch eine optimierte Dispergierung des Aufgabegutes, durch eine vorherige Trockendispergierung direkt in den Sichtluftstrom, konnte die Trennschärfe nicht verbessert werden. Eine Veränderung der Schaufelgeometrie konnte die Fluidströmung, jedoch nicht die Trennschärfe beeinflussen. Somit konnte durch eine sichelförmige Schaufelgeometrie die Wirbelbildung an der Sichttradaußenkante und somit die Starrkörperwirbelbildung in der Sichtzone vermieden werden. Dies führte zu einer Aufweitung des ansonsten fokussierten Partikelstromes und einer Reduzierung der Trenngrenze infolge geringerer Partikel-Wechselwirkungen. Durch die Veränderung der Fluidströmung konnte des Weiteren bei identischer Trenngrenze eine deutliche Verringerung der Sichtdrehzahl bzw. Umfangsgeschwindigkeit verzeichnet werden. Dies verdeutlicht die noch

offenen wirtschaftlichen sowie verfahrenstechnischen Potentiale durch Reduzierung an Energie- und Verschleißkosten.

Ausgehend von der Parametrisierung der Fluidströmung des Schaufelzwischenraumes konnte ein Modell (*Flugbahnmodell*) zur Berechnung der Trenngrenze und des Trenngrades entwickelt werden. Das neue Modell welches im Vergleich zu bestehenden Modellen, wie z. B. dem *Husemann-Modell* [14-14a], keine Vorabinformationen der produzierten Feingut- oder Grobgutfraktionen wie Massenanteile oder Partikelgrößenverteilung (PGV) benötigt, orientiert sich dennoch näher am realen Trennprozess als rein empirische Fitfunktionen wie das Modell von *Yu* [56]. Das Modell berechnet die größenabhängige Flugbahn einzelner Partikel in der Sichtzone sowie ihren Aufprallpunkt auf die nacheilende Schaufel. Nachdem die Partikel erst nach der Interaktion mit der Schaufel im Partikelschleier über das Kräfteverhältnis aus Schlepp- zu Zentrifugalkraft getrennt werden, kann die Trenngrenze am Punkt des Aufpralls unter Zuhilfenahme des Restitutionskoeffizienten (*Partikel-Wand-Stoß*) sowie der effektiven Viskosität (*Partikel-Partikel-Stöße*) beschrieben werden. Obwohl die genannten Koeffizienten zur Bildung eines allgemein gültigen Skalierungsgesetzes noch für den instationären dynamischen Sichtprozess in Abhängigkeit von Drehzahl, Gutbeladung und Partikelgröße erhoben werden müssen, konnte das Modell durch einen Vergleich mit experimentellen Ergebnissen für den stationären Betrieb validiert werden.

Eine erste Betrachtung des instationären Betriebes untersuchte die An- bzw. Abfahrphase des Sichters, schnelle Drehzahländerung sowie das Einfahren des Prozesses bei konstanter Drehzahl bis zur Erzeugung einer konstanten Trenngrenze. Im Besonderen machten die Versuche deutlich, dass beim Anfahren bzw. Einfahren des Prozesses zuerst ein Hold-up-Ring in Sichtradnähe mit Partikeln gefüllt werden muss, bis eine Strähnenbildung und eine konstante Partikeltrennung entsteht. Hierbei zeigten die Versuche, dass in Abhängigkeit von Drehzahl und Gutbeladung eine Prozesszeit von bis zu 50 Minuten nötig ist, um einen konstanten Trennprozess zu realisieren. Nachdem die Ausbildung des Hold-ups sowie die Entstehung der Partikelsträhnen und ihr Einfluss auf die Trennung noch nicht hinreichend verstanden ist, müssen Laser-Doppler-Anemometer-Messungen (LDA) sowie weitere Mikroskophochgeschwindigkeitskameraaufnahmen, in Kombination mit einer Erweiterung der in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe *Krugger-Emden* (TU Berlin) entstandenen DEM-Simulation zur Bildung allgemein gültiger Skalierungsgesetze für den instationären dynamischen Betrieb durchgeführt und in das aufgestellte Modell implementiert werden.

## 8 Verzeichnisse

### 8.1 Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen

$a$	Gleichungsparameter
$A_{eff}$	Effektive Trennfläche
$a_p$	Partikelbeschleunigung(Husemann)
$A_p$	Partikelfläche
$A_r$	Fläche
$A_{sch}$	Freier Schaufelabstand(Husemann)
$b$	Breite, Gleichungsparameter
$B$	Breite
$b_s$	Sichtradbereite (Husemann)
$b_{sch}$	Schaufeldicke (Husemann)
$c_1$	Zuschlag der Wanddickenunterscheidung
$c_2$	Abnutzungszuschlag (nach AD-B0-9)
$c_w(Re)$	Widerstandsbeiwert
$D_a$	Außendurchmesser
$d_p$	Partikeldurchmesser
$d_{pW}$	Innendurchmesser des Potentialwirbels
$D_{st}$	Anpassungsparameter (Husemann)
$d_W$	Wirbeldurchmesser
$d_{W,r}$	Starrkörperwirbeldurchmesser in Abhängigkeit der Schaufelgeometrie
$E$	Beanspruchungsenergie, Elastizitätsmodul
$e_n$	Restitutionskoeffizient(Stoßzahl)
$F_{Au}$	Statischer Auftrieb (Husemann)
$F_{dyn}$	Dynamischen Auftrieb (Husemann)
$F_g$	Schwerkraft (Husemann)
$F_i$	Trägheitskraft (Husemann)
$F_N$	Normalkraft
$F_R$	Reibungskraft
$F_S$	Bruchkraft
$F_w$	Schleppkraft (Widerstandskraft)
$F_z$	Zentrifugalkraft
$g$	Erdbeschleunigung
$H$	Höhe, Absprunghöhe
$K$	Festigkeitskennwert (nach AD-W)
$k$	Trennschärfe, Trennschärfekoeffizient, Fit-Parameter (Husemann)

$L_{eff}$	Effektive Länge
$L_{eff,r}$	Effektive Länge in Abhängigkeit der Schaufelgeometrie
$L_p$	Aufpralllänge
$L(r)$	Freie durchströmbare Länge in Abhängigkeit vom betrachteten Radius
$L_{sch}$	Schaufellänge(Husemann)
$m_r$	Masse
$m_p$	Masse der Partikel
$\dot{m}_r$	Massenstrom
$\dot{m}_s$	Feststoffmassenstrom
$\dot{m}_{s,2}$	Massenstrom Feingut
$\dot{m}_{SL}$	Massenstrom Sichtluft
$N$	Anzahl der Schaufeln
$n$	Drehzahl
$P, p$	Betriebsdruck, Druck
$q_r$	Partikelbildverschiebung
$q_r(x)$	Partikelgrößenverteilung
$R, r$	Partikelradius, Radius, Kugelradius
$r_a$	Radius des Fluideinlaufes
$r_{abs}$	Radiale Position der Partikel in Abhängigkeit zur Sichtraddrehachse
$Re$	Reynolds
$R_{eff}$	Effektiver Radius
$R_p$	Mittlerer Aufprallradius
$r_{S_s}$	Sichtradradius
$R_S$	Radialer Abstand von der Sichtradmitte
$R_W$	Radius Starrkörperwirbel
$s$	Dicke einer Zylinderwand
$S$	Sicherheitsbeiwert zum Berechnungsdruck (nach AD-B0-9)
$T(x)$	Trenngrad
$T^*(x)$	Trenngrad mit systematischer Fehlerkorrektur
$t$	Schaufeltiefe
$t_{el}$	Kontaktzeit zwischen Partikel und Platte
$t_H$	Zeitliche Überwindung der Absprunghöhe $H$
$\Delta t$	Zeitintervall
$u$	Geschwindigkeit des Luftstrom
$v$	Partikelgeschwindigkeit, Schwächungsfaktor
$v_0$	Anfluggeschwindigkeit der Partikel zur Wand
$v_1, v_2$	Normalkomponente der Geschwindigkeit
$v_A$	Partikelgeschwindigkeit

