# Untersuchung der Tiefenfiltration wässriger Suspensionen mit Vliesen

Vom Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik

der Technischen Universität Kaiserslautern

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)**

genehmigte Dissertation

von

**Dipl.-Wirtsch.-Ing. Lars Petersen**

aus Frankenthal (Pfalz)

Kaiserslautern 2016

Betreuer der Dissertation: Prof. Dr.-Ing. Siegfried Ripperger

| | |
|---|---|
| Dekan: | Prof. Dr.-Ing. Jörg Seewig |
| Vorsitzender der Prüfungskommission: | Prof. Dr.-Ing Sergiy Antonyuk |
| Berichterstatter: | Prof. Dr.-Ing. Siegfried Ripperger |
| | Prof. Dr.-Ing. Martin Böhle |
| Tag der mündlichen Prüfung: | 9. September 2016 |

D 386

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik der TU Kaiserslautern zwischen 2010 und 2015.

Mein Dank gilt vor allem Professor Siegfried Ripperger für die Betreuung der Arbeit. Zudem möchte ich Professor Martin Böhle für die Übernahme des Koreferats und Professor Sergiy Antonyuk für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission danken.

Meinen ehemaligen Kollegen möchte ich die interessanten Diskussionen, guten Ratschlägen und das sehr angenehme Arbeitsklima am Lehrstuhl danken.

Zudem möchte ich mich bei allen Studenten bedanken, die in Form von wissenschaftlichen Arbeiten oder als wissenschaftliche Hilfskräfte zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinen Eltern danke ich für die langjährige Unterstützung.

Meinem Vater und meiner Freundin Anne danke ich für die vor allem orthografische Überprüfung der Arbeit in der Abschlussphase.

Anne, vielen Dank für die Unterstützung in den letzten drei Jahren!

Münster, 16.10.2016 Lars Petersen

# Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Tiefenfiltration wässriger Suspensionen untersucht. Der Fokus der Untersuchungen liegt auf der Betrachtung der Druckdifferenz über dem Filtermedium und dem Abscheidegrad. Als Filtermittel werden dabei Vliese betrachtet. Die Zielsetzung der Arbeit besteht darin, einen Beitrag zum besseren Verständnis der Tiefenfiltration zu liefern. Die Erkenntnisse sollen helfen, Tiefenfilter besser auszulegen und Filtermedien gezielter zu entwickeln.

Zunächst werden die grundlegenden Vorgänge der Tiefenfiltration untersucht. Dabei werden die Durchströmung poröser Schichten sowie die der Partikelabscheidung zugrunde liegenden Transport- und Haftmechanismen analysiert. Anschließend werden bestehende Ansätze zur Berechnung des Druckverlustes und der Partikelabscheidung von Tiefenfiltern aufgezeigt.

Um das Filtrationsverhalten von Vliesen experimentell zu untersuchen, wurde ein Prüfstand aufgebaut. An diesem können der Differenzdruck über den Vliesen und die Partikelabscheidung gemessen werden. Die Filtrationsversuche wurden bei konstantem Volumenstrom und konstanter Zusammensetzung der Suspension durchgeführt. Die eingesetzten Partikeln waren mineralischen Ursprungs. Das untersuchte Partikelspektrum lag im Bereich von 1-100 µm. Neben der Filtration wurde auch untersucht, in welchem Umfang mit Partikeln beladene Vliese diese wieder abgeben. Die Ergebnisse der Filtrations- und Ablöseversuche werden vorgestellt und diskutiert.

Auf Grundlage bestehender Berechnungsansätze und der durch die experimentellen Untersuchungen gewonnenen Erkenntnisse wurde ein Modell erstellt. Dieses ermöglicht die Berechnung der Partikelabscheidung und der Druckdifferenz auf Basis der Strukturdaten des Vlieses. Die Berechnung kann sowohl für den Beginn der Filtration als auch für den Verlauf der Filtration durchgeführt werden. Bei der Simulation des Verlaufs der Filtration erfolgt dabei eine gekoppelte Berechnung von Partikelabscheidung und Druckverlust. Für die Bestimmung der Partikelabscheidung wurde der Berechnungsansatz der Einzelfaserabscheidung zugrunde gelegt und erweitert. Die erzielten Simulationsergebnisse werden vorgestellt und diskutiert.

Im letzten Teil der Arbeit werden Ergebnisse vorgestellt und diskutiert, die mittels numerischer 3-D-Strömungssimulation erzielt wurden. Dabei wurde die Software DNSlab verwendet. Um die Partikelabscheidung simulieren zu können, wurde ein

Abscheidemechanismus entwickelt. Dieser ermittelt die Partikelhaftung auf der Basis einer Kräftebilanz. Als relevante Kräfte wurden Strömungskräfte, Reibungskräfte und van-der-Waals-Kräfte identifiziert.

# Abstract

In this thesis, depth filtration of aqueous suspensions is studied. The focus of the investigations is the analysis of the pressure drop across the filter medium as well as the filtration efficiency. Nonwovens were used as filter media. The research goal of this thesis is to contribute to a better understanding of the process of depth filtration. The knowledge gained may help to design depth filters in a better way and develop filter media more systematically.

In the first section the fundamental processes of depth filtration are analyzed: The flow of fluids through porous media as well as the particle deposition. The Particle deposition is broken down into transportation of a particle to the surface and adhesion on the surface. Afterwards, existing models for the calculation of the filtration efficiency and the pressure drop are presented.

A test rig was constructed to analyze the filtration properties of nonwovens experimentally. The pressure drop across the filter medium as well as the filtration efficiency can be measured. The filtration experiments were conducted at a constant volumetric flow rate and a constant composition of the suspension. Mineral particles were used. The examined spectrum of the particle size was 1-100 µm. In addition to the filtration experiments, particle reentrainment was investigated. The results of the filtration and reentrainment experiments are presented and discussed.

Based on the existing approaches and the results from the experiments, a model was developed. The model facilitates the computation of the pressure drop as well as the filtration efficiency based on the properties of the nonwovens. The computation can be performed for the initial stage as well as for the progression of the filtration process over time. For the latter, a coupled computation of filtration efficiency and pressure drop is performed. For the computation of the filtration efficiency, the isolated fiber model was expanded. The results of the conducted computations are presented and discussed.

In the last section of this thesis, results are presented and discussed which were obtained by using 3-D computational fluid dynamics. The software DNSlab was used. In order to simulate the filtration efficiency, a deposition mechanism was developed. The mechanism determines whether or not a particle is captured, based on a balance of the acting forces. Drag forces, friction forces and van der Waals forces were identified as the relevant forces.

# Inhaltsverzeichnis

Vorwort ..... i
Kurzfassung ..... ii
Abstract ..... iv
Symbolverzeichnis ..... vii
1 Einleitung ..... 1
2 Theoretische Grundlagen der Tiefenfiltration ..... 3
2.1 Funktionsprinzip ..... 3
2.2 Grundlegende Vorgänge ..... 5
2.2.1 Durchströmung poröser Schichten ..... 5
2.2.2 Partikelabscheidung ..... 13
2.3 Mathematische Modellierung der Tiefenfiltration ..... 37
2.3.1 Druckverlust ..... 37
2.3.2 Partikelabscheidung ..... 39
3 Experimentelle Untersuchungen ..... 47
3.1 Versuchsanlage ..... 47
3.2 Versuchsmaterialien ..... 49
3.2.1 Partikeln ..... 49
3.2.2 Fluid ..... 51
3.2.3 Filtermittel ..... 52
3.3 Versuchsdurchführung ..... 55
3.3.1 Filtrationsversuche ..... 55
3.3.2 Ablöseversuche ..... 58
3.4 Versuchsplan ..... 60
3.5 Versuchsergebnisse ..... 61
3.5.1 Filtrationsversuche ..... 61
3.5.2 Ablöseversuche ..... 94
3.5.3 Zusammenfassung der Versuchsergebnisse ..... 100
4 Modellierung und Simulation ..... 102
4.1 Simulation auf Grundlage eines eigenentwickelten Filtrationsmodells ..... 102
4.1.1 Vorüberlegungen zur Modellierung ..... 102
4.1.2 Vorstellung der Modellierung ..... 106
4.1.3 Simulationsergebnisse ..... 109
4.2 Simulation mit der Strömungssimulationssoftware DNSlab ..... 128

4.2.1 Vorstellung von DNSlab ..... 128
4.2.2 Modellierung der Vliesstrukturen ..... 129
4.2.3 Strömungssimulation ..... 132
4.2.4 Simulation der Partikelabscheidung ..... 136
5 Zusammenfassung und Ausblick ..... 152
Literaturverzeichnis ..... 155
Abbildungsverzeichnis ..... 161
Tabellenverzeichnis ..... 167
Veröffentlichungen und Vorträge ..... 168
Betreute wissenschaftliche Arbeiten ..... 170
Lebenslauf ..... 171

# Symbolverzeichnis

## Lateinische Formelzeichen

| Symbol | Bezeichnung | Einheit |
|---|---|---|
| A | Fläche | $m^2$ |
| a | Abstand | m |
| b | Beladung | variiert, $x/m^y$ |
| c | Konzentration oder Beiwert | variiert, $x/m^3$ oder - |
| CK | Materialfunktion nach Carman-Kozeny | - |
| D | Diffusionskoeffizient | $m^2/s$ |
| d | Durchmesser | m |
| Da | axialer Dispersionskoeffizient | $m^2/s$ |
| E | Energie | J |
| e | Elementarladung | A·s |
| F | Kraft | N |
| f | Filtermittelparameter | - |
| g | Erdbeschleunigung | $m/s^2$ |
| h | Haftwahrscheinlichkeit | - |
| HF | hydrodynamischer Faktor | - |
| HK | Hamaker-Konstante | J |
| In | Interzeptionsfaktor | - |
| K | Konstante | variiert |
| k | Stoßzahl | - |
| L | spezifische Länge | m/x |
| N | Anzahl | - |
| $N_A$ | Avogadro-Konstante | $mol^{-1}$ |
| M | Moment | N·m |
| m | Masse | kg |
| o | Atomdichte | $1/m^3$ |
| P | Permeabilität oder Penetration oder Druckfeld | $m^2$ oder – oder Pa |
| p | Druck | Pa |
| Pe | Peclet-Zahl | - |
| Re | Reynoldszahl | - |

| | | |
|---|---|---|
| S | spezifische Oberfläche | variiert, $m^2/x$ |
| Se | Sedimentationskennzahl | - |
| Si | Siebwirkungskennzahl | - |
| St | Stokes-Zahl | - |
| T | absolute Temperatur | K |
| t | Zeit | s |
| Tr | Trenngrad | - |
| U | Potential | V |
| v | Anströmgeschwindigkeit oder Geschwindigkeit | m/s |
| V | Volumen oder Geschwindigkeitsfeld | $m^3$ oder m/s |
| $\dot{V}$ | Volumenstrom | $m^3/s$ |
| w | Ionenwertigkeit | - |
| x | Ort | 3 D: (m;m;m) |
| Y | Filtermittelparametervektor | - |
| z | Höhe oder Länge | m |

**Griechische Formelzeichen**

| **Symbol** | **Bezeichnung** | **Einheit** |
|---|---|---|
| $\varepsilon$ | Porosität | - |
| $\varepsilon_r$ | relative Permittivität | - |
| $\varepsilon_0$ | elektrische Feldkonstante | $A \cdot s \cdot V^{-1} \cdot m^{-1}$ |
| $\eta$ | dynamische Viskosität oder Transportwirksamkeit | Pa·s oder - |
| $\kappa$ | Debye-Hückel-Parameter | $m^{-1}$ |
| $\lambda$ | Filtermittelkoeffizient | $m^{-1}$ |
| $\mu$ | Reibungsbeiwert | - |
| $\rho$ | Dichte | $kg/m^3$ |
| $\sigma$ | Oberflächenspannung oder Standardabweichung | N/m oder variiert |
| $\varphi$ | Einzelkollektorabscheidegrad | - |
| $\Omega$ | Durchströmungsgebiet | - |
| $\partial\Omega$ | Rand des Durchströmungsgebietes | - |

**Indices**

A: Anzahl

AAG: Anfangsabscheidegrad

AK: Anzahlkonzentration

aM: abgelöste Masse

Au: Auftrieb

ab: abstoßend

an: anziehend

B: Boltzmann

Bo: Born

D: Diffusion

De: Debye

Di: Dissipation

DS: Doppelschicht

Fa: Faser

Fl: Fluid

FM: Filtermittel

Ga: Gas

Gr: Gravitation

ges: gesamt

h: hydraulisch

Ha: Haft

I: Interzeption

Io: Ionen

K: Kollektor

Ka: Kapillare

Ke: Keesom

ki: kinetisch

krit: kritisch

Ku: Kugel

Li: Lift

Lo: London

M: Masse

max: maximal

n: normal

Ne: Nernst

P: Projektion

Pa: Partikel

pl: plastisch

Po: Pore

R: Reibung

Ra: Rauheit

S: Schicht

SD: Sauterdurchmesser

SF: Strömungsfeld

Si: Sieb

sink: sink

sim: simuliert

St: Stern

Sto: Stoß

T: Trägheit

t: tangential

uPl: unendlich lange und breite Platte

uZy: unendlich langer Zylinder

V: Volumen

VD: Versuchsdauer

vdW: van-der-Waals

W: Widerstand

Zy: Zylinder

# 1 Einleitung

Bei der Tiefenfiltration werden Partikeln aus Flüssigkeiten oder Gasen im Inneren eines Filtermittels zurückgehalten. Als Filtermittel werden unter anderem Schüttungen, keramische Schäume, Drahtgestricke oder Vliese eingesetzt. Tiefenfilter werden in vielen technischen Anwendungen wie beispielsweise der Reinigung von Motoren- und Getriebeölen, der Aufbereitung von industriellen und kommunalen Abwässern oder der Luftreinhaltung verwendet.

In der Regel werden Tiefenfilter nach der Benutzung nicht regeneriert. Es handelt sich damit um Einwegprodukte. Aus ökologischen und ökonomischen Überlegungen ist es daher sinnvoll, Filter mit einer langen Standzeit zu entwickeln. Dies setzt eine hohe Schmutzaufnahmekapazität bei Gewährleistung des geforderten Abscheidegrades voraus. Zudem sollte der Durchströmungswiderstand des Tiefenfilters während des Betriebs möglichst gering sein.

Die Tiefenfiltration von Aerosolen wurde von vielen Arbeitsgruppen erforscht. Es gibt hierzu eine große Anzahl von Publikationen [1](S.10). Für die Tiefenfiltration von Suspensionen gibt es ungleich weniger Veröffentlichungen [2](S.1). Die für die Gasphase bekannten Gesetzmäßigkeiten lassen sich in der Regel aufgrund deutlich unterschiedlicher Strömungsbedingungen sowie eines anderen relevanten Partikelspektrums nur bedingt anwenden. Die zugrunde liegenden Abscheidemechanismen sind zwar bekannt, jedoch fehlt eine Methodik, um die Theorie der Abscheidemechanismen gezielt für die praktische Auslegung von Tiefenfiltern verwenden zu können [1](S.116). Die Auslegung von Tiefenfiltern von Suspensionen erfolgt häufig auf der Grundlage von Erfahrungswerten.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Tiefenfiltration wässriger Suspensionen mit Vliesen untersucht. Das untersuchte Partikelgrößenspektrum liegt im Bereich 1-100 µm. Es werden ausschließlich mineralische Partikeln untersucht. Damit sind für die Wasseraufbereitung relevante Aspekte wie die Abscheidung von Viren oder Metallionen nicht Gegenstand dieser Arbeit. Neben der Partikelabscheidung wird die Druckdifferenz über den Vliesen untersucht. Die betrachtete Anströmgeschwindigkeit liegt im Bereich 0,01-0,02 m/s.

Die Zielsetzung der Arbeit besteht darin, einen Beitrag zum besseren Verständnis der Tiefenfiltration zu liefern. Die Erkenntnisse sollen helfen, Tiefenfilter besser auszulegen und Filtermedien gezielter zu entwickeln. Hierzu wird ein Modell vorgestellt, das es ermöglich auf

Basis der Struktureigenschaften des Vlieses und den Eigenschaften der Suspension die Partikelabscheidung und den Differenzdruck über dem Filtermedium im Filtrationsverlauf zu berechnen.

# 2 Theoretische Grundlagen der Tiefenfiltration

Je nach Art des Fluids, betrachtetem Partikelspektrum und vorliegenden Strömungsbedingungen wird das Filtrationsverhalten von unterschiedlichen Mechanismen dominiert.

## 2.1 Funktionsprinzip

Bei der Tiefenfiltration durchströmt eine Suspension oder ein Aerosol ein poröses Medium, das als Filtermittel bezeichnet wird. Bei der Durchströmung werden Partikeln im Innern des Filtermittels zurückgehalten. Dafür müssen die Poren des Filtermittels im Bereich der Oberfläche größer sein als die abzuscheidenden Partikeln. Um abgeschieden zu werden, müssen die Partikeln an die innere Oberfläche des Filters transportiert werden und dort haften bleiben. Die Funktionsweise der Tiefenfiltration ist in Abbildung 2.1 grafisch dargestellt.

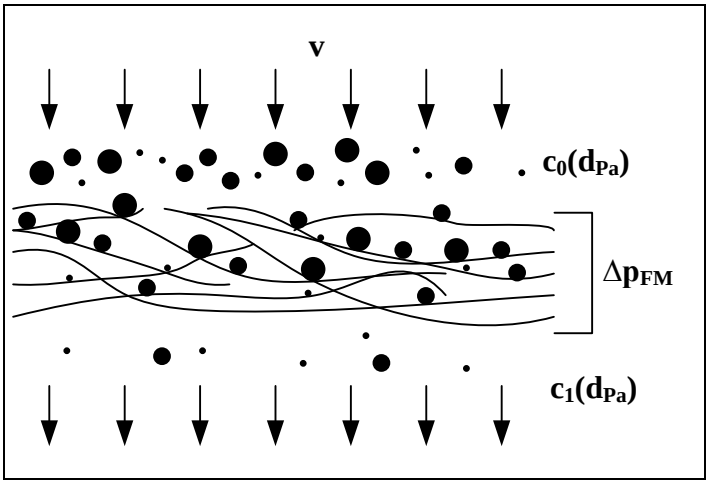


**Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise der Tiefenfiltration**

Dabei ist v die Anströmgeschwindigkeit der Suspension oder des Aerosols und $\Delta p_{FM}$ die Druckdifferenz über dem Filtermittel. $c_0(d_{Pa})$ ist die Konzentration der Partikeln mit dem Durchmesser $d_{Pa}$ in der Suspension oder dem Aerosol vor dem Filter und $c_1(d_{Pa})$ die nach dem Filter. Zwei wesentliche Eigenschaften eines Filtermittels können bei der Tiefenfiltration festgestellt werden: Der Grad der Partikelabscheidung und der Druckverlust über dem Filtermittel. Der Trenn- oder Fraktionsabscheidegrad $Tr(d_{Pa})$ gibt an, welcher Anteil der Partikeln mit dem Durchmesser $d_{Pa}$ vom Filtermittel zurückgehalten wird.

Er ermittelt sich zu:

$$Tr\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)=\frac{c_0\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)-c_1\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)}{c_0\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)} \tag{2.1}$$

Der Druckverlust über dem Filtermittel ist zu Beginn der Filtration nur vom Strömungswiderstand des Filtermittels abhängig. Im Verlauf der Filtration wird er vom Strömungswiderstand des Filtermittels und dem zusätzlichen Strömungswiderstand der abgeschiedenen Partikeln bestimmt. In der Regel werden Tiefenfilter bei einer konstanten Anströmgeschwindigkeit betrieben und bei der Überschreitung einer vorgegebenen Druckdifferenz ausgetauscht. Durch die abgeschiedenen Partikeln wird das Porensystem im Filtrationssystem feiner. Dies führt in der Regel zu einer verbesserten Partikelabscheidung sowie einem Anstieg der Druckdifferenz im Filtrationsverlauf. Allerdings werden in der Literatur auch Abweichungen von diesem Verhalten beschrieben [3](S.151), [4](S.13). Mit steigender Beladung nimmt die Geschwindigkeit in den Poren zu. Dies kann dazu führen, dass bereits abgeschiedene Partikeln wieder abgelöst werden und der Strömung folgen. Mit zunehmender Beladung kann zudem im Inneren oder auf der Oberfläche des Filtermittels eine sogenannte Sperrschicht ausgebildet werden. Die nachfolgenden Partikeln werden von der Sperrschicht zurückgehalten, sodass sich ein Filterkuchen ausbildet. Dies ist mit einem starken Anstieg der Druckdifferenz verbunden.

# 2.2 Grundlegende Vorgänge

## 2.2.1 Durchströmung poröser Schichten

### 2.2.1.1 Charakterisierung poröser Schichten

In Abbildung 2.2 sind wesentliche Kenngrößen zur Charakterisierung homogener, inkompressibler poröser Schichten dargestellt.

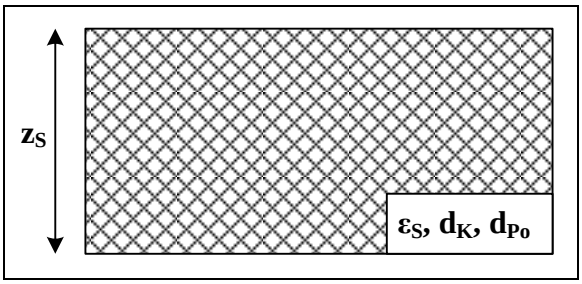


**Abbildung 2.2: Wesentliche Kenngrößen einer porösen Schicht**

Geometrisch lässt sich die Schicht durch die Querschnittsfläche $A_S$ und die Schichthöhe $z_S$ beschreiben. Die Schicht besitzt die Porosität $\varepsilon_S$ und ihr kann eine Porengröße $d_{Po}$ zugeordnet werden. Ist die Schicht eine Schüttung aus einzelnen Kollektoren, kann ihnen ein Kollektordurchmesser $d_K$ zugeordnet werden. Dieser kann zur Charakterisierung der Schicht verwendet werden. Die einzelnen Porengrößen und einzelnen Kollektordurchmesser werden bei in meisten realen Systemen verteilte Größen sein.

Die Porosität lässt sich aus der Flächenmasse, der Schichthöhe und der Reindichte des Schichtmaterials ermitteln. Die Reindichte kann pyknometrisch ermittelt werden. Der Kollektordurchmesser lässt sich durch licht- oder rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen bestimmten. Dabei werden zunächst nur die Kollektoren an der Oberfläche der Schicht betrachtet. Um licht- oder rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Kollektoren im Inneren der Schicht zu erhalten, müssen die Proben entsprechend präpariert sein. Weidemeier fasst mögliche Vorgehensweisen zusammen [4](S.15). Zudem sind computertomografische Aufnahmen zur Bildgenerierung möglich. Für die Bestimmung der für die poröse Schicht charakteristischen Porengröße gibt es unterschiedliche Ansätze. Dies liegt daran, dass sich poröse Schichten in ihren Strukturen stark unterscheiden können. Die Porengröße kann als eine Engstelle in einem weit verzweigten System aufgefasst werden.

Zur Beschreibung der charakteristischen Porengröße kann der hydraulische Durchmesser der Schüttung $d_{h,S}$ verwendet werden:

$$d_{h,S} = \frac{4 \cdot \varepsilon_S}{(1-\varepsilon_S) \cdot S_{V,S}} \tag{2.2}$$

Dabei ist $S_{V,S}$ die volumenbezogene spezifische Oberfläche der Schicht. Für Fasern gilt:

$$S_{V,Fa} = \frac{d_{Fa} \cdot \pi \cdot z_{Fa}}{\frac{d_{Fa}^2}{4} \cdot \pi \cdot z_{Fa}} = \frac{4}{d_{Fa}} \tag{2.3}$$

Dabei ist $z_{Fa}$ die Faserlänge, die allerdings keinen Einfluss auch die volumenbezogene spezifische Oberfläche besitzt.

Wird Gleichung (2.3) in Gleichung (2.2) eingesetzt, ergibt sich folgender charakteristischer Porendurchmesser für eine poröse Schicht aus Fasern:

$$d_{Po} = d_{h,S} = \frac{d_{Fa} \cdot \varepsilon_S}{(1-\varepsilon_S)} \tag{2.4}$$

Horn schlägt folgenden empirischen Ansatz für Faserschüttungen vor [5](S.56):

$$d_{Po} = 0,59 \frac{d_{Fa}}{(1-\varepsilon_S)} \tag{2.5}$$

Nach Weidemeier basierend auf den Arbeiten von Corte gilt für faserförmige Papiere [4],[6]:

$$d_{Po} = \frac{\pi^{\frac{3}{2}}}{2 \cdot \left(1+e^{-(1-\varepsilon_S)}\right)} \cdot \frac{d_{Fa}}{1-\varepsilon_S} \tag{2.6}$$

Neben den analytischen und empirischen Ansätzen ist es möglich, eine charakteristische Porengröße auf Grundlage von Durchströmungsversuchen und zugehörigen Modellvorstellungen zu ermitteln.

Wird eine poröse Schicht von einem Fluid mit der Viskosität $\eta_{FL}$ und der Anströmgeschwindigkeit $v_{FL}$ bei zähen Strömungsbedingungen durchströmt, kann die resultierende Druckdifferenz $\Delta p_S$ nach dem Gesetz von Hagen-Poseuille in einen äquivalenten Porendurchmesser umgerechnet werden:

$$d_{Po} = \sqrt{\frac{32 \cdot v_{Fl} \cdot \eta_{Fl} \cdot z_S}{\varepsilon_S \cdot \Delta p_S}} \tag{2.7}$$

Gleichung (2.7) gilt unter der Annahme zylindrischer paralleler Poren. Dies wird für die meisten porösen Schichten nicht zutreffen.

Bei der Durchströmungsporometrie wird ein poröses Material zunächst von einem Gas bei steigendem Gasdifferenzdruck $\Delta p_{Ga}$ durchströmt. Der Volumenstrom des Gases $\dot{V}_{Ga}$ wird dabei aufgezeichnet. Die zugehörige Gasdruck-Volumenstrom-Kurve wird als „Dry-Flow“ bezeichnet [7]. Im zweiten Schritt wird das Material mit einer Flüssigkeit bekannter Oberflächenspannung $\sigma_{Fl}$ benetzt und vom Gas bei steigendem Gasdruck durchströmt. Diese Gasdruck-Volumenstrom-Kurve wird als „Wet-Flow“ bezeichnet. In Abbildung 2.3 ist die Vorgehensweise nach ASTM F316 dargestellt [7]:

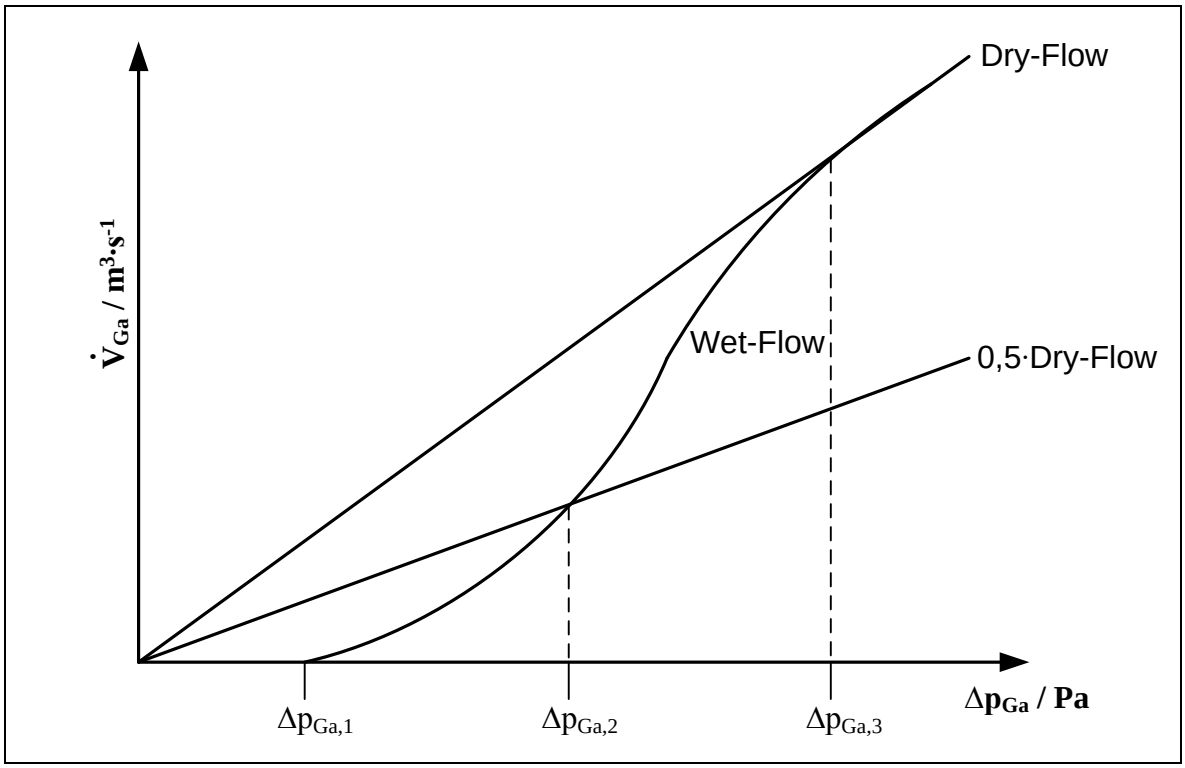


**Abbildung 2.3: Relevante Volumenstrom-Druck-Kurven bei der Durchströmungsporometrie**

Neben der „Dry-Flow“- und der „Wet-Flow“-Kurve wird das 0,5-fache der „Dry-Flow“-Kurve ermittelt. Drei Drücke sind dabei von besonderem Interesse. Der Gasdruck $\Delta p_{Ga,1}$ kennzeichnet den Druck, ab dem bei der „Wet-Flow“-Kurve ein erstmaliger Anstieg des Volumenstromes erfolgt. Es ist der Gasdruck, der nötig ist, um die Testflüssigkeit aus der größten Pore zu verdrängen. Dieser wird als „Bubble Point“ bezeichnet. Der Gasdruck $\Delta p_{Ga,3}$ kennzeichnet den Druck, bei dem sich die „Wet-Flow“- und die „Dry-Flow“-Kurve angleichen. Bei diesem Druck ist die Flüssigkeit vom Gas vollständig aus dem Porensystem

verdrängt. Der Druck kann damit der kleinsten Pore zugeordnet werden. Der Gasdruck $\Delta p_{Ga,3}$ kennzeichnet den Schnittpunkt der „Wet-Flow“- und der „0,5-Dry-Flow“-Kurve. Dieser Druck wird einer mittleren Porengröße, der sogenannten „Mean Flow Pore Size“, zugeordnet. Der Kapillardruck einer zylindrischen Pore berechnet sich bei einer vollständiger Benetzung zu:

$$\Delta p_{Ka} = \frac{4 \cdot \sigma_{Fl}}{d_{Po}} \tag{2.8}$$

Für reale Porensysteme wird zur Berechnung der Porengröße ein Korrekturfaktor vorgeschlagen [7]:

$$d_{Po} = \frac{2{,}86 \cdot \sigma_{Fl}}{\Delta p_{Ka}} \tag{2.9}$$

Mit Gleichung (2.9) können die Drücke $\Delta p_{Ga,1}$, $\Delta p_{Ga,2}$ und $\Delta p_{Ga,3}$ in zugehörige Porengrößen umgerechnet werden.

Erbe zeigt auf, wie die Daten der Durchströmungsporometrie verwendet werden können, um eine Porengrößenverteilung zu ermitteln. Er legt dabei das Gesetz von Hagen-Poseuille zugrunde [8].

#### 2.2.1.2 Modelle zur Beschreibung der Durchströmung

Modelle zur Beschreibung der Strömung in porösen Schichten können in interne und externe Strömungsmodelle unterschieden werden [9](S.182). Bei den internen Modellen liegt der Fokus auf der Durchströmung des Porensystems der porösen Schicht. Bei den externen Modellen wird dagegen die Umströmung der einzelnen Kollektoren betrachtet.

#### 2.2.1.2.1 Interne Strömungsmodelle

In Abbildung 2.4 ist die Betrachtungsweise interner Strömungsmodelle schematisch dargestellt.

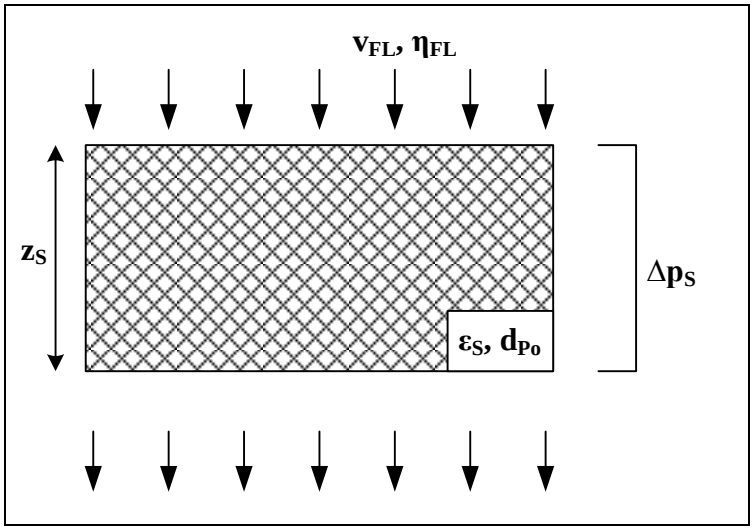


**Abbildung 2.4: Schematische Darstellung interner Strömungsmodelle**

Ein Fluid mit der Anströmgeschwindigkeit $v_{FL}$ und der dynamischen Viskosität $\eta_{FL}$ durchströmt eine poröse Schicht mit der Höhe $z_S$ und der Querschnittsfläche $A_S$. Die poröse Schicht weist die Porosität $\varepsilon_S$ und die Porengröße $d_{Po}$ auf. Durch den Durchströmungswiderstand der porösen Schicht resultiert die Druckdifferenz $\Delta p_S$.

Bei der Tiefenfiltration kann in der Regel eine zähe Durchströmung angenommen werden. Insbesondere wenn das durchströmende Fluid eine Flüssigkeit ist, trifft diese Annahme in aller Regel zu. Die Druckdifferenz über der Schichthöhe wird demnach durch die Darcy-Gleichung beschrieben [10]:

$$\frac{\Delta p_S}{z_S} = \frac{v_{Fl} \cdot \eta_{Fl}}{P_S} \tag{2.10}$$

Dabei ist $P_S$ die Permeabilität der Schicht. Sie ist der Kehrwert des spezifischen Durchströmungswiderstandes.

Unter der Annahme identischer zylindrischer Poren, die parallel zueinander durchströmt werden, kann die Druckdifferenz nach der Hagen-Poseuille-Gleichung bestimmt werden:

$$\frac{\Delta p_S}{z_S} = \frac{32 \cdot v_{Fl} \cdot \eta_{Fl}}{\varepsilon_S \cdot d_{Po}^2} \tag{2.11}$$

Wird in Gleichung (2.11) der Porendurchmesser durch den hydraulischen Durchmesser $d_{H,S}$ ersetzt, ermittelt sich die Druckdifferenz über der Schichthöhe zu:

$$\frac{\Delta p_S}{z_S} = \frac{2 \cdot v_{Fl} \cdot \eta_{Fl} \cdot S_{V,S}^2 \cdot (1-\varepsilon_S)^2}{\varepsilon_S^3} \tag{2.12}$$

Im Aufbau ist Gleichung (2.12) mit der Carman-Kozeny-Gleichung gleich [11]:

$$\frac{\Delta p_S}{z_S} = \frac{CK(\varepsilon_S) \cdot v_{Fl} \cdot \eta_{Fl} \cdot S_{V,S}^2 \cdot (1-\varepsilon_S)^2}{\varepsilon_S^3} \tag{2.13}$$

Dabei ist $CK(\varepsilon_S)$ eine Materialfunktion. In der Literatur werden häufig Werte im Bereich von 4 bis 5 angegeben. Allerdings ist die Funktion nur im Bereich $0{,}3<\varepsilon_S<0{,}65$ in guter Näherung unabhängig von der Porosität [10](S.67). Besteht die poröse Schicht aus einer Schüttung von einzelnen Kollektoren, kann bei bekannter Geometrie Gleichung (2.13) auch in Abhängigkeit des Kollektordurchmessers formuliert werden. Molerus et al. kritisieren die Proportionalität der Carman-Kozeny-Gleichung zum Faktor $(1-\varepsilon)^2/\ \varepsilon^3$ als physikalisch nicht sinnvoll. Es wird vorgeschlagen, eine Proportionalität zum Faktor $A \cdot (1-\varepsilon) \cdot b^{-\varepsilon}$ zu verwenden. A und b sind dabei experimentell ermittelte Anpassungsparameter [12](S.376).

#### 2.2.1.2.2 Externe Strömungsmodelle

In Abbildung 2.5 ist die Betrachtungsweise externer Strömungsmodelle schematisch dargestellt.

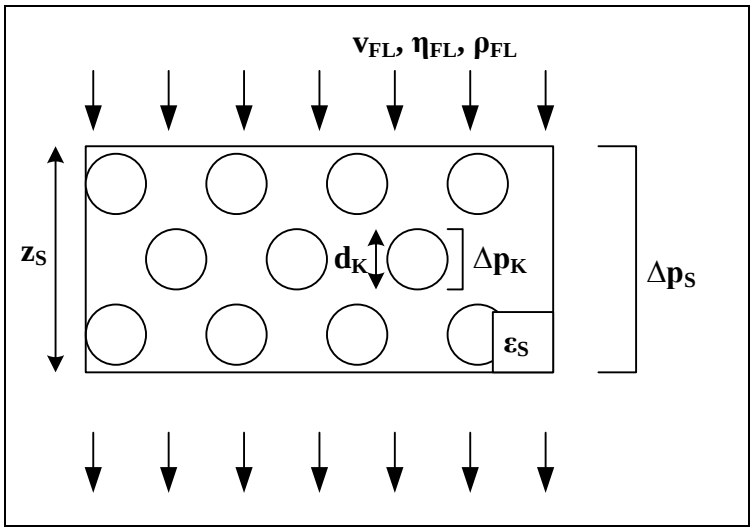


**Abbildung 2.5: Schematische Darstellung externer Strömungsmodelle**

Ein Fluid mit der Anströmgeschwindigkeit $v_{FL,}$ der dynamischen Viskosität $\eta_{FL}$ und der Dichte $\rho_{FL}$ durchströmt eine poröse Schicht mit der Höhe $z_S$, der Querschnittsfläche $A_S$ und der Porosität $\varepsilon_S$. Die Schicht wird dabei als Schüttung einzelner Kollektoren mit dem Durchmesser $d_K$ betrachtet. Jeder Einzelkollektor verursacht einen Strömungswiderstand. Wird die durch die Strömung entstehende Widerstandskraft auf den Strömungsquerschnitt bezogen, kann dem Einzelkollektor eine Druckdifferenz $\Delta p_K$ zugeordnet werden. Die Gesamtdruckdifferenz über der Schicht $\Delta p_S$ wird durch die Strömungswiderstände der einzelnen Kollektoren und den Strömungsbedingungen bestimmt. Der Ausgangspunkt der Betrachtungsweise ist die Umströmung des Einzelkollektors.

Wird das allgemeine Widerstandsgesetz verwendet, gilt für den einzelnen Kollektor [13](S.196):

$$F_{W,K} = \Delta p_K \cdot A_{P,K} = \frac{\rho_{Fl}}{2} \cdot v^2 \cdot c_{W,K} \cdot A_{P,K} \tag{2.14}$$

Dabei ist $F_{W,K}$ die Widerstandskraft, die auf den Kollektor wirkt, v ist die Anströmgeschwindigkeit, $A_{P,K}$ ist Projektionsfläche und $c_{W,K}$ der Widerstandsbeiwert des Kollektors. Die Kollektoren werden üblicherweise als Kugeln oder Zylinder modelliert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Vliese untersucht. Die Struktur der Vliese kann durch zylindrische Fasern sehr gut beschrieben werden. Daher beschränken sich die weiteren Ausführungen auf faserförmige Kollektoren.

Damit gilt:

$$F_{W,Fa} = \frac{\rho_{Fl}}{2} \cdot v^2 \cdot c_{W,Fa} \cdot A_{P,Fa} \tag{2.15}$$

Für die Anströmgeschwindigkeit gilt auf der Oberfläche der Schicht:

$$v = v_{Fl} \tag{2.16}$$

Innerhalb der Schicht ist die Anströmgeschwindigkeit aufgrund des Einflusses der Porosität größer. Es gilt:

$$v = \frac{v_{Fl}}{\varepsilon_S} \tag{2.17}$$

Die Projektionsfläche der Fasern ermittelt sich unter der Annahme, dass die Fasern senkrecht angeströmt werden zu:

$$A_{\mathrm{P,Fa}} = L_{\mathrm{V,Fa}} \cdot d_{\mathrm{Fa}} \cdot V_S = L_{\mathrm{V,Fa}} \cdot d_{\mathrm{Fa}} \cdot A_S \cdot z_S \tag{2.18}$$

Dabei ist $L_{V,Fa}$ die Faserlänge pro Volumeneinheit, $d_{Fa}$ der Faserdurchmesser und $V_S$ das Volumen der Schicht. Die Faserlänge pro Volumeneinheit ergibt sich zu:

$$L_{\mathrm{V,Fa}} = \frac{1-\varepsilon_{\mathrm{S}}}{\frac{\pi}{4} \cdot d_{\mathrm{Fa}}^2} \tag{2.19}$$

Werden die Gleichungen (2.16) bzw. (2.17), (2.18), (2.19) in Gleichung (2.15) eingesetzt, folgt für die Druckdifferenz über der Schichthöhe:

$$\frac{F_{\mathrm{W,S}}}{A_{\mathrm{S}} \cdot z_{\mathrm{S}}} = \frac{\Delta p_{\mathrm{S}}}{z_{\mathrm{S}}} = \frac{2}{\pi} \cdot c_{\mathrm{W,Fa}} \cdot \frac{\rho_{\mathrm{Fl}}}{d_{\mathrm{Fa}}} \cdot v_{\mathrm{Fl}}^2 \cdot \left(1-\varepsilon_{\mathrm{S}}\right) \tag{2.20}$$

Beziehungsweise:

$$\frac{F_{\mathrm{W,S}}}{A_{\mathrm{S}} \cdot z_{\mathrm{S}}} = \frac{\Delta p_{\mathrm{S}}}{z_{\mathrm{S}}} = \frac{2}{\pi} \cdot c_{\mathrm{W,Fa}} \cdot \frac{\rho_{\mathrm{Fl}}}{d_{\mathrm{Fa}}} \cdot v_{\mathrm{Fl}}^2 \cdot \frac{1-\varepsilon_{\mathrm{S}}}{\varepsilon_{\mathrm{S}}^2} \tag{2.21}$$

Für den Widerstandsbeiwert einer Einzelfaser bei zäher Durchströmung gilt [14](S.11):

$$c_{\mathrm{W,Fa}} = \frac{8 \cdot \pi}{Re_{\mathrm{Fa}} \cdot HF\left(\varepsilon_{\mathrm{S}}\right)} \tag{2.22}$$

Dabei ist $Re_{Fa}$ die Faser-Reynoldszahl und HF ein hydrodynamischer Faktor. Die Faser-Reynoldszahl kann analog zu den Gleichungen (2.16) und (2.17) auf zwei Arten bestimmt werden.

Für Fasern auf der Oberfläche ergibt sich:

$$Re_{\mathrm{Fa}} = \frac{v_{\mathrm{Fl}} \cdot d_{\mathrm{Fa}} \cdot \rho_{\mathrm{Fl}}}{\eta_{\mathrm{Fl}}} \tag{2.23}$$

Für Fasern in der Schicht gilt:

$$Re_{\mathrm{Fa}} = \frac{v_{\mathrm{Fl}} \cdot d_{\mathrm{Fa}} \cdot \rho_{\mathrm{Fl}}}{\eta_{\mathrm{Fl}} \cdot \varepsilon_{\mathrm{S}}} \tag{2.24}$$

Werden die Gleichungen (2.23) bzw. (2.24) mit Gleichung (2.22) in die Gleichungen (2.20) bzw. (2.21) eingesetzt, ergibt sich für den Druckverlust über der Schichthöhe:

$$\frac{\Delta p_S}{z_S} = 16 \cdot \frac{v_{Fl} \cdot \eta_{Fl}}{d_{Fa}^2} \cdot (1-\varepsilon_S) \cdot \frac{1}{HF(\varepsilon_S)} \tag{2.25}$$

Beziehungsweise:

$$\frac{\Delta p_S}{z_S} = 16 \cdot \frac{v_{Fl} \cdot \eta_{Fl}}{d_{Fa}^2} \cdot \frac{1-\varepsilon_S}{\varepsilon_S} \cdot \frac{1}{HF(\varepsilon_S)} \tag{2.26}$$

In der Literatur werden sowohl Gleichung (2.25) [14](S.8),[15](S.117) als auch Gleichung (2.26) [13](S.197),[16](S.244) zur Beschreibung der Druckdifferenz von Faserschüttungen verwendet. Allerdings ist Gleichung (2.26) vorzuziehen, da die Anströmgeschwindigkeit der Fasern in der Schüttung größer ist als die Anströmgeschwindigkeit der Schüttung. In der Regel werden sich der Großteil der Fasern in der Schüttung und nur ein kleiner Teil der Fasern auf der Oberfläche der Schüttung befinden.

Prantl schlägt für den hydrodynamischen Faktor folgende Gleichung vor [17]:

$$HF(\varepsilon_S) = 2 - ln(Re) = 2 - ln\left(\frac{v_{Fl} \cdot d_{Fa} \cdot \rho_{Fl}}{\eta_{Fl} \cdot \varepsilon_S}\right) \tag{2.27}$$

Nach Kuwabara gilt [18]:

$$HF(\varepsilon_S) = -\frac{ln(1-\varepsilon_S)}{2} - \frac{3}{4} + (1-\varepsilon_S) - \frac{(1-\varepsilon_S)^2}{4} \tag{2.28}$$

### 2.2.2 Partikelabscheidung

Damit eine Partikel als abgeschieden betrachten werden kann, muss sie zunächst an die innere Oberfläche des Filtermittels transportiert werden und dort haften bleiben [19](S.3). Die effektive Reichweite der wirksamen Haftkräfte liegt im Bereich unter hundert Nanometer, also in unmittelbarer Nähe von Partikel und Oberfläche [20](S.22),[21](S.76). Die Haftkräfte können damit keinen wirksamen Transport der Partikeln durch das Fluid verursachen.

Unterschiedliche Filtrationsbedingungen können zu unterschiedlichen Ablagerungsstellen von Partikeln im Filtermedium führen.

In Abbildung 2.6 sind mögliche Abscheidungsstellen schematisch dargestellt [22](S.12).

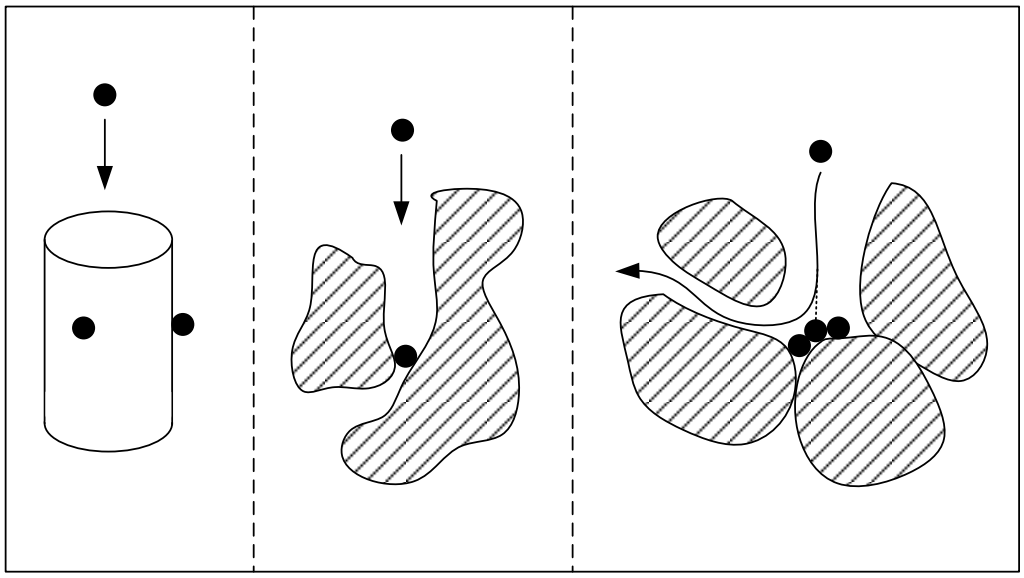

**Abbildung 2.6: Mögliche Abscheidestellen für Partikeln**

Insbesondere bei hohen Haft- und niedrigen Strömungskräften können Partikeln auf der Oberfläche einzelner Kollektoren abgeschieden werden. Partikeln können auch in Poren abgeschieden werden, die durch zwei oder mehrere Kollektoren gebildet werden. Zudem ist es möglich, dass Partikeln ihre Strömungsbahn verlassen und in Regionen gelangen, in denen keine oder nur eine sehr geringe Strömung vorherrscht. Darüber hinaus kann die Ablagerung in Form von Dendriten geschehen. Bei der Dendritenbildung werden Partikeln auf Partikeln abgeschieden und bilden baumartige Strukturen aus. Bei der Aerosolfiltration wird dieses Verhalten häufig beobachtet. Bei der Filtration von Flüssigkeiten sind für die Ausbildung von Dendriten in der Regel die Haftkräfte zwischen den Partikeln zu gering und die Strömungskräfte des Fluids auf die Partikeln zu hoch [2](S.73).

#### 2.2.2.1 Transport

Als wirksame Transportmechanismen werden in der Literatur Diffusion, Interzeption, Siebwirkung, Trägheit sowie Sedimentation genannt [20](S.22). Die Transportmechanismen sind in Abbildung 2.7 grafisch dargestellt.

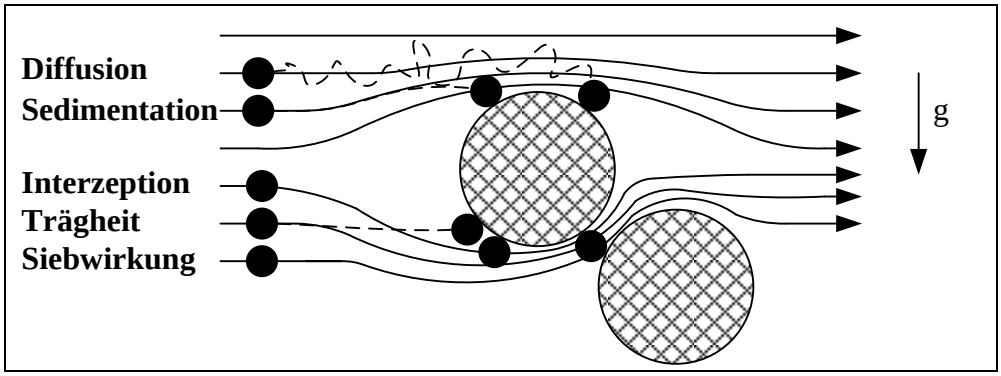


**Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Transportmechanismen**

##### 2.2.2.1.1 Diffusion

Insbesondere sehr kleine Partikeln zeigen ungerichtete Zufallsbewegungen aufgrund der Brownschen Bewegung. Diese Zufallsbewegungen überlagern die konvektive Bewegung durch das Fluid und können dazu führen, dass eine Partikel auf einen Kollektor auftritt. Die Diffusion wird über die Peclet-Zahl Pe charakterisiert [23](S.191):

$$Pe = \frac{v_{Fl} \cdot d_K}{D} = \frac{3 \cdot \pi \cdot v_{Fl} \cdot d_K \cdot \eta_{Fl} \cdot d_{Pa}}{K_B \cdot T} \tag{2.29}$$

Dabei ist $v_{Fl}$ die Anströmgeschwindigkeit des Fluids, $d_K$ der Kollektordurchmesser, D der Diffusionskoeffizient, $\eta_{Fl}$ die dynamische Viskosität des Fluids, $d_{Pa}$ der Partikeldurchmesser, $K_B$ die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. Die Peclet-Zahl ist dabei das Verhältnis von konvektivem zu diffusivem Stofftransport auf einer charakteristischen Länge. Je größer die Peclet-Zahl ist, desto geringer ist der Anteil der Diffusion an der Gesamtbewegung.

##### 2.2.2.1.2 Interzeption

Folgt eine Partikel einer Strömungsbahn, die nahe an einem Kollektor verläuft, kann sie aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung in Kontakt mit dem Kollektor gelangen. Eine Partikel trifft auf einen Kollektor auf, wenn ihr Radius größer ist als der minimale Abstand zwischen

der Strömungsbahn und der Kollektoroberfläche. Dieser Vorgang wird als Interzeption, Interception oder Sperreffekt bezeichnet und wird durch den Interzeptionsfaktor In charakterisiert [23],[13](S.188):

$$In = \frac{d_{Pa}}{d_K} \tag{2.30}$$

Je größer die Partikeln und je geringer der Kollektordurchmesser sind, desto größer ist die Transportwirksamkeit durch Interzeption.

#### 2.2.2.1.3 Siebwirkung

Ähnlich der Interzeption können Partikeln aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung durch Siebwirkung auf die Kollektoroberfläche gelangen. Siebwirkung tritt auf, wenn eine Partikel einer Strömungsbahn durch eine Pore folgt, deren Durchmesser geringer ist als der Partikeldurchmesser. Die Pore kann dabei von zwei oder mehreren Kollektoren gebildet werden. Der Vorgang kann durch die Siebwirkungskennzahl Si charakterisiert werden:

$$Si = \frac{d_{Pa}}{d_{Po}} \tag{2.31}$$

In der Literatur wird die Siebwirkung gelegentlich durch den Interzeptionsfaktor beschrieben [16](S.246),[24](S.16). Dies wird durch die schwierige Bestimmung der Porengröße begründet.

#### 2.2.2.1.4 Trägheit

Bei der Umströmung von Kollektoren kommt es zu einer Veränderung der Strömungsbahnen. Trägheitskräfte können dazu führen, dass Partikeln ihre Strömungsbahn verlassen und mit dem Kollektor in Berührung kommen. Die Wirkung wird über die Stokes-Zahl St charakterisiert [23](S.188):

$$St = \frac{\rho_{Pa} \cdot d_{Pa}^2 \cdot v_{Fl}}{18 \cdot \eta_{Fl} \cdot d_K} \tag{2.32}$$

Die Transportwirksamkeit durch Trägheit steigt mit hohen Partikeldichten $\rho_{Pa}$ und Partikelgrößen sowie mit großen Anströmgeschwindigkeiten. Ist die Stokes-Zahl kleiner als 0,01 kann davon ausgegangen werden, dass eine Partikel zu jeder Zeit der Strömung des Fluids folgt [16](S.246).

#### 2.2.2.1.5 Sedimentation

Ähnlich zur Trägheit können Partikeln aufgrund der Schwerkraft ihre Strömungsbahn verlassen und zur Kollektoroberfläche gelangen. Die Wirkung der Schwerkraft wird durch die Sedimentationskennzahl Se bestimmt, die das Verhältnis von Stokes-Sinkgeschwindigkeit der Partikel $v_{sink}$ zur Anströmgeschwindigkeit $v_{FL}$ wiedergibt [23](S.189):

$$Se = \frac{v_{\text{sink}}}{v_{\text{Fl}}} = \frac{\left(\rho_{\text{Pa}} - \rho_{\text{Fl}}\right) \cdot d_{\text{Pa}}^2 \cdot g}{18 \cdot \eta_{\text{Fl}} \cdot v_{\text{Fl}}} \tag{2.33}$$

Dabei ist g die Erdbeschleunigung. Sedimentation findet verstärkt bei großen Dichteunterschieden zwischen Partikeln und Fluid sowie großen Partikeln statt. Mit steigender Fluidviskosität und hohen Anströmgeschwindigkeiten sinkt die Transportwirksamkeit durch Sedimentation.

#### 2.2.2.1.1 Sonstige Einflussgrößen

Als weitere transportwirksame Einflussgrößen werden in der Literatur hydrodynamische Querkräfte, hydrodynamische Hemmung sowie elektrostatische Wechselwirkungen zwischen Partikel und Kollektor genannt [16](S.248),[13](S.191).

In Abbildung 2.8 ist die Wirkungsweise hydrodynamischer Querkräfte schematisch dargestellt.

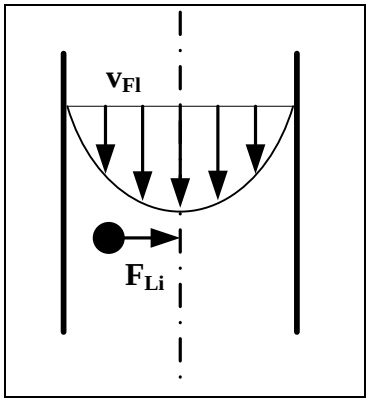


**Abbildung 2.8: Schematische Darstellung hydrodynamischer Querkräfte**

Folgt eine Partikel einer zähen Strömung durch eine zylindrische Pore, kommt es aufgrund des Geschwindigkeitsgradienten der Strömung zu einer Ablenkung in Richtung der Mitte der Strömung. Die ablenkende Kraft wird als Liftkraft $F_{Li}$ bezeichnet [25](S.13). Zudem wird die

Partikel in Rotation versetzt. Der Effekt ist umso größer, je geringer das Verhältnis von Partikel- zu Porengröße ist. Bei unregelmäßiger Partikel- und Porenform sind die Vorgänge sehr komplex und mathematisch nur schwer beschreibbar.

Damit eine Partikel mit einem Kollektor in Kontakt kommen kann, ist eine Verdrängung des sich zwischen Partikel und Kollektor befindlichen Fluids erforderlich [16](S.249). Dies erfolgt in Form einer zusätzlichen Strömung und wirkt sich transporthemmend aus. Der Vorgang wird als hydrodynamische Hemmung bezeichnet.

Sind Partikel und Kollektor elektrisch geladen, können elektrostatische Wechselwirkungen transportbegünstigend als auch transporthemmend wirken. Elektrostatische Effekte werden vor allem in der Aerosolfiltration beobachtet [13](S. 191). Bei der Filtration von Flüssigkeiten ist das Ausmaß elektrostatischer Wechselwirkungen abhängig von der Flüssigkeit. Bei nicht oder nur sehr gering leitfähigen Medien, wie beispielsweise unpolaren Ölen, können elektrostatische Effekte prinzipiell auftreten. Aus der Filtrationspraxis wird von elektrischen Entladungen berichtet, die das Filtermedium beschädigen können [26]. Banzhaf geht allerdings von keiner Transportwirksamkeit durch elektrostatische Effekte bei der Ölfiltration aus [2](S.15). Sind in der Flüssigkeit dagegen bewegliche Ionen enthalten, wie beispielsweise bei elektrolythaltigem Wasser, wandern diese in Richtung der geladenen Teilchen und schirmen so die Ladung nach außen ab. Dadurch kommt es zu keinen transportwirksamen elektrostatischen Wechselwirkungen zwischen Partikel und Kollektor.

#### 2.2.2.2 Haftung

##### 2.2.2.2.1 Wirksame Kräfte bei der Haftung

Als Ursache für das Haften von Partikeln auf Kollektoren werden in der Literatur elektrostatische Kräfte, van-der-Waals-Kräfte sowie Kapillarkräfte infolge von Flüssigkeitsbrücken genannt [27](S.15).

**Flüssigkeitsbrücken**

Bei Aerosolen können die Haftkräfte durch Flüssigkeitsbrücken die van-der-Waals-Kräfte deutlich übersteigen [1](S.22). Bei der Filtration wird allerdings davon ausgegangen, dass die Zeit zur Ausbildung einer Flüssigkeitsbrücke im Vergleich zur Kontaktzeit sehr groß ist. Bei der Aerosolfiltration werden daher Haftkräfte durch Flüssigkeitsbrücken in der Regel vernachlässigt. Auch in Suspensionen kann es theoretisch zur Ausbildung von

Flüssigkeitsbrücken kommen [28]. Dies geschieht, wenn es neben der kontinuierlichen flüssigen Phase eine zweite Flüssigkeit gibt. Diese muss eine stärkere Affinität zum Feststoff aufweisen als die Hauptflüssigkeit und darf in dieser nicht lösbar sein. Über den Einfluss der Flüssigkeitsbrückenbildung bei der Filtration von Suspensionen sind keine Veröffentlichungen bekannt. In Analogie zur Aerosolfiltration kann allerdings davon ausgegangen werden, dass die Zeit für die Ausbildung von Flüssigkeitsbrückenbildung im Vergleich zur Kontaktzeit zu groß ist und die Kräfte für die Betrachtung der Partikelhaftung vernachlässigbar sind.

**van-der-Waals-Kräfte**

Unter den van-der-Waals-Kräften werden nichtkovalente intermolekulare Wechselwirkungskräfte zwischen Dipolen verstanden, die im Nahbereich wirken. Dabei wird zwischen Wechselwirkungen zwischen zwei permanenten Dipolen, den sogenannten Keesom-Wechselwirkungen, einem permanentem und einem induzierten Dipol, den sogenannten Debye-Wechselwirkungen, sowie Wechselwirkungen zwischen zwei induzierten Dipolen unterschieden. Letztere werden als London-Wechselwirkung bezeichnet [29](S.10-12).

Zwei Moleküle mit statischem Dipolmoment treten aufgrund der ungleichen Ladungsverteilung miteinander in Wechselwirkung. Besitzt ein Molekül ein statisches Dipolmoment und das zweite eine neutrale Ladungsverteilung, bewirkt das Dipolmoment des ersten Moleküls eine Ladungsverschiebung im zweiten Molekül. Die Ladungsverschiebung wird als induzierter Dipol bezeichnet. Es entsteht eine Wechselwirkung zwischen dem permanenten Dipol und dem induzierten Dipol. Die Wechselwirkung zwischen zwei Molekülen ohne statische Dipolmomente kann durch die quantenmechanische Betrachtungsweise erklärt werden. Da die Elektronen keine festen Positionen einnehmen, sondern um den positiv geladenen Kern fluktuieren, kommt es so zu spontanen Dipolmomenten. Nähert sich ein Molekül an, kommt es nun zu einer Wechselwirkung zwischen diesem Molekül und dem spontan entstandenen Dipol.

Das Potential aller drei Wechselwirkungsarten ist dabei umgekehrt proportional zur sechsten Potenz des Abstandes. Für die gesamte Wechselwirkungsenergie $E_{vdW}$ aufgrund der van-der-Waals-Kräfte gilt damit:

$$E_{\mathrm{vdW}}(a) = \frac{K_{\mathrm{vdW}}}{a^6} \quad \text{mit} \quad K_{\mathrm{vdW}} = K_{\mathrm{Ke}} + K_{\mathrm{De}} + K_{\mathrm{Lo}} \tag{2.34}$$

K ist dabei eine materialabhängige Konstante. In der Regel wird davon ausgegangen, dass der Anteil der London-Wechselwirkungen die Anteile durch Keesom- und Debye-Wechselwirkungen deutlich überragt [29](S.12). Die zugehörige van-der-Waals-Kraft ergibt sich aus der Ableitung der Wechselwirkungsenergie nach dem Abstand. Die van-der-Waals-Kraft ist demnach umgekehrt proportional zur siebten Potenz des Abstandes. Der Zusammenhang gilt nur im Bereich geringer Abstände $\leq$ 10 nm. Bei größeren Abständen muss die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wechselwirkungen berücksichtigt werden, so dass die Gesamtwechselwirkungsenergie für größere Abstände umgekehrt proportional zur siebten Potenz des Abstandes verläuft [30](S.151). Die entsprechende van-der-Waals-Kraft ist für größere Abstände umgekehrt proportional zur achten Potenz des Abstandes

Für die Berechnung der van-der-Waals-Kräfte nach der mikroskopischen Vorgehensweise wird von einer Additivität der Wechselwirkungen zwischen Atom- bzw. Molekülpaaren ausgegangen [11](S.215). Die van-der-Waals-Kräfte werden nach dem Ansatz von Hamaker durch die Integration über alle Paare von Atomen bzw. Molekülen bestimmt [31]. Hamaker betrachtet in seinen Untersuchungen nur die London-Wechselwirkung. Aufgrund der Additivität in Gleichung (2.34) können nach dem Modell auch die gesamten van-der-Waals-Kräfte ermittelt werden. Die Berechnung der wirksamen van-der-Waals-Kräfte zwischen zwei makroskopischen Körpern lässt sich in einen geometrieabhängigen und einen materialabhängigen Teil trennen.

In Abbildung 2.9 sind für die Tiefenfiltration relevante Modellgeometrien für die Berechnung der van-der-Waals-Kräfte grafisch dargestellt.

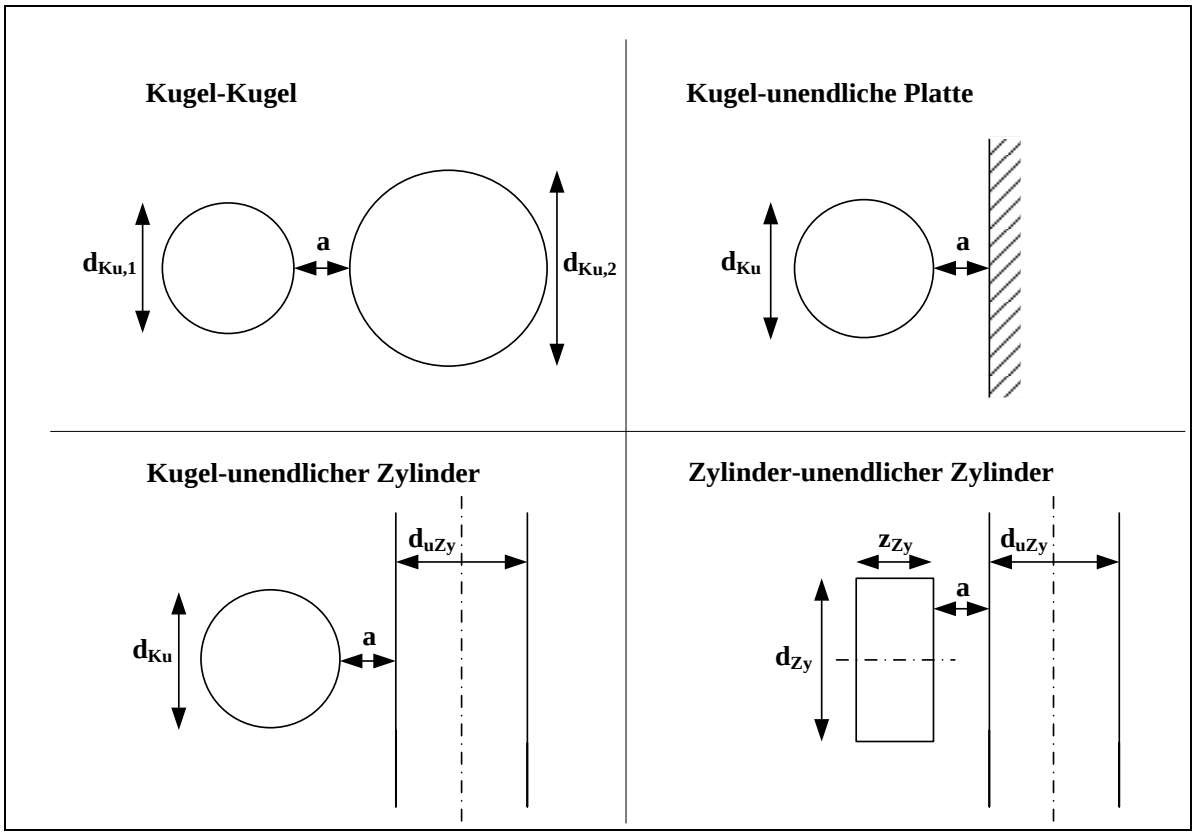


**Abbildung 2.9: Betrachtete Geometrien für die Berechnung von van-der-Waals-Kräften**

Die Geometrie ‘Kugel-Kugel‘ kann als Modell verwendet werden, wenn der Filter eine Schüttung aus körnigen Bestandteilen ist. Die Geometrie ‘Kugel-unendlicher Zylinder‘ ist für Vliese oder Faserschüttungen relevant. In diesen Fällen ist die Faserlänge im Vergleich zum Kugeldurchmesser sehr groß. Die Geometrie ‘Kugel-unendliche Platte‘ kann verwendet werden, wenn die Partikeln im Vergleich zum betrachteten Kollektor sehr klein sind. In der Filtrationspraxis sind nur die wenigsten Partikeln kugelförmig. Vielfach zeigen die Partikeln scharfkantige und flächige Formen. Die Geometrie ‘Zylinder-unendlicher Zylinder‘ wurde daher betrachtet, um den Einfluss der Partikelform auf die van-der-Waals-Kraft besser abschätzen zu können.

