

Grundlegende Untersuchungen zur magnetisch induzierten Ablösung von Partikelstrukturen von einer Einzelfaser in der Gas-Partikel-Trenntechnik

Zur Erlangung des akademischen Grades einer
DOKTORIN DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN

von der KIT-Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
genehmigte

DISSERTATION

von

Julia Szabadi-Fuchs, M.Sc.

Tag der mündlichen Prüfung: 16.12.2025

Erstgutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Achim Dittler

Zweitgutachter: Prof. Dr.-Ing. Matthias Franzreb



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung -
Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz (CC BY-SA 4.0):
<https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.de>

Kurzfassung

In der Gasreinigung dienen filternde Abscheider der effizienten Abscheidung fester oder flüssiger Partikeln aus einem Gasstrom. Mit zunehmender Betriebszeit steigt durch Partikelabscheidung in der Filtermatrix und/oder dem Aufbau eines Staubkuchens auf der Oberfläche des Filtermediums der Druckverlust. Dies erhöht den Energiebedarf und erfordert eine periodische Reinigung (Regeneration) oder den Austausch des Filtermediums. Während Tiefenfilter meist nicht regeneriert werden, erfolgt die Abreinigung von Oberflächenfiltern üblicherweise durch Druckstöße von der Reingasseite oder Rückspülen.

Eine Alternative zu diesen Verfahren stellt die magnetisch induzierte Reinigung magnetisierbarer Kollektoren dar. Dieses innovative Verfahren zur Regeneration von Filtermedien bietet vielseitige Einsatzmöglichkeiten – insbesondere in Anwendungen, bei denen eine Strömungsumkehr vermieden und hohe Druckverluste reduziert werden sollen, wie z. B. in Naturzugsystemen. Dabei können Filterelemente oder gezielt einzelne Kollektoren aus magnetisierbarem Material durch ein externes Magnetfeld in Bewegung versetzt werden, wodurch nicht-magnetische Partikelstrukturen abgelöst werden. Das Verfahren ist geräuscharm, kommt ohne zusätzliche mechanische bewegliche Komponenten im Filter bzw. Gasstrom aus und ermöglicht eine effiziente Ablösung der abgeschiedenen Partikelstrukturen. Daher eröffnen sich Perspektiven für den Einsatz in automatisierten Filtersystemen mit adaptiven Reinigungsstrategien.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein grundlegendes Verständnis für die magnetisch induzierte Bewegung eines Kollektors und deren Einfluss auf die Ablösung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie zu entwickeln. Als Modellsystem dient eine einseitig eingespannte, ferromagnetische Einzelfaser, die mit nicht-magnetischem, polydispersem Partikelmaterial beladen und durch ein annähernd senkrecht zur Faserachse stehendes, homogenes Magnetfeld (Helmholtz-Spule) magnetisiert wird. Aufgrund des magnetoelastischen Effekts führt die mechanische Spannung im Fasermaterial zu einer Umorientierung der magnetischen Dipolmomente, wodurch sich die Richtung der Magnetisierung ändert. Diese Richtungsänderung erzeugt ein magnetisches Drehmoment, das die Faser entlang der Feldlinien auslenkt. Die maximale Beschleunigung der Einzelfaser und damit die Trägheitskräfte hängen von der Magnetfeldstärke und dem Bewegungsverhalten der Faser ab. Ein Anschlag verstärkt die auf die Partikeln wirkenden Trägheitskräfte im Vergleich zur ungebremsten Faserbewegung, wodurch Adhäsions- und Kohäsionskräfte überwunden und die Partikeln abgelöst werden. Das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen ist neben den wirkenden Trägheitskräften auch von deren Morphologie, d. h. der äußeren Form der Partikelstruktur sowie dem

strukturellen Aufbau abhängig, da diese maßgeblich die mechanische Stabilität, Porosität und den Strömungswiderstand bestimmen.

In dieser Arbeit wurden Partikelstrukturen mit unterschiedlicher Morphologie aus Carbon Black (Ruß) und Spherglass (Glaskugeln) untersucht. Die Partikelstrukturen wurden bei einer jeweils konstanten Rohgaskonzentration erzeugt. Durch die Wahl der Beladungszeit und Anströmgeschwindigkeit lassen sich unterschiedliche Beladungsniveaus beziehungsweise Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie auf der Einzelfaser erzeugen. Der Transport der Partikeln zur Faser erfolgte dabei je nach eingestellten Parametern hauptsächlich aufgrund von Diffusion, dem Sperreffekt und der Trägheit. Im Rahmen dieser Untersuchung wurden in Abhängigkeit des verwendeten Partikelmaterials jeweils gezielt dendritische Partikelstrukturen sowie kompakte Partikelstrukturen auf einer Einzelfaser erzeugt. Um das Bewegungsverhalten der Einzelfaser sowie Unterschiede in den Ablösemechanismen zeitlich hochauflösend zu untersuchen, wurde die Ablösung der Partikelstrukturen mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera erfasst.

Dabei erfolgte die Untersuchung in Abhängigkeit von mehreren Einflussgrößen:

- der Strukturhöhe (Beladungsniveau des Kollektors mit Partikeln)
- der Morphologie
- der Faserbeschleunigung
- zusätzlich wirkender Strömungskräfte während der Faserauslenkung (Regeneration)
- der Faserorientierung zum Erdschwerefeld
- der Anzahl an Faserauslenkungen

Die **Untersuchungen zur Bildung und Charakterisierung** der für die Ablösung verwendeten Partikelstrukturen haben gezeigt, dass sich bei der Beladung der Einzelfaser mit polydispersem Partikelmaterial vergleichbare Strukturen wie bei der Verwendung von monodispersem Material bilden. Demnach können Partikelstrukturen aus polydispersem Partikelmaterial auch mittels aus der Literatur bekannten dimensionslosen Kennzahlen charakterisiert werden. Die Partikelstrukturen aus Carbon Black waren sterisch instabil und konnten nur in situ, d. h. innerhalb der Beladungskammer untersucht werden. Bei den dendritischen Partikelstrukturen aus Carbon Black wurde außerdem ein Abklappen von Dendriten bei ausgeschalteter Anströmung beobachtet, wodurch auch bei wiederholter Faserauslenkung keine Ablösung festgestellt wurde. Die Partikelstrukturen aus Spherglass waren hingegen sterisch stabil.

Die **Untersuchungen zum Ablöseverhalten** belegen, dass sich das Ablöseverhalten je nach Morphologie der Partikelstrukturen unterscheidet. Zur eindeutigen Differenzierung der Partikelstrukturen basierend auf ihrer jeweiligen Morphologie erfolgt eine Klassifizierung in die Strukturtypen A bis D. Die Strukturen A und B bestehen aus Carbon Black, während die Strukturen C und D aus Spherglass-Partikeln aufgebaut sind. Die zur Ablösung benötigte Beschleunigung sinkt

mit zunehmender Trägheit der Partikelstruktur. Partikelstrukturen aus Spherglass weisen im Vergleich zu Carbon Black hauptsächlich aufgrund ihrer ca. 1,3-fach höheren Dichte die größere Trägheit auf. So zeigt die kompakte Partikelstruktur D aus Spherglass die höchste Trägheit und löst sich bei einem Beladungsniveau der Faser mit Spherglass von $h = 0,5$ mm bereits bei einer Beschleunigung von $|a| = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Die weniger kompakte und leicht dendritische Partikelstruktur C aus Spherglass wird bei $|a| = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ($h = 0,5$ mm) abgelöst. Die Partikelstruktur B, welche die kompaktere der Carbon Black Strukturen darstellt und im Vergleich zu den Strukturen aus Spherglass deutlich dendritischer ist, erfordert zur Ablösung einer mittleren Strukturhöhe von $h = 0,5$ mm eine Beschleunigung von $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Bei Partikelstruktur A aus Carbon Black bilden sich Dendriten entlang des Faserumfangs. Aufgrund ihres hohen Strömungswiderstands – und weniger durch die Wirkung der Trägheitskraft – werden die einzelnen Dendriten mit einer maximalen Länge von 0,5 mm bereits bei einer Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ abgelöst.

Je höher das Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln ist, desto leichter und effizienter ist die Ablösung. Die Effizienz der Regenerierung wird in den Untersuchungen durch den Regenerationsgrad quantifiziert. Dieser beschreibt das Verhältnis der Projektionsfläche der nach der n -ten Faserauslenkung kumulativ abgelösten Partikelstruktur zur ursprünglichen Projektionsfläche der Partikelstruktur vor der ersten Auslenkung. Die erzielten Regenerationsgrade korrelieren mit der Trägheit der Partikelstrukturen bei vergleichbarem Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln. Bei einer erhöhten mittleren Faserbeschleunigung von etwa $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ im Vergleich zu einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ sowie durch mehrfache Auslenkung der Einzelfaser (hier: max. dreimal) werden höhere Regenerationsgrade erreicht. Bei den Partikelstrukturen C und D aus Spherglass lassen sich bereits nach der ersten Faserauslenkung hohe Regenerationsgrade von über 80 % erzielen. Durch die größere Trägheit der Partikelstrukturen C und D werden je nach lokaler maximaler Beschleunigung und Beladungsniveau der Faser mit Partikeln ein absolut um etwa 50 – 74 % höherer Regenerationsgrad nach der ersten Faserauslenkung ($v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) erreicht als bei den Partikelstrukturen A und B aus Carbon Black. Bei dreimaliger wiederholender Faserauslenkung werden jedoch für Partikelstruktur B etwa vergleichbare Regenerationsgrade erzielt wie für die Partikelstrukturen C und D aus Spherglass bei einmaliger Faserauslenkung. Bei Partikelstruktur A aus Carbon Black kann der Regenerationsgrad nach der einmaligen Regeneration nicht weiter gesteigert werden. Dies lässt sich durch die strukturelle Änderung der Partikelstruktur während der Faserauslenkung begründen. Einzelne Dendriten lösen sich ab, während die verbleibenden nach unten klappen und sich bei weiteren Regenerationsereignissen nicht mehr ablösen lassen.

Des Weiteren zeigt sich bei den Strukturen B aus Carbon Black und Spherglass (Struktur C, D), dass sich Partikelstrukturen, die sich nach der ersten Faserauslenkung nicht ablösen, bei einer erneuten Regeneration durch Umlagerungsprozesse dennoch entfernen lassen. Dadurch werden auch bei

vergleichsweise weniger trägen Strukturen (z. B. Partikelstruktur B – Carbon Black, $h = 0,25 \text{ mm}$) Regenerationsgrade von rund 60 % bei $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ohne zusätzliche Anströmung erzielt.

Durch eine zusätzliche Anströmung mit $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ wird der Regenerationsgrad für die Strukturen C und D aus Spherglass nach zweimaliger Faserauslenkung bei $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ tendenziell auf nahe 99 % gesteigert. Für Partikelstruktur B werden bei mittleren Beschleunigungen von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ Regenerationsgrade von etwa 60 % bis 80 % nach dreimaliger Faserauslenkung mit zusätzlicher Anströmung bei $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ erzielt. Die Anströmung entgegen der Richtung der Faserbewegung bei moderater Geschwindigkeit ($v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) verbessert zwar die Partikelablösung, führt jedoch gleichzeitig zu einer verstärkten Fragmentierung der abgelösten Strukturen infolge des wiederholten Kontakts mit der Einzelfaser im Vergleich zur Ablösung ohne Anströmung. Mit zunehmendem Beladungsniveau der Faser nimmt die Fragmentierung unter zusätzlicher Anströmung jedoch ab.

Die Ausrichtung der Faser relativ zum Erdschwerefeld hat einen Einfluss auf das Ergebnis der Regeneration. Durch eine vertikale anstelle einer horizontalen Ausrichtung der Faser zum Erdschwerefeld lässt sich eine Wideranlagerung von bereits abgelösten Partikelstrukturen durch Sedimentation vermeiden.

Zusammenfassend belegen die fundamentalen Ergebnisse dieser Doktorarbeit das Potenzial, den magnetoelastischen Effekt gezielt zur Ablösung nicht-magnetischer Partikelstrukturen von magnetisierbaren Kollektoren in der Gas-Partikel-Trenntechnik einzusetzen. Die hohen Regenerationsgrade, die auf Untersuchungen an einer Einzelfaser basieren, sind ein erster Indikator dafür.

Abstract

In gas purification, filtering separators are used to efficiently remove solid or liquid particles from gas phase. With increasing operating time, the pressure loss increases due to particle separation in the filter matrix and/or the build-up of a dust cake on the surface of the filter medium. Consequently, the energy consumption increases and periodic cleaning (regeneration) or replacement of the filter medium is required. While depth filters are usually not regenerated, surface filters are typically regenerated by pressure surges from the clean gas side or backwashing.

Magnetically induced cleaning of magnetizable collectors is an innovative process for regenerating filter media that can be used in a wide range of applications especially where flow reversal and high pressure losses should be avoided, such as natural draft systems. Filter elements or specific individual collectors made of magnetizable material can be set in motion by an external magnetic field, detaching non-magnetic particle structures. The process works quietly, requires no additional mechanical moving components in the filter or gas flow and enables precise cleaning of collectors. The process opens up prospects for use in automated filter systems with adaptive cleaning strategies.

The aim of this thesis is to develop a fundamental understanding of the magnetically induced movement of a collector and its impact on the detachment of particle structures with different morphologies. A single ferromagnetic fiber clamped at one end serves as the model system. It is loaded with non-magnetic, polydisperse particle material and magnetized by a homogeneous magnetic field (Helmholtz coil) approximately perpendicular to the fiber axis. Due to the magnetoelastic effect, the mechanical tension in the fiber material leads to a reorientation of the magnetic dipole moments, which changes the direction of the magnetization. This change in direction causes a magnetic torque that attempts to deflect the fiber along the field lines. The maximum acceleration of the individual fiber, and thus the inertial forces, depend on the magnetic field strength and the movement behavior of the fiber. A stop increases the inertial forces acting on the particles compared to the unbraked fiber movement, whereby adhesion and cohesion forces are overcome and the particles are detached. The detachment behavior of the particle structures depends not only on the inertial forces acting on them but also on their morphology, i.e. the external shape of the particle structure and the structural composition, as these largely determine the mechanical stability, porosity and flow resistance.

Particle structures with different morphologies made of Carbon Black (soot) and Spherglass (glass beads) were investigated in this dissertation. The particle structures were generated at a constant raw gas concentration. Different loading levels and particle structures with different morphologies can be generated on the individual fibers by selecting the loading time and flow velocity. The particles were transported to the fiber mainly due to diffusion, the barrier effect and inertia, depending on the

selected parameters. As part of this study, dendritic particle structures and compact particle structures were generated on a single fiber depending on the particle material used. In order to investigate the movement behavior of the individual fiber and differences in the detachment mechanisms with high temporal resolution, the detachment of the particle structures was recorded using a high-speed camera. The investigation was carried out as a function of several variables:

- the structure height (loading level of the collector with particles)
- the morphology
- the fiber acceleration
- additional flow forces acting during fiber deflection (regeneration)
- the fiber orientation to the earth's gravitational field
- the number of fiber deflections

The **investigations of the formation and characterization** of the particle structures used for detachment have shown that comparable structures are formed when the single fiber is loaded with polydisperse particle material as when using monodisperse material. Accordingly, particle structures made of polydisperse particle material can also be characterized using dimensionless parameters known from the literature. The particle structures made of Carbon Black were sterically unstable and could only be examined in situ, i.e. inside the loading chamber. For the dendritic particle structures made of Carbon Black, a collapse of dendrites was observed when the flow was switched off, with the result that no detachment was observed even with repeated fiber deflection. In contrast, the Spherglass particle structures were sterically stable.

The **investigations on detachment behavior** show that the detachment behavior differs depending on the morphology of the particle structures. In order to clearly distinguish the particle structures based on their respective morphologies, they were classified into structure types A to D. Structures A and B consist of soot, while structures C and D are made of Spherglass particles. The acceleration required for detachment decreases with increasing inertia of the particle structure. Particle structures made of Spherglass have a higher inertia compared to Carbon Black, mainly due to their approx. 1.3 times higher density. Thus, the compact particle structure D made of Spherglass exhibits the highest inertia and detaches already at $|a| = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ when the fiber is loaded with Spherglass of a height of $h = 0.5 \text{ mm}$. Particle structure C made of Spherglass, which is less compact and slightly dendritic, is detached at $|a| = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ($h = 0.5 \text{ mm}$). Particle structure B, which is the more compact one of the Carbon Black particle structures and more dendritic compared to the Spherglass ones, requires an acceleration of $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ for the detachment of a mean structure height of $h = 0.5 \text{ mm}$. In the case of particle structure A made of Carbon Black, characterized by dendrite formation around the circumference, the individual dendrites ($h = 0.6 \text{ mm}$) are already detached at $|a| = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ due to their high flow resistance and less due to the inertial force.

The higher the loading level of the individual fiber with particles, the easier and more efficient the detachment. The quality of the regeneration is quantified in the investigations by the degree of regeneration. This describes the ratio of the projection area of the cumulatively detached particle structure after the n^{th} fiber deflection to the initial projection area of the particle structure before the first deflection. The degrees of regeneration achieved correlate with the inertia of the particle structures at a comparable loading level of the individual fiber with particles.

At an increased mean fiber acceleration of approximately $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, compared to a mean acceleration of $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, and through repeated deflection of the individual fiber (in this case up to three times), higher regeneration degrees are achieved. It is noticeable that with particle structures C and D made of Spherglass, high degrees of regeneration $r > 80 \%$ are already achieved with the first fiber deflection. Depending on the local maximum acceleration and particle loading level of the fiber, the greater inertia of particle structures C and D results in an absolute regeneration degree that is approximately 50–74 % higher after the first fiber deflection ($v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) than with particle structures A and B made of Carbon Black. However, with three repeated fiber deflections, comparable degrees of regeneration are achieved for particle structure B as for particle structures C and D made of Spherglass. The degree of regeneration for particle structure A made of Carbon Black cannot be increased any further after the first regeneration. This is explained by the structural change in the particle structure during fiber deflection. Individual dendrites detach, while the remaining ones fold downwards and can no longer be detached during further regeneration events.

Furthermore, the other structures made of Carbon Black (structure B) and Spherglass (structure C, D) showed that particle structures that do not detach after the first fiber deflection can still be removed during a new regeneration by rearrangement processes. This means that even with comparatively less inert structures (e.g. particle structure B – Carbon Black, $h = 0.25 \text{ mm}$), regeneration levels of around 60 % can be achieved without additional flow.

A simultaneously flow velocity of $v = 0.15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ tends to increase the degree of regeneration for structures C and D made of Spherglass to nearly 99 % after two fiber deflections at $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ and $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. For particle structure B, degrees of regeneration of approximately 60 % to 80 % are achieved at medium accelerations of $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ and $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ after three fiber deflections with a flow of $v = 0.15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Although the flow in the opposite direction to the fiber deflection at moderate speed ($v = 0.15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) improves particle detachment, it also leads to increased fragmentation of the detached structures as a result of repeated contact with the individual fiber compared to detachment without flow. However, as the fiber loading level increases, fragmentation decreases under additional flow.

The orientation of the fiber relative to the Earth's gravitational field has an influence on the result of regeneration. A vertical instead of a horizontal alignment of the fiber to the earth's gravity field can prevent the reattachment of already detached particle structures through sedimentation.

In summary, the fundamental results of this doctoral thesis demonstrate the potential to use the magnetoelastic effect specifically to detach non-magnetic particle structures from magnetizable collectors in gas-particle separation technology. The high degrees of regeneration based on investigations on a single fiber are an initial indicator of this.

Vorwort

Die Ergebnisse dieser Arbeit entstanden während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik (MVM) in der Arbeitsgruppe Gas-Partikel-Systeme (GPS) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT).

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Achim Dittler, für die Möglichkeit, dieses Projekt und die Dissertation in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen sowie für seine fachliche Unterstützung während meiner Promotionszeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Matthias Franzreb, danke ich sehr für das Interesse an der Arbeit und Bereitschaft zur Übernahme des Zeitgutachtens.

Mein weiterer Dank gilt den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts sowie meinen direkten Kolleginnen und Kollegen für die gemeinschaftliche und konstruktive Atmosphäre, die meine Zeit am Institut bereichert hat. Ein besonderer Dank gebührt auch meinen Studentinnen und Studenten, die mit ihrer Neugier, ihrem Engagement und ihren Ideen neue Perspektiven eröffnet und diese Arbeit vorangebracht haben.

Ein tief empfundener Dank gilt auch meiner Familie, meinen Freunden und meinem Mann für ihre unermüdliche Unterstützung, ihr Vertrauen und ihre anhaltende Zuversicht, die mir während dieser Zeit stets den Rücken gestärkt haben.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung.....	I
Abstract.....	V
Vorwort.....	X
Inhaltsverzeichnis.....	XII
Symbole und Abkürzungen.....	XIV
1. Einleitung und Zielsetzung der Arbeit.....	1
1.1 Einleitung.....	1
1.2 Zielsetzung der Arbeit.....	3
1.3 Aufbau der Arbeit.....	5
2 Theoretische Grundlagen.....	6
2.1 Mechanismen zur Erzeugung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie auf zylindrischen Einzelfasern.....	6
2.2 Morphologie von Partikelstrukturen im Diffusions-, Übergangs- und Trägheitsbereich	10
2.3 Stand der Forschung zur Ablösung von Partikelstrukturen in die Gasphase	13
2.4 Grundlagen des Magnetismus	16
2.5 Magnetismus in Materie.....	18
2.5.1 Magnetisierungskurven	21
2.5.2 Einfluss der Körperform auf die Magnetisierung.....	23
2.5.3 Magnetisch induzierte Bewegung einer magnetisierbaren zylindrischen Einzelfaser	24
2.6 Magnetfeld einer Helmholtz-Spule	28
3 Material und Methoden.....	32
3.1 Versuchsaufbau und Materialien.....	32
3.1.1 Beschreibung des verwendeten Versuchsaufbaus	32
3.1.2 Faserhalter	35
3.1.3 Eigenschaften der magnetisierbaren Einzelfaser	36
3.1.4 Helmholtz-Spule.....	36
3.1.5 Partikelmaterial und Aerosolerzeugung	38
3.1.5.1 Partikelgrößenverteilung des jeweiligen Aerosols	41
3.1.5.2 Elektrostatische Ladung des jeweiligen Aerosols nach dem Neutralisator	42
3.2 Versuchsdurchführungen und Auswertungsmethoden.....	44
3.2.1 Parameter für die Erzeugung von Partikelstrukturen verschiedener Morphologie und Charakterisierungsmethoden	44
3.2.1.1 Bildauswertung zur Quantifizierung von Partikelstrukturen.....	49
3.2.1.2 Strukturcharakterisierung mittels Laser-Scanning-Mikroskop (LSM).....	50
3.2.2 Charakterisierung des Magnetfelds der Helmholtz-Spule.....	52

3.2.2.1	Simulation des entstehenden Magnetfelds mit COMSOL	53
3.2.2.2	Experimentelle Bestimmung des Magnetfelds mit Hall-Sonden	55
3.2.3	Magnetische Eigenschaften der Einzelfaser	57
3.2.4	Charakterisierung der magnetisch induzierten Faserauslenkung	57
3.2.5	Magnetisch induziertes Ablöseverhalten von Partikelstrukturen	60
3.2.5.1	Einfluss der Faserorientierung auf das Ablöseverhalten	60
3.2.5.2	Regenerationsgrad	62
3.2.5.3	Ablöseverhalten von Partikelstrukturen bei einmaliger und mehrmaliger Faserauslenkung	63
3.2.5.4	Partikeltracking	66
3.2.5.5	Bestimmung der minimalen Beschleunigung zur Ablösung	67
4	Charakterisierung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie.....	68
4.1	Partikelstrukturen aus Carbon Black mit und ohne Anströmung nach der Abscheidung ($Pe = 2,0 \cdot 10^4$)	68
4.2	Partikelstrukturen aus Carbon Black mit und ohne Anströmung nach der Abscheidung für höhere Péclet-Zahlen ($Pe = 3,6 \cdot 10^4 - 1,4 \cdot 10^5$)	73
4.3	Partikelstrukturen aus Spherglass mit und ohne Anströmung nach der Abscheidung ($St = 0,14 - 6,99$)	76
4.4	Kurzzusammenfassung	81
5	Charakterisierung des Magnetfelds und der Magnetisierung der Faser.....	83
5.1	Charakterisierung des Magnetfelds	83
5.2	Magnetisierung der Einzelfaser	86
6	Magnetisch induziertes Bewegungsverhalten der Faser	87
7	Ablöseverhalten von Partikelstrukturen	94
7.1	Einfluss der Faserorientierung zum Erdschwerefeld	94
7.2	Einmalige Faserauslenkung mit Anschlag	99
7.2.1	Partikelmorphologie	99
7.2.2	Beladungsniveau und Energiebedarf	102
7.2.3	Einfluss der Anströmung auf die magnetisch induzierte Ablösung	106
7.3	Mehrmalige Faserauslenkung mit Anschlag	118
7.4	Kurzzusammenfassung	124
8	Zusammenfassung und Ausblick.....	127
8.1	Zusammenfassung	127
8.2	Ausblick	134
Anhang		136
Abbildungsverzeichnis		140
Tabellenverzeichnis		146
Literatur		147