$v_{Anflug}$	Anfluggeschwindigkeit
$v_{Peripherie}$	Partikelgeschwindigkeit in der Sichtradperipherie
$v_i$	Radialgeschwindigkeit von Partikeln der Größenklasse $i$
$v_m$	Sinkgeschwindigkeit
$v_{r0}$	Rückprallgeschwindigkeit zum Zeitpunkt 0
$\dot{V}_r$	Volumenstrom
$v_r$	Radiale Fluidgeschwindigkeit
$v_{r(t)}$	Rückfluggeschwindigkeit über die Zeit
$v_{ref}$	Partikelgeschwindigkeit nach dem Aufprall (Reflektionsgeschwindigkeit)
$v_{rel}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und nacheilender Schaufel
$v_s$	Sichtradgeschwindigkeit (Husemann)
$v(t_H)$	Geschwindigkeit der Partikel direkt vor der Wand
$v_{Wirbel}$	Wirbelrotation
$v_\varphi$	Umfangsgeschwindigkeit des Sichtrades
$v_{\varphi,Fl}$	Umfangsgeschwindigkeit des Fluids
$w_r$	Partikelgeschwindigkeit (Stokesansatz)
$x_i$	Partikelgröße
$x_t$	Trennkorngröße
$x_{t,th}$	theoretische Trenngrenze
$y_1$	Grobgutaustrittsradius(Husemann)
$y_2$	Feingutaustrittsradius(Husemann)
$y_s$	Sichtradius(Husemann)
$\beta$	Aufprallwinkel
$\varepsilon$	Dehnung
$\dot{\varepsilon}_{pp}$	mittlere plastische Dehngeschwindigkeit
$\eta$	dynamische Viskosität der Luft
$\eta_{eff}$	effektive Viskosität
$\Theta$	Trägheitsmoment der Kugel
$\lambda$	Wellenlänge des Laserlichtes
$\mu$	Gutbeladung, Reibungskoeffizienten
$\rho_{Fl}$	Fluiddichte
$\rho_P$	Partikeldichte
$\tau$	Mengenanteil, Relaxationszeit
$\Phi$	Streuwinkel
$\omega$	Winkelgeschwindigkeit



## 8.2 Literaturverzeichnis

- [1] **Leschonski K.**, *Windsichter, verfahrenstechnische Maschinen zur Herstellung definierter pulverförmiger Produkte*, Braunschweig, Jahrbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft (1988), S. 175-196,
- [2] **Leschonski K.**, Classification of particles in the submicron range in an impeller wheel air classifier, Kona powder and particle journal, Clausthal (1996).
- [3] **Rumpf H., Leschonski K.**, *Prinzipien und neuere Verfahren der Windsichtung*, Chem. –Ing. Tech., Karlsruhe (1967), S.1231-1241,
- [4] **Legenhausen K.**, *Untersuchung der Strömungsverhältnisse in einem Abweiserad-sichter*, Dissertation, Technische Universität Clausthal, Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen, und Maschinenwesen, Clausthal (1991), S. 1-48
- [5] **Bauer U.**, *Zur trennscharfen Feinstsichtung im Fliehkraft–Abweiseradsichtern*, Dissertation, Technische Universität Clausthal, Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen, und Maschinenwesen, Clausthal (2002), S. 1-30
- [6] **Rumpf H., Raasch J.**, Desagglomeration in Strömungen, Karlsruhe (1962).
- [7] **Rumpf H., Sommer K., Stieß M.**, Berechnung von Trennkurven für Gleichgewichtssichter, Verfahrenstechnik (8), Karlsruhe (1974).
- [8] **Spötter C., Legenhausen K., Weber A.P.**, *Einfluss der Sichterad-geometrie auf die Sichtluftströmung und die Partikelbewegung eines Abweiseradsichters*, Produktgestaltung in der Partikeltechnologie Band 8, Fraunhofer Verlag, Stuttgart (2017) S.197-220 , ISBN 978-3839611944

- [9] **Molerus O.**, Stochastisches Modell der Gleichgewichtssichtung, Chemie-Ing. Techn. 39 Nr.13, (1967), S. 792-796,
- [10] **Molerus O., Hoffmann H.**, *Darstellung von Windsichtertrennkurven durch ein stochastisches Modell*, Chemie-Ing.-Techn. 41, Erlangen-Nürnberg (1969), S. 340-344.
- [11] **Sender M.M.G.**, *Stochastic model for individual particle in straight and zig zag air classifier*, Ph. D. Thesis, Eindhoven University of Technology (1979)
- [12] **Sender M.M.G.**, Tels M., *Trennschärfe und mittlere Teilchenverweilzeit im Gleichgewichtssichter*. Chemie.-Ing.-Techn, (1977), S. 530
- [13] **Schubert H.**, *Handbuch der mechanischen Verfahrenstechnik Band 2*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2003), S. 263-273, 591-605, 610-612
- [14] **Husemann K.**, *Modellierung des Sichtprozesses am Abweiserad*, Aufbereitungstechnik 31, Freiberg (1990), S. 359 – 366,
- [14a] **Husemann K.**, *Persönliche Mitteilungen*, Freiberg (2012)
- [15] **Galk J.**, *Feinsttrennung in Abweiseradsichtern*, Dissertation, Technische Universität Clausthal, Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen, und Maschinenwesen, Clausthal, (1995), S. 1-55
- [16] **Füchsel S.**, *Trockene Desagglomeration von Nanopartikel-flocken in einer Gegenstrahlmühle mit kombinierter Onlineüberwachung*, Dissertation, Technische Bergakademie Freiberg (2012).
- [17] **Toneva P. I.**, *Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Strömungssituation in Sichter-mühlen*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, Technische Fakultät, Erlangen (2009), S. 30-34, 68-77

- [18] **Stender M., Legenhausen K., Weber A. P.**, Visualisierung der Partikelbewegung in einem Abweiseradsichter, Chemie Ing. Techn., Clausthal (2015), S. 1392-1401, DOI: 10.1002/cite.201400149
- [19] **Spötter C., Stender M., Legenhausen K., Weber A.P.**, *Dynamische Trenncharakteristik von Abweiseradsichtern*, Produktgestaltung in der Partikeltechnologie, Fraunhofer Verlag, Stuttgart (2015), S. 405-421, ISBN 978-3-8396-0877-7
- [20] **Stieß M.**, *Mechanische Verfahrenstechnik – Partikeltechnologie 1*, Springerverlag, Konstanz (2009), S. 128-134, 305-329
- [21] **Lindenthal G.**, *Klassierung feindisperser Feststoffe im Zentrifugalfeld mit überlagertem elektrischen Feld bei Trenngrenzen im 1  $\mu\text{m}$* , Dissertation, Technische Universität Clausthal, Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen, und Maschinenwesen, Clausthal (1991), S. 4-12, 30-50
- [22] **Schubert H.**, *Aufbereitung fester mineralischer Rohstoffe*, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, (1968), S. 286-291
- [23] **Bockhardt H. D., Güntzschel P. & Poetschukat A.**, *Grundlagen der Verfahrenstechnik für Ingenieure*, Berlin, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie (1980)
- [24] **Jaiser B.**, *Energetische Untersuchung von Mischgut*, Hamburg, Institut für Umwelttechnik und Energiewirtschaft (2010)
- [25] **Willis B.A. and Napier-Munn T.**, *Mineral Processing Technology*, 7<sup>th</sup> Edition, Elsevier Science and Technology Books (2006), ISBN: 0750644508
- [26] **Witt W., Stübinger T. and List J.**, *Laser diffraction for particle size analysis at absolute precision*, WCPT 2010

- [27] **Austin, L.G. and Shah, I.**, *A method for interconversion of microtrac and sieve size distributions*, Powder Tech (1983),, 35, 271-278.
- [28] **Köhler U.**, *Entwicklung eines Messverfahrens (PIV) zur Untersuchung von Partikelbewegungen in wandnahen turbulenten Strömungen*, Dissertation, Technische Universität Clausthal, Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen, und Maschinenwesen, Clausthal, (2000), S. 1-16
- [29] **Raffel M., Willert C., Kopenhans J.**, *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*, Springer Verlag, Berlin, (1998), S. 1-25
- [30] **Schwarze R.**, *CFD-Modellierung: Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*, Springer Verlag, Berlin (2013), S. 3-22
- [31] **Cundall P. A.**, *A computer model for simulating progressive large scale movements in blocky rock systems*, Proceedings Symposium Int. Soc. Rock Mech., Nancy Metz, vol. 1, p. Paper II–8, (1971)
- [32] Technische Universität Bergakademie Freiberg: *Skript: Partikelmethode*, Fakultät für Geowiss., Geotechnik und Bergbau, Freiberg (2017)
- [33] **Heinrich S.**, *Modellierung von eigenschaftsverteilter Systemen der Feststoffverfahrenstechnik*, Dissertation, Otto von Guericke Universität Magdeburg (2007), S. 75-114,
- [34] **Meerkamm H.**, *Technisches Taschenbuch Schaeffler Technologies AG & Co.KG*, Herzogenaurach, (2013), S. 25-40
- [35] **Rumpf H.**, *Die Einzelkornzerkleinerung als Grundlage einer technischen Zerkleinerungswissenschaft*, Chemie Ingenieur Technik 37, Karlsruhe (1965), S. 187-202,
- [36] **Rose J. L.**, *Ultrasonic Waves in Solid Media*, New York - Cambridge University Press, New York (2004) P. 6 - 26