Für zwei Kugeln mit den Durchmessern $d_{Ku,1}$ und $d_{Ku,2}$, die sich im Abstand a zueinander befinden, berechnet sich die van-der-Waals-Kraft zu [31](S.1060):

$$F_{vdW,Ku/Ku} = \frac{HK}{6} \cdot \frac{\partial}{\partial a} \left\{ \frac{d_{Ku,1} \cdot d_{Ku,2}}{2 \cdot \left( a_1^2 - \left( \frac{d_{Ku,1}}{2} + \frac{d_{Ku,2}}{2} \right)^2 \right)} + \frac{d_{Ku,1} \cdot d_{Ku,2}}{2 \cdot \left( a_1^2 - \left( \frac{d_{Ku,1}}{2} - \frac{d_{Ku,2}}{2} \right)^2 \right)} + ln \left( \frac{a_1^2 - \left( \frac{d_{Ku,1}}{2} + \frac{d_{Ku,2}}{2} \right)^2}{a_1^2 - \left( \frac{d_{Ku,1}}{2} - \frac{d_{Ku,2}}{2} \right)^2} \right) \right\} \quad \text{mit} \quad a_1 = a + \frac{d_{Ku,1}}{2} + \frac{d_{Ku,2}}{2} \tag{2.35}$$

Dabei ist $a_1$ der Abstand zwischen dem Mittelpunkt beider Kugeln und HK die Hamaker-Konstante. Ist der Abstand a sehr viel kleiner als der Durchmesser beider Kugeln, kann der Ausdruck nach der Differentiation vereinfacht werden:

$$F_{vdW,Ku/Ku} = -\frac{HK}{12 \cdot a^2} \cdot \frac{d_{Ku,1} \cdot d_{Ku,2}}{d_{Ku,1} + d_{Ku,2}} \tag{2.36}$$

Für die Berechnung der van-der-Waals-Kräfte für die Geometrie ‘Kugel-unendliche Platte‘ gilt [32](S.572):

$$F_{vdW,Ku/uPl} = -\frac{HK}{6} \left[ \frac{d_{Ku}}{2 \cdot a^2} + \frac{d_{Ku}}{2 \cdot \left( a + d_{Ku} \right)^2} - \frac{d_{Ku}}{a^2 + a \cdot d_{Ku}} \right] \tag{2.37}$$

Unter der Annahme, dass der Abstand zwischen Kugel und Platte sehr viel geringer ist als der Kugeldurchmesser, kann Gleichung (2.37) vereinfacht werden:

$$F_{vdW,Ku/uPl} = -\frac{HK \cdot d_{Ku}}{12 \cdot a^2} \tag{2.38}$$

Für die Geometrie ‘Kugel-unendlicher Zylinder‘ schlagen Montgomery et al., unter der Annahme, dass der Abstand a deutlich geringer als die beiden Durchmesser ist, folgenden Ansatz vor [32](S.578):

$$F_{\mathrm{vdW,Ku/uZy}} = -\frac{\pi \cdot HK}{8} \cdot \left\{ \frac{2}{\left(d_{\mathrm{uZy}} + d_{\mathrm{Ku}}\right)} \cdot \left[ \frac{d_{\mathrm{Ku}}}{2 \cdot d_{\mathrm{uZy}}} + \frac{6 \cdot d_{\mathrm{uZy}} + 3 \cdot d_{\mathrm{Ku}}}{4 \cdot \left(d_{\mathrm{uZy}} + d_{\mathrm{Ku}}\right)} + \frac{\left(d_{\mathrm{uZy}} + \frac{d_{\mathrm{Ku}}}{2}\right)^2 - \frac{d_{\mathrm{Ku}}^2}{4}}{2 \cdot \left(d_{\mathrm{uZy}} + d_{\mathrm{Ku}}\right)^2} - 1 \right] \right.$$

$$+ \frac{2}{d_{\mathrm{uZy}}} \left[ 1 - \frac{6 \cdot d_{\mathrm{uZy}} + 3 \cdot d_{\mathrm{Ku}}}{4 \cdot d_{\mathrm{uZy}}} + \frac{\left(d_{\mathrm{uZy}} + \frac{d_{\mathrm{Ku}}}{2}\right)^2 - \frac{d_{\mathrm{Ku}}^2}{4}}{2 \cdot {d_{\mathrm{Ku}}}^2} \right]$$

$$\left. + \frac{1}{2 \cdot d_{\mathrm{Ku}}} + \frac{d_{\mathrm{Ku}}}{a^2} - \frac{3}{a} \right\} \tag{2.39}$$

Die Symmetrieachsen der beiden Zylinder befinden sich dabei, wie in Abbildung 2.9 dargestellt, orthogonal zueinander. Für weitere Berechnungsansätze sei auf die Literatur verwiesen [1](S.25),[33],[34].

Für die Geometrie ‘Zylinder-unendlicher Zylinder‘ schlagen Montgomery et al. folgenden Ansatz vor [32](S.577):

$$F_{\mathrm{vdW,Zy/uZy}} = -\frac{\pi \cdot HK \cdot d_{\mathrm{Zy}}^2}{16} \cdot \left[ \frac{1}{a^3} + \frac{1}{\left(a + z_{\mathrm{Zy}} + d_{\mathrm{uZy}}\right)^3} - \frac{1}{\left(a + z_{\mathrm{Zy}}\right)^3} - \frac{1}{\left(a + d_{\mathrm{uZy}}\right)^3} \right] \tag{2.40}$$

Wird davon ausgegangen, dass der Abstand a wesentlich geringer ist, als die anderen geometrischen Parameter vereinfacht sich Gleichung (2.39) zu:

$$F_{\mathrm{vdW,Ku/uZy}} = -\frac{\pi \cdot HK}{8} \cdot \frac{d_{\mathrm{Ku}}}{a^2} \tag{2.41}$$

Gleichung (2.40) vereinfacht sich unter dieser Annahme zu:

$$F_{\mathrm{vdW,Zy/uZy}} = -\frac{\pi \cdot HK \cdot d_{\mathrm{Zy}}^2}{16 \cdot a^3} \tag{2.42}$$

Vergleicht man Gleichung (2.41) mit Gleichung (2.42) ist festzustellen, dass die Partikelform einen wesentlichen Einfluss auf die Höhe der van-der-Waals-Kräfte hat.

Vergleicht man einen Zylinder mit dem Durchmesser $d_{Zy}$=2 µm und der Höhe $z_{Zy}$=$d_{Zy}$ mit einer volumengleichen Kugel, gilt:

$$d_{Ku} = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot d_{Zy} = 2{,}29 \quad \mu m \tag{2.43}$$

Befinden sich beide Partikeln im Abstand a=10 nm zu einem unendlich langen Zylinder, ist die Haftkraft für das Modell ‘Zylinder-unendlicher Zylinder‘ ca. 87-mal so hoch wie die Haftkraft für das Modell ‘Kugel-unendlicher Zylinder‘.

Weisen die untersuchten Partikeln keine Kugelform auf, sollte dies auch bei der Berechnung der van-der-Waals-Kräfte berücksichtigt werden.

Obwohl die van-der-Waals-Kraft zwischen Atomen oder Molekülen umgekehrt proportional zur siebten Potenz des Abstandes ist, zeigen die Berechnungen, dass dies für makroskopische Körper nicht der Fall ist. Die van-der-Waals-Kraft nimmt für makroskopische Körper mit steigendem Abstand geringer ab, als für Atome oder Moleküle [29](S.16).

Für einen Stoff i ermittelt sich die Hamaker-Konstante im Vakuum zu [31](S.1068):

$$HK_{ii} = \pi^2 \cdot o_i^2 \cdot K_{vdW,ii} \tag{2.44}$$

Dabei gibt die Atomdichte o an, wie viele Atome sich pro $m^3$ befinden.

Für zwei unterschiedliche Stoffe i und j gilt im Vakuum:

$$HK_{ij} = \pi^2 \cdot o_i \cdot o_j \cdot K_{vdW,ij} \tag{2.45}$$

Sind die Stoffe i und j von einem Medium k umgeben, so kann die Hamaker-Konstante für das 3-Stoffsystem folgendermaßen ermittelt werden:

$$HK_{ijk} = \left(\sqrt{HK_{ii}} - \sqrt{HK_{kk}}\right) \cdot \left(\sqrt{HK_{jj}} - \sqrt{HK_{kk}}\right) \tag{2.46}$$

Für zwei Körper im Vakuum, die aus einem oder zwei Stoffen bestehen, ist die Hamaker-Konstante positiv und damit die van-der-Waals-Kraft immer anziehend. Sind die beiden Stoffe chemisch unterschiedlich und von einem Medium umgeben, kann die van-der-Waals-Kraft sowohl anziehend als auch abstoßend sein [19](S.73),[30](S.151),[31](S.1069). In der Regel ist sie allerdings anziehend. Sind zwei Stoffe von einem Gas umgeben, erfolgt die Berechnung der Hamaker-Konstante unter Annahme eines Vakuums. Visser fasst unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der Hamaker-Konstante zusammen und gibt einen Überblick über unterschiedliche Ergebnisse für Stoffen, die sich im Vakuum und in

Wasser befinden [35]. Die aufgezeigten Konstanten für Stoffe in Wasser sind dabei immer positiv und in der Regel deutlich geringer als im Vakuum. Die Konstanten können dabei für einzelne Stoffe je nach verwendeter Methode deutlich streuen.

Die aufgezeigte Berechnung der van-der-Waals-Kräfte gilt für idealisierte, starre und glatte Körper. Kommt es beim Auftritt einer Partikel auf einen Kollektor zu einer Verformung der Partikel oder des Kollektors, führt dies in der Regel zu einer Vergrößerung der Kontaktfläche und damit Erhöhung der van-der-Waals-Kräfte [1](S.29),[36](S.301). Besitzt die Oberfläche der Körper eine Mikrostruktur, führt dies zu abnehmenden van-der-Waals-Kräften, da der mittlere Abstand der Atome bzw. Moleküle erhöht wird. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, gibt es verschiedene Vorgehensweisen. Zum einen kann der Abstand der Körper bei der Berechnung erhöht werden. Der Minimalabstand in gasförmiger Umgebung beträgt nach Rumpf ca. 0,4 nm [37](S.3). In wässriger Umgebung ist er aufgrund der Stern-Schichten größer. Nach Gimbel beträgt er ca. 1 nm [19](S.80). Da in der Regel eine Oberflächenrauheit vorliegt, sind für die Berechnung größere Abstände als 0,4 bzw. 1 nm anzunehmen. Alternativ dazu kann die Oberflächenrauheit bei der Betrachtung der Geometrien der Körper berücksichtigt werden. Für die Berücksichtigung bei der Modellierung der betrachteten Modellgeometrien sei auf die Literatur verwiesen [37](S.3),[38](S.250),[39](S.527).

**elektrostatische Kräfte**

In gasförmiger Umgebung wird in der Regel davon ausgegangen, dass die elektrostatischen Kräfte im Vergleich zu den van-der-Waals-Kräften sehr gering und damit vernachlässigbar sind [1](S.22). Rumpf zeigt allerdings, dass bei Partikeln größer 100 µm mit hoher Oberflächenrauheit elektrostatische Kräfte auch haftwirksam sein können [37](S.4).

Ist das umgebende Medium eine sehr schlecht leitfähige Flüssigkeit wie beispielsweise ein unpolares Öl, ist zu erwarten, dass die van-der-Waals-Kräften gegenüber einem gasförmigen Medium an Stärke abnehmen. Die elektrostatischen Kräfte nehmen also relativ zu den van-der-Waals-Kräften zu. Es sind allerdings keine Veröffentlichungen bekannt, in denen elektrostatische Kräfte als relevante haftwirksame Kräfte bei der Ölfiltration identifiziert wurden.

Ist das umgebende Medium eine Flüssigkeit, die bewegliche Ionen enthält wie beispielsweise elektrolythaltiges Wasser, wandern die gelösten Ionen in die Richtung der geladenen Partikel. Es wird eine elektrische Doppelschicht ausgebildet, die die Ladung zunächst nach außen

abschirmt. In Abbildung 2.10 ist die elektrische Doppelschicht einer Partikel mit negativer Oberflächenladung in elektrolythaltigem Wasser grafisch dargestellt. In der Regel besitzen alle in Wasser dispergierten Feststoffe eine negative Oberflächenladung [40](S.24).

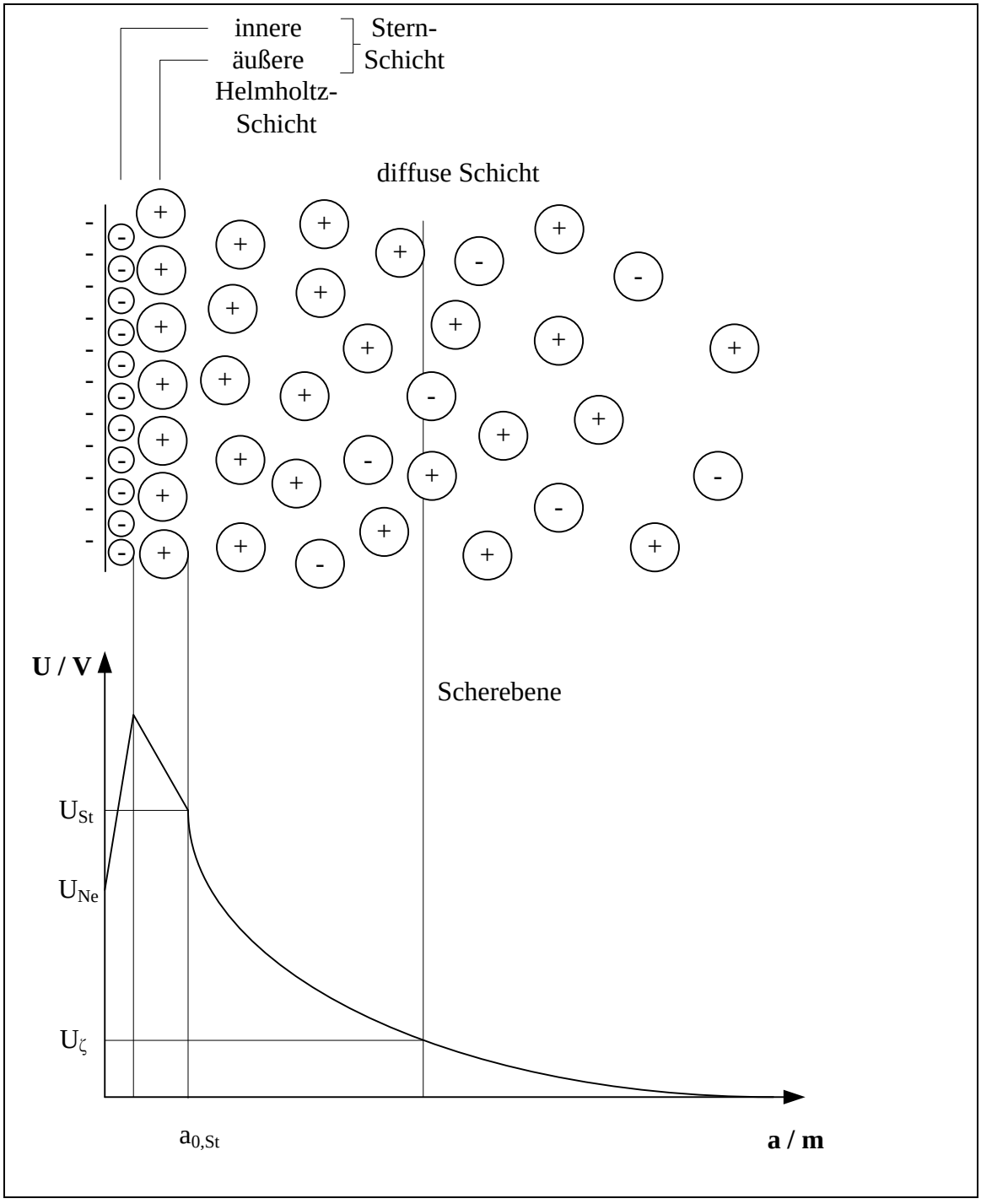


**Abbildung 2.10: Elektrische Doppelschicht einer Partikel mit negativer Oberflächenladung**

An der Partikeloberfläche befindet sich eine Schicht, die aus dehydratisierten Ionen besteht. Die Ionen können dabei sowohl negativ als auch positiv geladen sein. Die Adsorption negativer Ionen erfolgt, da die anziehenden van-der-Waals-Kräfte größer sind als die

abstoßenden elektrostatischen Kräfte [40](S.25). Diese Schicht wird als innere Helmholtz-Schicht bezeichnet. Auf dieser Schicht lagert sich eine Monoschicht aus entgegengesetzt geladenen hydratisierten Ionen an. Diese Schicht wird als äußere Helmholtz-Schicht bezeichnet. Innere und äußere Helmholtz-Schicht werden zusammen als Stern-Schicht bezeichnet. Die negativen und positiven Ionen in dieser Schicht sind fixiert. Der Abstand $a_{0,St}$ wird durch die Stern-Schicht bestimmt und ist der Minimalabstand der Partikel zu einer weiteren Partikel oder einem Kollektor. Da die Ionen in der äußeren Schicht aufgrund der Hydrathülle größer sind als die adsorbierten Ionen der inneren Schicht, wird das Oberflächenpotential, das auch als Nernst-Potential $U_{Ne}$ bezeichnet wird, innerhalb der Stern-Schicht nicht vollständig kompensiert. Die weitere Kompensation erfolgt dabei durch hydratisierte Ionen, die sich um die Partikel anlagern. Diese Ionen sind dabei nicht fixiert und die Schicht wird als diffuse Schicht bezeichnet. Innerhalb der inneren und äußeren Helmholtz-Schicht verläuft das Potential linear. Innerhalb der diffusen Schicht nimmt das Potential exponentiell ab. Der Verlauf des Potentials in der diffusen Schicht wird durch das Stern-Potential $U_{St}$ und die Wertigkeit und Konzentration der Ionen beeinflusst. Eine Erhöhung der Konzentration sowie der Wertigkeit der Ionen führen zu einer Komprimierung der diffusen Schicht. Nähern sich zwei Partikeln, kommt es zu einer Überlagerung der diffusen Schichten. In Abhängigkeit der Potentialverläufe können dabei anziehende und abstoßende Kräfte auftreten [19](S.81). Anziehende Kräfte treten auf, wenn die Stern-Potentiale der Partikeln unterschiedliche Vorzeichen aufweisen. Bestehen die Partikeln aus demselben Material, sind die Kräfte immer abstoßend. In der Regel wird von abstoßenden Kräften bei der Überlagerung zweier diffuser Schichten ausgegangen.

Nach Gregory kann die wirksame Doppelschichtkraft $F_{DS}$ zweier kugelförmiger Partikeln 1 und 2, die sich im Abstand a in einem symmetrischen Elektrolyt befinden, folgendermaßen bestimmt werden [41](S.75):

$$F_{\mathrm{DS}} = \left( \frac{d_{\mathrm{Pa,1}} \cdot d_{\mathrm{Pa,2}}}{d_{\mathrm{Pa,1}} + d_{\mathrm{Pa,2}}} \right) \cdot \frac{128 \cdot \pi \cdot c_{\mathrm{Io}} \cdot K_{\mathrm{B}} \cdot T}{\kappa} \cdot Y_1 \cdot Y_2 \cdot e^{-\kappa \cdot \left( a_{0,\mathrm{St}} - a \right)} \tag{2.47}$$

Ein symmetrisches Elektrolyt ist ein Elektrolyt, bei dem die Wertigkeit der Anionen der der Kationen entspricht. In Gleichung (2.47) bezeichnet $c_{Io}$ die Konzentration der Anionen bzw. Kationen, κ den Debye-Hückel-Parameter, $K_B$ die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur.

Für $Y_1$ und $Y_2$ gilt:

$$Y_1 = tanh\left(\frac{w \cdot e \cdot U_{St,1}}{4 \cdot K_B \cdot T}\right) \tag{2.48}$$

$$Y_2 = tanh\left(\frac{w \cdot e \cdot U_{St,2}}{4 \cdot K_B \cdot T}\right) \tag{2.49}$$

Dabei bezeichnet w die Ionenwertigkeit und e die Elementarladung. Der Kehrwert des Debye-Hückel-Parameters bezeichnet die Länge, nach der ein elektrisches Potential auf den Kehrwert der Eulerschen Zahl, also ca. das 0,37 -fache, sinkt. In Elektrolyten gilt:

$$\kappa = \sqrt{\frac{N_A \cdot e^2 \cdot \sum_i c_{Io,i} \cdot w_i^2}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot K_B \cdot T}} \tag{2.50}$$

In Gleichung (2.50) bezeichnet $N_A$ die Avogadro-Konstante, e die Elementarladung, $\varepsilon_0$ die elektrische Feldkonstante und $\varepsilon_r$ die relative Permittivität.

Bewegt sich eine Partikel, beispielsweise durch Diffusion oder Sedimentation in ruhendem salzhaltigem Wasser, wird ein Teil der diffusen Schicht an einer Scherebene abgestreift. Durch diesen elektrokinetischen Effekt ist die Partikel damit nach außen nicht mehr neutral geladen. Das zugehörige Potential wird als Zetapotential $U_\zeta$ bezeichnet. Die Höhe des Potentials ist abhängig vom Potentialverlauf der diffusen Schicht und der Lage der Scherebene. Bei großen Partikelgeschwindigkeiten nähert sich die Scherebene immer weiter an die Stern-Schicht an. Daher wird das gemessene Zetapotential häufig dem Stern-Potential gleichgesetzt [19](S.80)[40](S.32). Bei hohen Zetapotentialen stoßen sich Partikeln gegenseitig ab. Bei geringen Potentialen findet nur eine schwache Abstoßung statt. Der pH-Wert und damit die Konzentration an $H_3O^+$-Ionen, bei der das Zetapotential 0 beträgt, wird als isoelektrischer Punkt bezeichnet. Die Lage des isoelektrischen Punktes ist materialabhängig.

**Gesamtwirkung von elektrostatischen und van-der-Waals-Kräften nach der DLVO-Theorie**

Die DLVO-Theorie nach Derjaguin, Landau, Verwey und Overbeek beschreibt die Gesamtwirkung anziehender und abstoßender Wechselwirkungskräfte im Nahbereich [42],[43].

Die abstandsabhängige wirksame Gesamtkraft $F_{ges}$, die auf eine Partikel bei der Annäherung an eine weitere Partikel oder einen Kollektor wirkt, setzt sich dabei linear aus anziehenden Kräften $F_{an}$ und abstoßenden Kräften $F_{ab}$ zusammen:

$$F_{ges}(a) = F_{an}(a) + F_{ab}(a) \tag{2.51}$$

Anziehenden Kräften wird dabei ein negatives Vorzeichen zugeordnet, abstoßenden Kräften ein positives. Die van-der-Waals-Kräfte sind in der Regel anziehend, die Kräfte aufgrund der elektrostatischen Doppelschicht in der Regel abstoßend. Doppelschichtkräfte setzten frei bewegliche Ionen im umgebenden Medium voraus. Bei sehr kleinen Abständen wirkt zudem eine abstoßende Kraft aufgrund der Überlagerung der Elektronenhüllen der Atome. Diese Kraft wird als Born-Abstoßung bezeichnet.

In Abbildung 2.11 sind die wirksamen Kräfte schematisch dargestellt.

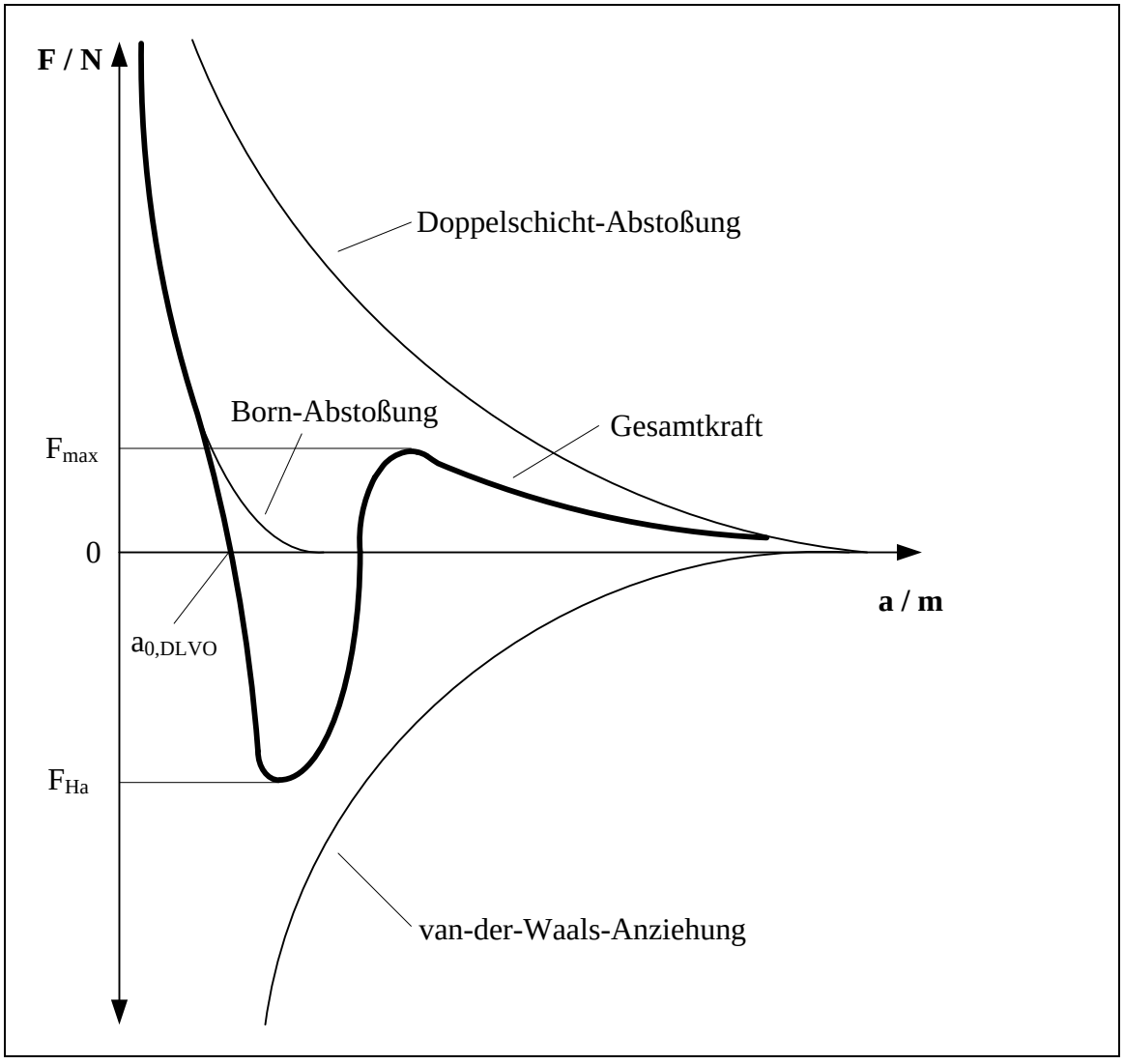


**Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der wirksamen Kräfte nach der DLVO-Theorie**

Nähert sich eine Partikel einer Oberfläche, erfährt sie zunächst eine Abstoßung in Folge der Doppelschichtüberlagerung. Gelangt die Partikel entgegen der wirkenden Kraft näher an die Oberfläche, wirken die anziehenden van-der-Waals-Kräfte stärker als die abstoßenden Doppelschichtkräfte. Zur Überwindung der Energiebarriere ist die Kraft $F_{max}$ nötig. Bei einer weiteren Annäherung wirkt die Gesamtkraft aufgrund der Born-Abstoßung wieder abstoßend. Der Abstand $a_{0,DLVO}$ kennzeichnet den Kontaktabstand bei Haftung. Um zwei Partikeln voneinander zu trennen ist die Haftkraft $F_{Ha}$ zu überwinden [11](S.254). Die Verläufe der van-der-Waals-Kraft und der Born-Abstoßung sind stoffabhängig und können für ein bestehendes System nicht beeinflusst werden. Der Verlauf der Doppelschichtabstoßung kann allerdings durch Veränderung der Ionenkonzentration und –art beeinflusst werden. Bei Erhöhung der Ionenkonzentration oder –wertigkeit wird die diffuse Schicht komprimiert. Dadurch werden die abstoßenden Doppelschichtkräfte abgeschwächt. Dies begünstigt die Haftung einer Partikel an einem Kollektor sowie die Agglomeration von Partikeln.

Für die Filtration ist die DLVO-Theorie in der vorgestellten Form nur bedingt zur Erklärung von Partikelhaftung geeignet. Wird eine Partikel in Richtung eines Kollektors bewegt, kommt es zu einer Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid. Der Kollektor sowie die sich annähernde Partikel werden vom Fluid umströmt. In beiden Fällen wird ein Teil der diffusen Schicht an der Scherebene abgestreift. Dadurch wirken im Nahbereich neben den elektrostatischen Wechselwirkungen aufgrund von Doppelschichtüberlagerungen auch elektrokinetische Wechselwirkungen durch das entstehende Zetapotential. Die elektrische Gesamtwechselwirkung ist nur schwer zu bestimmen [47](S.225).

Sartor stellt fest, dass die DLVO-Theorie bei der Filtration nicht eindeutig anwendbar ist [45](S.50). Allerdings kann sie in der Regel verwendet werden, um Vorgänge qualitativ zu erklären. Khilar et al. untersuchen die Ablösung feiner Partikeln bei Veränderung der Ionenkonzentration und –stärke. Es wird festgestellt, dass Partikeln bei der Durchströmung poröser Medien bei der Unterschreitung einer bestimmten Ionenkonzentration und –stärke freigesetzt werden können [46](S.213). Die Ergebnisse werden als Bestätigung der DLVO-Theorie gesehen, da durch abnehmende Ionenkonzentration und –stärke der Potentialabfall innerhalb der diffusen Schicht geringer ausfällt. Die Reichweite der elektrostatischen Abstoßung durch die diffuse Schicht wird dadurch vergrößert. Leitschkis und Rammensee untersuchen den Einfluss des Zetapotentials auf die Partikelabscheidung und stellen eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse zur DLVO-Theorie fest [47](S.441). Wenn das Zetapotential von Kollektor und Partikel unterschiedliche Vorzeichen aufweist, begünstigt

dies die Partikelabscheidung. Weist das Zetapotential gleiche Vorzeichen auf, wirkt sich dies negativ auf die Partikelabscheidung aus.

Die DLVO-Theorie in der dargestellten Form setzt das Vorhandensein frei beweglicher Ionen voraus. Für die Filtration aus Gasen oder unpolaren Ölen kann sie nicht verwendet werden, da hier keine elektrostatischen Doppelschichtkräfte und elektrokinetischen Kräfte wirken. Durch das Zusammenwirken von anziehender van-der-Waals- und abstoßender Born-Wechselwirkung kann allerdings auch in diesen Fällen erklärt werden, dass es bei Haftung einen Minimalabstand zwischen den Haftpartnern gibt. Dieser ist aufgrund der fehlenden Stern-Schicht geringer als in elektrolythaltigem Wasser.

#### 2.2.2.2.2 Haftmodelle

Nicht jeder Kontakt zwischen einer Partikel und einem Kollektor führt zu einer Partikelabscheidung. In der Literatur finden sich zwei unterschiedliche Modellvorstellungen, um den Haftungsvorgang zu beschreiben. Zum einen kann der Haftvorgang als Stoßvorgang aufgefasst werden [1]. Eine Partikel bleibt dabei auf der Oberfläche haften, wenn die kinetische Energie nach dem Stoß die Haftenergie nicht übersteigt. Zum anderen kann der Haftvorgang durch Reibung beschrieben werden. Nach dieser Modellvorstellung bleibt eine Partikel haften, wenn die Reibungskräfte die auf die Partikel wirkenden Strömungskräfte übersteigen. Damit können auch Wiederablösungsvorgänge bei veränderten Strömungsbedingungen beschrieben werden. Die Reibung kann durch Abgleiten oder Abrollen verursacht werden [48](S.2),[19](S.114). In der Regel werden Stoßmodelle für die Beschreibung der Haftungsvorgänge in der Aerosolfiltration verwendet und Reibungsmodelle für die Beschreibung bei der Filtration von Flüssigkeiten [15](S.228). Dies kann durch die verhältnismäßig größeren Strömungskräfte und geringeren Trägheitskräfte bei der Flüssigfiltration begründet werden. Zudem wird bei Flüssigkeiten der Stoß durch den in Kapitel 2.2.2.1.1 beschriebenen Effekt der hydrodynamischen Hemmung aufgrund der größeren Viskositäten deutlich stärker gedämpft. Nach Löffler kann bei der Aerosolfiltration eine Wiederablösung bereits abgeschiedener Partikeln durch Strömungskräfte erst bei extremen Strömungsbedingungen auftreten [13](S.174).

**Haftung in Verbindung mit Abprallen (Stoßbetrachtung)**

Den Ausgangspunkt des Modells nach Hiller bildet eine Energiebilanz vor und nach dem Stoß zwischen Partikel und Kollektor [1](S.27):

$$E_{\mathrm{ki,1}} + E_{\mathrm{Ha,1}} = E_{\mathrm{ki,2}} + E_{\mathrm{Ha,2}} + E_{\mathrm{Di}} \tag{2.52}$$

Dabei ist $E_{ki}$ die kinetische Energie, $E_{Ha}$ die Haftenergie und $E_{Di}$ die dissipierte Energie. Für eine Partikelhaftung muss die kinetische Energie nach dem Stoß 0 betragen. Mit der Einführung der Stoßzahl $k_{pl}$

$$k_{\mathrm{pl}}^2 = \frac{E_{\mathrm{ki,1}} - E_{\mathrm{Di}}}{E_{\mathrm{ki,1}}} \tag{2.53}$$

ergibt sich:

$$E_{\mathrm{ki,1}} = \frac{\Delta E_{\mathrm{Ha}}}{k_{\mathrm{pl}}^2} \quad \text{mit} \quad \Delta E_{\mathrm{Ha}} = E_{\mathrm{Ha,2}} - E_{\mathrm{Ha,1}} \tag{2.54}$$

In Gleichung (2.54) ist $E_{kin,1}$ die maximale kinetische Energie, die eine Partikel vor dem Stoß aufweisen darf, um noch haften zu bleiben. Der Anteil der nicht dissiperierten kinetischen Energie wird durch $k_{pl}^2$ gekennzeichnet. Es wird davon ausgegangen, dass die Energie durch plastische Deformation der gesamten dissipierten Energie entspricht.

In der Modellvorstellung wird die Partikel als Kugel und die Kollektoroberfläche als Platte angenommen. In Abbildung 2.12 sind die relevanten Größen beim Partikelstoß grafisch dargestellt.

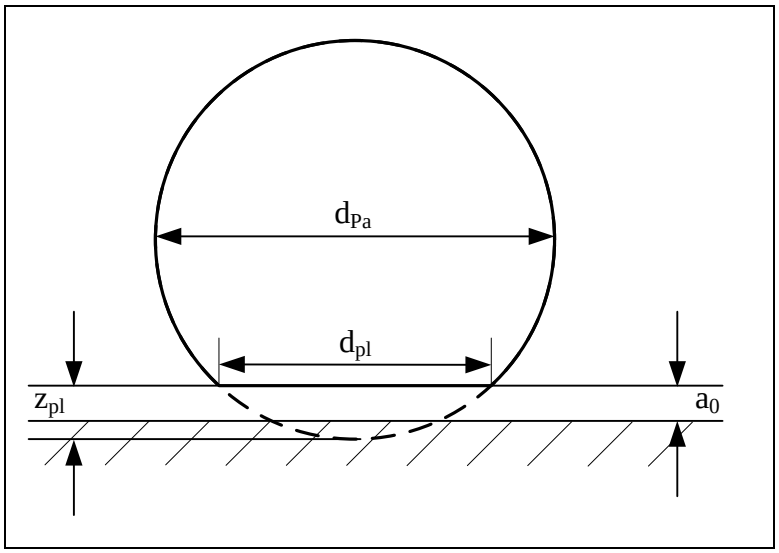


**Abbildung 2.12: Modellvorstellung beim Partikelstoß nach Hiller**

Wenn eine Partikel mit einem Kollektor zusammenstößt, wird die Partikel plastisch deformiert. Eine Deformation der Kollektoroberfläche findet nicht statt. Dabei ist $z_{pl}$ die Höhe der Deformation und $d_{pl}$ der Durchmesser der kreisförmigen Abplattung. Kollektor und Partikel weisen stets den Minimalabstand $a_0$ auf. Durch die Deformation ändert sich die Haftenergie. Unter der Annahme, dass die Höhe der Deformation klein im Verhältnis zum Partikeldurchmesser ist, bestimmt Hiller die kritische Geschwindigkeit $v_{krit}$, bis zu der eine Partikel bei einem geraden Stoß haften bleibt [1](S.30):

$$v_{krit} = \frac{\sqrt{1-k_{pl}^2}}{k_{pl}^2} \cdot \frac{1}{d_{Pa}} \cdot \frac{HK}{\pi \cdot a_0 \cdot \sqrt{6 \cdot \rho_{Pa} \cdot p_{pl}}} \tag{2.55}$$

Dabei ist $\rho_{pl}$ der plastische Fließdruck des Partikelmaterials.

In seinen experimentellen Untersuchungen zeigt Hiller, dass die Stoßzahl vom Partikelmaterial, der Partikelgröße sowie der Oberflächenbeschaffenheit abhängt. Aufgrund starker Streuungen nimmt er eine Klassenbildung für die Stoßzahlen unterschiedlicher Materialarten vor [1](S.79). Für die Berechnung der kritischen Geschwindigkeit kann die Stoßzahl - innerhalb der Klassengrenzen - daher als Anpassungsparameter verwendet werden.

**Haftung in Verbindung mit Abgleiten oder Abrollen (Reibungsbetrachtung)**

Wird die Partikelhaftung in Verbindung mit Reibung betrachtet, kann zwischen Abgleiten und Abrollen unterschieden werden. In Abbildung 2.13 sind die wirksamen Kräfte beim Partikelabgleiten dargestellt.

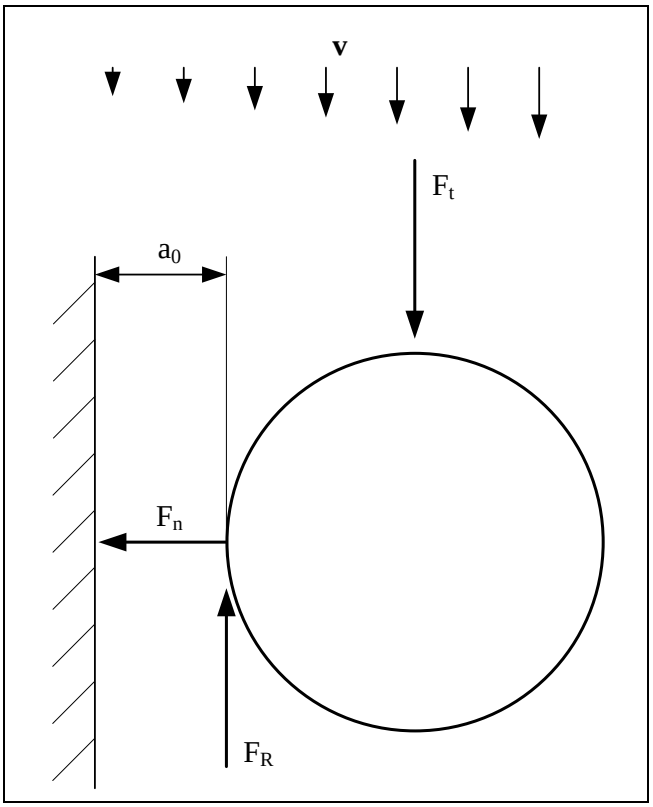


**Abbildung 2.13: Modellvorstellung beim Partikelabgleiten**

Die auf eine Partikel in Kollektornähe wirkende Gesamtkraft lässt sich in die Tangentialkraft $F_t$ und die Normalkraft $F_n$ aufteilen. Für die Reibungskraft wird angenommen, dass sie proportional zur wirksamen Normalkraft $F_n$ ist [48](S.308):

$$F_R = \mu \cdot F_n \tag{2.56}$$

Dabei ist μ der Reibungsbeiwert.

Eine Partikel haftet, solange die resultierende Tangentialkraft die Reibungskraft nicht übersteigt:

$$F_t \leq F_R \tag{2.57}$$

In Abbildung 2.14 ist die Modellvorstellung für das Abrollen von Partikeln dargestellt.

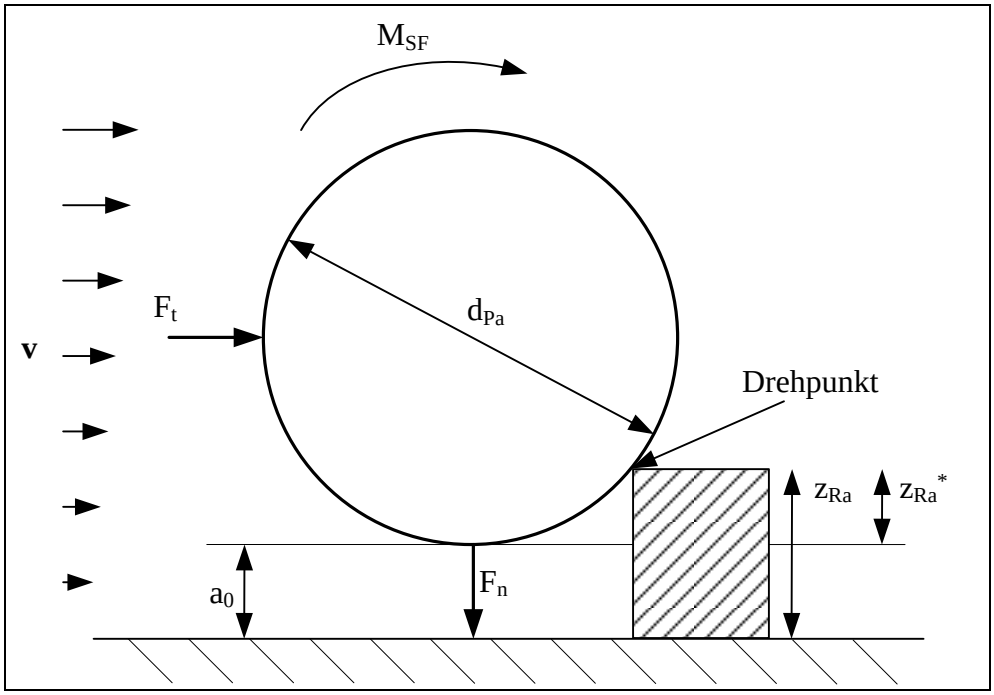


**Abbildung 2.14: Modellvorstellung beim Partikelabrollen**

Die auf eine Partikel mit dem Durchmesser $d_{Pa}$ in Kollektornähe wirkende Gesamtkraft wird auch bei dieser Betrachtungsweise in die Tangentialkraft $F_t$ und die Normalkraft $F_n$ aufgeteilt. Aufgrund der ungleichmäßigen Geschwindigkeitsverteilung des Strömungsfeldes wirkt das Moment $M_{SF}$. Die betrachtete Rauheitserhebung weist die Höhe $z_{Ra}$ und die effektive Höhe $z_{Ra}^*=z_{Ra}-a_0$ auf. Die Partikel bleibt haften, wenn vom betrachteten Drehpunkt aus das rechtsdrehende Gesamtmoment das linksdrehende Gesamtmoment nicht übersteigt. Im betrachteten Fall muss dafür die Bedingung

$$M_{SF}+F_t\cdot\left(\frac{d_{Pa}}{2}-z_{Ra}^*\right)\le F_n\cdot\sqrt{\left(\frac{d_{Pa}}{2}\right)^2-\left(\frac{d_{Pa}}{2}-z_{Ra}^*\right)^2} \tag{2.58}$$

erfüllt sein[15](S.222).

### 2.2.2.3 Zusammenwirkung von Transport und Haftung

Partikelabscheidung setzt den Transport zum Kollektor und eine stabile Anlagerung voraus. In der Praxis sind Transport und Haftung allerdings schwer zu trennen. Es sind nur Untersuchungen bekannt, in denen die Haftung an einem Einzelkollektor oder einer Platte

untersucht wurde. Der Einfluss bei einem Kontakt mit mehreren Kollektoren ist unbekannt und kann nur abgeschätzt werden. Zudem stehen die Ergebnisse der aus den vorgestellten Haftmodellen theoretisch abgeleiteten Haftwahrscheinlichkeiten häufig in Diskrepanz zu experimentell ermittelten Daten [1](S.76),[19](S.130)[21](S.76). Daher wird die Haftwahrscheinlichkeit in der Regel als empirischer Faktor betrachtet [21](S.76). Die Wirkung der einzelnen Transportmechanismen kann nicht vollständig unterschieden werden. Der Anteil der einzelnen Mechanismen an der gesamten Transportwirksamkeit ist dabei allerdings insbesondere von der Partikelgröße abhängig. In Abbildung 2.15 ist der Abscheidegrad gegenüber der Partikelgröße schematisch dargestellt.

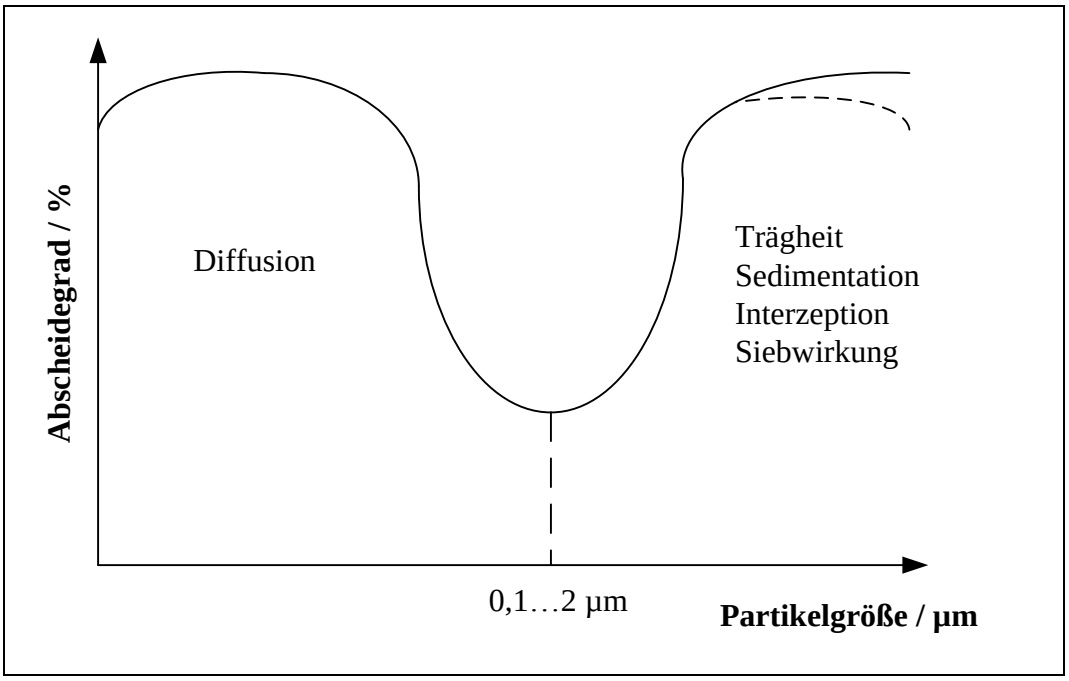


**Abbildung 2.15: Schematische Darstellung des Abscheidegrads in Abhängigkeit der Partikelgröße**

Für Partikeln kleiner als 0,1 bis 2 µm dominiert die Diffusion die Gesamtabscheidung. Für Partikel größer als 0,1 bis 2 µm wird die Filtration durch Trägheitseffekte, Sedimentation, Interzeption und Siebwirkung bestimmt. Das Ausmaß von Interzeption und Siebwirkung wird neben der Partikelgröße zum Kollektordurchmesser bzw. der Porengröße bestimmt. Allerdings wird in der Regel angenommen, dass beide Effekte erst ab einer Partikelgröße von ca. 0,1 bis 2 µm für den Gesamttransport relevant werden.

Im Bereich zwischen den Hauptwirkungsbereichen der einzelnen Mechanismen befindet sich ein Minimum des Abscheidegrades. Dieses Minimum, auch als Abscheidelücke oder Abscheideminimum bezeichnet, wurde in vielen Studien sowohl bei der Filtration von

Suspensionen [49](S.1109),[50](S.4541) als auch bei der Filtration von Aerosolen [51](S.159),[52](S.1601),[53](S.18) experimentell nachgewiesen. Die genaue Lage des Abscheideminimums hängt dabei insbesondere von der Fluid- und Partikeldichte, der Anströmgeschwindigkeit und der Viskosität des Fluids ab.

Für sehr kleine Partikeln kann der Abscheidegrad mit sinkender Partikelgröße wieder abnehmen. Aufgrund der Brownschen Molekularbewegung weisen solche Partikeln eine sehr hohe Geschwindigkeit auf, die zum sogenannten thermischen Abprallen führen kann. Dies wurde experimentell für Partikeln kleiner 2 nm festgestellt [54](S.56).

Bei größeren Partikeln kann die Partikelabscheidung mit zunehmender Partikelgröße abnehmen. Mit zunehmender Partikelgröße nehmen sowohl der Partikelimpuls als auch die ablösenden Strömungskräfte im Verhältnis zu den van-der-Waals-Kräften zu, sodass die Haftwahrscheinlichkeit abnimmt [55](S.1565). Dies setzt allerdings voraus, dass die Siebwirkung im Filtermedium nicht dominant auftritt.

## 2.3 Mathematische Modellierung der Tiefenfiltration

### 2.3.1 Druckverlust

Zur Berechnung des Druckverlustes unbeladener Filtermedien können die in Kapitel 2.2.1.2 vorgestellten Gleichungen verwendet werden. Dabei sind interne Strömungsmodelle bei niedrigeren Porositäten, wie sie beispielsweise bei Körnerschüttungen vorliegen, zu verwenden. Externe Strömungsmodelle sind bei hohen Porositäten, wie sie beispielsweise in Vliesen vorkommen, zu bevorzugen [56](S.321). Im Filtrationsverlauf kommt es durch die abgeschiedenen Partikeln zu einem Druckanstieg. Unter der Annahme, dass im Filtermedium eine zähe Durchströmung vorliegt, kann der Druckverlust über dem Filtermedium in allgemeiner Form wie folgt berechnet werden:

$$\Delta p_{\mathrm{FM}} = v_{\mathrm{Fl}} \cdot \eta_{\mathrm{Fl}} \cdot \int \frac{1}{P(z)} dz \tag{2.59}$$

Gleichung (2.59) setzt voraus, dass die Permeabilität in jeder Schicht des Filtermediums bekannt ist. Unter der vereinfachenden Annahme, dass die abgeschiedenen Partikeln als neue Kollektoren mit den gleichen charakteristischen Größen aufgefasst werden, können die Permeabilität der einzelnen Schichten nach der Carman-Kozeny-Gleichung (2.13) oder der Gleichung nach Kuwabara (Gleichung (2.28) und Gleichung (2.26)) berechnet werden. Dies

setzt nur noch voraus, dass die Porositätsverteilung, die Kollektorgrößenverteilung und die Kollektorgeometrie im Filtermedium bekannt sind

Für sehr geringe Feststoffkonzentrationen schlägt Ives folgenden empirischen Ansatz vor [57](S.220):

$$\Delta p_{\mathrm{FM}} = \Delta p_0 + K_1 \cdot v_{\mathrm{Fl}} \cdot c_0 \cdot t \tag{2.60}$$

Dabei ist $K_1$ eine empirische Konstante und $c_0$ die Feststoffvolumenkonzentration vor dem Filter. Für höhere Feststoffkonzentrationen und eine beginnende Filterkuchenbildung im oder auf dem Filtermedium wird ein exponentieller Ansatz empfohlen:

$$\Delta p_{\mathrm{FM}} = \Delta p_0 \cdot e^{K_2 \cdot v_{\mathrm{Fl}} \cdot c_0 \cdot t} \tag{2.61}$$

Gleichung (2.60) beschreibt den Druckverlauf, wie er auch bei einer kuchenbildenden Filtration bei konstantem Volumenstrom und konstanter Zusammensetzung der Suspension vorliegt. Nach Gimbel [3](S.157) wurde dieser Verlauf jedoch auch für die Tiefenfiltration zu mindestens näherungsweise in Experimenten beobachtet. In anderen Experimenten lässt sich jedoch ein anderer Verlauf beobachten: Über einen Großteil der Versuchszeit steigt der Druck nur geringfügig an während er ab einem bestimmten Punkt sehr stark ansteigt. Der plötzliche Anstieg wird meist durch ein Verblocken der Poren erklärt. Der Druckverlauf kann in diesem Fall durch Gleichung (2.61) besser beschrieben werden.

Die dargestellten empirischen Ansätze können verwendet werden um den experimentell ermittelten Druckverlust abzubilden. Dadurch kann der Druckverlust bei Filtrationsversuchen mit anderer Anströmgeschwindigkeit und/oder anderen Feststoffvolumenkonzentrationen vorhergesagt werden. Sie liefern keine fundierte Begründung warum der Druck in welchem Ausmaß ansteigt. Aus diesem Grund werden diese Ansätze im Rahmen dieser Arbeit nicht näher betrachtet. Für weitere empirische Ansätze sei auf die Literatur verwiesen [15](S.162),[58](S.29). Für eine genauere Vorhersage des Druckverlaufs muss die Partikelabscheidung und deren zeitliche Veränderung berücksichtigen werden.

## 2.3.2 Partikelabscheidung

### 2.3.2.1 Mikroskopische Modellierung

#### 2.3.2.1.1 Modellvorstellung

Den Ausgangspunkt der mikroskopischen Modellierung bildet die Abscheidung am Einzelkollektor. Dabei wird das Filtermedium im unbeladenen Zustand betrachtet. In Abbildung 2.16 ist die Modellvorstellung schematisch dargestellt.

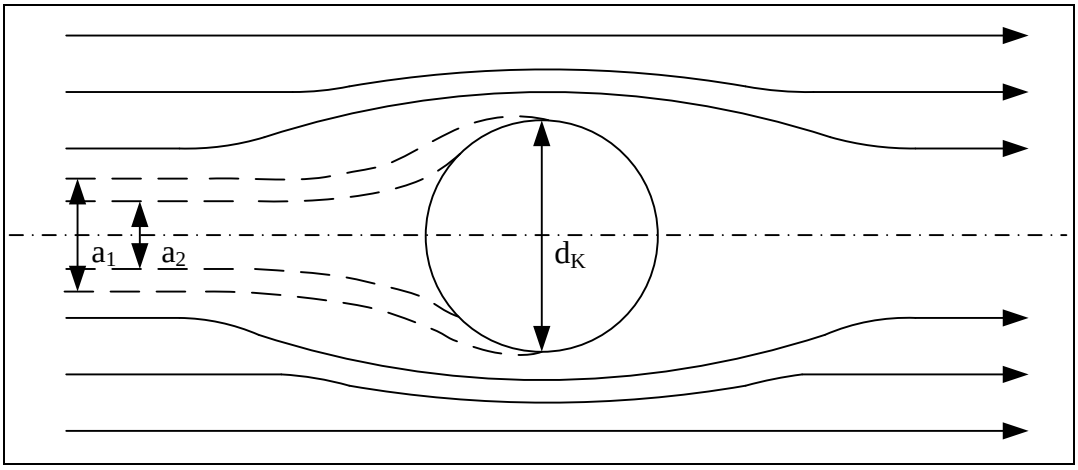


**Abbildung 2.16: Modellvorstellung der Einzelkollektorabscheidung**

Ein Einzelkollektor, der beispielsweise eine Faser bzw. ein Zylinder oder eine Kugel sein kann, wird senkrecht angeströmt. Dabei kennzeichnet $a_1$ den vom Kollektor ungestörten Strömungsbereich, innerhalb dessen alle Partikeln der betrachteten Größe, die der jeweiligen Strömungsbahn folgen, den Kollektor berühren. $a_2$ kennzeichnet den Strömungsbereich, innerhalb dessen alle Partikeln am Kollektor haften bleiben. Es kann demnach zwischen Transport und Haftung unterschieden werden. Der Einzelkollektorabscheidegrad $\varphi(d_{Pa})$ ist als Flächenverhältnis definiert und kann Werte größer 1 annehmen. Er ergibt sich aus der Transportwirksamkeit $\eta(d_{Pa})$ und der Haftwahrscheinlichkeit $h(d_{Pa})$. Für Fasern gilt:

$$\varphi_{Fa}\left(d_{Pa}\right)=\eta_{Fa}\left(d_{Pa}\right)\cdot h_{Fa}\left(d_{Pa}\right)=\frac{a_1\cdot z_{Fa}}{d_{Fa}\cdot z_{Fa}}\cdot\frac{a_2\cdot z_{Fa}}{a_1\cdot z_{Fa}}=\frac{a_2}{d_{Fa}} \tag{2.62}$$

Für Kugeln gilt [16](S.245):

$$\varphi_{Ku}\left(d_{Pa}\right)=\eta_{Ku}\left(d_{Pa}\right)\cdot h_{Ku}\left(d_{Pa}\right)=\frac{a_1^2}{d_{Ku}^2}\cdot\frac{a_2^2}{a_1^2}=\frac{a_2^2}{d_{Ku}^2} \tag{2.63}$$

Durch Bilanzierung kann unter Annahme einer homogenen Struktur des Filtermediums über der Höhe bzw. Dicke und identischer Kollektorgröße der Fraktionsabscheidegrad ermittelt werden. Es gilt:

$$\frac{dc\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)}{c\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)} = -\frac{f \cdot \varphi\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)}{\varepsilon_{\mathrm{FM}} \cdot z_{\mathrm{FM}}} dz \tag{2.64}$$

Für den Fraktionsabscheidegrad folgt:

$$Tr\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) = 1 - e^{\frac{-f \cdot \varphi\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)}{\varepsilon_{\mathrm{FM}}}} \tag{2.65}$$

In Gleichung (2.64) und (2.65) bezeichnet $\varepsilon_{FM}$ die Porosität des Filtermediums und $z_{FM}$ die Höhe bzw. Dicke. Der Filtermittelparameter f beschreibt das Verhältnis der Projektionsfläche aller Kollektoren im Filtermittel zur Filteranströmfläche [13](S.166). Gelegentlich ist in der Literatur für den Trenngrad auch folgender Ausdruck zu finden [1](S.11)[16](S.245):

$$Tr\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) = 1 - e^{-f \cdot \varphi\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)} \tag{2.66}$$

In Gleichung (2.66) wird angenommen, dass die Anströmgeschwindigkeit im Filtermedium der Anströmgeschwindigkeit vor dem Filter entspricht. Da davon, insbesondere mit abnehmender Porosität, nicht auszugehen ist, ist Gleichung (2.65) zu bevorzugen.

Für Fasern gilt:

$$f = \frac{4 \cdot \left(1 - \varepsilon_{\mathrm{FM}}\right) \cdot z_{\mathrm{FM}}}{\pi \cdot d_{\mathrm{Fa}}} \tag{2.67}$$

Für Kugeln gilt:

$$f = \frac{3 \cdot \left(1 - \varepsilon_{\mathrm{FM}}\right) \cdot z_{\mathrm{FM}}}{2 \cdot d_{\mathrm{Ku}}} \tag{2.68}$$

Der Transport zum Kollektor wird durch die in Kapitel 2.2.2.1 beschriebenen Mechanismen bestimmt. Unter der Annahme, dass die einzelnen Mechanismen voneinander unabhängig wirken, gilt:

$$\eta\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) = \sum_{\mathrm{i}} \eta_{\mathrm{i}}\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) \tag{2.69}$$

Die aufgezeigte Berechnung gilt zunächst nur für unbeladene Filtermedien. Unter der Annahme, dass abgeschiedene Partikeln als neue Kollektoren wirken, kann die durch die abgeschiedenen Partikeln verminderte Porosität durch den Filtermittelparameter berücksichtigt werden.

Um den Einfluss der abgeschiedenen Partikeln zu berücksichtigen, schlagen Kasper et al. folgenden Ansatz vor [59](S.993):

$$\frac{\eta\left(d_{\mathrm{Pa}}, b_{\mathrm{Fa}}\right)}{\eta_0\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)} = 1 + K_1 \cdot b_{\mathrm{Fa}}^{K_2} \tag{2.70}$$

Dabei sind $K_1$ und $K_2$ empirische Anpassungsparameter. Die Einzelfaserbeladung $b_{Fa}$ beschreibt das Verhältnis von Partikelmasse zur Faserlänge.

Die dargestellte Betrachtungsweise gilt nur für die Partikelabscheidung an einem Einzelkollektor. Partikelabscheidung, die in Poren stattfindet, die durch zwei oder mehrere Kollektoren gebildet werden, kann mit der vorgestellten Modellierung nicht beschrieben werden.

#### 2.3.2.1.2 Empirische Formeln für Transportwirksamkeit und Haftwahrscheinlichkeit

In der Literatur findet sich eine Vielzahl an Formeln zur Berechnung der in Kapitel 2.2.2.1 beschriebenen Transportwirksamkeiten sowie der in Kapitel 2.2.2.2.2 beschriebenen Haftung. Da der Anteil der einzelnen Mechanismen an der Gesamttransportwirksamkeit teilweise experimentell schwer zu unterscheiden ist, werden insbesondere Trägheit und Interzeption in manchen Veröffentlichungen zusammengefasst. Der Großteil der Publikation behandelt die Filtration von Aerosolen. Bei der Übertragung auf die Filtration von Flüssigkeiten sollten die in der Regel stark veränderten Strömungsbedingungen beachtet werden. Bei vergleichbaren Anströmgeschwindigkeiten, Partikelgrößen und Filtermitteln sind aufgrund der wesentlich größeren dynamischen Viskositäten von Flüssigkeiten die Peclet-Zahlen deutlich größer und die Stokes-Zahlen deutlich geringer. Damit ist die Transportwirksamkeit durch Diffusion und Trägheit bei der Filtration von Suspensionen vergleichsweise deutlich geringer.

**Diffusion**

Yao et al. untersuchen die Filtration von wässrigen Latexsuspensionen im Bereich 0,09 µm < $d_{Pa}$ < 25,7 µm bei einer Anströmgeschwindigkeit von 0,081 m/s [49](S.1109). Schüttungen aus Glaskugeln mit einem Durchmesser von 0,397 mm bilden das Filtermittel.

Für die Einzeltransportwirksamkeit durch Diffusion wird folgender Ausdruck verwendet:

$$\eta_{\mathrm{D}} = 4{,}04 \cdot Pe^{-\frac{2}{3}} \tag{2.71}$$

Lee und Liu untersuchen die Filtration von Aerosolen theoretisch und experimentell. Die Porosität der Polyesterfaserfilter $\varepsilon_{FM}$ liegt im Bereich von 0,849 bis 0,99, die Partikelgröße liegt zwischen 0,05 und 1,3 µm, der Interzeptionsparameter In zwischen 0,0045 und 0,12 und die Peclet-Zahl Pe zwischen 100 und 100000. Die maximale Stokes-Zahl St beträgt 0,22 [51](S.154). Folgender Ausdruck wird vorgeschlagen:

$$\eta_D = 1,6 \cdot \left( \frac{\varepsilon_{FM}}{HF} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot Pe^{-\frac{2}{3}} \tag{2.72}$$

Dabei wird der hydrodynamische Faktor HF nach Kuwabara aus Gleichung (2.28) verwendet.

Kirsch und Fuchs untersuchen die theoretische Abscheidung von Aerosolen an versetzten Zylindern im Bereich von Faser-Reynolds-Zahlen $Re_{Fa}$ kleiner als $(1- \varepsilon_{FM})^{0,5}$, Pe >>1 und $\varepsilon_{FM}$ >>0 [60](S.299). Sie schlagen folgenden Ausdruck vor:

$$\eta_D = 2,9 \cdot HF^{-\frac{1}{3}} \cdot Pe^{-\frac{2}{3}} + 0,62 \cdot Pe^{-1} \tag{2.73}$$

Rao und Faghri simulieren die Abscheidung von Aerosolen an einem Feld von parallelen Zylindern im Bereich 0,864 < $\varepsilon_{FM}$ <0,971, 0,156 < $Re_{Fa}$ <2,76 [61](S.133,145). Für den Bereich Pe < 50 wird folgender Ausdruck verwendet:

$$\eta_D = 4.89 \cdot \left( \frac{\varepsilon_{FM}}{HF} \right)^{0,54} \cdot Pe^{-0,92} \tag{2.74}$$

Für den Bereich 100 < Pe <300 der Ausdruck:

$$\eta_D = 1,8 \cdot \left( \frac{\varepsilon_{FM}}{HF} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot Pe^{-\frac{2}{3}} \tag{2.75}$$

**Interzeption**

Nach Yao et al [49](S.1107):

$$\eta_I = \frac{3}{2} \cdot (In)^2 \tag{2.76}$$

Nach Lee und Liu [51](S.157):

$$\eta_I = 0,6 \cdot \left( \frac{\varepsilon_{FM}}{HF} \right) \cdot \frac{In^2}{1 + In} \tag{2.77}$$

Nach Stechkina et al. [62](S.1) basierend auf den Arbeiten von Kirsch und Fuchs [60]:

$$\eta_{\mathrm{I}} = \left(2 \cdot HF\right)^{-1} \cdot \left\{\left(1+In\right)^{-1} - \left(1+In\right) + 2 \cdot \left(1+In\right) \cdot \ln\left(1+In\right)\right\} \tag{2.78}$$

Friedlander untersucht die theoretische Abscheidung von Aerosolen an Kugeln und Zylindern für Reynolds-Zahlen kleiner 5. Für zylinderförmige Kollektoren schlägt er folgenden Ausdruck vor [63](S.48):

$$\eta_{\mathrm{I}} = \frac{1}{2 \cdot HF} \cdot \left\{\left(1+In\right) - \frac{1}{\left(1+In\right)} + 2 \cdot \left(1+In\right) \cdot \ln\left(1+In\right)\right\} \tag{2.79}$$

**Trägheit**

Gougeon et al. untersuchen Aerosolfilter mit Dicken kleiner 0,78 mm und mittleren Faserdurchmessern kleiner 2,7 µm [64](S.29). Für 0,5 < St < 4,1 und 0,0263 < $\mathrm{Re_{Fa}}$ < 0,25 bildet folgender Ausdruck die experimentellen Werte am besten ab [64](S.35):

$$\eta_{\mathrm{T}} = \frac{0,0334 \cdot St^{1,5}}{1+0,0334 \cdot St^{1,5}} \tag{2.80}$$

Nach Stechkina et al. gilt für den Bereich 0,01 < In < 0,4 und 0,889 < $\varepsilon_{\mathrm{FM}}$ < 0,9965 [62](S.3):

$$\eta_{\mathrm{T}} = \frac{\left[\left(29,6 - 28 \cdot \left(1-\varepsilon_{\mathrm{FM}}\right)^{0,62}\right) \cdot In - 27,5 \cdot In^{2,8}\right] \cdot St}{\left(2 \cdot HF\right)^{2}} \tag{2.81}$$

Kasper et al. untersuchen die Abscheidung von Polystyrolaerosolen an einzelnen Metalldrähten [59](S.993) mit Durchmessern von 8, 20 und 30 µm. Für den Bereich 0,3 < St < 3 und 0,04 < In < 0,32 bildet der folgende Ausdruck die experimentellen Daten am besten ab:

$$\eta_{\mathrm{T}} = \frac{St^{4}}{St^{4} + 2,14 \cdot Re_{\mathrm{Fa}}^{-1,14}} \tag{2.82}$$

Langmuir untersucht das Verhalten von fallenden Regentropfen, die als Kollektoren fungieren. Er schlägt folgenden Ausdruck vor [65](S.179):

$$\eta_{\mathrm{T}} = \left(\frac{St - 1,214}{1+0,75 \cdot \ln\left(2 \cdot St\right)}\right)^{2} \tag{2.83}$$

**Sedimentation**

Die Transportwirksamkeit durch Sedimentation wird in der Regel vernachlässigt. Daher finden sich in der Literatur nur wenige Formeln, um den Einfluss zu beschreiben. Yao et al. schlagen vor, die Transportwirksamkeit dem Sedimentationsfaktor Se gleich zu setzen [49](S.1107):

$$\eta_{\mathrm{Gr}} = Se \tag{2.84}$$

Stechkina et al. schlagen folgenden Ausdruck vor [62](S.5):

$$\eta_{\mathrm{Gr}} = Se \cdot (1 + In) \tag{2.85}$$

**Haftung**

Kasper et al. passen die Haftwahrscheinlichkeitsfunktion in Abhängigkeit des Faserdurchmessers an die ihnen vorliegenden Daten an [59](S.1002).

Für einen Faserdurchmesser von 20 und 30 µm gilt:

$$h = \frac{St^{-3}}{St^{-3} + 0,0365 \cdot Re_{\mathrm{Fa}}^{2,46} + 1,91} \tag{2.86}$$

Für einen Faserdurchmesser von 8 µm gilt:

$$h = \frac{St^{-3}}{St^{-3} + 2,1 \cdot St^{-2} \cdot Re_{\mathrm{Fa}}^{0,503}} \tag{2.87}$$

Hiller untersucht die Abscheidung von Mineralstaubaerosolen an Kunststofffasern. Für den Bereich 1 < St < 20, 0,01 < $Re_{Fa}$ < 1 und 0,1 < h schlägt er folgenden Ansatz vor [1](S.54):

$$h = 1,368 \cdot St^{-1,09} \cdot Re_{\mathrm{Fa}}^{-0,37} \tag{2.88}$$

Warth und Piesche untersuchen das Abscheideverhalten von Aerosolen an Metallfasern. Für Mineralstaub gilt im Bereich 0,6 < $\varepsilon_{Fa}$ <0,84 und 0,03 < v < 4 m/s [55](S.1563):

$$h = \frac{St^{-3}}{St^{-3} + 0,41 \cdot St^{-2} \cdot Re_{\mathrm{Fa}}^{4,65} + 0,5} \tag{2.89}$$

Ptak und Jaroszczyk untersuchen die Abscheidung von Aerosolen an Vliesen. Für den Bereich 1 < St < 120, 0,4 < $Re_{Pa}$ < 6 und 0,4 < In schlagen sie folgenden Ausdruck vor [66](S.570):

$$h = \frac{190}{\left(St \cdot Re_{\mathrm{Pa}}\right)^{0,68} + 190} \tag{2.90}$$

Für weitere empirische Formeln für Transportwirksamkeiten und Haftwahrscheinlichkeiten sei auf die Literatur verwiesen [14](S.24-30),[67](S.106-107).

#### 2.3.2.2 Makroskopische Modellierung

Den Ausgangspunkt der makroskopischen Modellierung bildet die Abscheidung im gesamten Filtermittel. Eine Betrachtung der Abscheidung an einzelnen Kollektoren erfolgt dabei nicht. Das Filtermittel wird dabei zunächst als Black-Box aufgefasst. In der Regel wird dabei die Partikelabscheidung zudem auf das gesamte Partikelspektrum bezogen [68](S.210). Die Zielsetzung besteht darin, die Feststoffvolumenkonzentration $c_V$ und die Beladung $b_{FM}$ im Filtermittel in Abhängigkeit von der Filtrationszeit t und der Filtermittelhöhe $z_{FM}$ zu bestimmen. Die Filtermittelbeladung kennzeichnet das Verhältnis des abgeschiedenen Partikelvolumens zum Filtermittelvolumen. Für ein differentielles Element des Filtermittels kann unter der Annahme einer eindimensionalen Kolbenströmung folgende Massenbilanz gebildet werden [19](S.24):

$$v \cdot \frac{\partial c_V}{\partial z_{FM}} + \frac{\partial b_{FM}}{\partial t} + \frac{\partial \left( c_V \cdot \varepsilon_{FM} \right)}{\partial t} - Da \cdot \frac{\partial^2 c_V}{\partial z_{FM}^2} = 0 \tag{2.91}$$

Der erste Term beschreibt den konvektiven Partikeltransport, der zweite Term die Ablagerung im Filtermittel, der dritte Term den Feststoffgehalt in der Flüssigkeit und der vierte Term die axiale Dispersion, die sich aufgrund des Geschwindigkeitsprofils der Strömung in den Poren einstellt. Da das Porensystem in Tiefenfiltern in der Regel sehr stark verzweigt ist und der Durchmesser der einzelnen Poren sehr klein und damit die Anzahl der Poren sehr groß ist, können axiale Dispersionseffekte in aller Regel vernachlässigt werden. Insbesondere bei längeren Filterlaufzeiten und damit verbundenen höheren Beladungen kann die zeitliche Änderung des Feststoffgehaltes in der Flüssigkeit gegenüber der zeitlichen Änderung der Ablagerung im Filtermittel vernachlässigt werden [22](S.10). Damit lässt sich Gleichung (2.91) vereinfachen:

$$v \cdot \frac{\partial c_V}{\partial z_{FM}} + \frac{\partial b_{FM}}{\partial t} = 0 \tag{2.92}$$

Die Änderung der Konzentration über der Filtermittelhöhe kann durch den kinetischen Ansatz nach Iwasaki beschrieben werden [69](S.1592):

$$\frac{\partial c_{\mathrm{V}}}{\partial z_{\mathrm{FM}}} = -\lambda \cdot c_{\mathrm{V}} \tag{2.93}$$

Dabei ist λ der Filtermittelkoeffizient, der ein Maß für die Filtermittelwirksamkeit darstellt. In der Literatur wird der Filtermittelkoeffizient häufig als Mittelwert für die gesamte Suspension verwendet [68](S.210). Allerdings kann er auch als partikelgrößenabhängig aufgefasst werden [3](S.137). Bei dieser Betrachtung steht der Filtermittelkoeffizient mit dem Einzelkollektorabscheidegrad der mikroskopischen nach Gleichung (2.64) folgendermaßen in Verbindung:

$$\lambda = \lambda\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) = \frac{f \cdot \varphi\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)}{\varepsilon_{\mathrm{FM}} \cdot z_{\mathrm{FM}}} \tag{2.94}$$

Um die zeitliche Veränderung zu berücksichtigen, schlägt Gimbel folgenden allgemeinen Ansatz vor [3](S.138):

$$\lambda = \lambda_0\left(Y\right) \cdot f_\lambda\left(Y, Y^*, b_{\mathrm{FM}}, c_{\mathrm{V}}\right) \tag{2.95}$$

Der Filtermittelparametervektor Y enthält dabei alle für das jeweilige Filtrationsproblem relevanten Einflussgrößen der Partikelabscheidung wie beispielsweise Porosität, Partikelgröße und Anströmgeschwindigkeit. Um die zeitliche Änderung des Filtermittelkoeffizienten zu beschreiben, wird ein weiterer Vektor $Y^*$ eingeführt. Die Anpassung der Funktionen soll dabei auf Grundlage von Experimenten erfolgen. Als problematisch wird die physikalische Begründung der Anpassungsgrößen betrachtet [16](S.250). Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit nicht weiter auf makroskopische Berechnungsmodelle eingegangen und an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen [15](S.155 ff.),[70](S.92 ff.), [19](S.23 ff.).