Symbole und Abkürzungen

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bezeichnung
A	–	Vektorpotential
A_{Agg}	m^2	Projektionsfläche des abgelösten Agglomerats
$A_{\text{Faser,unbeladen}}$	m^2	Projektionsfläche der unbeladenen Einzelfaser
A_{Ges}	m^2	Projektionsfläche der gesamten abgelösten Partikelstruktur
A_0	m^2	Projektionsfläche der beladenen Faser vor der ersten Faserauslenkung
A_{0+n}	m^2	Projektionsfläche der beladenen Faser nach der n-ten Faserauslenkung
a	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	Beschleunigung
B	mT	Magnetische Flussdichte
B_K	mT	Kritische magnetische Flussdichte (Schwellenwert)
B_{Materie}	mT	Magnetische Flussdichte bei Anwesenheit einer Materie
B_{Vakuum}	mT	Magnetische Flussdichte im Vakuum
b	m	Breite
C_c	–	Cunningham-Korrektur
c_n	$\# \cdot \text{cm}^{-3}$	Anzahlkonzentration
D	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Diffusionskoeffizient
d	m	Durchmesser der Einzelfaser
d_D	m	Durchmesser des Spulendrahts
d_{Rohr}	m	Durchmesser des Einlaufrohrs
D_H	m	Abstand der Spulen bei der Helmholtz-Spule
D_m	–	Demagnetisierungsfaktor
E_F	$\text{N} \cdot \text{mm}^{-2}$	Elastizitätsmodul der Faser
E	J	Energie
F	N	Kraft
F_A	N	Adhäsionskraft
F_G	N	Gewichtskraft
F_H	N	Haftkraft

F_L	N	Lift-Kraft
F_R	N	Reibkraft
F_W	N	Widerstandskraft
F_{Wicklung}	–	Füllfaktor
f	fps	Bildrate (Framerate)
g	$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$	Gravitation
g_1	–	Substitutionsparameter
g_2	–	Substitutionsparameter
H	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	Magnetische Feldstärke
h	m	Höhe
h_2	m	Abstand
H_C	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	Koerzitivfeldstärke
H_D	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	Magnetische Feldstärke unter Berücksichtigung der Demagnetisierung
H_K	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	Magnetische Feldstärke des Körpers
H_0	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	Äußeres Magnetfeld
I	A	Stromstärke
J	T	Polarisation
J_s	$\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$	Stromdichte
K	–	Korrekturfaktor
k	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$	Boltzmann-Konstante
L	m	Länge
l	m	Länge der Einzelfaser
l_f	m	Länge der Dendriten aus der Frontalansicht
l_s	m	Länge der Dendriten aus der Seitenansicht
$l_{s,d}$	m	Länge der Dendriten an der stromabwärtsgelegenen Seite aus der Seitenansicht
$l_{s,u}$	m	Länge der Dendriten an der stromaufwärtsgelegenen Seite aus der Seitenansicht
M	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	Magnetisierung
m	kg	Masse
M_D	$\text{N}\cdot\text{m}$	Drehmoment
M_R	$\text{A}\cdot\text{m}^2\cdot\text{kg}^{-1}$	Restmagnetisierung
M_S	$\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	Sättigungsmagnetisierung
\dot{M}	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	Massestrom

\dot{M}_C	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	Massestrom Carbon Black
\dot{M}_{Dis}	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	Massestrom am Austritt des Dispergierers
\dot{M}_S	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	Massestrom Spherglass
m	kg	Masse
N	–	Wicklungsanzahl
n	–	Anzahl
N_A	mol^{-1}	Avogadro-Konstante
q	$\text{A}\cdot\text{s}$	Elektrische Ladungsmenge
p	Pa	Druck
P	W	Elektrische Leistung
r	m	Radius
R_{ges}	Ω	Ohmscher Widerstand
R	$\text{J}\cdot(\text{mol}\cdot\text{K})^{-1}$	Ideale Gaskonstante
R_a	m	Außenradius
R_i	m	Innenradius
r_n	–	Regenerationsgrad
R_m	m	Mittlerer Radius
R_S	m	Spulenradius einer einlagigen Spule
s	m	Weg
t	s	Zeit
t_{Ein}	s	Zeitpunkt ab dem die Helmholtz-Spule eingeschaltet wird
t_{Ende}	s	Zeitpunkt ab dem die Helmholtz-Spule ausgeschaltet wird
$\Delta t_{\text{Magnetfeld}}$	s	Betriebszeit der Helmholtz-Spule
t_{Stop}	s	Zeitpunkt des Faseranschlags
t_C	S	Charakteristische Flugzeit
T	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur
T_C	$^{\circ}\text{C}$	Curie Temperatur
U	V	Spannung
U_0	V	Quellenspannung
U_L	V	Induktionsspannung
U_R	V	Spannung an ohmschen Widerstand
v	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	Geschwindigkeit
v_{Beladung}	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	Geschwindigkeit während der Beladung
V	m^3	Volumen
V_{Struktur}	m^3	Volumen der Partikelstruktur

$V_{S,1}$	m^3	Teilvolumen 1 der Struktur
$V_{S,2}$	m^3	Teilvolumen 2 der Struktur
V_2	m^3	Volumen von Faser und Struktur
$V_{F,2}$	m^3	Volumen der Faser
\dot{V}	$m^3 \cdot s^{-1}$	Volumenstrom
\dot{V}_{Dis}	$m^3 \cdot s^{-1}$	Volumenstrom am Austritt des Dispergierers
\dot{V}_{ein}	$m^3 \cdot s^{-1}$	Volumenstrom am Eintritt in die Beladungskammer
\dot{V}_L	$m^3 \cdot s^{-1}$	Zusätzlicher Volumenstrom
\dot{V}_{Exzess}	$m^3 \cdot s^{-1}$	Exzessvolumenstrom
\dot{V}_{aus}	$m^3 \cdot s^{-1}$	Volumenstrom am Austritt der Beladungskammer
w	m	Führungsweite
x	m	Raumkoordinate
x_K	m	Kugeldurchmesser
x_p	m	Partikeldurchmesser
\bar{x}_2	m	Sauterdurchmesser
$x_{50,0}$	m	Anzahlgewichteter Median
$x_{50,3}$	m	Volumengewichteter Median
y	m	Raumkoordinate
z	m	Raumkoordinate

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bezeichnung
α	°	Winkel zwischen Faserachse und Feldlinien
β	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Prall-Parameter
ε	—	Porosität
η_{F}	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	Dynamische Viskosität des Fluids
θ	°	Winkel
λ	m	Mittlere freie Weglänge
μ	$\text{V} \cdot \text{s} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	Magnetische Permeabilität
μ_0	$\text{V} \cdot \text{s} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	Magnetische Feldkonstante
μ_{r}	—	Permeabilitätszahl
Π	—	Parameter
ρ_{F}	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Dichte des Fluids
ρ_{P}	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Dichte der Partikeln
σ	$\text{N} \cdot \text{mm}^{-2}$	Zugfestigkeit
Σ	m	Kollisionsdurchmesser
τ	s	Partikelrelaxationszeit
ϕ	—	Packungsdichte
χ	—	Volumenssuszeptibilität
χ_{i}	—	Intrinsische Suszeptibilität
∇	—	Nabla-Operator

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
DOF	Anzahl der Freiheitsgrade
FCE	Faraday-Cup-Elektrometer
FOV	Sichtfeld (Field of View)
Fps	Bildrate (frames per second)
LSM	Laser-Scanning-Mikroskop
MFC	Massendurchflussregler
MRT	Magnetresonanztomographie
OPC	Optischer Partikelzähler
PEEK	Polyetheretherketon
RBG	Dispergierer
ROI	Region of Interest
Rpm	Umdrehung pro Minute (revolutions per minute)
SMPS	Scanning Mobility Particle Sizer

Dimensionslose Kennzahlen

Abkürzung	Bedeutung
$Pe = \frac{v \cdot d}{D}$	Péclet-Zahl
$R = \frac{x_p}{d}$	Sperreffekt-Parameter
$Re_p = \frac{x_p \cdot v \cdot \rho_F}{\eta_F}$	Reynolds-Zahl
$St = \frac{\rho_p \cdot x_p^2 \cdot v \cdot K}{18 \cdot \eta_F \cdot d}$	Stokes-Zahl

1. Einleitung und Zielsetzung der Arbeit

1.1 Einleitung

Filternde Abscheider werden in der Gasreinigung eingesetzt, um feste oder flüssige Partikeln möglichst vollständig aus einem Gasstrom abzuscheiden. Je nach Aufbau, Wirkungsweise und Einsatzgebiet lassen sich filternde Abscheider in Tiefenfilter (Speicherfilter) und Oberflächenfilter (Abreinigungsfilter) unterteilen [1–4]. Mit zunehmender Betriebszeit sammelt sich Partikelmaterial im Inneren der Filtermatrix an, wodurch bei der Durchströmung der Druckverlust des Filters ansteigt. Bei hohen Partikelbeladungen kann sich zudem eine Partikelschicht, ein sogenannter Staubkuchen, auf der Oberfläche des Filtermediums bilden, wodurch der Differenzdruck weiter zunimmt. Mit steigendem Druckverlust erhöht sich auch der Energiebedarf. Daher müssen Filter nach einer bestimmten Betriebszeit gereinigt, d. h. regeneriert oder ausgetauscht werden. Tiefenfilter werden in der Regel nicht regeneriert, während bei Oberflächenfiltern die Ablösung der Partikelstrukturen meist durch Strömungsumkehr mittels Druckstoß oder Rückspülen erfolgt. In ausgewählten Anwendungsfällen werden mechanisches Rütteln oder Klopfen eingesetzt [5].

Eine Alternative zu diesen Verfahren stellt die magnetisch induzierte Reinigung magnetisierbarer Kollektoren dar. Dieses innovative Verfahren zur Regeneration von Filtermedien bietet vielseitige Einsatzmöglichkeiten – insbesondere in Anwendungen, bei denen eine Strömungsumkehr vermieden und hohe Druckverluste reduziert werden sollen, wie z. B. in Naturzugsystemen. Dabei können Filterelemente oder gezielt einzelne Kollektoren aus magnetisierbarem Material durch ein externes Magnetfeld in Bewegung versetzt werden, wodurch nicht-magnetische Partikelstrukturen abgelöst werden. Die magnetische Regeneration zeichnet sich durch einen geräuscharmen Betrieb aus, da auf impulsartige Druckstöße verzichtet werden kann – ein Vorteil insbesondere in lärmsensiblen Anwendungsbereichen wie Wohngebäuden, medizinischen Einrichtungen oder Laboren. Die Abwesenheit beweglicher Komponenten wie mechanische Reinigungselemente oder Druckluftleitungen kann zudem den Wartungsaufwand reduzieren und die Betriebssicherheit erhöhen.

Magnetfelder lassen sich sowohl räumlich als auch zeitlich präzise steuern, was eine gezielte, bedarfsgerechte Regeneration ermöglicht. Dies erlaubt eine Anpassung der Reinigungsintensität an den tatsächlichen Beladungszustand des Filtermediums und trägt somit zu einer energieeffizienten Betriebsweise bei. Im Vergleich zur Druckluftherzeugung für die konventionelle pneumatische Regenerierung via Druckstoß kann die Erzeugung magnetischer Felder (z. B. durch Spulen) energieeffizienter sein, insbesondere bei intermittierendem Betrieb des magnetischen Feldes. Daher bietet die magnetische Abreinigung ein hohes Potenzial für die Integration in automatisierte und

sensorbasierte (kleinskalige) Filtersysteme. Die Kombination mit intelligenter Steuerungstechnik ermöglicht die Entwicklung adaptiver Regenerationsstrategien und eine kontinuierliche Optimierung des Filterbetriebs. Insgesamt leistet die magnetische Reinigung damit einen vielversprechenden Beitrag zur Weiterentwicklung effizienter, langlebiger und ressourcenschonender Filtertechnologien. Vor dem Hintergrund dieser technologischen Vorteile ergibt sich ein breites Anwendungspotenzial für den gezielten Einsatz der magnetisch induzierten Abreinigung in der Gas-Partikel-Trenntechnik.

Während sich der Einsatz magnetischer Kräfte zur Partikelabscheidung in der Fest-Flüssig-Trennung bereits industriell etabliert hat [6–16], liegen in der Gas-Partikel-Trenntechnik bislang nur wenige Studien vor, die sich mit der magnetischen Abscheidung befassen haben (Abbildung 1-1). Einen Beitrag leisten die Arbeiten von Zhaou et al., der sich mit der magnetischen Abscheidung ferromagnetischer Partikeln mit Durchmessern $< 2,5 \mu\text{m}$ unter Verwendung magnetischer Filtermaterialien beschäftigt hat [17, 18]. Im Gegensatz dazu wurde die Ablösung von bereits auf den Kollektoren abgeschiedenen Partikelstrukturen durch ein externes magnetisches Feld ausschließlich im Kontext der Fest-Flüssig-Trennung untersucht [19–21].

	Fest-Flüssig-Trennung	Gas-Partikel-Trennung
Abscheidung von Partikeln an magnetischen Kollektoren	Rhein et al. 2019 ²⁾ C. Farsi, S et al. 2019 ¹⁾ Y. Li et al. 2015 ¹⁾ Wan et al. 2011 ²⁾ Chin et al. 2006 ²⁾ Franzreb 2003 ¹⁾ Svoboda 2004 ¹⁾	Zhou et al. 2020 ¹⁾ Zhao et al. 2018 ¹⁾
Magnetisch-induzierte Ablösung von Partikeln	Rhein et al. 2021 ²⁾ Bilad et al. 2012 ³⁾ Yang et al. 2006 ³⁾	Dissertation

Partikeln: 1) magnetisierbar 2) magnetisierbar / nicht-magnetisierbar 3) nicht-magnetisierbar

Abbildung 1-1: Einordnung der vorliegenden Doktorarbeit in die Literatur zur Nutzung magnetischer Effekte in der Partikel-Trenntechnik.

Bislang liegen keine Arbeiten vor, die die durch Magnetisierung induzierte Ablösung nicht-magnetischer Partikelstrukturen von magnetisierbaren Kollektoren in der Gas-Partikel-Trenntechnik untersuchen. Die vorliegende Arbeit verfolgt daher das Ziel, diese Forschungslücke zu schließen und das Anwendungspotenzial magnetischer Effekte für die gezielte Partikelablösung zu bewerten.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Der zentrale Fokus dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung eines fundamentalen Verständnisses für die magnetisch induzierte Bewegung und Beschleunigung eines magnetisierbaren Kollektors sowie dem Einfluss auf die Ablösung von nicht-magnetischen Partikelstrukturen.

In der Vergangenheit hat sich der Einsatz von Einzelfasern für Grundlagenuntersuchungen der Filtrationskinetik bewährt [23–27]. Infolgedessen diente in dieser Arbeit eine einseitig eingespannte, ferromagnetische Einzelfaser [15, 28] als Modellsystem, die annähernd senkrecht zu den Feldlinien eines externen Magnetfelds orientiert war. Zur Auslenkung der Faser wurde die ferromagnetische Einzelfaser durch das Magnetfeld einer Helmholtz-Spule magnetisiert. Aufgrund des magnetoelastischen Effekts führt die durch das Magnetfeld hervorgerufene mechanische Spannung im Fasermaterial zu einer Umorientierung der magnetischen Dipolmomente, wodurch sich die Richtung der Magnetisierung ändert. Diese Richtungsänderung erzeugt ein magnetisches Drehmoment, das die Faser parallel zu den Feldlinien auszulenken versucht. Die maximale Beschleunigung der Einzelfaser – und damit die Trägheitskräfte – hängen von der Magnetfeldstärke und dem Bewegungsverhalten der Faser ab. Ein Anschlag verstärkt die auf die Partikeln wirkenden Trägheitskräfte im Vergleich zur ungebremsten Faserbewegung, wodurch Adhäsions- und Kohäsionskräfte überwunden und die Partikeln abgelöst werden.

Zur quantitativen Beschreibung dieses Ablöseprozesses werden die Zusammenhänge zwischen der magnetischen Flussdichte des äußeren Feldes, der Magnetisierung der Faser, dem daraus resultierenden Bewegungsverhalten sowie der maximal erreichbaren Faserbeschleunigung untersucht. Ein weiterer wesentlicher Aspekt dieser Untersuchungen betrifft die Morphologie der Partikelstrukturen. Frühere Arbeiten zeigen, dass die Form und Gestalt von Partikelstrukturen, auch als Morphologie bezeichnet, das Ablöseverhalten von Partikelstrukturen beeinflusst [22]. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit die Untersuchung des Ablöseverhaltens von Partikelstrukturen mit unterschiedlicher Morphologie durchgeführt. Abbildung 1-2 veranschaulicht die gewählte Forschungssystematik und bietet zugleich eine Übersicht über den Aufbau dieser Arbeit, der im nachfolgenden Kapitel näher erläutert wird.

Neben der Morphologie hängt die Ablösung der Partikelstruktur u. a. vom Beladungsniveau der Einzelfaser d. h., der abgeschiedenen Partikelmasse ab. Je größer die abgeschiedene Masse auf der Einzelfaser ist, desto stärker nimmt die Trägheit der Partikelstruktur zu [22, 25]. Bleibt die Beschleunigung konstant während die Partikelmasse zunimmt sinkt der Energiebedarf, um die Partikelstruktur von der Einzelfaser abzulösen. Eine zusätzliche Anströmung während der magnetisch induzierten Faserauslenkung kann die Ablösung der Partikelstruktur unterstützen. Die Faserauslenkung kann Umlagerungsvorgänge innerhalb der Partikelstruktur hervorrufen, die eine Ablösung begünstigen.

Die aufgeführten Einflussfaktoren auf die Ablösung von Partikelstrukturen führen zu grundlegenden Fragestellungen, die im Rahmen der erstmaligen Anwendung der magnetisch induzierten Regeneration in der Gas-Partikel-Trennung zu klären sind.

- Welches Bewegungsverhalten weist eine magnetisierbare Faser beim Einschalten eines äußeren Magnetfelds auf?
- Welche maximale Beschleunigung resultiert aus dem Bewegungsverhalten der Faser?
- Wie korreliert die Beschleunigung mit dem Regenerationsergebnis?
- Wie unterscheidet sich das Ablöseverhalten von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie von einer Einzelfaser?
- Welche minimale Energie wird für eine erste Ablösung von Partikelagglomeraten benötigt?
- Welchen Einfluss hat die Anströmung auf die Ablösung der Strukturen von der Faser?
- Kann das Regenerationsergebnis durch mehrmalige Faserauslenkungen verbessert werden?

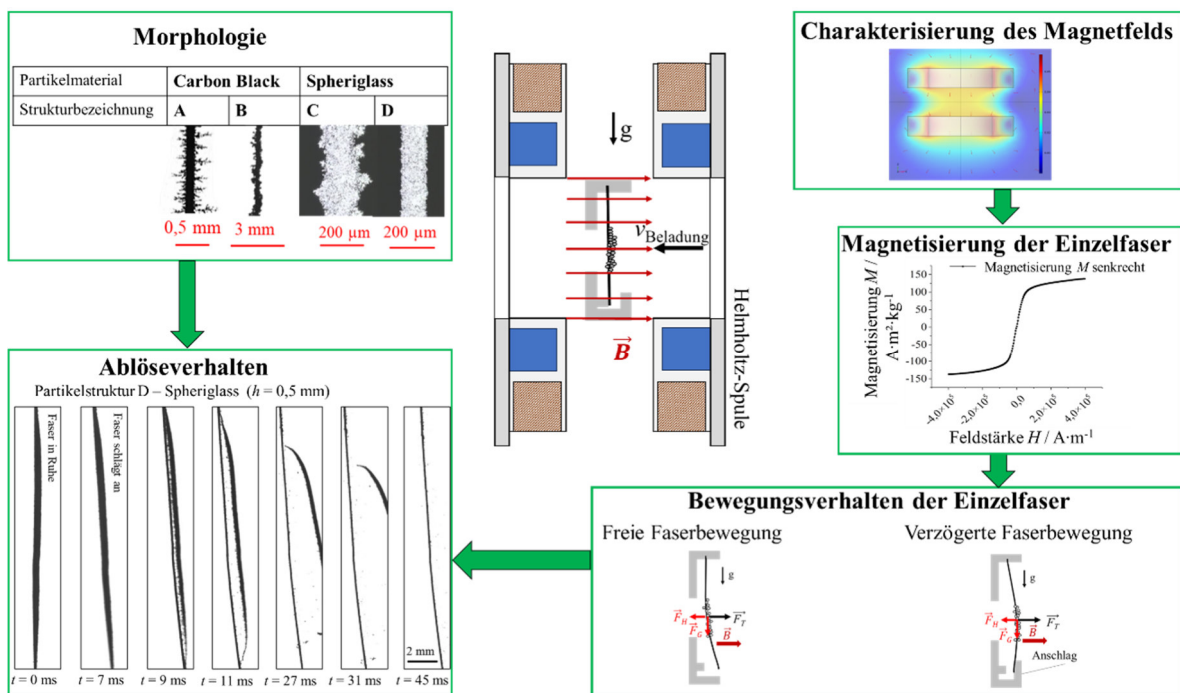


Abbildung 1-2: Grundlegende Darstellung der Forschungssystematik dieser Arbeit zur magnetisch induzierten Ablösung von Partikelstrukturen mit unterschiedlicher Morphologie.

All diese grundlegenden Fragen sind noch ungeklärt und sollen im Rahmen dieser Doktorarbeit beantwortet werden.

1.3 Aufbau der Arbeit

Diese Arbeit ist in acht Kapitel unterteilt, die systematisch aufeinander aufbauen. Kapitel 1 bietet eine kurze Einführung in die Forschungsthematik, gefolgt von der Zielsetzung und dem strukturellen Aufbau der Arbeit. Kapitel 2 behandelt die theoretischen Grundlagen, während Kapitel 3 die verwendeten Materialien und Methoden beschreibt. Die Ergebnisse werden in den Kapiteln 4 bis 7 präsentiert und diskutiert. Kapitel 4 zeigt die Ergebnisse der Untersuchungen zur Erzeugung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie aus dem Partikelmaterial Carbon Black und Spherglass. Nachfolgend wird in Kapitel 5 die Charakterisierung des Magnetfelds sowie die Untersuchung zur Magnetisierung der Einzelfaser behandelt. Anschließend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse zum Bewegungsverhalten der einseitig eingespannten, unbeladenen sowie mit Partikeln beladenen Einzelfaser vorgestellt. Danach wird in Kapitel 7 das Ablöseverhalten der in Kapitel 4 untersuchten Partikelstrukturen thematisiert. Abschließend werden in Kapitel 8 die gesamten Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick für weitere Untersuchungen gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Die magnetisch induzierte Bewegung einer magnetisierbaren Einzelfaser und das resultierende Ablöseverhalten nicht-magnetischer Partikelstrukturen von der Faser ist ein Themengebiet, welches das Verständnis des physikalischen Phänomens des Magnetismus und seiner Wirkung auf Materie sowie Kenntnisse der Partikeltechnik voraussetzt. Daher werden in diesem Kapitel die relevanten Begriffe definiert und die Grundlagen in Bezug auf die in dieser Arbeit behandelten Untersuchungen erläutert.