- [37] **Esderts A. , Müller C.,** *Skript zur Vorlesung: Bauteilprüfung,* Technische Universität Clausthal, Clausthal, (2011)
- [38] **Antonyuk, S.,** *Deformations- und Bruchverhalten von kugelförmigen Granulaten bei Druck- und Stoßbeanspruchung,* Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität-Magdeburg, Magdeburg (2006), S. 20 - 80
- [39] **Lohrengel A.,** *Skript zur Vorlesung: Maschinenelemente II,* Technische Universität Clausthal, Clausthal (2013)
- [40] **Popov V. L.,** *Kontaktmechanik und Reibung – Von der Naturtribologie bis zur Erdbebendynamik,* , Technische Universität Berlin, Springer Verlag, Berlin, (2010), S. 59-84
- [41] **Schüle M.,** *Experimentelle und Numerische Untersuchungen zum Verhalten von Stählen unter Schlagartiger Beanspruchung,* Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, (2001). S. 3 -31
- [42] **Rumpf H., Beushausen W.,** *Über das Verhalten zum Ansetzen neigender Stoffe bei der pneumatischen Förderung, der Windsichtung und der Trockenmahlung in schnelllaufenden Mühlen,* European Journal of Lipid Science and Technology 54, Karlsruhe (1952) S. 35-40,
- [43] **Stintz M., Peters C.,** *Untersuchungen zur Trockendispergierung im Partikelgrößenbereich um 1 µm,* Chemie Ingenieur Technik 65, (1993), S. 728-733,
- [44] **Mehrani P., Bi H. T., Grace, J. R.,** *Bench-scale tests to determine mechanisms of charge generation due to particle-particle and particle-wall contact in binary systems of fine and coarse particles.* Powder Tech. 173, NY (2007) S.73-81
- [45] **Bailey A. G.,** *Electrostatic phenomena during powder handling.* Preprints Symp. Role of Particle Interactions in Powder Mechanics, Eindhoven (1983), S. 67-81

- [46] **Kuchling H.**, *Taschenbuch der Physik*, 18. Auflage, Fachbuchverlag Leipzig, Leipzig (2004)
- [47] www.Geomin.de bearbeitet am 12.08.2017
- [48] **Spötter C., Legenhausen K., Weber A.P.**, *Separation characteristics of a deflection wheel classifier in stationary conditions and at high loadings: New insights by flow visualization*, KONA Powder and Particle Journal, Clausthal (Published online 2017), DOI: 10.14356/kona.2018003
- [49] VdTÜV, *AD 2000 Regelwerk für Druckbehälter*, Beuth Verlag GmbH, Berlin (2011)
- [50] **Richardson, J. F., Zaki, W. N.**, *The sedimentation of a suspension of uniform spheres under conditions of viscous flow*, Chemical Engineering Science 3, (1954), 65-73
- [51] **Spötter C., Legenhausen K., Weber A.P.**, *Visualization of particle movements in the periphery of a deflector wheel classifier*, AIChE Annual Meeting 2016, AIChE Journal, Conf. Proceedings, San Francisco (2016), ISBN: 978-0-8169-1097-7
- [52] **Sun Z., Sun G., Liu J., Yang X.**, CFD simulation and optimization of the flow field in horizontal turbo air classifiers, *Advanced Powder Technology*, Beijing (2017), P. 1474-1485
- [53] **Spötter C., Hennig M., Elskamp F., Teipel U., Weber A.P.**, Kruggel-Emden H., *DEM-Simulation von Trennfunktionen für Trockenklassierprozesse in Siebung und Gegenstromsichtung bei geringen Gutbeladungen*, Chem. Ing. Tech. DOI:10.1002/cite.201600156
- [54] **Bauder A., Müller F., Polke R.**, *Investigations concerning the separation mechanism in deflector wheel classifiers*, *Mineral Processing* 74, (2004), S. 147-154

- [55] **Smigerki H. J.**, *GVC Dezembertagung Feinmahl- und Klassiertechnik*, VDI-Gesellschaft und Hüls AG, Düsseldorf (1993)
- [56] **Yu Y., Liu J., Zhang K.**, *Establishment of a prediction model for the cut size of turbo air classifiers*, Powder Technology 254, (2014), P. 274 -280,
- [57] **Weber A. P.**, *Persönliche Mitteilungen*, Clausthal (2015-16)
- [58] [www.dynsim-fp.de](http://www.dynsim-fp.de), bearbeitet am 25.03.2018

## 9 Anhang

### 9.1 Das Schwerpunktprogramm „Dynamische Simulation vernetzter Feststoffprozesse – DynSim-FP“ (SPP 1679)

In der Verfahrenstechnik bestehen stoff- und energieumwandelnde Prozesse aus vielen einzelnen Prozessschritten, welche durch Energie-, Stoff- und Informationsflüsse miteinander vernetzt sind. Diese Vernetzung hat einen erheblichen Einfluss auf die Stabilität und das dynamische Verhalten derartiger Prozesse. Zur Auslegung und Optimierung von Prozessen sollten deshalb nicht nur die einzelnen Anlagenteile wie z.B. Siebanlagen, Zick-Zack- und Abweiseradsichter, sondern auch das dynamische Verhalten des Gesamtprozesses als Fließschemasimulation simuliert werden. In der Fluidverfahrenstechnik ist dies bereits seit Jahren Stand der Technik und kann durch unterschiedliche Tools angewendet werden. Derartige Programmsysteme fehlen jedoch bislang für die Feststoffverfahrenstechnik [58].

Ziel des Schwerpunktprojektes ist es Modelle mit möglichst weitem Einsatzbereich zu entwickeln, welche nicht auf bestimmte Stoffe oder Stoffsysteme beschränkt sind. Hierbei sollen sowohl die dispersen Eigenschaften der Feststoffe als auch die Interaktionen mit der umgebenden fluiden Phase berücksichtigt werden. Um eine solche Simulation als PC-Software zu realisieren, ist das Forschungsprogramm in drei Bereichen aufgliedert [58]:

- 1) Neue dynamische, physikalisch basierte Prozessmodelle für Maschinen und Apparate
- 2) Stoffmodelle in der Feststoffverfahrenstechnik
- 3) Algorithmen und Prozesssimulation

wobei ein Fokus auf die folgenden Prozesse gelegt wird [58]:

- Partikelerzeugung (z. B. Kristallisation/Fällung, Versprühen)
- Zerkleinerung
- Granulation, Agglomeration
- Trocknung (Sprüh-, Konvektions-, Kontaktstrocknung)
- Klassierung (z. B. Abweiseradsichtung)
- Partikelabscheidung aus der fluiden Phase unter Berücksichtigung der sich einstellenden Trennkurve
- Misch- und Entmischungsvorgänge

Die Forschungsarbeiten sollen eine mathematische Beschreibung der Dynamik der genannten Feststoffprozesse sowie der entsprechenden Apparate liefern. Im Rahmen der Forschung nicht untersucht Aspekte sind [58]:

- chemische Partikelsynthesen, die im Zusammenhang mit der Partikelerzeugung stehen
- reine CFD- und DEM-Simulationen ohne Bestimmung von Modellparametern
- Wechselwirkungsmechanismen zwischen Partikeln auf molekularer beziehungsweise atomistischer Ebene und Partikeloberflächeneigenschaften (z. B. Ladung, Rauheit, Oberflächenchemie)

Die entwickelten Modelle, wie das vorgestellte Flugbahnmodell des Abweiseradsichters, sollen am Ende der Projektlaufzeit in eine gemeinsame Umgebung implementiert werden und standardisierte Schnittstellen verwenden, sodass eine geschlossene Simulation von vernetzten Prozessen erzeugt werden kann. Um diese Implementierung vorzubereiten, wurde das Flugbahnmodell als in Visual Basic programmierte Version (vgl. Abb. 181) umgesetzt [58].

Für die Berechnung der Trenncharakteristik startet der Benutzer bei diesem Modell mit der Eingabe seiner Betriebsparameter, wie z.B. der Drehzahl, Sichtluftvolumenstrom, Gutbeladung sowie Partikeldichte des



Aufgabegutes im oben linken Feld (vgl. Abb. 181 a). Als zweiten Schritt muss der Benutzer die Partikelgrößenverteilung (PGV) seines Aufgabegutes aus einer Messdatei eines Laserbeugungsspektrometers in das System importieren (vgl. Abb. 181 b). Hierbei wird die benötigte PGV über den Knopf „DB einlesen“ ausgewählt und über den Knopf „Aufgabegut importieren“ bestätigt bzw. in das Modell übernommen. Die Berechnung der Trenncharakteristik wird über Knopf „Berechnen“ (vgl. Abb. 181 c) gestartet. Die entstehenden Massenströme sowie die über das Flugbahnmodell berechnete Trenngrenze ( $x_{t, \text{Flugbahn}} = x_{50}$ ) kann am Fließschema im mittleren Bereich des Modells abgelesen werden (vgl. Abb. 181 d). Des Weiteren gibt eine im rechten Bereich dargestellte Tabelle die anhand des von Molerus aufgestellten Modells berechneten Werte der Trenngradkurve sowie die Fein- und Grobgutdichteverteilung aus (vgl. Abb. 181 e). Aus dieser Tabelle können die Daten zur weiteren Bearbeitung direkt in Excel kopiert werden [58].

Die zukünftige Beschreibung der instationären dynamischen Trenncharakteristik, wie sie im Rahmen des Schwerpunktprogramms angestrebt wird, erfordert jedoch eine Erweiterung des bereits in Visual Basic und C++ erstellten Modells um Akkumulationseffekte in der Peripherie des Sichtrades, welches das Thema weiterführender Untersuchungen sein wird [8,48,53, 58].