# 3 Experimentelle Untersuchungen

## 3.1 Versuchsanlage

Die Versuchsanlage wurde so konzipiert, dass sowohl das Filtrationsverhalten unbeladener Vliese als auch das Partikelabgabeverhalten mit Partikeln beladener Vliese untersucht werden kann. Der Aufbau für Filtrationsexperimente ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

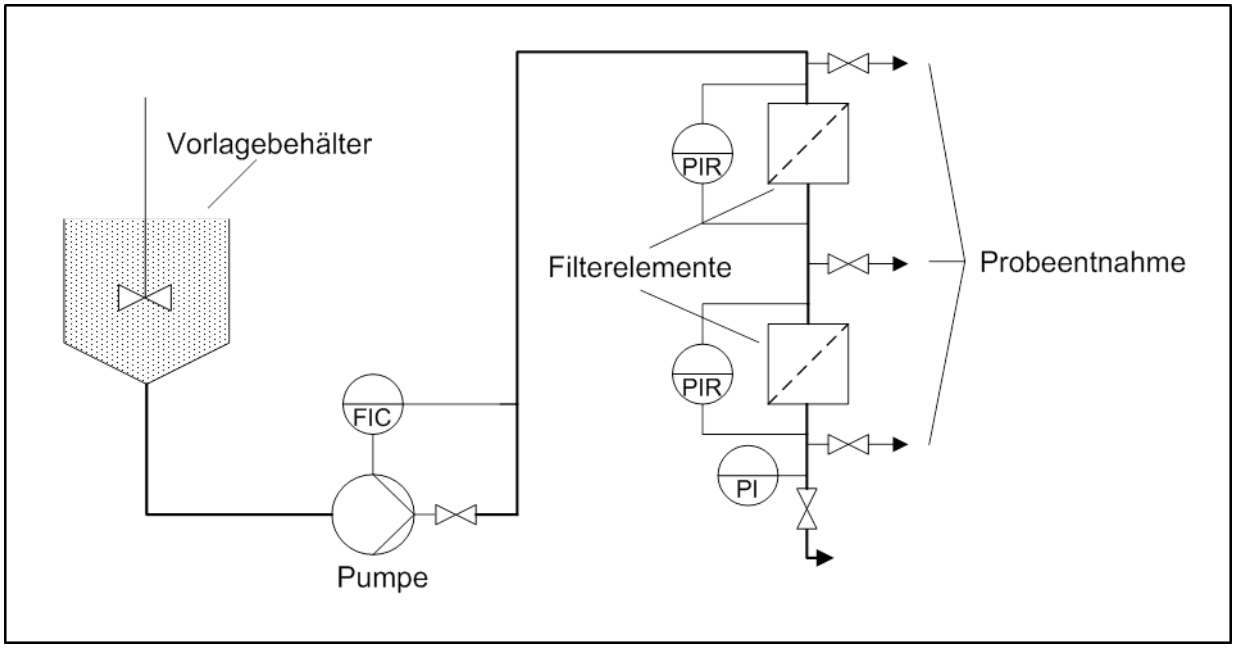


**Abbildung 3.1: Versuchsaufbau zur Untersuchung des Filtrationsverhaltens**

Die Suspension befindet sich in einem Vorlagebehälter und wird mit einer Kreiselpumpe durch ein oder mehrere Filterelemente befördert. Der Vorlagebehälter (Fa. Speidel Tank- und Behälterbau GmbH) weist ein Fassungsvermögen von 300 L auf. Um die Sedimentation der Partikeln zu verhindern, ist der Behälter mit einem Rührwerk und Strömungsbrechern ausgerüstet. Das Rührwerk hat einen Propeller mit einem Durchmesser von 250 mm und wird standardmäßig bei einer Geschwindigkeit von 900 U/min betrieben. Der Behälter besitzt einen Doppelmantel. Über eine Temperatursonde und einen Thermostat wird die Temperatur im Vorlagebehälter reguliert. Um einen konstanten Volumenstrom zu erhalten, wird die Drehzahl der Kreiselpumpe (Movitec A PumpDrive / Fa. KSB AG) unter Verwendung eines magnetisch-induktiven Durchflussmessers (ProcessMaster FEP300 / Fa. ABB Ltd.) geregelt. Der Druckabfall über den Filterelementen wird durch Differenzdrucksensoren (PAD / Fa. Kobold Messring GmbH) ermittelt. In die Rohrleitung sind vor und nach den Filterelementen

Messsonden zur Probeentnahme eingebaut. Die Messsonden sind dabei so ausgelegt, dass die Probeentnahme isokinetisch erfolgt. Die Vermessung der Proben erfolgt online durch einen Einzelpartikelzähler (Abakus Wasser / Fa. Markus Klotz GmbH). Das Messprinzip des Gerätes ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Durch eine Laserdiode wird ein Lichtstrahl erzeugt (1). Dieser wird durch ein Linsensystem (2) in den Messbereich geleitet (3) und von einem Detektor (4) aufgenommen. Durch die Partikel im Messbereich erfolgt eine Abschwächung des Signals. Je größer diese Abschwächung ist, desto größer ist die detektierte Partikel. Der Partikelzähler kann Partikeln im Größenbereich 1-140 µm vermessen. Die Intervallbreite der Partikelgrößenklassen kann dabei frei variiert werden. Die maximale zulässige Konzentration liegt bei 130000 Partikeln pro mL. Der Partikelzähler wird bei einem nichtvariablen Volumenstrom von 20 mL/min betrieben. Der Partikelzähler wurde vom Hersteller mit Latexpartikeln kalibriert.

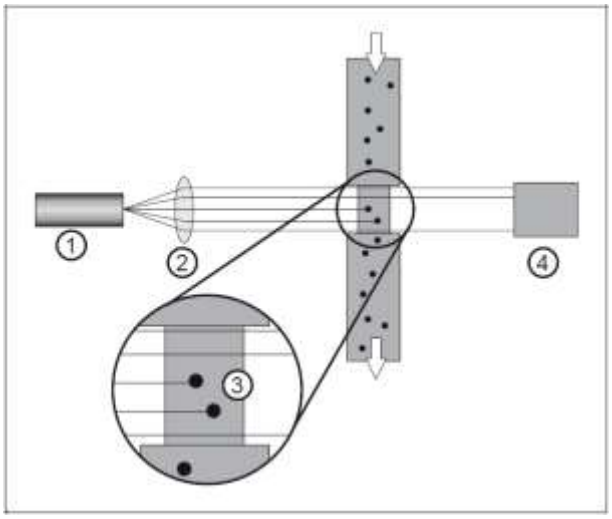


**Abbildung 3.2 Messprinzip des Einzelpartikelzählers [71]**

Die Filterelemente haben eine kreisförmige Durchströmungsfläche. Der Durchmesser beträgt 8,8 cm, die Durchströmungsfläche beträgt damit 60,8 $cm^2$.

In Abbildung 3.3 ist eine Aufnahme eines Vlieses nach einem Filtrationsversuch dargestellt. Es ist zu sehen, dass das Vlies relativ gleichmäßig mit Partikeln beladen wurde. Dies konnte bei allen Versuchen beobachtet werden. Eine gleichmäßige Durchströmung der Vliese im Filterhalter ist damit gegeben.

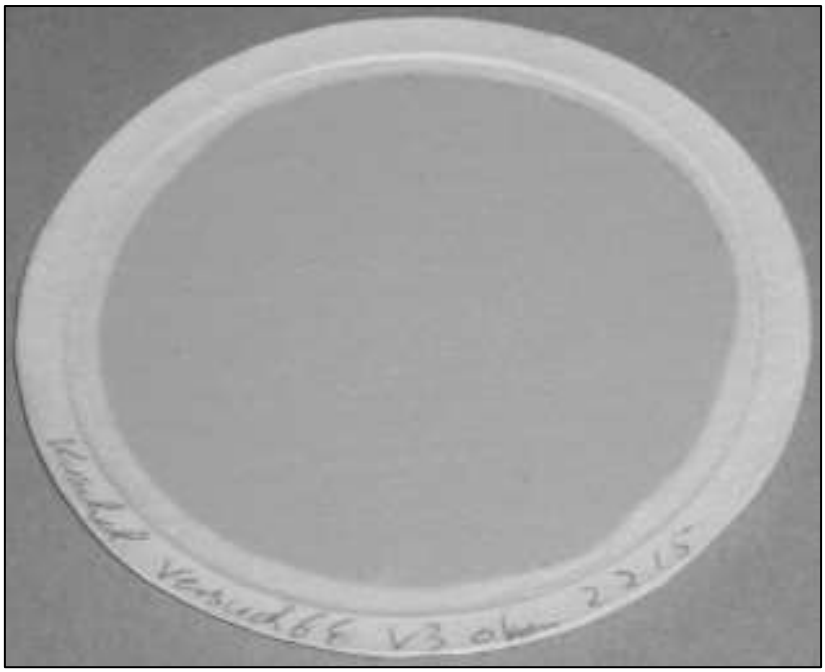

**Abbildung 3.3: Vlies nach Filtrationsexperiment**

## 3.2 Versuchsmaterialien

### 3.2.1 Partikeln

Für die experimentellen Untersuchungen wurde ISO Fine Test Dust (Fa. DMT GmbH & Co. KG) nach ISO 12103-1 verwendet [72]. Das verwendete Material besteht laut Hersteller aus 72 % $SiO_2$, 13 % $Al_2O_3$, 5,2 % $Fe_2O_3$, 3,1 % CaO, 3 % MgO, 2,6 % $K_2O$ und 1,1 % weiteren mineralischen Bestandteilen. Die Dichte des Teststaubes wurde pyknometrisch bestimmt. Sie beträgt 2,77 g/cm$^3$. Die Partikelgrößenverteilung wurde mit dem Einzelpartikelzähler aus sechs Versuchen ermittelt. Dabei wurde je dreimal eine Suspension mit einer IFTD-Konzentration von 0,01 g/L sowie 0,02 g/L vermessen. Die Suspension wurde dabei zuvor mittels Scherspaltdispersor (Turrax T 25 / Fa. IKA Werke GmbH & Co. KG) bei 6500 min$^{-1}$ für 2 Minuten dispergiert. Die Herstellung der Suspensionen bei den Filtrationsversuchen erfolgte die gleiche Weise. Unter Verwendung der Dichte und Annahme kugelförmiger Partikel kann aus der bestimmten Anzahlverteilung eine Massenkonzentration ermittelt werden. Die Abweichungen zur Einwaage lagen bei den Versuchen im Bereich -8,7 % bis +15,1 %, im Mittel bei +6,2 %. Die Masse wird also tendenziell leicht überschätzt. Dennoch kann die Abweichung als gering angesehen werden.

In Abbildung 3.4 sind die ermittelten anzahl- und volumenbezogenen Partikelgrößenverteilungssummen grafisch dargestellt.

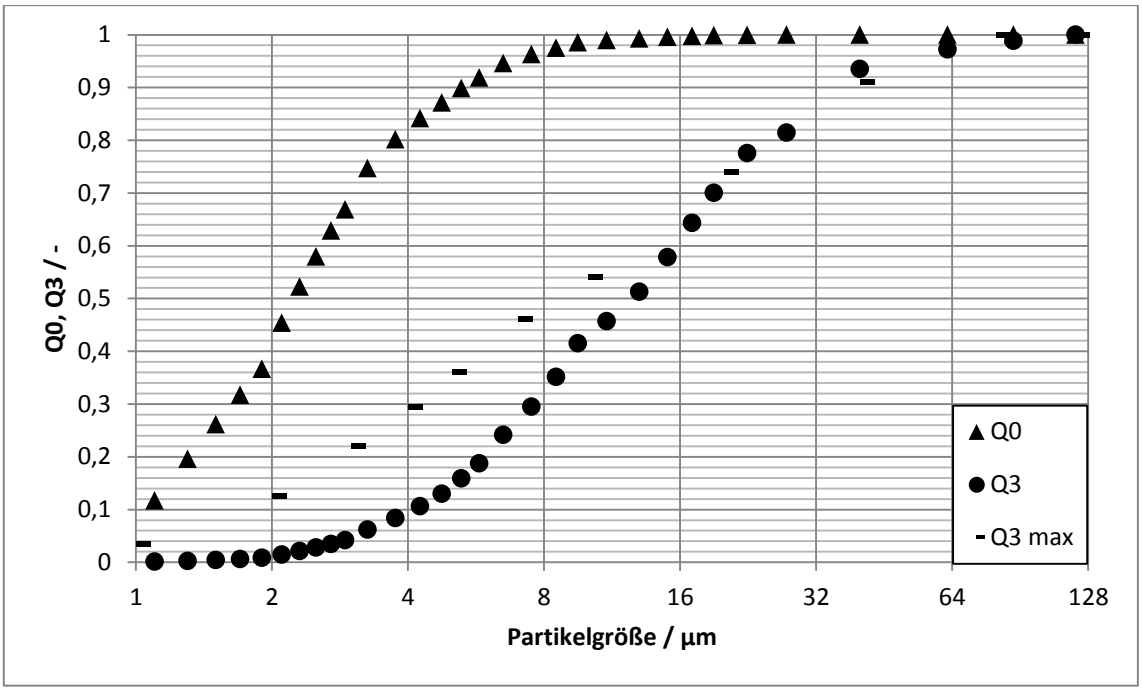


**Abbildung 3.4: Partikelgrößenverteilung von ISO Fine Test Dust**

Für die Berechnung der volumenbezogenen Verteilungen sind kugelförmige Partikeln angenommen. Zudem ist die nach ISO 12103-1 maximal zulässige volumenbezogene Partikelgrößenverteilungssumme eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass der Staub die Vorgabe erfüllt. Der anzahlbezogene Median $x_{50,0}$ liegt bei ca. 2,2 µm, der volumenbezogene $x_{50,3}$ bei ca. 13 µm. In Abbildung 3.5 sind Rasterelektronenmikroskopaufnahmen (REM-Aufnahmen) des Teststaubes abgebildet.

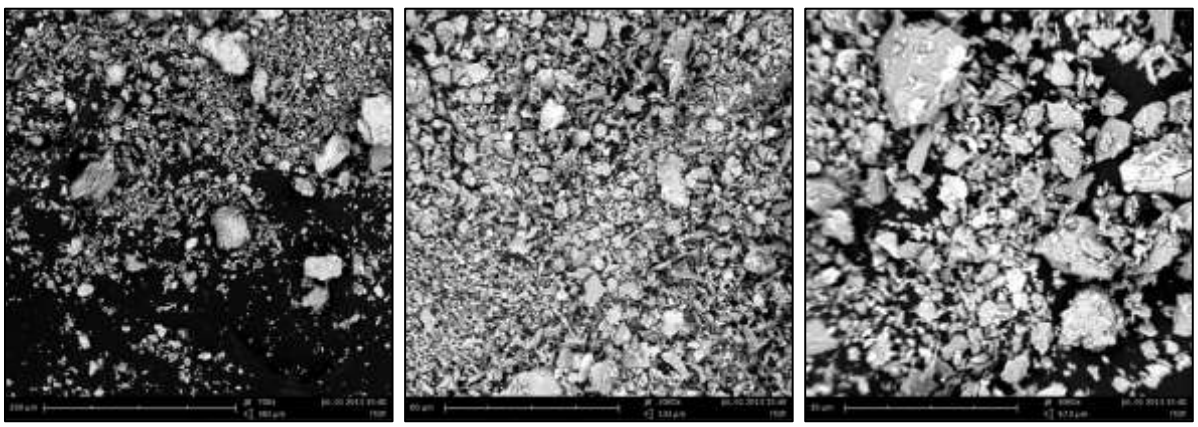

**Abbildung 3.5: REM-Aufnahmen von IFTD; 700x, 2000x, 4000x (von links nach rechts)**

Die Partikeln weisen eine unregelmäßige Form auf. Kleine Partikeln dominieren das Kollektiv anzahlmäßig.

Ein Äquivalent zum Zeta-Potential des Teststaubes wurde ermittelt (PCD 03-pH / Fa. BTG Mütek GmbH; PCD= Particle Charge Detector). Mit dieser Methode lässt sich der genaue Wert des Zeta-Potentials nicht bestimmen. Allerdings können der isoelektrische Punkt und der Verlauf des Zeta-Potentials gegenüber dem pH-Wert bestimmt werden. In Abbildung 3.6 ist das gemessene PCD-Signal für IFTD grafisch dargestellt.

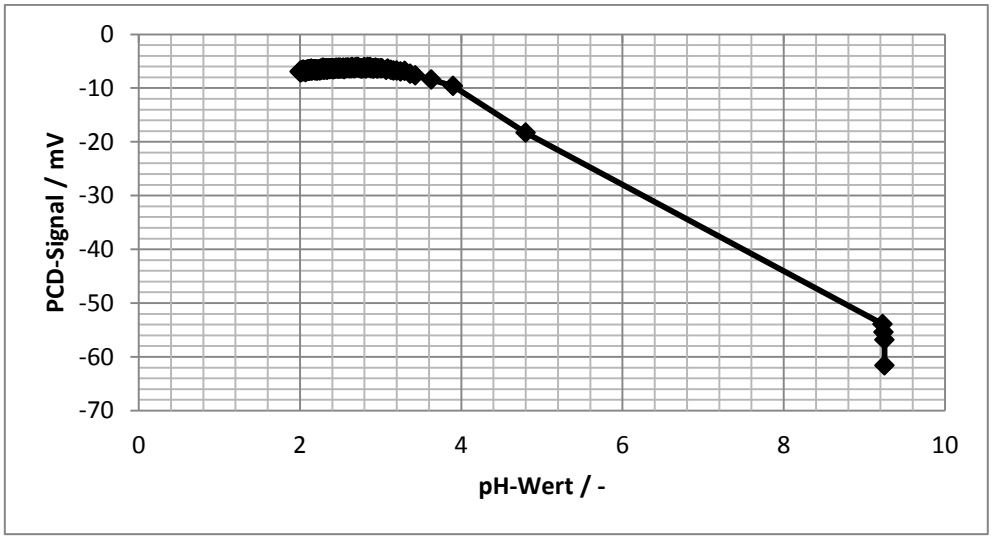


**Abbildung 3.6: PCD-Signal bei unterschiedlichen pH-Werten von IFTD**

Der isoelektrische Punkt wurde nicht ermittelt, da keine Versuche bei pH-Werten kleiner als 4 durchgeführt wurden. Bei pH-Werten im Bereich 2-4 ist das Potential schwach negativ, bei größeren pH-Werten stark negativ. Der Großteil der Versuche wurde bei einem pH-Wert von 7 durchgeführt. Bei diesem pH-Wert besitzt das Zeta-Potential eine stabilisierende Wirkung auf die Suspension.

### 3.2.2 Fluid

Als Fluid wurde in allen Versuchen Wasser bei einer Temperatur von 20±2 °C verwendet. Bei 20 °C weist Wasser eine Dichte von 998 kg/m$^3$ und eine dynamische Viskosität von 1 mPa·s auf [73]. In einigen Experimenten wurde dem Wasser Salzsäure zugegeben, um einen pH-Wert von 4 zu erhalten. Dies wurde vorgenommen, um die Auswirkung von veränderten elektrostatischen und elektrokinetischen Kräften zwischen Filtermittel und Partikeln auf das Filtrationsverhalten zu untersuchen. Aufgrund der sehr geringen Konzentration der Partikeln

werden für Dichte und die Viskosität der verwendeten Suspensionen die Werte von reinem Wasser angenommen.

### 3.2.3 Filtermittel

Es wurden drei Arten von Filtervliesen untersucht: Vliese aus Polyester, Glasfasern und Polypropylen. Vlies 1, 2 und 3 bestehen aus Polyester und sind nach dem Meltblown-Verfahren hergestellt. Dabei werden Vlies 2 und Vlies 3 nach der Meltblown-Herstellung thermisch verfestigt. Vlies 4 und 5 sind Glasfaservliese. Diese beiden bilden zusammen ein geschichtetes Filtervlies mit einer vom Hersteller angegebenen nominellen Filterfeinheit von 20 µm. Vlies 5 fungiert als Vorfilter, Vlies 4 als Hauptfilter. Vlies 6 ist ein Nadelvlies, das aus Polypropylen gefertigt ist. Alle Vliese lagen in Form von Rollen mit Bahnbreiten zwischen 0,5 und 1,5 m vor. In Vorversuchen zeigte sich teilweise ein starker Unterschied im Filtrationsverhalten zwischen Proben die am Rand einer Bahn und Proben die in der Mitte entnommen wurden. Insbesondere bei Meltblown-Vliesen kann die Vliesdichte am Rand geringer sein. Aus diesem Grund wurden keine Proben aus den äußeren Bereichen (ca. 20 cm auf jeder Seite) in den Hauptuntersuchungen verwendet. Am Leibniz-Institut für Polymerforschung Dresden e.V. wurden Zeta-Potentialmessungen verschiedener Vliese im Rahmen des Projektes „Filtermedien zur Ölreinigung“ durchgeführt [74]. Die Daten wurden freundlicherweise zur Verfügung gestellt und sind in Abbildung 3.7 dargestellt.

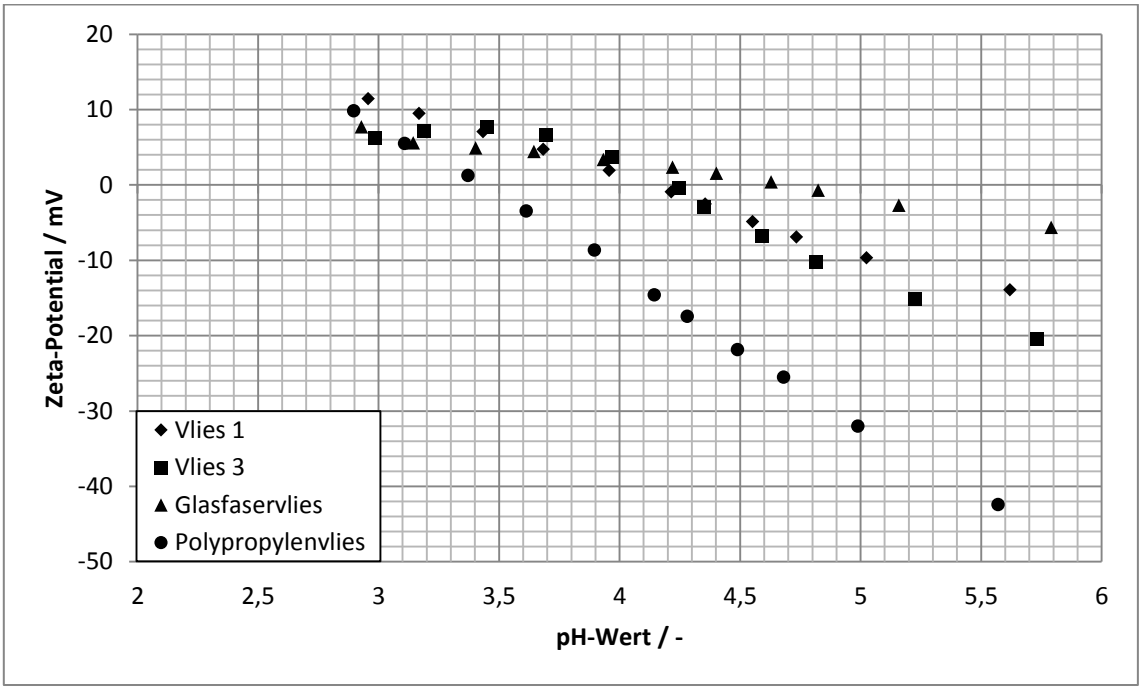


**Abbildung 3.7: Zeta-Potentialmessungen verschiedener Vliese**

Es wurden Zeta-Potentialkurven der Vliese 1 und 3 sowie eines Glasfaservlieses und eines Polypropylenvlieses zur Verfügung gestellt. Da Vlies 2 und 3 chemisch identisch sind und sehr ähnliche Struktureigenschaften aufweisen, ist davon auszugehen, dass der Verlauf des Zeta-Potentials sehr ähnlich ist. Das Glasfaservlies steht stellvertretend für Vlies 4 und 5. Das untersuchte Polypropylenvlies ist vom selben Hersteller wie Vlies 6 produziert, besteht aus dem gleichen Material und weist sehr ähnliche Struktureigenschaften wie Vlies 6 aus. Die Potentialverläufe aller Vliese weisen im stark sauren Bereich einen positiven Wert, im schwach sauren Bereich einen negativen Wert auf. Der isoelektrische Punkt der Polyestervliese liegt bei ca. pH = 4,2. Beim Glasfaservlies liegt dieser bei etwa 4,6, bei dem Polyprolylenvlies bei 3,5.

Die wesentlichen Eigenschaften der Vliese sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

**Tabelle 3.1: Eigenschaften der untersuchten Vliese**

| | Vlies 1 | Vlies 2 | Vlies 3 | Vlies 4 | Vlies 5 | Vlies 6 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Material | Polyester | Polyester | Polyester | Borosilikatglas | Borosilikatglas | Polypropylen |
| Dicke / mm | 0,35 | 0,5 | 0,64 | 0,31 | 0,36 | 1,8 |
| Porosität / - | 0,89 | 0,82 | 0,87 | 0,92 | 0,92 | 0,60 |
| mittlerer Faserdurchmesser / µm | 3,86 | 9,99 | 10,51 | 2,52 | 3,06 | 18,8 |
| $\sigma_{Faserdurchmesser}$ / µm | 1,87 | 5,50 | 5,93 | 2,40 | 2,63 | - |
| mittlere Porengröße / µm | 12,4 | 28,0 | 30,7 | 24,7 | 25,4 | 9,9 |
| Druckverlust bei 1 mPa·s und 0,0119 m/s / mbar | 7,00 | 2,85 | 1,83 | 3,97 | 4,31 | 45,68 |

Für alle Vliese wurde die in Kapitel 2.2.1.1 beschriebene „mean flow pore size“ bestimmt. Diese Größe wird im Folgenden als mittlere Porengröße bezeichnet. Die Daten wurden mit einem Porometer (PSM 165 / Fa. Topas GmbH) unter Verwendung der Prüfflüssigkeit Topor ermittelt. Für die Vliese 1, 2 und 3 stimmen die mittleren Porengrößen sehr gut mit den vom Sächsisches Textilforschungsinstitut e. V. ermittelten und zur Verfügung gestellten Daten überein. Für die anderen Vliese lagen keine Vergleichsdaten vor. Die Reindichte der Vliese wurde pyknometrisch ermittelt. Unter Verwendung der von den Herstellern zur Verfügung gestellten Dicken wurden damit die Porositäten der Vliese bestimmt. Es wurde der Druckverlust ermittelt, den die Vliese bei der Durchströmung von Wasser bei 20 °C und einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s aufwiesen. Bei 20°C weist Wasser eine dynamische Viskosität von 1 mPa·s auf. Aus diesen Werten lassen sich die zugehörigen Permeabilitäten

ableiten. Für Vlies 1-3 lagen Herstellerangaben zur Gaspermeabilität bei 200 Pa vor. Diese Werte sind, umgerechnet auf die Strömungsbedingungen der Versuche, mit den gemessenen Werten vergleichbar. In Abbildung 3.8 sind REM-Aufnahmen der Vliese 1, 2 und 3 bei 700-facher Vergrößerung dargestellt.

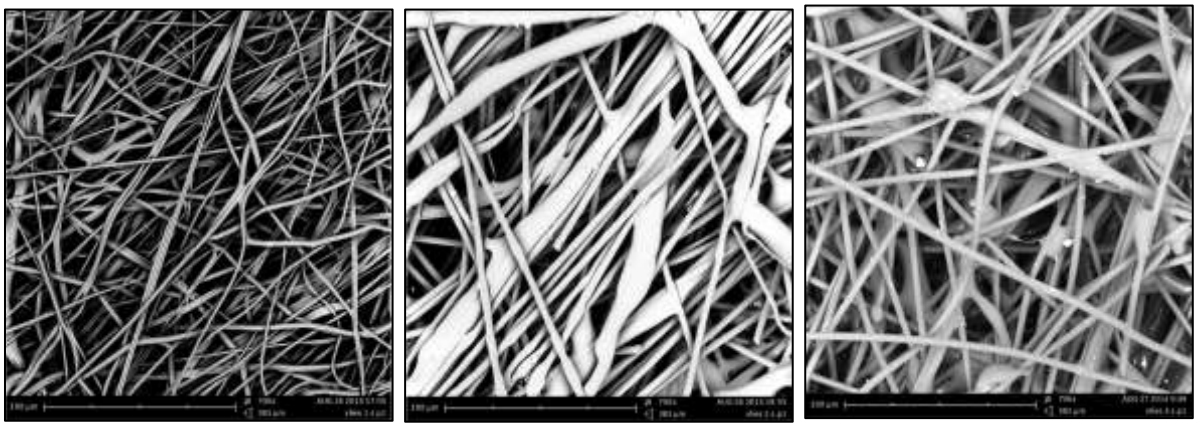

**Abbildung 3.8: REM-Aufnahmen von Vlies 1, 2 und 3 (von links nach rechts), 700x**

Die Faserform ist zylindrisch. Vlies 1 weist dünnere Fasern auf, als die Vliese 2 und 3. In Abbildung 3.9 sind REM-Aufnahmen der Vliese 4, 5 und 6 dargestellt.

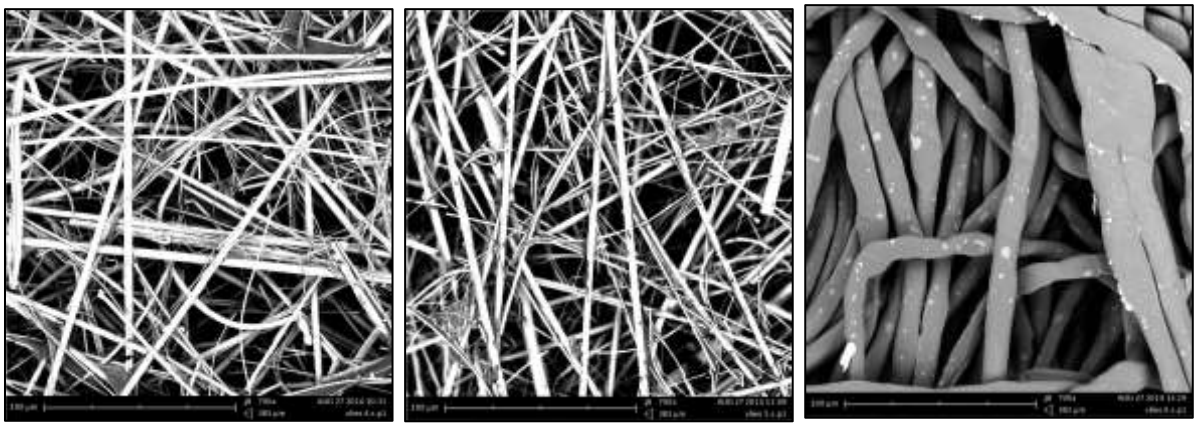

**Abbildung 3.9: REM-Aufnahmen von Vlies 4, 5 und 6 (von links nach rechts), 700x**

Auch bei Vlies 4-6 ist die Faserform zylindrisch. Bei Vlies 4 und 5 ist der Acrylatbinder zwischen einzelnen Faserbündeln zu erkennen. Die Partikeln auf Vlies 6 sind Fremdpartikeln, die bereits auf dem gelieferten Material vorhanden waren. Vlies 6 wies im Gegensatz zu den anderen Vliesen eine stark ungleiche Verteilung der Fasern im Vlies auf. An vielen Stellen waren die Fasern großflächig verschmolzen. Aus den REM-Aufnahmen wurden für die Vliese

1-5 Fasergrößenverteilungen ermittelt. Bei Vlies 6 wurde aufgrund der genannten Unregelmäßigkeit der Struktur davon abgesehen. Der mittlere Faserdurchmesser wird vom Hersteller mit 18,8 µm angegeben.

## 3.3 Versuchsdurchführung

### 3.3.1 Filtrationsversuche

Im Folgenden wird die Versuchsdurchführung unter Standardversuchsbedingungen erläutert. Auf die Versuchsbedingungen davon abweichender Versuchsreihen wird im Anschluss eingegangen. Jeder Versuch wurde mindestens dreimal durchgeführt.

Bei allen Versuchsdurchführungen wird zunächst der Vorlagebehälter mit 300 L Leitungswasser befüllt. Anschließend wird das Wasser durch eine Filterkerze (Sartopure / Fa. Sartorius AG) mit einer nominalen Filterfeinheit von 0,2 µm bei einem Volumenstrom von 800 L/h mindestens eine Stunde filtriert. Dadurch wird sichergestellt, dass die Menge an unerwünschten Partikeln im Wasser deutlich reduziert ist. Nach der Filtration weist das Wasser in der Regel eine Anzahl von ca. 200 Partikeln $\geq$ 1 µm pro mL auf. Beim verwendeten Leitungswasser liegt dieser Wert vor der Filtration im Bereich 2000 - 9000. Die nach der Filtration vorhandene Partikelkonzentration kann durch Restverschmutzung innerhalt der Versuchsanlage erklärt werden. Während der Vorfiltration wird das Wasser im Vorlagebehälter auf 20$\pm$2 °C temperiert. In Abbildung 3.10 ist der Versuchsaufbau für Filtrationsversuche mit einlagigen und zweilagigen Filtermedien dargestellt.

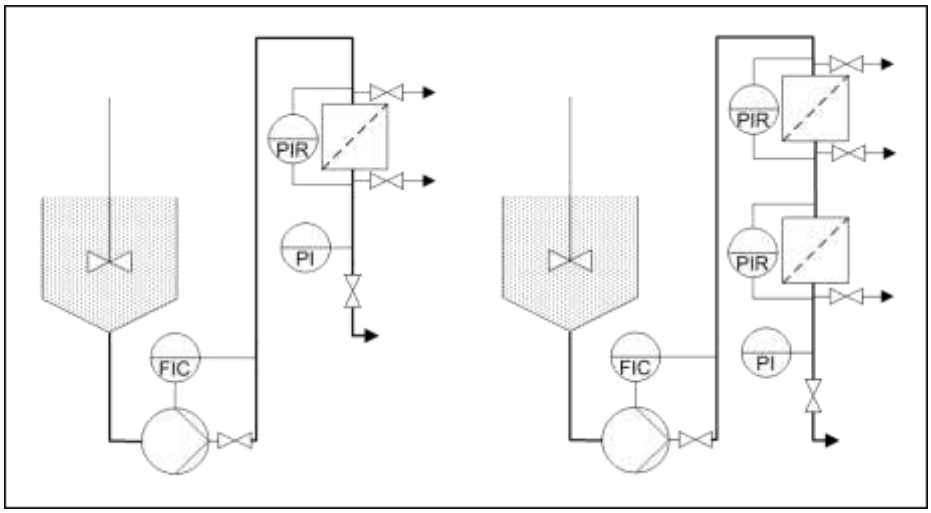


**Abbildung 3.10: Versuchsaufbau für Filtrationsexperimente mit einem (links) und zwei hintereinandergeschalteten (rechts) Filtermitteln**

Nach der Filtration des Wassers im Vorlagebehälter wird die Suspension hergestellt. Die Konzentrationen betragen 0,4 g/300 L bzw. 1,33 mg/L bei Vlies 1 und 6 sowie 3 g/300 L bzw. 10 mg/L bei Vlies 2, 3, 4 und 5. Dazu wird zunächst die jeweilige Menge an Teststaub mittels einer Feinwaage abgewogen. Die Masse wird zu ca. 300 mL destilliertem Wasser gegeben und mittels Scherspaltdispersor bei 6500 $min^{-1}$ für 2 Minuten dispergiert. Anschließend wird die so hergestellte Suspension zum filtrierten Wasser im Vorlagebehälter gegeben und bei eingeschaltetem Rührwerk eine Minute vermischt. Die Filtration findet bei einem Volumenstrom von 260 L/h statt. Bei einem Durchströmungsquerschnitt von 8,8 cm entspricht dies einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s bzw. 1,19 cm/s.

Der Innendurchmesser der Verbindungsschläuche beträgt 14 mm, sodass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Schlauch 0,469 m/s beträgt. Diese ist ca. 75-mal so groß wie die Stokes-Sinkgeschwindigkeit der größten IFTD Partikeln von 80 µm (0,0063 m/s). Sedimentationseffekte in vertikal verlaufenden Schläuchen können somit vernachlässigt werden. Die Rohr-Reynolds-Zahl im Schlauchsystem beträgt 6568 und liegt damit im turbulenten Bereich, der ab ca. 2300 beginnt. Damit wird eine mögliche Entmischung der Suspension im Schlauchsystem in Folge einer zähen Strömung verhindert. Die Poren-Reynolds-Zahl liegt für die unterschiedlichen Vliese im Bereich 0,165 - 0,419. Nach Herwig ist bei Poren-Reynolds-Zahl kleiner eins von einer zähen Strömung auszugehen [75]. Somit liegt bei allen Filtervliesen eine zähe Durchströmung vor.

Die Partikelkonzentrationen werden online vermessen. Bei Verwendung von einem Filterelement besteht ein Messzyklus aus der Vermessung einer Probe vor dem Filterelement und zwei Proben nach dem Filterelement. Bei zwei Filterhaltern besteht ein Messzyklus aus der Vermessung einer Probe vor dem ersten Element, einer Probe nach dem ersten und vor dem zweiten Element und einer Probe nach dem zweiten Element. Der jeweilige Messzyklus wird so lange wiederholt, bis der Versuch beendet ist. Durch die Wahl dieser Messzyklen können die Daten des zuerst durchströmten Vlieses bei Versuchen mit zwei Filterelementen auch für die Auswertung von Versuchen bei Verwendung von einem Filterelement verwendet werden. Die jeweils 1., 2., 4., 5., 7., 8., usw. Messung sind bei identischem Vlies und identischer Konzentration vergleichbar.

Die Filtration wird abgebrochen, wenn eine gegenüber dem Anfangsdruckverlust zusätzliche Druckdifferenz von 40 mbar erreicht ist. Der Anfangsdruckverlust setzt sich aus dem Druckverlust der Rohrleitung der Messstrecke, dem vom Filtergehäuse verursachtem Druckverlust und dem Druckverlust des Filtermittels zusammen. Das Abbruchkriterium von

zusätzlichen 40 mbar wurde zusammen mit dem projektbegleitenden Ausschuss des Projektes „Methode zur Auslegung von optimierten Tiefenfiltern“ (IGF 16983 N/1) [76] festgelegt und von Industrievertretern des projektbegleitenden Ausschusses „Filtermedien zur Ölreinigung“ als praxisnaher Wert bestätigt. In den Versuchen zeigte sich, dass bei Überschreiten der 40 mbar der Druck in der Regel rapide ansteigt und eine Kuchenbildung auf den Vliesen einsetzt. Standardöle weisen gegenüber Wasser dreißig- bis vierzigmal höhere Viskositäten auf. Berücksichtigt man den Viskositätsunterschied entspricht dies einem Druckanstieg um 1,2 - 1,6 bar. Bei solchen Druckanstiegen werden Ölfilter in der Regel ausgetauscht. Einige der in dieser Arbeit untersuchten Vliese sind von den jeweiligen Herstellern ausdrücklich als Filtermittel zur Ölfiltration vorgesehen.

Zusätzlich zu Filtrationsversuchen unter den oben beschriebenen Versuchsbedingungen wurden ergänzende Versuche mit abweichenden Versuchsbedingungen durchgeführt.

Es wurden für die Vliese 1 und 6 Filtrationsversuche bei einem pH-Wert von 4 durchgeführt. Dazu wurde der pH-Wert im Vorlagebehälter mittels Salzsäure eingestellt und während des Versuchs überwacht. Dadurch sollte die Auswirkung veränderter elektrostatischer und elektrokinetischer Kräfte zwischen Filtermittel und Partikeln auf das Filtrationsverhalten untersucht werden.

Für einige Vliese wurde das Abbruchkriterium auf 500 mbar angehoben, um den Effekt einer zusätzlichen Beladung zu untersuchen. Allerdings wurde bei diesen Versuchen eine Filterkuchenbildung beobachtet, so dass von einer Auswertung in dieser Arbeit abgesehen wird, da es sich nicht mehr um Tiefenfiltration handelt.

Das Filtrationsverhalten der Vliese 1, 2, 3 und 6 wurde zudem bei einem erhöhten Volumenstrom von 420 L/h untersucht. Das Abbruchkriterium wurde entsprechend der Erhöhung der Versuchsgeschwindigkeit auf 65 mbar angehoben.

### 3.3.2 Ablöseversuche

Die Untersuchung des Ablöseverhaltens bzw. Ausspülverhaltens beladener Filtermittel erfolgt in zwei Schritten. Zunächst muss das Filtermedium mit Partikeln beladen werden, um anschließend von einem möglichst partikelfreien Fluid durchströmt zu werden. Aufgrund der schlechten Haltbarkeit von Vlies 4 und 5 sowie der ungleichmäßigen Faserverteilung von Vlies 6 wurden diese Untersuchungen nur für die Vliese 1, 2 und 3 vorgenommen. Die Untersuchungen zum Ablöseverhalten wurden auf zwei Arten durchgeführt. Die zugehörigen Versuchsaufbauten sind in Abbildung 3.11 dargestellt.

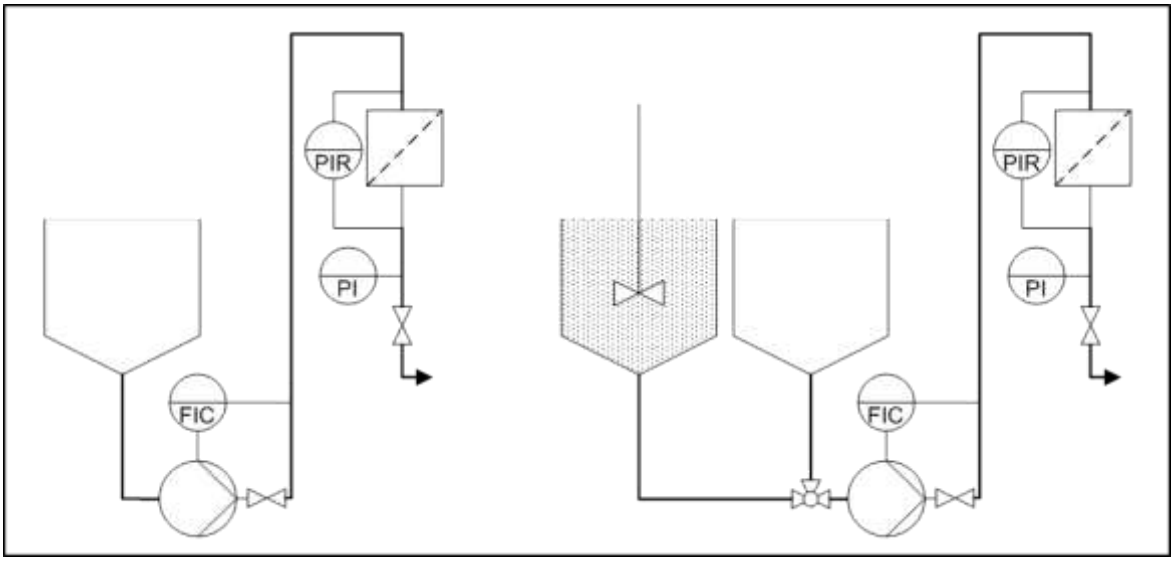


**Abbildung 3.11: Versuchsaufbau zur Untersuchung des Ablöseverhaltens beladener Filtermedien; links mit Zwischentrocknung, rechts ohne Zwischentrocknung**

Bei Versuchen mit Zwischentrocknung wird das Vlies im ersten Schritt durch eine Filtration mit Partikeln beladen. Anschließend wird es aus dem Filterhalter entnommen, getrocknet, gewogen und wieder in den Filterhalter eingebaut. Dann erfolgt die Durchströmung mit partikelarmen Fluid. Bei dieser Versuchsanordnung wird das Partikelabgabeverhalten eines Filtermediums untersucht, welches einige Zeit nicht in Betrieb war. Durch den Anfahrvorgang der Pumpe ist das Filtermedium einem zusätzlichen Druckstoß ausgesetzt.

In der zweiten Versuchsvariante wird auf eine Zwischentrocknung verzichtet. Ein durchmischter Behälter mit 80 L Suspension und ein Behälter mit 300 L partikelarmen Fluid sind durch einen Dreiwegehahn mit dem Einlass der Pumpe verbunden. Zunächst ist die Pumpe mit dem Suspensionsbehälter verbunden. Nach dem Erreichen eines bestimmten Druckanstiegs über dem Filtermedium wird die Pumpe mit dem zweiten Behälter verbunden.

Bei dieser Anordnung kommt es zu keinem Druckstoß zwischen Filtration und Durchströmung.

In beiden Varianten erfolgt die Vermessung der Proben offline. Die Proben werden am Auslass entnommen. Eine online Messung ist aufgrund der Messdauer einer Probe nicht sinnvoll. Bei minimaler Spül- und Messmenge beträgt die Messdauer für eine Probe ca. eine Minute. Da insbesondere die Partikelablösung zu Prozessbeginn von Interesse ist, ist es sinnvoller mehrerer Proben innerhalb der ersten Minute zu nehmen und diese anschließend offline zu vermessen. Um eine Sedimentation und Agglomeration der Partikeln in den Proben zu verhindern, werden diese in ein Ultraschallbad gestellt.

Bei den Versuchen mit Zwischentrocknung erfolgt die Filtration unter den Standardbedingungen und wurde bei 40 mbar zusätzlichem Druckverlust beendet. Die Partikelkonzentration im Vorlagebehälter betrug beim Beladen des Filtermittel 1,33 mg/L bei Vlies 1 und 10 mg/L bei Vlies 2 und 3. Der Volumenstrom bei Filtration und nachfolgender Durchströmung betrug jeweils 260 L/h. Die Durchströmungszeit lag bei 25 min.

Bei den Versuchen ohne Zwischentrocknung betrug die Partikelkonzentration im Vorlagebehälter beim Beladen des Filtermittel 3,34 mg/L bei Vlies 1 und 25 mg/L bei Vlies 2 und 3. Die Filtration wurde beendet, wenn ein zusätzlicher Druckanstieg von 30 mbar erreicht wurde. In Vorversuchen zeigte sich, dass der Druck nach Umlegen des Ventils zunächst für eine kurze Zeitspanne weiter ansteigt. Dies geschieht aufgrund der in der Schlauchleitung vorhandenen Suspension und möglichen Umlagerungen von Partikeln im Filtermedium. Durch dieses Vorgehen sollte der Zielanstieg von 40 mbar erreicht werden. Die anschließende Durchströmung erfolgte in einer Versuchsreihe bei 260 L/h für 25 min, in einer anderen bei 520 L/h für 12,5 min.

Bei den Versuchen mit einer Durchströmung mit partikelarmen Wasser bei 260 L/h erfolgte die Probenahme nach 20 s, 1 min, 2 min, 5 min, 10 min, 15 min, 20 min sowie 25 min.

Bei den Versuchen mit einer Durchströmung von 520 L/h erfolgte die Probenahme entsprechend nach 10 s, 30 s, 1 min, 2,5 min, 5 min, 7,5 min, 10 min und 12,5 min.

## 3.4 Versuchsplan

In Tabelle 3.2 ist das Versuchsprogramm der Filtrationsversuche zusammengefasst. Dabei ist Vlies mit V abgekürzt.

**Tabelle 3.2: Übersicht über durchgeführte und ausgewertete Filtrationsversuche**

| | v / m/s | pH-Wert | V1 | V2 | V3 | V4 | V5 | V6 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Versuche mit einem Vlies | 0,0119 | 7 | 3 | 3 | 3 | - | 3 | 3 |
| | 0,0119 | 4 | 3 | - | - | - | - | 3 |
| Versuche mit zwei Vliesen | 0,0119 | 7 | 3 | 3 | 3 | 2 | 3 | 3 |
| | 0,0192 | 7 | 3 | 3 | 3 | - | - | 3 |
| | 0,0119 | 7 | V2-V1, V3-V1, V5-V4, V3-V6 je 3 mal | | | | | |

Bei Vlies 4 wurde wiederholt eine Rissbildung bei der Filtration beobachtet. Versuche mit beobachteter Rissbildung wurden nicht ausgewertet. Es konnten lediglich 2 Versuche mit zwei Vliesen bei Verwendung von Vlies 4 ausgewertet werden. Es wurden insgesamt 5 Arten von Filtrationsversuchen durchgeführt: Versuche mit einem Vlies, Versuche mit einem Vlies und einem pH-Wert von 4, Versuche mit zwei identischen Vliesen, Versuche mit zwei unterschiedlichen Vliesen sowie Versuche mit zwei identischen Vliesen und einer erhöhten Anströmgeschwindigkeit. In Tabelle 3.3 ist das Versuchsprogramm der Ablöseversuche zusammengefasst.

**Tabelle 3.3: Übersicht über durchgeführte und ausgewertete Ablöseversuche**

| | v / m/s | V1 | V2 | V3 |
|---|---|---|---|---|
| Versuche mit Zwischentrocknung | 0,0119 | 3 | 3 | 3 |
| Versuche ohne Zwischentrocknung | 0,0119 | 3 | 3 | 3 |
| | 0,0238 | 3 | 3 | 3 |

Es wurden drei Arten von Ablöseversuchen durchgeführt: Versuche mit Zwischentrocknung, Versuche ohne Zwischentrocknung und Versuche ohne Zwischentrocknung mit erhöhter Anströmgeschwindigkeit.

# 3.5 Versuchsergebnisse

## 3.5.1 Filtrationsversuche

### 3.5.1.1 Ergebnisse unter Standardversuchsbedingungen

Die folgenden Versuchsergebnisse wurden bei einer Temperatur von 20°C und einem Volumenstrom von 260 L/h bzw. einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s erzielt. Die Versuche wurden beendet, wenn der Anstieg der Druckdifferenz 40 mbar betrug. In allen Versuchen konnte keine Filterkuchenbildung beobachtet werden. Die Partikeln wurden im Filtermittel abgeschieden.

#### 3.5.1.1.1 Einlagige Filtermittel

In Abbildung 3.12 sind der anzahlbezogene und volumenbezogene Gesamtabscheidegrad eines Versuchs mit Vlies 1 im Filtrationsverlauf bei einer Konzentration von 1,33 mg/L IFTD dargestellt. Die Versuchszeit betrug 31:21 min.

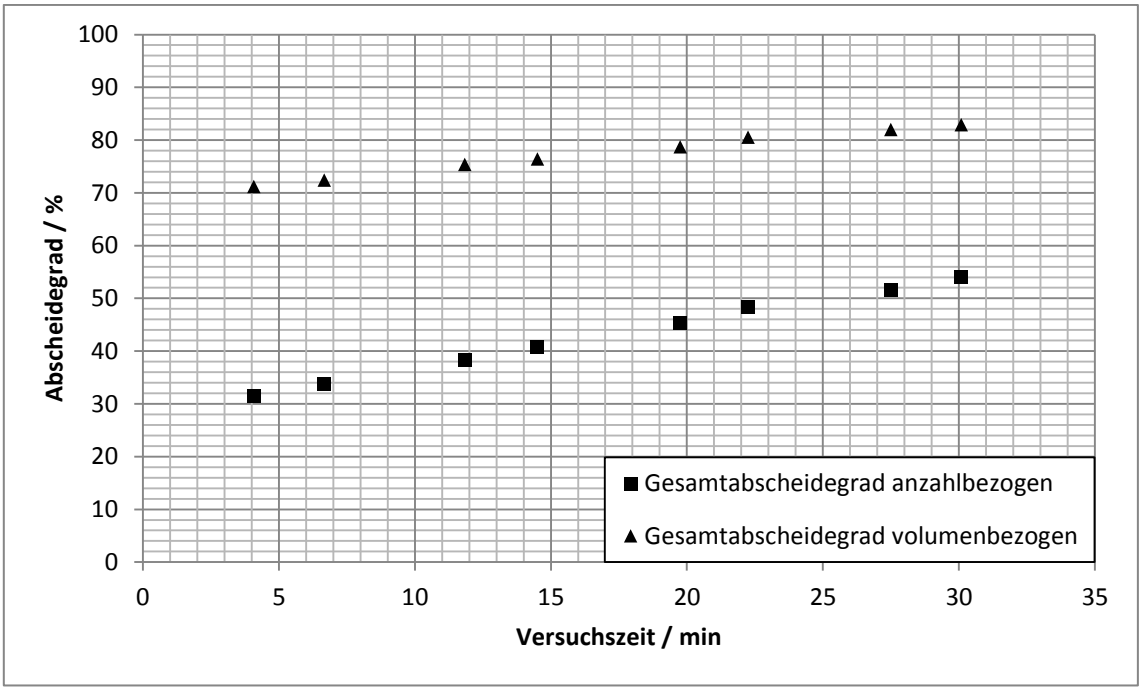


**Abbildung 3.12: Volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad bei Vlies 1 über der Versuchszeit**

Es ist zu erkennen, dass der Gesamtabscheidegrad im Filtrationsverlauf ansteigt. Durch die Abscheidung von Partikeln wird das Porensystem des Filtermittels feiner und kleinere Partikeln werden zunehmend besser abgeschieden. Zu Beginn der Filtration werden ca. 30 % aller Partikeln im betrachteten Größenbereich abgeschieden, gegen Ende ca. 55 %. Unter der

Annahme, dass die Partikeln eine Kugelform aufweisen, kann der anzahlbezogene Gesamtabscheidegrad in einen volumenbezogenen Gesamtabscheidegrad umgerechnet werden. Bei volumenbezogener Betrachtung liegt die Gesamtabscheidung zu Beginn der Filtration bei ca. 70 % und steigt mit zunehmender Filtrationsdauer bis auf ca. 83 %. Der volumenbezogene Abscheidegrad wird vor allem durch das Abscheideverhalten größerer Partikeln bestimmt, die weniger häufig in der Suspension vorkommen. Der anzahlbezogene Gesamtabscheidegrad ist damit statistisch aussagekräftiger. In Abbildung 3.13 sind die zugehörigen Fraktionsabscheidegrade im Versuchszeitverlauf dargestellt.

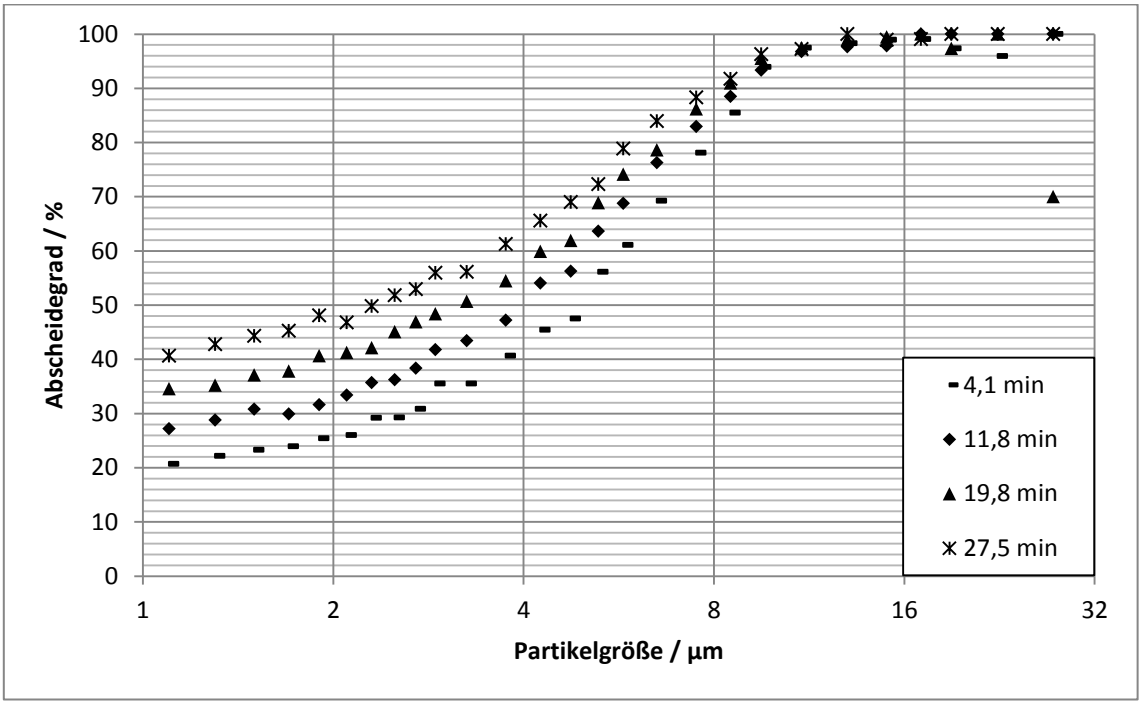


**Abbildung 3.13: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei Vlies 1**

Es ist zu erkennen, dass kleinere Partikeln schlechter abgeschieden werden als größere. Ab einer Größe von ca. 15 µm kann von einer nahezu vollständigen Abscheidung ausgegangen werden. Die Fraktionsabscheidegrade steigen im Filtrationsverlauf an. Das Absinken des Abscheidegrades für 27,5 µm bei der Versuchszeit von 19,8 min ist als Ausreißer zu werten. Partikeln größer als 16 µm liegen in der Suspension in geringen Anzahlen vor, so dass die statistische Auswertung für in diesem Größenbereich von Messschwankungen leicht beeinflusst werden kann. Allerdings kann hier von einer vollständigen Abscheidung ausgegangen werden. Analog dazu ist auch der geringe Rückgang des Abscheidegrades für Partikeln im Größenbereich von 17 – 22,5 µm bei einer Filtrationszeit von 4,1 Minuten zu erklären. Die Anzahl der Partikeln, denen der Durchmesser von 17 µm zugeordnet wird, wird

innerhalb des Intervalls 16 bis 18 µm ermittelt. Bei der verwendeten Konzentration von 1,33 mg/L wurden in dieser Größenklasse in der Suspension ca. 50 Partikel im Messvolumen von 10 mL detektiert. Geringe Abweichungen bei der Partikelerfassung können hier eine signifikante Auswirkung auf den ermittelten Abscheidegrad haben. In Abbildung 3.14 ist der Differenzdruckverlauf des Versuchs dargestellt.

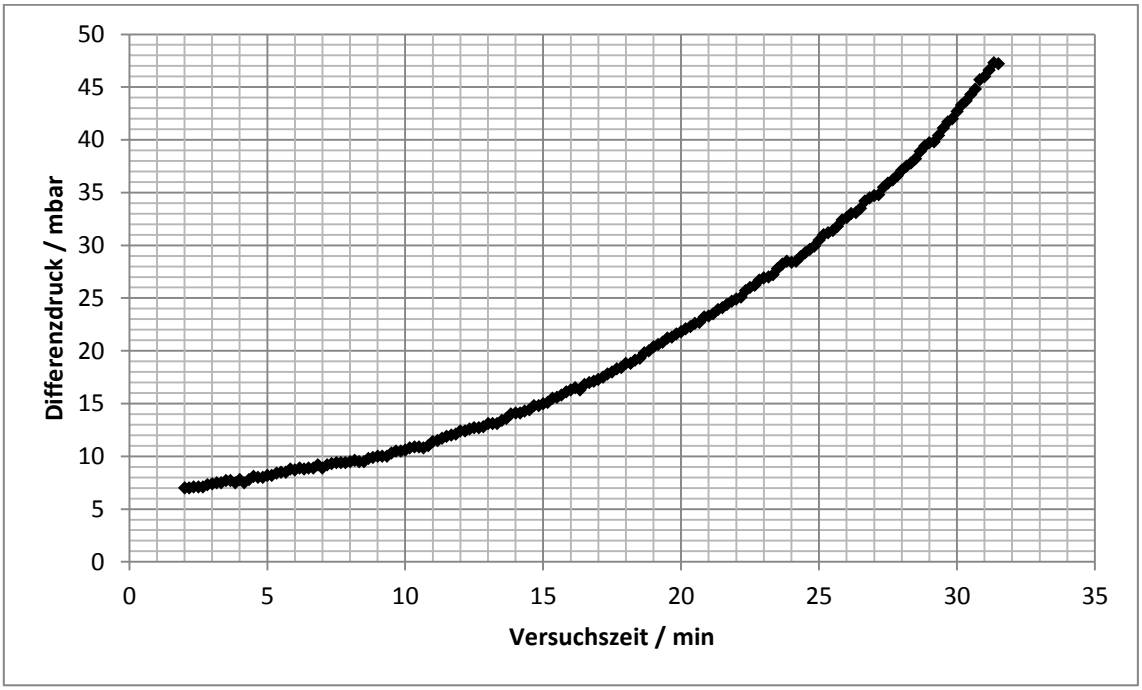


**Abbildung 3.14: Differenzdruck über der Versuchszeit bei Vlies 1**

Zu Beginn der Filtration wurden die Drucksensoren entlüftet, so dass hier keine verwertbaren Daten vorliegen. Die gemessene Druckdifferenz setzt sich aus dem Druckverlust des Filtervlieses, dem Druckverlust des Filtergehäuses und dem Druckverlust der Rohrleitung innerhalb der Messstrecke zusammen. Es wird allerdings nur der Druckverlust über dem Filtermedium dargestellt. Da bei späteren Versuchen die Messstrecke teilweise geringfügig verändert wurde, erfolgt dies aus Gründen der Übersichtlichkeit und Vergleichbarkeit.

In Abbildung 3.15 ist eine REM-Aufnahme von Vlies 1 nach Filtrationsende bei 700-facher Vergrößerung dargestellt.

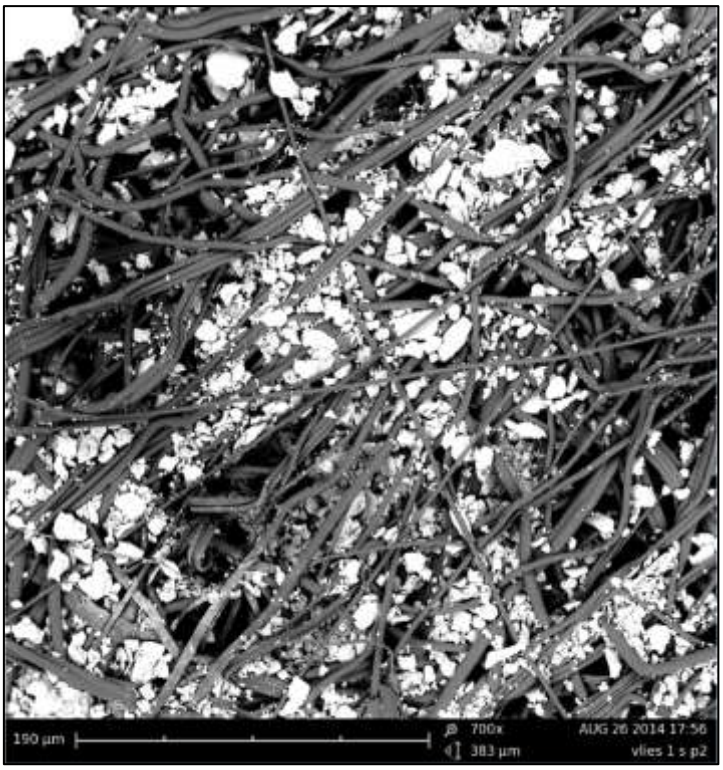


**Abbildung 3.15: REM-Aufnahme von Vlies 1 nach Filtration, 700x**

Es ist zu erkennen, dass ein großer Teil von Poren auf der Anströmseite mit Partikeln besetzt ist. Große Partikeln werden bevorzugt in Poren abgeschieden. Die Poren werden dabei durch Fasern und bereits abgeschiedene Partikeln gebildet. Feine Partikeln von wenigen µm lagern sich auch auf den Fasern ab.

In Abbildung 3.16 und Abbildung 3.17 sind die anzahl- und volumenbezogenen Gesamtabscheidegrade von zwei weiteren Versuchen unter denselben Versuchsbedingungen im Zeitverlauf dargestellt.

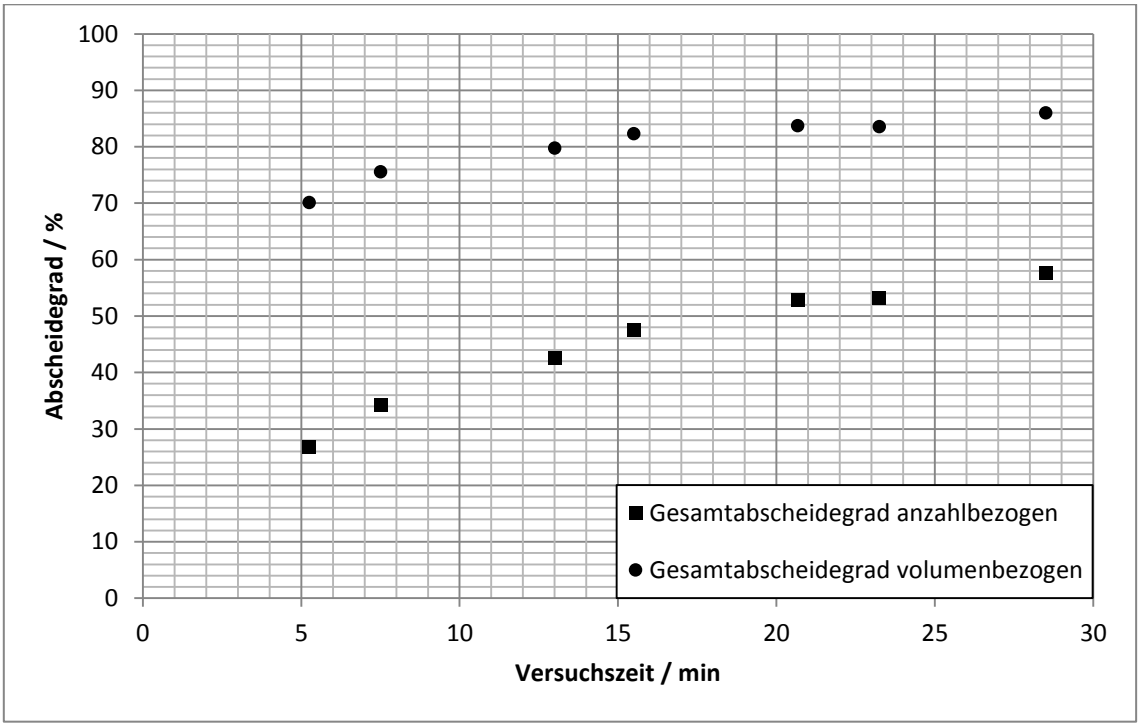


**Abbildung 3.16: Volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad bei Vlies 1 über der Versuchszeit; Versuch 2**

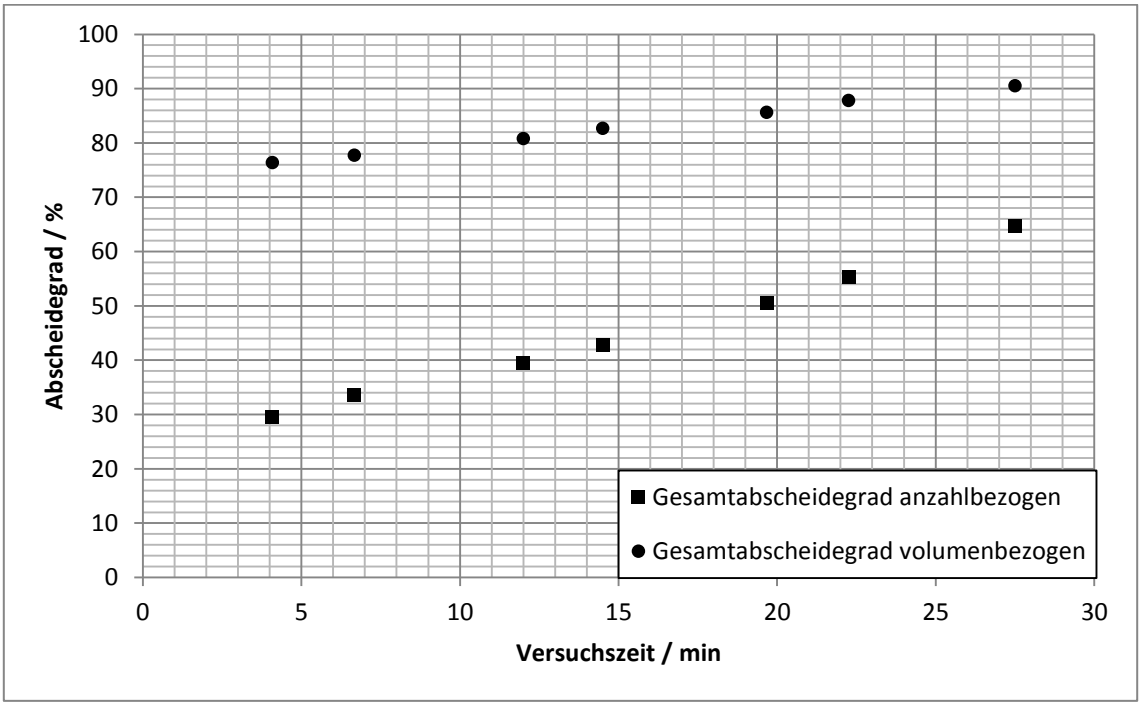


**Abbildung 3.17: Volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad bei Vlies 1 über der Versuchszeit; Versuch 3**

Die Versuchszeit betrug 29:40 min bei Versuch 2 und 29:00 min bei Versuch 3. Die anzahlbezogenen Gesamtabscheidegrade beginnen bei 27-30 % und betragen bei den letzten Messungen 58-65 %. Die volumenbezogenen Gesamtabscheidegrade liegen zu Beginn der Filtration bei 70-76 % und betragen gegen Filtrationsende 86-90 %. Insgesamt liegen die Gesamtabscheidegrade aller drei Versuche relativ nah beieinander. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist sehr gut. In Abbildung 3.18 und Abbildung 3.19 sind die Fraktionsabscheidegrade der beiden Versuche im Versuchszeitverlauf dargestellt.