2.1 Mechanismen zur Erzeugung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie auf zylindrischen Einzelfasern

Ein filternder Abscheider ist eine poröse Struktur aus zylindrischen (Einzel-)Kollektoren, der von einem Aerosol durchströmt wird. In der Gas-Partikel-Trenntechnik werden häufig Fasern aus Glas, Polymeren oder Metallen als zylindrische Kollektoren eingesetzt [32]. Damit eine Abscheidung erfolgen kann, müssen die Partikeln auf die Kollektoren auftreffen und an deren Oberfläche haften. Zu Beginn der Abscheidung werden die Partikeln hauptsächlich auf der noch partikelfreien Oberfläche der Kollektoren abgeschieden. Mit zunehmender Beladungszeit bildet sich auf den Kollektoren eine primäre Partikelschicht. Dadurch erfolgt die Abscheidung neuer Partikeln nicht mehr direkt an den Kollektoren, sondern an den bereits abgeschiedenen Partikeln oder Agglomeraten.

Die Abscheidung von gasgetragenen Partikeln zu Kollektoren kann durch unterschiedliche Mechanismen erfolgen. Die Partikeln können durch Diffusion, ihrer geometrischen Ausdehnung (Sperreffekt), Trägheit, Schwerkraft oder durch elektrostatische und magnetische Kräfte auf Kollektoren auftreffen und anhaften.

Diffusion

Bei kleinen Partikeln mit einem Partikeldurchmesser von $x_p < 0,1 \mu\text{m}$ dominiert die Abscheidung durch Diffusion unter der Voraussetzung, dass die Partikeln sowie die Faser elektrisch neutral sind und keine oder nur kleine Strömungsgeschwindigkeiten auftreten. Aufgrund von Stößen zwischen Partikeln und Gasmolekülen (Brown'schen Molekularbewegung) bewegen sich die Partikeln zufällig im Raum und können dadurch mit dem Kollektor in Kontakt kommen. Die Partikelabscheidung durch Diffusion wird durch die dimensionslose Kennzahl, die Péclet-Zahl, beschrieben.

Diese hängt von der Strömungsgeschwindigkeit v , dem Faserdurchmesser d und dem Partikel-Diffusionskoeffizient D ab [33]. Der Diffusionskoeffizient ist wiederum abhängig von der Boltzmann-Konstante k , der Temperatur T , der Viskosität des Fluids η_F , dem Partikeldurchmesser x_p und der Cunningham Korrektur C_c .

$$Pe = \frac{v \cdot d}{D} \quad (2-1)$$

$$D = \frac{k \cdot T \cdot C_c}{3 \cdot \pi \cdot \eta_F \cdot x_p} \quad (2-2)$$

Die Cunningham Korrektur ist zusätzlich von der mittleren freien Weglänge λ abhängig [34].

$$C_c = 1 + \frac{\lambda}{x_p} \left(2,34 + 1,05 \exp \left(-0,39 \frac{x_p}{\lambda} \right) \right) \quad (2-3)$$

In die mittlere freie Weglänge λ geht die ideale Gaskonstante R , die Temperatur T , die Avogadro-Konstante N_A , der Druck im Fluid p und der Kollisionsdurchmesser der Moleküle Σ ein.

$$\lambda = \frac{R \cdot T}{\sqrt{2} N_A \cdot p \cdot \pi \cdot \Sigma^2} \quad (2-4)$$

Sperreffekt

Der Transport von Partikeln zu Kollektoren durch Diffusion trägt mit steigender Partikelgröße und / oder zunehmender Strömungsgeschwindigkeit weniger zur Partikelabscheidung bei. Die Partikeln werden lediglich aufgrund ihrer geometrischen Ausdehnung an der Faser oder an bereits auf der Faser vorhandenen Partikelstrukturen abgeschieden, die in die Strömung hineinragen [35, 36]. Voraussetzung hierfür ist, dass der Abstand der Stromlinie zur Faser kleiner ist als der Partikelradius. Bei größeren Partikeldurchmessern im Verhältnis zum Faserdurchmesser nimmt der Sperreffekt und damit die Auftreffwahrscheinlichkeit auf die Faser zu. Der Auftreffgrad kann durch den Sperreffekt-Parameter R beschrieben werden [35, 36]. Dieser stellt das Verhältnis zwischen dem Partikeldurchmesser x_p und dem Durchmesser der Faser d dar.

$$R = \frac{x_p}{d} \quad (2-5)$$

Trägheit

Grundsätzlich sind die Partikeln bestrebt den Stromlinien um die Faser herum zu folgen. Mit zunehmender Größe der Partikeln steigt die Massenträgheit. Wie schnell eine Partikel auf eine Änderung im Strömungsfeld reagieren kann, wird durch die Partikelrelaxationszeit τ beschrieben.

$$\tau = \frac{\rho_p \cdot x_p^2}{18 \cdot \eta_F} \quad (2-6)$$

Je größer die Relaxationszeit ist, desto stärker ändert sich die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Partikel und desto stärker weicht die Flugbahn des Partikels von der Stromlinie ab. Kann eine Partikel der Stromlinie um die Faser nicht folgen, so trifft es trägheitsbedingt auf den Kollektor auf. Der trägheitsbedingte Abscheidegrad nimmt mit steigender Partikelgröße x_p , Partikeldichte ρ_p und Anströmgeschwindigkeit v sowie kleinerem Faserdurchmesser d zu [37].

Die Partikelabscheidung durch Trägheit lässt sich durch die Stokes-Zahl beschreiben [38–40]. Diese ergibt sich aus dem Verhältnis der Relaxationszeit in Bezug zu einer charakteristischen Flugzeit $t_c = \frac{d}{v}$. Der Korrekturfaktor K für den nicht-Stokes Bereich kann durch die Partikel-Reynolds-Zahl Re_p bestimmt werden [41].

$$St = \frac{\rho_p \cdot x_p^2 \cdot v \cdot K \cdot C_c}{18 \cdot \eta_F \cdot d} \quad (2-7)$$

$$Re_p = \frac{x_p \cdot v \cdot \rho_F}{\eta_F} \quad (2-8)$$

$$K = \frac{3(\sqrt{0.158} Re_p^{\frac{1}{3}} - \tan^{-1}(\sqrt{0.158} Re_p^{\frac{1}{3}}))}{0.158^{\frac{3}{2}} \cdot Re_p} \quad (2-9)$$

Schwerkraft

Die Abscheidung durch die Schwerkraft gewinnt bei sehr großen Partikeln ($x_p \gg 10 \mu\text{m}$) an Bedeutung. In der Praxis kann jedoch üblicherweise der Einfluss der Schwerkraft auf Partikeln bei filtrationsrelevanten Strömungsgeschwindigkeiten und Partikelgrößen vernachlässigt werden [37]. Der Einfluss der Schwerkraft auf die Abscheidung wurde in dieser Arbeit nicht betrachtet. Jedoch beeinflusst die Schwerkraft auch die anschließende Ablösung der Partikelstrukturen von der Einzelfaser. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit näher untersucht.

Elektrostatische Kräfte

Wenn die Kollektoren und/oder die Partikeln elektrische Ladungen tragen, können elektrische Feldkräfte die Abscheidung begünstigen. Aufgrund der anziehenden Kräfte folgen die Partikeln nicht mehr den Stromlinien, sondern bewegen sich in Richtung des Kollektors. Mit zunehmender Partikelbeladung, bei hohen Temperaturen oder bei Kontakt mit Feuchtigkeit können sich jedoch die geladenen Kollektoren entladen, was zu einer Verringerung der Filtrationsleistung im Laufe der Zeit führt. Zur Einschätzung des Einflusses elektrostatischer Kräfte auf die Abscheidung von Partikeln wurde in dieser Dissertation die elektrostatische Ladung der eingesetzten Partikelmaterialien Spherglass 5000 (Glaskugeln) und Carbon Black (Ruß) untersucht.

Magnetische Kräfte

Magnetischen Kräfte werden durch kleine elektrische Ströme bzw. bewegte Ladungen hervorgerufen. Winzige Kreisströme auf atomarer Ebene sind beispielsweise in einem Dauermagneten dafür verantwortlich, dass dieser eine magnetische Kraft auf eine andere magnetisierbare Materie ausübt. Ähnlich wie bei der elektrischen Abscheidung können die Kollektoren und/oder die Partikeln magnetisiert sein und sich anziehen. Um magnetische Kräfte für die Abscheidung von Partikeln an den Kollektoren nutzen zu können, müssen entweder die Kollektoren oder die Partikeln magnetisiert sein. Ist der Kollektor beispielsweise magnetisiert und besitzt eine dauerhafte Magnetisierung, genügt es für die Abscheidung durch magnetische Kräfte, dass die Partikeln magnetisierbar sind. Die Stärke und Richtung von magnetischen Kräften hängen von der externen magnetischen Feldstärke, der Magnetisierbarkeit des Materials und dem Winkel zwischen dem externen Magnetfeld und dem resultierenden magnetischen Moment ab [42].

2.2 Morphologie von Partikelstrukturen im Diffusions-, Übergangs- und Trägheitsbereich

Experimentelle sowie simulative Untersuchungen aus der Literatur zeigen, dass sich je nach dominierendem Transportmechanismus der Partikeln zum Kollektor eine unterschiedliche Morphologie der Partikelstrukturen bei der Abscheidung auf dem Kollektor ausbildet (Abbildung 2-1). Die Morphologie kennzeichnet die äußere Form der Partikelstruktur, die durch die Abscheidung von Partikeln auf der Einzelfaser resultiert. Der strukturelle Aufbau der Partikelstruktur sowie die resultierende Morphologie haben dabei einen maßgeblichen Einfluss auf die mechanische Stabilität der Struktur, die Porosität sowie auf den Strömungswiderstand [43]. Demnach variiert auch das Ablöseverhalten von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie [22].

Welcher Transportmechanismus bei der Strukturbildung dominiert, hängt wie oben beschrieben von den vorherrschenden Strömungsbedingungen und den Eigenschaften von Faser und Partikeln ab. In dieser Arbeit wurden Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie untersucht, die sich durch Variation der Strömungsgeschwindigkeit und Verwendung unterschiedlicher Partikelmaterialien (Carbon Black und Spherglass) mit verschiedenen Partikelgrößenverteilungen beim Transport durch Diffusion, den Sperreffekt und die Trägheit auf der Einzelfaser bildeten. Dabei wurden Partikelstrukturen mit dendritischer und kompakter Morphologie gezielt auf einer Einzelfaser erzeugt und nachfolgend auf ihr Ablöseverhalten untersucht.

Abbildung 2-1 zeigt eine Übersicht der nach Kanaoka [29] gefundenen Morphologie, die je nach Transportmechanismus bei der Abscheidung auf einer Einzelfaser resultiert. Die Strömungsgeschwindigkeit nimmt in der Abbildung von links nach rechts zu und das Verhältnis von Partikeldurchmesser zu Faserdurchmesser, was dem Sperreffekt-Parameter R ($R = \frac{x_p}{d}$) entspricht, von oben nach unten zu. Mit zunehmendem Sperreffekt-Parameter R werden die Partikelstrukturen dendritischer und weniger kompakt.

Kanaoka zeigte als Erster durch numerische Untersuchungen eine homogene Abscheidung der Partikeln um den Umfang einer Einzelfaser auf [29] (Abbildung 2-1 - Diffusionsbereich). Vergleichbare Strukturen erhielten ebenfalls Przekop und Gradón [31] und Cai und Zhang [30] durch numerische Berechnungen. Hosseini und Vahedi Tafreshi [43] beobachteten zusätzlich auch sternförmige Strukturen. Experimentell konnte eine homogene Verteilung der Partikeln um Kollektoren bisher nur von Charvet [44] bestätigt werden. Dieser verwendete jedoch Kugeln als Kollektoren, wodurch andere Strömungsbedingungen bei der Abscheidung als bei einer Umströmung einer Einzelfaser vorherrschen.

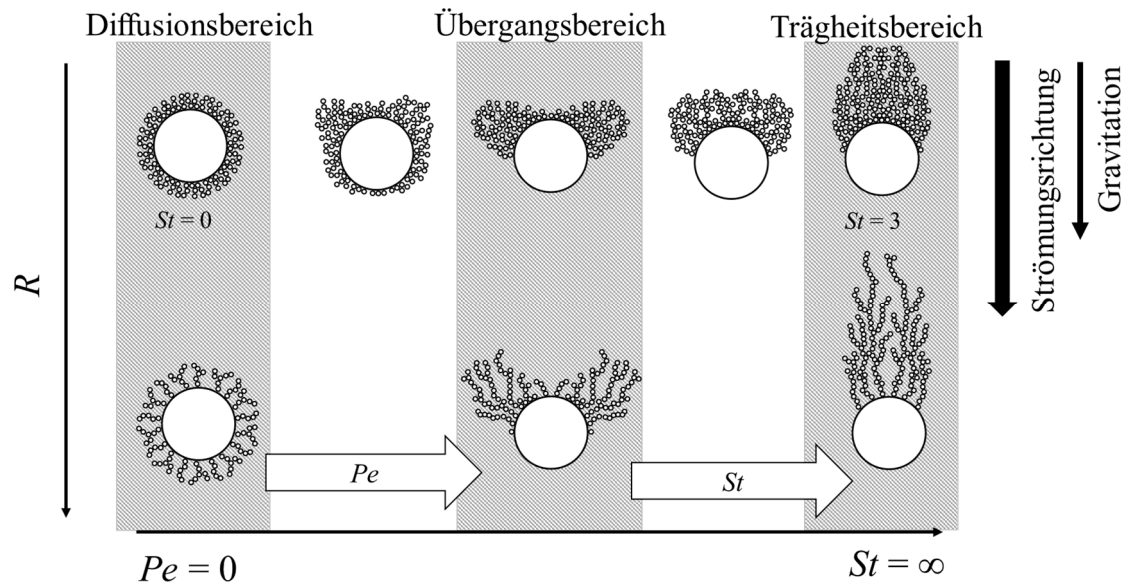


Abbildung 2-1: Schematische Darstellung der gebildeten Partikelstrukturen im Querschnitt ausgehend von senkrecht angeströmten Fasern (modifiziert nach Kanaoka [29]).

Dominiert bei der Abscheidung der Sperreffekt (Abbildung 2-1 - Übergangsbereich), bilden sich die Partikelstrukturen im 45° Winkel rechts und links entgegen der Anströmrichtung zum Staupunkt der Faser aus [30]. Die abgeschiedenen Partikelstrukturen ragen als größere Agglomerate zur Seite in die Strömung hinein [29, 43]. Nach der anfänglichen Abscheidung erster Partikeln auf der Faser dominiert die Abscheidung weiterer Partikeln an bereits abgeschiedenen Partikelstrukturen [45, 46]. Durch die zunehmende Oberfläche von bereits abgeschiedenen Partikeln wird die Faser abgeschattet und die Wahrscheinlichkeit für eine weitere Abscheidung auf der bestehenden Partikelstruktur steigt [47]. Es bilden sich kettenförmige, verzweigte dendritische Strukturen aus.

Mit zunehmendem Einfluss der Trägheit auf die Partikelabscheidung und ohne das Auftreten von Partikelabprallen (Abbildung 2-1 - Trägheitsbereich) bilden sich die Dendriten nicht mehr seitlich zur Strömungsrichtung, sondern am Staupunkt aus [26, 45, 48, 49]. Nimmt die kinetische Energie der Partikeln zu, werden die Partikeln nicht mehr abgeschieden, sondern beginnen von der Oberfläche abzuprallen [26, 50]. Durch die verringerte kinetische Energie der Partikeln durch das Abprallen erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass diese bei einem erneuten Auftreffen auf die Faser weiter stromabwärts dennoch an der Faser haften bleiben. Dabei bilden sich drei Bereiche, in denen die Partikeln verstärkt abgeschieden werden. Ein Bereich liegt am Staupunkt und der zweite und dritte Bereich jeweils rechts und links neben des Staupunkts [26]. Je höher die kinetische Energie der Partikeln ist, desto kompakter werden die Partikelstrukturen. Außerdem verschwinden die beiden seitlichen Bereiche. Dies liegt daran, dass die kinetische Energie beim zweiten Auftreffen auf die Faser zu hoch für eine Abscheidung ist.

Der Übergang von dendritischen zu kompakten Strukturen hängt im Wesentlichen von der Trägheit und der Adhäsionswahrscheinlichkeit und nicht wie in früheren Quellen beschrieben [29] vom Größenverhältnis der Partikeln zur Faser (Sperreffekt) ab (Vergleich Abbildung 2-1). Der Sperreffekt-Parameter R (Gleichung (2-5)) spielt nur bei der Abscheidung von Partikeln auf einer unbeladenen Faser eine Rolle [26]. Mit zunehmender Faserbeladung dominiert die Abscheidung von Partikeln an bereits abgeschiedenen Partikelstrukturen [26]. Kasper et al. [26] kombinierten den Sperreffekt-Parameter R und die Stokes-Zahl St für eine konstante Materialkombination im Prall-Parameter β . Der Prall-Parameter entspricht keiner physikalischen Größe, die üblicherweise bei Stoßvorgängen verwendet wird, wie etwa dem Impuls oder der kinetischen Energie des Partikels [51]. Kasper et al. zeigten, dass dieser Parameter geeignet ist, um Partikelstrukturen verschiedener Morphologie zu kategorisieren.

$$\beta = v \cdot x_p = \frac{18 \cdot \eta_F}{\rho_p} \cdot \frac{St}{R} \quad (2-10)$$

Im Übergangs- bzw. Trägheitsbereich, in denen die Abscheidung der Partikeln an der Faser durch den Sperreffekt bzw. die Trägheit dominiert, werden die Partikeln wie oben bereits erwähnt am Staupunkt der Faser abgeschieden und bilden bei $\beta > 6$ kurze Dendriten (kompakte Struktur) und bei $\beta < 3$ längere Dendriten (dendritische Struktur) entgegen der Strömungsrichtung aus [26] (Vergleich Abbildung 2-1- Übergangs- /Trägheitsbereich).

In den meisten der zuvor genannten Arbeiten wurde monodisperses Partikelmaterial zur Erzeugung der Partikelstrukturen verwendet. Die Verwendung polydisperser Partikeln ist jedoch entscheidend, wenn es darum geht, das Verhalten eines Filters in der technischen Anwendung vorherzusagen [52]. Deshalb wurden die Untersuchungen in dieser Arbeit mit polydisperssem Partikelmaterial durchgeführt.

2.3 Stand der Forschung zur Ablösung von Partikelstrukturen in die Gasphase

Partikeln werden durch sehr starke Oberflächenkräfte auf Kollektoren festgehalten. Die resultierende Kraft wird als Adhäsionskraft oder Haftkraft bezeichnet und muss für die Ablösung von Partikeln von einer Kollektoroberfläche überwunden werden. Einige der bedeutendsten Adhäsionskräfte stellen die Van-der-Waals-Kräfte, die Kapillarkräfte [53] und elektrostatischen Kräfte dar [54]. Ausführliche Übersichten über Partikeladhäsionsmechanismen sind in der weiterführenden Literatur zu finden [55–58].

In der Literatur wurden zahlreiche Studien über den Mechanismus der Ablösung von Partikeln von einer flachen Oberfläche veröffentlicht [54, 59–62]. Die zur Ablösung von Partikeln erforderliche Kraft hängt unter anderem von den Adhäsionskräften (z. B. Van-der-Waals-Kräfte, Wasserstoffbrücken, elektrostatische Kräfte), der Partikelform [63, 64], der Festigkeit der Partikelstruktur [65], dem Beladungsniveau der Oberfläche mit Partikeln [54] sowie der Oberflächenrauheit von Partikeln und Oberfläche [63] ab.

Auf eine Partikel, das auf einer Oberfläche abgeschieden ist, wirken die folgenden Kräfte [66]:

- Gravitationskraft \vec{F}_G ,
- Widerstandskraft \vec{F}_W ,
- Lift-Kraft \vec{F}_L ,
- Adhäsionskraft \vec{F}_A
- Reibungskraft \vec{F}_R

In Abbildung 2-2 ist neben den wirkenden Kräften zusätzlich das Moment eingezeichnet

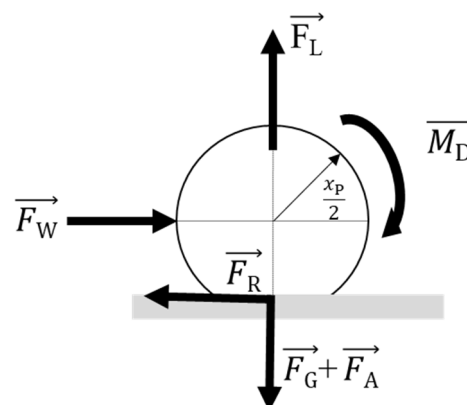


Abbildung 2-2: Auf eine Partikel wirkende Kräfte und Momente nach [66].

Die Anfangsbewegung einer Partikel, die zu dessen Ablösung von einer Oberfläche führt, lässt sich in drei Erscheinungsformen klassifizieren [62]:

1. **Abheben** tritt auf, wenn die Normalkomponente einer Kraft (Lift-Kraft), die auf eine anhaftende Partikel wirkt, die Adhäsionskraft übersteigt und die Partikel nicht mehr auf der Oberfläche festgehalten wird.
2. **Gleiten** tritt ein, wenn die tangentielle Komponente einer aufgebrachten Kraft größer ist als die gesamte Normalkraft multipliziert mit einem Haftreibungskoeffizient (= Reibungskraft).
3. **Rollen** tritt ein, wenn das Gesamtmoment um einen Punkt auf dem Rand des Kontaktkreises zum Untergrund größer Null ist und die Partikel um diesen Punkt zu rollen beginnt.

Es zeigte sich, dass die Ablösung zylindrischer und kugelförmiger Partikeln leichter durch die Rollbewegung zu erreichen ist als durch Gleiten oder Abheben [62, 63, 67]. Kugelförmige Partikeln können effektiver entfernt werden, wenn die Richtung der Beschleunigung für eine Ablösung der Partikeln von der Oberfläche parallel zur Ebene der Oberfläche verläuft [63, 68]. Die Partikeln werden dabei zwar durch den Roll- oder Gleitmechanismus abgelöst, jedoch können diese auf der Oberfläche verweilen und an einer anderen Stelle haften bleiben (Umlagerung). Daher ist beispielsweise ein Gasstrom erforderlich, um die Partikeln von der Oberfläche zu entfernen und erneut in die Gasphase einzutragen [63].

Zur Untersuchung des Ablösemekanismus von Partikeln von einer flachen Oberfläche durch eine Gasströmung findet man ebenfalls eine Vielzahl von Arbeiten, die sich mit der Entwicklung von Resuspensionsmodellen beschäftigt haben, um den Ablösungsmechanismen von einzelnen Partikeln von einer flachen Oberfläche zu beschreiben [59, 60, 69–71]. Ein Modell zur Beschreibung des Aufbrechens und der Ablösung ganzer Partikelstrukturen wurden erstmalig von Rumpf vorgestellt [65]. Lösen sich Partikelagglomerate beziehungsweise Partikeln aus einer bestehenden Partikelstruktur ab, erfolgt der Bruch zwischen den Partikel-Partikel-Bindungen oder zwischen Partikel-Oberflächen-Bindungen. Ein Bruch der Bindung resultiert aus einer Kraft, wie beispielsweise der Trägheitskraft oder Strömungskraft, die eine Zugspannung in der Partikelstruktur verursacht. Nach Gleichung (2-11) hängt die Zugfestigkeit σ der Partikelstruktur von der Porosität der verwendeten Partikelstruktur ε , der mittleren Haftkraft an den Kontaktstellen der Partikeln $\overline{F_H}$ und dem Sauterdurchmesser $\overline{x_2}$ der Partikelfraktion ab.

$$\sigma = \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{\overline{F_H}}{\overline{x_2}^2} \quad (2-11)$$

Es ist zu berücksichtigen, dass die Berechnung der Zugspannung von einer monodispersen Partikelgrößenverteilung abgeleitet wurde und nur für kleine Sauterdurchmesser und innerhalb eines Porositätsbereichs von 0,4 bis 0,67 gültig ist [72]. In früheren Studien wurde gezeigt, dass die

berechnete Zugfestigkeit der Agglomerate, die experimentell ermittelten Werte um den Faktor 10 überschätzt [53]. Aus diesem Grund führte Schubert einen Korrekturfaktor ein [53]. Inwieweit die Gleichung auch für polydisperses Partikelmaterial, wie es in dieser Arbeit verwendet wurde, angewendet werden kann ist unklar. Dennoch gibt es aktuell keine genauere Berechnungsgrundlage, um die Zugfestigkeit abzuschätzen.