Simulationsmodell für Abweiserdschieber

**Parameter**

Partikel	150	Volumentromm	0,02	Endwert	250
Beladung	1	Ro-F-PfKf	2700	Startwert	0
				11	0
				12	1800

**Endwert**  **Startwert**

**Abgabezeit**  **DB einlesen**

**a) Parametereingabe**

**b)**

**c)**

**Simulation**

$m_F = 0,23 \text{ kg/s}$

$m_A = 0,87 \text{ kg/s}$

$m_G = 0,62 \text{ kg/s}$

**Dauerladen**

**d)**

**e)**

**Simulationstabelle:**  
X:20 - 76,5

**Code:**

```

X [km]  PGV/J_d PGV/J_a PGV/J_d PGV/J_a
1 0 0 0 0
2 0 0 0 0
3 0,002726534847729457 0,002726534847729457 0,002726534847729457 0,002726534847729457
4 0,008226263283423059 0,008226263283423059 0,008226263283423059 0,008226263283423059
5 0,01117931878377824 0,01117931878377824 0,01117931878377824 0,01117931878377824
6 0,01117931878377824 0,0072542735184826 0,0072542735184826 0,0072542735184826
7 0,01117931878377824 0,0072542735184826 0,0072542735184826 0,0072542735184826
8 0,008226263283423059 0,008226263283423059 0,008226263283423059 0,008226263283423059
9 0,002726534847729457 0,002726534847729457 0,002726534847729457 0,002726534847729457

```

Abb. 181: Eingabemaske des in Visual Basic programmierten Flugbahnmodells. a) Eingabe der Betriebsparameter, b) Auswahl und einlesen der Aufgabegut-Partikelgrößenverteilung, c) Start der Modellberechnung, d) Simulationsbereich mit Ausgabe der Massenströme

am Fließbild sowie der berechneten Trenngrenze (hier mit  $x_{50}$  bezeichnet), e) Darstellung der berechneten Feingut- und Grobgutpartikelgrößenverteilungen sowie der Trenngradkurve.

## 9.2 Formelsatz zur Modellbildung (Bereich X, Y, und Z)

Um die Komplexität des Sichtprozesses zu verdeutlichen, muss er als Gesamtbild in Form eines Fließbildschemas (vgl. Abb. (182) dargestellt werden. Hierbei wird der Prozess in mehrere Bereiche aufgeteilt und anhand seiner Massenströme beschrieben. Als Eingangs- bzw. Ausgabeströme müssen der verwendete Aufgabegut-Massenstrom, die Sichtluftströmung sowie der Grob- und Feingut-Massenstrom betrachtet werden. Der Sichtprozess als solches wird in die Bereiche: Hold-up [HU], Sichtzone [SZ] und Peripherie [Per.] unterteilt.

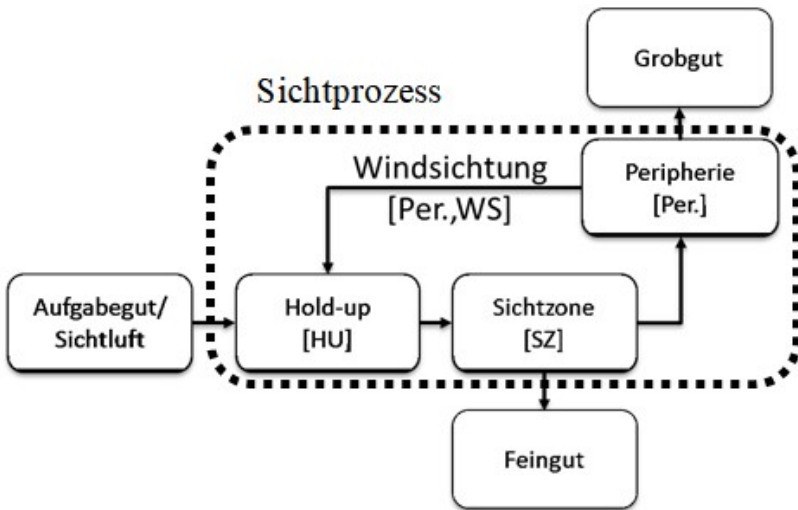


Abb. 182: Feststoffströme der Sichtbereiche des Abweiseradsichters

Die Aufgabegutpartikel bewegen sich in der Peripherie des Sichterades mit der Fluidströmung zur Sichteradaußenkante und bilden hier in einer gewissen Prozesszeit einen Partikelring (Hold-up) aus. Über die Fluidströmung werden einerseits Partikel aus dem Hold-up in den Schaufelzwischenraum (Sichtzone) gezogen, andererseits werden jedoch auch bereits abgewiesene Partikel aus der Sichteradperipherie erneut in den Hold-up hineingedrückt

(Windsichtung in der Peripherie [Per. WS]). Diese Massenbilanz wird in (101) beschrieben:

**Hold up:**

$$m_{\text{HU}} \frac{dq_{3,\text{HU}}}{dt} = \dot{m}_{\text{Aufgabe}} \cdot q_{3,\text{Aufgabe}} + \dot{m}_{\text{Per.,WS}} \cdot q_{3,\text{Per.,WS}} - \dot{m}_{\text{SZ}} \cdot q_{3,\text{SZ}} \quad (101)$$

In der Sichtzone werden die Partikel, wie in Abschnitt 4.1.1.1 beschrieben, durch Einschnürung der Fluidströmung zur Außenkante des Sichtrades fokussiert. Nachdem die Partikel mit der nacheilenden Schaufel kollidierten, treten sie auf ihrem Rückflug mit nachfolgenden Aufgabegutpartikeln in Wechselwirkung. Hierbei entsteht ein Partikelschleier im Abstand  $H$  (*Absprunghöhe*) zur nacheilenden Schaufel, wo sich die Bewegungsenergien aufheben. Aus diesem Schleier werden die Partikel über die Zentrifugalkraft nach außen in die Sichtraderipherie (Peripherie [Per.]) oder mit der Schleppekraft zum Zentrum des Sichtrades und somit in den Feingutaustrag (Feingut) abgewiesen (vgl. (102)).

**Sichtzone:**

$$m_{\text{SZ}} \frac{dq_{3,\text{SZ}}}{dt} = \dot{m}_{\text{HU}} \cdot q_{3,\text{HU}} - \dot{m}_{\text{Per.}} \cdot q_{3,\text{Per.}} - \dot{m}_{\text{Feingut.}} \cdot q_{3,\text{Feingut.}} \quad (102)$$

Die in die Peripherie abgewiesenen Partikel bilden Strähnen mit drehzahlabhängigen Formen sowie einer gutbeladungsabhängigen Viskosität (Partikelanzahl in der Strähne) aus. Die Strähnen haben einen Sieb- bzw. filternden Effekte auf die in der Peripherie befindlichen Partikel, sodass kleinere Feingutpartikel im Schwarm gefangen und mit ihm in das Grobgut ausgetragen werden. Zum anderen kann die Fluidströmung durch eine Gegenstrom- oder Querstromwindsichtung Partikel aus den Strähnen herauslösen und diese erneut in den Hold-up drücken (103).

**Peripherie:**

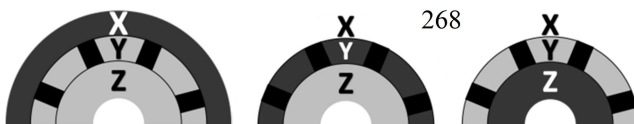
$$m_{\text{Per.}} \frac{dq_{3,\text{Per.}}}{dt} = \dot{m}_{\text{SZ}} \cdot q_{3,\text{SZ}} - \dot{m}_{\text{Per.,WS}} \cdot q_{3,\text{Per.,WS}} - \dot{m}_{\text{Grob.}} \cdot q_{3,\text{Grob.}} \quad (103)$$

Durch das Fließschema wird der Einfluss der in der Peripherie ablaufenden Prozesse der Hold-up- sowie Strähnenbildung auf die Trenncharakteristik deutlich. Um den Sichtprozess des Abweiseradsichters sowie sein

dynamisches Trennverhalten physikalisch beschreiben zu können, ist eine vertiefende Untersuchung der Partikelinteraktionen in der Sichtradperipherie unumgänglich. Hierbei müssen Kamerauntersuchungen in Form von PIV-Messungen sowie Untersuchungen mit einem Laser-Doppler-Anemometer in Kombination mit einer erweiterten CFD-DEM-Simulation die bisher unbekanntes Zusammenhänge aufdecken.