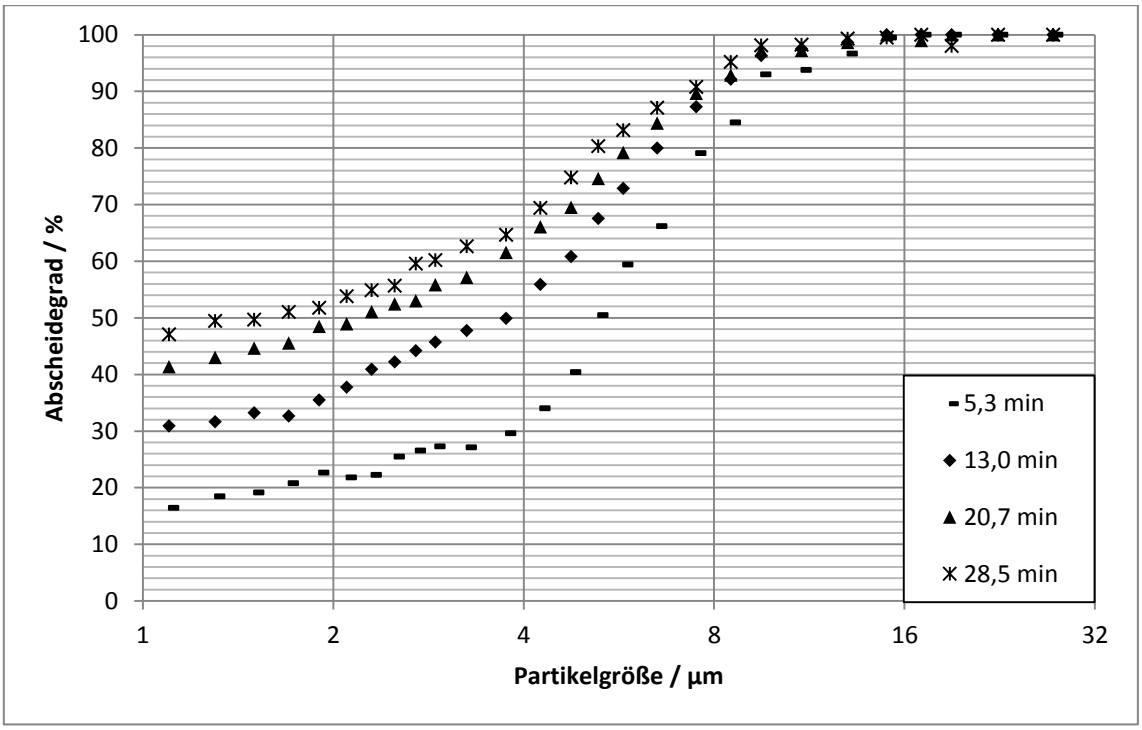


**Abbildung 3.18: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei Vlies 1, Versuch 2**

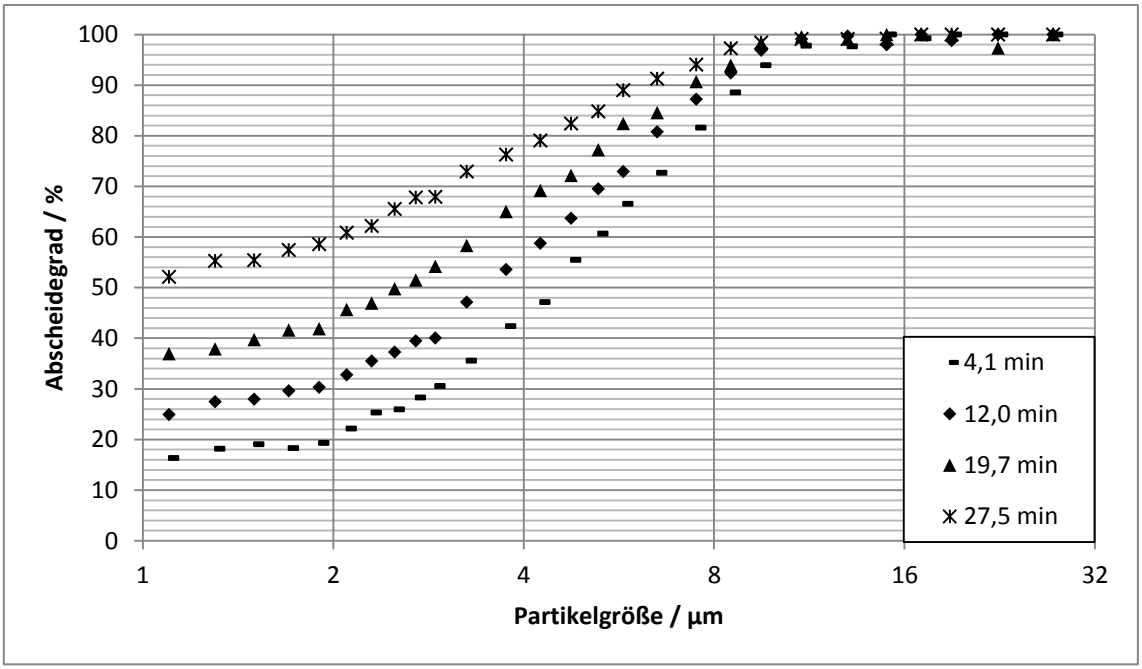


**Abbildung 3.19: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei Vlies 1, Versuch 3**

Alle drei Versuche weisen einen ähnlichen Verlauf auf. Der Fraktionsabscheidegrad, der zu Beginn bei Versuch 2 ermittelt wurde, ist etwas geringer als die anderen anfänglichen Fraktionsabscheidegrade.

Die Druckverläufe vom zweiten und dritten Versuch sind in Abbildung 3.20 abgebildet. Die Kurve von Versuch 2 ist links, die von Versuch 3 rechts dargestellt.

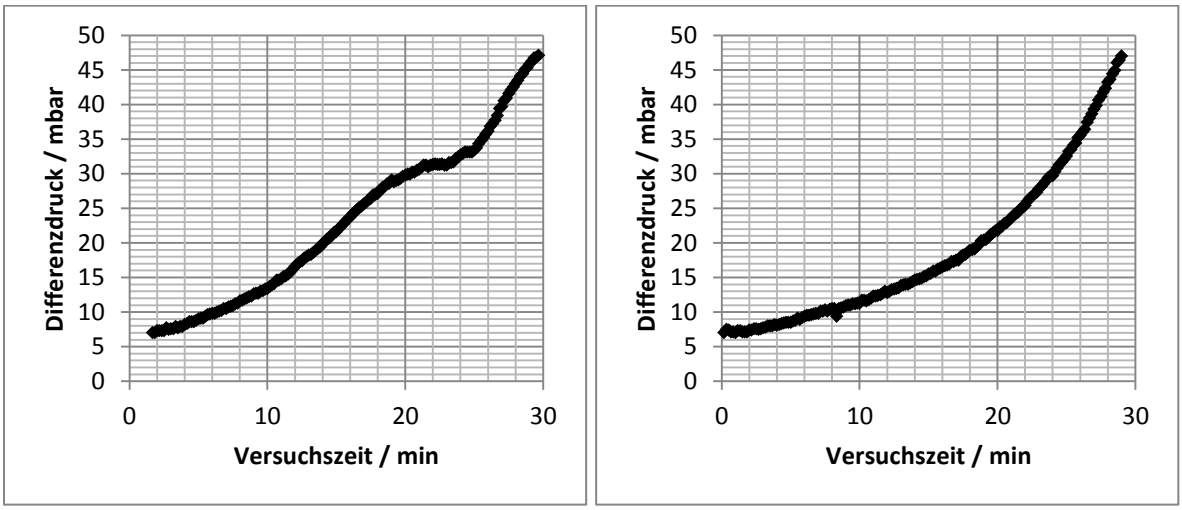


**Abbildung 3.20: Differenzdruck über der Versuchszeit bei Vlies 1; Versuch 2 (links) und 3 (rechts)**

Auch hier weisen alle drei Versuche einen ähnlichen Verlauf auf. Der Verlauf bei Versuch 2 weist eine geringe S-Form auf. Diese S-Form ist auch in den zugehörigen Gesamtabscheidegraden in Abbildung 3.16 zu erkennen. Sie ist möglicherweise durch eine Umlagerung der Partikeln im Versuchszeitraum zwischen 20 und 25 Minuten im Filtervlies zu erklären.

Insgesamt sind die Druckverlaufskurven und die Abscheidegrade in allen Versuchen sehr ähnlich. Die Unterschiede sind vor allem auf Materialschwankungen der Filtervliese zurückzuführen. Diese Einschätzung wurde auf Anfrage auch vom Vlieshersteller geäußert.

Um die Reproduzierbarkeit der Versuchsergebnisse zu beurteilen, ist insbesondere der Verlauf des zuerst bestimmten Fraktionsabscheidegrades relevant. Dieser wird in der Regel nach ca. vier Minuten bestimmt. Zu diesem Zeitpunkt kann davon ausgegangen werden, dass die abgeschiedenen Partikeln noch keinen relevanten Einfluss auf die Abscheidung haben. Der Verlauf ist demnach der eines unbeladenen Vlieses. Diese Kurve dient zudem als Ausgangspunkt für die spätere Modellierung.

In Abbildung 3.21 ist die Streuung des anfänglichen Fraktionsabscheidegrades für Vlies 1 dargestellt. Die Daten wurden aus sechs Versuchen gewonnen. Wie in Kapitel 3.3.1 beschrieben, können für die Auswertung neben den drei Versuchen, die mit einem Filterelement durchgeführt wurden, auch die drei Versuche, bei denen zwei Filterhalter verwendet wurden, herangezogen werden. Es sind der minimal und maximal gemessene Abscheidegrad und der mittlere Abscheidegrad abgebildet. Zudem wurden die Kurven des mittleren Abscheidegrades zuzüglich und abzüglich der Standardabweichung σ dargestellt.

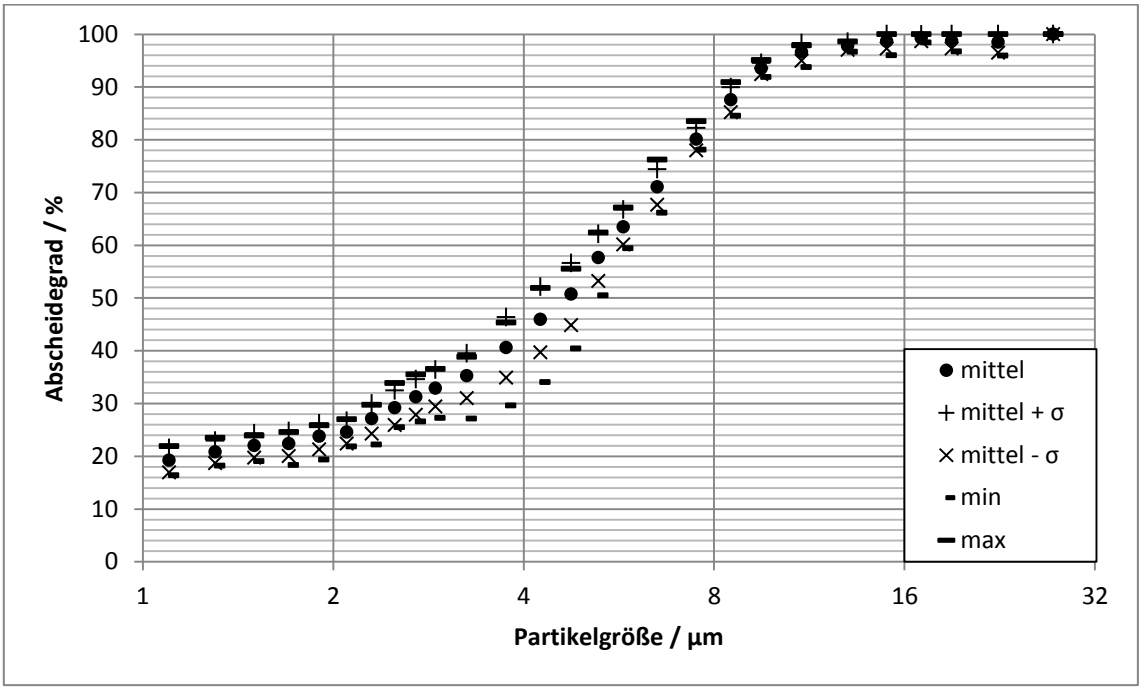


**Abbildung 3.21: Streuung des Fraktionsabscheidegrades zu Versuchsbeginn bei Vlies 1**

Die Streuung des anfänglichen Fraktionsabscheidegrades kann als relativ gering beurteilt werden. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist hoch.

In Abbildung 3.22 ist der Verlauf der Fraktionsabscheidegrade bei einem Versuch mit Vlies 2 dargestellt. Die Konzentration betrug 10 mg/L IFTD, die Versuchszeit 28:35 min.

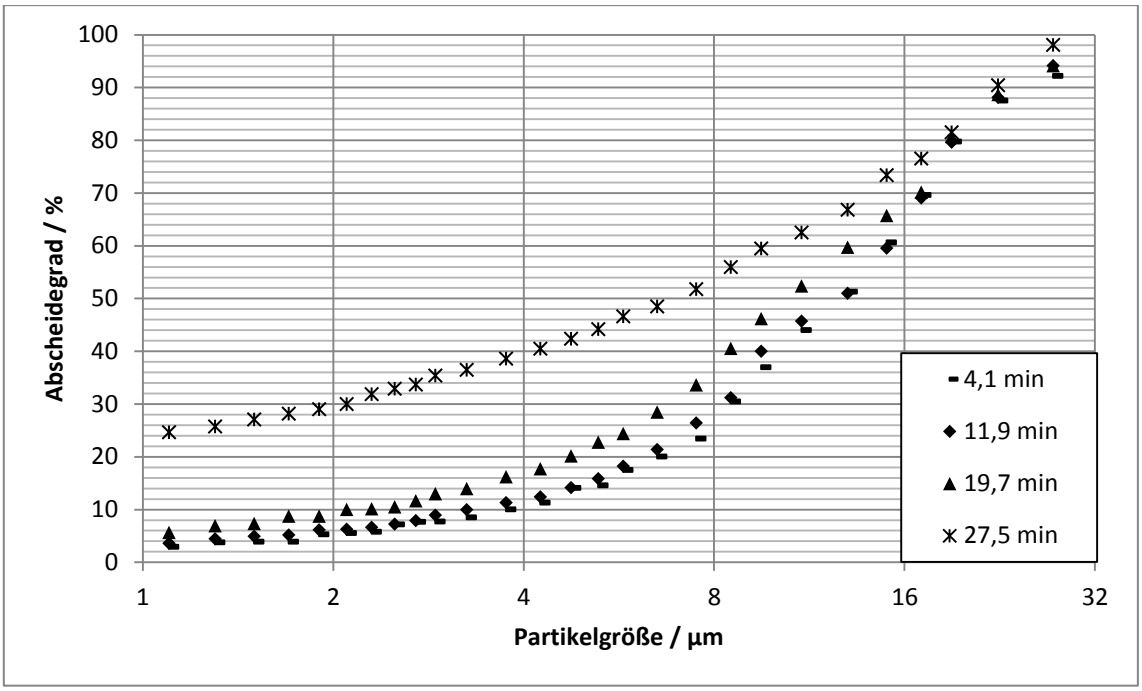


**Abbildung 3.22: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei Vlies 2**

Die Abscheidecharakteristik von Vlies 2 unterscheidet sich deutlich von der von Vlies 1. Die Kurven des Fraktionsabscheidegrades steigen auch hier mit steigender Filtrationsdauer. Allerdings ist der Anstieg über den Großteil der Versuchszeit nur sehr gering. Zum Ende des Versuchs steigt die Abscheidung deutlich an. Auch bei Vlies 2 wurde in keinem Versuch ein Filterkuchen auf der Oberfläche des Vlieses beobachtet. Die Partikelabscheidung von Vlies 2 ist deutlich geringer als die von Vlies 1.

In Abbildung 3.23 ist der Druckverlauf im Versuchszeitverlauf dargestellt.

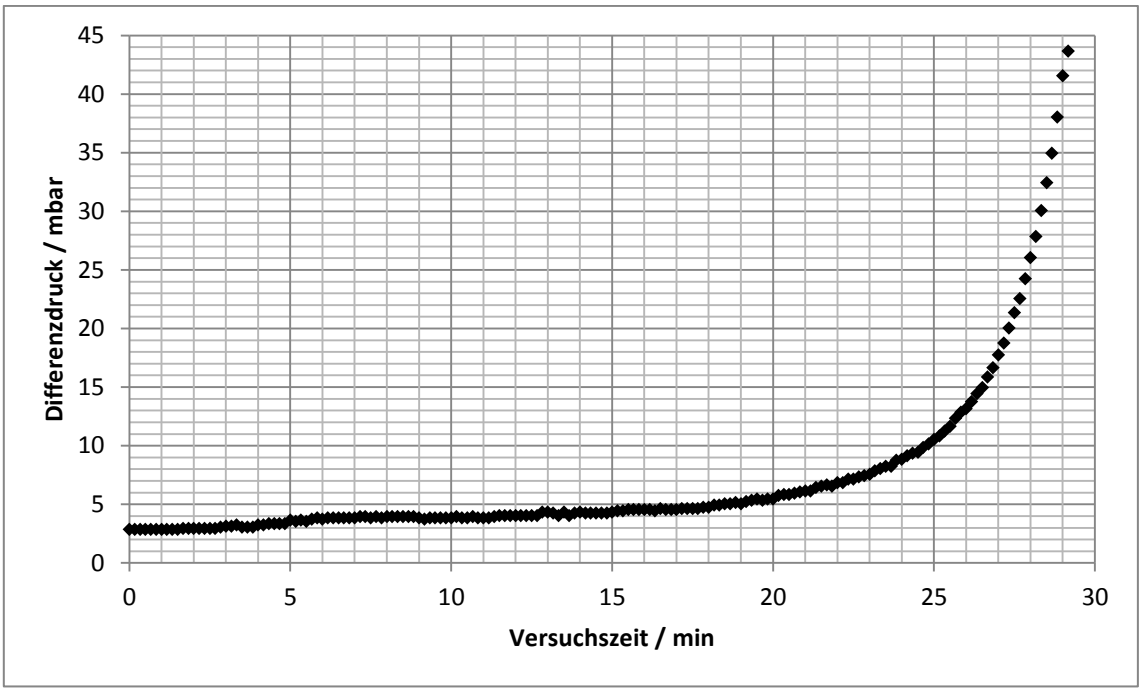


**Abbildung 3.23: Differenzdruck über der Versuchszeit bei Vlies 2**

Zu Beginn der Filtration der Druckanstieg sehr gering. Nach ca. 20 Minuten steigt der Druck stark an. Dieser starke Anstieg wurde zuvor auch bei der Änderung des Fraktionsabscheidegrades beschrieben. Vlies 2 weist somit gegenüber Vlies 1 eine andere Filtrationscharakteristik auf. Während des Großteils der Versuchszeit ändern sich die Filtrationseigenschaften nur gering. Danach kommt es innerhalb kurzer Zeit zu einem starken Anstieg des Abscheidegrades und Druckverlustes.

In Tabelle 3.4 sind die Ergebnisse der Untersuchungsreihe zusammengefasst. Es sind die verwendete Konzentration, die Versuchsdauer, die Standardabweichung der Versuchsdauer $\sigma_{VD}$, der anzahlbezogene Gesamtabscheidegrad zu Beginn der Filtration sowie die Standardabweichung des Anfangsabscheidegrades $\sigma_{AAG}$ dargestellt. Die Standardabweichungen sind jeweils sowohl als absolute Größen, also in Minuten bzw. abs.-% und als auch relativ zum jeweiligen Mittelwert dargestellt. Die Daten wurden mit Ausnahme von Vlies 4 aus jeweils sechs Versuchen gewonnen. Bei Vlies 4 kam es in zahlreichen Versuchen zu einer Rissbildung im Filtermittel. Es konnten nur Daten aus zwei Versuchen ausgewertet werden.

**Tabelle 3.4: Wesentliche Ergebnisse für einlagige Vliese unter Standardversuchsbedingungen**

| | Vlies 1 | Vlies 2 | Vlies 3 | Vlies 4 | Vlies 5 | Vlies 6 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Konzentration / mg/L | 1,33 | 10 | 10 | 10 | 10 | 1,33 |
| mittlere Versuchsdauer / min | 30,96 | 29,79 | 48,12 | 20,61 | 30,61 | 35,10 |
| $\sigma_{VD}$ / min | 2,56 | 1,31 | 11,80 | 2,27 | 2,21 | 9,83 |
| $\sigma_{VD}$ / % | 8,26 | 4,40 | 24,53 | 11,04 | 7,23 | 28,01 |
| Anfangsabscheidegrad / % | 31,16 | 8,71 | 7,26 | 53,51 | 47,77 | 23,45 |
| $\sigma_{AAG}$ abs. / % | 2,70 | 1,16 | 1,33 | 5,19 | 1,53 | 3,06 |
| $\sigma_{AAG}$ rel. / % | 8,66 | 13,33 | 18,38 | 9,69 | 3,20 | 13,05 |

Die mittleren Versuchszeiten liegen zwischen 20,6 und 48,1 Minuten. Die Streuungen der Versuchszeiten der einzelnen Vliese sind unterschiedlich hoch. Bei Vlies 1, 2 und 5 beträgt die Standardabweichung 4,4 bis 8,3 % der jeweiligen mittleren Versuchsdauer. Bei Vlies 3 und 6 liegt sie bei 24,5 und 28 % der durchschnittlichen Versuchszeit. Die anfängliche anzahlbezogene Gesamtabscheidung der Vliese unterscheidet sich stark. Bei Vlies 2 und 3 werden zu Beginn der Filtration 8,7 bzw. 7,3 % aller IFTD-Partikeln abgeschieden. Bei den Vliesen 1, 4, 5 und 6 liegt der Anfangsabscheidegrad zwischen 23,5 und 47,8 %. Die zugehörigen Streuungen sind geringer als die Streuungen der Versuchszeiten. Eine endgültige Aussage über die Versuchsstreuung von Vlies 4 kann aufgrund der geringen Versuchsanzahl nicht getroffen werden. Die beiden Versuche weisen aber sehr ähnliche Abscheidekurven und Druckverläufe auf.

Unter Berücksichtigung der Versuchskonzentrationen haben die Glasfaservliese 4 und 5 die besten Filtrationseigenschaften. Sie besitzen eine relativ lange Versuchszeit bei einer hohen Partikelabscheidung. Beide Vliese weisen allerdings eine sehr geringe Haltbarkeit auf. Nach vielen Versuchen, die nicht in die oben dargestellten Daten eingeflossen sind, zeigten die Materialien Beschädigungen in Form von Rissen. Bei Durchströmung mit wässriger Suspension zersetzten sich die Vliese teilweise. Eine Rückspülung für eine mögliche Filtermittelregeneration ist damit schwer vorstellbar. Zudem ist die Haltbarkeit insbesondere bei dynamischen Beanspruchungen wie beispielsweise einer pulsierenden Strömung oder einem häufigen Wechsel der Pumpe und damit des Filters zwischen Betrieb und Stillstand als schlecht zu bewerten. Die in Tabelle 3.4 dargestellten anzahlbezogenen Gesamtabscheidegrade werden vor allem durch das Abscheideverhalten der Vliese gegenüber kleinen Partikeln bestimmt.

Um die Abscheidung der Vliese besser beurteilen zu können, sind in Abbildung 3.24 und Abbildung 3.25 die mittleren Fraktionsabscheidegrade zu Filtrationsbeginn von Vlies 1, 2 und 3 bzw. 4, 5 und 6 dargestellt. Zudem ist für jedes Vlies der mittlere Fraktionsabscheidegrad zuzüglich und abzüglich der entsprechenden Standardabweichung dargestellt.

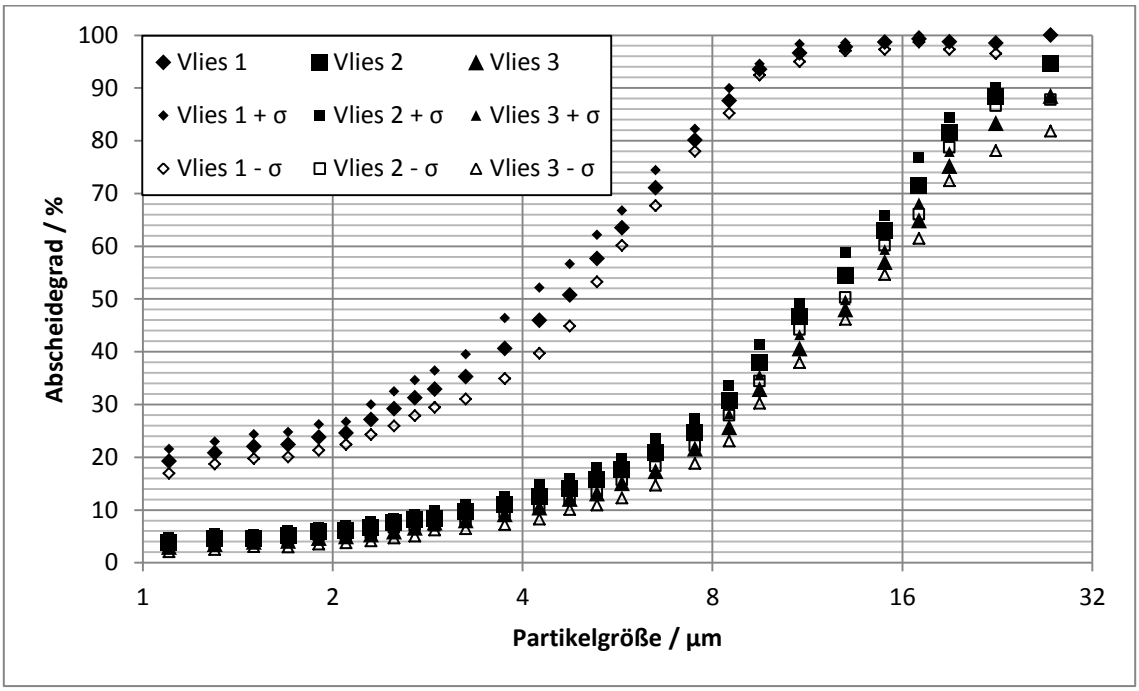


**Abbildung 3.24: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn bei Vlies 1, 2 und 3**

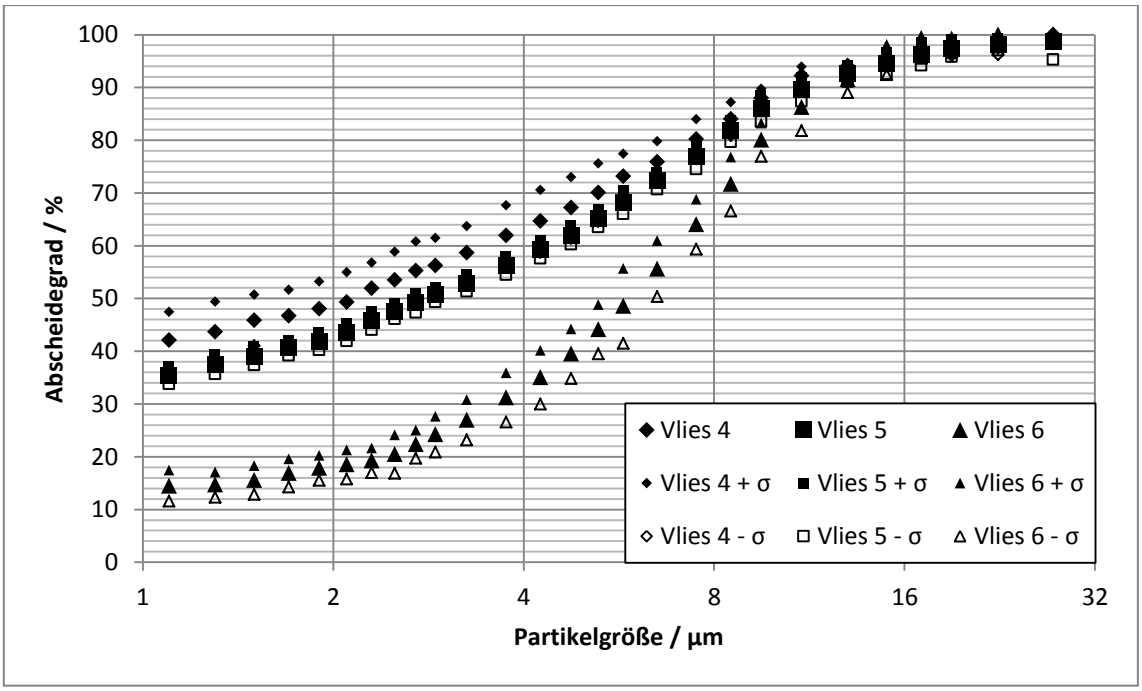


**Abbildung 3.25: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn bei Vlies 4, 5 und 6**

Die Streuung der Fraktionsabscheidegrade ist bei allen Vliesen gering. Alle Experimente weisen damit eine hohe Reproduzierbarkeit bezüglich des anfänglichen Abscheidegrades auf. Die aus Glasfasern bestehenden Vliese 4 und 5 weisen im Vergleich mit den anderen Vliesen insbesondere gegenüber feineren Partikeln eine bessere Abscheidung auf. Größere Partikeln werden von allen Vliesen relativ gut abgeschieden.

In Abbildung 3.26 bis Abbildung 3.31 sind die Differenzdruckverläufe der einzelnen Experimente für die Vliese 1 – 6 dargestellt.

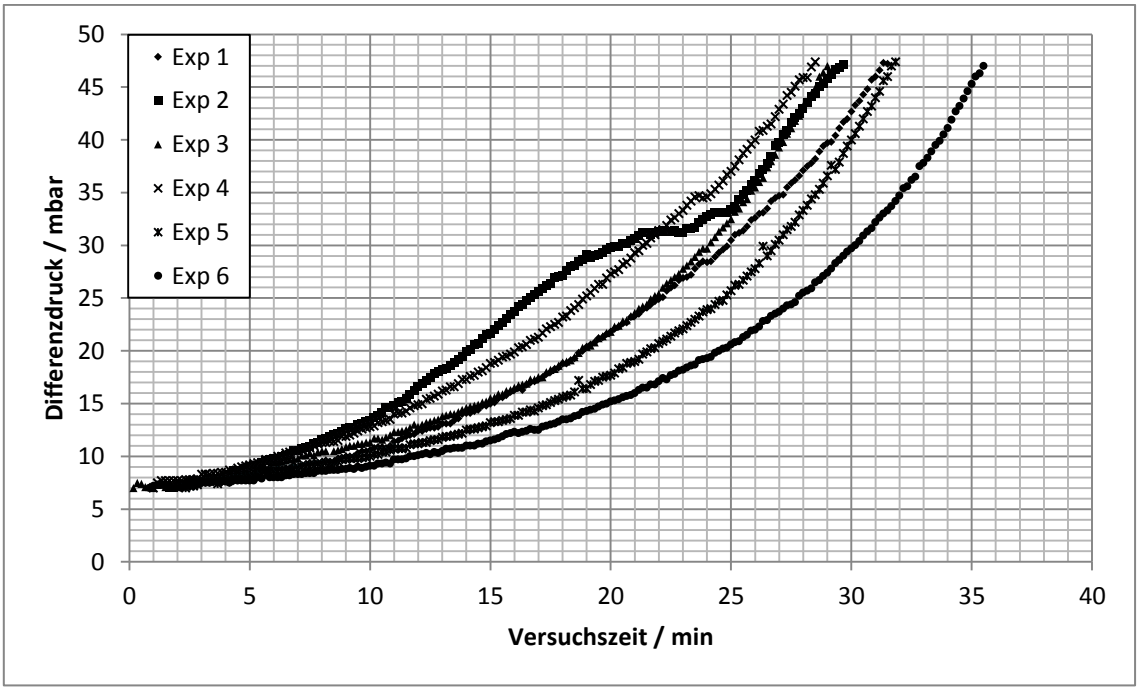


**Abbildung 3.26: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 1**

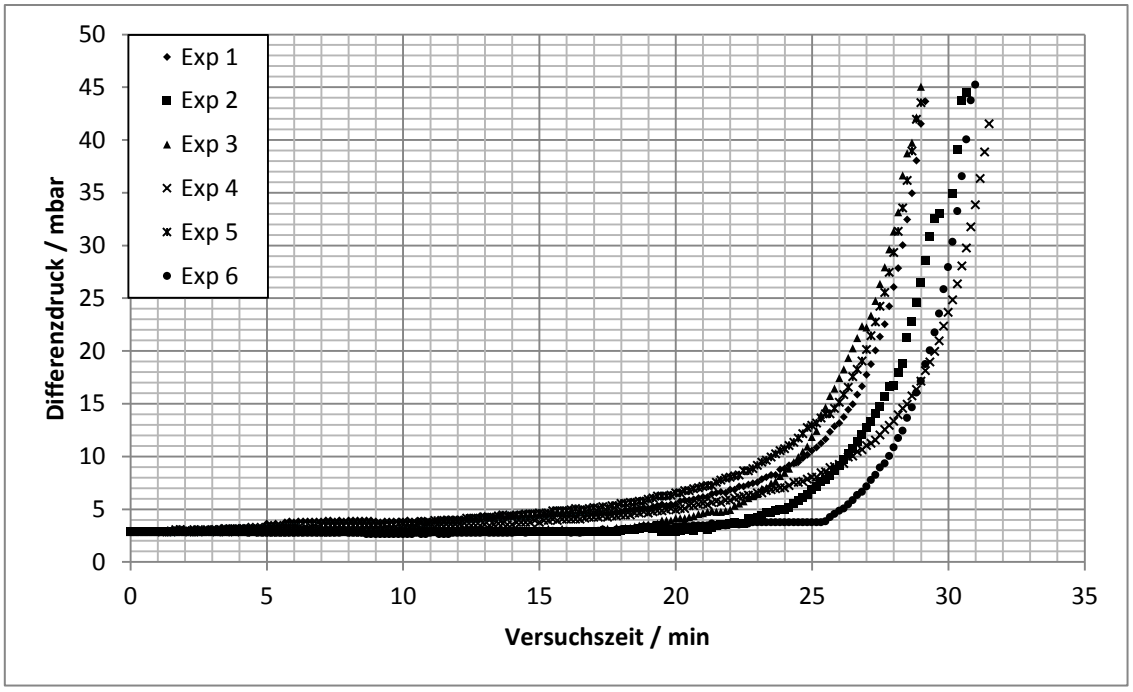


**Abbildung 3.27: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 2**

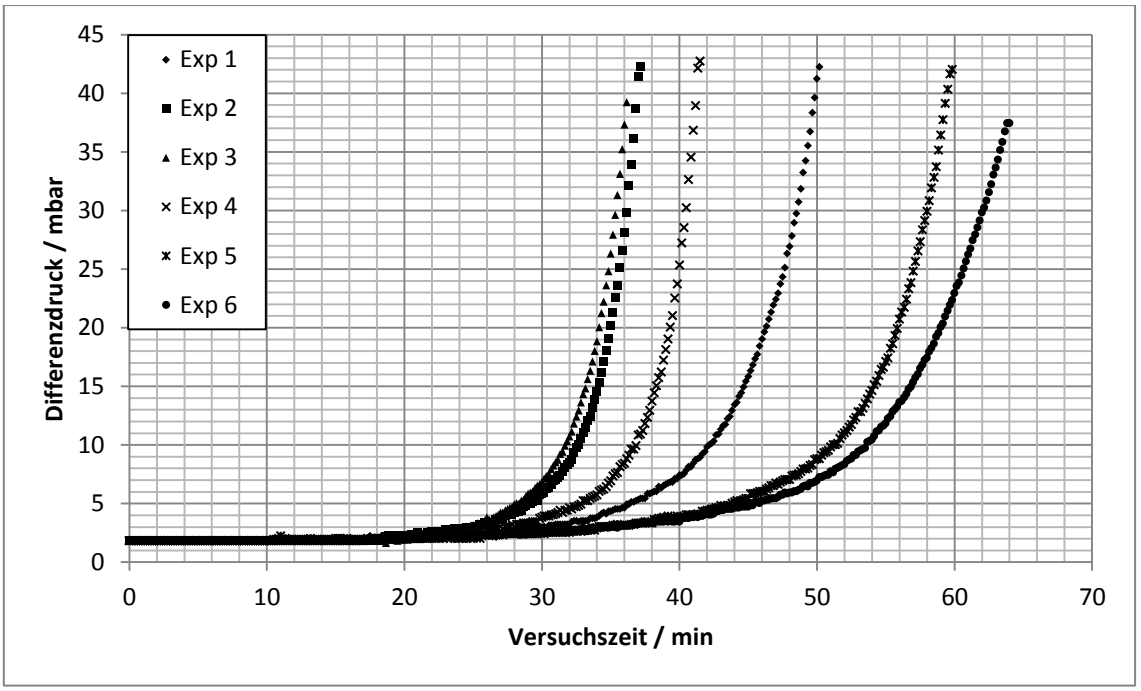


**Abbildung 3.28: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 3**

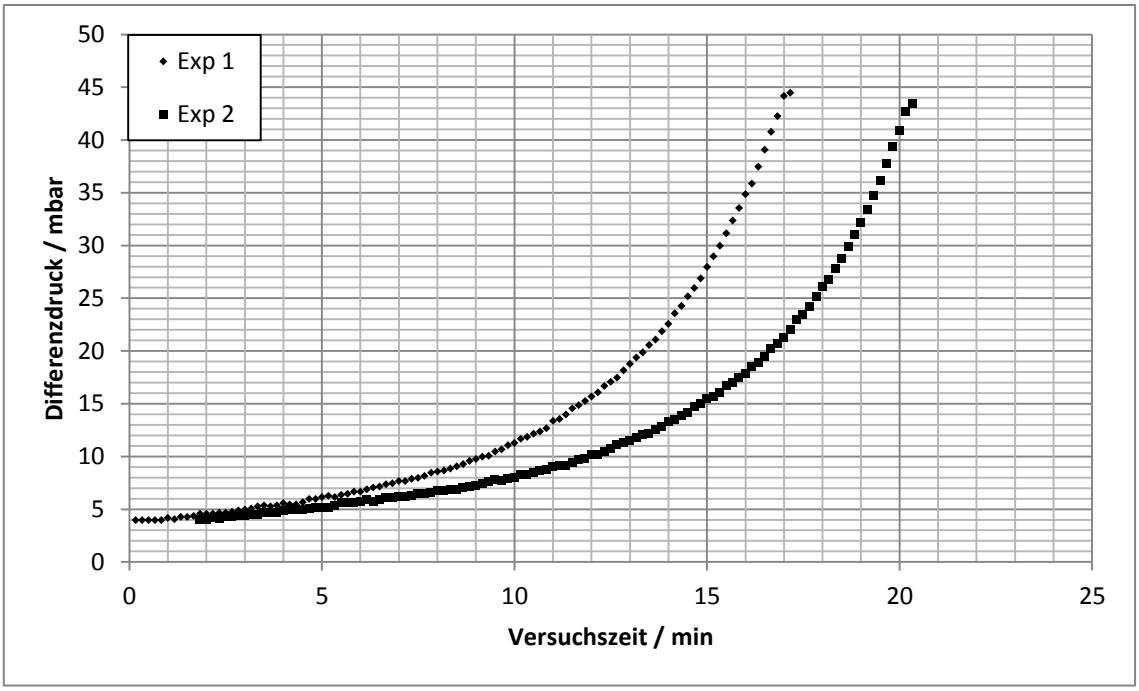


**Abbildung 3.29: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 4**

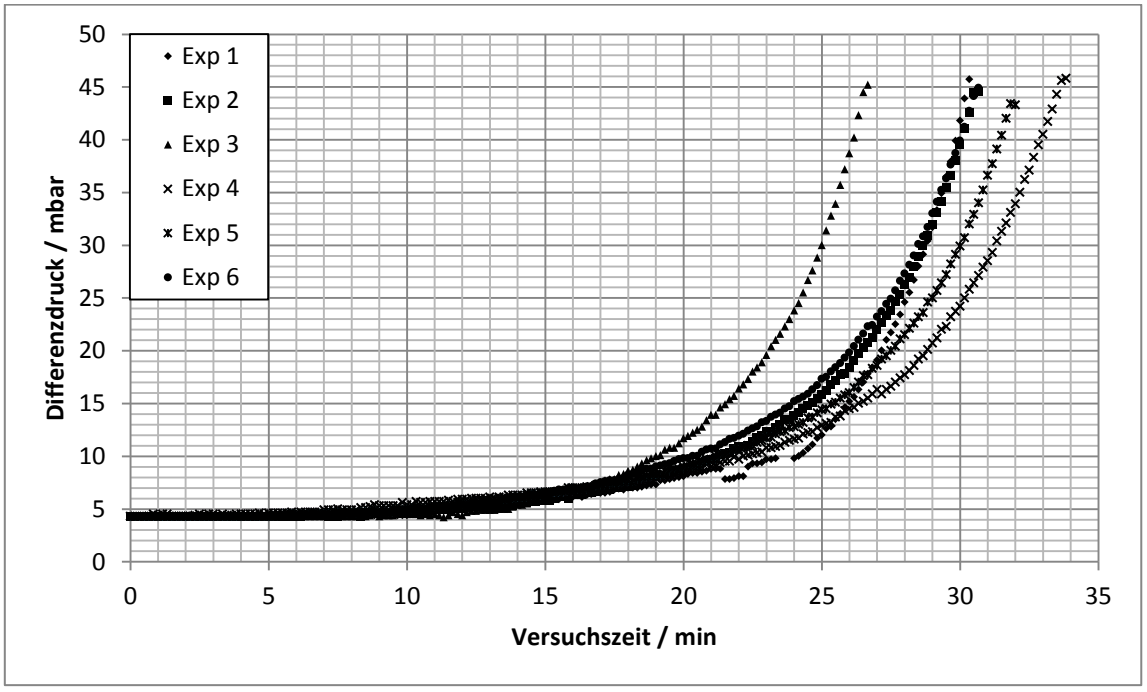


**Abbildung 3.30: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 5**

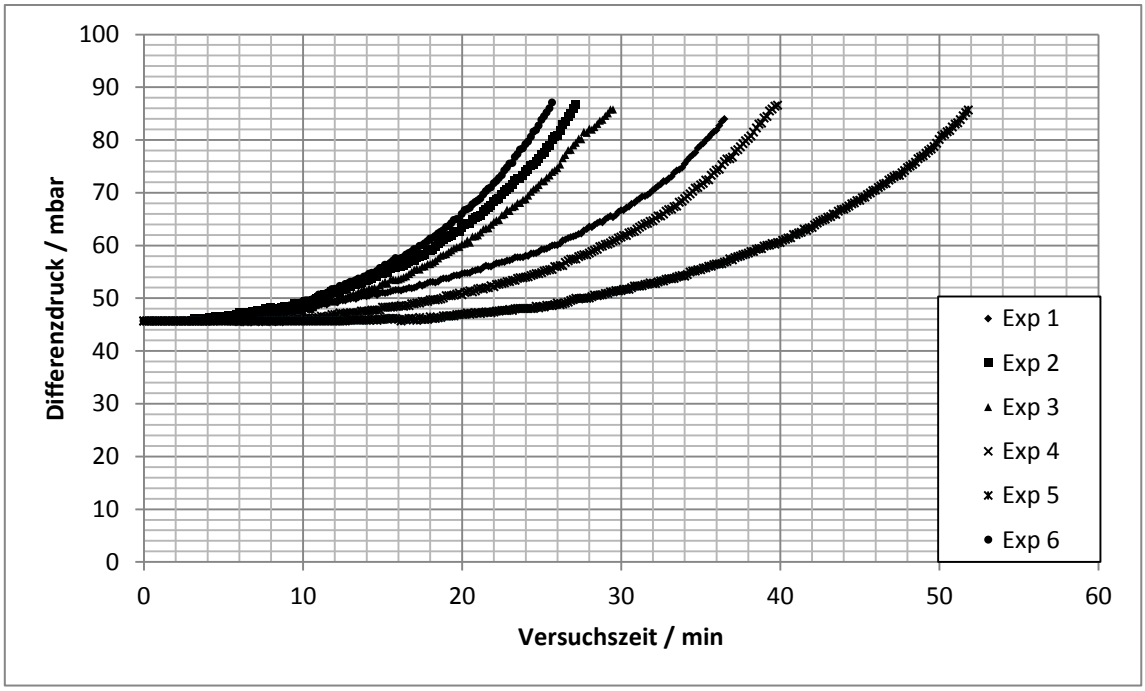


**Abbildung 3.31: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 6**

Die Kurvenverläufe der einzelnen Vliese sind ähnlich. Unterschiedliche Vliese weisen aber unterschiedliche charakteristische Verläufe aus. Insbesondere bei Vlies 2 und 3 bleibt der Druck über den Großteil des Versuchszeitraums nahezu konstant, während er am Ende stark ansteigt. Bei Vlies 1 und 4 ist schon in der Anfangsphase der Versuche ein Druckanstieg zu beobachten. Die Streuung der Versuchszeit ist bei Vlies 2 sehr gering. Bei Vlies 1 und 5 ist sie gering und bei Vlies 3 und 6 hoch. Bei den Experimenten mit den einzelnen Vliesen wurde keine bemerkenswerte Schwankung der Partikelgrößenverteilung in der Suspension gemessen. Die teilweise großen Unterschiede der Versuchszeiten sind daher auf Materialschwankungen zurückzuführen. Diese Einschätzung wurde auch von den jeweiligen Vliesherstellern geteilt. Am Lehrstuhl wurden weitergehende Untersuchungen mit anderen Chargen der Vliese 1, 2, 3 und 6 durchgeführt. Der anfängliche Fraktionsabscheidegrad der jeweiligen Vliese war den in dieser Arbeit dargestellten Ergebnissen sehr ähnlich. Die mittleren Versuchszeiten lagen bei 38, 33, 46 und 19 Minuten für die Vliese 1, 2, 3 und 6. Insbesondere die mittleren Versuchszeiten von Vlies 1 und 6 weichen gegenüber den in dieser Arbeit dargestellten Werten ab.

Die Streuung der anfänglichen Fraktionsabscheidegrade ist bei allen Vliesen relativ gering. Damit ist festzustellen, dass Materialschwankungen vor allem einen Einfluss auf die Versuchsdauer und damit Standzeit des Filters haben.

#### 3.5.1.1.2 Mehrlagige Filtermittel

#### 3.5.1.1.3 Symmetrische Filtermittel

Um Informationen über die Tiefe der Partikelabscheidung im Filtermedium zu gewinnen, wurden identische Vliese in einzelnen Filterhaltern in Reihenanordnung durchströmt. In Kontrollversuchen zeigte sich, dass die Abscheidekurven und Druckdifferenzkurven vergleichbar zu Versuchsergebnissen waren, bei denen beide Vliese in einem Filterhalter zusammen durchströmt wurden.

In Abbildung 3.32 sind der anzahl- und der volumenbezogene Gesamtabscheidegrad eines Versuches mit zwei Vliesen 1 dargestellt. Die IFTD-Konzentration betrug 1,33 mg/L, die Versuchszeit 31:48 min.

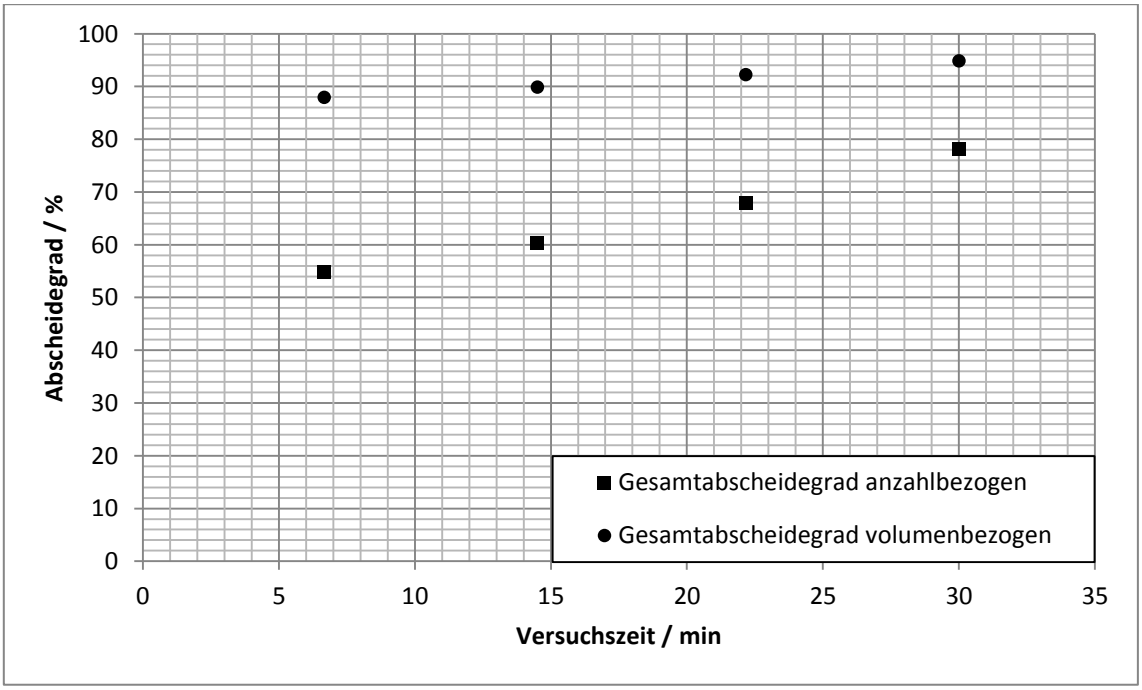


**Abbildung 3.32: Volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad bei zwei hintereinander durchströmten Vliesen 1 über der Versuchszeit**

Erwartungsgemäß liegt die Gesamtabscheidung höher als der bei Verwendung von nur einem Vlies.

Dies zeigt sich auch in den in Abbildung 3.33 dargestellten Fraktionsabscheidegraden im Versuchszeitraum.

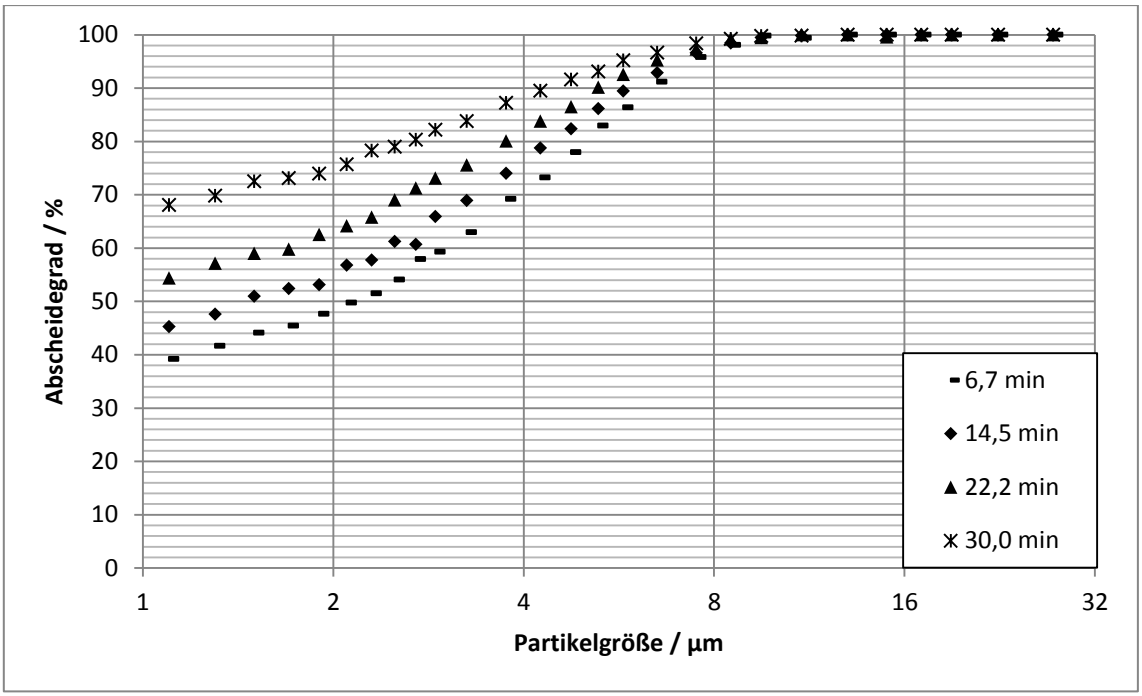


**Abbildung 3.33: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei zwei hintereinander durchströmten Vliesen 1**

In Abbildung 3.34 ist die Verteilung der Fraktionsabscheidegrade bei einer Versuchszeit von 6,7 und 30 Minuten auf die beiden Vliese dargestellt.

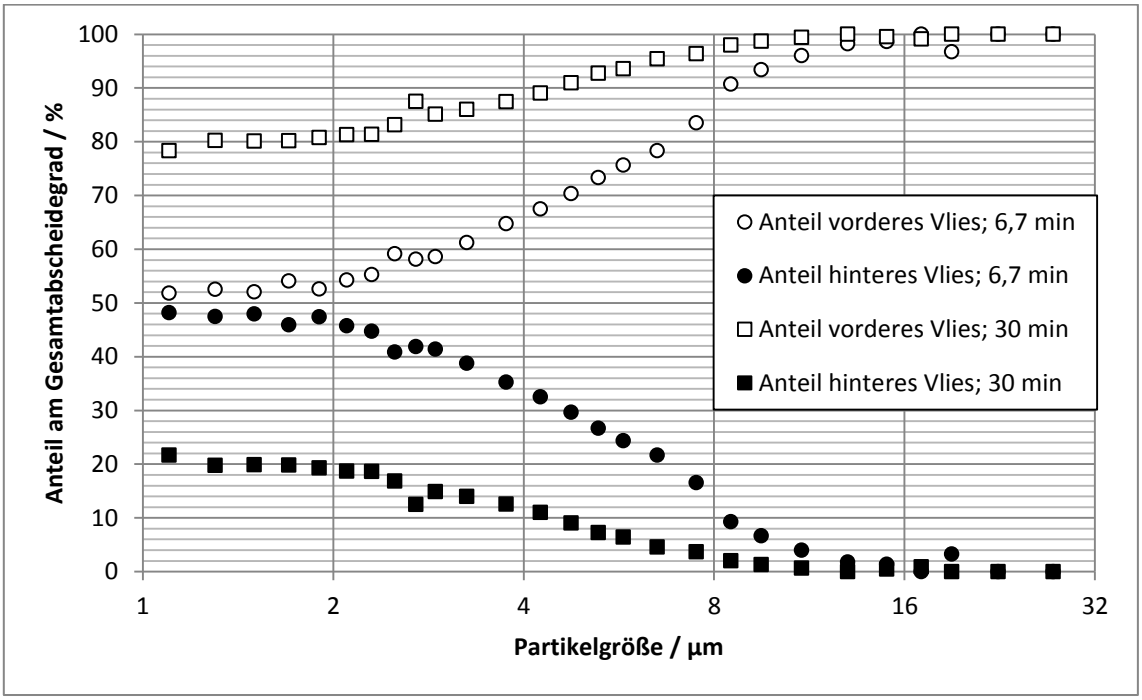


**Abbildung 3.34: Aufteilung des Fraktionsabscheidegrades auf zuerst und danach durchströmtes Vlies 1**

Es ist zu erkennen, dass kleinere Partikeln kleiner als zwei µm zu Beginn der Filtration von beiden Vliesen in relativ gleichem Umfang abgeschieden werden. Größere Partikeln werden bevorzugt im vorderen Vlies zurückgehalten. Gegen Ende der Filtration werden auch kleinere Partikeln bevorzugt im zuerst durchströmten Vlies abgeschieden. Der Anteil des zweiten Vlieses an der Gesamtabscheidung sinkt im Filtrationsverlauf.

In Abbildung 3.35 sind die Druckverläufe für beide Vliese abgebildet.

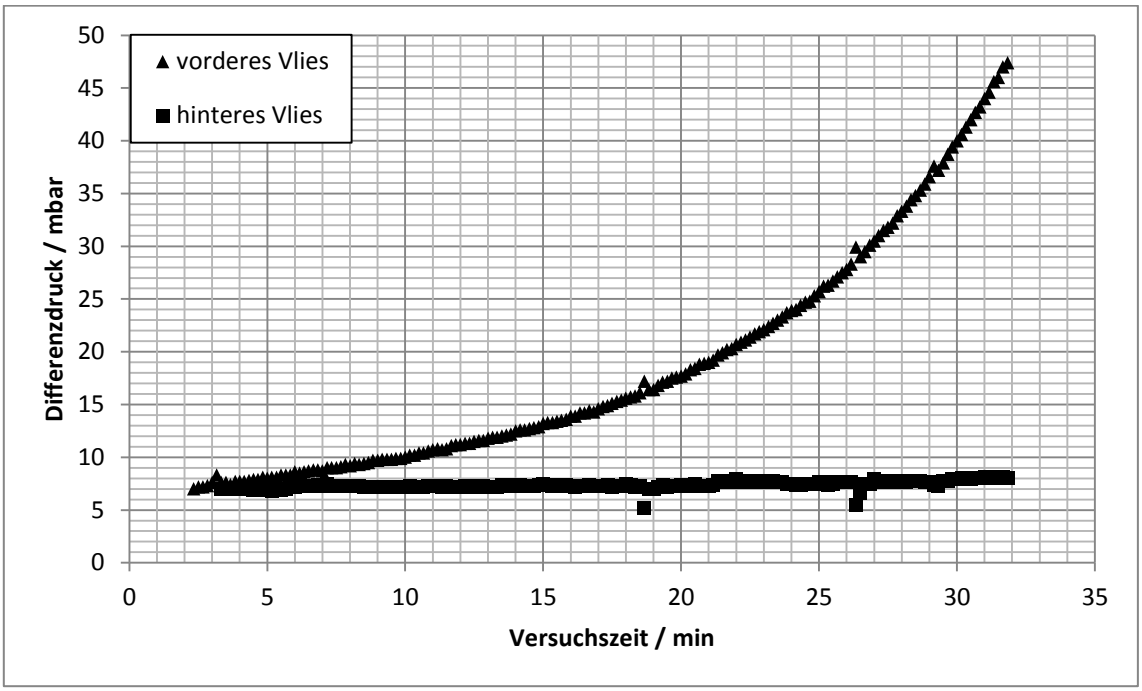


**Abbildung 3.35: Differenzdruck über der Versuchszeit bei zwei hintereinander durchströmten Vliesen 1**

Nur im vorderen Vlies ist ein Druckanstieg zu beobachten. Die im hinteren Vlies abgeschiedene Menge an Partikeln verursacht keinen Anstieg des Druckverlustes. Der volumenbezogene Anfangsabscheidegrad von Vlies 1 liegt bei ca. 70 – 75 %. Das hintere Vlies erreichen dadurch weniger und vor allem kleinere Partikeln, die keinen starken Druckanstieg verursachen.

In Abbildung 3.36 sind REM-Aufnahmen beider Vliese nach der Filtration dargestellt.

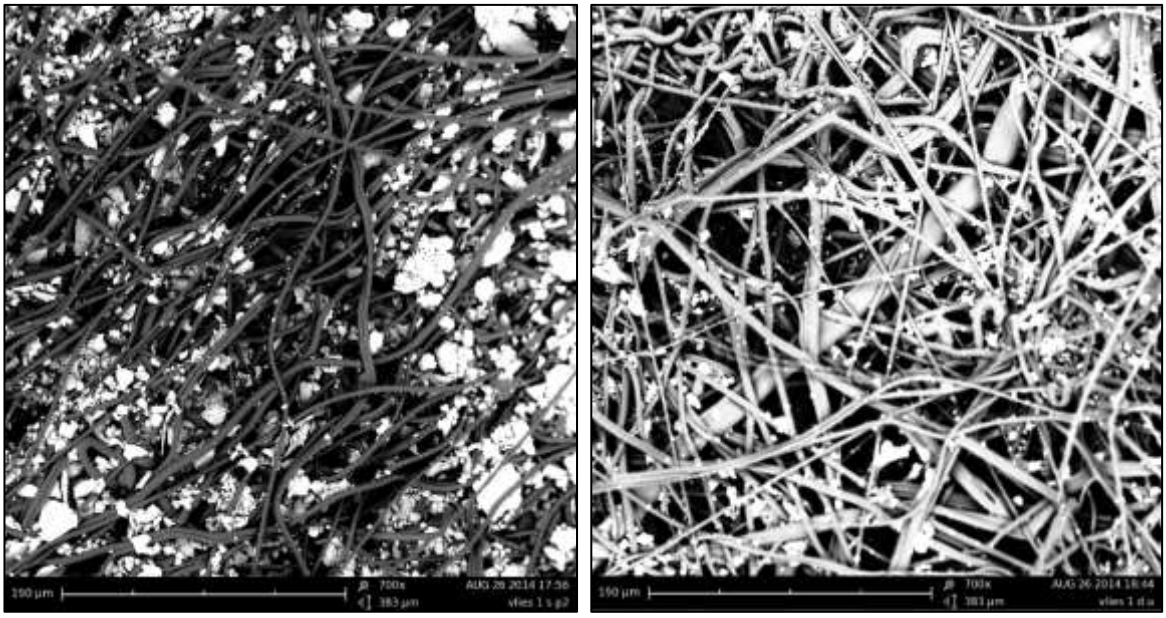

**Abbildung 3.36: REM-Aufnahmen vom zuerst (links) und danach (rechts) durchströmten Vliesen 1, 700x**

Es ist zu sehen, dass im zuerst durchströmten Vlies wesentlich mehr und insbesondere auch größere Partikeln abgeschieden wurden. Im danach durchströmten Vlies wurden vor allem feinere Partikeln zurückgehalten.

#### 3.5.1.1.1 Asymmetrische Filtermittel

Um das Filtrationsverhalten asymmetrischer geschichteter Filtermedien zu untersuchen, wurden unterschiedliche Vliese hintereinander durchströmt. Bei den Polyestervliesen weist Vlies 1 im Vergleich zu Vlies 2 und Vlies 3 eine deutlich höhere Abscheidung bei wesentlich geringerer Standzeit auf. Es wurde untersucht, in wie weit sich die Standzeit von Vlies 1 durch ein vorgeschaltetes Vlies 2 oder 3 verlängern lässt. Dabei sollten durch die vorgeschalteten Vliese vor allem größere Partikeln entfernt werden. Die Abscheidung feinerer Partikeln sollte im nachgeschalteten Vlies erfolgen. Die Versuche wurden bei einem Volumenstrom von 260 L/h bei einer IFTD-Konzentration von 1,33 mg/L durchgeführt. In allen Versuchen wurde keine Veränderung des Differenzdrucks des zuerst durchströmten Vlieses 2 oder 3 beobachtet. Der Druckanstieg wurde ausschließlich im danach durchströmten Vlies 1 festgestellt. Zudem wurde keine Änderung im Abscheidegrad des vorgeschalteten Vlieses 2 oder 3 beobachtet.

In Abbildung 3.37 sind der mittlere volumen- und anzahlbezogene Gesamtabscheidegrad der Kombination von Vlies 2 und Vlies 1 dargestellt. Die Daten wurden aus drei Versuchen gemittelt.

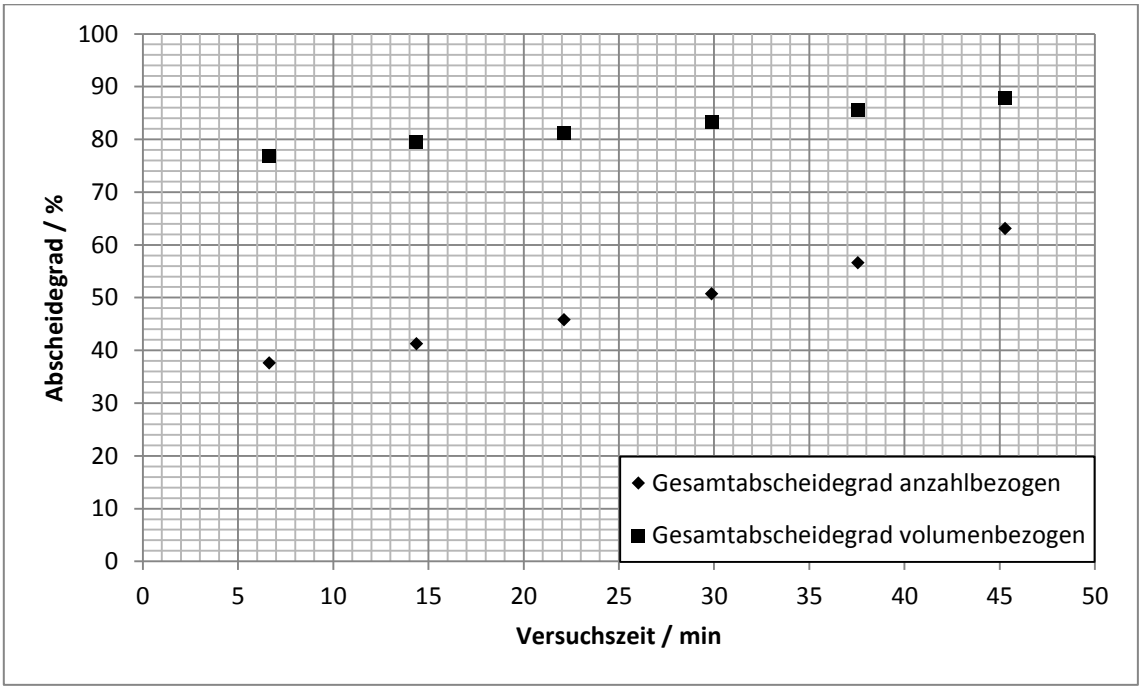


**Abbildung 3.37: Mittlerer volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad der Kombination Vlies 2 - Vlies 1 über der Versuchszeit**

Im Vergleich zu Vlies 1 sind der anzahlbezogene sowie der volumenbezogene Abscheidegrad der Kombination von Vlies 2 mit Vlies 1 geringfügig höher.

In Abbildung 3.38 ist der mittlere Fraktionsabscheidegrad zu Filtrationsbeginn der Vlieskombination 2-1 dargestellt. Zudem ist der mittlere Fraktionsabscheidegrad zuzüglich und abzüglich der Standardabweichung abgebildet. Die Streuung ist sehr gering.

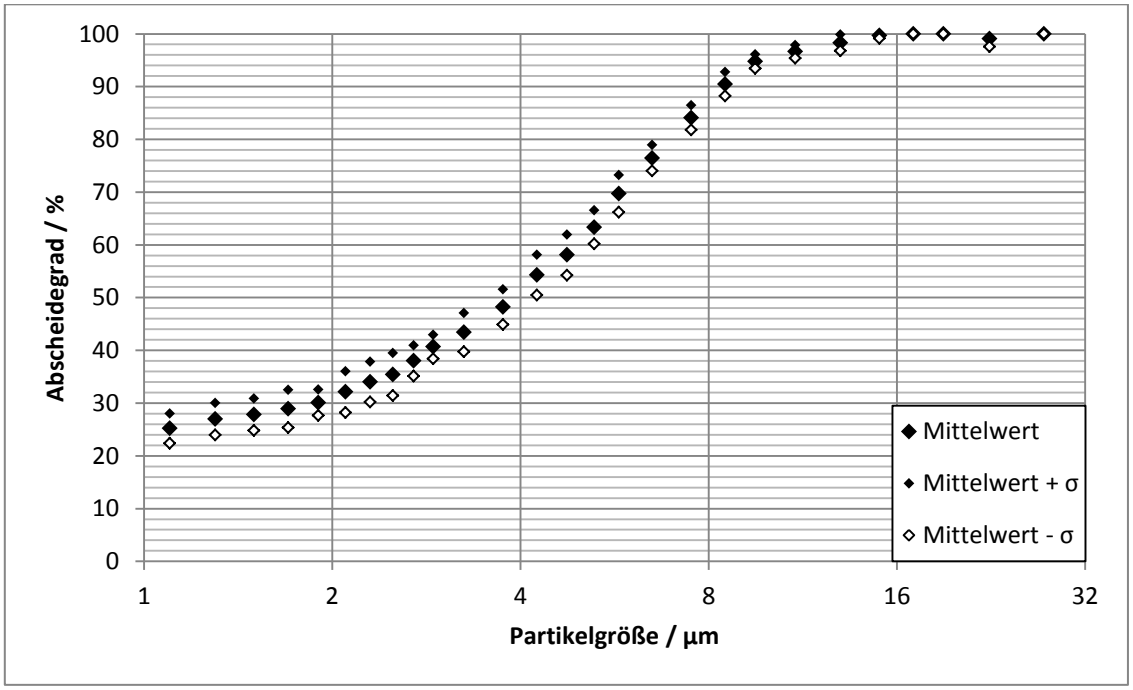


**Abbildung 3.38: Mittlerer Fraktionsabscheidegrad zu Versuchsbeginn der Kombination Vlies 2 - Vlies 1**

In Abbildung 3.39 sind die Differenzdruckkurven der einzelnen Versuche dargestellt.

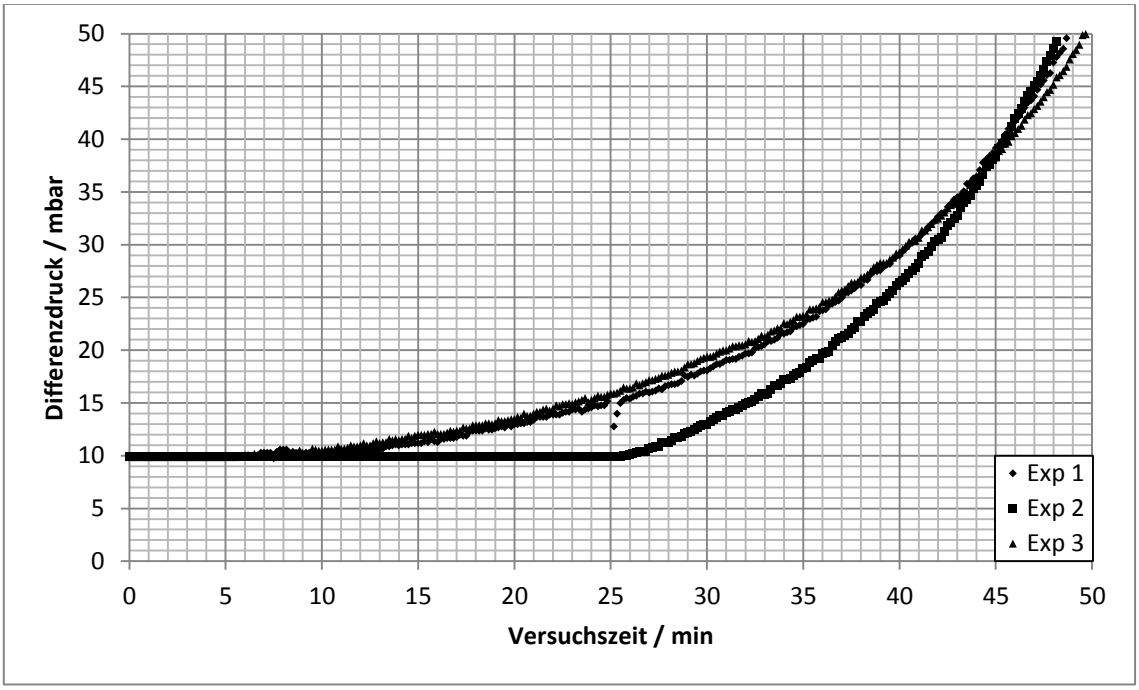


**Abbildung 3.39: Differenzdruck der Kombination Vlies 2 - Vlies 1 über der Versuchszeit**

Im Diagramm ist der Differenzdruck dargestellt, der durch beide Vliese verursacht wird. Eine Änderung im Differenzdruck wurde ausschließlich über dem nachgeschalteten Vlies 1 beobachtet. Alle Kurven weisen einen ähnlichen Verlauf auf. Die Versuchszeiten sind in vergleichbarer Größenordnung. In den Abbildungen Abbildung 3.40 bis Abbildung 3.42 sind die Ergebnisse für die Kombination von Vlies 3 und Vlies 1 zusammengefasst.