Neben Strömungskräften können Partikeln auch durch mechanische Kräfte wie der Zentrifugal- [73] oder durch Vibrationsanregungen [64, 74] von einer Oberfläche abgelöst werden. Die Kräfte zur Ablösung der Partikeln von der Oberfläche sind größenabhängig und basieren auf dem Ablösemeechanismus. Zentrifugal-/Vibrationskräfte weisen eine kubische Abhängigkeit (x_p^3) vom Partikeldurchmesser auf. Im Vergleich dazu tritt bei Strömungskräften eine quadratische Abhängigkeit (x_p^2) vom Partikeldurchmesser auf [34]. Daher sind kleine Partikeln schwieriger durch Zentrifugal-/Vibrationskräfte als durch Strömungskräfte von Oberflächen zu entfernen. Bei der Ablösung durch mechanische Vibration sind die Schwingungsfrequenz und Amplitude entscheidend für die Ablösung. Eine Erhöhung der Frequenz und Amplitude erhöht den abgelösten Anteil an Partikeln, insbesondere für kleinere Partikeln [75, 76]. Beispielsweise lösen sich Partikeln aus Zirkonia ($x_{50,0} = 57 \mu\text{m}$) bei einer maximalen Beschleunigung von $a = -80 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ab [68].

Bei den bisherigen genannten experimentellen und simulativen Arbeiten lag der Fokus auf der Ablösung von Partikeln von flachen Oberflächen. Die Ablösung bzw. das Abblasen von einzelnen Partikeln und Partikelstrukturen von einzelnen Fasern wurde ebenfalls untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die zur Ablösung erforderlichen Strömungsgeschwindigkeiten meist größer sind als die Strömungsgeschwindigkeiten bei industriellen Filteranwendungen [22, 40, 77], da sonst vermehrt Partikeln bei der Filtration abprallen würden. So werden zur Ablösung von $x_p = 10 \mu\text{m}$ großen Quarzpartikeln von einer Einzelfaser Strömungsgeschwindigkeiten von mehr als $v = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ benötigt [22].

Neben den Untersuchungen zur Ablösung von Partikelstrukturen von Einzelfasern durch Strömungskräfte wurden von Zoller et al. [51] und Poggemann et al. [78] weitere Studien durchgeführt. Diese konzentrierten sich auf die Ablösung durch gezielte strukturelle äußere Modifikationen der Partikelstrukturen. Zoller et al. [51] zeigte in seiner Arbeit, dass Partikelstrukturen, die aus Asche bzw. Ruß und Glaspartikeln zusammengesetzt sind, sich von Einzelfasern ablösen lassen, wenn die Adhäsion durch Erhöhung der Umgebungstemperatur verändert wird. Bei einer Temperatur größer als 400°C und Anströmgeschwindigkeiten von $v = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ reagierten die reaktiven Bestandteile der Partikelstruktur und Agglomerate lösten sich ab [51]. Poggemann et al. [78] bewies, dass sich durch Dehnung der Kollektoren Partikelstrukturen von Einzelfasern ablösen lassen. Durch eine Dehnung der Einzelfaser werden Scher- und Zugspannungen in die Partikelstruktur bei gleichzeitiger Anströmung im filtrationsrelevanten Bereich eingebracht.

2.4 Grundlagen des Magnetismus

Magnetismus umfasst alle Formen des magnetischen Feldes und seine Auswirkung auf Materie. Das magnetische Feld wird durch die lokale Stärke und Richtung von magnetischen Kräften vektoriell beschrieben. Durch magnetische Momente der Elementarteilchen und durch die Bewegung von elektrischer Ladung werden magnetische Felder erzeugt [42].

Die Beschreibung von Magnetfeldern kann durch die magnetische Flussdichte \vec{B} und die magnetische Feldstärke \vec{H} erfolgen. Die magnetische Flussdichte \vec{B} steht für die Flächendichte des magnetischen Flusses, der durch ein bestimmtes Flächenelement hindurchtritt. Die magnetische Flussdichte hängt von der magnetischen Permeabilität des Materials ab, durch das das Magnetfeld verläuft. Die magnetische Feldstärke \vec{H} ist wie die magnetische Flussdichte \vec{B} eine vektorielle Größe und ordnet jedem Raumpunkt eine Stärke und Richtung des erzeugten Magnetfelds zu. Sie beschreibt die Ursache eines Magnetfelds und ist unabhängig von der Eigenschaft des Materials, durch das das Magnetfeld verläuft.

Ein Zusammenhang zwischen der magnetischen Flussdichte \vec{B} und der magnetischen Feldstärke \vec{H} lautet wie folgt:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} \quad (2-12)$$

$$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{A} \cdot \text{m}} \quad (2-13)$$

Dabei entspricht μ_0 der magnetischen Feldkonstante und μ_r der Permeabilitätszahl. Die magnetische Feldkonstante gibt die Permeabilität im Vakuum an (Gleichung (2-13)). Mittels der Permeabilitätszahl μ_r wird der verstärkende bzw. abschwächende Einfluss von Materie in einem äußeren Magnetfeld beschrieben. Im Vakuum und in erster Näherung in Luft besitzt die Permeabilitätszahl den Wert $\mu_r = 1$. Die magnetische Permeabilität μ ist das Produkt aus der magnetischen Feldkonstante μ_0 und der Permeabilitätszahl μ_r .

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (2-14)$$

Wird Materie in ein Magnetfeld gebracht, ändert sich die magnetische Flussdichte innerhalb der Materie. Die Änderung der magnetischen Flussdichte von \vec{B}_{Vakuum} auf \vec{B}_{Materie} wird als Polarisation \vec{J} (Gleichung (2-15)) beschrieben. Zur Beschreibung des Einflusses eines Magnetfelds auf ferro- /ferrimagnetische Materie wird oftmals auch die scheinbare Erhöhung der magnetischen Feldstärke, d. h. die Magnetisierung herangezogen (Gleichung (2-16)) [15].

$$\vec{B}_{\text{Materie}} = \mu_0 \cdot \vec{H} + \vec{J} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2-15)$$

$$\vec{M} = \vec{H}_{\text{Materie}} - \vec{H}_{\text{Vakuum}} \quad (2-16)$$

Die Polarisation \vec{J} ist bei allen Materialien außer ferro- bzw. ferrimagnetischen Stoffen proportional zur magnetischen Feldstärke \vec{H} . Bei ferro- bzw. ferrimagnetischen Stoffen strebt die Polarisation bei großen Feldstärken einen Maximalwert an und die Permeabilitätszahl μ_r ist eine Funktion der Feldstärke \vec{H} .

Die Stärke der Polarisation \vec{J} bzw. die Magnetisierung \vec{M} von Materie beschreibt die magnetische Suszeptibilität χ . Gleichung (2-18) verdeutlicht den Zusammenhang zwischen der Permeabilitätszahl μ_r und der Suszeptibilität χ .

$$\vec{J} = \chi \cdot \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (2-17)$$

$$\chi = (\mu_r - 1) \quad (2-18)$$

Werden Materialien in ein äußeres Magnetfeld eingebracht, weisen diese ein unterschiedliches magnetisches Verhalten auf. Anhand der Stoffkennwerte Suszeptibilität χ bzw. der Permeabilitätszahl μ_r lassen sich magnetisierbare Materialien in die folgenden drei wesentlichen Kategorien einteilen:

Diamagnetika	$\mu_r < 1$ bzw. $\chi < 0$	Schwächung des Magnetfelds
Paramagnetika	$\mu_r > 1$ bzw. $\chi > 0$	Stärkung des Magnetfelds
Ferro- / Ferrimagnetika	$\mu_r \gg 1$ bzw. $\chi \gg 0$	große Stärkung des Magnetfelds

2.5 Magnetismus in Materie

Im Allgemeinen werden die makroskopischen magnetischen Eigenschaften eines Materials durch die magnetischen Momente einzelner Elektronen bestimmt. Die magnetischen Momente resultieren aus der Bewegung der Elektronen um den Atomkern (Orbitalmoment) beziehungsweise um sich selbst (Eigenrotations- oder Spinnmoment). Anhand des Verhaltens der magnetischen Momente in einem äußeren Magnetfeld lässt sich Materie in diamagnetische, paramagnetische und ferromagnetische bzw. ferrimagnetische Stoffe einordnen [42].

Diamagnetika

Grundsätzlich tritt Diamagnetismus von Natur aus in allen Materialien auf. Körper sind diamagnetisch, wenn deren Atome, Ionen oder Moleküle keine ungepaarten Elektronen besitzen und folglich kein permanentes magnetisches Moment aufweisen. Ohne Einfluss eines äußeren Magnetfelds kompensieren sich die magnetischen Momente in jedem Atom und das Material weist keine magnetischen Eigenschaften auf. Ist ein reines diamagnetisches Material wie beispielsweise Kupfer, Wismut, Silber, Gold einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt, beeinflusst das Magnetfeld lediglich die Bahnbewegung der Elektronen. Dadurch werden nur schwache Magnetfelder im Material induziert. Das im Inneren induzierte Magnetfeld wirkt dem äußeren Magnetfeld entgegen und schwächt dieses. Diamagnetische Stoffe sind bestrebt das Magnetfeld aus ihrem Inneren zu verdrängen (siehe Abbildung 2-3).

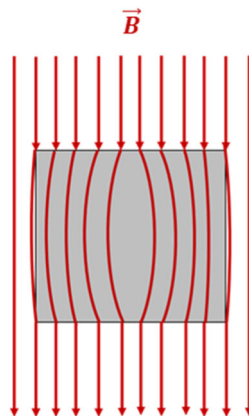


Abbildung 2-3: Makroskopische magnetische Eigenschaft bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfelds der magnetischen Flussdichte \vec{B} von einem reinen diamagnetischen Material.

Die diamagnetische Suszeptibilität weist keine Temperaturabhängigkeit auf. Der Diamagnetismus ist in der Regel sehr schwach mit entsprechend kleiner Suszeptibilität im Bereich von $\chi = 10^{-6}$ bis $\chi = 10^{-5}$ [42].

Paramagnetika

Paramagnetische Materialien wie beispielsweise Platin, Aluminium, Titan oder Wolfram besitzen im Gegensatz zu diamagnetischen Materialien permanente magnetische Dipolmomente, da sie ungepaarte Elektronen in ihren Energieniveaus besitzen. Ohne ein äußeres Magnetfeld sind die Richtungen der magnetischen Momente zufällig verteilt. Dadurch resultiert keine mikroskopische oder makroskopische Magnetisierung. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfelds wirkt ein Drehmoment auf die Dipole und diese richten sich entlang der Feldlinien aus. Dadurch wird das äußere Magnetfeld verstärkt. Liegt das externe Magnetfeld nicht mehr an, nehmen die Dipolmomente aufgrund ihrer thermischen Bewegung erneut eine zufällige Verteilung ein und heben sich gegenseitig auf. Die Suszeptibilität nimmt nach dem Currie'schen Gesetz umkehrt proportional zur Temperatur ab. Typische Werte liegen zwischen $\chi = 10^{-5}$ bis $\chi = 10^{-3}$ [42].

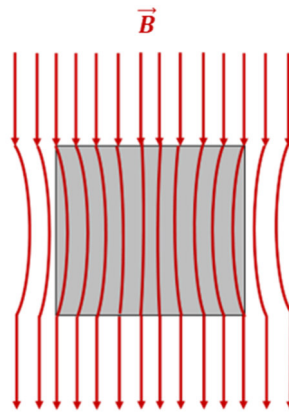


Abbildung 2-4: Makroskopische magnetische Eigenschaft bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfelds der magnetischen Flussdichte \vec{B} von einem paramagnetischen Material.

Ferromagnetika/ Ferrimagnetika

Zu ferromagnetischen Materialien zählen zum Beispiel reines Eisen, Cobalt, Nickel und Legierungen dieser Metalle. Grundsätzlich sind alle ferromagnetischen Stoffe auch paramagnetisch und besitzen permanente magnetische Dipole. Der Unterschied zu paramagnetischen Stoffen besteht darin, dass bei ferromagnetischen Stoffen benachbarte Dipole miteinander wechselwirken können. Ferromagnetische Materialien besitzen Bereiche, in denen die magnetischen Dipolmomente gleichgerichtet sind.

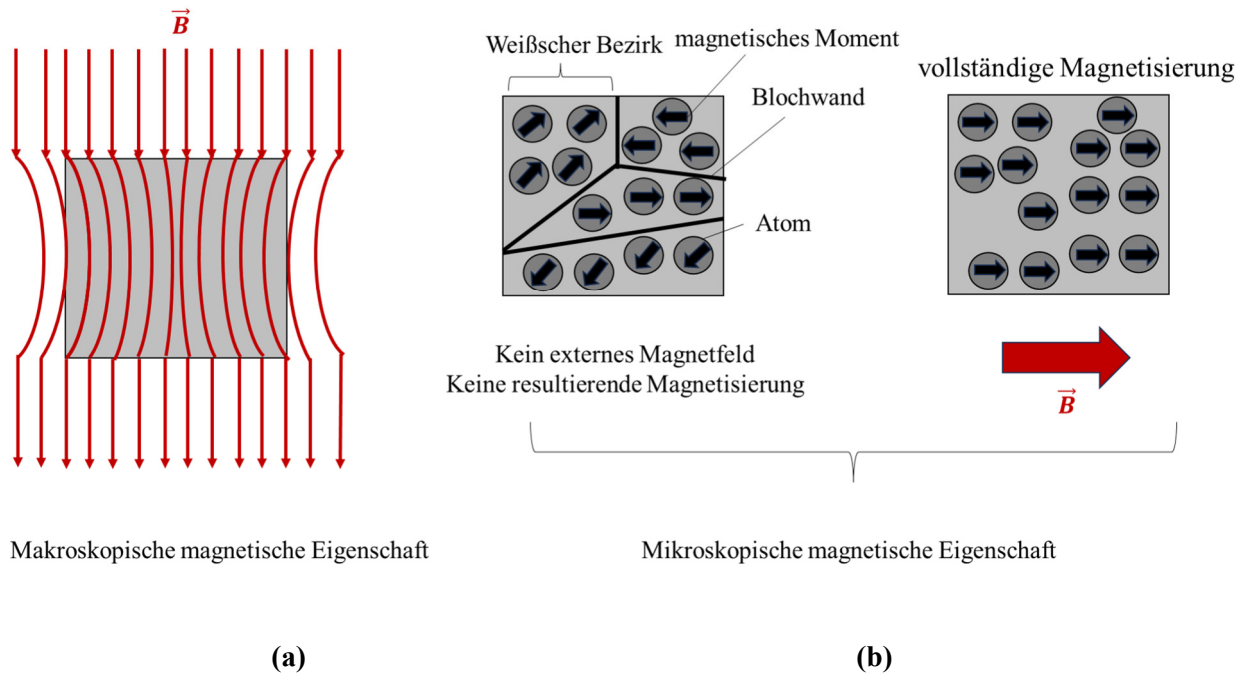


Abbildung 2-5: Makroskopische magnetische Eigenschaft (a) und mikroskopische magnetische Eigenschaft bei Ab- und Anwesenheit eines äußeren Magnetfelds der magnetischen Flussdichte \vec{B} (b) von einem ferromagnetischen Material.

Diese Bereiche werden als Weißsche Bezirke bezeichnet (siehe Abbildung 2-5 b). Die Grenzen zwischen den Bereichen, in denen die Dipole gleich ausgerichtet sind, nennt man Bloch-Wände. Ohne Anwesenheit eines äußeren Feldes ist die Ausrichtung der Dipole innerhalb der Weißschen Bezirke stochastisch verteilt und deren Magnetisierungen heben sich gegenseitig auf. Wird ein äußeres Magnetfeld induziert, vergrößern sich die Bezirke, deren Dipolmomente in dieselbe Richtung wie die äußeren Feldlinien ausgerichtet sind. Bereiche, deren Momente nicht der Richtung des äußeren Magnetfelds entsprechen, werden kleiner. Bei ausreichender Feldstärke richten sich alle Momente in Feldlinienrichtung aus und das Material wird vollständig magnetisiert. Die Suszeptibilität kann Werte bis zu $\chi = 10^5$ annehmen [42]. Die Magnetisierung kann jedoch nicht immer weiter gesteigert werden, sondern erreicht bei sehr starken Magnetfeldern eine Sättigung. Liegt das Magnetfeld nicht weiter an, kehrt die Ausrichtung der Dipole nicht vollständig in den Ausgangszustand zurück, sondern es verbleibt ein inneres Feld. Es bleibt eine Restmagnetisierung, die sogenannte Remanenz, erhalten. Je größer die Remanenz ist, desto stärker ist Magnetisierung des Materials ohne äußeres Magnetfeld.

Ferrimagnetischen Materialien wie Magnetite, Ferrite und Cobalteisenstein weisen ein vergleichbares Verhalten zu ferromagnetischen Stoffen auf. Bei ferrimagnetischen Stoffen sind die magnetischen Momente innerhalb der Weißschen Bezirke antiparallel zum angelegten Magnetfeld ausgerichtet. Dadurch kompensieren sich teilweise die magnetischen Momente und es resultiert eine geringere Gesamtmagnetisierung im Vergleich zu ferromagnetischen Materialien.

2.5.1 Magnetisierungskurven

Die detaillierte Beschreibung von magnetischen Eigenschaften eines Materials ist mit Hilfe von Magnetisierungskurven möglich. Magnetisierungskurven stellen visuell die Beziehung zwischen der Magnetisierung \vec{M} und der magnetischen Feldstärke \vec{H} dar. Die Darstellung der Kurve erfolgt in einem Koordinatensystem in vier Quadranten (Abbildung 2-6).

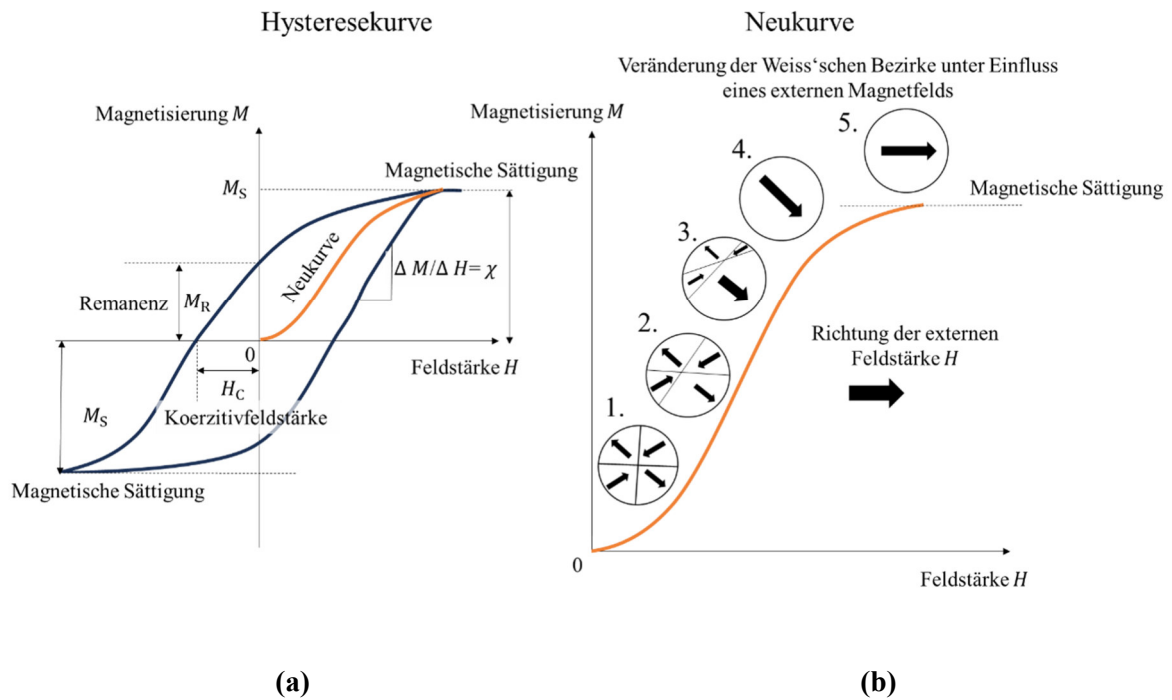


Abbildung 2-6: Magnetisierungskurve eines ferromagnetischen Materials (a) mit Neukurve (b) unterhalb der Curie-Temperatur.

Bei Dia- und paramagnetischen Materialien bildet die Magnetisierungskurve eine Gerade im $M - H$ Kennlinienfeld. Die Geraden verlaufen durch den Koordinatenursprung, da keine Restmagnetisierung auftritt. Ferro- und ferrimagnetische Materialien zeigen kein lineares Verhalten. Die Magnetisierung eines ferro- bzw. ferrimagnetischen Materials durchläuft mit zunehmender Magnetfeldstärke \vec{H} eine Hysteresekurve.

Da in dieser Arbeit das Fasermaterial ferromagnetische Eigenschaften aufweist [15, 28], wird nachfolgend das Magnetisierungsverhalten anhand der Magnetisierungskurve nochmals detailliert erläutert. Wie bereits erwähnt ist die Permeabilitätszahl μ_r bzw. die Suszeptibilität χ bei ferromagnetischen Materialien eine Funktion der Feldstärke und die Magnetisierung strebt bei großen Feldstärken einen Grenzwert an. Die Permeabilitätszahl $\mu_r(H)$ bzw. die Suszeptibilität $\chi(H)$ ist nicht nur vom Material, sondern auch von dessen Vorbehandlung abhängig. Abbildung 2-6 zeigt schematisch das Magnetisierungsverhalten eines ferromagnetischen Materials in Abhängigkeit von der äußeren anliegenden magnetischen Feldstärke. In Abbildung 2-6 b ist die Neukurve sowie

schematisch die Änderung der magnetischen Momente innerhalb des Materials dargestellt. Die Neukurve gibt die erstmalige Magnetisierung des Materials mit zunehmender Feldstärke an.

Ist kein äußeres Feld ($H = 0$) vorhanden, sind die Weißschen Bezirke statisch verteilt und der Körper besitzt keine Magnetisierung (Abbildung 2-6 b; Punkt 1). Durch das Anlegen eines äußeren Feldes richten sich die Bezirke parallel zu den Feldlinien aus. Die Magnetisierung steigt mit zunehmender Feldstärke entlang der Neukurve an (Abbildung 2-6 b; Punkt 2-4), bis sich alle Bezirke parallel zur Richtung der Feldlinien des äußeren Magnetfelds ausgerichtet haben und die Sättigungsmagnetisierung M_S erreicht wird (Abbildung 2-6 b; Punkt 5). Nach Entfernung des äußeren Feldes behält der Körper eine Restmagnetisierung, die sogenannte Remanenz M_R , bei (siehe Abbildung 2-6 a), sofern die Temperatur unterhalb der materialspezifischen Curie-Temperatur T_C liegt. Oberhalb T_C weist ein ursprünglich ferromagnetischer Stoff nur noch paramagnetisches Verhalten auf und die Magnetisierung würde nach Entfernen des äußeren Magnetfelds wieder verschwinden. Zur entgegengesetzten Magnetisierung des Körpers unterhalb der Curie-Temperatur muss ein Magnetfeld in Gegenrichtung erzeugt werden. Mit zunehmendem Gegenfeld wird ebenfalls eine Sättigung erreicht. Wird die Magnetfeldrichtung wieder umgekehrt und die magnetische Feldstärke gesteigert, entsteht eine Hysteresekurve mit den Achsen-Schnittpunkten M_R und H_C . Die erforderliche magnetische Feldstärke, bei der die Magnetisierung nicht mehr vorhanden ist, wird als Koerzitivfeldstärke H_C bezeichnet.