### 9.3 Sichtcharakteristik in Kombination mit einer Strahlmühle

Um diese Arbeit zu vervollständigen und die Kooperationen im Rahmen des Schwerpunktprojektes „Dynamische Simulation von vernetzten Feststoffprozessen“ aufzuzeigen, werden im Folgenden die in Zusammenarbeit mit Herrn Benedikt Königer (FAU Erlangen-Nürnberg) entstandenen Untersuchungen, der Fluidströmung und Partikelbewegung einer Strahlmühle-Abweiseradsichter-Kombination dargestellt. Abbildung 183 zeigt den neuen Aufbau des Abweiseradsichters ATP 50 mit Strahlmühle. Hierbei wurde der untere Gehäuseteil des Sichters, welcher die Sichtluft über einen Sichtluftstutzen einsaugt und mittels Leitplatten die Sichtluft in einen Wirbel führt, durch eine Strahlmühle ausgetauscht. Nachdem die Strahlmühle nicht mit einer Aufgabegutzufuhr ausgestattet war, musste die Probemenge von 100 und 400 g vor dem Versuch in die Mühle gegeben werden. Weiter ist zu vermerken, dass die Strahlmühle mit einem deutlich geringeren Volumenstrom arbeitet. Somit wurde das Sichtrad bei einem Druck von 3 bar mit einem Volumenstrom von 25,19 m<sup>3</sup>/h durchströmt, während die Klassierung ohne Strahlmühle mit 75 m<sup>3</sup>/h betrieben wurde.



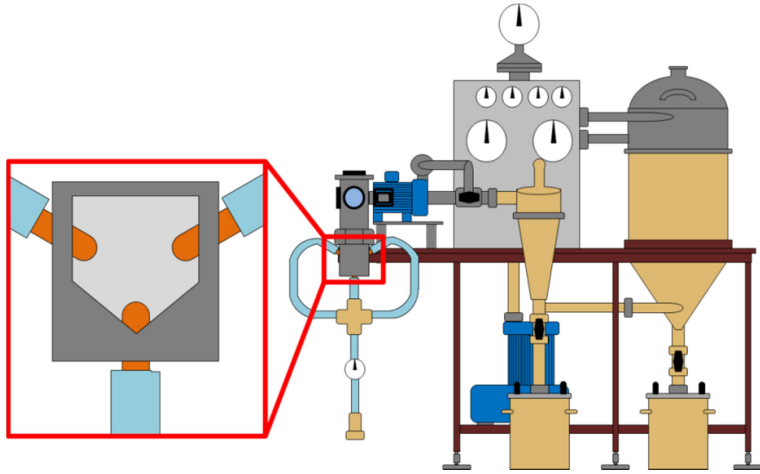
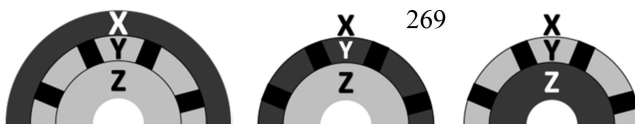


Abb. 183: Abweiseradsichter ATP 50 mit Strahlmühle

Bei einem Druck von 3 bar zeigt die Betrachtung der Fluidströmung im Schaufelzwischenraum des Sichterades (vgl. Abb. 184) das die Sichtluft in einem bogenförmigen Strom den Zwischenraum durchströmt. Es ist zu vermerken, dass bei dem Sichtluftvolumenstrom von  $25,19 \text{ m}^3/\text{h}$  keine Wirbelbildung an der vorhereilenden Schaufel zu erkennen war. Ein anheben des Sichtluftvolumenstromes auf  $75 \text{ m}^3/\text{h}$  zeigt jedoch auch bei der Sichter-Strahlmühlen-Kombination die bekannte Starrkörperwirbelbildung im Schaufelzwischenraum. Hierbei wird die Sichtluft sowohl mit als auch ohne Ausbildung einer Starrkörperwirbelbildung mit zunehmender Drehzahl (des Sichterades vgl. Abb. 184) oder Druck der Strahlmühle (vgl. Abb.185) stärker zur nachteiligen Schaufel hin eingeschnürt.



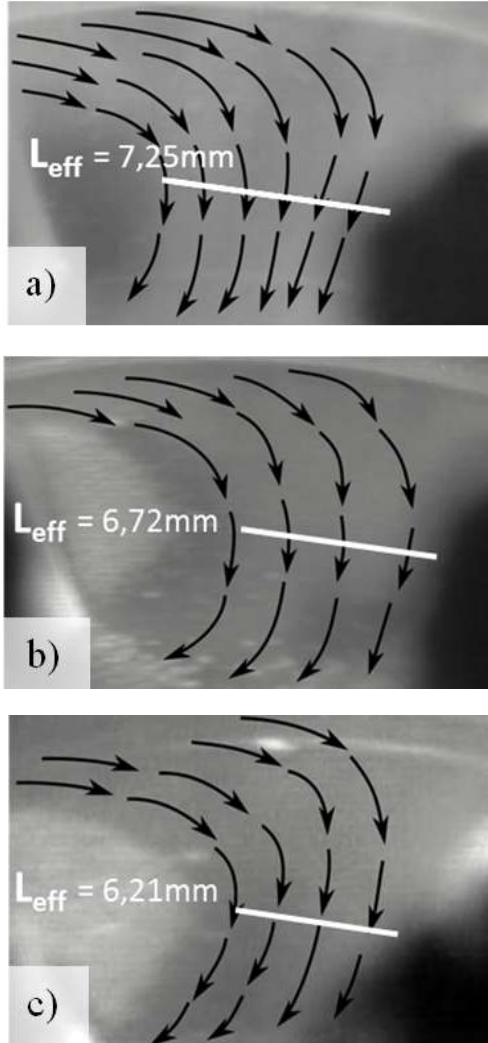
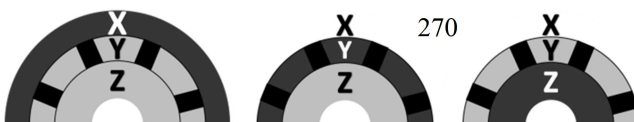


Abb. 184: Visualisierung der Fluidströmung im Schaufelzwischenraum einer Strahlmühlen-Abweiseradsichter-Kombination bei einem Druck von 3 bar. a) 9.000, b) = 12.000 und c) 15.000  $\text{min}^{-1}$ .



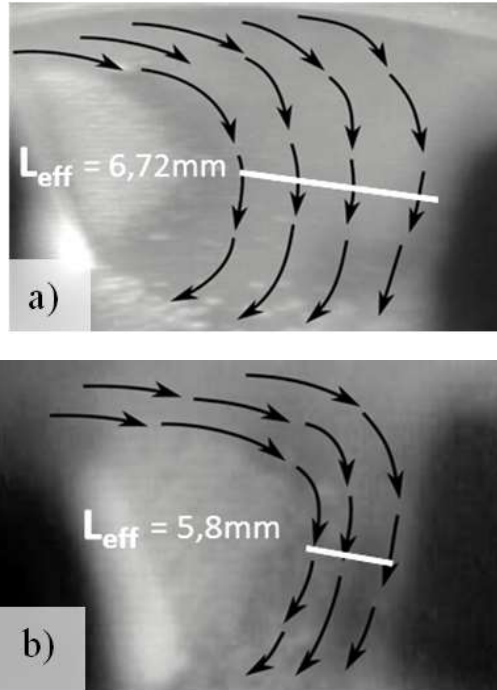


Abb. 185: Visualisierung der Fluidströmung im Schaufelzwischenraum einer Strahlmühlen-Abweiseradsichter-Kombination bei einer Drehzahl von  $12.000 \text{ min}^{-1}$ . Links = 3 und Rechts = 4 bar.

Eine Betrachtung der Peripherie des Sichtrades ( $r_{\text{Sichtrad}} = 25 \text{ mm}$ ) zeigt, dass die Sichtluft in der sichtradfernen Peripherie (ca.  $r_{\text{Peripherie,Fern}} = 30 - 40 \text{ mm}$ ) von unten aus der Strahlmühle aufsteigt und an beiden Seiten des Sichtrades bis zur Decke des Gehäuses des Sichtrades entlang hochfährt (vgl. Abb. 186).





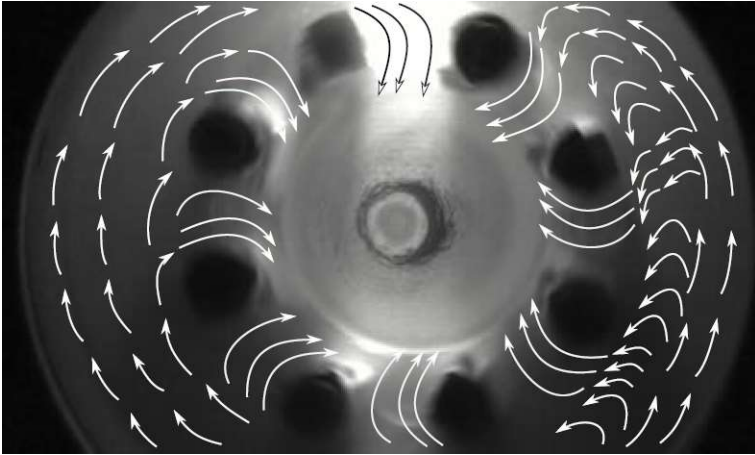
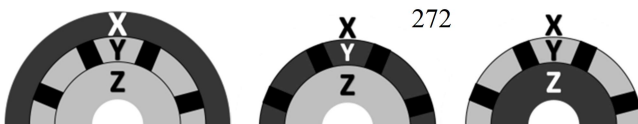


Abb. 186: Visualisierung der Fluidströmung in der Peripherie des Sichttrades einer Strahlmühlen-Abweiseradsichter-Kombination bei einer Drehzahl von  $12.000 \text{ min}^{-1}$  und einem Druck von 3 bar.