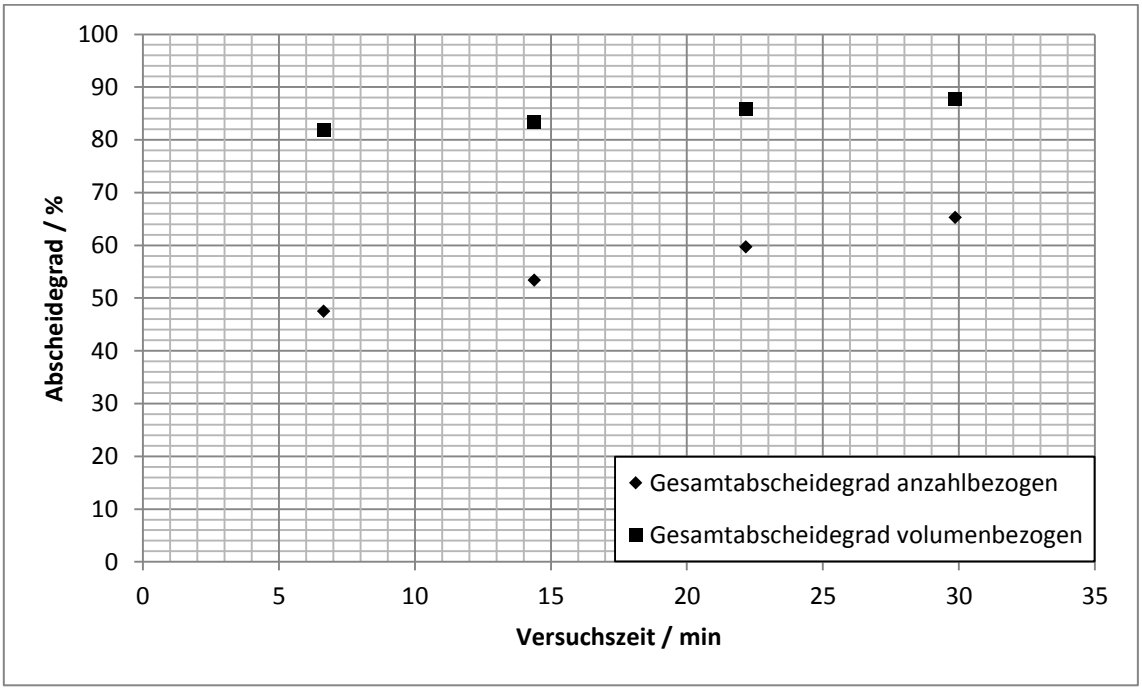


**Abbildung 3.40: Mittlerer volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad der Kombination Vlies 3 - Vlies 1 über der Versuchszeit**

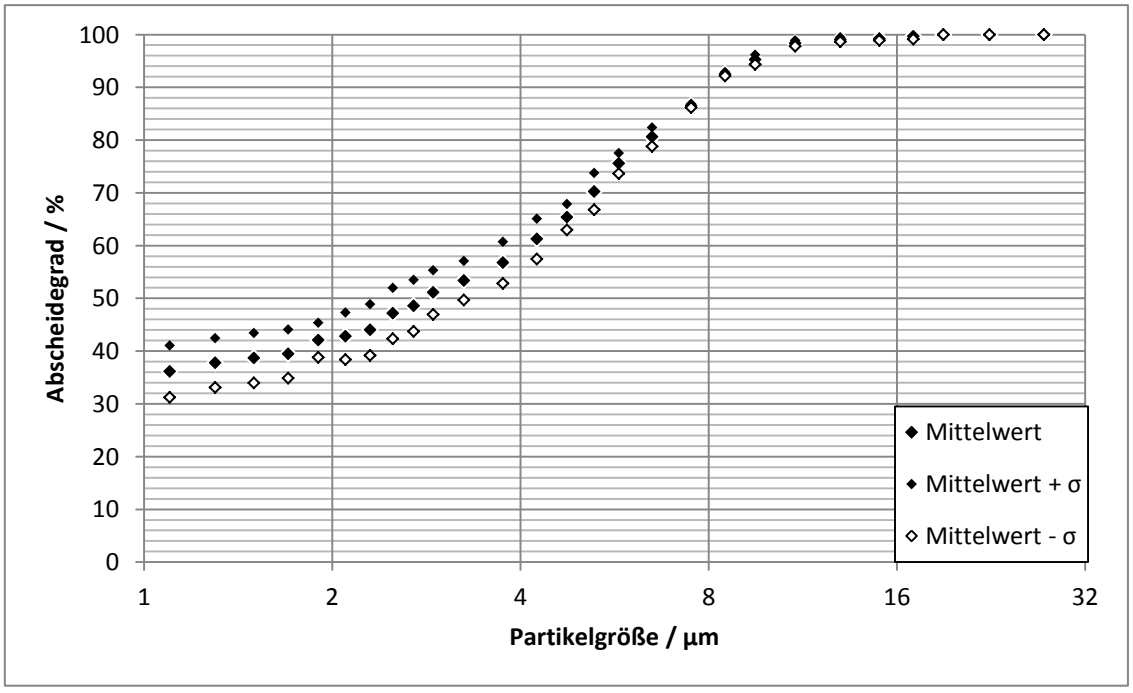


**Abbildung 3.41: Mittlerer Fraktionsabscheidegrad zu Versuchsbeginn der Kombination Vlies 3 - Vlies 1**

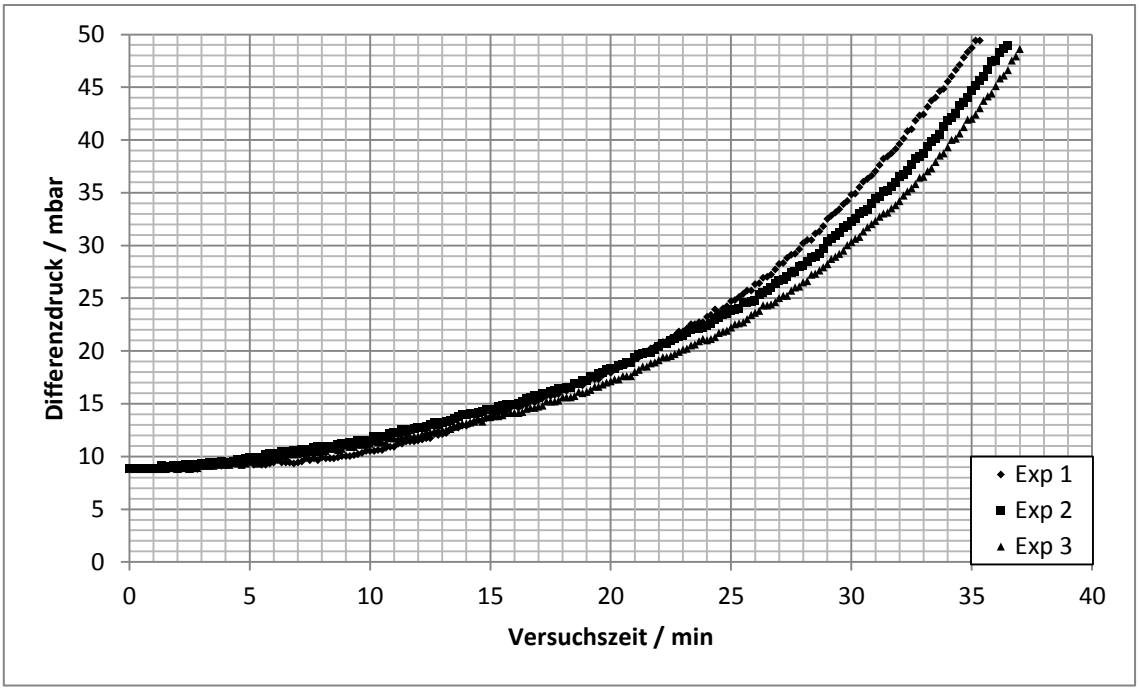


**Abbildung 3.42: Differenzdruck der Kombination Vlies 3 - Vlies 1 über der Versuchszeit**

Die Streuung des mittleren Fraktionsabscheidegrades am Anfang der Filtration ist etwas höher als in der vorausgegangenen Versuchsreihe. Zudem findet der Druckanstieg etwas früher statt. In Tabelle 3.5 sind die Ergebnisse der Versuchsreihe zusammengefasst.

**Tabelle 3.5: Vergleich der Versuchsergebnisse von Vlies 1 mit den Kombinationen Vlies 2 - Vlies 1 und Vlies 3 - Vlies 1**

| | Vlies 1 | Vlies 2-1 | Vlies 3-1 |
|---|---|---|---|
| Anfangsdruckverlust / mbar | 7 | 9,85 | 8,83 |
| Anfangsabscheidegrad / % | 31,16 | 37,61 | 47,51 |
| $\sigma_{AAG}$ abs. / % | 2,70 | 3,10 | 4,24 |
| Versuchsdauer / min | 30,96 | 48,89 | 36,21 |
| $\sigma_{VD}$ / min | 2,56 | 1,02 | 0,94 |
| Verlängerung / % | | 56,89 | 16,19 |

Im Vergleich zu Vlies 1 ist bei den Kombinationen Vlies 2-1 und Vlies 3-1 ein etwas höherer Anfangsdruckverlust, ein erhöhter anzahlbezogener Anfangsabscheidegrad sowie eine längere Versuchsdauer festzustellen. Auffällig ist, dass der Anfangsabscheidegrad bei der Kombination 3-1 höher ist als bei der Kombination 2-1, obwohl Vlies 2 eine höhere Abscheidung als Vlies 3 aufweist. Dies kann zum einen durch die Versuchsstreuung erklärt werden. Zum anderen kann der Anfangsabscheidegrad bei zwei Vliesen messtechnisch

bedingt erst nach ca. sechs Minuten ermittelt werden. Bei nur einem Vlies kann er bereits nach vier Minuten Versuchszeit ermittelt werden. In Abbildung 3.42 ist festzustellen, dass ab einer Versuchszeit von sechs Minuten bereits ein geringer Druckanstieg bei der Kombination 3-1 zu erkennen ist. Es ist wahrscheinlich, dass hier bereits von Vlies 1 abgeschiedene Partikeln einen Einfluss auf den ermittelten Abscheidegrad haben. Die Verlängerung der Versuchszeit fällt bei den Kombinationen sehr unterschiedlich aus. Mit der Kombination 2-1 wird eine Versuchszeitverlängerung von 57 % gegenüber Vlies 1 erreicht, bei der Kombination 3-1 eine Verlängerung von 16 %. Es zeigt sich, dass ein geringer Unterschied im Abscheideverhalten des vorgeschalteten Vlieses einen großen Einfluss auf die Druckdifferenz des nachgeschalteten Vlieses hat. Die Glasfaservliese 4 und 5 bilden zusammen ein Filtersystem mit einer vom Hersteller angegebenen nominellen Filterfeinheit von 20 µm. Vlies 5 ist dabei der Vorfilter, Vlies 4 der Hauptfilter. Die Versuche mit der Kombination Vlies 5 – Vlies 4 wurden bei einem Volumenstrom von 260 L/h und einer IFTD-Konzentration von 10 mg/L durchgeführt. Der Druckanstieg wurde ausschließlich im zuerst durchströmten Vlies 5 festgestellt. Der Druckverlust über Vlies 4 blieb während allen Versuchen konstant. In Vorversuchen mit denselben Vliesen anderer Chargen wurde ein Druckanstieg über beiden Vliesen beobachtet. In Abbildung 3.43 sind der mittlere volumen- und anzahlbezogene Gesamtabscheidegrad der Vlieskombination 5-4 im Filtrationsverlauf dargestellt.

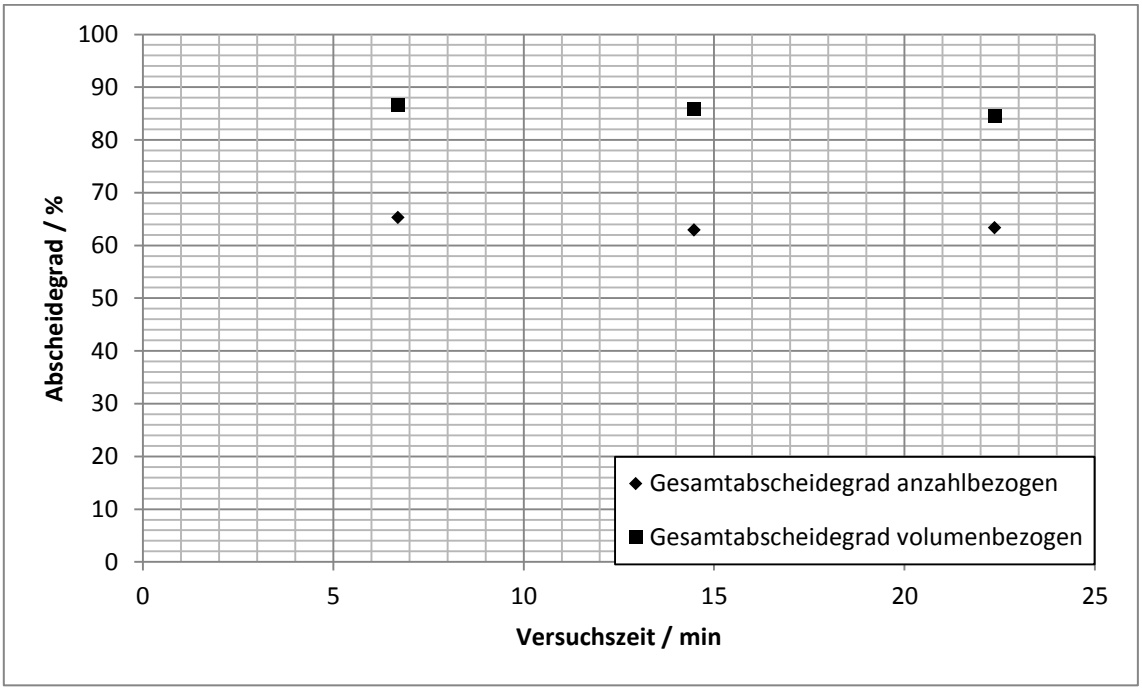


**Abbildung 3.43: Mittlerer volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad der Kombination Vlies 5 - Vlies 4 über der Versuchszeit**

Der Gesamtabscheidegrad bleibt im Versuchsverlauf weitgehend konstant.

Der mittlere Fraktionsabscheidegrad zu Beginn der Filtration sowie dessen Streuung sind in Abbildung 3.44 abgebildet.

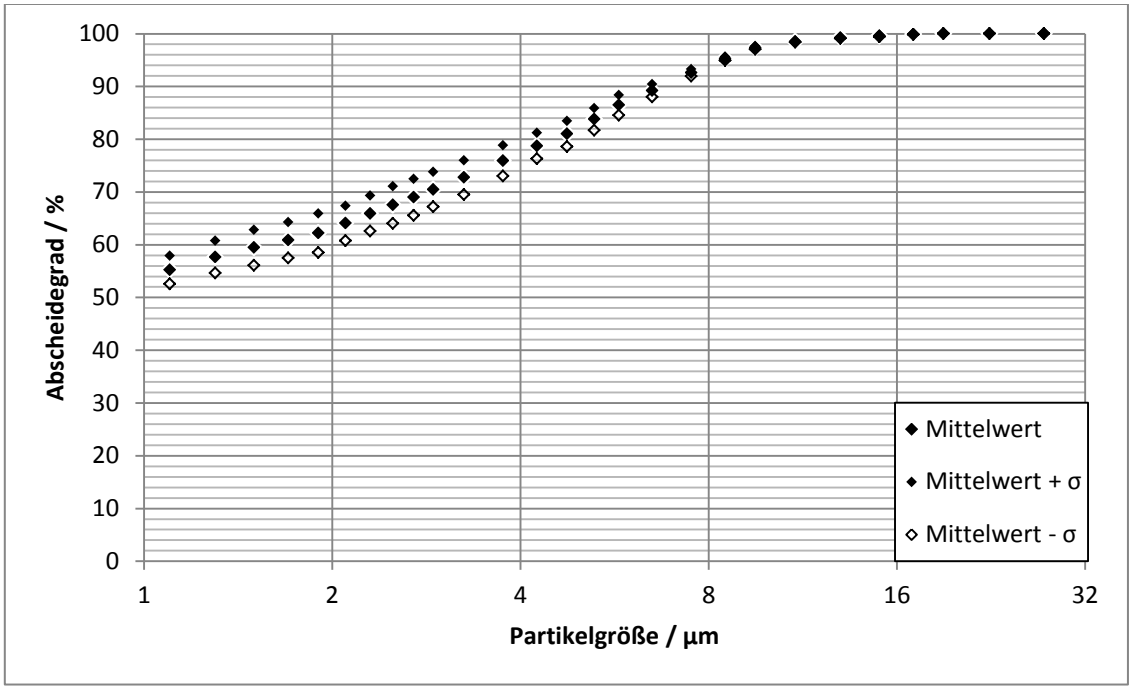


**Abbildung 3.44: Mittlerer Fraktionsabscheidegrad zu Versuchsbeginn der Kombination Vlies 5 - Vlies 4**

In Abbildung 3.45 sind die Differenzdruckkurven der einzelnen Versuche dargestellt.

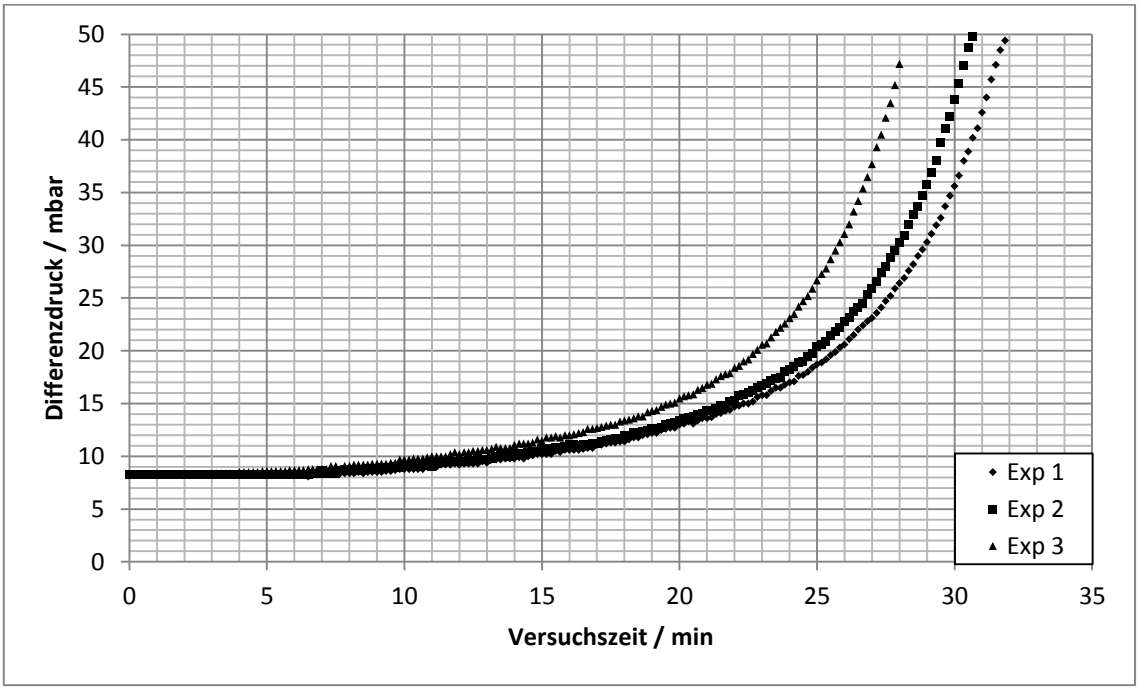


**Abbildung 3.45: Differenzdruck der Kombination Vlies 5 - Vlies 4 über der Versuchszeit**

Die Kurven weisen einen sehr ähnlichen Verlauf auf. Der Unterschied der Versuchszeiten ist relativ gering.

In Tabelle 3.6 sind die Versuchsergebnisse der Kombination von Vlies 5-4 mit den Versuchsergebnissen von Vlies 4 zusammengefasst.

**Tabelle 3.6: Vergleich der Versuchsergebnisse von Vlies 4 mit Vlies 5 - Vlies 4**

| | Vlies 4 | Vlies 5-4 |
|---|---|---|
| Anfangsdruckverlust / mbar | 3,97 | 8,28 |
| Versuchsdauer / min | 20,61 | 30,17 |
| $\sigma_{VD}$ / min | 2,27 | 1,83 |
| Anfangsabscheidegrad / % | 53,51 | 65,31 |
| $\sigma_{AAG}$ abs. / % | 5,19 | 1,14 |
| Verbesserung rel. / % | | 22,05 |

Im Vergleich zu Vlies 4 ist mit der Kombination Vlies 5-4 eine längere Versuchsdauer und ein verbesserter anzahlbezogener Abscheidegrad zu erreichen. Der Anfangsdruckverlust ist durch das vorgeschaltete Vlies 5 höher.

In einer weiteren Versuchsreihe wurde die Vlieskombination 3-6 bei einem Volumenstrom von 260 L/h und einer IFTD-Konzentration von 1,33 mg/L untersucht. In keinem der Versuche wurde ein Druckanstieg von 40 mbar erreicht. Die Suspensionsvorlage von 300 L war jeweils vorher filtriert. Aus diesem Grund wird auf eine detaillierte Darstellung der Versuchsreihe verzichtet. Die Verlängerung der Standzeit scheint bei der Kombination 3-6 wesentlich größer auszufallen, als bei der Kombination 3-1. Das vorgeschaltete Vlies 3 scheidet vor allem größere Partikeln ab. Bei der Kombination 3-1 betrug die Verlängerung der Standzeit von Vlies 1 etwa 16 %. Bei der Kombination 3-6 ist diese deutlich größer. Vlies 6 zeigt demnach bei der Abscheidung größerer Partikeln einen größeren Anstieg im Druckverlust als Vlies 1.

### 3.5.1.2 Ergebnisse unter abweichenden Versuchsbedingungen

#### 3.5.1.2.1 Veränderung des pH-Wertes

Um den Einfluss von Oberflächenkräften zu untersuchen, wurde der pH-Wert der Suspension verändert. In dieser Versuchsreihe wurden Vlies 1 als Polyestervlies und Vlies 6 als Polypropylenvlies verwendet. Von einer Untersuchung eines Glasfaservlieses wurde abgesehen, da Vlies 4 und 5 bei Filtrationsversuchen wiederholt Risse aufwiesen. Die Versuche wurden bei einem pH-Wert von 4, einer IFTD-Konzentration von 1,33 mg/L und einem Volumenstrom von 260 L/h durchgeführt. In Abbildung 3.6 und Abbildung 3.7 auf Seite 51 und 52 sind die Zeta-Potentialverläufe der Vliese und der PCD-Verlauf des Teststaubs dargestellt. Bei einem pH-Wert von 7 weisen beide Vliese ein stark negatives Zeta-Potential auf. Das PCD-Signal des Teststaubs ist ebenfalls stark negativ. Bei einem pH-Wert von 4 weisen die Vliese ein schwach negatives bzw. schwach positives Zeta-Potential auf. Das PCD-Signal des Teststaubs ist schwach negativ. Durch die Reduzierung des pH-Wertes wird damit die Abstoßung durch Oberflächenkräfte zwischen Fasern und Partikeln reduziert.

Die mittleren Fraktionsabscheidegrade von Vlies 1 und 6 bei einem pH-Wert von 4 und 7 sind in Abbildung 3.46 und Abbildung 3.47 dargestellt.

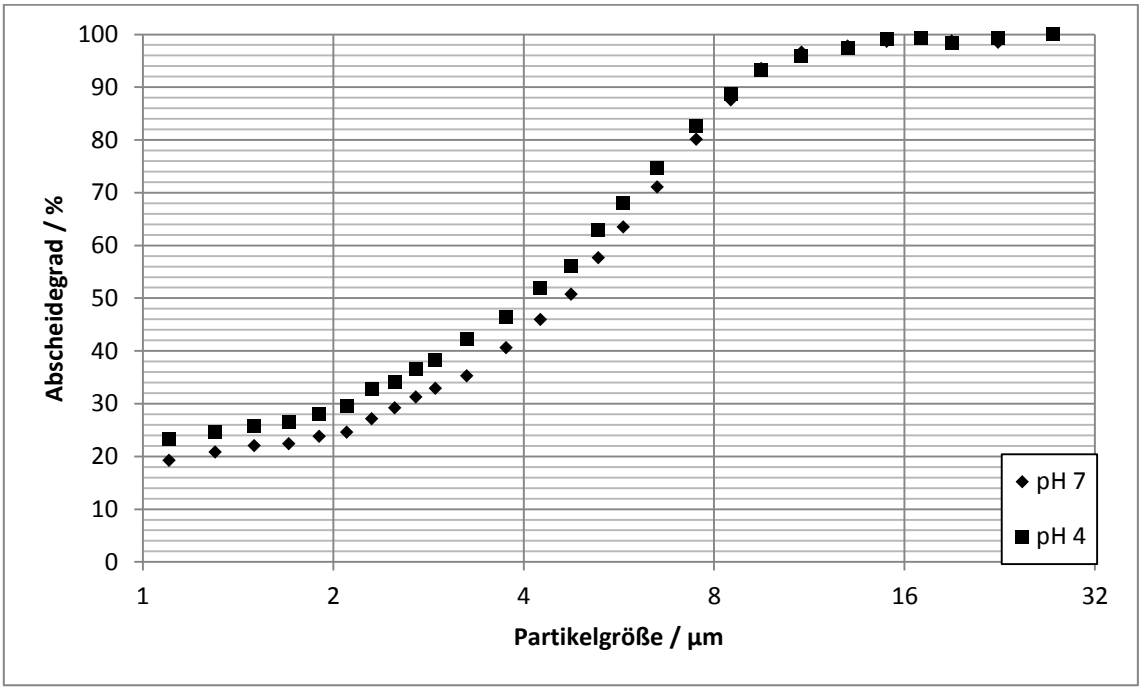


**Abbildung 3.46: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn von Vlies 1 bei pH 4 und 7**

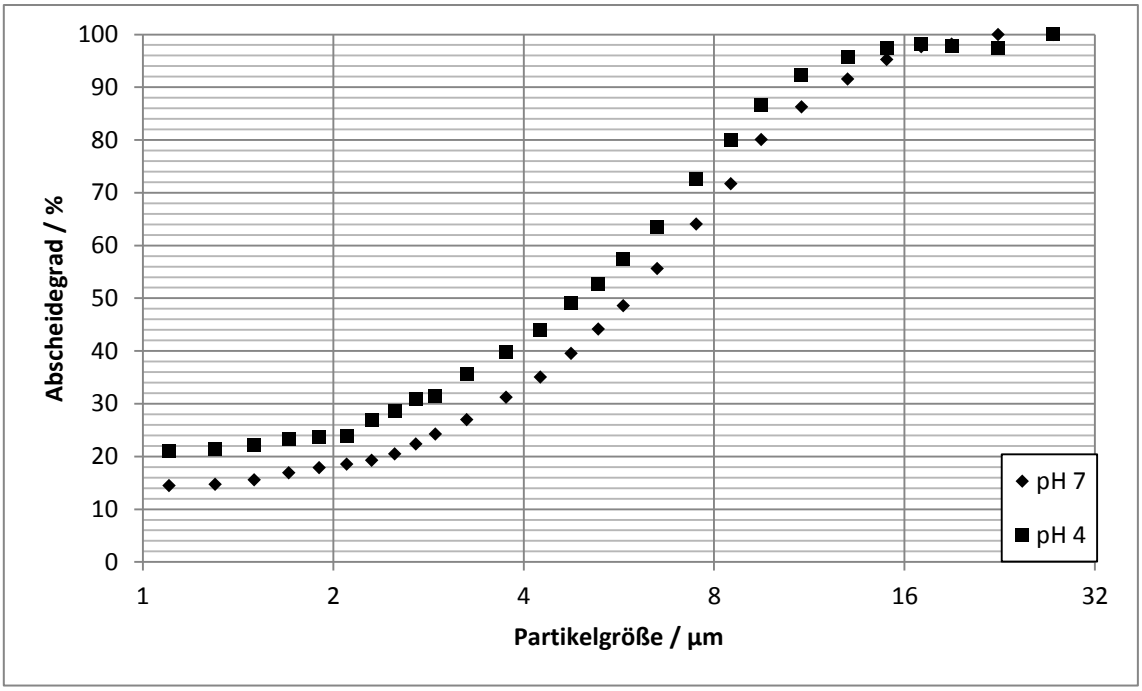


**Abbildung 3.47: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn von Vlies 6 bei pH 4 und 7**

Bei beiden Vliesen führt eine Absenkung des pH-Wertes der Suspension zu einer verbesserten Partikelabscheidung. Die Verbesserung ist dabei bei kleinen Partikeln relativ betrachtet größer als bei größeren Partikeln.

In Tabelle 3.7 sind die Versuchsergebnisse von Vlies 1 und 6 bei einem pH-Wert von 7 und 4 zusammengefasst.

**Tabelle 3.7: Versuchsergebnisse der Vliese 1 und 6 bei pH 7 und 4**

| | Vlies 1 pH 7 | Vlies 1 pH 4 | Vlies 6 pH 7 | Vlies 6 pH 4 |
|---|---|---|---|---|
| Versuchsdauer / min | 30,96 | 29,89 | 35,10 | 31,99 |
| $\sigma_{VD}$ / min | 2,56 | 0,82 | 9,83 | 7,19 |
| anzahlbezogener Anfangsabscheidegrad / % | 31,16 | 36,05 | 23,45 | 30,38 |
| $\sigma_{AAG,A}$ abs. / % | 2,70 | 1,35 | 3,06 | 3,35 |
| volumenbezogener Anfangsabscheidegrad / % | 73,57 | 77,39 | 63,01 | 67,13 |
| $\sigma_{AAG,V}$ abs. / % | 2,72 | 1,13 | 3,27 | 1,80 |

Bei einer Verringerung des pH-Wertes verringert sich die Versuchsdauer bei Vlies 1 und Vlies 6 geringfügig. Die Unterschiede liegen allerdings im Bereich der Versuchsstreuung, insbesondere bei Vlies 6. Der anzahlbezogene Gesamtabscheidegrad steigt bei einer pH-Wert-Senkung deutlich von 31,2 bzw. 23,5 % auf 36,1 bzw. 30,4 % bei Vlies 1 bzw. Vlies 6. Der volumenbezogene Gesamtabscheidegrad steigt geringfügig von 73,6 bzw. 63 % auf 77,4 bzw. 67,1 %.

Die Änderung des Filtrationsverhaltens kann anhand der Zeta-Potential- bzw. PCD-Verläufe der Vliese und des Teststaubes erklärt werden. Bei einem pH-Wert von 7 weisen die Partikeln ein stark negatives Potential auf. Vlies 1 weist ein schwach negatives, Vlies 6 ein etwas stärker negatives Potential auf. Bei einem pH-Wert von 4 weisen die Partikeln ein schwach negatives Potential auf. Vlies 1 weist ein schwach positives, Vlies 6 ein schwach negatives Potential auf. Die Abstoßung zwischen Partikeln und Vliesfasern aufgrund der Oberflächenladung wird also teilweise aufgehoben. Da der Einfluss auf feinere Partikeln größer ist als auf größere Partikeln, steigt damit der anzahlbezogene Gesamtabscheidegrad stark an, während der volumenbezogene Gesamtabscheidegrad nur schwach ansteigt und die Versuchszeit geringfügig zurückgeht.

#### 3.5.1.2.2 Filtration bei einem Volumenstrom von 420 L/h

Um den Einfluss der Filtrationsgeschwindigkeit zu untersuchen, wurde der Volumenstrom von 260 L/h auf 420 L/h erhöht. Dies entspricht einer Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s auf 0,0192 m/s. In dieser Versuchsreihe wurden die Vliese 1, 2, 3 und 6 verwendet. Von einer Verwendung der Glasfaservliese 4 und 5 wurde aufgrund der Rissneigung abgesehen. Die Poren-Reynolds-Zahl ist bei allen Vliesen kleiner 1, sodass von einer zähen Strömung im Filtermittel ausgegangen werden kann. Die Versuche wurden entsprechend bei einem Druckanstieg von 40 bar · 420/260 = 65 mbar abgebrochen. Die IFTD-Konzentration betrug 1,33 mg/L bei Vlies 1 und 6 sowie 10 mg/L bei Vlies 2 und 3.

In Abbildung 3.48 und Abbildung 3.49 sind die mittleren Fraktionsabscheidegrade zu Beginn der Filtration für Vlies 1 und 6 für die Volumenströme 260 L/h und 420 L/h dargestellt.

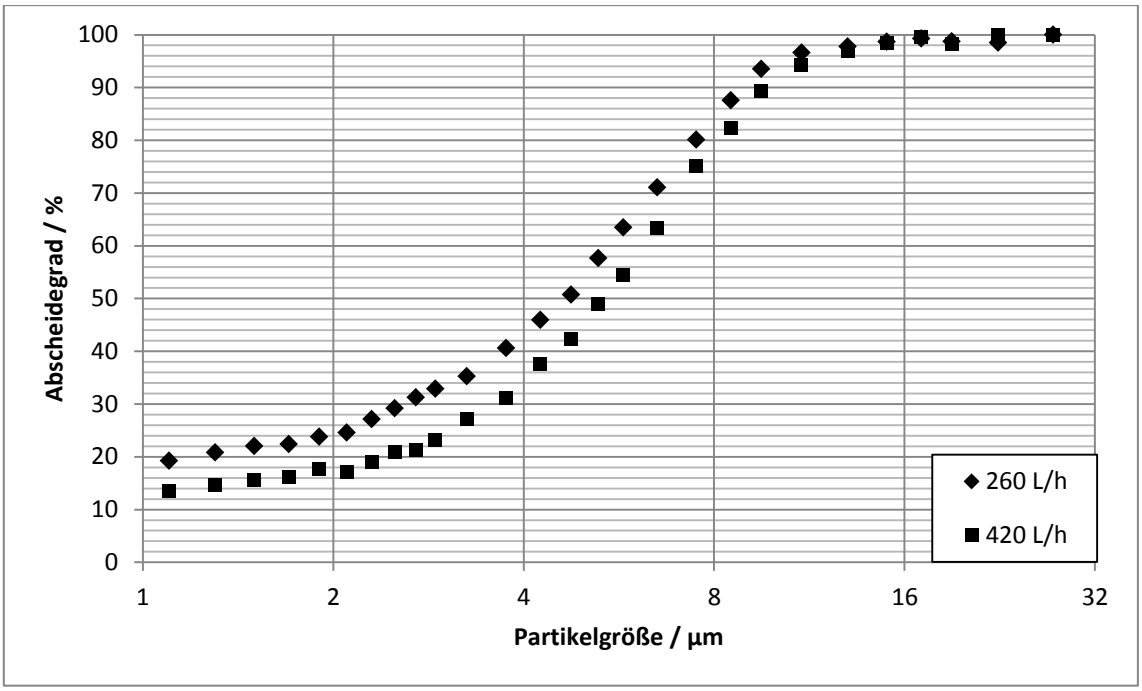


**Abbildung 3.48: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn von Vlies 1 bei 260 und 420 L/h**

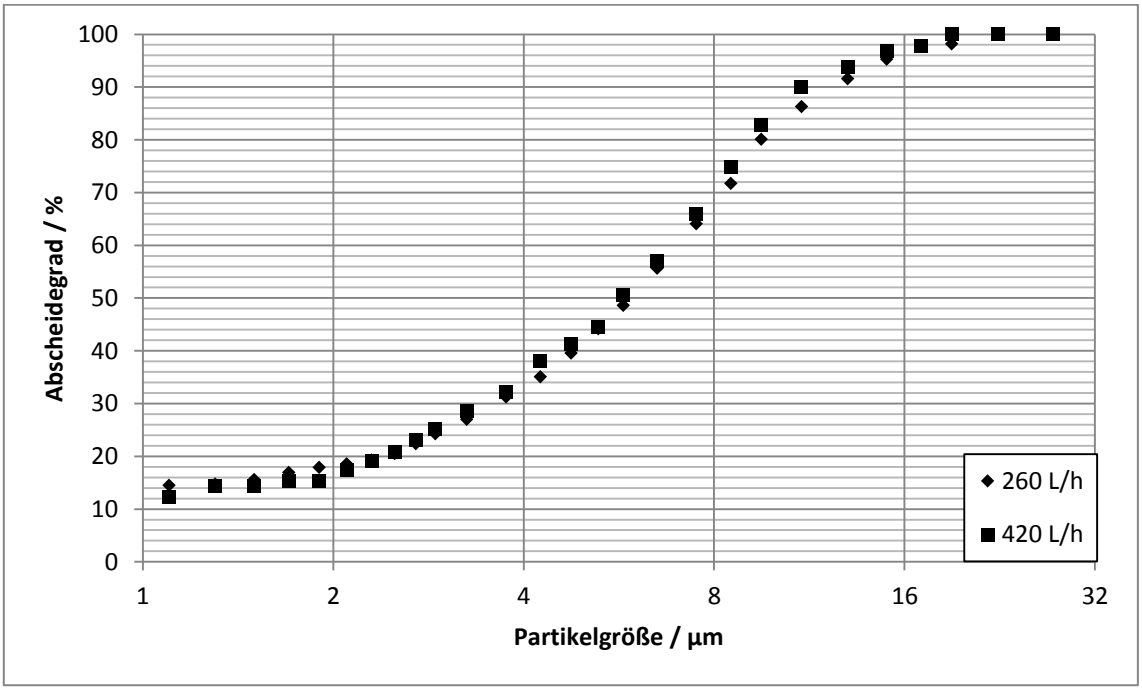


**Abbildung 3.49: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn von Vlies 6 bei 260 und 420 L/h**

Bei einer Erhöhung des Volumenstroms ist bei Vlies 1 eine Verringerung der Abscheidung zu beobachten. Bei Vlies 6 bleibt die Partikelabscheidung nahezu unverändert.

In Abbildung 3.50 und Abbildung 3.51 sind die Differenzdruckverläufe der einzelnen Experimente für Vlies 1 und 6 bei einem Volumenstrom von 420 L/h dargestellt.

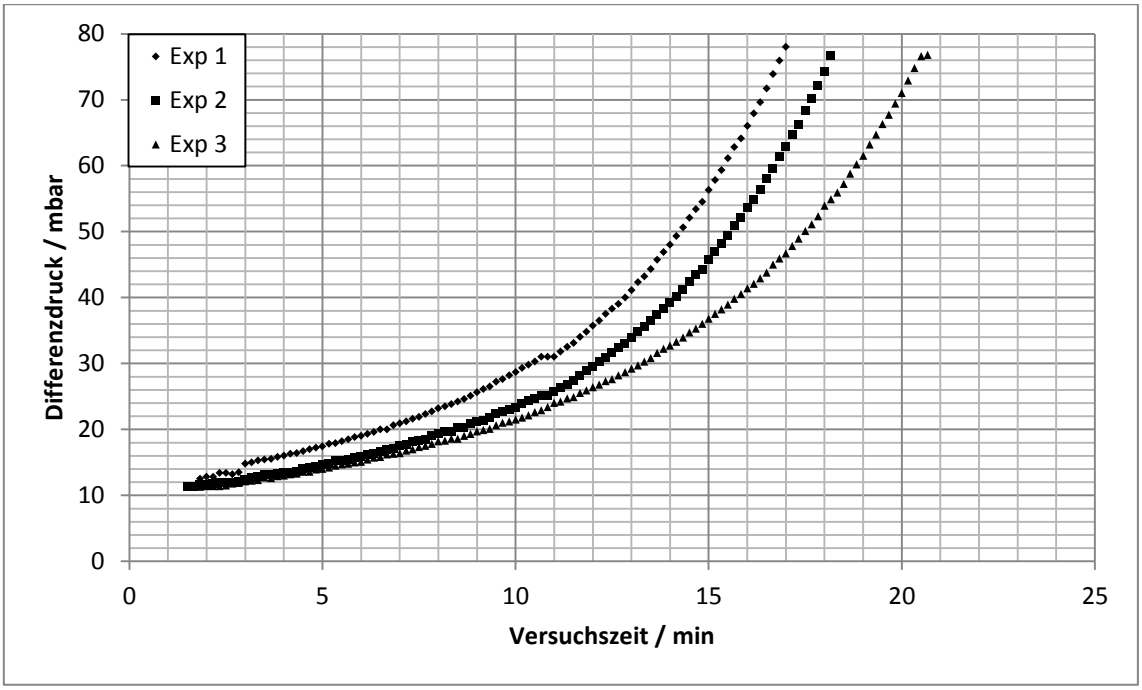


**Abbildung 3.50: Differenzdruck von Vlies 1 bei einem Volumenstrom von 420 L/h über der Versuchszeit**

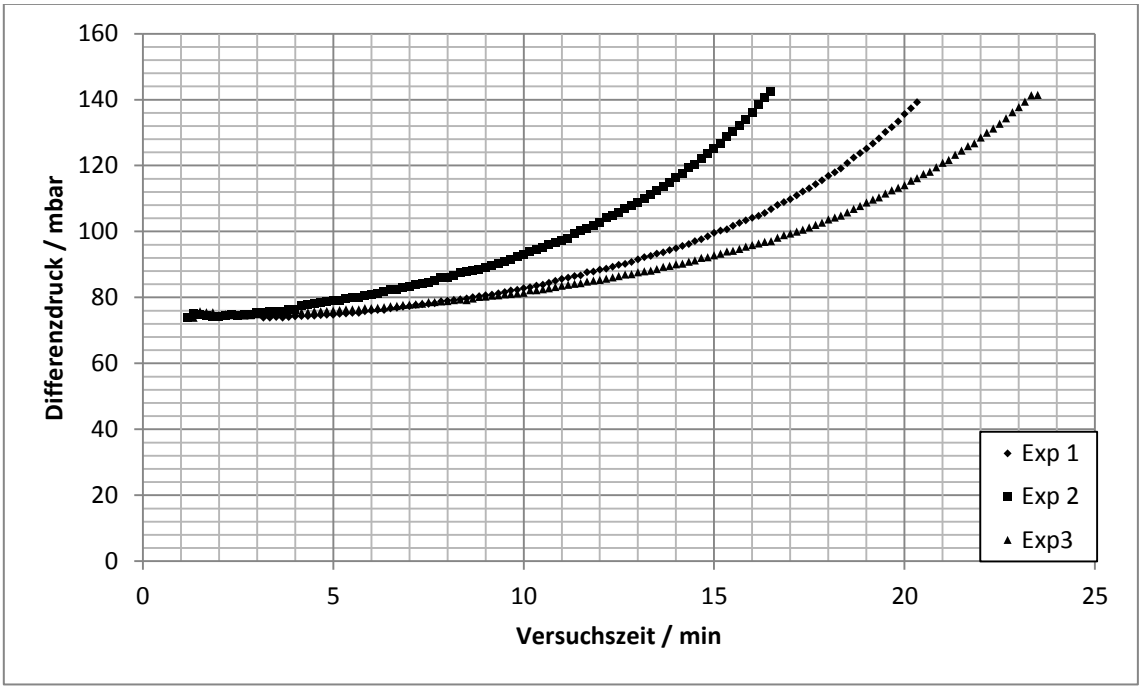


**Abbildung 3.51: Differenzdruck von Vlies 6 bei einem Volumenstrom von 420 L/h über der Versuchszeit**

In Tabelle 3.8 sind die Versuchszeiten von Vlies 1, 2, 3 und 6 bei einem Volumenstrom von 260 L/h und 420 L/h zusammengefasst. Um die Versuchszeiten bei den unterschiedlichen Geschwindigkeiten vergleichen zu können, wurde die Versuchsdauer* für die Versuche bei 420 L/h eingeführt. Dabei gilt: Versuchsdauer* = Versuchsdauer · 260/420.

**Tabelle 3.8: Versuchsergebnisse der Vliese 1, 2, 3 und 6 bei einem Volumenstrom von 260 und 420 L/h**

| | Vlies 1 | | Vlies 2 | | Vlies 3 | | Vlies 6 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Volumenstrom / L/h | 260 | 420 | 260 | 420 | 260 | 420 | 260 | 420 |
| Versuchsdauer bis zu einem Druckanstieg von 40 mbar bzw. 65 mbar / min | 31,0 | 18,6 | 29,8 | 22,5 | 48,1 | 28,6 | 35,1 | 20,1 |
| $\sigma_{VD}$ / min | 2,6 | 1,8 | 1,3 | 2,5 | 11,8 | 0,7 | 9,8 | 3,4 |
| Versuchsdauer* / min | | 30,0 | | 36,3 | | 46,2 | | 32,5 |

Ein Volumenstrom von 260 L/h entspricht einer der Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s, ein Volumenstrom von 420 L/h einer Anströmgeschwindigkeit 0,0192 m/s. Bei Vlies 2 und Vlies 3 wurden sehr große Streuungen des Anfangsabscheidegrades beobachtet. Daher wird von einer Auswertung der Daten abgesehen. Vergleicht man die Versuchsdauer bei 260 L/h mit der um den Einfluss der erhöhten Anströmgeschwindigkeit korrigierten Versuchsdauer bei 420 L/h, ist kein stark ausgeprägter Unterschied zu erkennen.

### 3.5.2 Ablöseversuche

Es wurden Ablöseversuche durchgeführt, um zu ermitteln, ob und in welchem Umfang bereits abgeschiedene Partikeln wieder abgelöst werden können. Das Ablöseverhalten der Vliese wurde dabei unter drei unterschiedlichen Versuchsbedingungen untersucht. In einer Versuchsreihe wurden Vliese unter Standardfiltrationsbedingungen, also einem Volumenstrom von 260 L/h bei 20±2 °C, bis zur zusätzlichen Druckdifferenz von 40 mbar beladen. Danach wurden sie getrocknet, gewogen und erneut in das Filterelement eingespannt. Anschließend wurden sie von filtriertem Wasser bei einem Volumenstrom von 260 L/h für 25 Minuten durchströmt. In einer zweiten Versuchsreihe wurden die Vliese bei einem Volumenstrom von 260 L/h bis zu einer Druckdifferenz von 30 mbar beladen und anschließend ohne zusätzliche Druckschwankung von filtriertem Wasser bei einem Volumenstrom von 260 L/h für 25 Minuten durchströmt. In der dritten Versuchsreihe fand die Beladung unter denselben Bedingungen der zweiten Versuchsreihe statt. Die anschließende

Durchströmung wurde bei einem Volumenstrom von 520 L/h für 12,5 Minuten durchgeführt. Die Versuche wurden für die Vliese 1, 2 und 3 durchgeführt. Ein Volumenstrom von 260 L/h entspricht einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s, ein Volumenstrom von 520 L/h einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0238 m/s.

In Abbildung 3.52 sind die einzelnen Differenzdruckkurven der Experimente mit Vlies 1 während der Durchströmung mit filtriertem Wasser dargestellt. Die Vliese wurden zuvor bei einem Volumenstrom von 260 L/h bis zu einem Druckanstieg von 40 mbar mit Partikeln beladen und anschließend getrocknet.

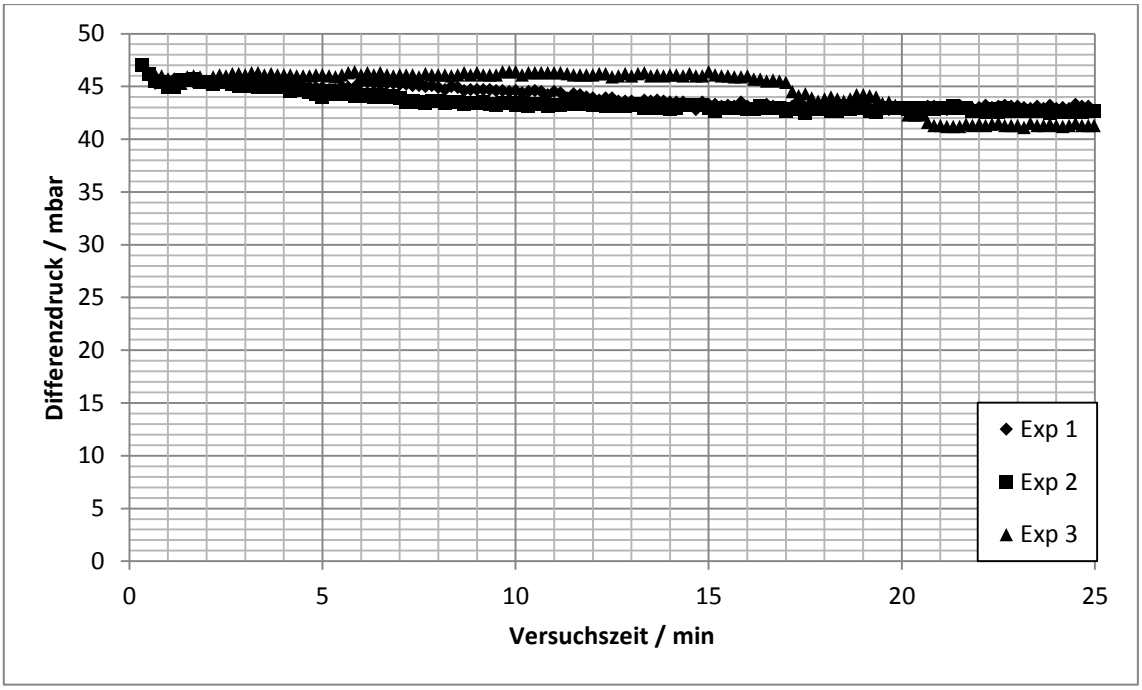


**Abbildung 3.52: Druckverluste während der Durchströmung bei Vlies 1; 260 L/h mit Zwischentrocknung**

Die Kurven aller Versuche verlaufen weitgehend konstant, wobei eine leichte Abnahme festzustellen ist. Dies kann durch abgelöste Partikeln hervorgerufen werden.

In Abbildung 3.53 sind die Anzahlkonzentrationen der Proben der einzelnen Experimente logarithmisch abgebildet.

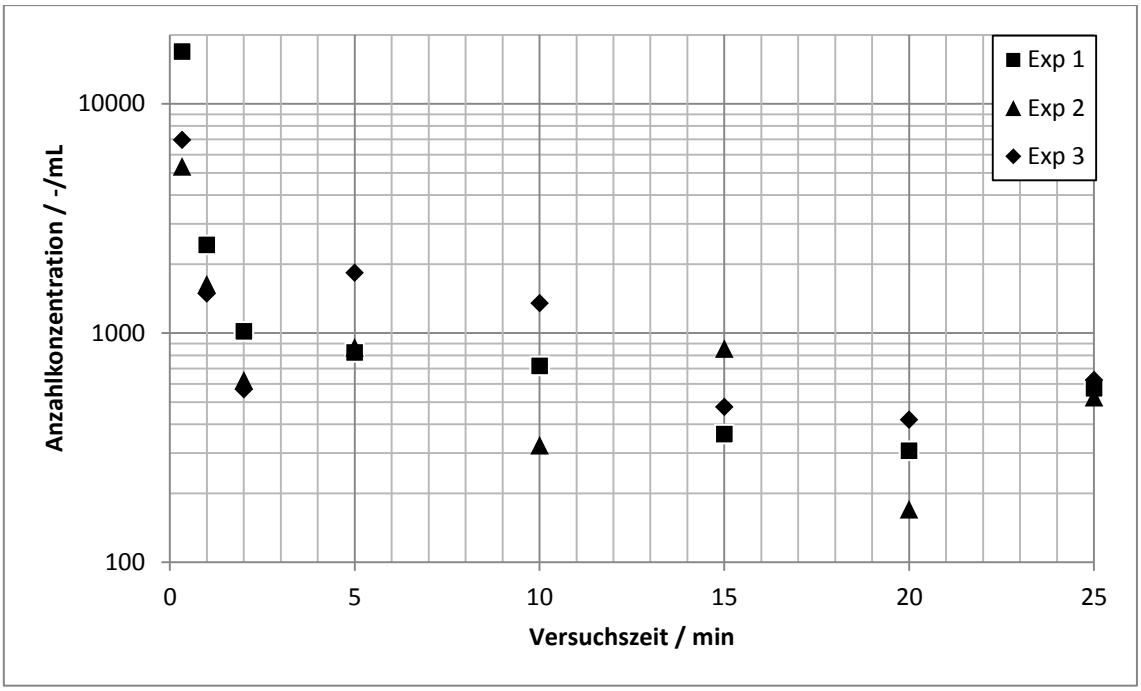


**Abbildung 3.53: Partikelanzahlkonzentrationen während der Durchströmung bei Vlies 1; 260 L/h mit Zwischentrocknung**

Die stärkste Partikelablösung findet zu Beginn der Durchströmung statt. Danach nimmt sie rasch ab. Es sind relativ große Unterschiede der abgelösten Partikelanzahlen zwischen den einzelnen Versuchen zu beobachten. Insbesondere bei der anfänglichen Konzentration ist die Streuung sehr hoch.

In Abbildung 3.54 sind die einzelnen Differenzdruckkurven der Experimente der zweiten Versuchsreihe mit Vlies 1 im Versuchsverlauf dargestellt. Der Volumenstrom betrug jeweils 260 L/h. Es fand keine Zwischentrocknung statt.

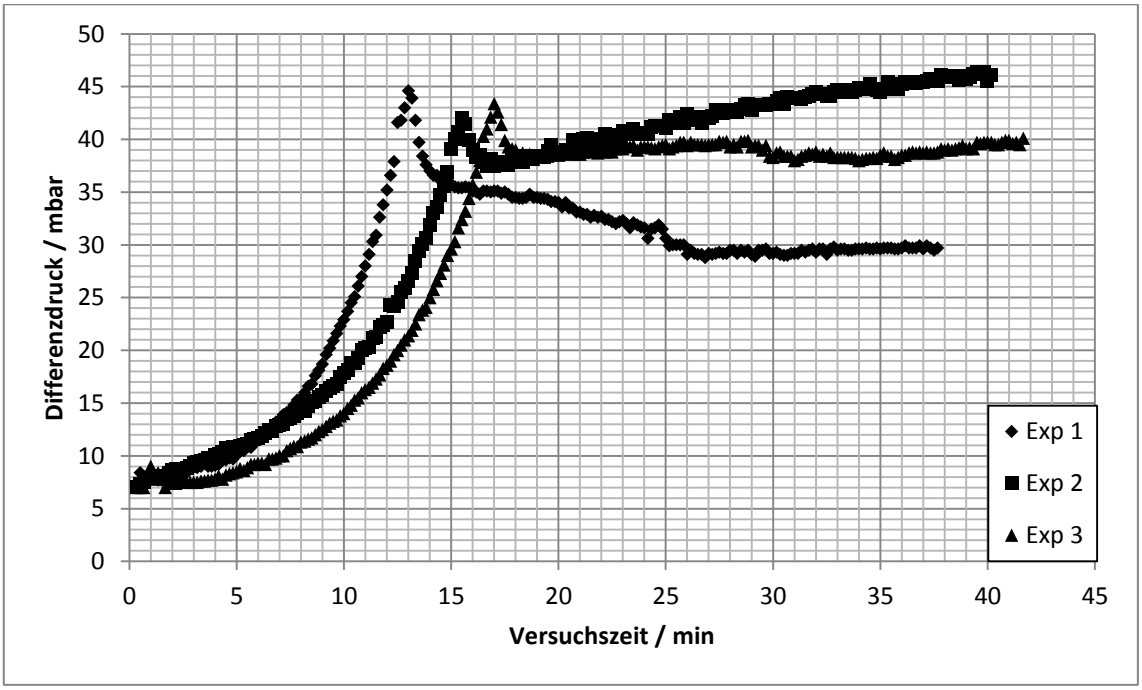


**Abbildung 3.54: Druckverluste im Versuchsverlauf bei Vlies 1; 260 L/h ohne Zwischentrocknung**

Alle Kurven steigen nach dem Wechsel von Suspension auf filtriertes Wasser bei einer zusätzlichen Druckdifferenz von 30 mbar noch weiter an. Die Differenzdruckkurven der einzelnen Versuche erreichen zunächst Maximalwerte von bis zu 42–45 mbar. Dieser zusätzliche Anstieg kann durch im Schlauchsystem befindliche Restsuspension und durch eine mögliche Umlagerung von Partikeln im Filtermedium erklärt werden. Nachdem ein Maximum im Druckanstieg durchlaufen ist, fällt der Differenzdruck bei allen Versuchen zunächst ab. Dies kann durch Partikelablösung hervorgerufen werden. Im weiteren Versuchsverlauf weisen alle drei Kurven einen unterschiedlichen Verlauf auf. Im ersten Versuch nimmt der Differenzdruck weiterhin ab. Im zweiten Versuch steigt er an und im dritten Versuch bleibt er nahezu konstant. Die gemessene Partikelkonzentration im filtrierten Wasser ist vernachlässigbar gering. Ein Anstieg im Druckverlust kann daher nur durch eine Umlagerung der abgeschiedenen Partikeln im Filtermedium erklärt werden. In diesem Beladungszustand haben offensichtlich sehr geringe Änderungen der Beladung eines Vlieses einen sehr großen Einfluss auf die Druckdifferenz.

In Abbildung 3.55 sind die Anzahlkonzentrationen der Proben der einzelnen Experimente während der Durchströmung mit filtriertem Wasser logarithmisch dargestellt.

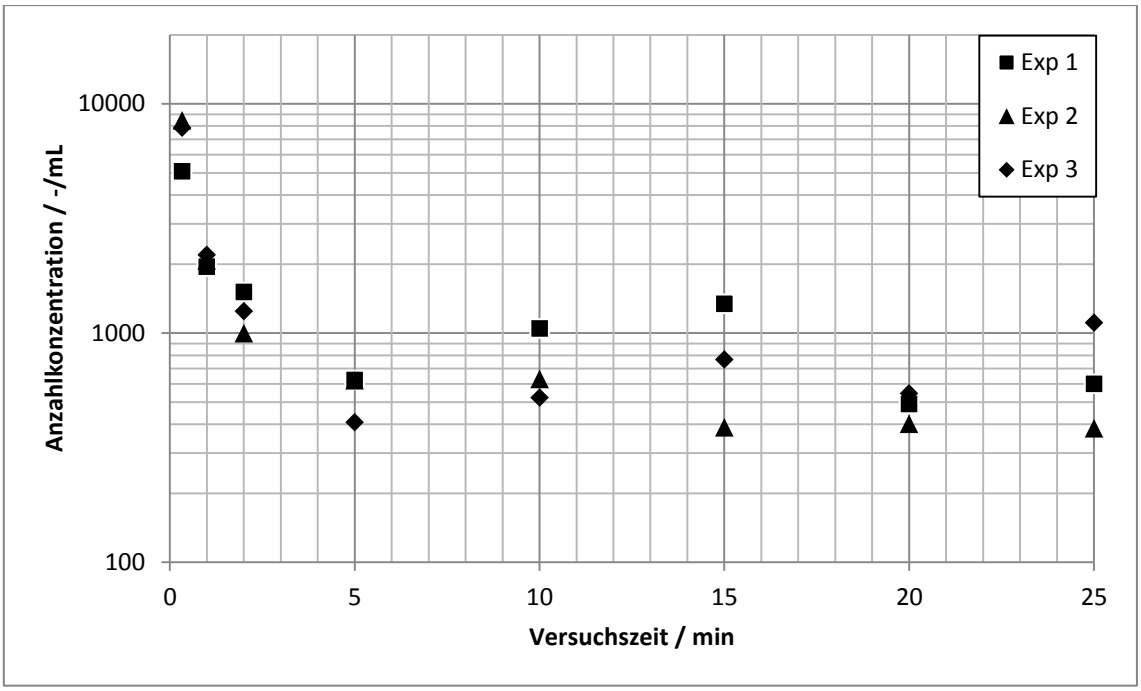


**Abbildung 3.55: Partikelanzahlkonzentrationen während der Durchströmung bei Vlies 1; 260 L/h ohne Zwischentrocknung**

Der Verlauf der Kurven ist ähnlich, wie in den vorangegangenen Experimenten mit Zwischentrocknung. Zu Beginn der Durchströmung werden die höchsten Konzentrationen gemessen.

Bei allen Versuchsreihen und allen Vliesen waren die beobachteten Partikelkonzentrationen zu Beginn der Durchströmung am höchsten und nahmen danach schnell ab. Die Partikelablösung findet demnach bevorzugt am Anfang der Durchströmung statt. Aus den gemessenen Partikelgrößenverteilungen wurden die jeweiligen Sauterdurchmesser sowie die abgelöste Partikelmasse ermittelt. Zudem wurden die Vliese vor und nach den Versuchen gewogen. Allerdings zeigte sich, dass die Vliese sowohl vor als auch nach den Versuchen elektrostatisch aufgeladen waren. Diese Aufladungen beeinflussten die Messungen stark. Daher wurden die gravimetrischen Messungen als unverwertbar eingestuft verworfen. Die genaue Masse konnte mit den vorhandenen Feinwaagen nur unter Zerstörung der Vliese ermittelt werden.

Die Ergebnisse der Versuchsreihen sind in Tabelle 3.9 zusammengefasst. Darin wird Zwischentrocknung mit ZT abgekürzt. In der Tabelle sind die mittleren Anzahlkonzentrationen, die daraus berechneten abgelösten Partikelmassen, die Sauterdurchmesser der abgelösten Partikeln und die entsprechenden Standardabweichungen angegeben. Zudem sind die aus den Daten der Filtrationsversuche ermittelten Sauterdurchmesser der von den einzelnen Vliesen abgeschiedenen Partikeln angegeben. Ein Volumenstrom von 260 L/h entspricht einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s, ein Volumenstrom von 520 L/h einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0238 m/s.

**Tabelle 3.9: Zusammenfassung der Ergebnisse der Ablöseversuche**

| | | | | | | | abgelöste Partikeln | | abgeschiedene Partikeln |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Vol.-strom / L/h | ZT | mittlere Anzahlkonzentration / $mL^{-1}$ | $\sigma_{AK}$ / $mL^{-1}$ | abgelöste Masse / g | $\sigma_{aM}$ / g | $d_{3,2}$ / µm | $\sigma_{SD}$ / µm | $d_{3,2}$ / µm |
| Vlies 1 | 260 | ja | 955,5 | 216,5 | 0,0099 | 0,0040 | 10,41 | 2,68 | 7,30 |
| | 260 | nein | 924,5 | 130,1 | 0,0097 | 0,0022 | 10,69 | 3,84 | |
| | 520 | nein | 778,2 | 164,4 | 0,0118 | 0,0019 | 18,96 | 1,74 | |
| Vlies 2 | 260 | ja | 1594,8 | 451,7 | 0,0234 | 0,0038 | 19,01 | 3,22 | 9,65 |
| | 260 | nein | 4562,7 | 835,5 | 0,0399 | 0,0069 | 9,88 | 1,98 | |
| | 520 | nein | 3622,8 | 23,6 | 0,0322 | 0,0017 | 13,73 | 2,65 | |
| Vlies 3 | 260 | ja | 1711,0 | 707,4 | 0,0336 | 0,0083 | 15,66 | 3,35 | 9,69 |
| | 260 | nein | 2709,4 | 1639,3 | 0,0365 | 0,0048 | 10,87 | 2,20 | |
| | 520 | nein | 4499,7 | 268,7 | 0,0475 | 0,0025 | 10,52 | 1,14 | |

Die Anzahl und Masse der abgelösten Partikeln ist für die einzelnen Vliese stark unterschiedlich. Bei Vlies 1 werden deutlich weniger Partikeln abgelöst als bei den anderen beiden Vliesen. Allerdings ist auch der Beladungszustand der Vliese unterschiedlich. Die auf Grundlage der Filtrationsversuche ermittelten mittleren Partikelbeladungen betragen 0,14 g, 0,59 g und 0,74 g für die Vliese 1, 2 und 3. Damit beträgt die relative Ablösung 7,5 Ma-%, 5,5 Ma-% und 5,3 Ma-% für die Vliese 1, 2 und 3. Berücksichtigt man die Streuung der Versuchsergebnisse und die Messungenauigkeit, lässt sich feststellen, dass alle Vliese im ähnlichen Ausmaß abgeschiedene Partikeln wieder abgeben. Das Gesamtausmaß der Partikelablösung kann als gering gewertet werden. Die Sauterdurchmesser der abgelösten Partikeln sind bei allen Vliesen unter Berücksichtigung der Versuchsstreuungen ähnlich groß. Der Sauterdurchmesser der abgeschiedenen Partikeln ist bei Vlies 1 geringer, als bei den

andern Vliesen. Demnach sind bei Vlies 1die abgelösten Partikeln relativ zu den zuvor abgeschieden Partikeln im Mittel etwas größer als bei den anderen Vliesen.

Bei allen Versuchen waren starke Streuungen der Ergebnisse zu beobachten. Es konnten für die drei unterschiedlichen Versuchsarten keine eindeutigen Unterschiede beobachtet werden. Im Gegensatz zu den Filtrationsversuchen wurden die Partikelkonzentrationen bei den Ablöseversuchen offline ermittelt. Dies wurde vorgenommen, um insbesondere zu Versuchsbeginn mehrere Messpunkte zu erhalten. Allerdings geht die offline-Messung mit einer deutlich größeren Messschwankung einher.

### 3.5.3 Zusammenfassung der Versuchsergebnisse

Am entwickelten Prüfstand wurde das Filtrationsverhalten von Vliesen gegenüber wässrigen ISO-Test-Dust-Suspensionen untersucht. Es wurden sechs Vliese, die aus Polyester, Glasfasern und Polypropylen bestehen, detailliert untersucht.

Die Filtration fand stets bei konstantem Volumenstrom und konstanter Zusammensetzung der Suspension statt. Es wurde der Differenzdruck über dem jeweiligen Filtermittel untersucht. Aus online-Messungen der Suspension vor und nach dem Filtermedium wurde die Partikelabscheidung der Vliese bestimmt. Die Vliese unterschieden sich hinsichtlich der Abscheidung und des Druckverlaufes voneinander stark.

Bei Versuchen mit gleichen Vliesen wurde festgestellt, dass die Schwankungen im Abscheidegrad zu Beginn der Filtration sehr gering sind. Die Filtrationszeiten unterschieden sich dagegen teilweise deutlich. Materialschwankungen haben demnach einen eher geringen Einfluss auf die Anfangsabscheidung, aber teilweise einen sehr großen Einfluss auf die Filterstandzeit.

Es wurden mehrlagige symmetrische und asymmetrische Vliese untersucht. Es wurde festgestellt, dass ein geringer Unterschied im Abscheideverhalten eines zuerst durchströmten Vlieses einen großen Unterschied auf das Filtrationsverhalten eines danach durchströmten Vlieses haben kann.

Es wurde der Einfluss des Zeta-Potentials auf die Partikelabscheidung untersucht. Durch Änderung des pH-Wertes und die damit verbundene Änderung des Zeta-Potentials von Vlies und Partikeln lässt sich die Partikelabscheidung beeinflussen. Die Filtrationszeit blieb in den

Versuchen weitestgehend konstant. Die Abscheidung insbesondere gegenüber kleineren Partikeln änderte sich, jedoch war der Einfluss im untersuchten Partikelgrößenbereich relativ gering.

In einer Versuchsreihe wurde die Durchströmungsgeschwindigkeit erhöht. Die anfängliche Partikelabscheidung wurde dadurch teilweise verringert.

Es wurde untersucht, in welchem Umfang bereits abgeschiedene Partikeln abgelöst werden können. Es zeigte sich, dass insbesondere zu Beginn einer Durchströmung mit einem partikelarmen Fluid Partikeln abgelöst werden. Das Gesamtausmaß der Partikelablösung lag in den Versuchen im Bereich von 5,3 Ma-% bis 7,5 Ma-%. Allerdings war die ermittelte Streuung der Versuchsergebnisse teilweise sehr hoch.

# 4 Modellierung und Simulation

Die Modellierung und Simulation wurde im Rahmen dieser Arbeit auf zwei unterschiedliche Arten durchgeführt. Zum einen wurde ein Modell entwickelt, das auf die in Kapitel 2.2.1.2.2 aufgezeigte Berechnung des Druckverlustes und die in Kapitel 2.3.2.1 aufgezeigten Berechnung der Partikelabscheidung auf Grundlage der Theorie der Einzelkollektorabscheidung zurückgreift. Dabei wurde die Berechnung der Partikelabscheidung modifiziert, um den Filtrationsvorgang besser beschreiben zu können. Für die miteinander gekoppelte Berechnung von Druckverlust und Partikelabscheidung wird das Filtermedium in einzelnen Schichten betrachtet. Es werden die Partikelabscheidung und der Druckverlust zu Beginn der Filtration und im Filtrationsverlauf berechnet. Zum anderen wurden numerische Strömungssimulationen mit der Software „DNSlab“ durchgeführt. Aufgrund der rechenintensiven Vorgehensweise wurden Druckverlust und Partikelabscheidung dabei nur für unbeladene Filtermedien, also zu Filtrationsbeginn, simuliert. Generell können dabei nur sehr kleine Gebiete simuliert werden. Typische Kantenlängen von Rechengittern liegen im Bereich von 0,01 – 1 mm. In den experimentellen Untersuchungen wurde beobachtet, dass die Druckverlustkurven innerhalb einzelner Versuchsreihen zum Teil stark variieren können. Die Durchströmungsfläche der Proben betrug dabei 60,8 $cm^2$. Es kann demnach angenommen werden, dass die in 3-D Strömungssimulationen üblicherweise verwendeten geringen Flächen zu noch viel größeren Streuungen der Druckverlustkurven und damit zweifelhaften Simulationsergebnissen führen.

## 4.1 Simulation auf Grundlage eines eigenentwickelten Filtrationsmodells

### 4.1.1 Vorüberlegungen zur Modellierung

Zielsetzung der Modellierung ist die Beschreibung der Filtrationseigenschaften aufgrund der Struktur- und Materialeigenschaften der Vliese. Der Druckverlust und der Fraktionsabscheidegrad sollen dabei berechnet werden. Dies erfolgt zunächst für unbeladene Vliese. Zudem sollen auch die Filtrationseigenschaften im Filtrationsverlauf abgebildet werden.