Materialien lassen sich in Abhängigkeit von der Breite der Hysteresekurve in hartmagnetisch, weichmagnetisch und superparamagnetisch einteilen (Abbildung 2-7). Die größten Koerzitivfeldstärken von über 10 000 A/m treten bei hartmagnetischen Materialien auf. Weichmagnetische Materialien besitzen Koerzitivfeldstärken von $H_C < 500$ A/m. Superparamagnetische Stoffe verlieren außerhalb des Magnetfelds ihre Magnetisierung gänzlich.

In dieser Arbeit wurde als Fasermaterial ferritischer Chromstahl X6Cr17 mit der Werkstoffnummer 1.4016 oder AISI 430 eingesetzt. Dabei handelt es sich um einen weichmagnetischen Werkstoff, der sich aufgrund seiner geringen Koerzitivfeldstärke und Remanenzflussdichte leicht ummagnetisieren lässt.

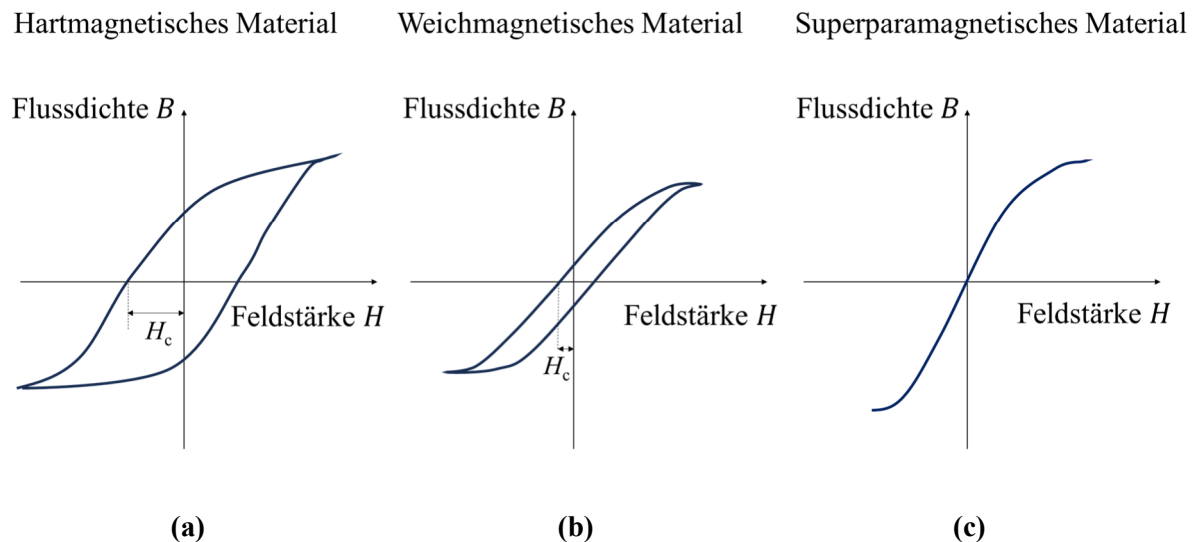


Abbildung 2-7: Magnetisierungskurven eines (a) hartmagnetischen, (b) weichmagnetischen, (c) superparamagnetischen Materials.

2.5.2 Einfluss der Körperform auf die Magnetisierung

Bei ferro- und ferrimagnetischen Stoffen sind die magnetischen Eigenschaften neben der Temperatur, der Permeabilitätszahl, der Stärke des äußeren Magnetfelds auch von der Vorgeschichte des Materials (z. B. vorherige Magnetisierung) sowie der Form des Materials abhängig.

Bei Einbringen eines magnetischen Materials in ein äußeres Magnetfeld entspricht die innere magnetische Feldstärke \vec{H}_K des Körpers nicht der äußeren magnetischen Feldstärke \vec{H}_0 . Bei einem ferromagnetischen Körper überlagern die innerhalb des Körpers induzierten Magnetpole das äußere Magnetfeld, wobei die Richtung des inneren Magnetfelds meist der Richtung des äußeren Feldes entgegengesetzt ist [15]. Somit kommt es formbedingt zu einer Abschwächung des wirkenden Magnetfelds. Das erzeugte Magnetfeld \vec{H}_D kann nach Gleichung (2-19) mit Hilfe eines Demagnetisierungsfaktor D_m berechnet werden.

$$\vec{H}_D = -D_m \cdot \vec{M} \quad (2-19)$$

Der Demagnetisierungsfaktor D_m ist eine dimensionslose Proportionalitätskonstante, die größtenteils formabhängig und von der Magnetisierungsrichtung abhängig ist. D_m kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Das Magnetfeld im Inneren eines Körpers wird wie folgt beschrieben:

$$\vec{H_K} = \vec{H_0} + \vec{H_D} = \vec{H_0} - D_m \cdot \vec{M} \quad (2-20)$$

Bei Kenntnis des Demagnetisierungsfaktors D_m ist es möglich, die Magnetisierung \vec{M} des Körpers aus seinen reinen Materialeigenschaften zu bestimmen. Mit Hilfe der intrinsischen Suszeptibilität χ_i und der äußeren homogenen magnetischen Feldstärke $\vec{H_0}$ lautet die Gleichung zur Bestimmung der Magnetisierung des Körpers:

$$\vec{M} = \frac{\chi_i}{1 + \chi_i \cdot D_m} \cdot \vec{H_0} \quad (2-21)$$

Hierbei steht die intrinsische Suszeptibilität χ_i für die Suszeptibilität eines Körpers, der keine Selbstentmagnetisierung besitzt [15]. Für die Suszeptibilität gilt in Abhängigkeit von der intrinsischen Suszeptibilität und von der Demagnetisierung:

$$\chi = \frac{\chi_i}{1 + \chi_i \cdot D_m} \quad (2-22)$$

Neben dem äußeren Magnetfeld und den Materialeigenschaften (dia-, para, ferro-, ferrimagnetisch) ist die Magnetisierung eines zylindrischen Körpers insbesondere auch von der Ausrichtung des Körpers zum Magnetfeld abhängig. Für einen unendlich langen Zylinder, dessen Längsachse senkrecht zu den Feldlinien orientiert ist, beträgt der Demagnetisierungsfaktor $D_m = 0,5$ [15]. Bei einer parallelen Ausrichtung des unendlich langen zylindrischen Körpers zu den Feldlinien ist keine Demagnetisierung vorhanden. Im Allgemeinen nimmt der Demagnetisierungsfaktor mit zunehmendem Verhältnis von Länge zu Durchmesser ab [79].

2.5.3 Magnetisch induzierte Bewegung einer magnetisierbaren zylindrischen Einzelfaser

In der Literatur sind mehrere Arbeiten bekannt, die die gezielte Bewegung von magnetisierbaren Körpern durch ein externes Magnetfeld in unterschiedlichen Anwendungen untersucht haben. Der Anwendungsbereich der magnetisch induzierten Bewegung von Körpern ist sehr breit und reicht von medizinischen Anwendungen [80, 81] bis zur Herstellung von Verbundwerkstoffen [82, 83]. Hierbei werden meist ferromagnetische Materialien eingesetzt. In einem homogenen äußeren Magnetfeld erfährt ein magnetisierbarer Körper zunächst keine translatorische Kraftwirkung da kein

Feldgradient vorhanden ist [87]. Dennoch kann unter bestimmten Bedingungen ein magnetoelastischer Effekt auftreten [85, 86]. Die Formänderung eines magnetoelastischen Körpers z. B. einer Einzelfaser beruht auf folgenden Zusammenhängen: Das magnetische Drehmoment, das sich durch den Winkel zwischen der inneren Magnetisierung und dem äußeren Magnetfeld ergibt, muss das durch die Biegung entstehende mechanische Drehmoment ausgleichen.

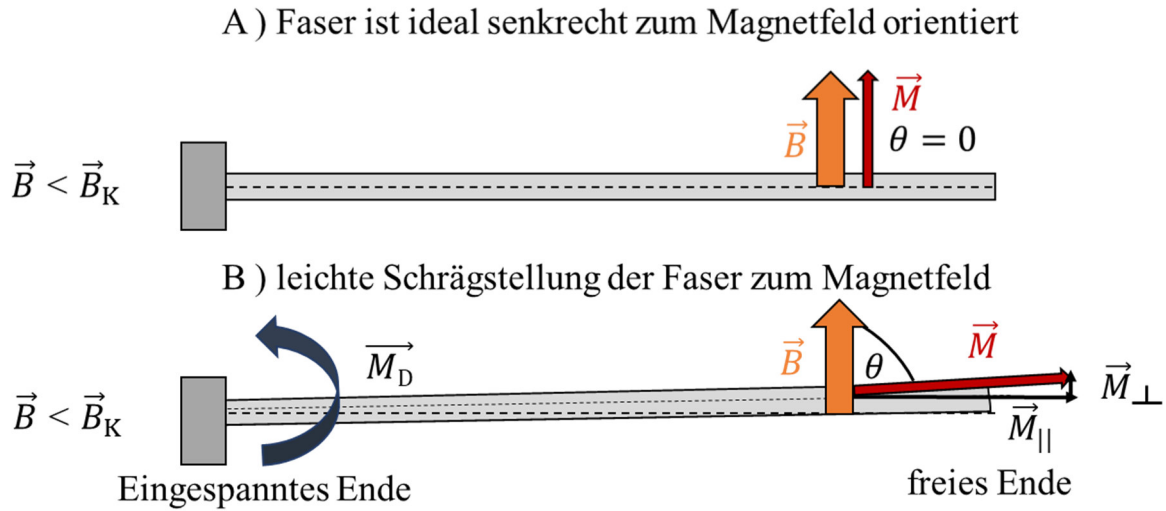


Abbildung 2-8: Schematische Darstellung der Ausrichtung der Magnetisierung \vec{M} zum \vec{B} -Feld bei verschiedenen Faserausrichtungen und dem resultierenden Drehmoment \vec{M}_D (modifiziert nach [84]).

Solange das externe Magnetfeld exakt orthogonal zur Faserachse ausgerichtet ist, stellt sich eine transversale Magnetisierung ein (Abbildung 2-8 A). In diesem Zustand bleibt eine freitragende Faser unverformt, sofern der mechanische Widerstand entgegen einer Biegung energetisch überwiegt. Erst wenn die magnetische Energie dominiert, kommt es zur Formänderung [85]. Erreicht das Magnetfeld einen kritischen Schwellenwert \vec{B}_K , verschiebt sich das Gleichgewicht zugunsten des magnetischen Terms. Die Magnetisierung nimmt während der Biegung hauptsächlich in axialer Richtung zu und steigt sprunghaft an. Unter diesen Bedingungen ist die orthogonale Ausrichtung der Einzelfaser energetisch nicht mehr günstig und das System wählt eine gekrümmte Konfiguration mit niedrigerer Gesamtenthalpie [85]. Es resultiert in dieser Anordnung eine spontane Auslenkung und Biegung der Einzelfaser, obwohl keine äußere mechanische Kraft wirkt [85]. Liegt die Faserachse hingegen leicht schräg zum Magnetfeld ($\theta \neq 90^\circ$), so ist bereits eine initiale Spannung und axiale Magnetisierung vorhanden (Abbildung 2-8 B). Dadurch wird der Schwellenwert \vec{B}_K für die Auslenkung herabgesetzt, und die Biegung erfolgt bereits bei geringerer Feldstärke.

Für das Drehmoment \vec{M}_D gilt:

$$\vec{M}_D = \vec{M} \times \vec{B} \quad (2-23)$$

Demnach wird das größte Drehmoment erreicht, wenn die Magnetisierung \vec{M} senkrecht zu den Feldlinien verläuft. Eine theoretische Beschreibung der Auslenkung durch ein homogenes äußeres Magnetfeld wurde von Gerbal et al. [85] für eine ferromagnetische, freitragende Einzelfaser vorgestellt, die an einem Ende eingespannt ist und senkrecht zum Magnetfeld orientiert ist. In den Untersuchungen liegt die kritische magnetische Flussdichte, bei der eine Nickelfaser mit einem Durchmesser von 40 μm , einer Länge von 35 mm und einem Elastizitätsmodul von 230 GPa erstmals ausgelenkt wird, bei etwa 22 mT. Der Schwellenwert der magnetischen Flussdichte nimmt dabei mit der Länge der Faser ab [85].

In dieser Arbeit werden die Zusammenhänge zwischen Magnetisierung, elastischer Deformation und Trägheit untersucht und genutzt um nicht-magnetische Partikeln gezielt von der Faseroberfläche abzulösen. Dazu wird eine ferromagnetische Einzelfaser [15, 28] annähernd senkrecht zum Magnetfeld ausgerichtet und an einer Seite eingespannt (Abbildung 2-9).

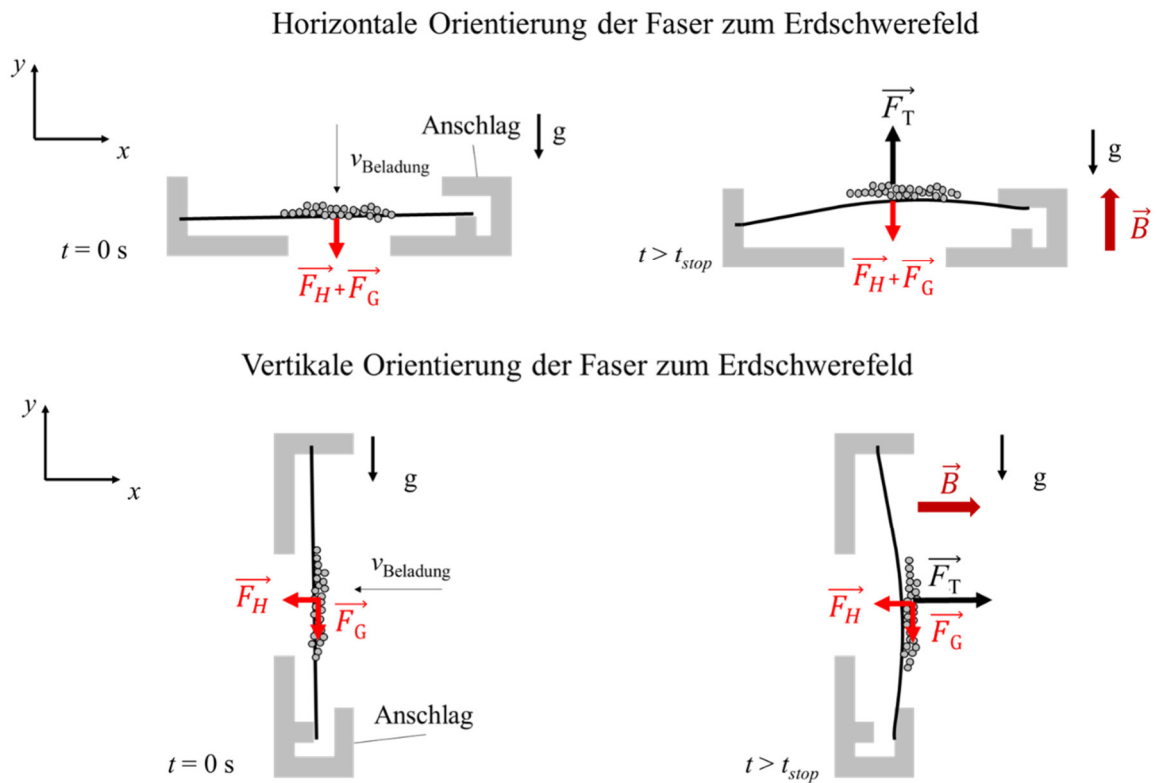


Abbildung 2-9: Schematische Darstellung der Ablösung von Partikelstrukturen bei einer magnetisch induzierten Auslenkung der Einzelfaser in horizontaler und vertikaler Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld ohne zusätzliche Anströmung.

Die Anordnung entspricht modellhaft einem einseitig eingespannten Biegebalken. Der anfängliche Winkel α zwischen der Faserachse und den Feldlinien des äußeren Magnetfelds variierte in einem Bereich von etwa $\alpha = 87,4^\circ - 89,5^\circ$ bei der horizontalen und im Bereich von $\alpha = 87^\circ - 90,7^\circ$ bei einer vertikalen Ausrichtung. In den vorliegenden Untersuchungen wurde, wie bereits in den Arbeiten von

Gerbal et al. [85] und Adhikari et al. [86] ein homogenes Magnetfeld mithilfe einer Helmholtz-Spule (siehe Kapitel 2.6) erzeugt. Durch das anliegende Magnetfeld wird die Einzelfaser magnetisiert und je nach Orientierung zum Erdschwerefeld in x - bzw. y -Richtung ausgelenkt. Aufgrund der unterschiedlichen Orientierung der Einzelfaser zum Erdschwerefeld soll der Einfluss des Erdschwerefelds auf das Bewegungsverhalten und die resultierende Ablösung der Partikeln untersucht werden.

Im Rahmen der Untersuchungen wird die Einzelfaser gezielt mittels Anschlags abrupt gestoppt. Dadurch resultieren höhere Trägheitskräfte als bei einer ungebremsten Faserbewegung, die für die Ablösung der Partikeln genutzt werden können. Durch den Anschlag erfährt die Faser eine kurzzeitige elastische Rückverformung, wobei sie sich entgegen ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung leicht nach oben biegt. Bis zum Zeitpunkt des Anschlags ($t = t_{\text{stop}}$) bleiben die Partikeln auf der Einzelfaser haften. Erst ab dem Zeitpunkt ($t > t_{\text{stop}}$), ab dem sich die Faser entgegen ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung auslenkt, folgen die Partikeln aufgrund ihrer Trägheit weiterhin der ursprünglichen Bewegung der Faser und lösen sich bei ausreichender Beschleunigung von dieser ab.

2.6 Magnetfeld einer Helmholtz-Spule

Durch Elektromagnete oder Permanentmagnete können Magnetfelder generiert werden. Durch Permanentmagnete wird dauerhaft ein Magnetfeld erzeugt, dass sich durch hohe Feldstärken auf einem kleinen Raum auszeichnet. Bei Elektromagneten erzeugt bewegte Ladung magnetische Felder, wodurch um einen geraden Leiter konzentrische Feldlinien verlaufen, deren Abstand mit zunehmender Entfernung vom Leiter abnimmt. Ein Zusammenhang zwischen der Stromstärke I und der magnetischen Flussdichte \vec{B} wird durch das Biot-Savart-Gesetz beschrieben [88]. Dadurch ist es möglich das Magnetfeld von Leitern mit Kenntnis der Stromstärke zu berechnen. Wird der Leiter in Form einer Spule aufgewickelt, summiert sich das Magnetfeld auf.

In wissenschaftlichen Anwendungen wie Magnetfeldmessungen und Teilchenbeschleunigern, in der Medizin etwa bei der Magnetresonanztomographie (MRT) sowie in der Industrie zur Abtrennung von Feststoffen aus Flüssigkeiten [89] werden homogene Magnetfelder mit hohen magnetischen Flussdichten von mehr als einem Tesla benötigt. Ein homogenes Magnetfeld kann durch Permanentmagnete bei einer bestimmten Anordnung der Magnete zueinander erzeugt werden. Die bekannteste Bauform stellt der Hufeisenmagnet dar (Abbildung 2-10 a), wobei das homogene Magnetfeld nur in einem begrenzten Bereich zwischen den Hufeisenschenkeln auftritt. Die Erzeugung von starken, homogenen Magnetfeldern über einen definierten weitreichenden Bereich lässt sich durch eine geeignete Anordnung mehrerer Permanentmagnete, wie beispielsweise in der Halbach-Anordnung (Abbildung 2-10 b), bei minimalem Platzbedarf realisieren [90].

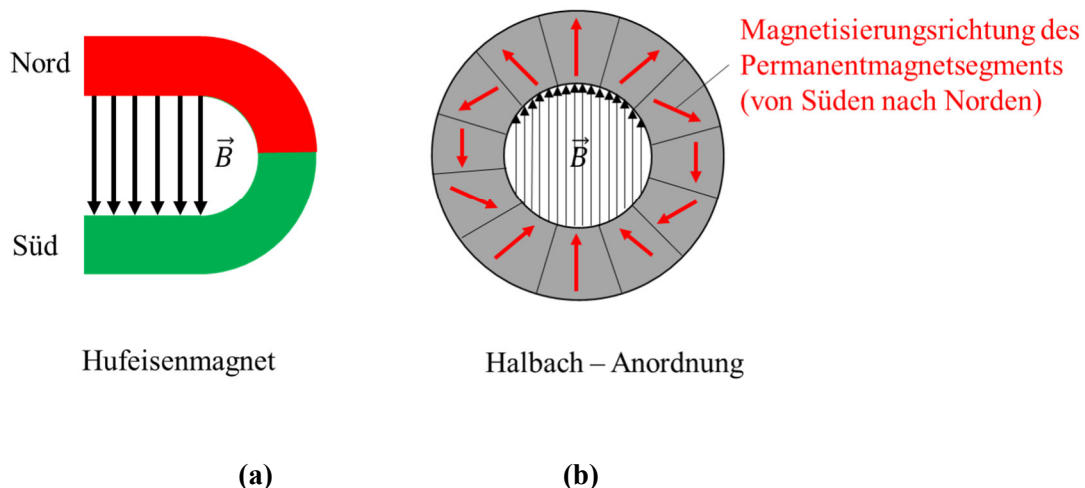


Abbildung 2-10: Schematisches Beispiel für das Magnetfeld eines Hufeisenmagnets (a) und für das Magnetfeld von Permanentmagneten in einer Halbach- Anordnung (b).

Die elektrische Erzeugung von Magnetfeldern bietet den Vorteil, dass die Feldstärke und Frequenz (die Änderung der magnetischen Feldstärke pro Zeit), beliebig eingestellt werden können. Die Homogenität eines Magnetfelds wird bei Elektromagneten durch die Anordnung der Spulen bestimmt. Eine Helmholtz-Spule ist eine spezielle Anordnung von zwei zylindrischen Spulen

gleicher Größe, die parallel und auf derselben Achse zueinander positioniert sind. Charakteristisch für die Helmholtz-Spule ist die Ausbildung eines homogenen Magnetfelds innerhalb des zentralen Bereiches des Raums, der von den beiden Spulen umschlossen wird. Der symmetrische Abstand zwischen den beiden Spulenkörpern entspricht typischerweise dem mittleren Radius der Spulen (Abbildung 2-11 b). Unter der Annahme, dass beide Spulen identisch sind und gleichsinnig mit derselben Stromstärke durchflossen werden, erzeugen diese jeweils ein identisches inhomogenes Magnetfeld (Abbildung 2-11 a). Durch Superposition beider Magnetfelder entsteht jedoch über einen räumlich begrenzten Bereich ein homogenes Magnetfeld konstanter magnetischer Flussdichte \vec{B} . Eine optimale Homogenität wird erreicht, wenn der Spulenabstand D_H so gewählt wird, dass sich die beiden inhomogenen Magnetfelder in den Wendepunkten schneiden.