In der sichttradenahen Peripherie (ca.  $r_{\text{Peripherie, Nah}} = 25\text{-}30 \text{ mm}$ ) zeigt sich, dass die Sichtluft aus der sichttradenfernen Peripherie in einem um das Sichttrad verlaufenden Wirbel umgelenkt wird. Hierbei strömt die Sichtluft entgegen der Sichttraddrehrichtung an der Außenkante des Sichttrades entlang, bevor es als bogenförmige Strömung in den Schaufelzwischenraum eingezogen wird. Aufgrund schnell eintretender Verschmutzungen der Glasscheibe des optischen Zuganges zum Sichttrad, war es bei den Versuchen mit der Strahlmühle nicht möglich den Potentialwirbel im Sichttradzentrum zu vermessen. Nachdem der Sichtluftvolumenstrom bei der Sichter-Strahlmühlen-Kombination eher klein ist und somit auch die Schleppkraft im Vergleich zum Standart-Sichtprozess eher gering ausfällt werden die Aufgabegutpartikel trotz des relativ breiten Sichtluftstromes durch die Zentrifugalkraft zur Sichttradaußenkante hin fokussiert (vgl. Abb. 187).



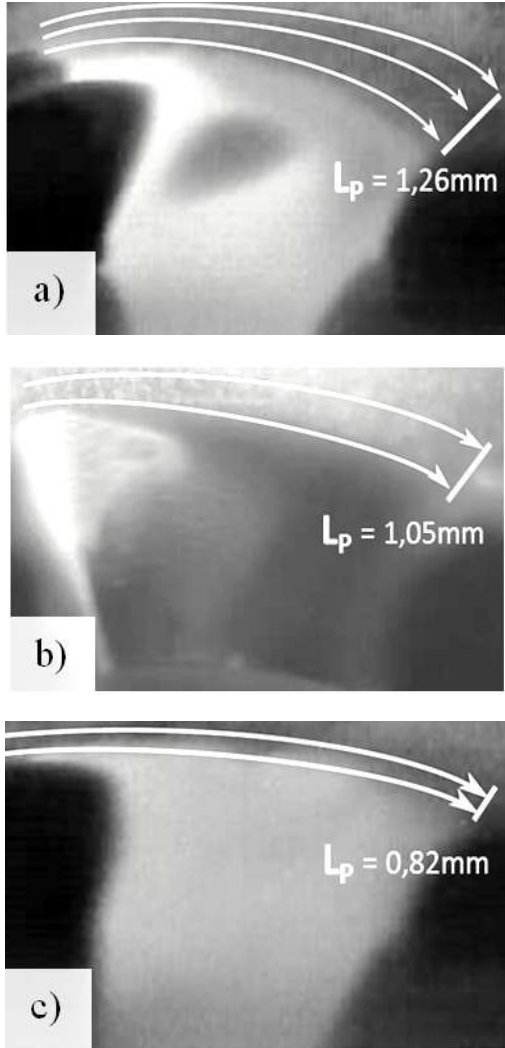
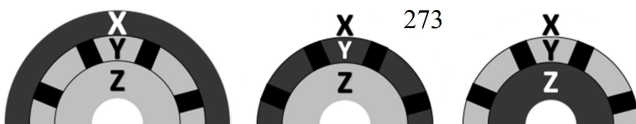


Abb. 187: Visualisierung der Partikelbewegung im Schaufelzwischenraum einer Strahlmühlen-Abweiseradsichter-Kombination bei einem Druck von 3 bar (400 g Aufgabegut). a) 9.000, b) 12.000 und c) 15.000  $\text{min}^{-1}$ .



Ein Anheben der Sichtraddrehzahl zeigt hierbei eine deutliche Abhängigkeit der Partikelfokussierung von Drehzahl und Zentrifugalkraft. In der Peripherie des Sichtrades lassen sich deutlich zwei überlagerte Bewegungsverhalten einzelner Partikel bei geringer Gutbeladung erkennen. Beim ersten Typ bewegen sich die Partikel auf einer tangentialen Bahn (Abb. 188, X-Richtung) in Sichtraddrehrichtung.

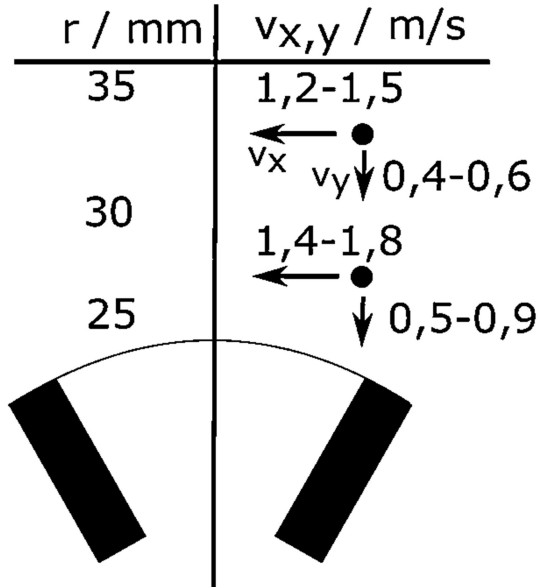
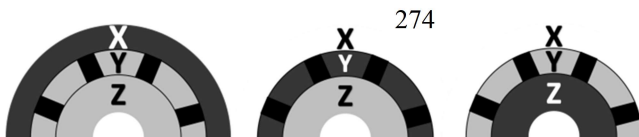


Abb. 188: Geschwindigkeit einzelner Partikel in Abhängigkeit des betrachteten Radius in der Peripherie des Sichtrades

Hierbei bewegen sich die Partikel mit zunehmender Partikelgröße und Abstand zur Sichtradaußenkante langsamer. Des Weiteren bewegen sich diese Partikel langsam auf Ihrer tangentialen Bahn entweder als Aufgabegut nach innen zum Sichtrad hin oder als abgewiesenes Gut vom Sichtrad weg. Beim zweiten Typ lässt sich eine deutliche Bewegung zum Sichtrad erkennen. Diese Partikel bewegen sich nur geringfügig in tangentialer Richtung (X-Richtung) zur Sichtradaußenkante. Es konnte gemessen werden, dass diese Partikel mit abnehmender Partikelgröße sowie abnehmendem Abstand zur Sichtradaußenkante an Geschwindigkeit zunehmen. Die vom Sichtrad abgewiesenen Partikel bilden bei höherer Gutbeladung in der Sichtradperipherie Partikelstrahlen aus. Diese Strahlen



entfernen sich in Form von bogenförmigen Wellen (siehe Abb. 189 a-c) auf einer tangentialen Bahn von der Sichtradaußenkante.

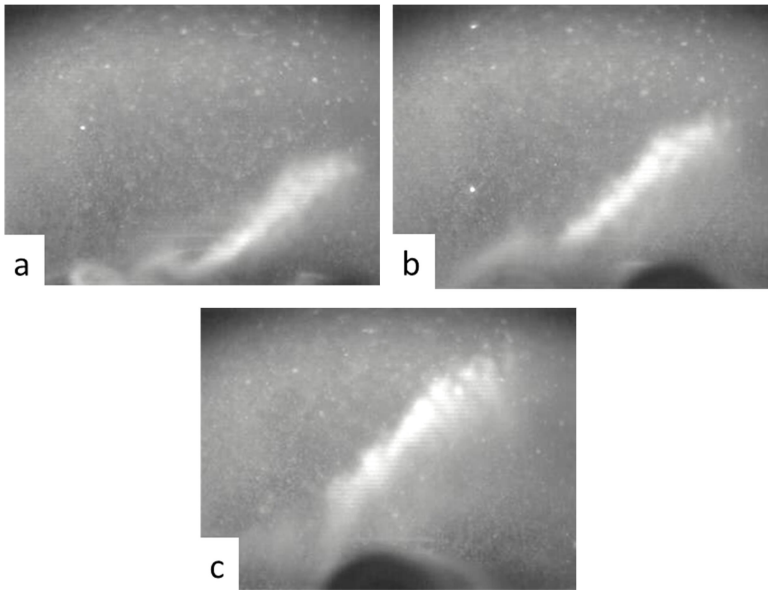
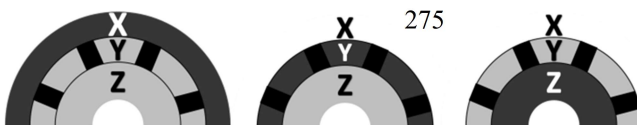


Abb. 189: Visualisierung der Bewegung einer Partikelstrahlenbildung an der Schaufelaußenkante einer Strahlmühlen-Abweiseradsichter-Kombination bei einem Druck von 3 bar (100 g Aufgabegut) sowie einer Drehzahl von  $12.000 \text{ min}^{-1}$ . a-c = aufeinanderfolgende Bilder (Zeitdifferent 3 ms).