Im Vergleich zu den anderen Vliesen weist Vlies 6 eine sehr ungleichmäßige Struktur auf. An vielen Stellen im Vlies sind die Fasern teilweise großflächig verschmolzen.

In den in Abbildung 4.1 abgebildeten REM-Aufnahmen sind diese Stellen zu erkennen.

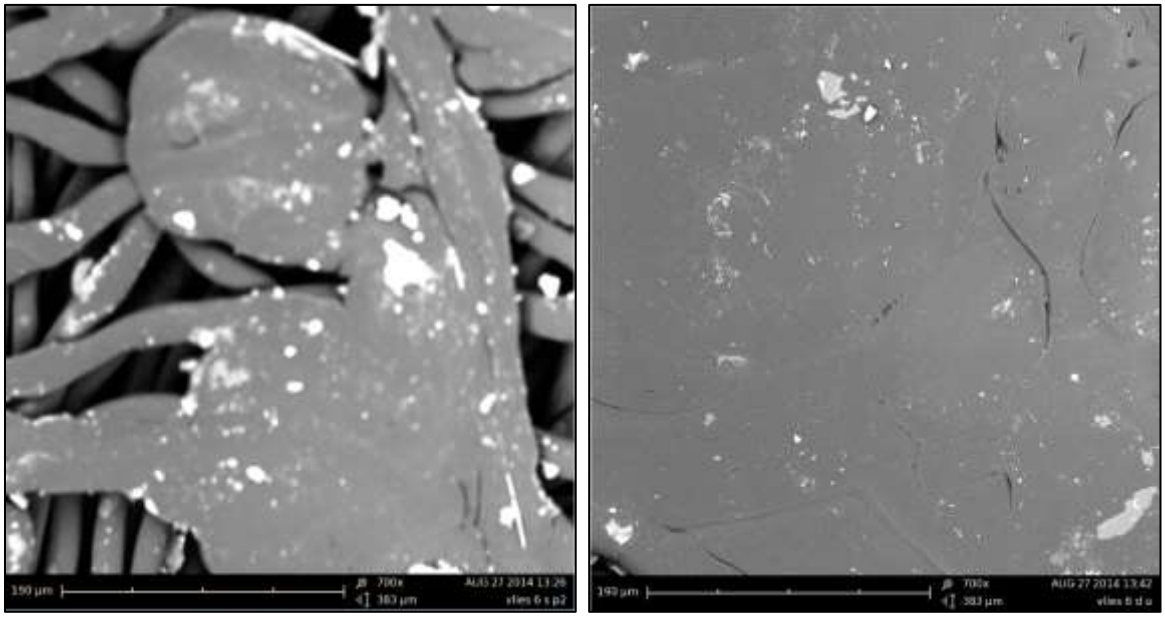

**Abbildung 4.1: REM-Aufnahmen von Faserverschmelzungen bei Vlies 6, 700x**

Da die Struktur von Vlies 6 nur schlecht durch gleichmäßig verteilte Fasern beschreibbar ist, wurde Vlies 6 bei der Modellierung nicht berücksichtigt.

Zur Beschreibung des Druckverlaufs können die aufgezeigten internen und externen Strömungsmodelle verwendet werden. Da die Vliese sehr hohe Porositäten aufweisen, sind nach Löffler externe Modelle vorzuziehen [13]. Um eine Druckdifferenz bei niedrigen Porositäten zu beschreiben, kann das Modell nach Kuwabara (Gleichung (2.26) und (2.28)) verwendet werden. Rao und Faghri zeigen eine gute Übereinstimmung von experimentellen Daten mit dem Modell für Porositäten > 0,85 [61]. Kirsch und Fuchs zeigen eine gute Übereinstimmung für Porositäten > 0,7 [77]. Allerdings liegen in beiden Untersuchungen keine Daten für Porositäten < 0,85 bzw. 0,7 vor. Im Filtrationsverlauf nimmt die Porosität des Filtermittels ab. Insbesondere bei einer lokalen Betrachtung erscheint es möglich, dass die Porosität in den oberen Schichten des Filtermittels stark abnimmt. Es wurden allerdings keine Veröffentlichungen gefunden, in denen eine schlechte Übereinstimmung bei niedrigen Porositäten beobachtet wurde. Daher spricht nichts dagegen, das Modell nach Kuwabara grundsätzlich zunächst auch im Bereich geringer Porositäten anzuwenden.

In Abbildung 4.2 sind Einzeltransportwirksamkeiten und die daraus berechnete Gesamttransportwirksamkeit für Vlies 2 unter den Standardfiltrationsbedingungen abgebildet. Der mittlere Faserdurchmesser von Vlies 2 beträgt 9,9 µm. Die Anströmgeschwindigkeit beträgt 0,0119 m/s und die dynamischen Viskosität 1 mPa·s. Für die Berechnung der Einzeltransportwirksamkeiten wurden die Gleichungen (2.71), (2.77), (2.80) und (2.84) verwendet. Andere Beziehungen führten zu qualitativ ähnlichen Ergebnissen.

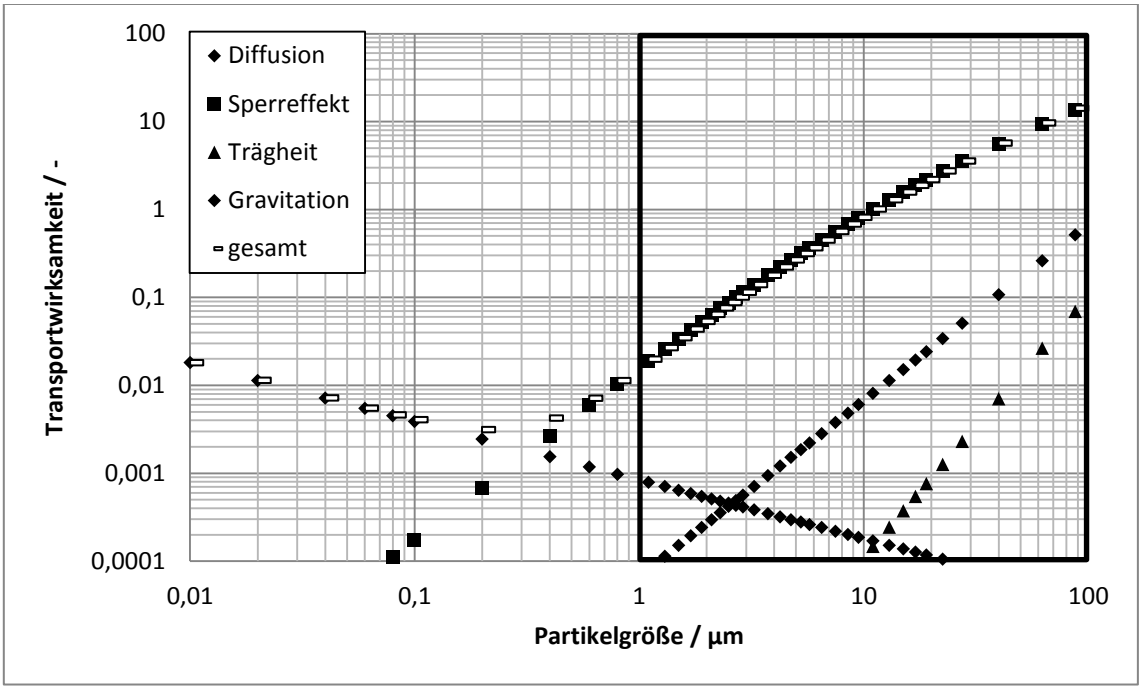


**Abbildung 4.2: Berechnete Transportwirksamkeiten für Vlies 2**

Da die Transportwirksamkeit $\eta$ als Flächenverhältnis definiert ist, kann sie Werte größer als 1 annehmen. Es ist zu erkennen, dass der Gesamtabscheidegrad ein Minimum bei etwa 0,2 µm durchläuft. Dies steht in guter Übereinstimmung zu Ergebnissen von Yao [49] et al.. Yao et al. stellen in eigenen experimentellen Untersuchungen bei der Tiefenfiltration wässriger Suspensionen ein Abscheideminimum im Bereich von 1 µm fest. In theoretischen Abschätzungen zeigen sie auf, dass die Lage des Abscheideminimums von dem untersuchten Material und den Strömungsbedingungen abhängt. Im untersuchten Bereich von 1-100 µm ist die Einzeltransportwirksamkeit des Sperreffektes mindestens 20-mal größer als die der anderen Einzeltransportwirksamkeiten. Daher kann der Sperreffekt als einzige relevante Einzeltransportwirksamkeit angesehen werden.

In Abbildung 4.3 sind REM-Aufnahmen von Vlies 1-3 nach der Filtration bei 2000-facher Vergrößerung zu sehen.

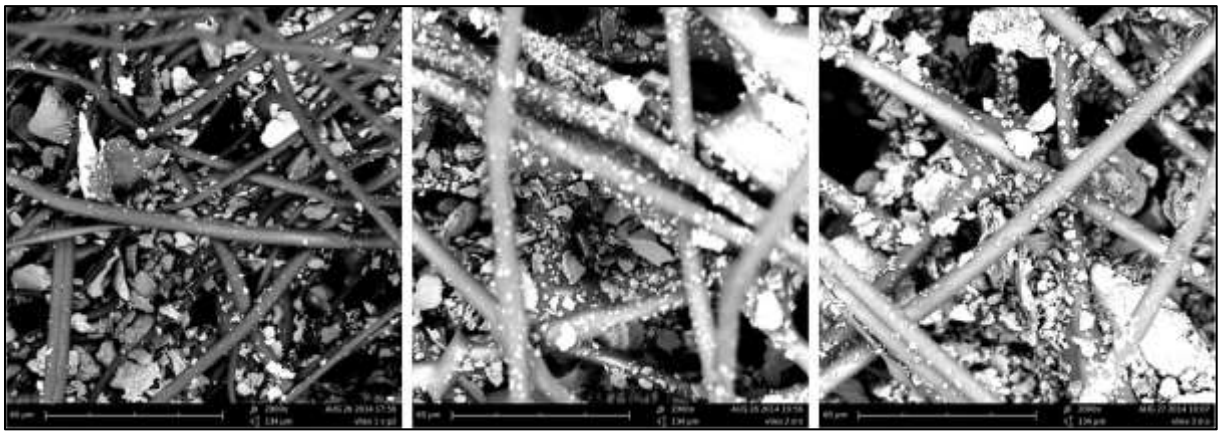

**Abbildung 4.3: REM-Aufnahmen von Vlies 1 (links), Vlies 2 (mittig) und Vlies 3 (rechts) nach der Filtration, 2000x**

Es ist zu erkennen, dass sich kleinere Partikeln auf einzelnen Fasern ablagern. Größere Partikeln lagern sich dagegen bevorzugt in Poren ab, die von zwei oder mehreren Fasern gebildet werden. Bei der Berechnung der Abscheidung muss demnach die Haftwahrscheinlichkeit berücksichtigt werden, da sich keine großen Partikeln auf einzelnen Fasern ablagern. Zudem ist die Berechnung auf Grundlage der Einzelfaserabscheidung nicht ausreichend, da Partikeln auch in Poren abgeschieden werden. Diese Siebwirkung muss daher in der Modellierung berücksichtigt werden. Der Trenngrad wird durch die Abscheidung an den Fasern und die Abscheidung in Poren bestimmt. Es wird davon ausgegangen, dass die beiden Abscheidungsformen voneinander unabhängig sind. Der Trenngrad lässt sich damit über die Faserpenetration $P_{Fa}$ und Siebpenetration $P_{Si}$ folgendermaßen ermitteln:

$$Tr\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)=1-P_{\mathrm{Fa}}\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)\cdot P_{\mathrm{Si}}\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) \tag{4.1}$$

Die Penetration durch Siebwirkung wird durch eine Funktion in Abhängigkeit von der in Kapitel 2.2.2.1 beschriebenen Siebwirkungskennzahl Si beschrieben. Diese ist das Verhältnis von Partikelgröße zu Porengröße. Mit Gleichung (2.62), (2.65) und (4.1) folgt damit für die Berechnung des Trenngrades:

$$Tr\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)=1-e^{\frac{-f\cdot\eta\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)\cdot h\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)}{\varepsilon_{\mathrm{FM}}}}\cdot f\left(Si\right) \tag{4.2}$$

### 4.1.2 Vorstellung der Modellierung

Zur Berechnung von Druckdifferenz und Abscheidung im Filtrationsverlauf wurde ein Modell entwickelt, das die Eigenschaften gekoppelt berechnet. Es erfolgt eine lokale Betrachtung des Filtermittels bei einer zeitdiskreten Berechnung. Die Partikelabscheidung wird nach Gleichung (4.2) berechnet. Wie im Kapitel zuvor dargestellt, wird die Gesamttransportwirksamkeit $\eta$ im untersuchten Größenbereich innerhalb der untersuchten Strömungsbedingungen von Interzeption dominiert. Daher werden die anderen Transportwirksamkeiten vernachlässigt. Die Transportwirksamkeit durch Interzeption wird durch Gleichung (2.77) nach Lee und Liu von Seite 42 berechnet [51]. Diese Gleichung wird verwendet, da sie in der Literatur häufig zitiert wird und anerkannt ist. Die in Kapitel 2.3.2.1.2 aufgezeigten Formeln für Haftwahrscheinlichkeiten wurden alle aus Untersuchungen mit Aerosolen gewonnen. Da bei der Filtration von wässrigen Suspensionen gegenüber Aerosolen elektrostatische und elektrokinetische Effekte sowie veränderte van-der-Waals-Kräfte und Strömungsbedingungen vorherrschen, führen die aufgezeigten empirischen Formeln nur zu äußerst unbefriedigenden Ergebnissen. Da keine empirischen Formeln für die Filtration von wässrigen Suspensionen bekannt sind, wird die Haftwahrscheinlichkeit als Anpassungsfunktion auf Basis der experimentellen Ergebnisse ermittelt. Es ist üblich, die Haftwahrscheinlichkeitsfunktion als empirischen Funktion aufzufassen [21](S.76). Dabei muss die Haftwahrscheinlichkeit mit steigender Partikelgröße abnehmen. Für jede Stoffpaarung von Fasermaterial und Partikelmaterial sollte dabei nur eine Funktion verwendet werden. Die Funktion der Penetration durch Siebwirkung wird ebenfalls als Anpassungsfunktion auf Basis der experimentellen Ergebnisse bestimmt. Für eine Abscheidung bzw. Penetration durch Siebwirkung sind keine allgemein gültigen Gleichungen bekannt. Bei der Ermittlung der Funktion wird angenommen, dass mit zunehmendem Verhältnis von Partikelgröße zur Porengröße die Penetration abnimmt. Die Abscheidung durch Siebwirkung nimmt damit zu. Die Haftwahrscheinlichkeit und die Penetration durch Siebwirkung werden als porositätsunabhängig angenommen.

Zu Beschreibung der Druckdifferenz wird das Modell nach Kuwabara nach Gleichung (2.26) und (2.28) von Seite 13 verwendet.

In Tabelle 4.1 sind die relevanten Struktureigenschaften zur Druckverlustberechnung zusammengefasst. Neben den Strukturparametern der Vliese sind der gemessene Druckverlust bei einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s, die berechneten Druckverluste und die Quotienten aus gemessenen und berechneten Druckverlusten angegeben.

**Tabelle 4.1: Struktureigenschaften sowie gemessene und berechnete Druckverluste für Vlies 1 bis 5**

| | Vlies 1 | Vlies 2 | Vlies 3 | Vlies 4 | Vlies 5 |
|---|---|---|---|---|---|
| mittl. Faserdurchmesser / µm | 3,86 | 9,99 | 10,51 | 2,52 | 3,06 |
| Dicke / mm | 0,35 | 0,5 | 0,64 | 0,31 | 0,36 |
| Porosität / - | 0,89 | 0,82 | 0,87 | 0,92 | 0,92 |
| Δp gemessen / mbar | 7,00 | 2,85 | 1,83 | 3,79 | 4,31 |
| Δp nach Kuwabara / mbar | 12,95 | 7,20 | 4,25 | 12,74 | 10,99 |
| $\Delta p_{gemessen}$ / $\Delta p_{Kuwabara}$ | 0,54 | 0,40 | 0,43 | 0,31 | 0,39 |

Die berechneten Druckverluste sind höher als die gemessenen. Dies ist zu erwarten, da bei der Berechnung von Zylindern mit identischen Durchmessern ausgegangen wird. Aufgrund der Faserdurchmesserverteilung, der abweichenden Form und einer nicht idealverteilten Faseranordnung, kommt es bei realen Filtermittel zu einem geringeren Druckverlust [16]. Die Abweichungen vom gemessenen zum berechneten Druckverlust betragen 46 – 69 %. Die Unterschiede der Abweichungen sind innerhalb der drei Polyestervliese und innerhalb der zwei Glasfaservliese gering. Daher wird das Modell als Ausgangspunkt für die Druckverlustberechnung im Filtrationsverlauf verwendet.

Das Filtermedium wird in mehrere Schichten aufgeteilt. Zu Beginn der Filtration weisen diese gleiche Struktureigenschaften und damit gleiche Filtrationseigenschaften auf. Um den gemessenen Anfangsdruckverlust zu erhalten, wird der berechnete Wert mit dem Quotienten K aus gemessenem und berechnetem Druck multipliziert. Der Druckverlust wird damit für jede einzelne Schicht zunächst folgendermaßen berechnet:

$$\Delta p_i = K \cdot 16 \cdot \frac{z_{FM,i} \cdot \nu \cdot \eta_{Fl}}{d_{Fa}^2} \cdot \frac{(1-\varepsilon_{FM})}{\varepsilon_{FM}} \cdot \frac{1}{HF} \tag{4.3}$$

Der Faktor K bleibt während der Berechnung für jedes Vlies konstant.

Mit steigender Filtrationsdauer sinkt die Porosität der einzelnen Schichten. Der Differenzdruck nimmt dadurch zu. Der Filtermittelparameter f und die Transportwirksamkeit des Sperreffektes steigen, sodass die Abscheidung zunimmt.

Der Algorithmus zur Berechnung läuft dabei in folgenden Schritten ab:

1. Das Filtermedium wird in n zunächst identische Schichten aufgeteilt.
2. Die Anfangsabscheidegrade jeder einzelnen Schicht werden ermittelt. Für ein unbeladenes homogenes Vlies mit dem Fraktionsabscheidegrad $Tr(d_{Pa})$ und n Schichten ermittelt sich der Fraktionsabscheidegrad einer Schicht i zu:

$$Tr_i\left(d_{Pa}\right) = 1 - \left(1 - Tr\left(d_{Pa}\right)\right)^{\frac{1}{n}} \tag{4.4}$$

3. Das Filtermedium wird für den Zeitschritt ZS mit Partikeln beladen. Die Partikelanzahl wird für die erste Schicht aus der Konzentration, der Antrömgeschwindigkeit und der Partikelgrößenverteilung ermittelt. Das Filtrat der Schicht i ist die durchströmende Suspension der Schicht i+1.
4. Aufgrund der erfolgten Partikelabscheidung wird die Porosität für jede einzelne Schicht berechnet. Daraus wird der Abscheidegrad jeder einzelnen Schicht und der Gesamtabscheidegrad ermittelt. Dabei gilt:

$$Tr\left(d_{Pa}\right) = 1 - \prod\left(1 - Tr_i\left(d_{Pa}\right)\right) \tag{4.5}$$

5. Aufgrund der Porositätsänderung werden die Druckdifferenz jeder einzelnen Schicht und die Gesamtdruckdifferenz ermittelt. Diese ist die Summe der einzelnen Druckdifferenzen.
6. Die Berechnung wird mit 3. für den Zeitschritt ZS+1 fortgesetzt.

Die Modellbildung eignet sich auch für die Modellierung asymmetrischer Vliese. Durch die Unterteilung des Vlieses in einzelnen Schichten ist es möglich, jeder einzelnen Schicht eine eigene Porosität und einen eigenen Faserdurchmesser zuzuweisen.

Der dargestellten Modellierung liegen einige Annahmen zugrunde. Wie zuvor beschrieben, werden die Formeln für Haftwahrscheinlichkeit und Penetration durch Siebwirkung als porositätsunabhängig angenommen. Mit zunehmender Filtrationsdauer sinken insbesondere die Porositäten in den oberen Schichten des Filtermittels. Dies führt zu einer erhöhten Fluidgeschwindigkeit im Porensystem, wodurch die Haftwahrscheinlichkeit tendenziell negativ beeinflusst wird. Allerdings wurden bei den Versuchen mit erhöhten

Anströmgeschwindigkeiten keine wesentlichen Änderungen der Filtrationseigenschaften beobachtet, sodass die Annahme der gleichbleibenden Haftwahrscheinlichkeit gerechtfertigt erscheint. Größere Partikeln werden vor allem in Poren abgeschieden. Dadurch verändert sich das Porensystem dahingehend, dass die mittlere Porengröße tendenziell abnimmt. Allerdings liegen keine Kenntnisse über den genauen Ablauf dieser Vorgänge vor, sodass vereinfacht von einer konstanten mittleren Porengröße ausgegangen wird. Damit bleibt die Siebwirkung konstant. Das Volumen der abgeschiedenen Partikeln fließt direkt in die Berechnung der Porosität der jeweiligen Schicht ein. Auf Grundlage der neuen Porosität werden Partikelabscheidung und Druckverlust neu berechnet. Dies impliziert die Annahme, dass die abgeschiedenen Partikeln für die Berechnung als neue Fasern mit dem charakteristischen Durchmesser aufgefasst werden. Diese Annahme ist notwendig, um ein Modell zu erhalten, in dem Partikelabscheidung und Druckdifferenz nur auf Grundlage der Änderung der Porosität im Zeitverlauf berechnet werden können. In der Berechnung werden die Wechselwirkungen zwischen Partikeln nicht explizit berücksichtigt.

## 4.1.3 Simulationsergebnisse

### 4.1.3.1 Druckverlust und Partikelabscheidung unbeladener Vliese

In Tabelle 4.2 sind die zur Berechnung verwendeten Strukturdaten der Vliese 1, 2 und 3 zusammengefasst. Zudem sind die gemessenen und berechneten Druckdifferenzen dargestellt.

**Tabelle 4.2: Strukturdaten sowie gemessene und berechnete Druckdifferenzen für Vlies 1, 2 und 3**

| | Vlies 1 | Vlies 2 | Vlies 3 |
|---|---|---|---|
| mittl. Faserdurchmesser / µm | 3,86 | 9,99 | 10,51 |
| Dicke / mm | 0,35 | 0,5 | 0,64 |
| Porosität / - | 0,89 | 0,82 | 0,87 |
| mittl. Porengröße / µm | 12,4 | 28,0 | 30,7 |
| Δp gemessen / mbar | 7,00 | 2,85 | 1,83 |
| Δp nach Kuwabara / mbar | 12,95 | 7,20 | 4,25 |
| $\Delta p_{gemessen}$ / $\Delta p_{Kuwabara}$ | 0,54 | 0,40 | 0,43 |

Die Quotienten aus gemessenem und berechnetem Druckverlust sind für alle drei Vliese ähnlich hoch und liegen im Bereich von 0,4 – 0,54.

Für die Haftwahrscheinlichkeit liefert folgender Ausdruck für die drei Polyestervliese die beste Anpassung:

$$h\left(d_{\mathrm{Pa}}\right)=0{,}173\cdot\left(\frac{d_{\mathrm{Pa}}}{d_0}\right)^{-0{,}834}\qquad d_0=1\mu m,\qquad d_{\mathrm{Pa}}\geq 1\mu m \tag{4.6}$$

Mit steigender Partikelgröße nimmt die Haftwahrscheinlichkeit ab. Der Ausdruck kann nur positive Werte kleiner eins annehmen und ist damit physikalisch sinnvoll.

Für die Penetration durch Siebwirkung wird folgender Ausdruck verwendet:

$$P_{\mathrm{Si}}=f\left(Si\right)=\begin{cases}1 & 1{,}323-1{,}459\cdot Si>1\\ 1{,}319-1{,}452\cdot Si & 0\leq 1{,}323-1{,}459\cdot Si\leq 1\\ 0 & 0<1{,}323-1{,}459\cdot Si\end{cases}\qquad Si=\frac{d_{\mathrm{Pa}}}{d_{\mathrm{Po}}} \tag{4.7}$$

Ist die Partikelgröße im Vergleich zum mittleren Porendurchmesser sehr gering, werden nur wenige Partikeln durch Siebung abgeschieden und die Penetration ist sehr hoch. Beträgt der Partikeldurchmesser weniger als 22 % des mittleren Porendurchmessers, werden die Partikeln nicht mehr durch Siebwirkung abgeschieden. Ist der Partikeldurchmesser größer als 91 % des mittleren Porendurchmessers, werden alle Partikeln zurückgehalten. Zwischen diesen Grenzen wurde in guter Näherung ein linearer Verlauf festgestellt. In Abbildung 4.4 sind die experimentell ermittelten und simulierten Anfangsabscheidegrade von Vlies 1, 2 und 3 grafisch dargestellt.

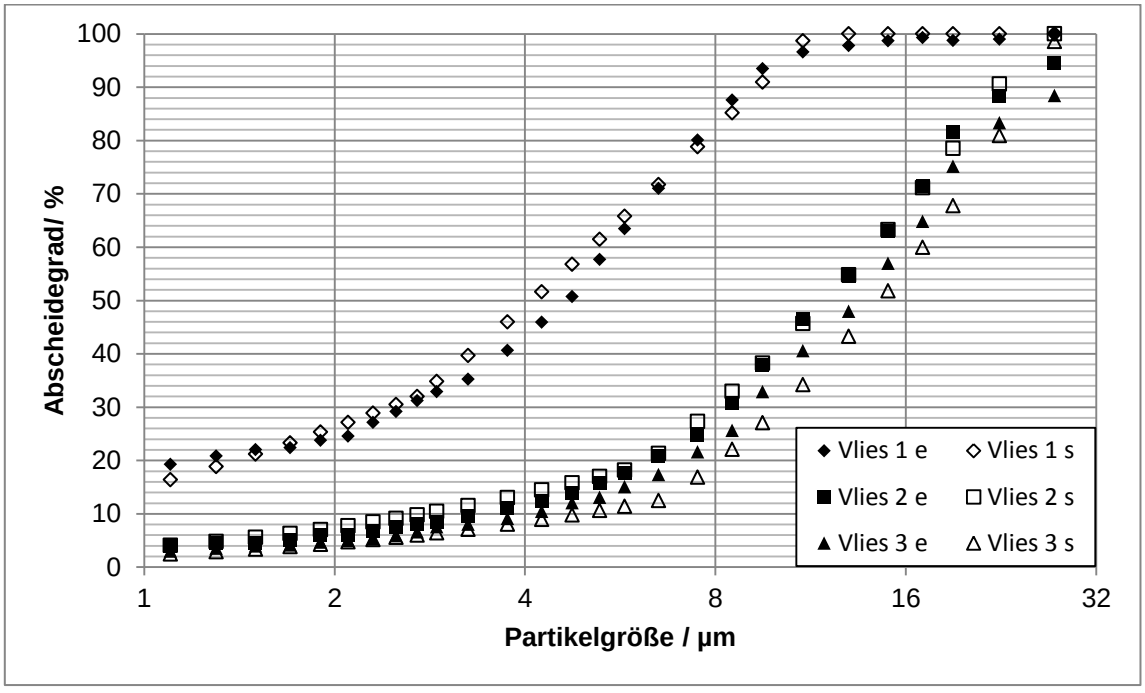


**Abbildung 4.4: experimentelle (e) und simulierte (s) Anfangsabscheidegrade für Vlies 1, 2 und 3**

Für die betrachteten Vliese ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation festzustellen.

Die Strukturdaten sowie die gemessenen und berechneten Druckdifferenzen von Vlies 4 und 5 sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

**Tabelle 4.3: Strukturdaten sowie gemessene und berechnete Druckdifferenzen für Vlies 4 und 5**

| | Vlies 4 | Vlies 5 |
|---|---|---|
| mittl. Faserdurchmesser / µm | 2,52 | 3,06 |
| Dicke / mm | 0,31 | 0,36 |
| Porosität / - | 0,92 | 0,92 |
| mittl. Porengröße / µm | 24,7 | 25,4 |
| Δp gemessen / mbar | 3,79 | 4,31 |
| Δp nach Kuwabara / mbar | 12,74 | 10,99 |
| $\Delta p_{gemessen}$ / $\Delta p_{Kuwabara}$ | 0,31 | 0,39 |

Die Abweichung von gemessenen und berechneten Druckdifferenzen ist höher als bei den Vliesen 1-3. Der berechnete Druckverlust ist bei Vlies 4 größer als bei Vlies 5. Der gemessene Druckverlust von Vlies 4 ist allerdings geringer als der von Vlies 5.

Für die Haftwahrscheinlichkeit liefert folgender Ausdruck für die beiden Glasfaservliese die beste Anpassung:

$$h\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) = 0{,}344 \cdot \left(\frac{d_{\mathrm{Pa}}}{d_0}\right)^{-0{,}958} \qquad d_0 = 1\mu m, \qquad d_{\mathrm{Pa}} \geq 1\mu m \tag{4.8}$$

Die Gleichung weicht von dem für die Vliese 1 – 3 ermittelten Ausdruck ab. Bei Vliesen, die aus unterschiedlichem Materialien bestehen, ist aufgrund unterschiedlicher van-der-Waals-Kräfte und unterschiedlicher elektrokinetischer und elektrostatischer Kräfte zwischen Partikeln und Fasern von unterschiedlichen Haftkräften und damit unterschiedlichen Haftwahrscheinlichkeiten auszugehen. Die Vliese 1-3 bestehen aus Polyester, die Vliese 4 und 5 aus Glasfasern.

Die Haftwahrscheinlichkeit für beide Vliesarten sind in Abbildung 4.5 dargestellt.

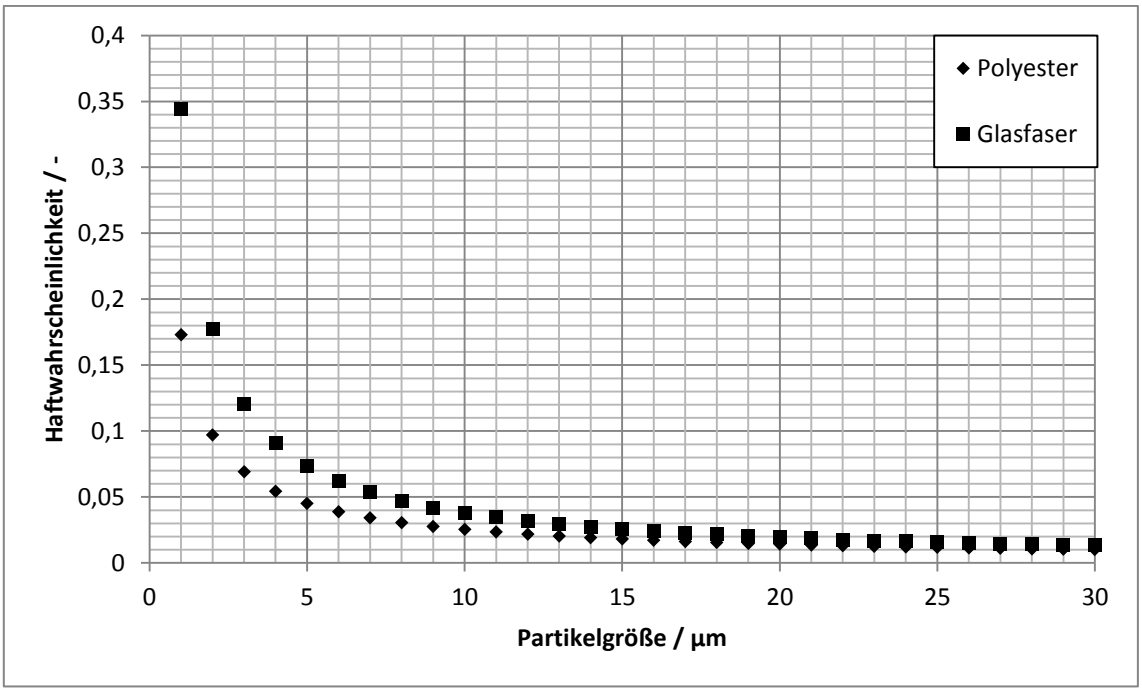


**Abbildung 4.5: Haftwahrscheinlichkeiten für Vlies 1, 2 und 3 (Polyester) und Vlies 4 und 5 (Glasfaser)**

Im betrachteten Partikelbereich von 1- 30 µm sind die Werte für Glasfaservliese immer größer als für Polyestervliese. Mit den von Vlisser veröffentlichten Daten wurden die Hamaker-Konstanten für beide Stoffsysteme nach Gleichung (2.46) von Seite 24 berechnet [35]. Es zeigt sich, dass der Unterschied nicht durch die van-der-Waals-Kräfte alleine begründet werden kann, da die van-der-Waals-Kräfte für beide Systeme nahezu gleich sind. Eine Erklärung liefern viel mehr die in Kapitel 3.2 dargestellten PCD- und Zeta-Potential-Werte der Versuchsmaterialien. Bei einem pH-Wert von 7 weisen die Partikel ein negatives PCD-Signal auf. Das Zeta-Potential der Polyestervliese ist stark negativ, das des Glasfaservlieses nur gering negativ. Die Abstoßung zwischen Partikeln und Fasern ist damit bei den Glasfaservliesen geringer als bei den Polyestervliesen. Damit ist die Haftwahrscheinlichkeit bei den Glasfaservliesen größer.

Für die Penetration durch Siebwirkung wird folgender Ausdruck verwendet:

$$P_{\mathrm{Si}} = f\left(Si\right) = \begin{cases} 1 & 1,231 - 1,748 \cdot Si > 1 \\ 1,231 - 1,748 \cdot Si & 0 \le 1,231 - 1,748 \cdot Si \le 1 \\ 0 & 0 < 1,231 - 1,748 \cdot Si \end{cases} \qquad Si = \frac{d_{\mathrm{Pa}}}{d_{\mathrm{Po}}} \tag{4.9}$$

Ist der Partikeldurchmesser geringer als 13 % des mittleren Porendurchmessers, werden die Partikeln nicht durch Siebwirkung abgeschieden. Ist er größer als 70 % des mittleren Porendurchmessers, werden alle Partikeln zurückgehalten. In Relation zum Verhältnis von Partikel- zu Porengröße setzt bei Vlies 4 und 5 die Siebwirkung bei kleineren Verhältnissen ein als bei den Vliesen 1-3.

Eine mögliche Erklärung ist, dass Vlies 4 und 5 eine hohe Kompressibilität aufweisen. Bei der Filtration wird der enthaltene Acrylatbinder teilweise aus dem Vlies gelöst. Dies wurde auf REM-Aufnahmen wiederholt beobachtet. Nach der Filtration wiesen die Glasfaservliese eine breiartige Konsistenz auf. Das Material konnte zwischen den Fingern leicht zerrieben werden. Es ist anzunehmen, dass das Porensystem bei der Durchströmung durch die beschriebenen Effekte kompakter wird. Der mittlere Porendurchmesser ist dadurch bei der Durchströmung geringer als der Messwert.

Die experimentell ermittelten und simulierten Anfangsabscheidegrade von Vlies 4 und 5 sind in Abbildung 4.6 abgebildet.

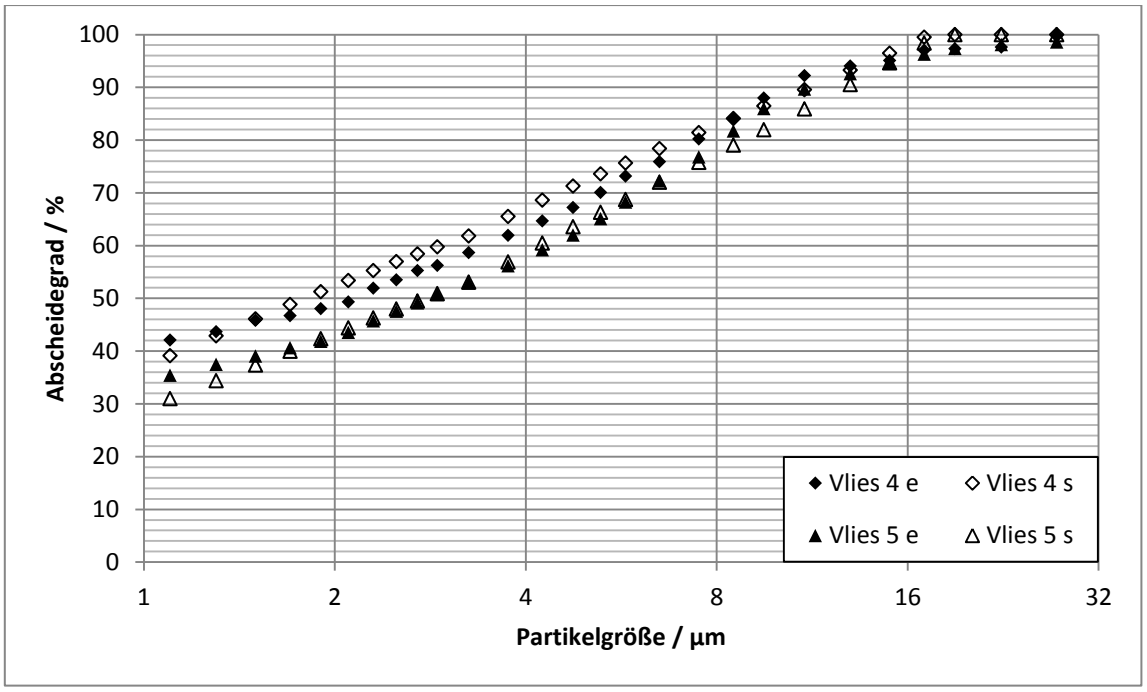


**Abbildung 4.6: Experimentelle (e) und simulierte (s) Anfangsabscheidegrade für Vlies 4 und 5**

Auch hier ist eine sehr gute Übereinstimmung von experimentellen und simulierten Abscheidegraden festzustellen.

Die gemessenen Druckdifferenzen sind bei allen fünf Vliesen geringer als die durch das Kuwabara-Modell berechneten. Dies ist aufgrund der Modellannahmen zu erwarten. Durch das verwendete Abscheidemodell lassen sich die Abscheidegrade zu Filtrationsbeginn sehr gut abbilden. Für die Vliese aus Polyester und Glasfasern wurden dabei unterschiedliche Funktionen für die Haftwahrscheinlichkeit verwendet. Dies ist aufgrund der unterschiedlichen Haftkräfte, vor allem bewirkt durch unterschiedliche elektrostatische und elektrokinetische Kräfte, gerechtfertigt. Für die Siebwirkung wurden leicht unterschiedliche Ausdrücke verwendet. Da Vlies 4 und 5 kompressibles Verhalten aufweisen, ist anzunehmen, dass die Poren bei der Durchströmung aufgrund der Komprimierung der Vliese geringer als die gemessenen sind. Für die Siebwirkung wurden abschnittsweise definierte lineare Funktionen verwendet. Durch die Ausdrücke können die experimentellen Daten sehr gut beschrieben werden.

#### 4.1.3.2 Druckverlust und Partikelabscheidung im Filtrationsverlauf

Für die Vliese 1-3 wurden mit dem vorgestellten Algorithmus die Filtrationseigenschaften im Zeitverlauf simuliert. In Abbildung 4.7 sind der simulierte und die experimentell ermittelten Druckverläufe für Vlies 1 bei einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s dargestellt. Die Dauer eines Berechnungszeitschritts betrug in der Simulation 30 s. Das Vlies wurde in 20 Schichten aufgeteilt.

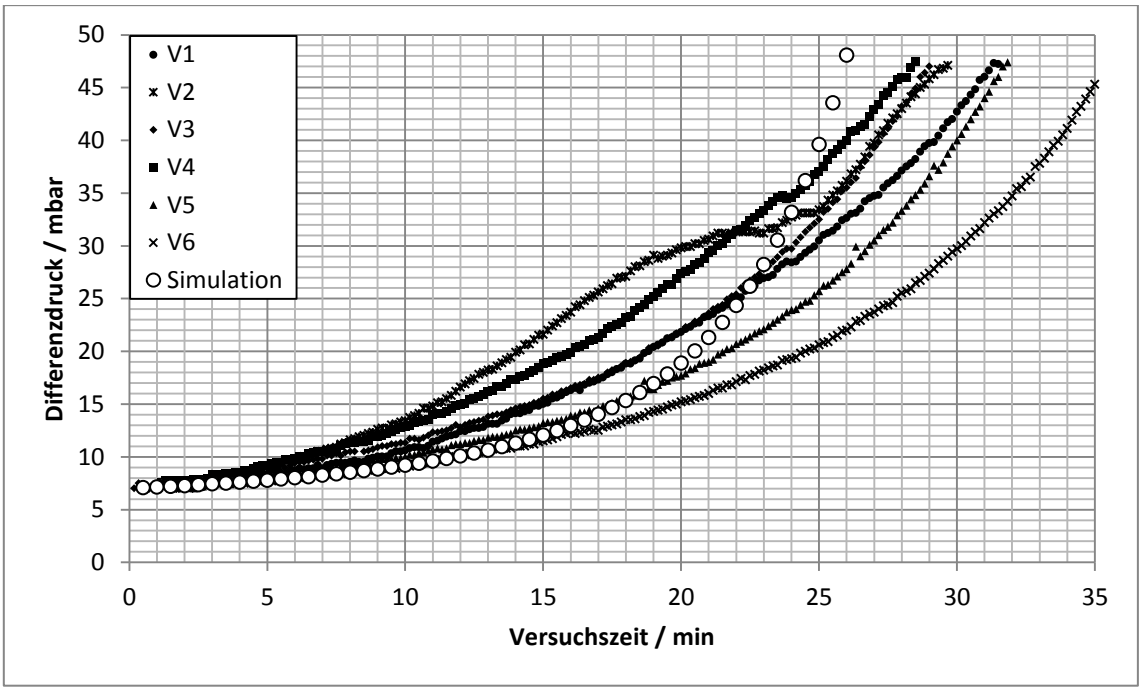


**Abbildung 4.7: Simulierter und experimentelle Druckverläufe, Vlies 1**

Die simulierte Versuchszeit ist mit 26 min etwas geringer, als die mittlere Versuchszeit von 30,96 min. Da die Abweichung gering ist und die simulierte Zeit nur geringfügig unter den kürzesten Versuchszeiten liegt, kann die Abbildung des Druckverlustes als gut bezeichnet werden. Der simulierte Verlauf steigt gegen Versuchsende steiler an, als die experimentellen Kurven. In Abbildung 4.8 sind die mittleren experimentell bestimmten Abscheidegrade und simulierten Abscheidegrade im Versuchsverlauf dargestellt.

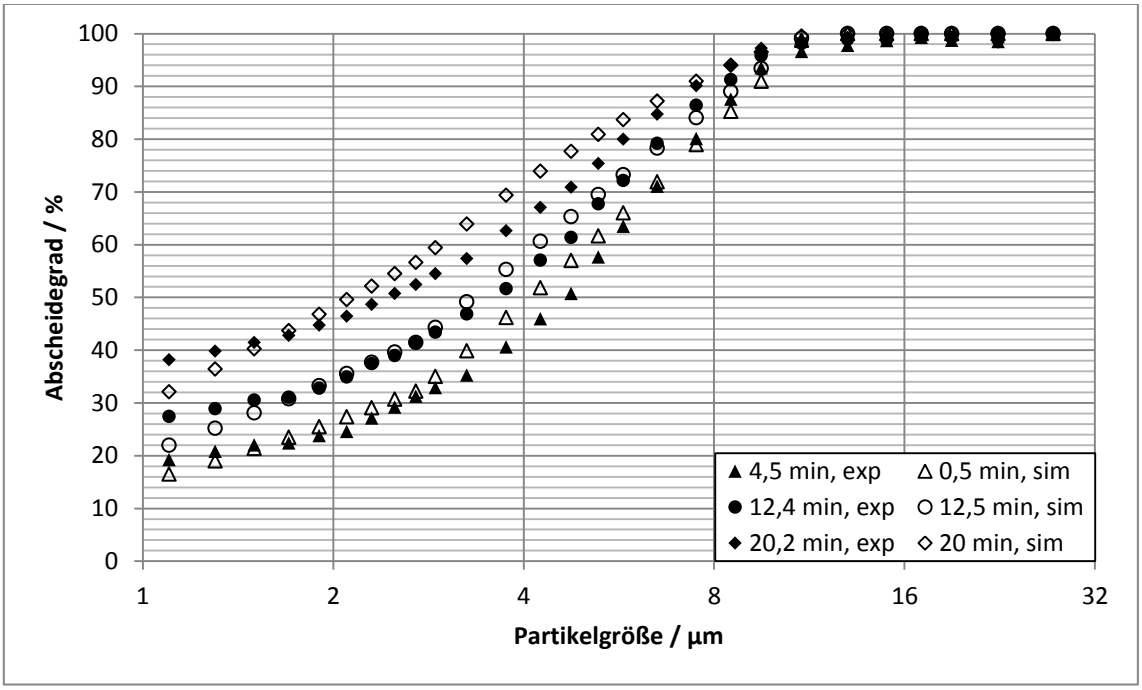


**Abbildung 4.8: Simulierte und mittlere experimentelle Abscheidegrade im Versuchsverlauf, Vlies 1**

Der erste experimentelle Abscheidegrad kann erst nach einer Versuchszeit von ca. 4,5 min bestimmt werden. Zu diesem Versuchszeitpunkt kann davon ausgegangen werden, dass die abgeschiedenen Partikeln noch keinen signifikanten Einfluss auf die Abscheidung haben. Diese Abscheidekurve wird daher mit der zuerst ermittelten Abscheidung der Simulation nach einem Zeitschritt von 0,5 min verglichen. Die Abbildung der Änderung des Fraktionsabscheidegrades im Zeitverlauf wird sehr gut wiedergeben. Allerdings ist Vlies 1 aufgrund der hohen Abscheidung für die vorgestellte Vorgehensweise bei der Simulation problematisch. Wie in Abbildung 4.8 zu erkennen ist, werden sowohl in den Experimenten als auch in der Simulation Partikel ab einer Größe von ca. 11-13 µm vollständig zurückgehalten. Dies bedeutet, dass keine Information über die Tiefe der Abscheidung vorliegen kann. Partikeln größer als 13 µm bestimmen ca. 50 % des Volumens von IFTD. Aufgrund der in Kapitel 4.1.2 vorgestellten Vorgehensweise bei der Berechnung und der vollständigen

Abscheidung werden diese Partikeln in der obersten Schicht zurückgehalten. Damit besteht eine große Abhängigkeit zwischen der Anzahl der Schichten und den Simulationsergebnissen. Eine Möglichkeit dieses Problem zu lösen besteht darin, die Funktion für die Penetration durch Siebwirkung zu verändern. Eine Funktion, die gegen die Grenze 0 konvergiert, führt dazu, dass die Gesamtabscheidung geringer als eins bleibt. Dadurch werden die beschriebenen Partikeln nicht vollständig in der obersten Schicht abgeschieden. Allerdings wäre bei dieser Vorgehensweise zu kritisieren, dass die experimentellen Werte damit nicht genau abgebildet werden. Die experimentell ermittelte Abscheidung ist für diese Partikeln vollständig.

In Abbildung 4.9 sind der simulierte und die experimentell ermittelten Druckverläufe für Vlies 2 dargestellt. Ein Berechnungszeitschritt betrug 30 s, das Vlies wurde ebenfalls in 20 Schichten aufgeteilt.

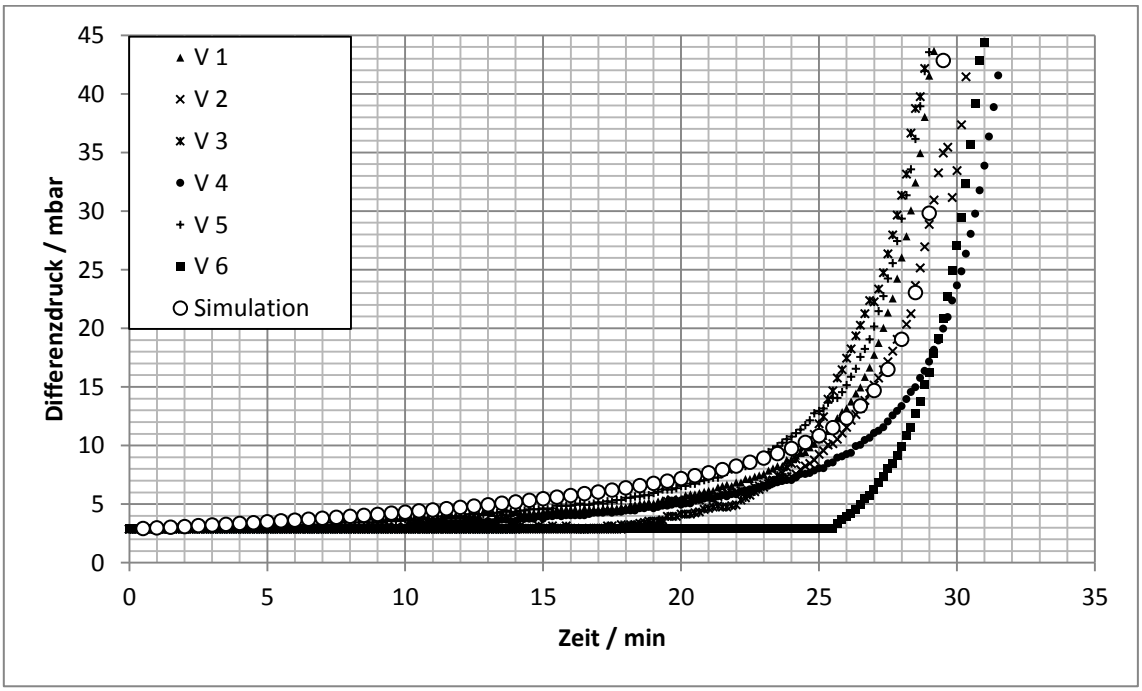


**Abbildung 4.9: Simulierter und experimentelle Druckverläufe, Vlies 2**

Im Rahmen der Versuchsstreuung bildet die Simulation den experimentellen Verlauf sehr gut ab. Die mittlere Versuchsdauer beträgt 29,8 min. Bei der Simulation wurde eine zusätzliche Druckdifferenz von 40 mbar nach 29,5 min erreicht.

In Abbildung 4.10 sind die simulierten und mittleren experimentellen Abscheidegrade im Zeitverlauf dargestellt.

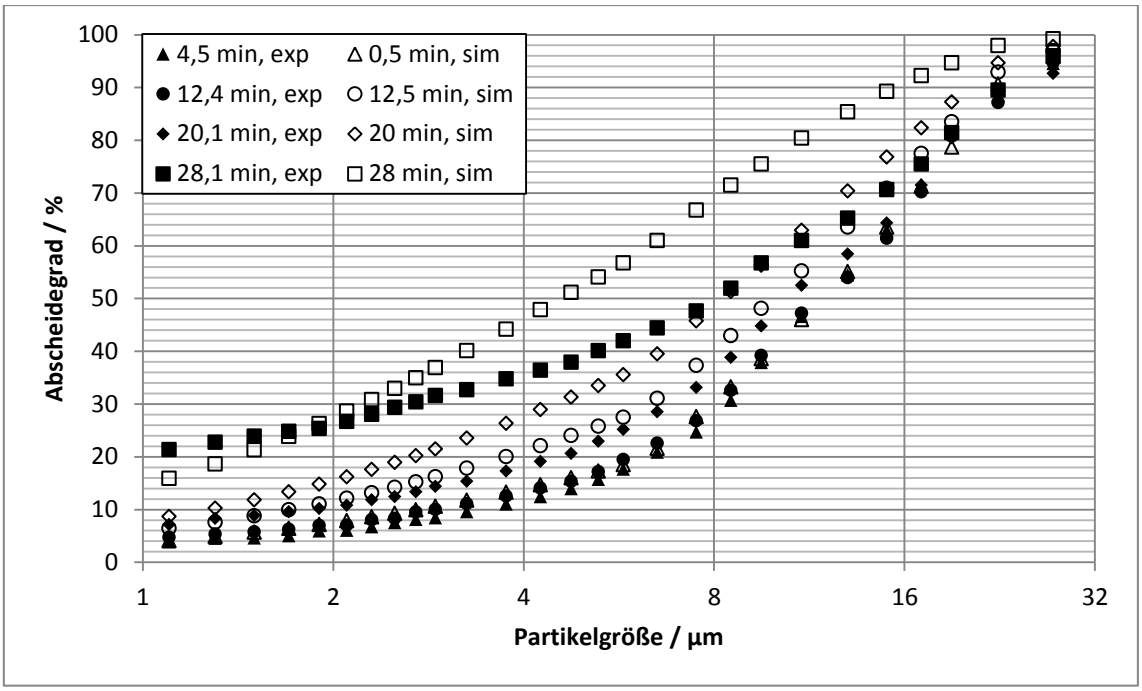


**Abbildung 4.10: Simulierte und mittlere experimentelle Abscheidegrade im Versuchsverlauf, Vlies 2**

In beiden Diagrammen steigt der Fraktionsabscheidegrad im Zeitverlauf. Qualitativ wird die Änderung durch die Simulation wiedergegeben. Bei den experimentellen Daten steigt der Fraktionsabscheidegrad im Zeitverlauf später an. Für Partikeln im Größenbereich von 3-22 µm wird die tatsächliche Abscheidung durch die Simulation etwas überschätzt. Dies gilt insbesondere für die letzte Kurve für 28 min. Allerdings weist diese experimentelle Kurve die größte Streuung auf.

In Abbildung 4.11 sind die einzelnen experimentellen Abscheidegrade sowie die simulierte Abscheidung für 28 min dargestellt.

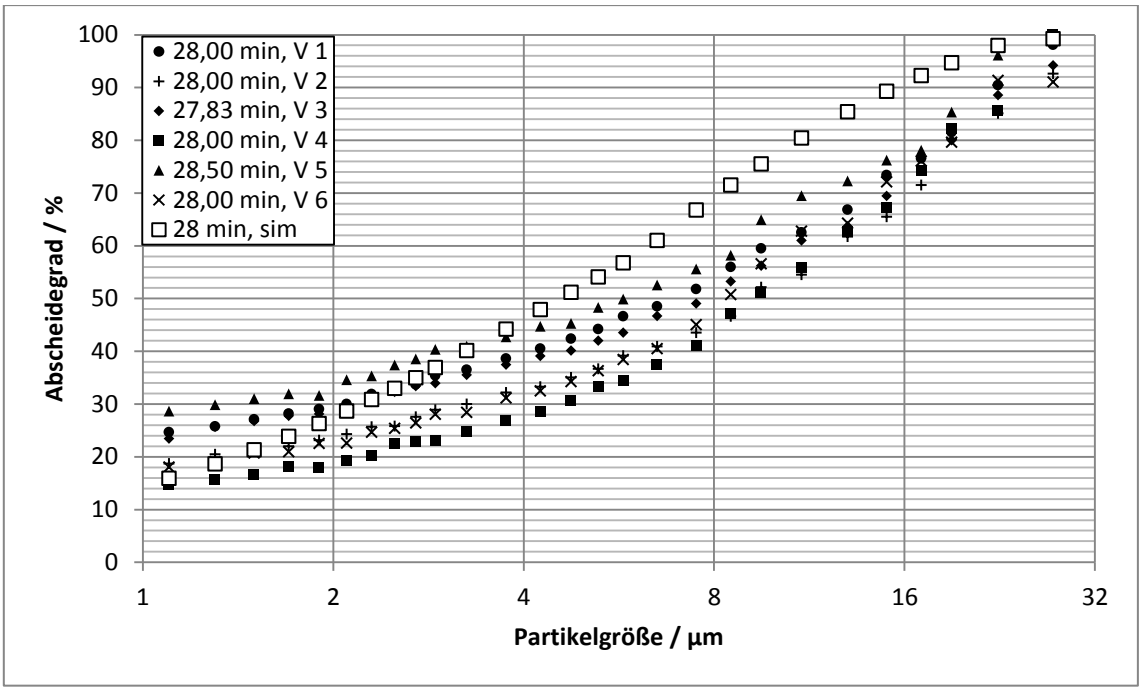


**Abbildung 4.11: Simulierter und experimentell ermittelte Abscheidegrade für 28 min, Vlies 2**

Im Rahmen der experimentellen Streuung kann die Abbildung als akzeptabel aufgefasst werden.

In Abbildung 4.12 sind der simulierte und die experimentell ermittelten Druckverläufe für Vlies 3 dargestellt. Ein Berechnungszeitschritt betrug 30 s, das Vlies wurde ebenfalls in 20 Schichten aufgeteilt.

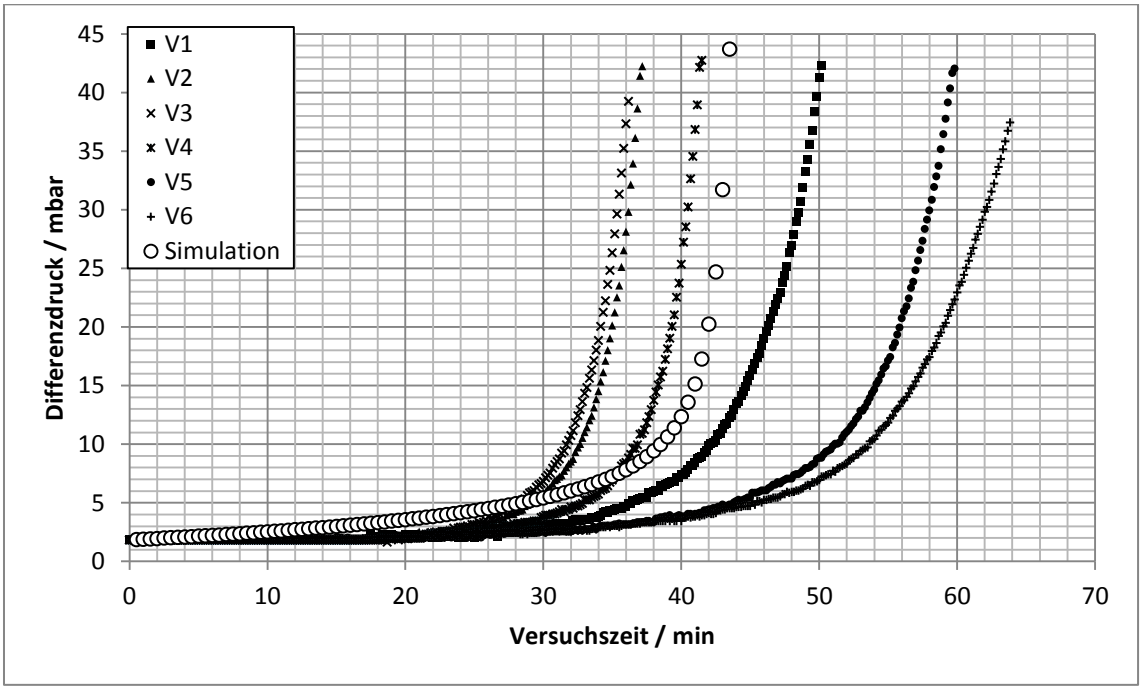


**Abbildung 4.12: Simulierter und experimentelle Druckverläufe, Vlies 3**

Im Rahmen der Versuchsstreuung bildet die Simulation den experimentellen Verlauf sehr gut ab. Bei der Simulation wurde eine zusätzliche Druckdifferenz von 40 mbar nach 43,5 min erreicht. Die mittlere experimentelle Versuchsdauer beträgt 48,1 min. Bei Vlies 3 liegt allerdings eine sehr große Streuung der Versuchszeiten vor.

In Abbildung 4.13 sind die simulierten und mittleren experimentellen Abscheidegrade für Vlies 3 im Zeitverlauf dargestellt.

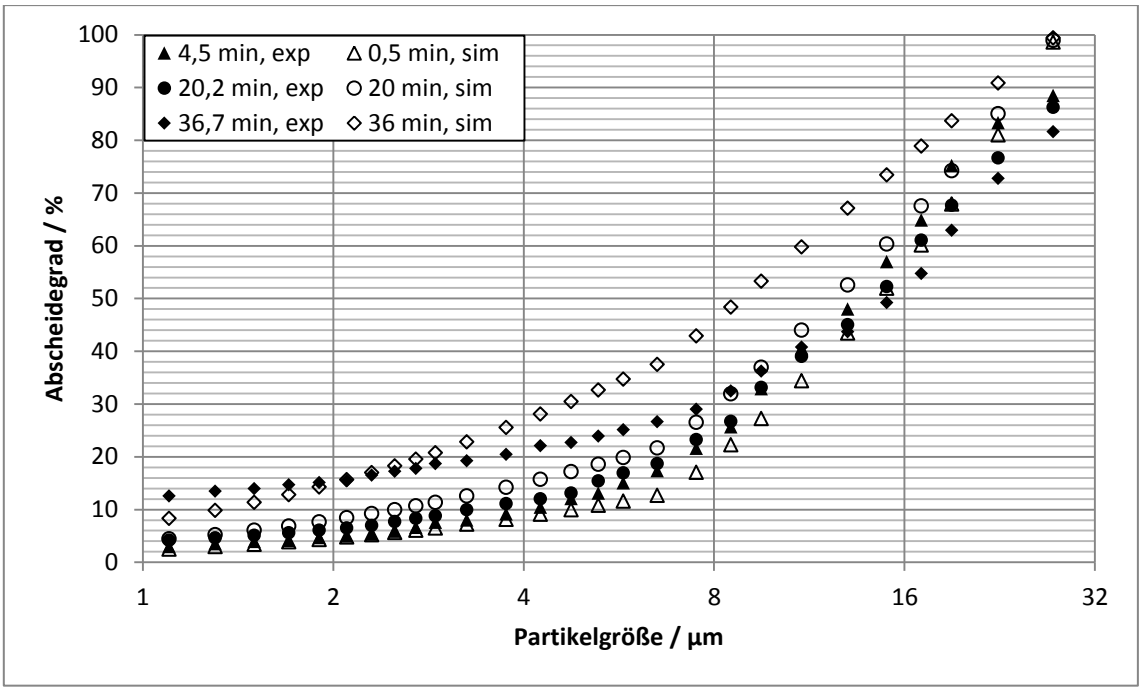


**Abbildung 4.13: Simulierte und mittlere experimentelle Abscheidegrade im Versuchsverlauf, Vlies 3**

Die Annäherung der experimentellen Werte durch die Simulation ist mit der von Vlies 2 zu vergleichen. Insbesondere die Abscheidung gegen Ende der Versuchszeit ist bei der Simulation für die meisten Partikelgrößen größer als die experimentell ermittelten Werte. Dennoch kann die Abbildung der experimentellen Werte als gut aufgefasst werden.

Der Algorithmus zur Berechnung von Druckverlust und Abscheidung im Filtrationsverlauf weist zwei Steuerparameter auf: Die Anzahl der Schichten sowie die Dauer eines Berechnungszeitschritts. Zunächst wurde die Anzahl der Schichten variiert.

In Abbildung 4.14 sind die simulierten Druckdifferenzen für Vlies 1 bei 10, 20 und 30 Schichten dargestellt.

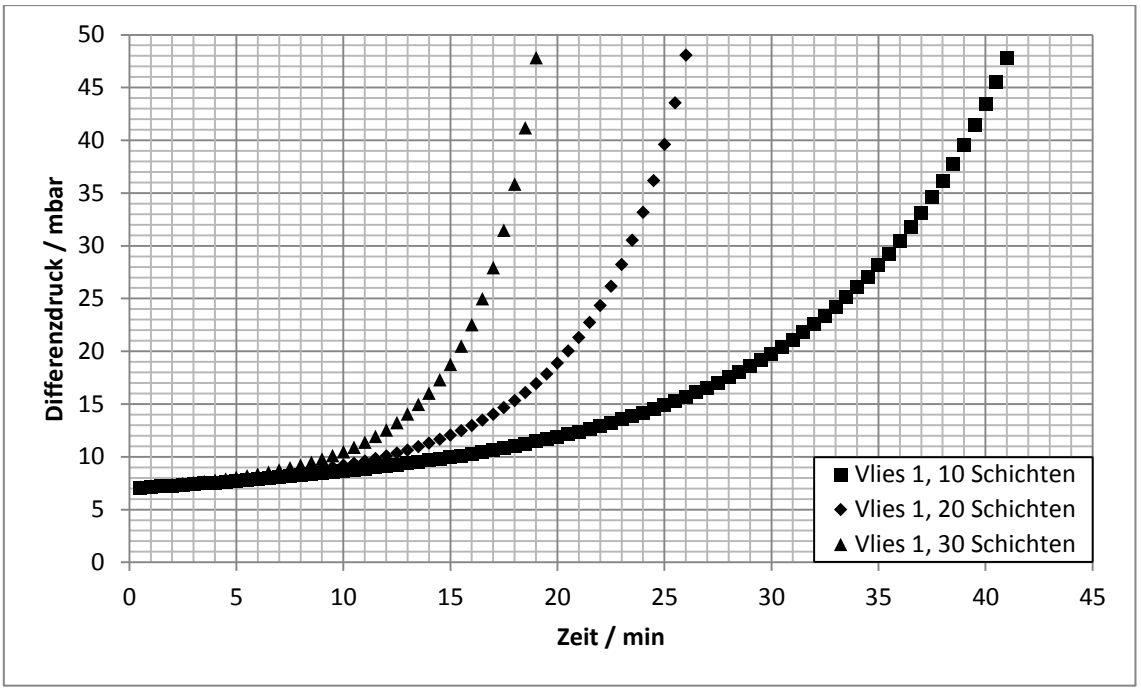


**Abbildung 4.14: Simulierte Druckverläufe bei Veränderung der Anzahl der Schichten, Vlies 1**

Wie zuvor diskutiert, hat die Anzahl der Schichten aufgrund der hohen Partikelabscheidung von Vlies 1, der Partikelgrößenverteilung von IFDT und des Berechnungsalgorithmus einen großen Einfluss auf das Simulationsergebnis.

In Abbildung 4.15 sind die sind die simulierten Druckdifferenzen für Vlies 2 bei 10, 20 und 30 Schichten abgebildet.

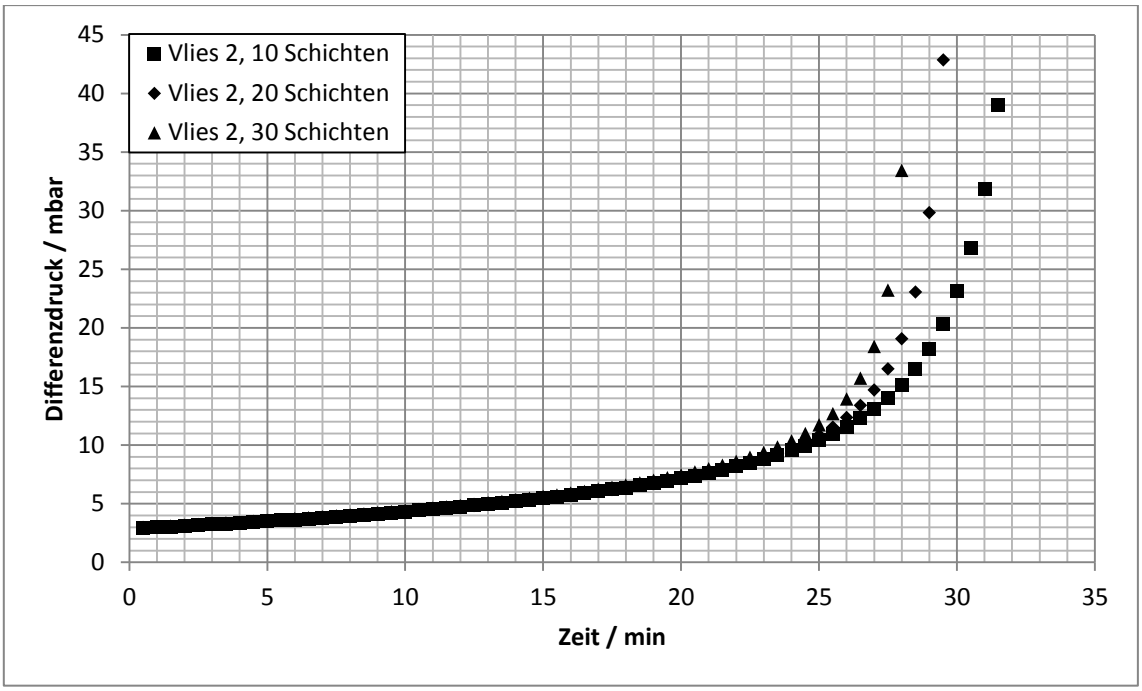


**Abbildung 4.15: Simulierte Druckverläufe bei Veränderung der Anzahl der Schichten, Vlies 2**

Die simulierte Versuchszeit beträgt 32 min, 29,5 min und 28,5 min bei 10, 20 und 30 Schichten. Die Auswirkung der Anzahl der Schichten ist bei Vlies 2 gering. Dies bedeutet, dass die Methode gut funktioniert, solange ausreichend Informationen über die Tiefe der Partikelabscheidung im Filtermedium vorliegen.

In Abbildung 4.16 sind die simulierten Druckdifferenzen bei einer Variation der Berechnungszeitschrittdauer für Vlies 1 dargestellt. Die Berechnungszeitschritte lagen bei 10, 30 und 60 s.

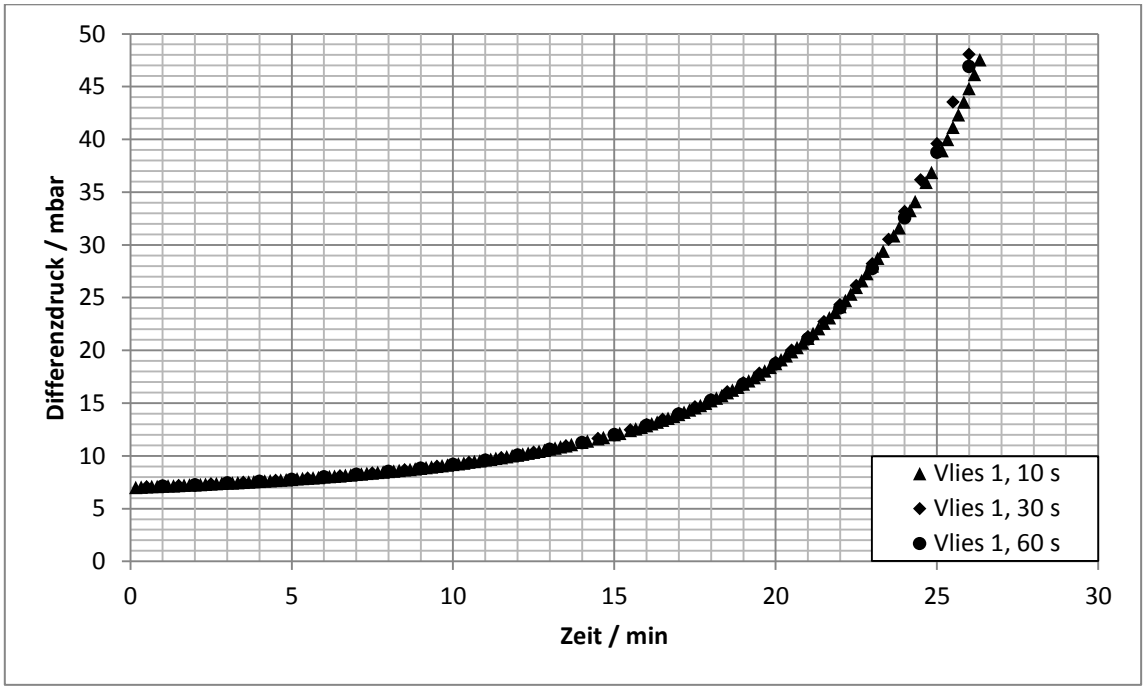


**Abbildung 4.16: Veränderung der Berechnungszeitschrittweite, Vlies 1**

Alle drei Kurven unterscheiden sich kaum. Die Auswahl des Berechnungszeitschrittes hat beim gewählten Umfang keinen signifikanten Einfluss auf das Simulationsergebnis.