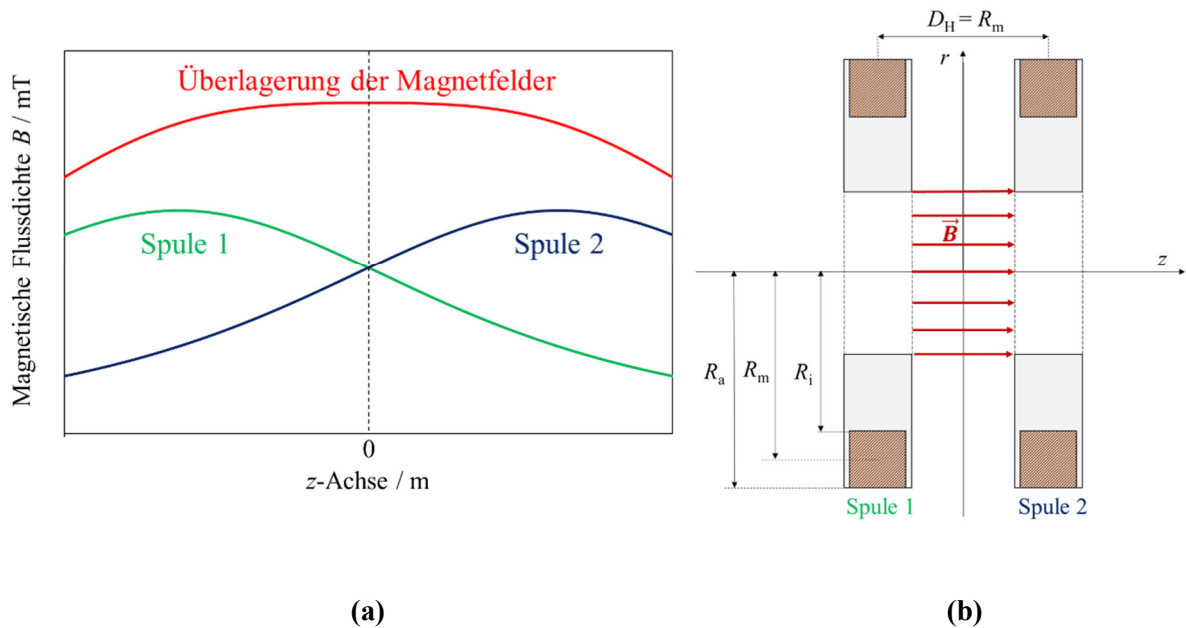


Abbildung 2-11: Schematische Darstellung des Magnetfelds einer Helmholtz-Spule (a); Schematische Darstellung einer Helmholtz-Spule (b).

Zur Berechnung der magnetischen Flussdichte im Bereich der Symmetrieachse einer Helmholtz-Spule dienen die Grundlagen zur Berechnung der magnetischen Flussdichte $B(z)$ auf der Symmetrieachse einer einlagigen Zylinderspule mit dem Radius R_s [91, 92].

$$B(z) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I}{2 \cdot L} \cdot \left(\frac{z + \frac{L}{2}}{\sqrt{R_s^2 + \left(z + \frac{L}{2}\right)^2}} - \frac{z - \frac{L}{2}}{\sqrt{R_s^2 - \left(z - \frac{L}{2}\right)^2}} \right) \quad (2-24)$$

N : Anzahl der Wicklungen, L : Länge, R_s : Radius der einlagigen Spule, $B(z)$: Abhängigkeit der Länge in z -Richtung des Koordinatensystems

Bei der Berechnung der magnetischen Flussdichte einer mehrlagigen Helmholtz-Spule müssen zusätzliche Parameter berücksichtigt werden. Dazu gehören der Innenradius R_i und der Außenradius R_a der Drahtwicklung sowie die Güte der Wicklungsqualität. Der Außenradius kann bei Kenntnis des Innenradius R_i , der Wicklungszahl N , der Wicklungsgüte F_{Wicklung} und der Spulenlänge L bestimmt werden. Grundsätzlich werden meist runde Drähte für die Wicklung von Spulen eingesetzt, wodurch Hohlräume zwischen den Drähten resultieren. Bei einer „orthozyklischen Wicklung“ liegen die Drähte optimal aneinander, sodass der geringste mögliche Hohlraum entsteht (Abbildung 2-12 a). Liegt keine optimale Wicklung mit Hohlräumen vor, so handelt es sich um eine „wilde Wicklung“ (Abbildung 2-12 b). Die Güte des Wicklungsquerschnitts wird rechnerisch mittels eines Füllfaktors F_{Wicklung} berücksichtigt.

$$R_a = \frac{d_D^2 \cdot \pi \cdot N}{L \cdot F_{\text{Wicklung}} \cdot 4} + R_i \quad (2-25)$$

Die Füllfaktoren können für eine „orthozyklischen Wicklung“ Werte von $F_{\text{Wicklung}} \approx 0,907$ (90,7 %) und für eine „wilde Wicklung“ von $F_{\text{Wicklung}} \approx 0,73$ (73 %) erreichen [93].

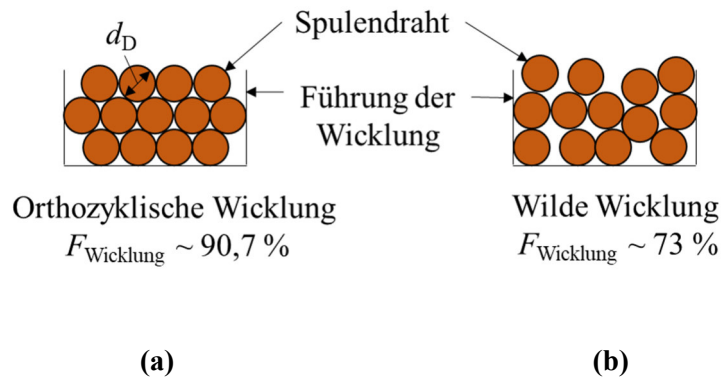


Abbildung 2-12: Schematische Darstellung einer orthozyklischen (a) und wilden (b) Wicklung des Spulendrahtes.

Wie bereits oben erwähnt, wird eine optimale Homogenität des resultierenden Magnetfelds erzielt, wenn sich die Wendepunkte der einzelnen Magnetfeld-Intensitätskurven schneiden. Für die mathematische Bestimmung des optimalen Abstands gilt demnach, dass die zweifache Ableitung der magnetischen Flussdichte auf der Symmetrieachse einer Einzelspule den Wert Null erreicht. Dadurch ergibt sich der Zusammenhang, dass der optimale Abstand D_H gleich dem mittleren Radius R_m der beiden Spulen ist.

$$\frac{d^2 B}{dz^2} = 0 \quad (2-26)$$

Die Berechnung der magnetischen Flussdichte einer Helmholtz-Spule ergibt sich nach den Gleichungen (2-27), (2-28), (2-29) durch Addition der beiden Magnetfelder der Einzelspulen [93].

$$B(z) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I}{2 \cdot L} \cdot \frac{1}{(R_a - R_i)} \cdot \left(g_1 \left(z + \frac{D_H}{2}, L, R_a, R_i \right) \right) - \left(g_2 \left(z - \frac{D_H}{2}, L, R_a, R_i \right) \right) \quad (2-27)$$

$$g_1 \left(z + \frac{D_H}{2}, L, R_a, R_i \right) = \left(z + \frac{D_H}{2} + \frac{L}{2} \right) \cdot \ln \left(\frac{R_a + \sqrt{R_a^2 + \left(z + \frac{D_H}{2} + \frac{L}{2} \right)^2}}{R_i + \sqrt{R_i^2 + \left(z + \frac{D_H}{2} + \frac{L}{2} \right)^2}} \right) \quad (2-28)$$

$$g_2 \left(z - \frac{D_H}{2}, L, R_a, R_i \right) = \left(z - \frac{D_H}{2} - \frac{L}{2} \right) \cdot \ln \left(\frac{R_a + \sqrt{R_a^2 + \left(z - \frac{D_H}{2} - \frac{L}{2} \right)^2}}{R_i + \sqrt{R_i^2 + \left(z - \frac{D_H}{2} - \frac{L}{2} \right)^2}} \right) \quad (2-29)$$

3 Material und Methoden

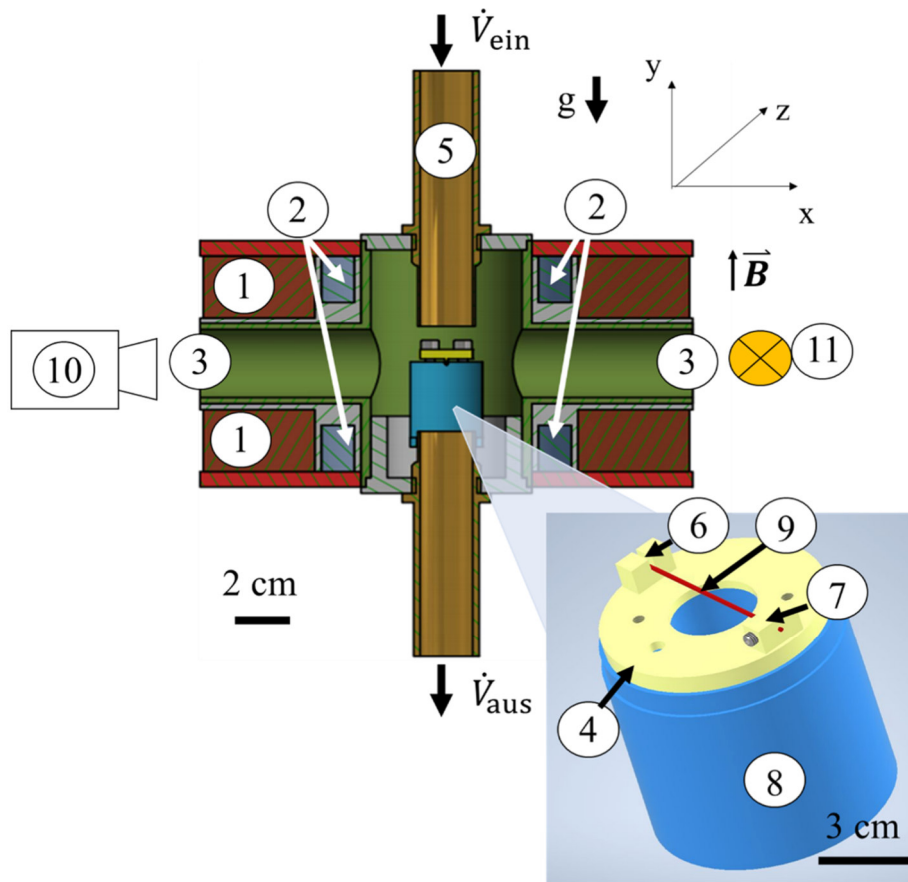
In diesem Kapitel werden die Materialien und Methoden umfassend beschrieben. Zunächst erfolgt eine detaillierte Erläuterung des speziell für das Forschungsvorhaben konzipierten Versuchsaufbaus sowie der eingesetzten Materialien, darunter Einzelfaser, Partikelmaterial und Helmholtz-Spule. Diese Versuchsanlage ermöglicht in situ (vor Ort) Untersuchungen zur Bildung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie auf einem Kollektor sowie zu deren anschließender Ablösung. Im weiteren Verlauf wird die Methodik zur Charakterisierung der auf der Faser abgeschiedenen Partikelstrukturen erläutert. Es wird die Erzeugung und Validierung des Magnetfelds beschrieben. Zudem wird das methodische Vorgehen zur Bestimmung der Magnetisierung einer in das Magnetfeld eingebrachten Einzelfaser beschrieben. Abschließend wird die Methodik zur Charakterisierung der Faserbeschleunigung und des Ablöseverhaltens der Partikelstrukturen behandelt.

3.1 Versuchsaufbau und Materialien

3.1.1 Beschreibung des verwendeten Versuchsaufbaus

In der speziell für diese Arbeit konzipierten Anlage wurden sowohl Untersuchungen zur Bildung von Partikelstrukturen auf einer senkrecht angeströmten, einseitig fixierten, magnetisierbaren Einzelfaser durchgeführt als auch Untersuchungen zur Ablösung der gebildeten Partikelstrukturen von der Faser in die Gasphase. Zusätzlich war es möglich das durch die Magnetisierung hervorgerufene Bewegungsverhalten der Einzelfaser innerhalb der Anlage zu untersuchen. Der schematische Aufbau der Anlage ist in Abbildung 3-1 dargestellt und zeigt eine detaillierte Abbildung der Beladungskammer und des Faserhalters.

Das Herzstück der Anlage bildet die Beladungskammer. Diese wurde zwischen zwei baugleichen Spulen platziert, die in ihrer Anordnung und identischen Betriebsweise eine Helmholtz-Spule bilden und dadurch ein homogenes Magnetfeld erzeugen. Die Beladungskammer besitzt eine Breite von 60 mm eine Höhe von 25 mm und eine Länge von 170 mm. Die magnetisierbare Einzelfaser wurde innerhalb der Beladungskammer mit Hilfe des Faserhalters mittig zwischen den Spulen in radialer Richtung platziert. Eine detaillierte Beschreibung des Faserhalters erfolgt in Kapitel 3.1.2. Die Beladungskammer besitzt zwei Schaugläser, die in einer Flucht zueinander angeordnet sind, sodass die gesamte Faserlänge durch ein Schauglas mit Hilfe einer Kamera motiCAM ProS5 lite (Motic Deutschland GmbH) oder Hochgeschwindigkeitskamera X-PRI (AOS-Technologie AG) beobachtet und durch das zweite Schauglas von der Rückseite beleuchtet wurde (siehe Abbildung 3-1). Eine diffuse Hintergrundbeleuchtung mit einer LED-Lampe sorgte für einen hohen Bildkontrast.



- | | | | |
|---|---------------------------------------------------------------------|---|-----------------------------------------|
| ① | Helmholtz-Spule | ⑥ | Faserführung |
| ② | Spulenkühlung mit Wasser | ⑦ | Fixierung der Faser |
| ③ | Optischer Zugang für die Hochgeschwindigkeitskamera und Beleuchtung | ⑧ | Positionierungssitz für den Faserhalter |
| ④ | Faserhalter | ⑨ | Einzelfaser |
| ⑤ | Einlaufrohr | ⑩ | Kamera/Hochgeschwindigkeitskamera |
| | | ⑪ | Beleuchtung |

Abbildung 3-1: Schematische Abbildung der Versuchsanlagen zur Faserbeladung und Partikelablösung.

Die Beladungskammer und Spulenanordnung wurde in zwei Orientierungen verwendet, um den Einfluss der Gravitation auf die Ablösung der Partikelstrukturen zu untersuchen (Abbildung 3-2).

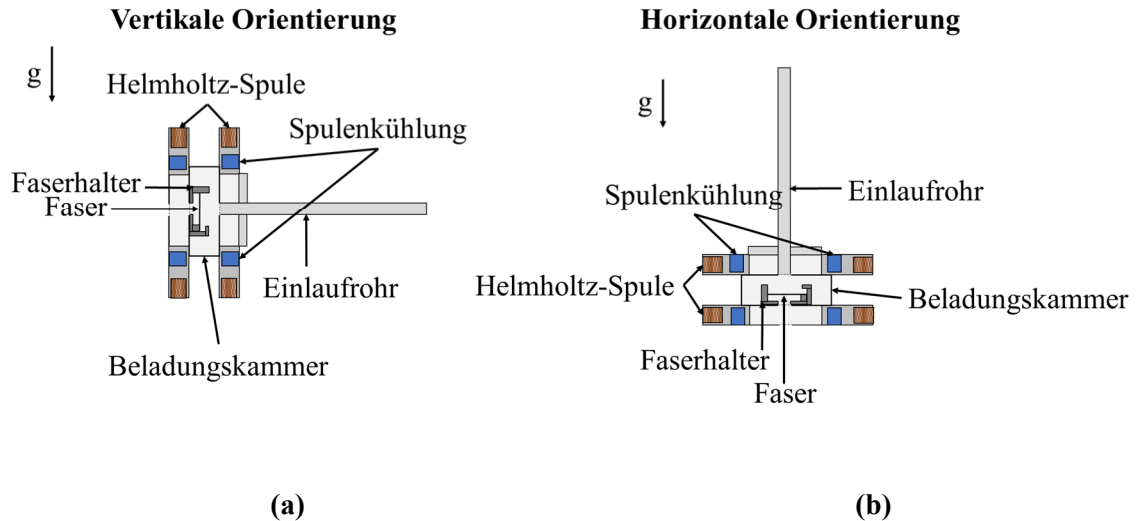
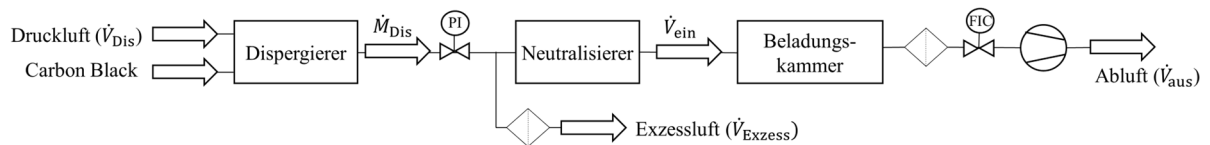


Abbildung 3-2: Verwendete Orientierungen der Helmholtz-Spule vertikal (a) und horizontal (b).

Zur Erzeugung der Partikelstrukturen wurde als Partikelmaterial Carbon Black (Ruß) und Spherglass (Glaskugeln) verwendet. Die Charakterisierung des jeweils eingesetzten Partikelmaterials erfolgt in Kapitel 3.1.5. Abbildung 3-3 zeigt das Fließschema zur Beladung der Einzelfaser in der Beladungskammer mit dem jeweiligen Partikelmaterial.

a) Prozessfließbild für die Beladung der Faser mit Carbon Black



b) Prozessfließbild für die Beladung der Faser mit Spherglass

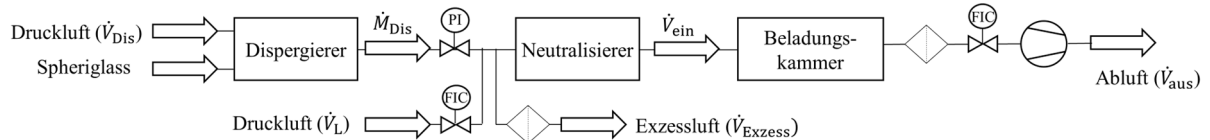


Abbildung 3-3: Prozessfließbild der Anlage für die Beladung mit Carbon Black und Spherglass.

Zur Bildung der Partikelstrukturen auf der Einzelfaser wurde das jeweilige Partikelmaterial in einen konstanten, trockenen Luftstrom $\dot{V}_{Dis} = 9,73 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ (relative Luftfeuchte $< 10 \%$) dispergiert (Abbildung 3-3). Die Morphologie der Partikelstrukturen des jeweiligen Partikelmaterials wurde in den Untersuchungen durch die Strömungsgeschwindigkeit während der Beladung der Einzelfaser eingestellt. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Beladungskammer wurde durch Einstellen des Volumenstroms \dot{V}_{ein} geregelt. Da der Dispergiervolumenstrom \dot{V}_{Dis} konstant gehalten wurde, war ein zusätzlicher Volumenstrom \dot{V}_L erforderlich, um auch bei Volumenströmen, die größer sind als der konstante Volumenstrom \dot{V}_{Dis} , ein konstantes Mischungsverhältnis zwischen Partikeln und Luft

zu gewährleisten. Bei der Verwendung von Sphäroglass anstelle von Carbon Black waren größere Strömungsgeschwindigkeiten notwendig, weshalb hier ein zusätzlicher Volumenstrom $\dot{V}_{\text{ein},2}$ vorgesehen wurde. Die jeweils eingestellten Parameter zur Erzeugung und Ablösung der Partikelstrukturen sind in Kapitel 3.2 aufgeführt.

Bevor der Aerosolstrom in einen ^{85}Kr -Neutralisator eintrat, wurde ein Teil des Volumenstroms als \dot{V}_{Exzess} ausgeschleust, wodurch die erforderliche Strömungsgeschwindigkeit am Eintritt in die Beladungskammer eingestellt wurde. Der ^{85}Kr -Neutralisator wurde verwendet, um eine konstante Ladungsverteilung der Partikeln zu gewährleisten. Der verbleibende Aerosolstrom \dot{V}_{ein} trat über ein Einlaufrohr ($d_{\text{Rohr}} = 15 \text{ mm}$, $L = 30 \text{ cm}$) mit integriertem Strömungsrichter in die Beladungskammer ein. Die Beladung der Einzelfaser mit Partikeln erfolgte nicht über die gesamte Faserlänge, sondern war auf einen Bereich begrenzt, der ungefähr dem Durchmesser des Einlaufrohres entsprach. Dieser Abschnitt erstreckte sich um den Bereich der Fasermitte. Der Abstand zwischen Einlaufrohr und Faserachse betrug ebenfalls 15 mm, um eine möglichst gleichmäßige Umströmung der Faser zu gewährleisten. Gasgetragene Partikeln, die nicht auf der Faser abgeschieden wurden, verließen die Beladungskammer mit dem Volumenstrom \dot{V}_{aus} . Dieser wurde durch einen Massenstromregler (Brooks Instrument GmbH) geregelt. Für mittlere Strömungsgeschwindigkeiten kleiner als $v = 0,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ kam ein Regelventil mit einer Genauigkeit von $\pm 0,001 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ zum Einsatz. Der Volumenstrom wurde durch ein Flowmeter (TSI GmbH) überwacht.

Da die Erzeugung und Ablösung der Partikelstrukturen innerhalb derselben Anlage realisiert wurden, konnte ein Ausbau der Faser vermieden werden. Auf diese Weise ließ sich das Risiko einer Veränderung der Partikelstruktur, etwa infolge des Ausbaus des Faserhalters, deutlich minimieren. Außerdem lassen sich durch in situ Untersuchungen Artefakte beobachten, wie etwa Veränderungen von Partikelstrukturen infolge einer Änderung experimenteller Parameter wie der Strömungsgeschwindigkeit.

In den nachfolgenden Kapiteln wird detailliert auf den Filterhalter (Kapitel 3.1.2), die verwendete Einzelfaser (Kapitel 3.1.3), die Helmholtz-Spule (Kapitel 3.1.4) sowie auf das Partikelmaterial und die Aerosolerzeugung (Kapitel 3.1.5) eingegangen.

3.1.2 Faserhalter

Innerhalb der Beladungskammer ist die Faser auf einem Faserhalter aus Polyetheretherketon (PEEK) befestigt. Durch den Faserhalter (Abbildung 3-4) wird die Faserachse mittig und parallel zum Spulenradius zwischen den zwei Spulen platziert.

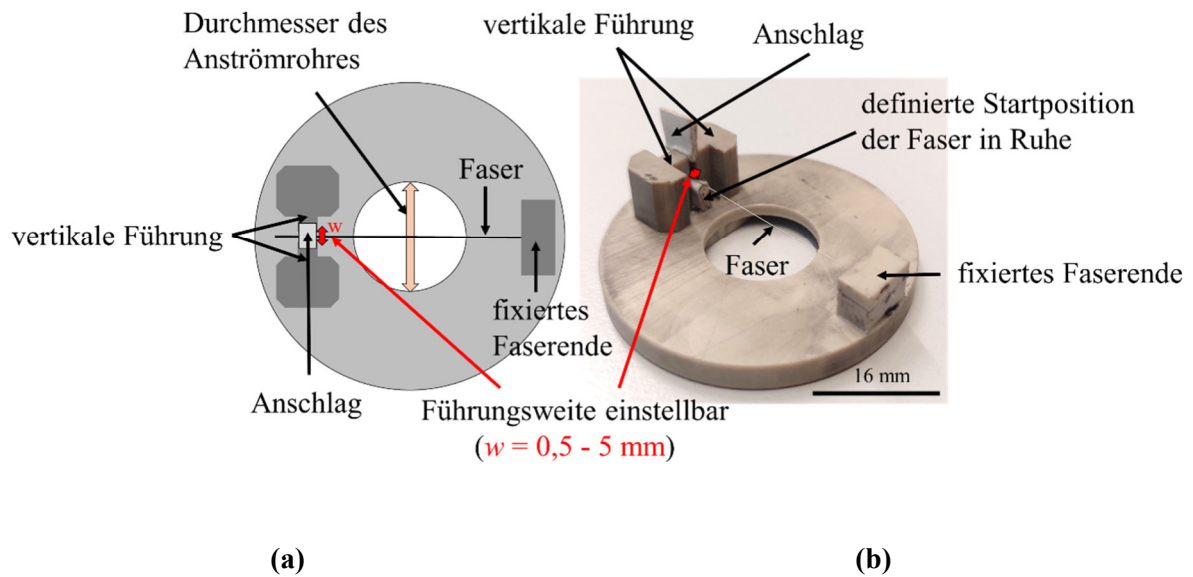


Abbildung 3-4: Schematische Draufsicht (a) und Fotografie des Faserhalters (b).

Dadurch liegt die Faserachse im homogenen Magnetfeld, das sich durch die Überlagerung der Einzelfelder beider Spulen ergibt, sobald diese gleichsinnig mit Strom durchflossen werden (siehe Kapitel 2.6). Die Faser ist auf dem Faserhalter einseitig fixiert und wird am freien Ende geführt. Die Führungswerte kann manuell von $w = 0,5 - 5 \text{ mm}$ variiert werden. Am oberen Ende der Führung ist ein Anschlag befestigt, durch den die Einzelfaser während der magnetisch induzierten Auslenkung gestoppt wird.