Während Ihrer Bewegung nehmen die Strahlen nach und nach Partikel aus der Sichtradperipherie auf, wodurch sich ihre Viskosität (Schwarzfärbung, vgl. Abb. 191 a-d) erhöht. Eine Vermessung der Geschwindigkeit der Strahlen zeigte (vgl. Abb. 190), dass sie mit zunehmender Viskosität an Geschwindigkeit verlieren. Dieses kann mit der Interaktionen von Partikel-Partikel-Stößen und der entgegenströmende Sichtluft begründet werden.



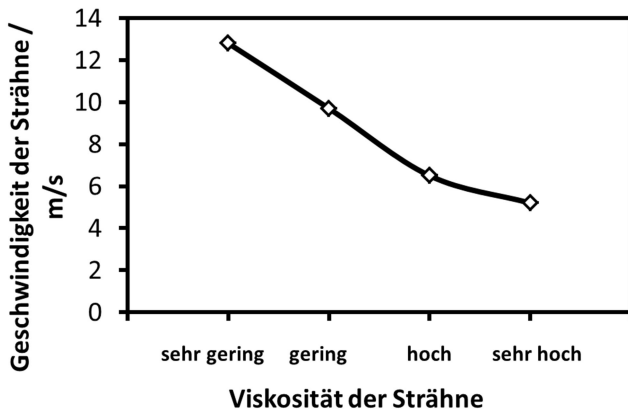
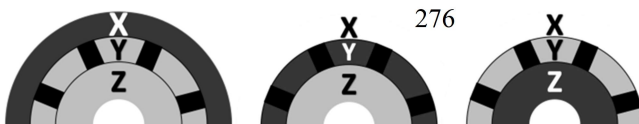


Abb. 190: Geschwindigkeit der Partikelsträhnen in Abhängigkeit ihrer Viskosität

Ein zusammenfassender Vergleich von Abweiseradsichter mit und ohne Strahlmühle zeigt, dass das Sichtrad immer eine Einschnürung der Sichtluft erzeugt. Hierbei erfahren die Partikel mit steigender Drehzahl eine zunehmende Fokussierung zur Sichtradaußenkante, welche in Abhängigkeit von der Gutbeladung einer Erhöhung der Viskosität und infolgedessen eine Zunahme an Partikel-Partikel-Stößen zur Folge hat. Die abgewiesenen Partikel bilden bei beiden Anlagen in der Sichtradperipherie Partikelsträhnen aus. Diese Strähnen werden auf Ihrer Flugbahn mit entgegenkommenden Partikeln beladen, wodurch es zunehmend nur kleinen Partikelgrößen möglich ist in den Schaufelzwischenraum zu gelangen. Als Resultat werden für den gewählten Drehzahlbereich deutlich zu kleine Partikelgrößen in das Grobgut ausgetragen.



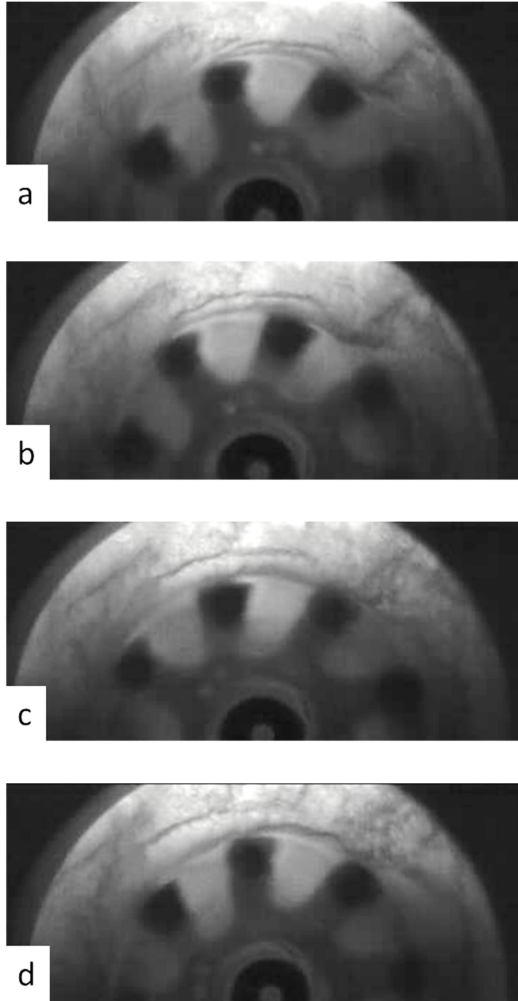
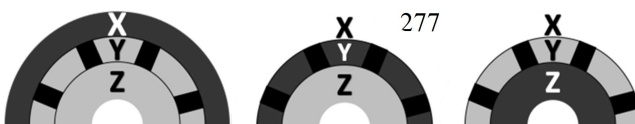


Abb. 191: Visualisierung der Bewegung von Partikelstrahlen in der Peripherie des Sichtrades einer Strahlmühlen-Abweiseradsichter-Kombination bei einem Druck von 3 bar (400 g Aufgabegut) sowie einer Drehzahl von  $12.000 \text{ min}^{-1}$ . a-d = aufeinanderfolgende Bilder mit einer Zeitdifferenz von je 3 ms.



## 9.4 Das Husemann-Modell

Alle Modelle für die Modellierung von Abweiseradsichtern basieren bisher auf der Lösung der einfachsten Gleichung für Trennprozesse. Hierbei wird der eindimensionale Fall unter Vernachlässigung von Quellen- und Senken-Termen verwendet, welcher den sogenannten Markov-Prozess beschreibt:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} (c_i \cdot v_i) - D_i \cdot \frac{\partial^2 c_i}{\partial y^2} \quad (104)$$

wobei  $c_i(y,t)$  die Konzentration am Ort  $y$  zur Zeit  $t$  einer Größenklasse  $i$ ,  $v_i$  die Geschwindigkeit der Partikel dieser Größenklasse und  $D_i$  ihr Diffusionskoeffizient ist.

Das erste Modell zur Beschreibung der Prozesse im Abweiseradsichter wurde bereits 1967 von Molerus [5] erstellt. Dieses Modell wurde in den folgenden Jahren von Rumpf [3] 1967, von Sender [11-12-11] 1977, von Schubert [13] 1977 und von Husemann [14,14a] 1990 weiterentwickelt. Alle Modellvorstellungen für den stationären Betrieb (d. h.  $\partial c/\partial t = 0$ , siehe Gleichung (3)) gehen davon aus, dass es sich bei der Klassierung um eine Gegenstromklassierung handelt [8].

$$q_i = c_i \cdot v_i - D_i \cdot \frac{\partial c_i}{\partial y} \quad (105)$$

Bei dem Prozess der Modellweiterentwicklung arbeiteten Molerus und Rumpf mit dem Verhältnis der konvektiven zur diffusiven Bewegung unter der Annahme von Randkonzentrationen für das Grob- und Feingut. Sender und Schubert hingegen arbeiteten mit Austragskoeffizienten die mit der Luft- bzw. Sinkgeschwindigkeit korreliert wurden. Fein- und Grobgutströme wurden jedoch zum ersten Mal getrennt im von Husemann aufgestellten Modell betrachtet. Das von Husemann aufgestellte Modell basiert auf der am Sichtrad herrschende Kräftebilanz. Hierbei berechnet er aus den Kraftbilanzen die Beschleunigungen und durch Integration die Geschwindigkeiten sowie durch eine erneute Integration die Bahnkurven. Husemann betrachtet in seinem Modell die Kräfte: Schwerkraft  $F_g$ , statischer Auftrieb  $F_{Au}$ , Widerstandskraft (Schleppkraft)  $F_W$ , Trägheitskraft  $F_i$  und den dynamischen Auftrieb  $F_{dyn}$  [14a].

$$F_g = \rho_P \cdot \frac{\pi}{6} \cdot x^3 \cdot \vec{g} \quad (106)$$

$$F_{Au} = -\rho_F \cdot \frac{\pi}{6} \cdot x^3 \cdot \vec{g} \quad (107)$$

$$F_W = -C_W \cdot \rho_F \cdot v_{rel} \cdot \overrightarrow{v_{rel}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot x^2 \quad (108)$$

$$F_i = -\rho_P \cdot \frac{\pi}{6} \cdot x^3 \cdot \vec{a}_P \quad (109)$$

$$F_{dyn} = -V_P \cdot grad P \quad (110)$$

$$a_P + \frac{\rho_P - \rho_F}{\rho_P} \cdot \vec{g} - C_W \cdot \frac{3 \cdot \rho_F}{4 \cdot x \cdot \rho_P} \cdot v_{rel} \cdot \overrightarrow{v_{rel}} - \frac{grad P}{\rho_P} = 0 \quad (111)$$

mit  $\rho_P$  = Partikeldichte,  $\rho_F$  = Fluiddichte,  $a_P$  = Partikelbeschleunigung,  $g$  = Erdbeschleunigung,  $x$  = Partikelgröße,  $C_W$  = Widerstandsbeiwert,  $P$  = Druck.