Im Folgenden werden exemplarisch Simulationsergebnisse für Versuche, die unter abweichenden Versuchsbedingungen durchgeführt wurden, dargestellt. Die Vorgehensweise wird für Vlies 1 dargestellt, da nur hier Versuche bei unterschiedlichem pH-Wert und erhöhter Anströmgeschwindigkeit durchgeführt wurden. Die Simulationsergebnisse sind, wie bereits diskutiert, für Vlies 1 aufgrund der nahezu vollständigen Abscheidung gegenüber größeren Partikeln problematisch. Da allerdings nur eine Änderung der Abscheidung im Bereich kleiner Partikel beobachtet wurde, können die Simulationsergebnisse mit den bereits gezeigten Simulationsergebnissen verglichen werden. Prinzipiell ist auch die Simulation für asymmetrisch geschichtete Vliese möglich. In den Experimenten wurde dies mit den Vlieskombinationen Vlies 2 - Vlies 1 sowie Vlies 3 - Vlies 1 untersucht. Da allerdings durch das vorgeschaltete Vlies eine Veränderung der Partikelgrößenverteilung insbesondere

hinsichtlich der größeren Partikeln erfolgt, wurde auf eine Simulation aufgrund der genannten Problematik verzichtet.

Verändert sich die Partikelabscheidung, kann dies über die Funktion der Haftwahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. Eine Veränderung der Funktion der Siebwirkung wurde nicht vorgenommen, da bei Versuchen mit verändertem pH-Wert bzw. veränderter Anströmgeschwindigkeit von keiner Strukturänderung des Vlieses ausgegangen werden kann.

In Gleichung (4.10) ist die verwendete Haftwahrscheinlichkeitsfunktion für Vlies 1 bei einem pH-Wert von 4 abgebildet.

$$h\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) = 0,212 \cdot \left(\frac{d_{\mathrm{Pa}}}{d_0}\right)^{-0,821} \qquad d_0 = 1\mu m, \qquad d_{\mathrm{Pa}} \geq 1\mu m \tag{4.10}$$

Durch die verringerten elektrostatischen und elektrokinetischen Kräfte nimmt die Haftwahrscheinlichkeit zu. In Abbildung 4.17 sind die simulierten und experimentell ermittelten Anfangsabscheidegrade für Vlies 1 bei einem pH-Wert von 4 und 7 dargestellt.

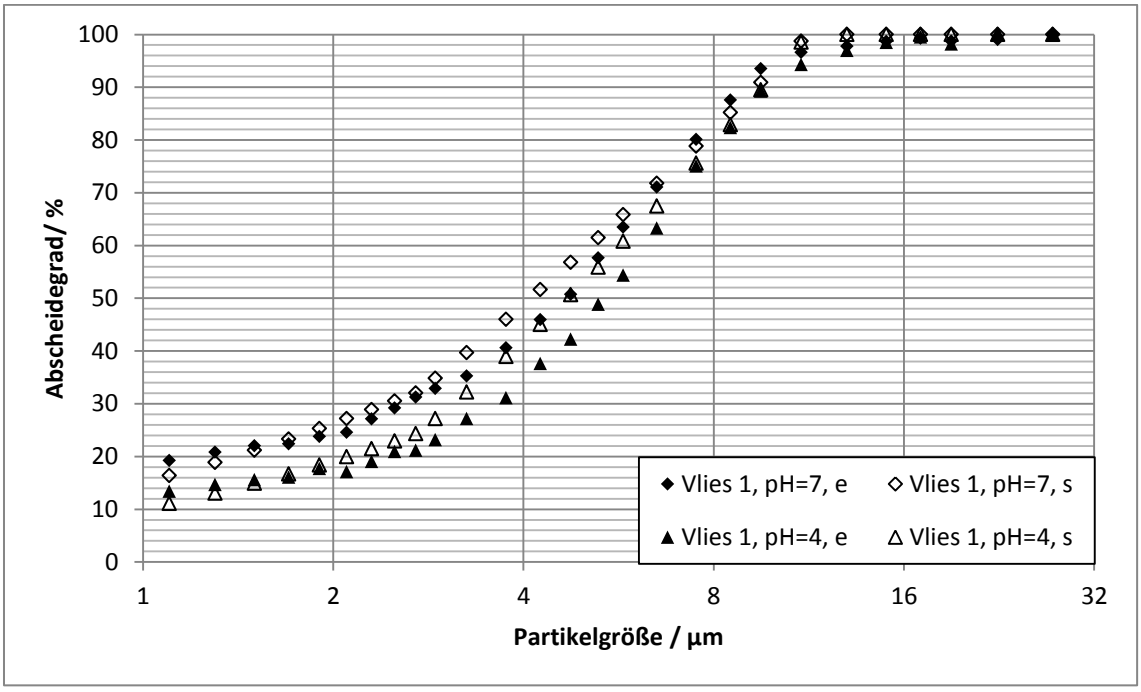


**Abbildung 4.17: Experimentell ermittelte und simulierte Anfangsabscheidegrade bei pH 4 und 7, Vlies 1**

Durch die veränderte Haftwahrscheinlichkeitsfunktion kann die Anfangsabscheidung bei einem pH-Wert von 4 gut abgebildet werden.

In Abbildung 4.18 sind die simulierten Druckverläufe für Vlies 1 bei einem pH-Wert von 4 und 7 dargestellt.

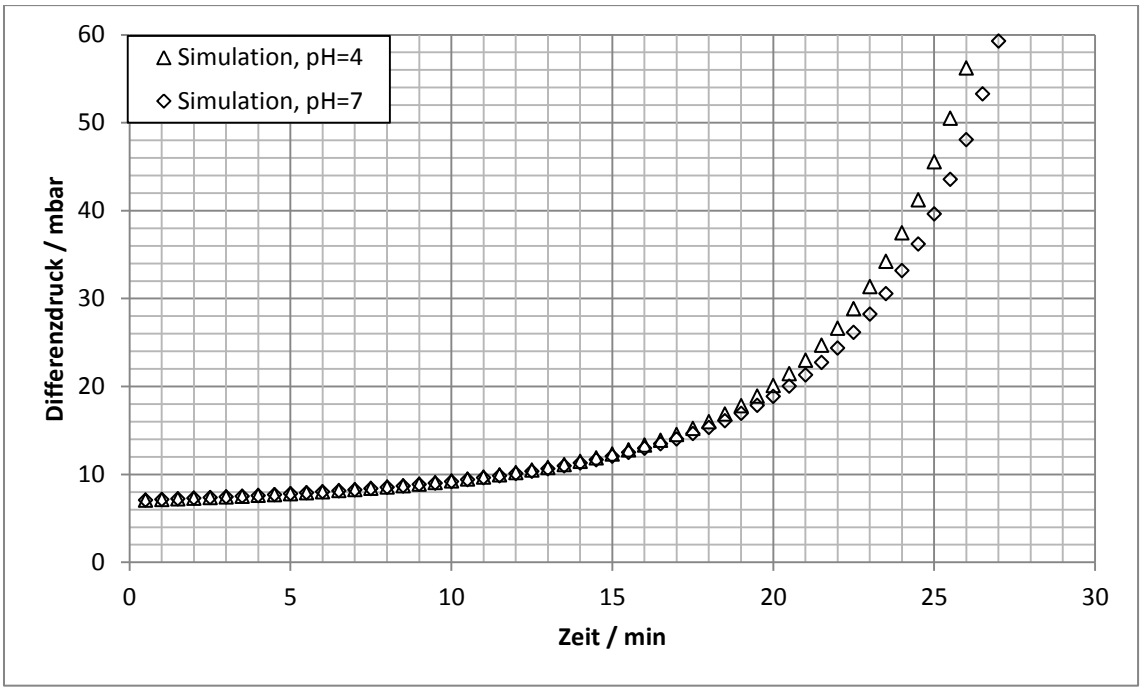


**Abbildung 4.18: Simulierte Druckverläufe bei pH 4 und 7, Vlies 1**

Aufgrund der etwas höheren Abscheidung ist die simulierte Versuchszeit bei einem pH-Wert von 4 etwas geringer. Ein Druckanstieg von 40 mbar wurde nach 25,5 min erreicht. Bei der Simulation wurde bei einem pH-Wert von 7 dieser Druckanstieg nach 26 min erreicht. Die mittlere experimentelle Versuchsdauer lag bei Vlies 1 bei einem pH-Wert von 4 bei 29,9 min, bei einem pH-Wert von 7 bei 31 min. Die Änderung der Versuchszeit wird durch die Simulation sehr gut wiedergegeben.

In Gleichung (4.11) ist die verwendete Funktion für die Haftwahrscheinlichkeit für Vlies 1 bei einem erhöhten Volumenstrom von 420 L/h abgebildet. Dies entspricht einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0192 m/s.

$$h\left(d_{\mathrm{Pa}}\right) = 0{,}112 \cdot \left(\frac{d_{\mathrm{Pa}}}{d_0}\right)^{-0{,}727} \qquad d_0 = 1\mu m, \qquad d_{\mathrm{Pa}} \geq 1\mu m \tag{4.11}$$

Durch die Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit nimmt die Haftwahrscheinlichkeit ab. In Abbildung 4.19 sind die simulierten und experimentell ermittelten Anfangsabscheidegrade für Vlies 1 bei einem Volumenstrom von 260 L/h und 420 L/h bzw. einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s und 0,0192 m/s dargestellt.

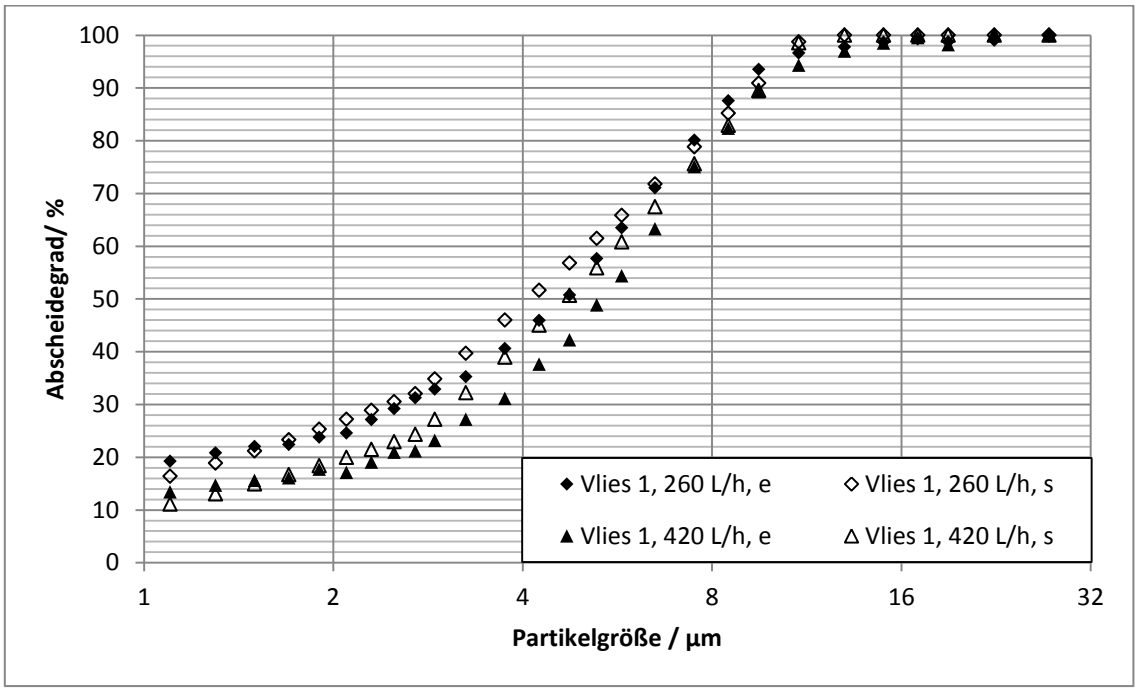


**Abbildung 4.19: Experimentell ermittelte und simulierte Anfangsabscheidegrade bei veränderter Anströmgeschwindigkeit, Vlies 1**

Durch die veränderte Funktion der Haftwahrscheinlichkeit kann die Anfangsabscheidung bei der veränderten Anströmgeschwindigkeit gut abgebildet werden.

In Abbildung 4.20 sind die experimentell ermittelten Druckverläufe und der simulierte Druckverlauf bei einem Volumenstrom von 420 L/h bzw. einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0192 m/s abgebildet. Zudem ist der simulierte Druckverlauf bei einem Volumenstrom von 260 L/h bzw. einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s abgebildet.

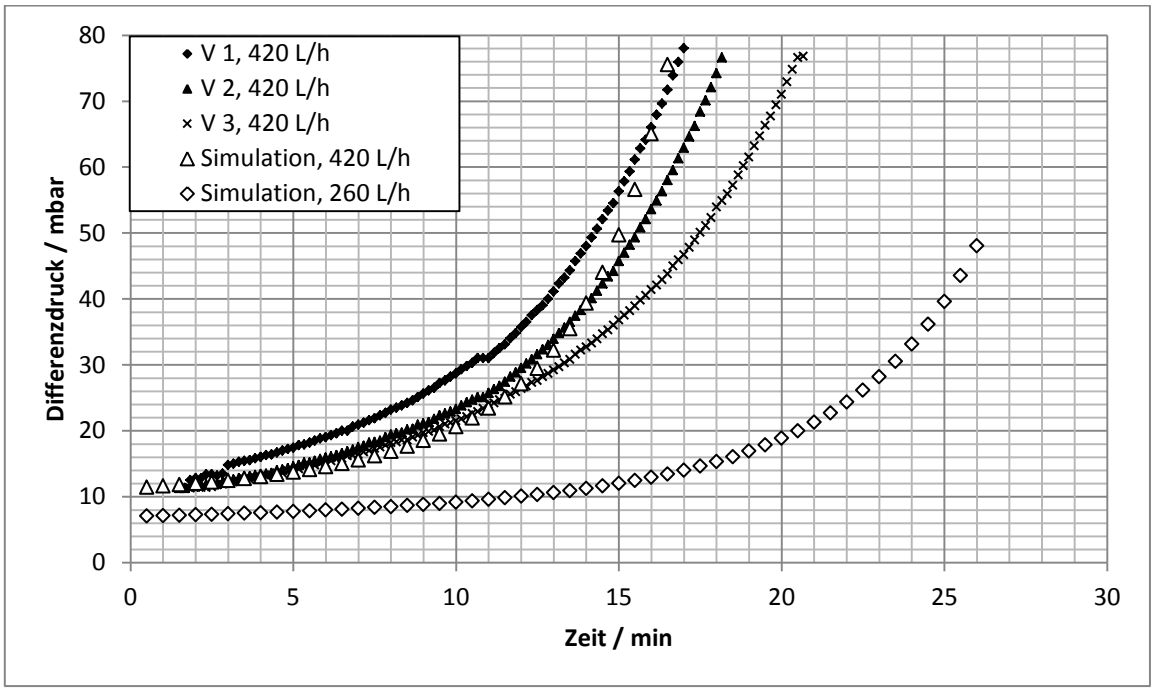


**Abbildung 4.20: Experimentell ermittelte und simulierte Druckverläufe bei veränderter Anströmgeschwindigkeit, Vlies 1**

Der simulierte Druckverlauf für den Volumenstrom von 420 L/h steht in guter Näherung zu den experimentell ermittelten Werten. Bei der Standardanströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s wird ein Druckanstieg von 40 mbar in der Simulation nach 26 min erreicht. Bei der erhöhten Anströmgeschwindigkeit von 0,0192 m/s wird der äquivalente Druckanstieg von 65 mbar nach 16,5 min erreicht. Berücksichtigt man den Einfluss des erhöhten Volumenstroms durch die Versuchsdauer*, mit Versuchsdauer* = Versuchsdauer · 260/420, beträgt die so korrigierte Versuchsdauer 26,6 min. Bei den experimentellen Untersuchungen betrug die mittlere Versuchsdauer bei einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0119 m/s 31 min. Die mittlere Versuchsdauer bei einer Anströmgeschwindigkeit von 0,0192 m/s betrug 18,6 min und die korrigierte Versuchsdauer 30 min. Auch wenn bei den Experimenten eine sehr geringe Abnahme der korrigierten Versuchsdauer bei 0,0192 m/s von 30 min im Vergleich zur Versuchsdauer von 0,0119 m/s von 31 min zu beobachten war, bildet die Simulation das Verhältnis der betrachteten Zeiten sehr gut ab.

## 4.2 Simulation mit der Strömungssimulationssoftware DNSlab

### 4.2.1 Vorstellung von DNSlab

Im Rahmen der Arbeit wurden Simulationen mit dem Simulationsprogramm DNSlab durchgeführt. Dieses Programm wurde von Kilian Schmidt entwickelt. Mit der Software können unter anderem Tiefenfiltrationssimulationen mit faserförmigen Filtermitteln durchgeführt werden. Im Gegensatz zu den meisten gebräuchlichen CFD-Simulationsprogrammen bildet bei DNSlab ein Voxelmodell die Grundlage der Berechnung. Das Rechengitter besteht also aus kubischen Zellen und nicht aus Polyedern. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 4.21 die Diskretisierung eines Kreises durch Pixel und Dreiecke dargestellt. Im zweidimensionalen Raum ist ein Pixel das Äquivalent zu einer Voxel und ein Dreieck das Äquivalent zu einem Polyeder.

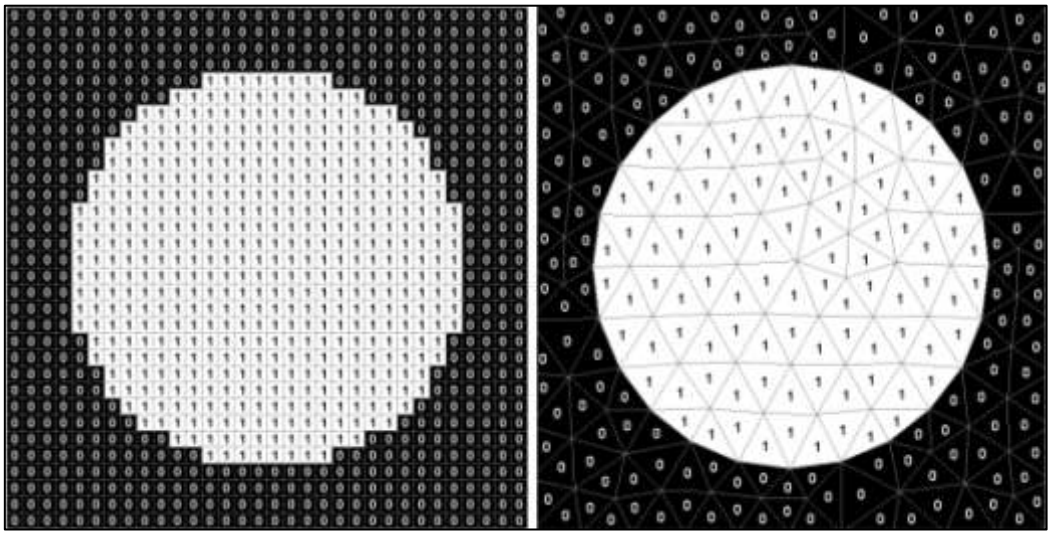

**Abbildung 4.21: Diskretisierung eines Kreises mit Pixeln (links) und Dreiecken (rechts) [78](S.9)**

In der Abbildung wird den Elementen der einen Phase der Wert 1 zugeordnet und den Elementen der anderen Phase der Wert 0. Dadurch kann beispielsweise zwischen durchströmbaren und undurchströmbaren Gebieten unterschieden werden. Es können beliebig viele unterschiedliche Phasen definiert werden. Mit steigender Komplexität der Mikrostruktur und der zugehörigen Auflösung nimmt die benötigte Rechenzeit zu. Ein Vorteil bei der Verwendung von Voxel- gegenüber Polyedermodellen besteht darin, dass durch bildgebende Verfahren gewonnene Modelle in der Regel bereits im Voxelformat vorliegen oder mit geringem Aufwand in dieses überführt werden können. Zudem gestaltet sich die technische Umsetzung von Simulationen bei der Verwendung von Voxelmodellen einfacher [78](S.9).

Die Simulation einer Filtration erfolgt in drei Schritten. Zunächst muss eine Struktur vorliegen. Diese kann entweder eine am Computer generierte Struktur oder eine beispielsweise durch Computertomografie (CT) erzeugte Struktur sein. Im zweiten Schritt wird die Strömung über der Struktur berechnet. Im dritten Schritt erfolgt die Berechnung der Partikelbewegung. Über einen Abscheidemechanismus wird in Wandnähe bestimmt, ob eine Partikel abgeschieden wird oder nicht. Die Durchführung von komplexen Simulationen ist sehr rechenintensiv. Daher wurden die 3D-Simulationen nur für die Vliese 1, 2 und 3 durchgeführt.

### 4.2.2 Modellierung der Vliesstrukturen

Die Strukturen wurden dabei sowohl durch Computergenerierung als auch durch Mikrocomputertomografie (Fa. RJL Micro & Analytic GmbH) gewonnen. Bei der Generierung wurden die Fasern durch Zylinder modelliert.

Die Fasern der Vliese weisen eine starke räumliche Orientierung auf. Die Fasern verlaufen hauptsächlich senkrecht zur Anströmrichtung. Bei allen betrachteten Vliesen wurde hinsichtlich der beiden Richtungen der Ebene senkrecht zur Anströmrichtung keine bevorzugte Orientierung der Fasern beobachtet. Daher wurde die Orientierung bezüglich der beiden Richtungen dieser Ebene als gleich angenommen. Die Orientierung der Fasern in Anströmrichtung ist deutlich geringer ausgeprägt. Das Ausmaß der Orientierung wurde an die Computertomografieaufnahmen angepasst. Für Porosität und Dicke wurden bei der Modellerstellung die Werte der jeweiligen Vliese verwendet. Die Faserdurchmesserverteilung wurde für die Vliese aus REM-Aufnahmen ermittelt. Anhand der Computertomografieaufnahmen konnte festgestellt werden, dass die untersuchten Vliese in Durchströmungsrichtung einen annähernd isotropen Aufbau hatten. Damit ist die Betrachtung der oberflächennahen Fasern aus den REM-Aufnahmen für die Ermittlung der Faserverteilung ausreichend und die Annahme einer konstanten Porosität im Vlies zulässig.

In Tabelle 4.4 sind Dicke, Porosität, mittlerer Faserdurchmesser und dazugehörige Standardabweichung der einzelnen Vliese zusammengefasst.

**Tabelle 4.4: Strukturdaten der Vliese zur Modellgenerierung**

| | Vlies 1 | Vlies 2 | Vlies 3 |
|---|---|---|---|
| Dicke / mm | 0,35 | 0,5 | 0,64 |
| Porosität / - | 0,89 | 0,82 | 0,87 |
| mittlerer Faserdurchmesser / µm | 3,86 | 9,99 | 10,51 |
| $\sigma_{Fa}$ / µm | 1,87 | 5,50 | 5,93 |

In Abbildung 4.22 sind das Computertomografiemodell und das Zylindermodell von Vlies 3 dargestellt.

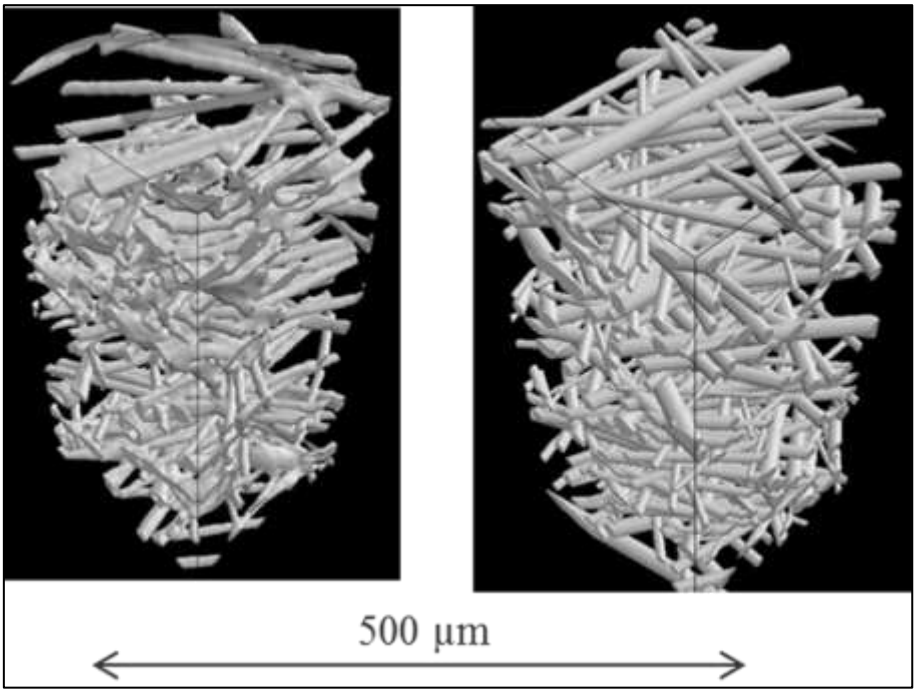


**Abbildung 4.22: 3-Kantenansicht Computertomografie (links) und Zylindermodell (rechts),Vlies 3**

Die Modelle weisen eine sehr gute optische Übereinstimmung auf.

In Abbildung 4.23 - Abbildung 4.25 sind REM-Aufnahmen, Computertomografiemodelle und Zylindermodelle in Durchströmungsrichtung für Vlies 1-3 dargestellt.

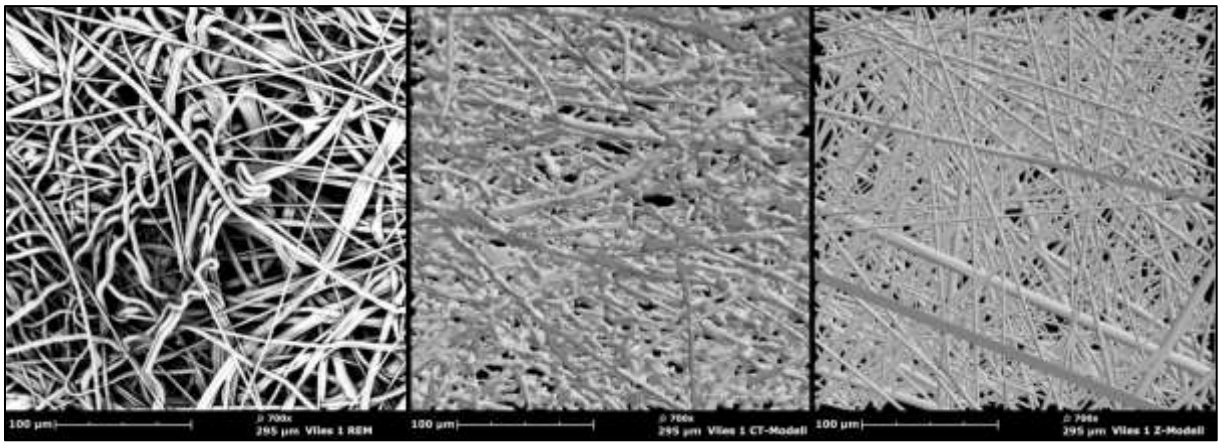


**Abbildung 4.23: REM-Aufnahme (links), CT-Modell (mittig), Zylindermodell (rechts), Vlies 1, 700x**

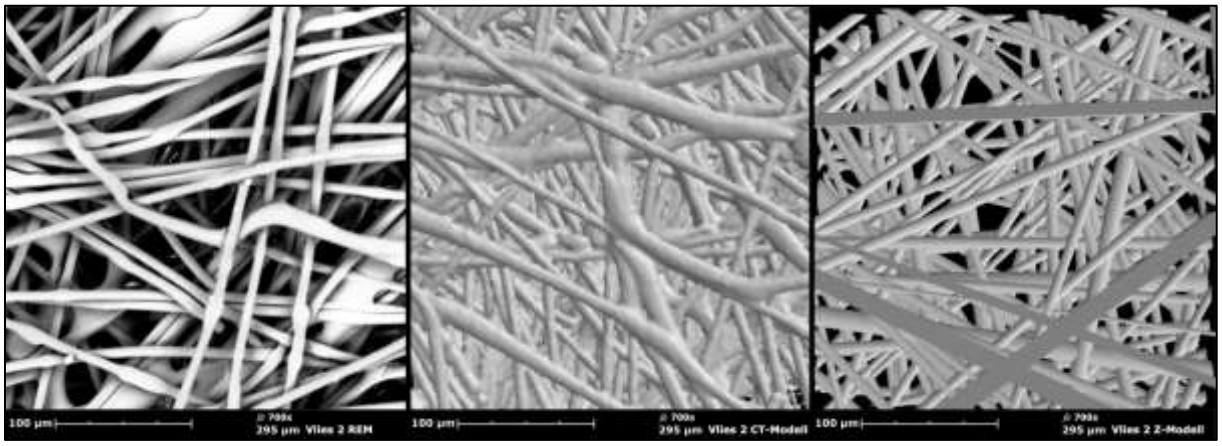


**Abbildung 4.24: REM-Aufnahme (links), CT-Modell (mittig), Zylindermodell (rechts), Vlies 2, 700x**

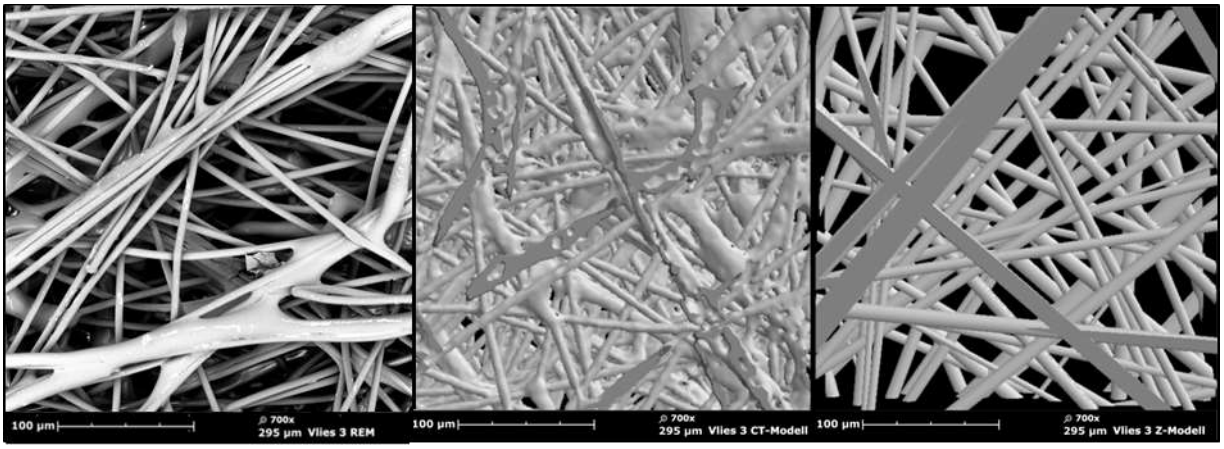


**Abbildung 4.25: REM-Aufnahme (links), CT-Modell (mittig), Zylindermodell (rechts), Vlies 3, 700x**

Die Draufsichten der REM-Aufnahmen, der Computertomografien und der Zylindermodelle sind sehr ähnlich. Die Fasern auf den REM-Aufnahmen sind geringfügig glatter als die der Computertomografie-Modelle. Dies kann durch die Bildgenerierung erklärt werden. Mit Hilfe eines Grauwertes, der zwischen Faser und nicht-Faser unterscheidet, wird die Struktur aus den ursprünglichen Aufnahmen ausgewertet. Bei einer vorhandenen Unschärfe im Kontrast kann sich daher eine Abweichung in der Oberflächenstruktur zwischen dem Realobjekt und der mittels Computertomografie erzeugten Struktur ergeben. Die Fasern auf den REM-Aufnahmen sind glatter als die der Computertomografie-Modelle.

## 4.2.3 Strömungssimulation

### 4.2.3.1 Berechnung der Strömung

Da bei der Durchströmung der Vliese von einer zähen Durchströmung ausgegangen werden kann, wurde die Strömung über der Struktur durch die Stokes-Gleichung für stationäre inkompressible Fluide nach Gleichung (4.12)-(4.14) berechnet [78](S.14).

$$\eta_{\mathrm{Fl}} \cdot \Delta V = \nabla P \qquad in \quad \Omega \tag{4.12}$$

$$\nabla \cdot V = 0 \qquad in \quad \Omega \tag{4.13}$$

$$V = 0 \qquad auf \quad \partial\Omega \tag{4.14}$$

Dabei ist $\eta_{FL}$ die dynamische Viskosität des Fluids, V das Geschwindigkeitsfeld und P das Druckfeld. $\Omega$ bezeichnet das betrachtete Strömungsgebiet und $\partial\Omega$ dessen Rand. Gleichung (4.12) bestimmt den Erhalt des Impulses, Gleichung (4.13) den Erhalt der Masse und Gleichung (4.14) stellt sicher, dass die Wandgeschwindigkeit 0 beträgt. Die Berechnung erfolgt dabei numerisch. Im Bereich der Strukturoberfläche wird eine Gitterverfeinerung vorgenommen. Durch eine unterschiedlich große Rechengitterfeinheit kann die Rechenzeit optimiert werden.

Nach der oben aufgezeigten Berechnung der Strömung über der Struktur wird die Bewegung der Partikeln durch numerische Berechnung der Lagrangeschen Bewegungsgleichung gelöst [78](S.43). Das bedeutet, dass der Einfluss der Partikeln auf die Strömung vernachlässigt wird. Aufgrund der sehr geringen Konzentrationen kann dies angenommen werden.

Unter Annahme kugelförmiger Partikeln und Vernachlässigung von Diffusion gilt:

$$\frac{\partial x_{\mathrm{Pa}}}{\partial t} = v_{\mathrm{Pa}} \tag{4.15}$$

$$\frac{\partial v_{\mathrm{Pa}}}{\partial t} = \frac{3 \cdot \pi \cdot \eta_{\mathrm{Fl}} \cdot d_{\mathrm{Pa}}}{m_{\mathrm{Pa}}} \cdot \left( V\left(x_{\mathrm{Pa}}\right) - v_{\mathrm{Pa}} \right) \tag{4.16}$$

Dabei ist $x_{Pa}$ der Partikelort, $v_{Pa}$ die Partikelgeschwindigkeit und $m_{Pa}$ die Partikelmasse. Unter Verwendung der Partikeldichte $\rho_{Pa}$ kann Gleichung (4.16) folgendermaßen umgeformt werden:

$$\frac{\partial v_{\mathrm{Pa}}}{\partial t} = \frac{18 \cdot \eta_{\mathrm{Fl}}}{\rho_{\mathrm{Pa}} \cdot d_{\mathrm{Pa}}^2} \cdot \left( V\left(x_{\mathrm{Pa}}\right) - v_{\mathrm{Pa}} \right) \tag{4.17}$$

#### 4.2.3.2 Validierung der Modelle

Der Fokus der Simulationsarbeiten mit DNSlab lag im Rahmen dieser Arbeit auf der Berechnung der Partikelabscheidung. Um die Abbildungsgüte der verwendeten Modelle vor der Berechnung der Partikelabscheidung zunächst bewerten zu können, wurden die Druckverluste über den Modellstrukturen der einzelnen Vliese berechnet. Dazu wurden unterschiedliche Zylindermodelle erstellt und unterschiedliche Bereiche der Computertomografien untersucht. Die Größe der betrachteten Gebiete lag dabei in Bereichen von 90x90x57 µm bis 175x175x542 µm. In der Regel waren die betrachteten Gebiete in Anströmrichtung kleiner als die Dicke der Vliese. Die berechneten Druckverluste wurden daher auf die Dicke der Vliese angepasst. In Tabelle 4.5 sind die experimentell ermittelten sowie für die Zylindermodelle der einzelnen Vliese simulierten Druckverluste zusammengefasst. Zudem sind die Minima und Maxima der Simulationsergebnisse sowie die Standardabweichungen der Simulationsergebnisse dargestellt.

**Tabelle 4.5: Experimentell ermittelte und für Zylindermodelle simulierte Druckverluste**

| | Vlies 1 | Vlies 2 | Vlies 3 |
|---|---|---|---|
| experimenteller Druckverlust / mbar | 7 | 2,85 | 1,83 |
| mittlerer simulierter Druckverlust / mbar | 4,82 | 3,58 | 2,31 |
| Minimum – Maximum der Simulation / mbar | 3,47 - 6,14 | 2,65 - 4,6 | 1,74 - 2,7 |
| $\sigma_{\Delta p,sim}$ / mbar | 0,77 | 0,53 | 0,44 |

Für Vlies 1 ist der mittlere simulierte Druckverlust ca. 30 % niedriger als der experimentell ermittelte. Bei Vlies 2 und Vlies 3 liegen die mittleren simulierten Werte ca. 25 % über den experimentell ermittelten Druckverlusten. Bei allen Vliesen zeigt sich eine breite Streuung der Simulationsergebnisse, die vor allem auf die geringe Größe der Simulationsgebiete zurückzuführen ist. Allerdings benötigen größere Gebiete sehr große Rechenzeiten. Insgesamt können die Simulationsergebnisse unter Berücksichtigung der Streuungen als akzeptable Näherung der gemessenen Druckverluste aufgefasst werden.

Bei der Modellgenerierung in DNSlab auf der Basis von Computertomographieaufnahmen wird die Unterscheidung von Bildpunkten zwischen Faser und nicht-Faser mit Hilfe eines Grenzwertes, der als Grauwert bezeichnet wird, vorgenommen. Der Wertebereich des Grauwertes ist dabei 0 – 255. Die Wahl des Grauwertes hat dadurch einen direkten Einfluss auf die Porosität und damit den Druckverlust. In Tabelle 4.6 sind die experimentell ermittelten sowie simulierten Druckverluste und Porositäten des verwendeten Computertomographiemodells von Vlies 1 zusammengefasst.

**Tabelle 4.6: Druckverlust und Porosität in Abhängigkeit des Grauwertes; Vlies 1**

| | Grauwert | $\Delta p$ / mbar | $\varepsilon$ / - |
|---|---|---|---|
| experimentelle Werte | - | 7 | 0,89 |
| simulierte Werte | 75 | 3,49 | 0,89 |
| | 72 | 3,97 | 0,88 |
| | 70 | 5,39 | 0,85 |
| | 65 | 6,31 | 0,83 |
| | 62 | 6,99 | 0,82 |
| | 60 | 7,01 | 0,82 |
| | 55 | 9,08 | 0,79 |

Bei einem Grauwert von 75 stimmt die Porosität des Modells mit der experimentell ermittelten Porosität des Vlieses überein. Allerdings ist der simulierte Druckverlust um ca. 50 % geringer als der experimentell ermittelte. Bei einem Grauwert von 60 stimmen der simulierte Druckverlust und der experimentelle überein. Allerdings beträgt die Porosität des Modells 0,82 gegenüber dem experimentellen Wert von 0,89. Der Grund für die

Abweichungen ist vor allem in dem erzeugten Modell zu suchen. Die Grundfläche der untersuchten Proben beträgt 2,4x2,4 mm. Die Grundfläche der daraus erzeugten Modelle beträgt 250x250 Bildpunkte, was bei der verwendeten Auflösung von 0,7 µm pro Bildpunkt einer Grundfläche von 175x175 µm entspricht. Bei diesen geringen Dimensionen ist es anzunehmen, dass die lokale Porosität von der mittleren Porosität des Vlieses abweichen kann. Vor diesem Hintergrund ist die Abbildung der experimentellen Werte durch die Simulation als gut zu bewerten. In Tabelle 4.7 sind die experimentell ermittelten sowie simulierten Druckverluste und Porositäten des Computertomographiemodells von Vlies 2 und in Tabelle 4.8 die Werte von Vlies 3 zusammengefasst.

**Tabelle 4.7: Druckverlust und Porosität in Abhängigkeit des Grauwertes; Vlies 2**

| | Grauwert | Δp / mbar | ε / - |
|---|---|---|---|
| experimentelle Werte | - | 2,85 | 0,82 |
| simulierte Werte | 80 | 2,92 | 0,90 |
| | 75 | 3,04 | 0,89 |
| | 70 | 3,41 | 0,88 |
| | 65 | 3,72 | 0,86 |
| | 60 | 3,85 | 0,85 |
| | 55 | 4,16 | 0,82 |
| | 50 | 4,48 | 0,81 |

**Tabelle 4.8: Druckverlust und Porosität in Abhängigkeit des Grauwertes; Vlies 3**

| | Grauwert | Δp / mbar | ε / - |
|---|---|---|---|
| experimenteller Wert | - | 1,83 | 0,87 |
| simulierte Werte | 70 | 1,78 | 0,90 |
| | 65 | 1,93 | 0,89 |
| | 60 | 2,01 | 0,88 |
| | 55 | 2,09 | 0,87 |
| | 50 | 2,19 | 0,86 |
| | 45 | 2,27 | 0,85 |

Bei Vlies 2 wird die experimentell ermittelte Porosität bei einem Grauwert von 55 erreicht. Bei einem Grauwert von 80 ist die Abweichung vom simulierten zum experimentellen Druckverlust am geringsten. Bei Vlies 3 stimmen bei einem Grauwert von 55 beide Porositäten überein; bei einem Grauwert von 70 die Druckverluste. Vor dem Hintergrund der geringen räumlichen Ausmaße der untersuchten Proben sowie der noch geringeren Ausmaße der daraus erstellten Modelle kann die Abbildung der experimentellen Werte durch die Simulation für alle Vliese als gut beurteilt werden.

### 4.2.4 Simulation der Partikelabscheidung

Nach der zuvor aufgezeigten Berechnung der Strömung über der untersuchten Struktur werden die Partikeltrajektorien nach den Gleichungen (4.15)-(4.17) berechnet. Berührt eine Partikel die Oberfläche der Struktur, ist zu entscheiden, ob sie als abgeschieden gilt oder nicht. In der Simulationstheorie sind dazu zwei Grenzfälle bekannt. Zum einen kann angenommen werden, dass jeder Kontakt zwischen Partikel und Struktur zur Abscheidung führt (berührt-gefangen; englisch: caught on contact). Zum anderen kann eine Partikel nur dann als abgeschieden betrachtet werden, wenn sie sich aufgrund ihrer Größe und der Strömung nicht weiter bewegen kann (Siebung, englisch: straining, sieving). Dabei muss die Partikel in der Regel drei Kontaktpunkte mit der Struktur aufweisen. In Kapitel 4.1.1 wurde aufgezeigt, dass keiner der beiden Grenzfälle für den untersuchten Fall zutreffen kann. Es ist daher nötig, einen von den Grenzfällen abweichenden Abscheidemechanismus einzuführen.

Für alle durchgeführten Simulationen betrug die Durchströmungsgebietsgröße 250x250 Pixel, was bei der verwendeten Auflösung von 0,7 µm pro Pixel- bzw. Voxelkantenlänge einem Gebiet von 175x175 µm entspricht. Für die Höhe des Gebietes wurde bei jeder Simulation die Dicke des untersuchten Vlieses angenommen.

#### 4.2.4.1 Prall-Dämpfungs-Mechanismus

Da für die Fitration aus der flüssigen Phase keine allgemein anerkannten Mechanismen bekannt sind, wurde im ersten Schritt ein relativ einfacher Prall-Dämpfungs-Mechanismus untersucht. Diesem Mechanismus liegt folgende Modellvorstellung zugrunde: Trifft eine Partikel auf die Strukturoberfläche auf, wird ihre Geschwindigkeit zunächst reduziert. Eine Partikel gilt als abgeschieden, wenn sie sich innerhalb einer vorgegebenen Zeitspanne nur um

eine bestimmte Distanz bewegt. Das bedeutet, dass eine Partikel abgeschieden wird, wenn sie sich lange genug in der Nähe eines Punktes der Oberfläche aufhält. Der Mechanismus wird dabei durch drei Parameter charakterisiert. Der Geschwindigkeitsreduktionsfaktor a legt fest, wie groß die Abprall- im Verhältnis zur Aufprallgeschwindigkeit ist. Bei einem Faktor von 0 führt jeder Kontakt zur Abscheidung. Neben diesem Faktor wird die Abscheidung durch die Abscheidezeit b und die relative Abscheidedistanz c bestimmt. Eine Partikel gilt als abgeschieden, wenn sie sich innerhalb der Zeitspanne b nicht um mehr als das c-fache ihrer Größe bewegt. Die Faktoren a und c sind dabei relative Größen, b ist eine Zeitangabe in Sekunden. Für die Kombination (a=0,1; b=0,2s; c=0,3) bedeutet dies, dass die Abprallgeschwindigkeit 10% der Auftreffgeschwindigkeit beträgt. Eine 4 µm Partikel gilt demnach als abgeschieden, wenn sie sich innerhalb von 0,2 s nicht mehr als 4 µm · 0,3 = 1,2 µm bewegt. In Voruntersuchungen zeigte sich, dass der Faktor a über weite Bereiche des Wertebereichs von 0 bis 1 nur einen geringen Einfluss auf die Partikelabscheidung hat. In Abbildung 4.26 ist der Einfluss des Faktors a bei der Kombination (b=1ms; c=0,5) über einer fiktiven Vliesstruktur dargestellt.

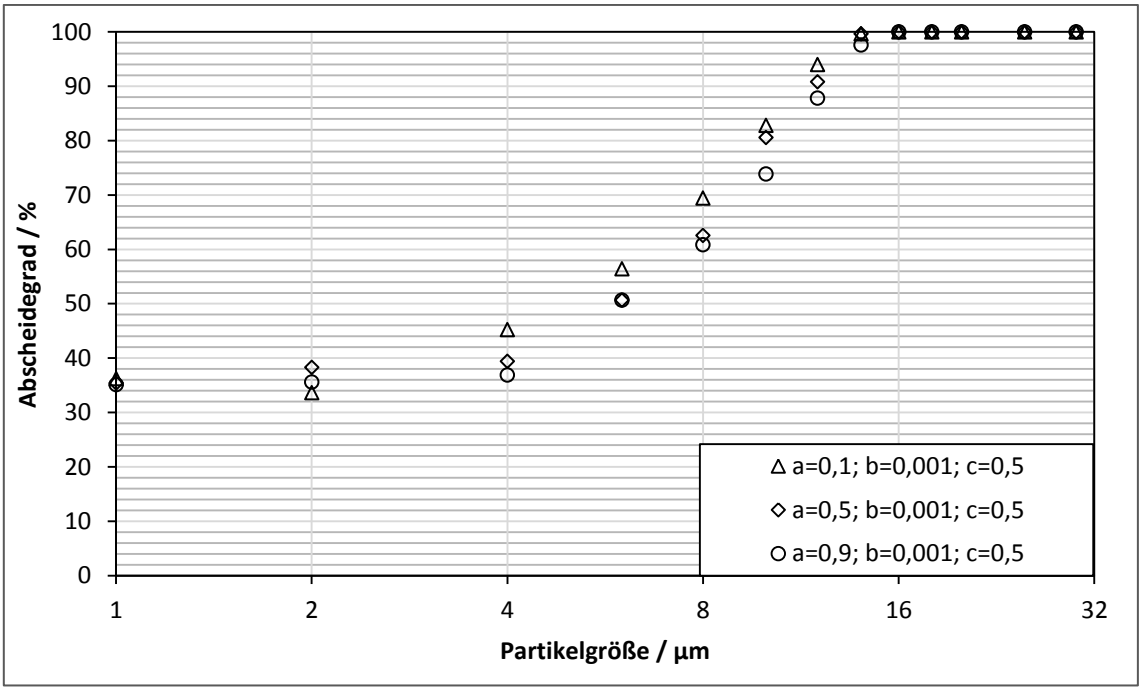


**Abbildung 4.26: Voruntersuchung zum Einfluss des Geschwindigkeitsreduktionsfaktors a**

Es ist zu erkennen, dass bei der sehr großen Variation des Geschwindigkeitsreduktionsfaktors die Auswirkung auf den Abscheidegrad nur gering ist. Dies kann dadurch erklärt werden, dass der Faktor a nur in direkter Fasernähe eine Auswirkung auf die Geschwindigkeit einer

Partikel hat. Danach wird sie innerhalb kurzer Zeit von der Strömung wieder auf die Strömungsgeschwindigkeit beschleunigt. Aus diesem Grund wurde der Faktor in den weiteren Simulationen konstant mit a=0,1 angenommen.

In Abbildung 4.27 sind der experimentell ermittelte und simulierte Anfangsabscheidegrad für Vlies 1 dargestellt. Dabei wurde sowohl das Computertomographiemodell (CT) als auch das Zylindermodell (Zylinder) untersucht. In der Abbildung sind die Simulationsergebnisse für die Parameterkombinationen (b=1ms; c=0,7) sowie (b=2ms; c=0,4) dargestellt.

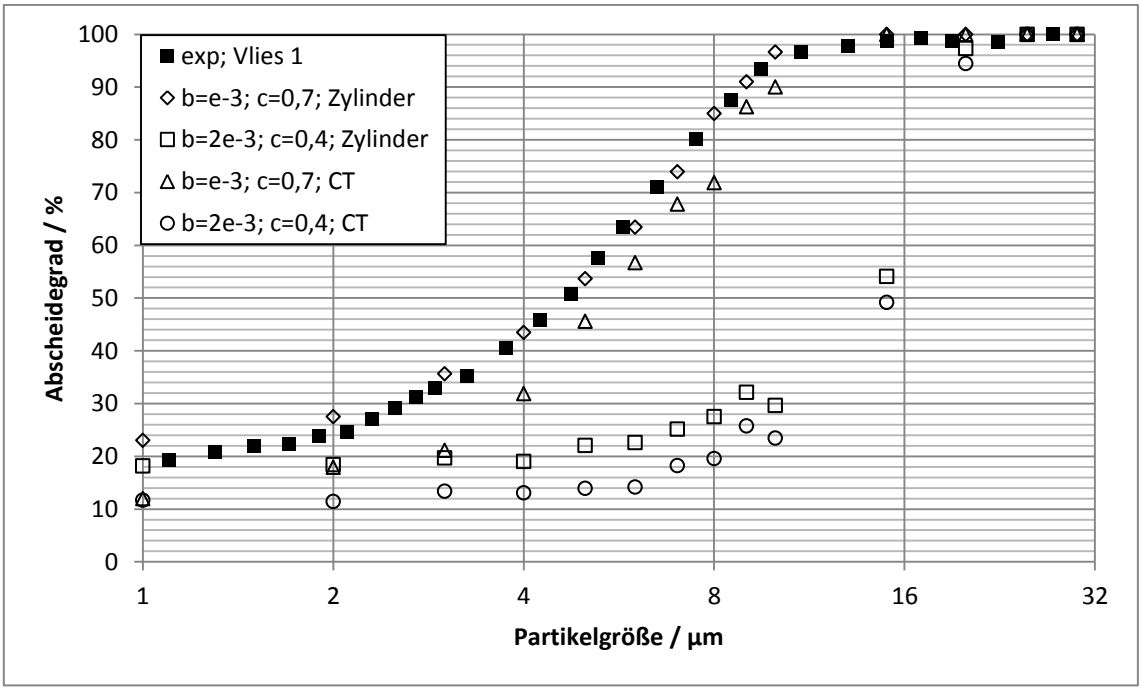


**Abbildung 4.27: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Prall-Dämpfungs-Mechanismus; Vlies 1**

Für den Parametersatz (b=1ms; c=0,7) stehen sowohl die Simulationsergebnisse auf Basis des Zylindermodells als auch die auf Basis des Computertomographiemodells in sehr guter Näherung zu den experimentell ermittelten Ergebnissen. Für den Parametersatz (b=2ms; c=0,4) weichen die Simulationsergebnisse deutlich von den experimentellen ab.

In Abbildung 4.28 und Abbildung 4.29 sind die experimentell ermittelten und simulierten Anfangsabscheidegrade für Vlies 2 und 3 dargestellt. In den Abbildungen sind ebenfalls die Simulationsergebnisse für die Parameterkombinationen (b=1ms; c=0,7) sowie (b=2ms; c=0,4) dargestellt.

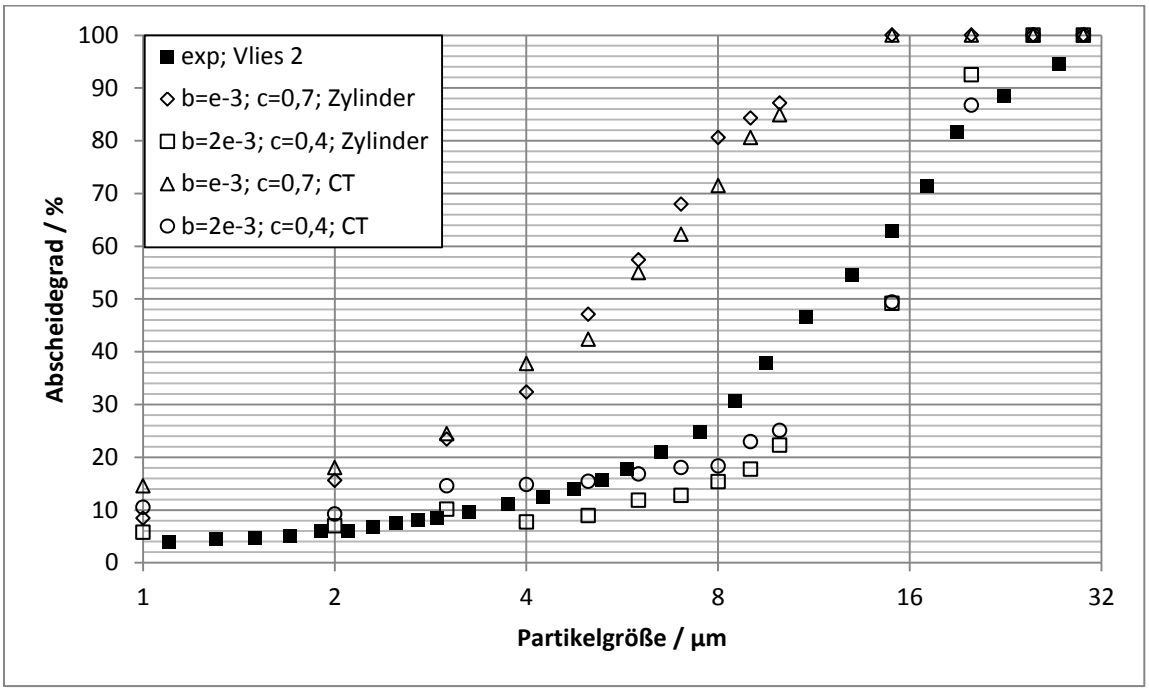


**Abbildung 4.28: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Prall-Dämpfungs-Mechanismus; Vlies 2**

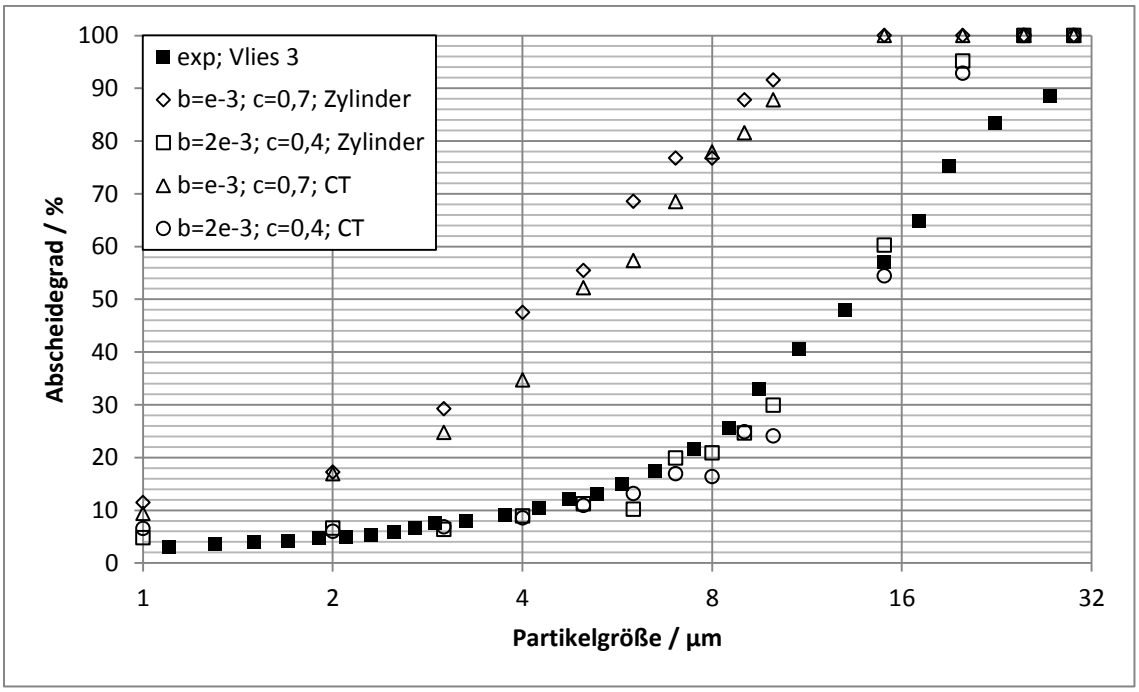


**Abbildung 4.29: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Prall-Dämpfungs-Mechanismus; Vlies 3**

Für die bei Vlies 1 als beste Näherung identifizierte Parameterkombination (b=1ms; c=0,7) weichen für die Vliese 2 und 3 die Simulationsergebnisse stark von den experimentellen ab. Für die Parameterkombination (b=2ms; c=0,4) liegen die simulierten Ergebnisse für Vlies 2 und 3 sowohl für das jeweilige Zylinder- als auch Computertomographiemodell in guter Näherung zu den experimentell ermittelten Anfangsabscheidegraden.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass durch den verwendeten Prall-Dämpfungs-Mechanismus die experimentellen Anfangsabscheidegrade der Vliese durch Anpassung der Abscheidezeit b und der relative Abscheidedistanz c sehr gut durch die Simulation abgebildet werden können. Bei den einzelnen Vliesen wurde dabei kein signifikanter Unterschied zwischen der Simulation, die auf dem jeweiligen Zylindermodell und der, die auf dem jeweiligen Computertomographiemodell basierte, festgestellt. Allerdings konnte für die drei untersuchten Vliese kein Parametersatz gefunden werden, der für alle Vliese zu einer guten Abbildung der experimentellen Werte führte.

Vergleicht man die in Abbildung 4.27 bis Abbildung 4.29 dargestellten Ergebnisse der einzelnen Vliese miteinander, ist zudem festzustellen, dass sich bei Verwendung dieses Mechanismus die Simulationsergebnisse bei einer Veränderung der Vliesstruktur nur gering unterscheiden. Zwar liegen die simulierten Anfangsabscheidegrade für Vlies 1 in weiten Bereichen über denen von Vlies 2 und 3, allerdings liegen alle drei Kurven für die beiden Parametersätze (b=1ms; c=0,7) und (b=2ms; c=0,4) relativ dicht beieinander. Die Simulation auf Grundlage des Prall-Dämpfungs-Mechanismus ist wenig strukturensibel.

Der Geschwindigkeitsreduktionsfaktor a entspricht der Stoßzahl k, die in der Mechanik geläufig ist. Die Stoßzahl k unterscheidet sich dabei von der von Hiller verwendeten Stoßzahl $k_{pl}$, die in Kapitel 2.2.2.2.2 beschrieben wurde. Unter der Annahme, dass sich die Fasern beim Stoß nicht bewegen, gilt:

$$a = k = \frac{v_{Pa,1}}{v_{Pa,0}} \tag{4.18}$$

Dabei ist $v_{Pa,0}$ die Partikelgeschwindigkeit vor dem Stoß und $v_{Pa,1}$ die nach dem Stoß.

Eine grundsätzliche Problematik des Mechanismus besteht hingegen darin, dass der Abscheidezeit b und der relative Abscheidedistanz c keine direkten physikalischen Ursachen zugeordnet werden. Dadurch, dass die wirksamen Kräfte nicht implizit erfasst sind, wird die Partikelabscheidung auf rein numerischer anstatt auf physikalischer Basis bestimmt.

Die durchgeführten Simulationen haben allerdings aufgezeigt, dass numerische Strömungssimulationen auf Basis der erstellten Zylinder- und Computertomographiemodellen möglich ist und die Partikelabscheidung durch einen geeigneten Abscheidemechanismus berechnet werden kann.

#### 4.2.4.2 Reibungsmechanismus

Aufbauend auf den zuvor durchgeführten Simulationen und den oben genannten Schwächen des Prall-Dämpfungs-Mechanismus wurde ein zweiter Abscheidemechanismus entworfen. Ausgangspunkt des Mechanismus bilden die in Kapitel 2.2.2.2.2 beschriebenen Haftmodelle. Wie bereits ausgeführt, kann die Partikelhaftung als Stoß- oder Reibungsproblem verstanden werden. Stoßmodelle werden vor allem für die Beschreibung der Aerosolfiltration verwendet. Für die Beschreibung der Haftung in der Filtration von Flüssigkeiten wird dagegen auf Reibungsmodelle zurückgegriffen. Da die untersuchten IFTD-Partikeln durch scharfe Kanten und eher ebene Flächen deutlich von der Kugelform abweichen, ist die Reibung eher durch ein Abgleiten als durch ein Abrollen zu beschreiben. Die Haftung wird im verwendeten Modell grundsätzlich im Zusammenhang mit Reibung durch Abgleiten betrachtet. Allerdings werden zusätzlich Stoßkräfte berücksichtigt, um ihre Auswirkung besser abschätzen zu können. In Abbildung 4.30 sind die betrachteten Kräfte bei der Partikelabscheidung nach dem entworfenen Mechanismus dargestellt.

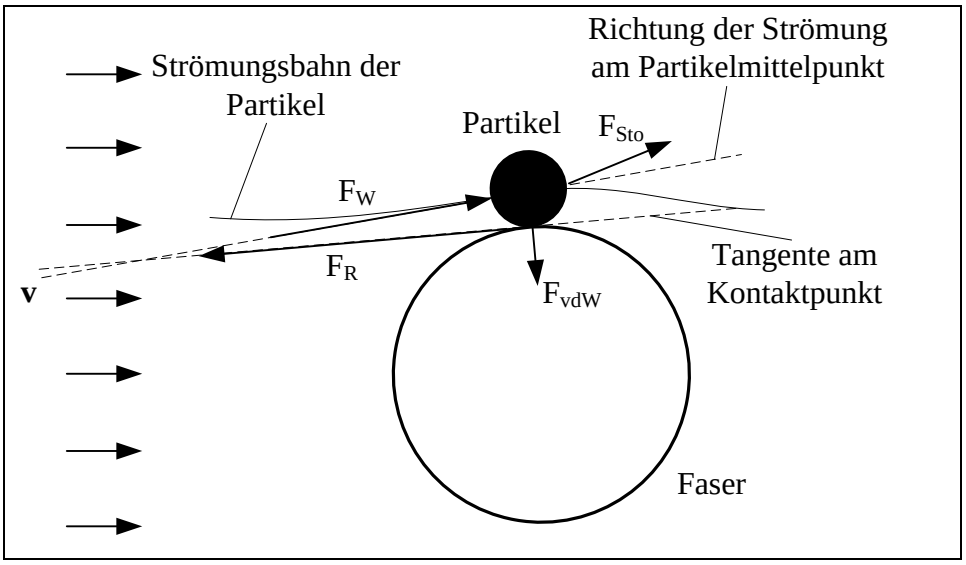


**Abbildung 4.30: Betrachtete Kräfte bei der Partikelabscheidung**

Zum Kontaktzeitpunkt wirkt auf die Partikel die hydrodynamische Widerstandskraft $F_W$ und die van-der-Walls-Kraft $F_{vdW}$. Zwischen Partikel und Faser wirkt die Reibungskraft $F_R$. Infolge des Kontaktes erfährt die Partikel die Stoßkraft $F_{Sto}$.

Damit die Partikel haftet, darf die Reibungskraft die Summe der Tangentialkomponenten der Widerstands- und Stoßkraft nicht unterschreiten. Nach Gleichung (2.56) von Seite 34 ergibt sich die Reibungskraft aus dem Produkt des Reibungsbeiwertes μ und der resultierenden Normalkraft. Damit gilt für den Reibungsbeiwert $\mu_0$, bei dem eine Partikel gerade noch haftet:

$$\mu_0 = \frac{F_{W,t} + F_{Sto,t}}{F_{W,n} + F_{Sto,n} + F_{vdW}} \tag{4.19}$$

Die hydrodynamische Widerstandskraft wird unter der Annahme einer zähen Umströmung einer Kugel beschrieben:

$$F_W = 3 \cdot \pi \cdot \eta_{Fl} \cdot v_{Fl} \cdot d_{Pa} \tag{4.20}$$

Dabei ist $\eta_{Fl}$ die dynamische Viskosität des Fluids, $v_{Fl}$ die Strömungsgeschwindigkeit an der Stelle des Partikelmittelpunktes und $d_{Pa}$ der Partikeldurchmesser.

Für die Berechnung der van-der-Waals-Kräfte wurde die in Kapitel 2.2.2.2.1 beschriebene Geometrie ‘Zylinder-unendlicher Zylinder‘ angenommen. Die Berechnung der wirksamen Kräfte erfolgt nach Gleichung (2.40) von Seite 23 unter der Annahme, dass Durchmesser und Höhe des Zylinders identisch sind. Die Hamaker-Konstante wurde für das System Siliziumdioxid-Polyester in Wasser mit den von Visser veröffentlichten Daten nach Gleichung (2.46) von Seite 24 zu $HK_{123} = 7{,}59 \cdot 10^{-21}$ J bestimmt [35]. Damit liegen der Berechnung der Widerstandskraft und der Berechnung der van-der-Waals-Kraft unterschiedliche Annahmen bezüglich der Partikelform zu Grunde. Auf Grund von durchgeführten Abschätzungen kann der Fehler bei der Berechnung der Widerstandskraft durch die Annahme der Kugelform nach Gleichung (4.20) gegenüber der Zylinderform als gering eingestuft werden. Für die Berechnung der van-der-Waals-Kräfte gilt dies nicht.

Die Stoßkraft wurde vereinfacht unter der Annahme einer konstanten negativen Beschleunigung während des Stoßes berechnet:

$$F_{Sto} = m_{Pa} \cdot \frac{\Delta v_{Pa}}{\Delta t_{Sto}} = \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot \rho_{Pa} \cdot d_{Pa}^3 \cdot \frac{v_{Pa,1} - v_{Pa,0}}{\Delta t_{Sto}} \tag{4.21}$$

Dabei ist $\Delta t_{Sto}$ die Stoßdauer. Sie beschreibt bei Kontakt zwischen Partikel und Faser die Zeitspanne, die zum Abbremsen der Partikelgeschwindigkeit vor dem Stoß $v_{Pa,0}$ auf die

Partikelgeschwindigkeit nach dem Stoß $v_{Pa,1}$ benötigt wird. Das Verhältnis der Partikelgeschwindigkeit nach dem Stoß zur Geschwindigkeit vor dem Stoß wird nach Gleichung (4.18) durch die Stoßzahl k beschrieben.

Der Mechanismus wird damit durch vier Parameter festgelegt: Der Kontaktabstand zwischen Faser und Partikel $a_0$, der Reibungsbeiwert μ, die Stoßdauer $\Delta t_{Sto}$ und die Stoßzahl k. Um die Auswirkung der einzelnen Parameter und damit Teilmechanismen besser abschätzen zu können, wurden Voruntersuchungen durchgeführt. Dabei wurden die Parameter in einem weiten Bereich variiert. Die Simulationen erfolgten auf der Basis eines Modells von Vlies 2.

In Tabelle 4.9 sind die untersuchten Bereiche der einzelnen Parameter zusammengefasst.

**Tabelle 4.9: Wertebereiche der einzelnen Parameter in Voruntersuchungen**

| | Bereich | Standardwert |
|---|---|---|
| Minimalabstand $a_0$ / m | $4 \cdot 10^{-10} – 10^{-6}$ | $4 \cdot 10^{-7}$ |
| Reibungsbeiwert μ / - | 0,01 – 0,45 | 0,2 |
| Stoßdauer $\Delta t_{Sto}$ / s | $10^{-10} – 0,1$ | $10^{-3}$ |
| Stoßzahl k / - | 0,1 - 1 | 0,6 |

Nach Rumpf beträgt der Minimalabstand in gasförmiger Umgebung ca. 0,4 nm [37](S.3). In wässriger Umgebung beträgt er nach Gimbel aufgrund der Sternschichten ca. 1nm [19](S.80). Liegen Oberflächenrauheiten vor, ist ein deutlich größerer Wert anzunehmen. Daher wurde der minimale Kontaktabstand zwischen 0,4 nm und 1 µm variiert. Der Standardwert wurde mit 0,4 µm angenommen. Banzhaf untersucht den Reibungsbeiwert für die Filtration von Partikeln aus Ölen im Bereich von 0-0,2 simulativ [2](S.71-73). Als Begründung des untersuchten Wertebereichs verweist er auf die Literaturwerte von Haftreibungswerten bei geschmierten Oberflächen. Im Abschlussbericht des IGF-Projektes 17515 BR/1 wird ein Haftreibungswert von 0,5 angenommen [74](S.7,57). Im Rahmen des Projektes wurde wie von Banzhaf die Filtration von Partikeln aus Ölen untersucht. Der dort angegebene Wert von 0,5 erscheint allerdings sehr hoch. Da die Partikelabscheidung betrachtet wird und nicht die Wiederablösung, ist grundsätzlich von einer Gleitreibung anstelle einer Haftreibung auszugehen. Die Gleitreibungsbeiwerte sind für ein bestehendes System in der Regel geringer als die Haftreibungsbeiwerte. Allerdings sind Werte, die für Systeme im mm bis m Bereich ermittelt wurden, nicht ohne weiteres für den µm Bereich zu verwenden. Insbesondere

aufgrund unbekannter Oberflächenrauheiten ist eine Abschätzung schwer möglich. Der Reibungsbeiwert μ, der als Gleitreibungsbeiwert verstanden wird, wurde im Bereich von 0,01 – 0,45 variiert. Als Standardwert wurde 0,2 angenommen. Die Werte für Stoßdauer und Stoßzahl wurden innerhalb der weiten Bereiche von $10^{-10}$ s – 0,1 s bzw. 0,1 bis 1 variiert. Als Orientierung dienten hier Literaturwerte aus der Mechanik.