3.1.3 Eigenschaften der magnetisierbaren Einzelfaser

Die in dieser Arbeit verwendeten magnetisierbaren Fasern bestehen aus Chromstahl X6Cr17 mit der Werkstoffnummer 1.4016 oder AISI 430. Der Vorteil dieses weichmagnetischen Werkstoffs [15, 28] ist seine leichte Ummagnetisierbarkeit aufgrund seiner geringen Koerzitivfeldstärke von $H_C \sim 1,12 \cdot 10^{-3} \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ und Remanenz von $M_R \sim 1,9 \text{ A} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$. Der Stahl hat eine Dichte von $\rho = 7,7 \text{ kg dm}^{-3}$ und ein Elastizitätsmodul von $E_F = 2,2 \cdot 10^{11} \text{ Pa}$ [28]. Die Faser besitzt einen Durchmesser von $d = 95 \text{ } \mu\text{m}$ und eine Länge von $l = 3,8 \text{ cm}$.

3.1.4 Helmholtz-Spule

Zur Vermeidung einer Verfälschung des Bewegungsverhaltens der Einzelfaser durch Feldgradienten, ist eine konstante magnetische Flussdichte im Verfahrensraum, innerhalb dem die Faserbewegung stattfindet, erforderlich. Zur Erzeugung eines homogenen Magnetfelds über einen definierten Bereich wurde in dieser Arbeit eine Helmholtz-Spule verwendet. Der schematische Aufbau der Helmholtz-Spule ist in Abbildung 3-5 dargestellt.

Wie bereits in Kapitel 2.6 erläutert, ist eine Helmholtz-Spule eine spezielle Anordnung von zwei Spulen, die parallel zueinander angeordnet sind. Der Abstand zwischen den beiden Spulenkörpern, die sich auf derselben Achse befinden, entspricht ungefähr dem mittleren Radius der zwei Spulen. Durch die Überlagerung beider Magnetfelder entsteht zwischen den Spulen in einem räumlich begrenzten Bereich ein homogenes Magnetfeld konstanter magnetischer Flussdichte \vec{B} .

Die zwei Spulen wurden am Institut für mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik (Karlsruhe) angefertigt. Für den längeren Betrieb der Spulen (z. B. bei den experimentellen Magnetfeldmessungen; Kapitel 3.2.2.2) ist eine Wasserkühlung im Inneren des Spulengehäuses integriert. Der Zu- und Ablauf der Spulenkühlung ist mit dem globalen Kühlsystem des Instituts verbunden, welches Wasser mit einer Vorlauftemperatur von ca. $T = 7\text{ °C}$ bereitstellt.

Für die Kurzzeitversuche, wie der Charakterisierung des Bewegungsverhaltens der Einzelfaser und den Untersuchungen zur magnetisch induzierten Ablösung wurde keine Kühlung benötigt.

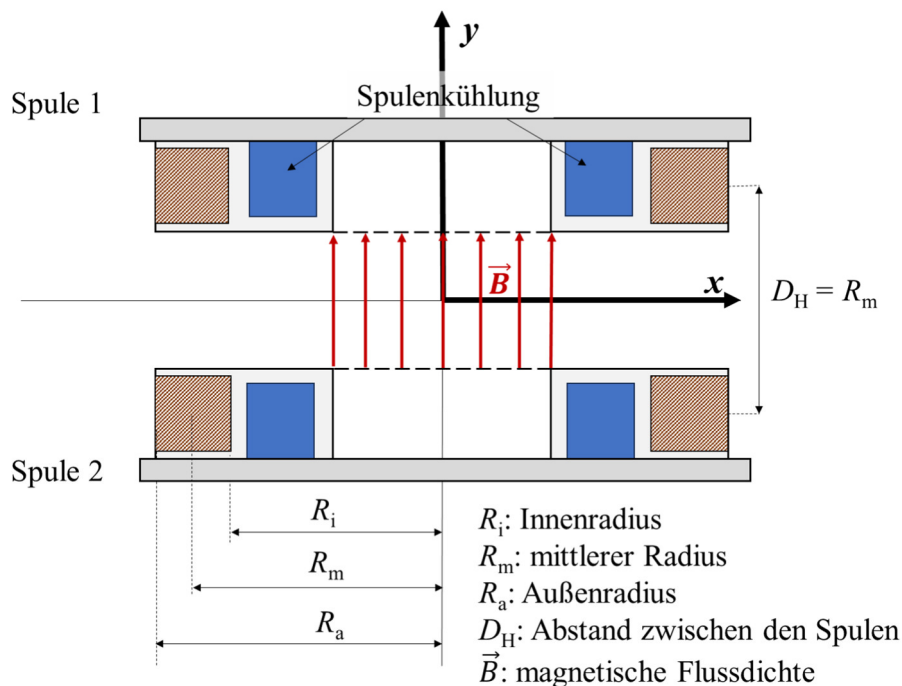


Abbildung 3-5: Schematischer Aufbau der Helmholtz-Spule.

Die Spulen sind aus einem runden Kupferdraht mit dem Durchmesser $d_D = 0,8\text{ mm}$ gewickelt. Zur Wärmeabfuhr während des Betriebs der Spulen sind die Spulen in ein Aluminium-Gehäuse eingefasst, welches an einer Halterung montiert ist.

Die technischen Parameter der verwendeten Helmholtz-Spule sind in Tabelle 3-1 zusammengefasst.

Tabelle 3-1: Technische Parameter einer Spule [84].

Technische Parameter	
Durchmesser des Kupferdrahts / mm	0,8
Wicklungsanzahl / –	800
Elektrischer Widerstand / Ω	9,4
Induktivität der Helmholtz-Spule in Reihe / H	0,19
Höhe der Spulen / cm	2
Mittlerer Abstand zwischen den Spulen / cm	5
Innenradius der Spulenwicklung / cm	4
Außenradius der Spulenwicklung / cm	6,75

Da die magnetische Flussdichte \vec{B} proportional zur angelegten Stromstärke I ist, sind die Spulen in Reihe geschaltet. Die Spulen werden durch zwei Gleichstromquellen der Firma PeakTech Typ 6005D bzw. Typ 6000A gleichsinnig mit Strom versorgt. Die maximale Ausgangsspannung der Gleichstromquellen beträgt dabei $U = 30$ V und der maximale Ausgangsstrom liegt bei $I = 3$ A.

3.1.5 Partikelmaterial und Aerosolerzeugung

Ziel dieser Arbeit war es, nicht-magnetische Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie auf einer Einzelfaser abzuscheiden und deren Ablöseverhalten durch externe Kräfte (hauptsächlich: Trägheitskräfte, Strömungskräfte) von einer magnetisierbaren Einzelfaser zu untersuchen. Die Entstehung und finale Morphologie der erzeugten Partikelstruktur auf der Einzelfaser wurden in dieser Arbeit durch Transportmechanismen wie die Diffusion, den Sperreffekt und die Trägheit während der Beladung der Faser mit Partikeln beeinflusst (siehe Abbildung 2-1).

Der Transport von Partikeln zur Faser wird bei geringen Partikeldurchmessern im Nanometerbereich, wie sie für Carbon Black (Ruß) charakteristisch sind sowie bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten primär durch die Diffusion bestimmt [29]. Partikelstrukturen, die bei der Abscheidung hauptsächlich durch den Sperreffekt oder die Trägheit entstehen, lassen sich, wie bereits in vielen Untersuchungen gezeigt, mit Glaskugeln (Spheriglass) erzeugen [26, 27]. Aufbauend auf den Erkenntnissen dieser Untersuchungen wurden in der vorliegenden Arbeit Spheriglass 5000 CP00 von Potters Industries LLC und Pow Carbon 280 (Carbon Black) von der Firma Harold Schulz Co. als Partikelmaterialien zur Erzeugung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie verwendet.

Bei beiden Partikelmaterialien handelt es sich um polydisperse Partikelsysteme. Da in der Industrie hauptsächlich polydisperse Partikelsysteme verwendet werden, soll durch den Einsatz polydisperser Partikeln eine bessere Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse auf reale Partikelsysteme ermöglicht werden. Aufgrund der Partikelgrößenverteilung können sich die Transportmechanismen Diffusion, Sperreffeckt und Trägheit überlagern (siehe Kapitel 2.1). Tabelle 3-2 fasst die Eigenschaften des verwendeten Partikelmaterials zusammen.

Tabelle 3-2: Eigenschaften des Partikelmaterials [94].

	Carbon Black	Spherglass
Anzahlbezogener Mediandurchmesser $x_{50,0} / \text{nm}$ [1]	$245 \pm 2 \%$	$483 \pm 3 \%$
Volumenbezogener Mediandurchmesser $x_{50,3} / \text{nm}$ [1]	$680 \pm 3\%$	$6540 \pm 4 \%$
Anzahlkonzentration $c_n / (\# \cdot \text{cm}^{-3})$ [1]	$4,67 \cdot 10^6 \pm 12 \%$	$2,07 \cdot 10^4 \pm 54 \%$
Dichte $\rho_P / (\text{g}/\text{cm}^3)$	1,9 [2]	2,46 [3]

[1] SMPS/OPC Messungen vor der Beladungskammer ; [2] Wypych et al. [95]; [3] Herstellerangabe

Zur Generierung des Aerosols wurde Carbon Black beziehungsweise Spherglass in einen partikelfreien Druckluftvolumenstrom von $\dot{V}_{\text{Dis}} = 9,73 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ (relative Luftfeuchte $< 10 \%$) dispergiert (Abbildung 3-6). Als Dispergierer wurde ein RBG 1000 der Firma Palas GmbH eingesetzt. Der Druck für die Dispergierung betrug $p = 1 \text{ bar}$. Mit einer einstellbaren Vorschubgeschwindigkeit wurde der Transportkolben des Dispergierers nach oben geschoben und förderte so Partikelmaterial an die Präzisionsbürste. Diese drehte sich mit einer Umdrehungszahl von 600 rpm (Umdrehung pro Minute) und trug dabei das jeweilige Partikelmaterial in den Dispergierluftstrom ein. Die Vorschubgeschwindigkeit des Kolbens betrug bei Carbon Black $v = 5 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$ und bei Spherglass $v = 32 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$. Dadurch resultierte ein Massenstrom von $\dot{M}_{\text{Dis}} = 161 \text{ mg} \cdot \text{h}^{-1}$ für Carbon Black und ein Massestrom von $\dot{M}_{\text{Dis}} = 704 \text{ mg} \cdot \text{h}^{-1}$ für Spherglass.

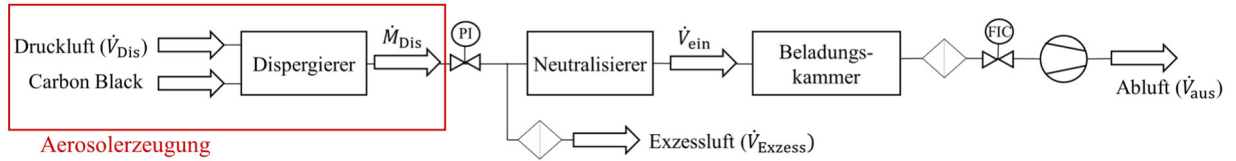
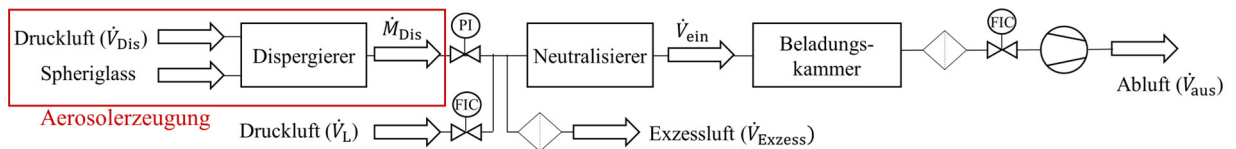
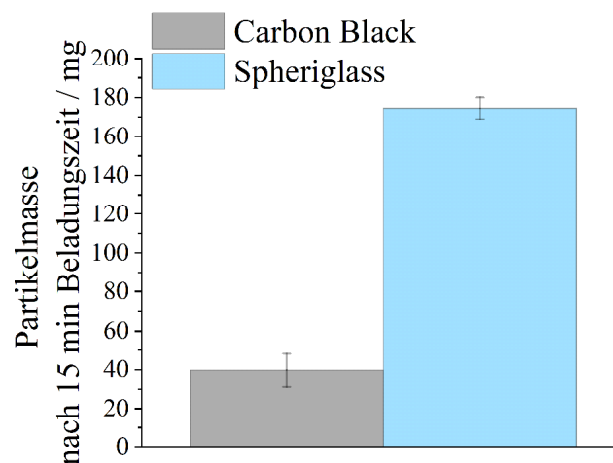
a) Prozessfließbild für die Beladung der Faser mit Carbon Black**b) Prozessfließbild für die Beladung der Faser mit Spherglass**

Abbildung 3-6: Versuchsaufbau für die Beladung der Faser mit Carbon Black (a) und Spherglass (b).

Die Konstanz der Massenströme wurde in regelmäßigen Abständen kontrolliert, indem wiederholt hocheffiziente Membranfilter vor der Beladungskammer über einen Zeitraum von 15 Minuten mit dem jeweiligen Partikelmaterial beladen und vor und nach Beladung gewogen wurden. Die gravimetrisch ermittelte durchschnittliche Partikelmasse und die Standardabweichung von zehn Untersuchungen der gewogenen Partikelmassen sind in Abbildung 3-7 dargestellt.

Abbildung 3-7: Gravimetrisch bestimmte durchschnittliche Partikelmasse auf dem Membranfilter nach 15 min Beladungszeit von Carbon Black und Spherglass bei einem Massestrom von $\dot{M}_{\text{Dis}} = 161 \text{ mg} \cdot \text{h}^{-1}$ (Carbon Black) bzw. $\dot{M}_{\text{Dis}} = 704 \text{ mg} \cdot \text{h}^{-1}$ (Spherglass).

Zusätzlich erfolgte in regelmäßigen Abständen eine Kontrolle der Vorschubgeschwindigkeit des Kolbens. Hierfür wurde alle 5 mm eine Markierung (Hilfslinie) auf das Gehäuse des Transportkolben gezeichnet und bei eingeschalteter Dosierung der zurückgelegte Weg des Transportkolbens in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt. Die in den Untersuchungen eingestellten Volumenströme sind in Kapitel 3.2 aufgeführt.

3.1.5.1 Partikelgrößenverteilung des jeweiligen Aerosols

Zur Bestimmung einer repräsentativen Partikelgrößenverteilung des Aerosols in der Beladungskammer wurde die Partikelgrößenverteilung am Eintritt (Auslass des Einlassrohrs) in die Beladungskammer bei vertikaler Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld ermittelt. Die Partikelgrößenverteilung wurde mit einem SMPS 3082 von der Firma TSI GmbH im submikronen Partikelgrößenbereich von $x_p = 14 \text{ nm}$ bis 710 nm (feine Partikelgrößenfraktion) und mit einem optischen Partikelzähler welas 2070 Sensor mit einem Promo 2000 H von der Firma Palas GmbH in einem Größenbereich von $x_p = 0.58$ bis $40 \text{ }\mu\text{m}$ (grobe Partikelgrößenfraktion) gemessen. Das SMPS besteht aus einer Röntgenquelle, DMA 3081 und CPC 3756 (TSI GmbH, Aachen, DE). Im SMPS werden die Partikeln mit definierter elektrischer Ladung in einem elektrischen Feld klassiert und anschließend mit einem Kondensationskernzähler gezählt. Aufgrund dieses Messprinzips entspricht die vom SMPS gemessene Partikelgröße dem Durchmesser einer Kugel mit gleicher elektrischer Mobilität. Es wurde eine Scan-Zeit von $t = 180 \text{ s}$ angewendet. Darüber hinaus wurde ein Zyklon (URG-2000-30E-5-2.5-S, URG Corporation) eingesetzt, um große Partikeln ($x_p > 2,5 \text{ }\mu\text{m}$) außerhalb des Messbereichs zu entfernen, da diese sonst den Impaktor am Eingang des SMPS zusetzen und die Messung verfälschen würden.

Mit einem optischen Partikelzähler (OPC) werden Partikeln anhand ihres Streulichtsignals gezählt und ihre Größe durch die Intensität des Streulichts bestimmt. Somit entspricht die mit dem OPC ermittelte Partikelgröße dem Durchmesser einer Kugel mit definierten optischen Eigenschaften, deren Streulichtintensität der des gemessenen Partikels entspricht. Mit einem OPC lässt sich die Partikelgrößenverteilung der groben Partikelfraktion bestimmen.

Abbildung 3-8 zeigt die gemittelte Partikelgrößenverteilung für Spherglass bei einer Vorschubgeschwindigkeit des Dispergierers von $v = 32 \text{ mm}\cdot\text{h}^{-1}$ sowie für Carbon Black bei einer Vorschubgeschwindigkeit von $v = 5 \text{ mm}\cdot\text{h}^{-1}$, ermittelt aus drei Wiederholungsmessungen. Der Volumenstrom der Druckluft betrug $\dot{V}_{\text{Dis}} = 9,73 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$.

Die maximalen Anzahlkonzentrationen einzelner Fraktionen von Carbon Black lagen im Größenbereich von ca. $x_p = 100 - 200 \text{ nm}$, während sie sich für Spherglass zwischen $x_p = 300 - 700 \text{ nm}$ bewegten. Durch die unterschiedlichen Messprinzipien und Äquivalenzdurchmesser weichen die Ergebnisse beider Messgeräte voneinander ab. Die Abnahme der Anzahlkonzentration zur unteren Messgrenze des OPCs ist ein Messartefakt, das sich durch die abnehmende Zähleffizienz begründen lässt [96]. Die Abweichung der mit dem OPC und SMPS gemessenen Anzahlkonzentration im Größenbereich $x_p = 700 \text{ nm}$ kann darauf zurückgeführt werden, dass Partikeln aus Carbon Black kaum durch das OPC detektiert werden können. Laut Literatur kann dies an der unregelmäßigen Partikelform sowie dem geringen Reflexionsgrad liegen, wodurch eine streulichtbasierte Messung erschwert wird [97].

Die Streuung der detektierten Anzahlkonzentration von Spherglass mit dem SMPS ist bereits in der Arbeit von Zoller et al. [27] aufgetreten, der vergleichbares Partikelmaterial verwendete und die großen Fehlerabweichungen auf Verunreinigungen auf den Glaskugeln zurückführte (siehe Anhang: Abbildung 0-2).

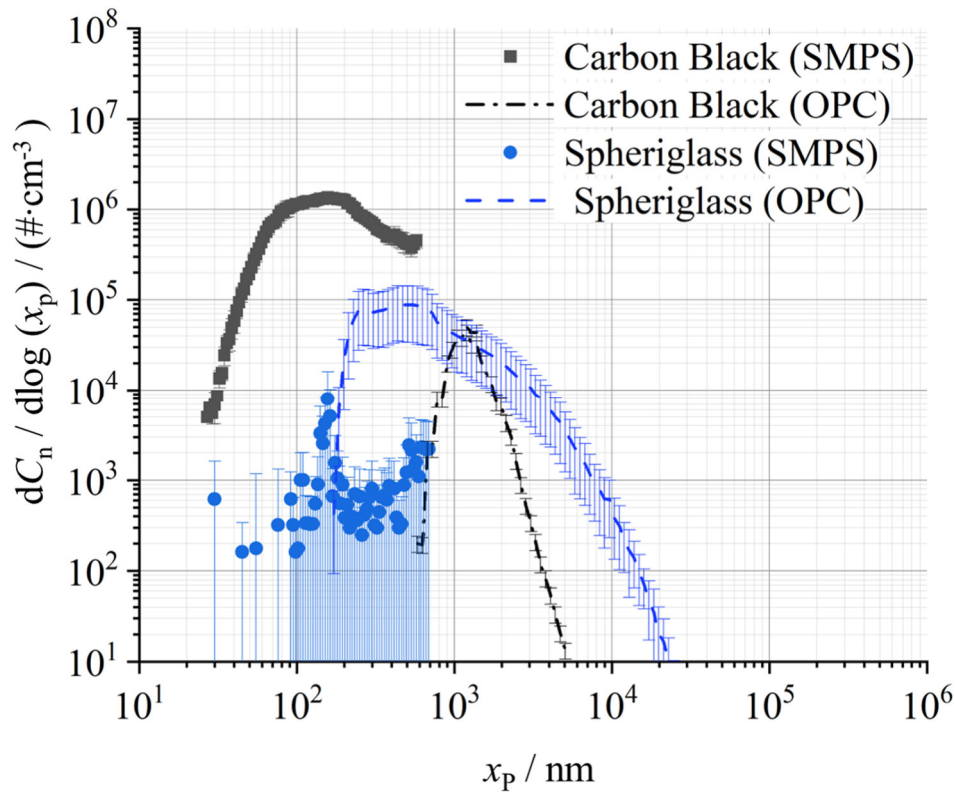


Abbildung 3-8: Gemittelte Partikelgrößenverteilung von Spherglass und Carbon Black (nach der Dispergierung) [94].

3.1.5.2 Elektrostatische Ladung des jeweiligen Aerosols nach dem Neutralisator

Da elektrostatische Kräfte die Morphologie und das Ablöseverhalten von Partikelstrukturen beeinflussen können, wurde die elektrostatische Ladung der Partikeln nach dem Neutralisator – vor Eintritt in die Beladungskammer – mit einem Faraday-Cup-Elektrometer (FCE) bestimmt. Das Verhältnis von elektrischer Ladung der Partikeln zu ihrer Masse ist in Tabelle 3-3 aufgeführt. Da der dominierende Transportmechanismus der Partikeln zur Faser beim jeweiligen Partikelmaterial durch die Strömungsgeschwindigkeit eingestellt wurde, erfolgte die Messung der Partikelladung jeweils bei minimalem und maximalem Volumenstrom (konstanter Rohrquerschnitt). Dadurch wurden die Grenzen der maximalen und minimalen Ladung der Partikeln pro Masse bestimmt. Da die Partikeln eine Ladung besitzen, kann der Ladungseinfluss auf das Depositionsverhalten der Partikeln auf der Einzelfaser nicht ausgeschlossen werden.

Tabelle 3-3: Elektrostatische Ladung der Partikeln pro Masse.

	Carbon Black	Spherglass
Ladung q/m bei maximalem Volumenstrom $\dot{V}_{\text{ein}} / \text{pAs} \cdot \text{mg}^{-1}$	$-730 \pm 1,2 \%$ (bei $6 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$)	$-65 \pm 0,5 \%$ (bei $24,9 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$)
Ladung q/m bei minimalen Volumenstrom $\dot{V}_{\text{ein}} / \text{pAs} \cdot \text{mg}^{-1}$	$-926 \pm 0,19 \%$ (bei $0,1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$)	$-326 \pm 0,49 \%$ (bei $0,49 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$)

3.2 Versuchsdurchführungen und Auswertungsmethoden

Im Folgenden werden die Versuchsdurchführungen und Auswertungsmethoden vorgestellt. Kapitel 3.2.1 behandelt das Vorgehen zur Erzeugung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie und die Methoden zur Charakterisierung. In Kapitel 3.2.2 wird näher auf die Charakterisierung des durch die Spulen erzeugten Magnetfelds und die Bestimmung der Magnetisierung der Einzelfaser (Kapitel 3.2.3) eingegangen. Anschließend wird das Vorgehen zur Bestimmung der Faserbeschleunigung anhand der magnetisch induzierten Faserbewegung präsentiert (Kapitel 3.2.4). Abschließend erfolgt eine detaillierte Darstellung der Durchführung zur Charakterisierung des Ablöseverhaltens unterschiedlicher Partikelstrukturen (Kapitel 3.2.5).