Aus dem dargestellten Geschwindigkeits- und Beschleunigungsvektoren betrachtet Husemann die Komponenten in radialer und Umfangsrichtung. Er gibt hierbei die folgenden Abhängigkeiten der Partikelbewegung in einer rotationssymmetrischen Strömung vor [13b]:

- in radialer Richtung:

$$u_R \cdot r = konstant \text{ (Senkenströmung)} \quad (112)$$

- in Umfangsrichtung:

$$\frac{u_P}{r} = konstant \text{ (Starrkörperwirbel)} \quad (113)$$

mit  $r$  = Radius,  $u$  = Fluidgeschwindigkeit,

Um sein Modell aufzustellen geht Husemann von einem stationären Prozess, ohne Zerkleinerung, Agglomeration, mit homogenem Turbulenzfeld (d.h. der Anpassungsparameter  $D_{st}$  ist konstant– aber außerhalb und innerhalb des Sichtrades verschieden, Prozess eindimensional in radialer y-Richtung) aus. Des Weiteren nimmt er in seinem Modell an, dass der Feingutstrom proportional zur Fluidgeschwindigkeit und der Grobgutstrom proportional zur Sinkgeschwindigkeit im Zentrifugalfeld sind. Das Modell wurde hierbei insbesondere um Geometrie- und Betriebsparameter (vgl. Abb. 192) des Sichtrades erweitert. Mit vier Anpassungsparametern bedarf das theoretische Modell aber immer



noch einer Kalibration, liefert dann aber gute Ergebnisse für die Trenncharakteristik des betrachteten Klassierprozesses [14a].

Bei allen bisher genannten Modellen wurde die Betrachtung der Partikel-Wechselwirkungen untereinander als auch mit dem Sichtrad vollkommen vernachlässigt. Erst in einer späteren Überlegung zum Sichtprozess im Abweiseradsichter betrachtete Husemann die Stoßwirkungen zwischen den Partikeln und dem rotierenden Sichtrad. Der somit entstandene Modellansatz postuliert eine direkte Analogie zwischen Turbulenz- und Stoßvorgängen. Die Stoßvorgänge zwischen Sichtrad und Partikel verursachen eine erzwungene Turbulenz, welche die eigentliche Fluidturbulenz deutlich übersteigt und mit einem Parameter  $D_{st}$  beschrieben wird. Das nach diesen Kriterien aufgestellte Modell ist in Gleichung (114) gezeigt [14a]:

$$T_i = \frac{1}{1 + \frac{v_{Fi}}{v_{Gi}}} \cdot E_i \quad \text{mit} \quad E_i = \frac{1 + \left(\frac{v_{Gi}}{k \cdot v_{mi}} - 1\right) \cdot \exp\left(-\frac{v_{Gi}}{D_{st}} \cdot (y_1 - y_s)\right)}{1 + \left(\frac{v_{Fi}}{u} - 1\right) \cdot \exp\left(+\frac{v_{Fi}}{D_{st}} \cdot (y_s - y_2)\right)} \quad (114)$$

wobei  $v_i$  die Radialgeschwindigkeit von Partikeln der Größenklasse  $i$ ,  $u$  die mittlere radiale Fluidgeschwindigkeit,  $y_s$  der Sichtradius,  $y_1$  der Grobgutaustrittsradius,  $y_2$  der Feingutaustrittsradius und neben dem Anpassungsparameter  $D_{st}$  ein weiterer Fit-Parameter  $k$  eingeführt wird, der von der Größenordnung des Verhältnisses der Sichtluftgeschwindigkeit zur Sinkgeschwindigkeit der Kornobergrenze im Fliehkraftfeld ist. Der Anpassungsparameter  $D_{st}$  wird in Abhängigkeit der Sichtradgeometrie für das Grob- und Feingut unterschiedlich nach den folgenden Gleichungen ermittelt [14a]:

$$\text{Turbulenz: } D_{st} \approx L \cdot \sqrt{u^2} \quad (115)$$

$$\text{Stoßvorgang: } D_{st} = Z_{st} \cdot L_{st} \cdot w_{st} \quad (116)$$

Grobgutraum (Stöße mit Sichtradaußenkante):

$$Z_{st} \approx \frac{b_{sch} \cdot b_s}{A_{sch} \cdot b_s} \cdot \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_A} \quad (117)$$

$$L_{st} \approx (y_1 - y_s) \quad (118)$$

$$w_{st} \approx v_s (v_s \gg u) \quad (119)$$

Feingutraum (Stöße innerhalb Sichtrad):

$$Z_{st} \approx \frac{2 \cdot L_{sch} \cdot b_s}{A_{sch} \cdot b_s} \cdot \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_A} \quad (120)$$

$$L_{st} \approx (y_s - y_2) \quad (121)$$

$$w_{st} \approx u \quad (122)$$

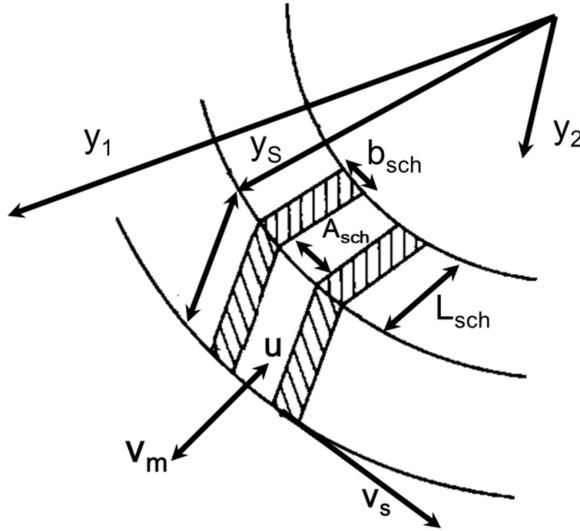


Abb. 192: Parametrisierung des Sichtrades nach dem Husemann-Modell, mit  $y_s$  = Sichtradradius,  $y_l$  = Grobgutaustrag,  $y_2$  = Feingutaustrag,  $b_s$  = Sichtradbreite,  $b_{sch}$  = Schaufeldicke,  $L_{sch}$  = Schaufellänge,  $A_{sch}$  = freier Schaufelabstand,  $v_s$  = Sichtradgeschwindigkeit,  $v_m$  = stat. Sinkgeschwindigkeit und  $u$  = Fluidgeschwindigkeit [14a].

Zu erwähnen ist, dass alle hier genannten Modelle sich nicht für eine einfache Beschreibung eignen und daher von der Industrie weder anerkannt noch genutzt werden. Des Weiteren wurde das gezeigte Husemann-Modell bis auf den Vergleich mit dem in dieser Arbeit gezeigten Flugbahnmodell nicht evaluiert. Eine weitere, in den Modellen noch nicht betrachtete Beobachtung ist das Verhalten der Partikel in der Peripherie des Sichtrades [14a].

# Lebenslauf

Name: Christian Spötter  
Geburtsdatum / -ort: 18.12.1980 in Herzberg am Harz  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Familienstand: ledig  
Homepage: ChristianSpoetter.jimdo.com

## Berufstätigkeit

11.2014 - 08.2017 *Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Institut für Mechanische Verfahrenstechnik, Technische Universität Clausthal*

02.2002 - 07.2008 *Ver.- und Entsorger: Abwassertechnik, Stadt Herzberg am Harz*

03.2001 - 01.2002 *Zivildienst: Ausbildung zum Rettungssanitäter, DRK Osterode am Harz*

06.2000 - 02.2001 *Ver.- und Entsorger: Abwassertechnik Stadt Herzberg am Harz*

## Studium

Seit 11.2014 *Promotionsstudium Verfahrenstechnik/ Chemieingenieurwesen, Technische Universität Clausthal*

10.2012 - 09.2014 *Studium der Umweltverfahrenstechnik (mit Auszeichnung), Technische Universität Clausthal*

09.2009 - 08.2012 *Studium der Umwelt- und Recyclingtechnik (Jahrgangsbester), Schwerpunkt: Allgemeine Verfahrenstechnik, Fachhochschule Nordhausen*

## **Schule / Berufsausbildung**

08.2008 - 08.2009	<i>Fachoberschule Technik Osterode, (Jahrgangsbester)</i>
08.1997 - 06.2000	<i>Berufsausbildung zum Ver.- und Entsorger, Stadt Herzberg am Harz</i>
08.1994 - 07.1997	<i>Hauptschule Herzberg am Harz, (Realschulabschluss als Jahresbester)</i>
08.1993 - 07.1996	<i>Hauptschule Herzberg am Harz, (Hauptschulabschluss als Jahresbester)</i>
08.1991 - 07.1993	<i>Orientierungsstufe Herzberg am Harz</i>
08.1987 - 07.1991	<i>Grundschule Pöhlde</i>