In Abbildung 4.31 ist die Auswirkung der Variation des Reibungsbeiwertes auf die Abscheidung dargestellt. Es sind die Fraktionsabscheidegrade für μ = 0,05, 0,1, 0,2 und 0,3 abgebildet.

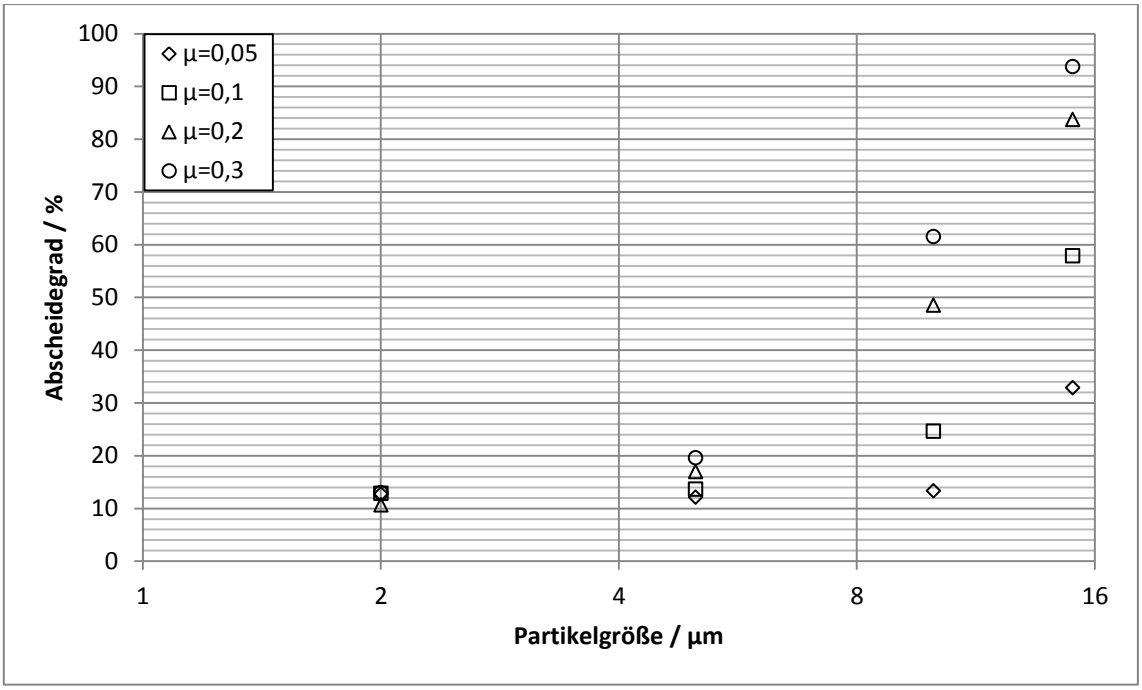


**Abbildung 4.31: Variation des Reibungsbeiwertes in Voruntersuchungen**

Es ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Reibungsbeiwert die Partikelabscheidung zunimmt. Die Zunahme der Abscheidung ist für größere Partikeln größer als für kleinere.

In Abbildung 4.32 ist die Auswirkung der Variation des Minimalabstandes dargestellt.

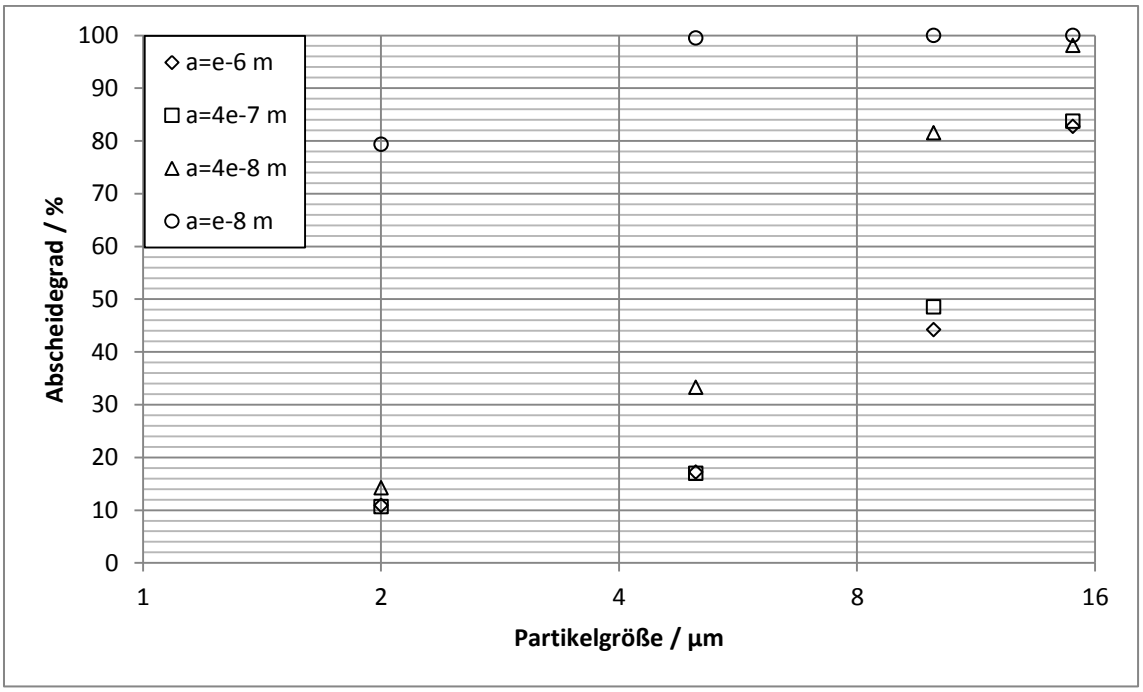


**Abbildung 4.32: Variation des Minimalabstandes in Voruntersuchungen**

Es sind die Fraktionsabscheidegrade für $a_0$= $10^{-8}$ m, $4 \cdot 10^{-8}$ m, $4 \cdot 10^{-7}$ m sowie $10^{-6}$ m dargestellt. Je geringer der Minimalabstand ist, desto größer ist die Partikelabscheidung. In Abbildung 4.33 und Abbildung 4.34 sind die Auswirkungen von veränderter Stoßdauer und Stoßzahl dargestellt.

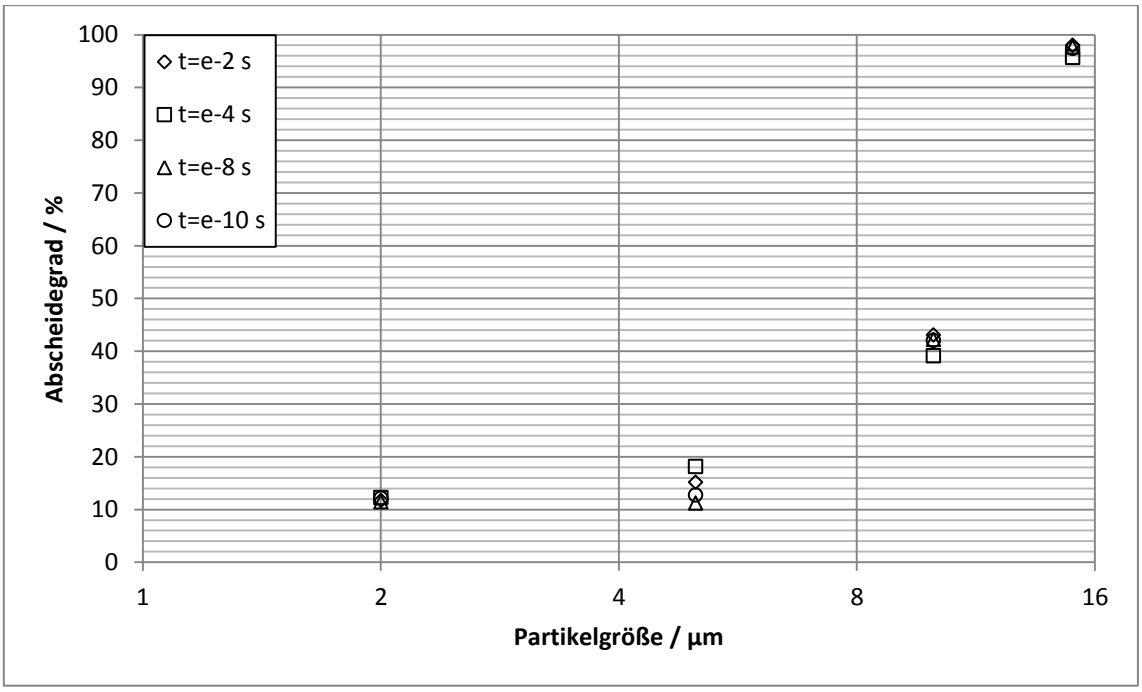


**Abbildung 4.33: Variation der Stoßdauer in Voruntersuchungen**

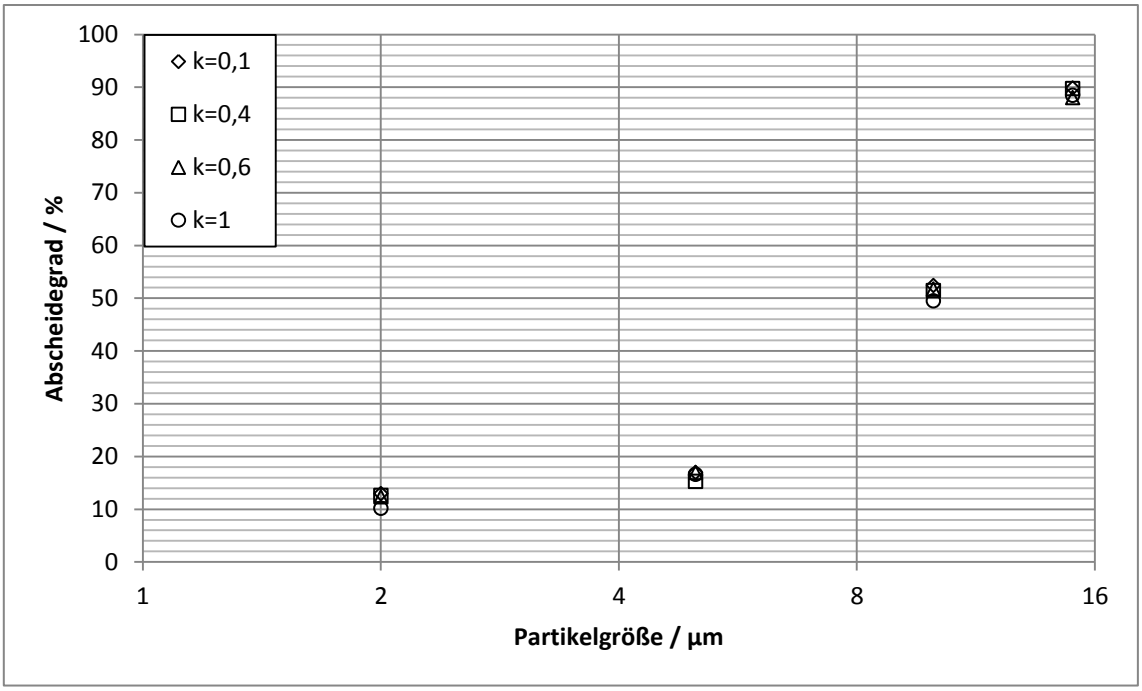


**Abbildung 4.34: Variation der Stoßzahl in Voruntersuchungen**

Es ist zu erkennen, dass der Einfluss von Stoßdauer und Stoßzahl im untersuchten Wertebereich nur äußerst gering ist. Das bedeutet, dass die nach Gleichung (4.21) berechneten Stoßkräfte gegenüber den van-der-Waals-Kräften und Widerstandskräften vernachlässigbar gering sind und für die Partikelhaftung im untersuchten System keine signifikante Rolle spielen. Damit reduziert sich die effektive Anzahl der Parameter des vorgestellten Mechanismus auf zwei: den Minimalabstand $a_0$ und den Reibungsbeiwert µ.

Für die im Folgenden dargestellten Simulationsergebnisse wurden Stoßdauer und Stoßzahl nicht weiter variiert, da der Einfluss dieser Größen vernachlässigbar ist. Als Stoßdauer wurde 1 ms angenommen. Die Stoßzahl wurde mit 0,6 berücksichtigt. Es wurde die Abscheidung von 12 Partikelgrößen im Bereich von 1-20 µm simuliert. Aufgrund der benötigten großen Rechenzeiten und für eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse wurde der Minimalabstand $a_0$ als konstant mit $10^{-7}$ m angenommen. Der Reibungsbeiwert wurde in den Simulationen variiert.

In Abbildung 4.35 sind der experimentell ermittelte und simulierte Anfangsabscheidegrad für Vlies 1 sowohl für das Zylinder als auch Computertomographiemodell dargestellt.

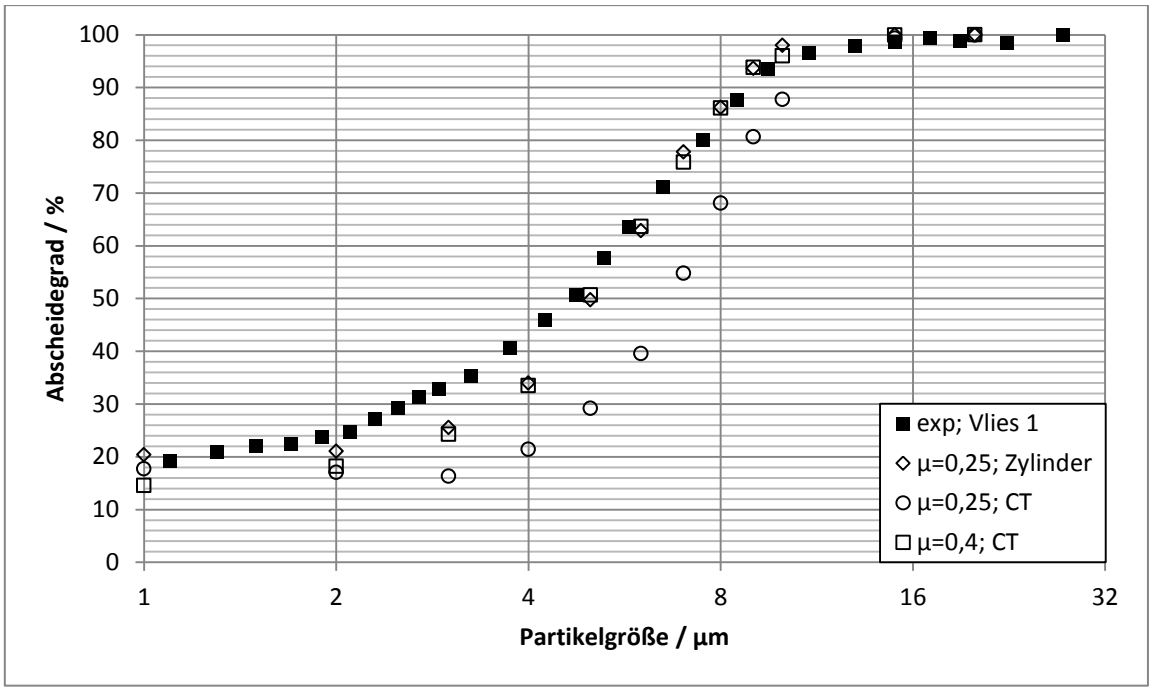


**Abbildung 4.35: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Reibungsmechanismus; Vlies 1**

Für den Reibungsbeiwert von µ=0,25 bildet die Simulation auf Grundlage des Zylindermodells die experimentellen Werte sehr gut ab. Erfolgt die Simulation auf der Basis des Computertomographiemodells, ist die Näherung der Simulation an die experimentellen Werte deutlich schlechter. Bei einem Reibungsbeiwert von 0,4 sind die Simulationsergebnisse auf Grundlage des CT-Modells mit denen auf Grundlage des Zylindermodells bei µ=0,25 vergleichbar.

In Abbildung 4.36 und Abbildung 4.37 sind die experimentell ermittelten und simulierten Anfangsabscheidegrade für Vlies 2 und 3 dargestellt.

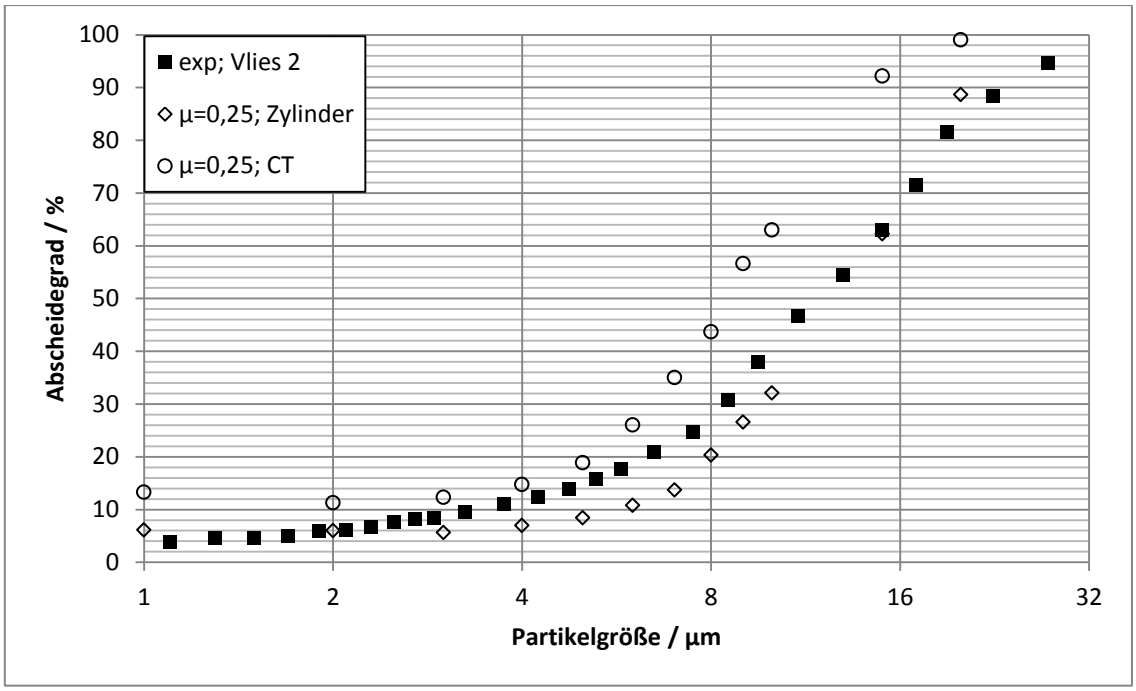


**Abbildung 4.36: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Reibungsmechanismus; Vlies 2**

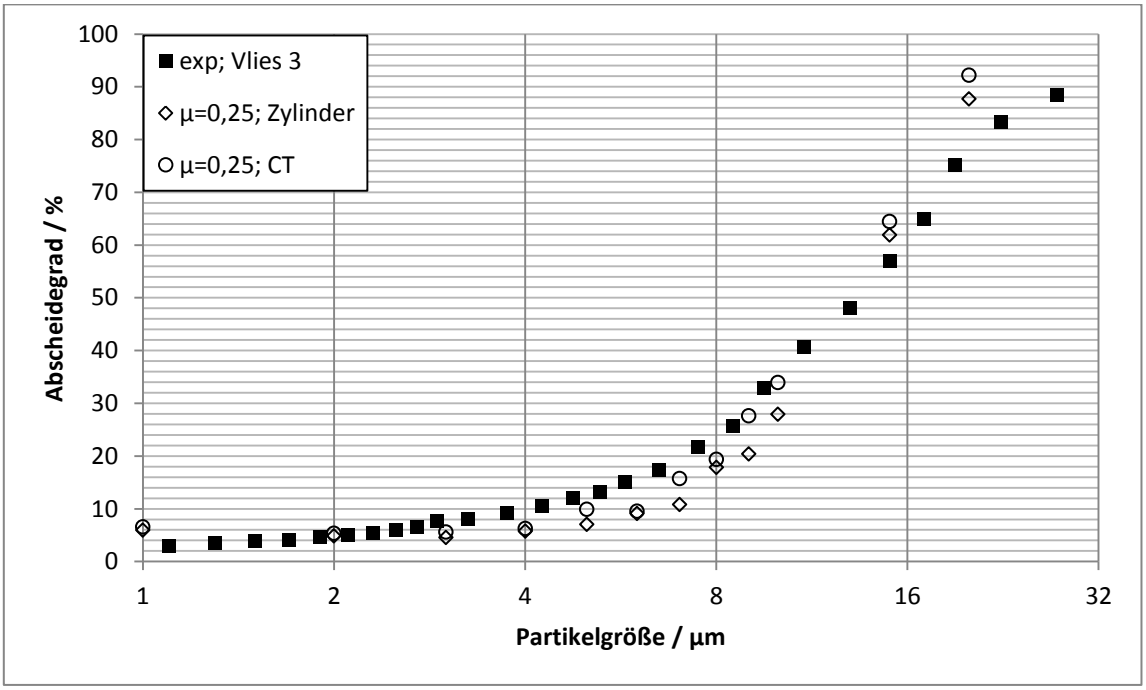


**Abbildung 4.37: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Reibungsmechanismus; Vlies 3**

Bei dem dargestellten Reibungsbeiwert von μ=0,25 ist die Näherung der Simulation auf Grundlage des Zylindermodells für Vlies 2 als gut zu bewerten. Die Abbildungsqualität auf der Basis des CT-Modells ist etwas schlechter, aber dennoch akzeptabel.

Bei Vlies 3 bilden beide Simulationen eine gute Näherung an die experimentell ermittelten Werte.

Zusammenfassen kann festgestellt werden, dass die Simulationen auf Grundlage des Zylindermodells mit einem Reibungsbeiwert von 0,25 bei dem untersuchten Mindestabstand von $10^{-7}$ m für alle drei untersuchten Vliese in guter Näherung zu den experimentell ermittelten Werten stehen. Bei den Simulationen auf Basis von Computertomographieaufnahmen wurden bei Vlies 1 und 2 größere Abweichungen zu den experimentellen Werten beobachtet. Dies kann möglicherweise auf die Aufnahmen zurückgeführt werden. Die Fläche der untersuchten Proben waren mit 2,4x2,4 mm bereits klein. Von den Proben wurden Modelle mit Gebieten von 175x175 µm erstellt. Bei der Vorstellung der experimentellen Ergebnisse in Kapitel 3.5.1.1.1 wurden relative Standardabweichungen der anzahlbezogenen Anfangsabscheidegrade der drei Vliese von 8,7-18 % beschrieben. Bei den Experimenten betrug die Filtrationsfläche ca. 60 $cm^2$. Die Anströmflächen in den Simulationen betragen nur einen Bruchteil dessen. Es ist davon auszugehen, dass der Einfluss von lokalen Ungleichmäßigkeiten im Versuchsmaterial damit auf die Simulationsergebnisse deutlich größer ist. Bei einer Zufallsgenerierung von Zylindern steigen die Abweichungen ebenfalls mit sinkender Größe des Anströmgebietes. Es kann allerdings angenommen werden, dass die Streuung geringer als bei den Computertomographieaufnahmen ist.

Um Informationen bezüglich des Ortes der Partikelabscheidung zu erlangen, wurden weitere Simulationen durchgeführt. Dabei wurden die Vliese mit Partikeln beaufschlagt. Der Einfluss der abgeschiedenen Partikeln auf die Strömung und Vliesstruktur wurde nicht berücksichtigt, sodass sich Partikeln überschneiden können.

In Abbildung 4.38 sind eine REM-Aufnahme von Vlies 3 nach der Filtration sowie das Computertomographie- und Zylindermodell nach der Simulation in 2000-facher Vergrößerung dargestellt. Für die Erstellung der Aufnahmen wurden unterschiedliche Partikelkonzentrationen verwendet, so dass die Anzahl der abgeschiedenen Partikeln nicht vergleichbar ist.

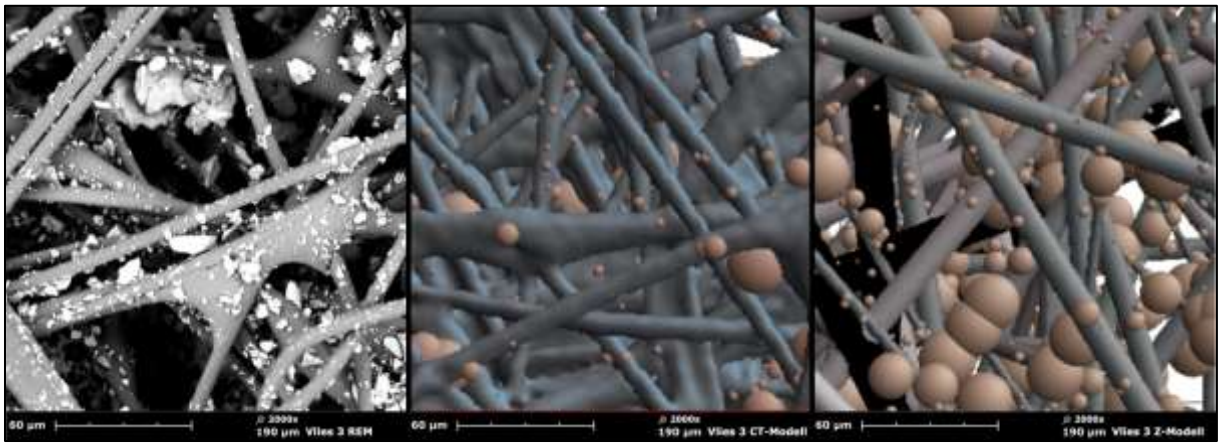


**Abbildung 4.38: REM-Aufnahme (links), CT-Simulation (mittig) und Zylinder-Simulation (rechts) mit Partikeln, Vlies 3, 2000x**

In der Abbildung des Zylindermodells sind Fasern unterschiedlichen Durchmessers unterschiedliche Farbstufen zugeordnet. Qualitativ ist das Beladungsbild der REM-Aufnahmen mit den Ergebnissen der Simulationen ähnlich. Sehr kleine Partikeln unter 10 bis 15 µm werden vor allem auf den Fasern zurückgehalten. Größere Partikeln lagern sich bevorzugt in Poren ab.

Als kritisch kann die Betrachtung der Haftkräfte im verwendeten Modell angesehen werden. Nach Gleichung (2.40) von Seite 23 steigt die Haftkraft quadratisch mit steigendem Zylinderdurchmesser und damit nach der Modellvorstellung mit steigender Partikelgröße. Dies ist zunächst nur gültig, wenn die Partikeln klein im Verhältnis zum Faserdurchmesser sind. Im betrachteten Partikelgrößenbereich von 1-20 µm ist dies nicht für alle Partikeln gegeben. Zudem gilt die aufgezeigte Berechnung der van-der-Waals-Kräfte nach Bruder zunächst nur im Bereich bis ca. 10 nm [30](S.151). Für größere Abstände nimmt die van-der-Waals-Wechselwirkung um eine Potenz ab, da die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wechselwirkung relevant wird. Um den Einfluss von Oberflächenrauheit zu berücksichtigen wird, wie in Kapitel 2.2.2.2.1 beschrieben, in der Regel der Mindestabstand größer, als der theoretische Mindestabstand von 0,4 nm in der Gasphase bzw. 1 nm in wässriger Umgebung

angenommen. Im untersuchten Fall ist der Mindestabstand mit 100 nm allerdings erheblich größer angenommen als die 10 nm, innerhalb deren die Berechnungsmethode ihren strengen Gültigkeitsbereich hat. Für eine direkte Berechnung der van-der-Waals-Kräfte aufgrund der realen Strukturen wäre allerdings eine Auflösung im Bereich von 1 nm nötig. Dies würde zu einem extremen Anstieg der Rechenzeiten führen. Daher sind bei den aktuell verfügbaren Rechenleistungen Modellannahmen nötig. Da die Form der untersuchten Partikeln allerdings stark von der Kugel abweicht, sollten die Partikeln bei der Berechnung der van-der-Waals-Kräfte auch nicht als Kugeln angenommen werden, da ansonsten die Kräfte deutlich unterschätzt würden.

Die hydrodynamische Widerstandskraft steigt linear mit Partikelgröße und linear mit Fluidgeschwindigkeit. Der mittlere Abstand zwischen Faser und Partikelmittelpunkt beim Kontakt steigt mit Partikelgröße ebenfalls linear. Da im wandnahen Bereich die Strömungsgeschwindigkeit näherungsweise linear mit dem Abstand zur Wand ansteigt, nimmt die hydrodynamische Widerstandskraft damit quadratisch mit steigender Partikelgröße zu [74](S.7,57).

Damit steigen sowohl die van-der-Waals-Kräfte als auch die hydrodynamischen Widerstandskräfte quadratisch mit steigender Partikelgröße an. Innerhalb des untersuchten engen Partikelgrößenbereichs ist diese Annahme vertretbar. Darüber hinaus ist anzunehmen, dass die hydrodynamischen Widerstandskräfte deutlich stärker anwachsen als die van-der-Waals-Kräfte.

Für weiterführende Untersuchungen wäre eine Einschätzung bezüglich der tatsächlichen Oberflächenrauheiten sowie der Haftkräfte interessant. Das verwendete Raster-Elektronen-Mikroskop ist für eine Analyse von Oberflächenstrukturen im Nanometerbereich nicht geeignet. Zudem wären für die bessere Abschätzung der Haftkräfte praktisch ermittelte Werte interessant. Hierzu könnte beispielsweise auf die Raster-Kraft-Elektroskopie zurückgegriffen werden. Die Messungen müssen dabei in wässriger Umgebung durchgeführt werden, um den Einfluss der elektrochemischen Doppelschichten zu berücksichtigen. Zudem könnten für weiterführende Simulationen elektrostatische und elektrokinetische Kräfte in das verwendete Modell zusätzlich zu den bestehenden Kräften integriert werden.

Es kann allerdings festgestellt werden, dass der verwendete Reibungsbeiwert von 0,25 sowie der Mindestabstand von $10^{-7}$ m im physikalisch sinnvollen Bereich liegen und zu guten Simulationsergebnisse führen.

# 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der Arbeit wurde die Tiefenfiltration wässriger Suspensionen untersucht. Als Feststoff wurde ISO Fine Test Dust verwendet, der hauptsächlich aus Siliziumdioxid besteht. Als Filtermittel kamen Vliese aus Polyester, Glasfasern und Polypropylen zum Einsatz.

Um das Filtrationsverhalten experimentell zu ermitteln, wurde ein Prüfstand aufgebaut. Es wurden der Differenzdruck über den Vliesen und die Partikelabscheidung der Vliese untersucht. Die Filtrationsversuche wurden dabei bei konstantem Volumenstrom und konstanter Zusammensetzung der Suspension durchgeführt. Die Versuche wurden beim Erreichen eines vorgegebenen Druckanstiegs beendet. Die Filtrationseigenschaften der Vliese unterschieden sich stark voneinander. Hinsichtlich der anfänglichen Partikelabscheidung wurden nur geringe Streuungen bei einzelnen Vliesen festgestellt. Die Streuungen der Versuchszeiten waren dagegen bei einzelnen Vliesen teilweise sehr groß. Materialschwankungen haben demnach einen eher geringen Einfluss auf die Partikelabscheidung eines unbeladenen Vlieses, aber einen großen auf die Versuchszeit und damit auf die Standzeit des Filters. Es wurden mehrlagige symmetrische und asymmetrische Filtermedien untersucht. Zudem wurde der Einfluss des pH-Wertes und der Anströmgeschwindigkeit auf das Filtrationsverhalten untersucht. Es wurde außerdem das Partikelabgabeverhalten beladener Vliese untersucht. Dabei konnte beobachtet werden, dass sich zuvor abgeschiedene Partikeln teilweise wieder ablösen ließen.

Es wurde ein Modell zur Berechnung der Filtrationseigenschaften ermittelt. Die Berechnung des Differenzdrucks basiert auf dem Zellenmodell nach Kuwabara. Die Berechnung der Partikelabscheidung erfolgt auf der Basis der Modellvorstellung der Einzelfaserabscheidung. Da allerdings auch eine Abscheidung in Poren, die von zwei oder mehrerer Fasern gebildet werden, stattfindet, wurde das Modell erweitert. Die Abscheidung wird über Sperrwirkung, Haftwahrscheinlichkeit und Siebwirkung unter Berücksichtigung der Vliesstruktur und der Strömungsbedingungen berechnet.

Um den Differenzdruck und die Partikelabscheidung für den Verlauf der Filtration zu simulieren, erfolgt eine gekoppelte Berechnung. Das Filtermedium wird dafür in mehrere Schichten unterteilt. Das Modell erlaubt die Berechnung komplexer Tiefenfiltermedien. Die mit dem Modell simulierten Differenzdrücke und Abscheidegrade lagen in guter Näherung zu den experimentell ermittelten Werten. Die Sperrwirkung wurde dabei nach der in der Literatur

häufig zitierten Formel von Lee und Liu bestimmt. Die Funktionen der Haftwahrscheinlichkeit und der Siebwirkung wurden an die Daten angepasst.

Dabei wurde für jedes Vliesmaterial nur eine Haftwahrscheinlichkeitsfunktion verwendet. Die Haftwahrscheinlichkeit sinkt mit steigender Partikelgröße. Die Siebwirkung wurde als Funktion des Verhältnisses von Partikeldurchmesser zur mittleren Porengröße bestimmt. Mit steigendem Verhältnis steigt die Abscheidung durch Siebwirkung.

Für weitergehende Untersuchungen wäre es interessant, die Haftwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit, Geometrie von Partikeln und Fasern sowie chemischen Kenngrößen wie pH-Wert und Ionenkonzentration genauer zu bestimmen. Als mittlere Porengröße wurde die in ASTM F316 definierte „mean flow pore size“ verwendet. Da es sich dabei um einen Messwert handelt, wäre es für weitergehende Untersuchungen von Interesse, diesen Wert in Abhängigkeit der Strukturparameter des Vlieses beschreiben zu können. Die in dieser Arbeit dargestellten Berechnungsansätze führten allerdings nur zu unbefriedigenden Ergebnissen.

Die Siebwirkung wurde im Modell durch eine abschnittsweise definierte lineare Funktion beschrieben. Dies kann bei sehr hohen Abscheidegraden zu Problemen bei der Berechnung führen. Werden Partikeln nach der Berechnung zu 100% abgeschieden, werden sie in der ersten Schicht des Vlieses abgeschieden. Die Berechnungsergebnisse sind dann abhängig von der Anzahl der Schichten. Um dem Problem entgegen zu wirken kann eine Funktion eingeführt werden, die gegen die Grenze 0 konvergiert. Damit wird die Partikelabscheidung geringfügig unter 100 % gehalten. Dadurch findet die Abscheidung der Partikeln bei der Berechnung nicht nur in der ersten Schicht statt. Erste Berechnungen auf Grundlage einer modifizierten Tangens Hyperbolicus Funktion führten zu sehr guten Ergebnissen. Allerdings ist hier kritisch anzumerken, dass dadurch die experimentell ermittelte Abscheidung nicht genau abgebildet wird, da diese bei 100% liegt.

In der aufgezeigten Form eignet sich das Modell grundsätzlich um den Differenzdruck und den Abscheidegrad einzelner Vliese und geschichteter Vliesen zu bestimmen. Für die Berechnung geschichteter Vliese müssen die Struktureigenschaften der einzelnen Vliese bekannt sein.

Das Filtrationsverhalten einiger Vliese wurde zusätzlich mittels der 3D-Strömungssimulationssoftware DNSlab simuliert. Zum einen wurde die Struktur der Vliese durch Zylindermodelle auf Basis der jeweiligen Faserdurchmesserverteilung beschrieben.

Dabei wurden die Fasern der Vliese durch Zylinder modelliert. Zum anderen wurden Computertomographieaufnahmen der Vliese erstellt. Es wurden zwei Abscheidemechanismen ermittelt. Zuerst wurde ein relativ einfacher Prall-Dämpfungs-Mechanismus entworfen. Mit diesem konnten die experimentellen Abscheidekurven einzelner Vliese bei entsprechender Parameterwahl durch die Simulation sehr gut abgebildet werden. Es wurde allerdings keine Parameterkombination gefunden, die für alle untersuchten Vliese zu einer guten Näherung der Simulation an die experimentellen Daten führt. Zudem können einigen Parametern keine direkten physikalischen Ursachen zugeordnet werden. Aus diesem Grund wurde ein zweiter Abscheidemechanismus entworfen. Dieser beschreibt die Partikelhaftung auf der Basis von Reibung. Als relevante Kräfte wurden Strömungskräfte, Reibungskräfte und van-der-Waals-Kräfte ermittelt. Es konnte eine Parameterkombination ermittelt werden, die im physikalisch plausiblen Bereich liegt und zu einer guten Näherung der Simulation an die experimentellen Werte bei den untersuchten Vliesen führte.

Für weitergehende Untersuchung wäre die experimentelle Ermittlung von Haftkräften interessant, um diese Werte mit den Modellwerten vergleichen. Zudem wäre genauere Kenntnis bezüglich des Einfluss von Nanorauhigkeiten auf Haftkräfte und Reibungskräfte interessant. Das Modell könnte zudem um elektrochemische Kräfte erweitert werden.

# Literaturverzeichnis


[1] R. Hiller: Der Einfluss von Partikelstoß und Partikelhaftung auf die Abscheidung in Faserfiltern, Dissertation, Düsseldorf, 1981

[2] H. Banzhaf: Analytische, numerische und experimentelle Untersuchungen zur Abscheidung von Partikeln aus Ölen mit Hilfe fasriger Tiefenfiltermedien, Dissertation, Stuttgart, 2004

[3] R. Gimbel; M. Jekel; R. Ließfeld: Wasseraufbereitung – Grundlagen und Verfahren; München, 2004

[4] R. Weidemeier: Verblockungsverhalten von Faserfiltern bei bevorzugt geometrischer Abscheidung, Dissertation, Halle-Witternberg,1997

[5] A. Horn: Untersuchung der Überkornabscheidung durch Klassierfiltration, Dissertation. Leuna-Merseburg, 1984

[6] H. Corte: Pore size distribution of paper in: Filtration&Separation (1966)9/10, S.396-403

[7] ASTM F316-03, Standard test methods for pore size characteristics of membrane filters by bubble point and mean flow pore test, ASTM International, 2011

[8] F. Erb: Die Bestimmung der Porenverteilung nach ihrer Größe in Filtern und Ultrafiltern in: Kolloid-Zeitschrift, Band LXIII Heft 3, 1933

[9] R. Rajagopalan, C.Tien: The theory of deep bed filtration in: R. J. Wakeman [Hrsg.]: Progress in filtration and separation 1, Amsterdam, 1979

[10] M. Stieß: Mechanische Verfahrenstechnik 2,Berlin, Heidelberg, 1997

[11] H. Schubert: Handbuch der Mechanischen Verfahrenstechnik 1, Weinheim, 2003

[12] O. Molerus, M. H. Pahl, H. Rumpf: Die Porositätsfunktion in empirischen Gleichungen für den Durchströmungswiderstand im Bereich $Re \leq 1$, in Chemie Ingenieur Technik, 43 Jahrg., Nr. 6, 1971, S. 376-378

[13] F. Löffler: Staubabscheiden, Stuttgart, 1988

[14] M. J. Lehmann: Untersuchungen zur Struktur und zur Beladungskinetik von Tiefenfiltern, Dissertation, Karlsruhe, 2005

[15] C. Tien: Principles of Filtration, Amsterdam, 2012

[16] K. Luckert: Handbuch der mechanischen Fest-Flüssig-Trennung, Essen, 2004

[17] L. Prandtl: Strömungslehre, Braunschweig, 1965

[18] S. Kuwabara: The Forces experienced by Randomly Distributed Parallel Circular Cylinders or Spheres in a Viscous Flow at Small Reynolds Numbers in: Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 14 No. 4, 1959, S. 527-532

[19] R. Gimbel: Abscheidung von Trübstoffen aus Flüssigkeiten in Tiefenfiltern, Habilitationsschrift, Karlsruhe, 1984

[20] D. Rolke: Transportvorgänge in Filtern in : H. Sontheimer [Hrsg.]: 4. Vortragsreihe mit Erfahrungsaustausch über spezielle Fragen der Wassertechnologie -Filtration-, Karlsruhe, 1971

[21] A. Zamani, B. Maini: Flow of dispersed particles through porous media – Deep bed filtration in: Journal of Petroleum Science and Engineering 69, 2009, S.71-88

[22] J. P. Herzig, D. M. Leclerc, P. Le Goff: Flow of suspensions through porous media in: Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 62 No. 5, 1970, S. 8–35

[23] K. J. Ives: Capture mechanisms in filtration in: K. J. Ives [Hrsg.]: The scientific basis of filtration, Noordhoff, Leyden, 1975

[24] M. Kuk: Untersuchung zur Beeinflussung der Feinstbindemittelausbreitung im Lockergestein durch Filtrationsmechanismen, Dissertation, Hannover, 2004

[25] T. Grein: Untersuchung zur Partikelablagerung und Klassierung bei der Querstrom-Mikrofiltration, Dissertation, Kaiserslautern, 2012

[26] o.A.: Reduziertes Risiko in: Instandhaltung, Juli, 2012

[27] M. Cagna: Numerische Modellierung des zeitlichen Verhaltens von Strömungen in der Umgebung von Tiefenfiltern, Dissertation, Karlsruhe, 2003

[28] E. Koos, J. Dittmann, N. Willenbacher: Kapillarkräfte in Suspensionen: Rheologische Eigenschaften und potentielle Anwendungen in: Chemie Ingenieur Technik, 83 Jahrg., Nr. 8, 2011, S.1305-1309

[29] H.-J. Butt, M. Kappl: Surface and interfacial forces, Weinheim, 2010

[30] C. Bruder: Die Kräfte aus dem Nichts in: Physik in unserer Zeit, 28. Jahrg., Nr. 4, 1997, S. 149-154

[31] H. C. Hamaker: The london-van der waals attraction between spherical particles in: Physica IV, No. 10, 1937, S. 1058-1072

[32] S. W. Montgomery, M.A. Franchek, V.W. Goldschmidt: Analytical dispersion force calculations for nontraditional geometries in: Journal of Colloid and Interface Science 227, 200, S.567-584

[33] V. A. Kirsch: Calculation of the van der Waals force between a spherical particle and an infinite cylinder in: Advances in Colloid and Interface Science 104, 2003, S.311-324

[34] Y. Gu, D. Li: The van der Waals interaction between a spherical particle and a cylinder in: Journal of Colloid and Interface Science 217, 1999, S. 60-69

[35] J. Visser: On Hamaker constants: a comparison between Hamaker constants and Lifshitz – van der Waals constants in: Advances in Colloid and Interface Science 3, 1972, S. 331-363

[36] H. Rumpf, K. Sommer, K. Steier: Mechanismen der Haftkraftverstärkung bei der Partikelhaftung durch plastisches Verformen, Sintern und viskoelastisches Fließen in: Chemie Ingenieur Technik, 48 Jahrg., Nr. 4, 1976, S. 300-307

[37] H. Rumpf: Die Wissenschaft des Agglomerierens in: Chemie Ingenieur Technik, 46 Jahrg., Nr. 1, 1974, S.1-11

[38] Q. Li, V. Rudolph, W. Peukert: London-van der Waals adhesiveness of rough particles in: Powder Technology 161, 2006, S. 248-255

[39] J. Katainen, M. Paajanen, E. Ahtola, V. Pore, J.Lahtinen: Adhesion as an interplay between particle size and surface roughness in: Journal of Colloid and Interface Science 304, 2006, S. 524-529

[40] R. H. Müller: Zetapotential und Partikelladung in der Laborpraxis, Stuttgart, 1996

[41] J. Gregory: Interfacial phenoma in: K. J. Ives [Hrsg.]: The scientific basis of filtration, Noordhoff, Leyden, 1975

[42] B. Derjaguin, L. Landau: Theory of the stability of strongly charged lyophobic sols and of the adhesion of strongly charged particles in solutions of electrolytes in: Acta physicochimica U.R.S.S. 14, 1941, S. 633-662

[43] E. J. W. Verwey, J.J. Th. G. Overbeek: Theory of the stability of lyophobic colloids, New York, Amsterdam, London, Brüssel, 1948

[44] E. A. Stephan, G. G. Chase: A preliminary examination of zeta potential and deep bed filtration activity in: Separation and Purification Technology 21, 2001, S. 219-226

[45] M. Sartor: Untersuchungen zum Einfluss elektrokinetischer Repulsionseffekte auf die Tiefenfiltration mit partikulären Schüttbetten, Dissertation, Saarbrücken, 2006

[46] K. C. Khilar, R. N. Vaidya, H.S. Fogler: Colloid-induced fines release in porous media in : Journal of Petroleum Science and Engineering 4, 1990, S. 213-221

[47] I. Leitschkis, W. Rammensee: Influence of zeta-potential on the filtration efficiency of aqueous suspensions on precoat filters in: Colloids and surfaces 159, 1999, S. 405-412

[48] R. Bai, C. Tien: Particle Detachment in Deep Bed Filtration in: Journal of colloid and interface science 186, 1997, S.303-317

[49] K.-M. Yao, M. T. Habibian, C. R. O'Melia: Waste and Waste Water Filtration: Concepts and Applications in: Environmental Science & Technology, Vol. 5 No. 11, 1971, S.1105-1112

[50] G. J. Williams, B. Sheikh, R. B. Holden, T. J. Kouretas, K. L. Nelson: The impact of increased loading rate on granular media, rapid depth filtration of wastewater in: Water Research 41, 2007, S. 4535-4545

[51] K. W. Lee, Y. H. Liu: Theoretical Study of Aerosol Filtration by Fibrous Filters in: Aerosol Science and Technology 1:2, 1982, S.147-161

[52] A. Hellmann, K. Schmidt, S. Ripperger: Charakterisierung von offenporigen Schäumen bezüglich der Partikelabscheidung aus Gasen in: Chemie Ingenieur Technik, 86 Jahrg., Nr. 9, 2014, S.19-20

[53] A. Hellmann, M. Pitz, K. Schmidt, F. Haller, S. Ripperger: Characterization of An Open-Pored Nickel Foam with Respect to Aerosol Filtration Efficiency by Means of Measurement and Simulation in: Aerosol Science and Technology 49:1, 2015, S.16-23

[54] R. Givehchi, Z. Tan: An Overview of Airborne Nanoparticle Filtration and Thermal Rebound Theory in: Aerosol and Air Quality Research 14, 2014, S. 45-63

[55] T. Warth, M. Piesche: Experimentelle und numerische Untersuchung der Abscheidung an Metallfiltermedien unter Berücksichtigung von Partikel/Faser-Interaktionen in: Chemie Ingenieur Technik, 85 Jahrg., Nr. 10, 2014, S.1559-1567

[56] F. Löffler: Die Abscheidung von Partikeln aus Gasen in Faserfiltern in: Chemie Ingenieur Technik, 52 Jahrg., Nr. 4, 1980, S.312-323

[57] K. J. Ives: Mathematical models of deep bed filtration in: K. J. Ives [Hrsg.]: The scientific basis of filtration, Noordhoff, Leyden, 1975

[58] J.P. Herzig, D.M. Leclerc, P. Le Goff: Application to Deep Filtration in: Industrial and Chemical Engineering, Vol. 62 No. 5, 1970, S.8-35

[59] G. Kasper, S. Schollmeier, J. Meyer, J. Hoferer: The collection efficiency of a particle-loaded single filter fiber in: Journal of Aerosol Science 40, 2009. S.993-1009

[60] A.A. Kirsch, N.A. Fuchs: Studies on fibrous aerosol filters – III diffusional deposition of aerosols in fibrous filters in: The Annals of Occupational Hygiene, Vol. 11, 1968, S.299-304

[61] N. Rao, M. Faghri: Computer Modeling of Aerosol Filtration by Fibrous Filters in: Aerosol Science and Technology 8:2, 1988, S.133-156

[62] I.B. Stechkina, A.A. Kirsch, N.A. Fuchs: Studies on fibrous aerosol filters – IV Calculation of aerosol deposition in model filters in the range of maximum penetration in: The Annals of Occupational Hygiene, Vol. 12, 1969, S.1-8

[63] S.K. Friedlander: Mass and Heat Transfer to Single Spheres and Cylinders at Low Reynolds Numbers in: AIChE Journal, Vol.3 No.1, 1957, S.43-48

[64] R. Gougeon, D. Bouland, A. Renoux: Comparison of data from model fiber filters with diffusion, interception and inertial deposition models in: Chemical Engineering Communications 151:1, 1996, S.19-39

[65] I. Langmuir: The production of rain by a chain reaction in cumulus clouds at temperatures above freezing in: Journal of Meteorology, Vol. 5 No. 5, 1948, S. 175-192

[66] T. Ptak, T. Jaroszczyk: Theoretical-Experimental Aerosol Filtration Model for Fibrous Filters at Intermediate Reynolds Numbers in: Proceedings of the 5$^{th}$ World Filtration Conference, Nizza, 1990, S.566-572

[67] M.M. El-Halwagi: Mathematical Modeling of Aerosol Collection in Fluidized-Bed Filters in: Aerosol Science and Technology 13:1, 1990, S.102-115

[68] K. J. Ives: Rapid Filtration in: Water Research Pergamon Press, Vol. 4, 1970, S. 201-223

[69] T. Iwasaki: Some Notes on Sand Filtration in: American Water Works Association, Vol. 29 No. 10, 1937, S.1591-1602

[70] P. Spindler: Modelle und Beschreibung von Filtrationsvorgängen: Konzentrationsverlauf in : H. Sontheimer [Hrsg.]: 4. Vortragsreihe mit Erfahrungsaustausch über spezielle Fragen der Wassertechnologie -Filtration-, Karlsruhe, 1971

[71] o.A.: Betriebsanleitung Abakus Wasser, Markus Klotz GmbH, 2011

[72] ISO 12103-1: Road vehicles -Test dust for filter evaluation, 1997

[73] VDI-Wärmeatlas [Hrsg. Verein Deutscher Ingenieure VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen], 10. Auflage, Berlin, Heidelberg, 2006

[74] S. Kaufmann, U. Riebel, A. Drechsler: Filtermedien zur Ölreinigung, Abschlussbericht zum IGF-Projekt 17515 BR/1, Chemnitz, Cottbus, Dresden, 2015

[75] H. Herwig: Strömungsmechanik A-Z, Wiesbaden, 2004

[76] L. Petersen: Methode zur Auslegung von optimierten Tiefenfiltern, Abschlussbericht zum IGF-Projekt 16983 N/1, Kaiserslautern, 2015

[77] A.A. Kirsch; N.A. Fuchs: Studies on Fibrous Aerosol Filters-II. Pressure Drops in Systems of parallel Cylinders, in: The Annals of Occupational Hygiene, Vol. 10, 1967, S. 23-30

[78] K. Schmidt: Dreidimensionale Modellierung von Filtermedien und Simulation der Partikelabscheidung auf der Mikroskala, Dissertation, Kaiserslautern, 2011

# Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise der Tiefenfiltration ..... 3
Abbildung 2.2: Wesentliche Kenngrößen einer porösen Schicht ..... 5
Abbildung 2.3: Relevante Volumenstrom-Druck-Kurven bei der Durchströmungsporometrie 7
Abbildung 2.4: Schematische Darstellung interner Strömungsmodelle ..... 9
Abbildung 2.5: Schematische Darstellung externer Strömungsmodelle ..... 10
Abbildung 2.6: Mögliche Abscheidestellen für Partikeln ..... 14
Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Transportmechanismen ..... 15
Abbildung 2.8: Schematische Darstellung hydrodynamischer Querkräfte ..... 17
Abbildung 2.9: Betrachtete Geometrien für die Berechnung von van-der-Waals-Kräften ..... 21
Abbildung 2.10: Elektrische Doppelschicht einer Partikel mit negativer Oberflächenladung 26
Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der wirksamen Kräfte nach der DLVO-Theorie. 29
Abbildung 2.12: Modellvorstellung beim Partikelstoß nach Hiller ..... 32
Abbildung 2.13: Modellvorstellung beim Partikelabgleiten ..... 34
Abbildung 2.14: Modellvorstellung beim Partikelabrollen ..... 35
Abbildung 2.15: Schematische Darstellung des Abscheidegrads in Abhängigkeit der Partikelgröße ..... 36
Abbildung 2.16: Modellvorstellung der Einzelkollektorabscheidung ..... 39
Abbildung 3.1: Versuchsaufbau zur Untersuchung des Filtrationsverhaltens ..... 47
Abbildung 3.2 Messprinzip des Einzelpartikelzählers [71] ..... 48
Abbildung 3.3: Vlies nach Filtrationsexperiment ..... 49
Abbildung 3.4: Partikelgrößenverteilung von ISO Fine Test Dust ..... 50
Abbildung 3.5: REM-Aufnahmen von IFTD; 700x, 2000x, 4000x (von links nach rechts) ... 50
Abbildung 3.6: PCD-Signal bei unterschiedlichen pH-Werten von IFTD ..... 51
Abbildung 3.7: Zeta-Potentialmessungen verschiedener Vliese ..... 52
Abbildung 3.8: REM-Aufnahmen von Vlies 1, 2 und 3 (von links nach rechts), 700x ..... 54
Abbildung 3.9: REM-Aufnahmen von Vlies 4, 5 und 6 (von links nach rechts), 700x ..... 54
Abbildung 3.10: Versuchsaufbau für Filtrationsexperimente mit einem (links) und zwei hintereinandergeschalteten (rechts) Filtermitteln ..... 55
Abbildung 3.11: Versuchsaufbau zur Untersuchung des Ablöseverhaltens beladener Filtermedien; links mit Zwischentrocknung, rechts ohne Zwischentrocknung ..... 58
Abbildung 3.12: Volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad bei Vlies 1 über der Versuchszeit ..... 61

Abbildung 3.13: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei Vlies 1 ..... 62
Abbildung 3.14: Differenzdruck über der Versuchszeit bei Vlies 1 ..... 63
Abbildung 3.15: REM-Aufnahme von Vlies 1 nach Filtration, 700x ..... 64
Abbildung 3.16: Volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad bei Vlies 1 über der Versuchszeit; Versuch 2 ..... 65
Abbildung 3.17: Volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad bei Vlies 1 über der Versuchszeit; Versuch 3 ..... 65
Abbildung 3.18: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei Vlies 1, Versuch 2 ..... 66
Abbildung 3.19: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei Vlies 1, Versuch 3 ..... 67
Abbildung 3.20: Differenzdruck über der Versuchszeit bei Vlies 1; Versuch 2 (links) und 3 (rechts) ..... 67
Abbildung 3.21: Streuung des Fraktionsabscheidegrades zu Versuchsbeginn bei Vlies 1 ..... 69
Abbildung 3.22: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei Vlies 2 ..... 70
Abbildung 3.23: Differenzdruck über der Versuchszeit bei Vlies 2 ..... 71
Abbildung 3.24: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn bei Vlies 1, 2 und 3 . 73
Abbildung 3.25: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn bei Vlies 4, 5 und 6 . 73
Abbildung 3.26: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 1 ..... 74
Abbildung 3.27: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 2 ..... 75
Abbildung 3.28: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 3 ..... 75
Abbildung 3.29: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 4 ..... 76
Abbildung 3.30: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 5 ..... 76
Abbildung 3.31: Differenzdruckverläufe einzelner Experimente über der Versuchszeit bei Vlies 6 ..... 77
Abbildung 3.32: Volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad bei zwei hintereinander durchströmten Vliesen 1 über der Versuchszeit ..... 78
Abbildung 3.33: Fraktionsabscheidegrade im Versuchsverlauf bei zwei hintereinander durchströmten Vliesen 1 ..... 79
Abbildung 3.34: Aufteilung des Fraktionsabscheidegrades auf zuerst und danach durchströmtes Vlies 1 ..... 79

Abbildung 3.35: Differenzdruck über der Versuchszeit bei zwei hintereinander durchströmten Vliesen 1 ..... 80
Abbildung 3.36: REM-Aufnahmen vom zuerst (links) und danach (rechts) durchströmten Vliesen 1, 700x ..... 81
Abbildung 3.37: Mittlerer volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad der Kombination Vlies 2 - Vlies 1 über der Versuchszeit ..... 82
Abbildung 3.38: Mittlerer Fraktionsabscheidegrad zu Versuchsbeginn der Kombination Vlies 2 - Vlies 1 ..... 83
Abbildung 3.39: Differenzdruck der Kombination Vlies 2 - Vlies 1 über der Versuchszeit ... 83
Abbildung 3.40: Mittlerer volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad der Kombination Vlies 3 - Vlies 1 über der Versuchszeit ..... 84
Abbildung 3.41: Mittlerer Fraktionsabscheidegrad zu Versuchsbeginn der Kombination Vlies 3 - Vlies 1 ..... 84
Abbildung 3.42: Differenzdruck der Kombination Vlies 3 - Vlies 1 über der Versuchszeit ... 85
Abbildung 3.43: Mittlerer volumen- und anzahlbezogener Gesamtabscheidegrad der Kombination Vlies 5 - Vlies 4 über der Versuchszeit ..... 86
Abbildung 3.44: Mittlerer Fraktionsabscheidegrad zu Versuchsbeginn der Kombination Vlies 5 - Vlies 4 ..... 87
Abbildung 3.45: Differenzdruck der Kombination Vlies 5 - Vlies 4 über der Versuchszeit ... 87
Abbildung 3.46: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn von Vlies 1 bei pH 4 und 7 ..... 89
Abbildung 3.47: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn von Vlies 6 bei pH 4 und 7 ..... 90
Abbildung 3.48: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn von Vlies 1 bei 260 und 420 L/h ..... 92
Abbildung 3.49: Mittlere Fraktionsabscheidegrade zu Versuchsbeginn von Vlies 6 bei 260 und 420 L/h ..... 92
Abbildung 3.50: Differenzdruck von Vlies 1 bei einem Volumenstrom von 420 L/h über der Versuchszeit ..... 93
Abbildung 3.51: Differenzdruck von Vlies 6 bei einem Volumenstrom von 420 L/h über der Versuchszeit ..... 93
Abbildung 3.52: Druckverluste während der Durchströmung bei Vlies 1; 260 L/h mit Zwischentrocknung ..... 95

Abbildung 3.53: Partikelanzahlkonzentrationen während der Durchströmung bei Vlies 1; 260 L/h mit Zwischentrocknung ..... 96
Abbildung 3.54: Druckverluste im Versuchsverlauf bei Vlies 1; 260 L/h ohne Zwischentrocknung ..... 97
Abbildung 3.55: Partikelanzahlkonzentrationen während der Durchströmung bei Vlies 1; 260 L/h ohne Zwischentrocknung ..... 98
Abbildung 4.1: REM-Aufnahmen von Faserverschmelzungen bei Vlies 6, 700x ..... 103
Abbildung 4.2: Berechnete Transportwirksamkeiten für Vlies 2 ..... 104
Abbildung 4.3: REM-Aufnahmen von Vlies 1 (links), Vlies 2 (mittig) und Vlies 3 (rechts) nach der Filtration, 2000x ..... 105
Abbildung 4.4: experimentelle (e) und simulierte (s) Anfangsabscheidegrade für Vlies 1, 2 und 3 ..... 110
Abbildung 4.5: Haftwahrscheinlichkeiten für Vlies 1, 2 und 3 (Polyester) und Vlies 4 und 5 (Glasfaser) ..... 112
Abbildung 4.6: Experimentelle (e) und simulierte (s) Anfangsabscheidegrade für Vlies 4 und 5 ..... 113
Abbildung 4.7: Simulierter und experimentelle Druckverläufe, Vlies 1 ..... 114
Abbildung 4.8: Simulierte und mittlere experimentelle Abscheidegrade im Versuchsverlauf, Vlies 1 ..... 115
Abbildung 4.9: Simulierter und experimentelle Druckverläufe, Vlies 2 ..... 116
Abbildung 4.10: Simulierte und mittlere experimentelle Abscheidegrade im Versuchsverlauf, Vlies 2 ..... 117
Abbildung 4.11: Simulierter und experimentell ermittelte Abscheidegrade für 28 min, Vlies 2 ..... 118
Abbildung 4.12: Simulierter und experimentelle Druckverläufe, Vlies 3 ..... 119
Abbildung 4.13: Simulierte und mittlere experimentelle Abscheidegrade im Versuchsverlauf, Vlies 3 ..... 120
Abbildung 4.14: Simulierte Druckverläufe bei Veränderung der Anzahl der Schichten, Vlies 1 ..... 121
Abbildung 4.15: Simulierte Druckverläufe bei Veränderung der Anzahl der Schichten, Vlies 2 ..... 122
Abbildung 4.16: Veränderung der Berechnungszeitschrittweite, Vlies 1 ..... 123
Abbildung 4.17: Experimentell ermittelte und simulierte Anfangsabscheidegrade bei pH 4 und 7, Vlies 1 ..... 124

Abbildung 4.18: Simulierte Druckverläufe bei pH 4 und 7, Vlies 1 ..... 125
Abbildung 4.19: Experimentell ermittelte und simulierte Anfangsabscheidegrade bei veränderter Anströmgeschwindigkeit, Vlies 1 ..... 126
Abbildung 4.20: Experimentell ermittelte und simulierte Druckverläufe bei veränderter Anströmgeschwindigkeit, Vlies 1 ..... 127
Abbildung 4.21: Diskretisierung eines Kreises mit Pixeln (links) und Dreiecken (rechts) [78](S.9) ..... 128
Abbildung 4.22: 3-Kantenansicht Computertomografie (links) und Zylindermodell (rechts),Vlies 3 ..... 130
Abbildung 4.23: REM-Aufnahme (links), CT-Modell (mittig), Zylindermodell (rechts), Vlies 1, 700x ..... 131
Abbildung 4.24: REM-Aufnahme (links), CT-Modell (mittig), Zylindermodell (rechts), Vlies 2, 700x ..... 131
Abbildung 4.25: REM-Aufnahme (links), CT-Modell (mittig), Zylindermodell (rechts), Vlies 3, 700x ..... 131
Abbildung 4.26: Voruntersuchung zum Einfluss des Geschwindigkeitsreduktionsfaktors a 137
Abbildung 4.27: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Prall-Dämpfungs-Mechanismus; Vlies 1 ..... 138
Abbildung 4.28: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Prall-Dämpfungs-Mechanismus; Vlies 2 ..... 139
Abbildung 4.29: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Prall-Dämpfungs-Mechanismus; Vlies 3 ..... 139
Abbildung 4.30: Betrachtete Kräfte bei der Partikelabscheidung ..... 141
Abbildung 4.31: Variation des Reibungsbeiwertes in Voruntersuchungen ..... 144
Abbildung 4.32: Variation des Minimalabstandes in Voruntersuchungen ..... 145
Abbildung 4.33: Variation der Stoßdauer in Voruntersuchungen ..... 145
Abbildung 4.34: Variation der Stoßzahl in Voruntersuchungen ..... 146
Abbildung 4.35: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Reibungsmechanismus; Vlies 1 ..... 147
Abbildung 4.36: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Reibungsmechanismus; Vlies 2 ..... 148
Abbildung 4.37: Experimenteller und simulierte Anfangsabscheidegrade bei Verwendung des Reibungsmechanismus; Vlies 3 ..... 148

Abbildung 4.38: REM-Aufnahme (links), CT-Simulation (mittig) und Zylinder-Simulation (rechts) mit Partikeln, Vlies 3, 2000x ..... 150

# Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1: Eigenschaften der untersuchten Vliese ..... 53
Tabelle 3.2: Übersicht über durchgeführte und ausgewertete Filtrationsversuche ..... 60
Tabelle 3.3: Übersicht über durchgeführte und ausgewertete Ablöseversuche ..... 60
Tabelle 3.4: Wesentliche Ergebnisse für einlagige Vliese unter Standardversuchsbedingungen ..... 72
Tabelle 3.5: Vergleich der Versuchsergebnisse von Vlies 1 mit den Kombinationen Vlies 2 - Vlies 1 und Vlies 3 - Vlies 1 ..... 85
Tabelle 3.6: Vergleich der Versuchsergebnisse von Vlies 4 mit Vlies 5 - Vlies 4 ..... 88
Tabelle 3.7: Versuchsergebnisse der Vliese 1 und 6 bei pH 7 und 4 ..... 90
Tabelle 3.8: Versuchsergebnisse der Vliese 1, 2, 3 und 6 bei einem Volumenstrom von 260 und 420 L/h ..... 94
Tabelle 3.9: Zusammenfassung der Ergebnisse der Ablöseversuche ..... 99
Tabelle 4.1: Struktureigenschaften sowie gemessene und berechnete Druckverluste für Vlies 1 bis 5 ..... 107
Tabelle 4.2: Strukturdaten sowie gemessene und berechnete Druckdifferenzen für Vlies 1, 2 und 3 ..... 109
Tabelle 4.3: Strukturdaten sowie gemessene und berechnete Druckdifferenzen für Vlies 4 und 5 ..... 111
Tabelle 4.4: Strukturdaten der Vliese zur Modellgenerierung ..... 130
Tabelle 4.5: Experimentell ermittelte und für Zylindermodelle simulierte Druckverluste ..... 133
Tabelle 4.6: Druckverlust und Porosität in Abhängigkeit des Grauwertes; Vlies 1 ..... 134
Tabelle 4.7: Druckverlust und Porosität in Abhängigkeit des Grauwertes; Vlies 2 ..... 135
Tabelle 4.8: Druckverlust und Porosität in Abhängigkeit des Grauwertes; Vlies 3 ..... 135
Tabelle 4.9: Wertebereiche der einzelnen Parameter in Voruntersuchungen ..... 143

# Veröffentlichungen und Vorträge

## Veröffentlichungen

Petersen, L.; Hamm, H.; Feser, F., Ripperger, S.; Antonyuk, S.: Beeinflussung der Filtration geflockter Quarzmehlsuspensionen durch ein elektrisches Feld, Filtrieren und Separieren, Jahrgang 30 (2016), Nr. 1, S. u.-20

Petersen, L., Ripperger, S., Kostmann, C., Quadbeck, P., Stephani, G., Strauß, J., Schramm, S.: Neues metallisches poröses Papier und seine Anwendung als Filtermedium, Filtrieren und Separieren, Jahrgang 29 (2015), Nr. 2, S. 104-107

Petersen, L..; Ripperger S.: Investigation of Depth Filtration of Aqueous Suspensions with Particles greater than 1 Micron, FILTECH 2015, Proceedings, Köln

Vetter, A.; Petersen, L.; Ripperger S.: Magnetische Separation feinster Partikeln aus Flüssigkeiten in Kombination mit einer Tiefenfiltration. In: F&S (2013) Nr. 2, S.66-71

Petersen, L.; Ripperger, S.: Einfluss der Geometrie des Filtratablaufs auf die Kinetik der Kuchenfiltration. In: Filtrieren und Separieren, Jahrgang 26 (2012), Nr. 5, S. 322-325

Vetter, A; Petersen, L; Ripperger, S: Experimentelle und simulative Untersuchung der Kombination von Magnetabscheider und Tiefenfilter. In: Chemie Ingenieur Technik, Vol. 84, (2012) No. 8, Page 1266

## Vorträge:

Petersen, L..; Ripperger S.: Untersuchung der Tiefenfiltration wässriger Suspensionen. Jahrestreffen der ProcessNet-Fachgruppe Gasreinigung und Mechanische Flüssigkeitsabtrennung, 24.-25.03.15, Bremen

Petersen, L..; Ripperger S.: Investigation of Depth Filtration of Aqueous Suspensions with Particles greater than 1 Micron, FILTECH 2015, 24.-26.2.2015, Köln

Petersen, L..; Ripperger S.: Untersuchung der Tiefenfiltration wässriger Suspensionen mit Partikeln größer 1 µm. Jahrestreffen der ProcessNet-Fachgruppe Mechanische Flüssigkeitsabtrennung und Trocknungstechnik, 20.-21.02.14, Karlsruhe

Vetter, A; Petersen, L; Ripperger, S: Verlängerung der Filterstandzeit durch die Kombination von Magnetabscheider und Tiefenfilter - Experimentelle und Simulative Untersuchungen, Processnet-Jahrestagung 2012, 12.09.2012, Karlsruhe

Vetter, A.; Petersen, L.; Ripperger, S.: Verbesserung der Ölreinheit durch Kombination von Tiefenfilter und Magnetabscheider – experimentelle und simulative Untersuchungen. Jahrestreffen des Fachausschusses Mechanische Flüssigkeitsabtrennung 2012, 28.-29.02.12, Bad Dürkheim

# Betreute wissenschaftliche Arbeiten

Simulation der Tiefenfiltration wässriger Suspensionen, O. Knuth (Forschungsprojektarbeit)

Experimentelle Untersuchung und Modellierung der Tiefenfiltration wässriger Suspensionen, F. Kuschel (Masterarbeit)

Untersuchung der Tiefenfiltration wässriger Suspensionen mit ein- und mehrlagigen Filtervliesen, L. Martens (Bachelorarbeit)

Experimentelle Untersuchung des Filtrationsverhaltens von Suspensionen mit kationischen polymeren Flockungsmitteln unter Einfluss eines elektrischen Feldes, H. Hamm (Studienarbeit)

Experimentelle Untersuchung des Abscheide- und Ablöseverhaltens von Partikeln in Tiefenfiltern, W. Su (Bachelorarbeit)

Tiefenfiltration wässriger Suspensionen, E. Förster (Diplomarbeit)

Untersuchung der Abbildbarkeit und Vorhersage der Kuchenfiltration mittels neuronaler Netze, M. Sugira (Studienarbeit)

Untersuchung der Abbildbarkeit und Vorhersage der Kuchenfiltration mittels neuronaler Netze, F. Schuricht (Studienarbeit)

Experimentelle Untersuchung und Simulation eines Magnetabscheiders zur Abtrennung feinster Partikeln aus Schmier- und Hydraulikölen, A. Schwarzkopf (Projektseminararbeit)

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Lars Petersen
Kontakt: petersen[minus]lars[at]web[punkt]de

## Beruflicher Werdegang

| | |
|---|---|
| 10/2015 - heute | Hengst SE & Co. KG<br>Entwicklungsingenieur |
| 10/2010 – 9/2015 | Technischen Universität Kaiserslautern<br>Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik |

## Ausbildung

| | |
|---|---|
| 10/2004 - 7/2010 | Technische Universität Kaiserslautern<br>Studium: Wirtschaftsingenieurswesen (Abschluss: Diplom),<br>Fachrichtung: Verfahrens- und Umwelttechnik |
| 8/2007 - 12/2007 | Wake Forest University, Winston-Salem, North Carolina<br>Teilnahme am MBA-Programm |
| 1995 - 2004 | Leininger-Gymnasium, Grünstadt |

## Praktika

| | |
|---|---|
| 12/2007 - 4/2008 | BASF Catalysts LLC, Seneca, South Carolina |
| 9/2006 - 10/2006 | BASF SE, Ludwigshafen |
| 3/2005 - 4/2005 | Berger-Seidle Siegeltechnik GmbH, Grünstadt |
| 8/2004 - 10/2004 | Gebr. Pfeiffer SE, Kaiserslautern |

Münster, 16.10.2016