3.2.1 Parameter für die Erzeugung von Partikelstrukturen verschiedener Morphologie und Charakterisierungsmethoden

Die Partikelstrukturen wurden jeweils bei einer konstanten Rohgaskonzentration erzeugt. Durch die Wahl der Beladungszeit und Anströmgeschwindigkeit (geregelt über den Volumenstrom \dot{V}_{ein}) lassen sich unterschiedliche Beladungsniveaus sowie Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie auf der Einzelfaser erzeugen. Das Beladungsniveau stellt die mittlere Höhe der Partikelstruktur auf der Einzelfaser dar. Die Beladung der Faser mit Partikeln erfolgte nicht über die gesamte Faserlänge, sondern war auf einen Bereich begrenzt, der ungefähr dem Durchmesser des Einlaufrohres ($d_{\text{Rohr}} = 15 \text{ mm}$) entsprach. Dieser Abschnitt erstreckte sich um den Bereich der Fasermitte (siehe Abbildung 3-9). Deshalb wurde die mittlere Höhe der Partikelstruktur am Mittelpunkt $y = 1,89 \text{ cm}$ bestimmt.

Zur Sicherstellung der Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Morphologie und Strukturhöhe beim jeweiligen Partikelmaterial wurde die nominale Partikelmasse m berechnet (3-1). Diese entspricht der nominalen Partikelmasse m , die auf die Einzelfaser zuströmt und teilweise daran abgeschieden wird. Die Voraussetzung ist ein konstanter Volumenstrom, eine konstante Partikelkonzentration im Beladungsstrom sowie die Verwendung desselben Partikelmaterials und einer einheitlichen Kollektorgröße für alle Beladungsvorgänge.

Die Partikelmasse m berechnet sich nach Gleichung 3-1 aus dem über den Zeitraum t integrierten Massestrom \dot{M}_i des jeweiligen Partikelmaterials ($i = \text{C (Carbon Black), S (Spherglass)}$)).

$$m = \int_{t=0}^t \dot{M}_i dt \quad (3-1)$$

Durch Einstellen der Beladungszeit t wurde in allen Versuchen des jeweiligen Partikelmaterials die gleiche nominale Partikelmasse realisiert.

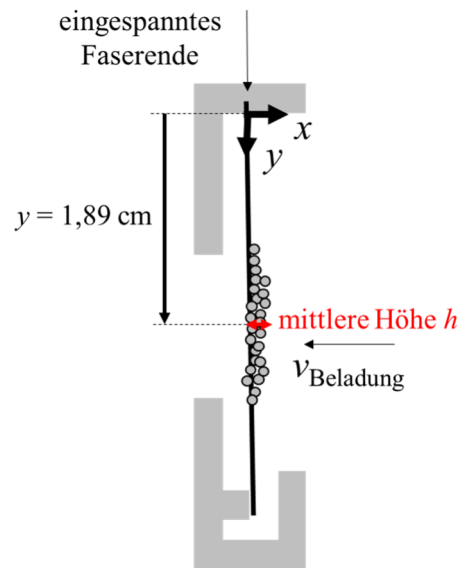


Abbildung 3-9: Schematische Darstellung des Beladungsniveaus h der Faser in vertikaler Ausrichtung der Einzelfaser zum Erdschwerefeld.

Die nominale Masse betrug bei den Versuchen mit Carbon Black ca. $m = 1 \text{ mg}$. Diese errechnete sich aus dem in die Beladungskammer eintretenden Massenstrom $\dot{M}_C = 1,64 \text{ mg} \cdot \text{h}^{-1}$ bezogen auf eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von $v = 0,01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ und einer Beladungszeit von $t = 40 \text{ min}$. Für die Versuche mit Sphäroglass betrug die nominale Masse etwa $m = 19 \text{ mg}$. Die Masse von Sphäroglass wurde aus einem Massenstrom von $\dot{M}_S = 228 \text{ mg} \cdot \text{h}^{-1}$, einer Geschwindigkeit von $v = 0,67 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ und einer Beladungszeit von $t = 5 \text{ min}$ berechnet.

Wie bereits in Kapitel 2.1.7 beschrieben, sind für den Transport von Partikeln zur Faser im Diffusionsbereich niedrige Anströmgeschwindigkeiten und kleine Partikeln entscheidend. Zur Erzeugung von Partikelstrukturen im Diffusionsbereich wurde Carbon Black verwendet, da dessen gemessene Partikelgrößenverteilung (Kapitel 3.1.5.1) deutlich kleinere Partikeln aufweist als Sphäroglass. Für einen möglichst hinreichenden diffusiven Transport der Partikeln zur Einzelfaser, wurde eine niedrige Strömungsgeschwindigkeit von $v = 0,01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ gewählt. Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit ($v = 0,12$; $0,24$ und $0,49 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) verschiebt sich für Partikelstrukturen aus Carbon Black der Transportmechanismus von Diffusion hin zum Transport durch den Sperreffekt. Durch die Verschiebung des Transportmechanismus werden kompaktere und weniger dendritische Partikelstrukturen erzeugt [26]. Laut Literatur lassen sich die kompaktesten Partikelstrukturen bei der Trägheitsabscheidung auf einer Einzelfaser bilden [26, 27].

Da Sphäroglass eine 1,3-fach größere Dichte und einen rund 10-fach größeren volumengewichteten mittleren Partikeldurchmesser als Carbon Black besitzt, wurden bei der Verwendung von Sphäroglass

(Glaskugeln) deutlich kompaktere Partikelstrukturen erwartet als beim Einsatz von Carbon Black (Ruß) [26, 27]. Zur Bildung der Partikelstrukturen aus Spherglass im Trägheitsbereich wurden Strömungsgeschwindigkeiten von $v = 0,04 - 2,06 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ eingestellt.

Zur Vergleichbarkeit bekannter Partikelstrukturen aus der Literatur wurden die Péclet-Zahl (Pe) und Stokes-Zahl (St) als dimensionslose Kennzahlen eingeführt. In der Literatur wird oftmals der anzahlbezogene Mediandurchmesser $x_{50,0}$ zur Berechnung der dimensionslosen Kennzahlen herangezogen und monodisperses Partikelmaterial verwendet. In dieser Arbeit wurden polydisperse Partikelsysteme betrachtet, bei denen im Allgemeinen größere Partikeln einen stärkeren Einfluss auf das Gesamtvolumen der Partikelstruktur haben als kleinere Partikeln. Poggemann et al. [78] und Zoller et al. [27] wiesen in ihren Untersuchungen jedoch bereits nach, dass bei konstanter Péclet- bzw. Stokes-Zahl ähnliche Partikelstrukturen aus polydispersem Partikelmaterial (Spherglass) wie bei der Nutzung von monodispersem Partikelmaterial entstehen. Dabei verwendeten sie in ihren Untersuchungen den volumengewichteten Partikeldurchmesser $x_{50,3}$ zur Berechnung der dimensionslosen Kennzahlen. In dieser Doktorarbeit wurden die Péclet- und Stokes-Zahlen gemäß den Gleichungen (2-1) und (2-7) berechnet. Dabei wurden ebenfalls der mittlere volumengewichtete Mediandurchmesser des jeweiligen Partikelmaterials sowie die spezifisch eingestellten Anströmgeschwindigkeiten als Grundlage herangezogen. Der von Kasper [26] eingeführte Prall-Parameter β wurde in dieser Arbeit ebenfalls mit dem volumengewichteten Mediandurchmesser nach Gleichung (2-10) bestimmt. Bei Carbon Black ist zu beachten, dass es sich beim gemessenen Partikeldurchmesser aus Kapitel 3.1.5.1 nicht um einen Durchmesser einer idealen Kugel handelt, sondern eher um einen Durchmesser eines Agglomerats. Die Aufnahme der Partikelstruktur aus Carbon Black mittels Rasterelektronenmikroskop zeigte, dass sich nach der Dispergierung keine einzelnen Partikel wie bei Spherglass (siehe Anhang: Abbildung 0-2) bilden. Stattdessen traten Agglomerate auf, die aus einer Vielzahl kleinerer Partikel bestanden (siehe Anhang: Abbildung 0-1).

Die Erzeugung der Partikelstrukturen erfolgte in der im vorherigen Kapitel beschriebenen Anlage. Für die Untersuchungen wurde eine vertikale Orientierung der Einzelfaser zum Gravitationsfeld gewählt, da die späteren Untersuchungen zur Ablösung von Partikelstrukturen ebenfalls in dieser Orientierung durchgeführt wurden. Es wurden jeweils drei Wiederholungsmessungen für die jeweiligen Anströmgeschwindigkeiten beim entsprechenden Partikelsystem durchgeführt. Tabelle 3-4 fasst die verwendeten Parameter und dimensionslosen Kennzahlen für die jeweiligen Partikelmaterialien zusammen.

Tabelle 3-4: Parameter zur Erzeugung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie im Diffusions-, Übergangs- und Trägheitsbereich [94].

Partikelmateri	$\nu / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	$\dot{V}_{\text{Dis}} /$ $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$	$\dot{V}_{\text{L}} /$ $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$	$\dot{V}_{\text{Exzess}} /$ $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$	$\dot{V}_{\text{ein}} /$ $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$	Péclet- Zahl / –
Carbon Black	0,01	9,73	0	9,63	0,1	$2,0 \cdot 10^4$
	0,12	9,73	0	8,23	1,5	$2,6 \cdot 10^5$
	0,24	9,73	0	6,73	3	$5,2 \cdot 10^5$
	0,49	9,73	0	3,73	6	$1,0 \cdot 10^6$
Partikelmateri	$\nu / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	$\dot{V}_{\text{Dis}} /$ $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$	$\dot{V}_{\text{L}} /$ $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$	$\dot{V}_{\text{Exzess}} /$ $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$	$\dot{V}_{\text{ein}} /$ $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$	Stokes- Zahl / –
Spherglass	0,04	9,73	15,17	24,41	0,49	0,14
	0,33	9,73	15,17	20,91	3,99	1,19
	0,67	9,73	15,17	16,84	8,06	2,38
	0,88	9,73	15,17	14,30	10,6	3,09
	1,30	9,73	15,17	9,20	15,7	4,51
	2,06	9,73	15,17	0	24,9	6,99

Da die Morphologie der Partikelstruktur auf der Faser einen entscheidenden Faktor für die Ablösung von Partikeln beziehungsweise Partikelfragmenten von der Einzelfaser darstellt, muss diese charakterisiert werden.

Die Charakterisierung der jeweiligen Partikelstrukturen erfolgte einerseits durch die Auswertung von Bildaufnahmen der beladenen Faser im eingebauten Zustand (in situ), die mittels Kamera (motiCAM ProS5 lite) und eines Objektivs mit 12-facher Vergrößerung aufgenommen wurden, und andererseits für strukturell stabile Partikelstrukturen im ausgebauten Zustand unter einem konfokalen Laser-Scanning-Mikroskop (3D KLSM VK-X100 Series von KEYENCE). Die Auswertung mittels Laser-Scanning-Mikroskop bietet im Vergleich zur Kamera den Vorteil, dass die Partikelstrukturen bei hoher Vergrößerung (im vorliegenden Fall 50-fach) detailliert analysiert werden können. Zudem ermöglicht es die Bestimmung des Volumens der Partikelstruktur auf der Einzelfaser. Da sich nur die Partikelstrukturen aus Spherglass als strukturell stabil erwiesen haben, beschränkte sich die Untersuchung unter dem Laser Scanning Mikroskop auf diese Strukturen. Eine detaillierte Beschreibung des Laser-Scanning Mikroskops (LSM) erfolgt in Kapitel 3.2.1.2.

Die in situ durchgeführten Untersuchungen, bei denen die beladene Faser in der Beladungskammer eingebaut war, wurden sowohl bei einer eingeschalteten, partikelfreien Anströmung (online) als auch bei abgeschalteter Anströmung (offline) durchgeführt. Dadurch war es möglich den Einfluss durch externe Störgrößen zu minimieren und gleichzeitig den Einfluss der Anströmung auf die Stabilität der erzeugten Depositionsstrukturen zu untersuchen (Abbildung 3-10).

Bei den in situ durchgeführten Untersuchungen wurden die Partikelstrukturen entlang eines definierten Faserabschnitts in der Fasermitte (ca. 2 mm) mit einer Kamera aus zwei Richtungen fotografiert. Das Sichtfeld betrug ca. 2 x 4 mm. Abbildung 3-10 stellt die zwei Perspektiven dar, aus denen die beladene Einzelfaser fotografiert wurde.

Aus der Seitenansicht konnte die Faser während der Partikelabscheidung (in situ) mit eingeschalteter partikelfreier Anströmung (online) und bei ausgeschalteter Anströmung (offline) untersucht werden. Aufgrund der eingeschränkten Zugänglichkeit war die Beobachtung der Partikelstrukturen aus der Frontalansicht (in Strömungsrichtung) ausschließlich offline möglich.

In Situ Untersuchung aus zwei Perspektiven

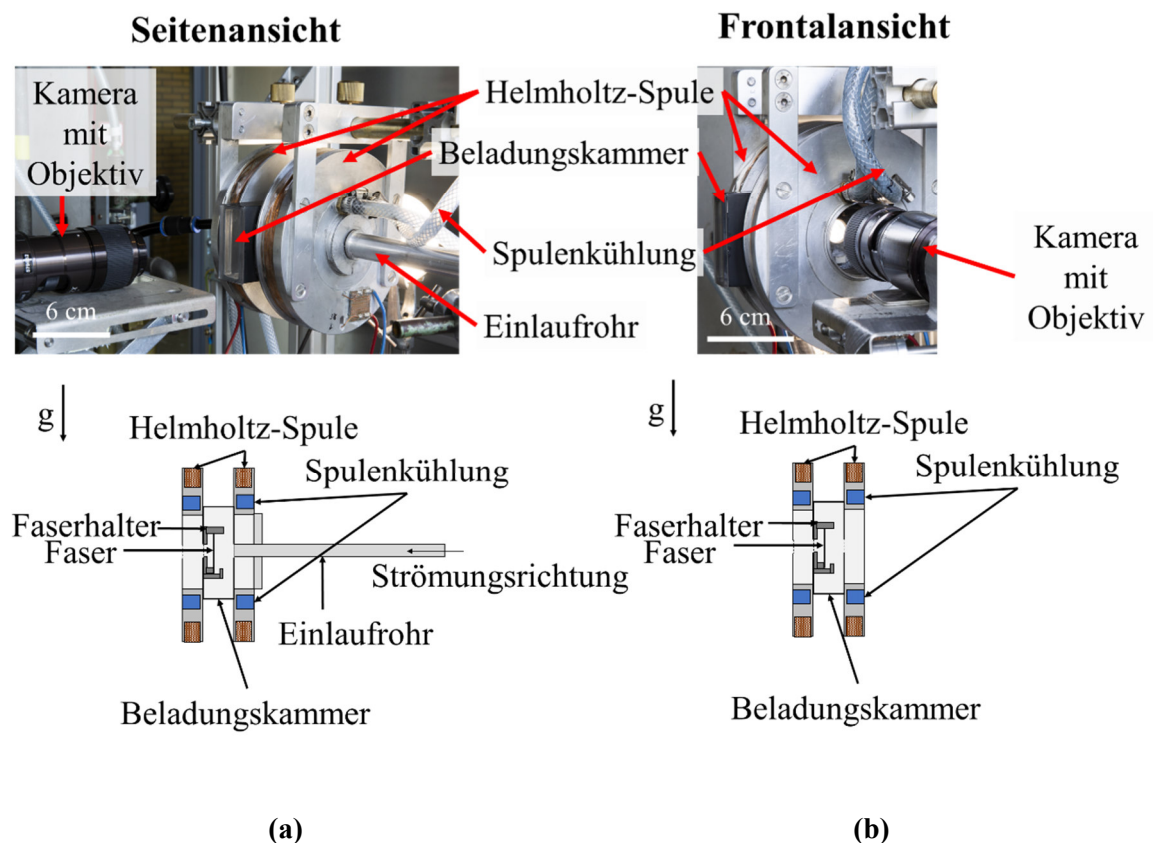


Abbildung 3-10: Fotografien und schematische Zeichnungen zum Versuchsaufbau zur Untersuchung der beladenen Faser aus der Seitenansicht (a) und Frontalansicht (b).

3.2.1.1 Bildauswertung zur Quantifizierung von Partikelstrukturen

Im Folgenden wird die Methodik der Bildauswertung erläutert, die sowohl zur Quantifizierung der erzeugten Partikelstrukturen auf der Faser als auch der abgelösten Partikelfragmente genutzt wurde. Wie bereits erwähnt, sind die aus Carbon Black erzeugten Partikelstrukturen strukturell sehr zerbrechlich und konnten für eine detailliertere Untersuchung – etwa unter einem Laser-Scanning-Mikroskop – nicht ausgebaut werden. Um diese Partikelstrukturen dennoch quantifizieren zu können, wurde die Projektionsfläche anhand der erzeugten Bilder ausgewertet.

Die Bestimmung der Projektionsfläche der Faser- und Partikelstrukturen erfolgte durch eine Bildanalyse. Diese basiert auf Algorithmen der Image Process Toolbox von MATLAB® R2022b. Die Methodik wurde bereits in früheren Untersuchungen verwendet und ausführlich erläutert [27, 84]. Die Bilder wurden mit Hilfe der Methode von Otsu [98] binarisiert. Diese Methode bietet den Vorteil, dass automatisch der optimale Intensitätsschwellenwert in Bildern bestimmt wird, der die Pixel in Vordergrund (helle Pixel) und Hintergrund (dunkle Pixel) unterscheidet. Nach der Binarisierung wurden die hellen Pixel gezählt und mittels einer Skala in die Projektionsfläche umgerechnet (Abbildung 3-11). Vor dem Beladen der Faser mit Partikeln wurde die Projektionsfläche der unbeladenen Faser bestimmt (siehe Abbildung 3-11 a). Nach dem Beladen der Faser mit Partikeln wurde die Projektionsfläche erneut erfasst (siehe Abbildung 3-11 b). Sie setzt sich aus der Faser und der entstandenen Partikelstruktur zusammen.

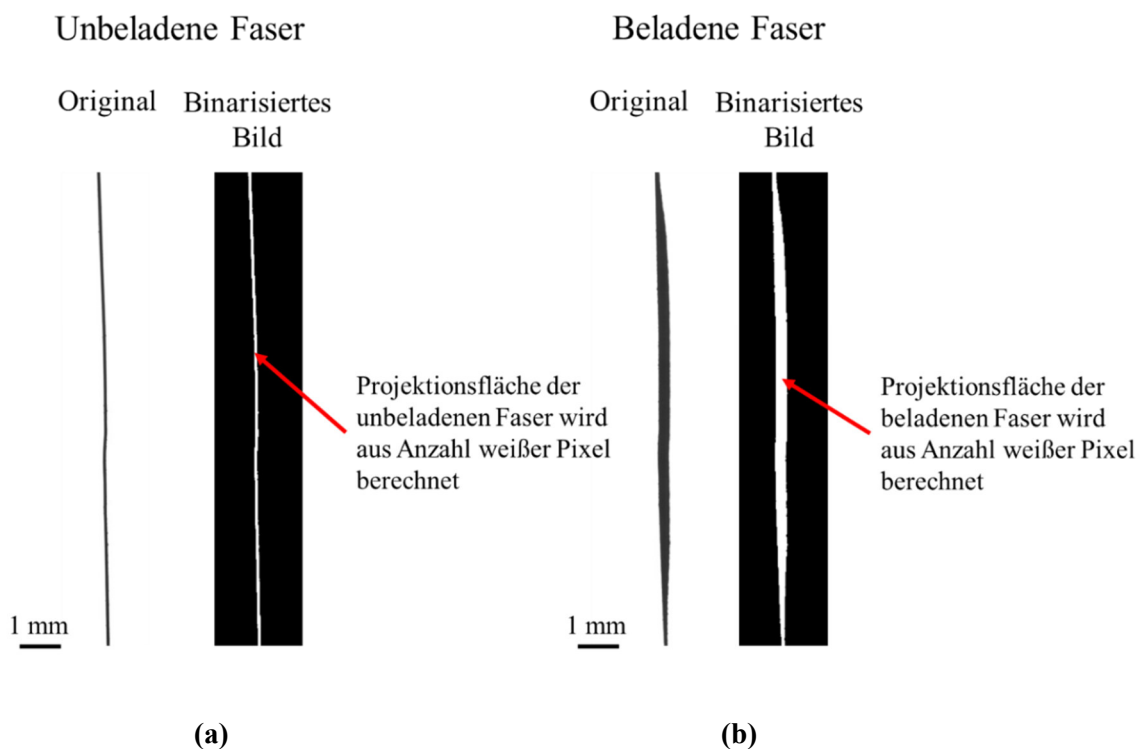


Abbildung 3-11: Bestimmung der Projektionsfläche exemplarisch an einer unbeladenen Faser (a) und mit Glaskugeln (Spherglass) beladenen Faser (b) mit Matlab.

Neben der Bestimmung der gesamten Projektionsfläche der Partikelstrukturen wurde für die stark dendritischen Partikelstrukturen (siehe Abbildung 3-12) zusätzlich die kumulative Anzahlverteilung der Dendritenlängen entlang der Faserachse auf der An- und Abströmseite mittels Bildauswertung bestimmt. Die Bilder wurden ebenfalls nach der Methode von Otsu binarisiert. Um die Verteilung der Dendriten auf der Anström- und Abströmseite der Faser zu analysieren, wurde eine „Region of Interest“ (ROI) definiert. Dabei wurde der rechte Bildausschnitt zur Auswertung der Dendriten auf der Anströmseite herangezogen, während der linke Teil die Strukturen auf der Abströmseite abbildete. Die Trennung erfolgte entlang der Faserachse (siehe Abbildung 3-12).

Die Bildausschnitte zur Detektion der Dendritenlängen wurden für die stark dendritischen Partikelstrukturen manuell bestimmt. Das rote Quadrat in Abbildung 3-12 zeigt schematisch den gewählten Bildausschnitt zur Bestimmung der jeweiligen Dendritenlänge.

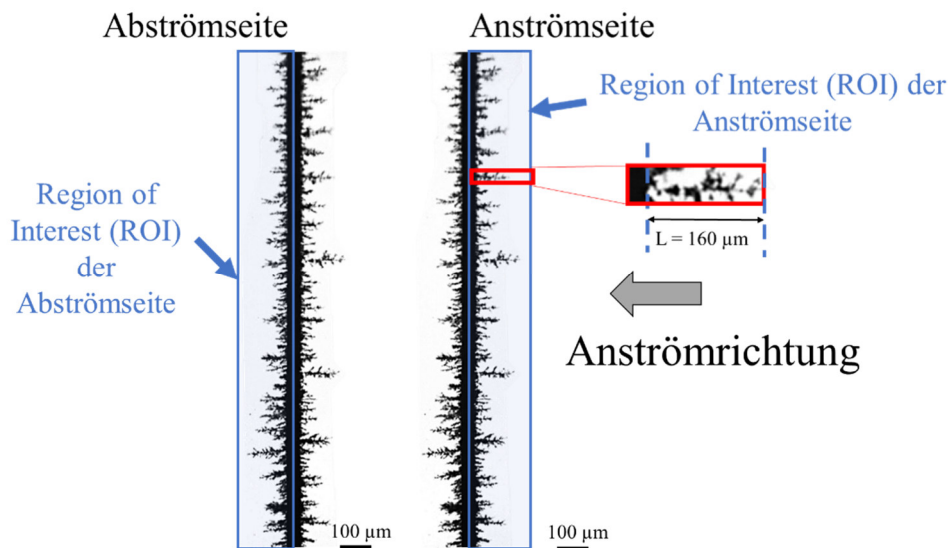


Abbildung 3-12: Exemplarische Darstellung der beladenen Einzelfaser vor der Binarisierung und ihre Unterteilung in An - und Abströmseite.

Zur Bestimmung der Dendritenlänge wurde die Hauptachse der projizierten Struktur im jeweiligen Bildausschnitt vermessen. Diese gemessene Länge setzt sich aus der tatsächlichen Dendritenlänge und dem Radius der Einzelfaser zusammen. Um die Dendritenlänge zu ermitteln, wurde daher der Radius der Einzelfaser von der Gesamtlänge der Hauptachse subtrahiert.

3.2.1.2 Strukturcharakterisierung mittels Laser-Scanning-Mikroskop (LSM)

Zur Untersuchung der Partikelstrukturen auf der Faser aus verschiedenen Perspektiven wurde ein drehbarer Faserhalter konzipiert. Die Faser ist in einer drehbaren Halterung montiert, sodass die Partikelstruktur aus verschiedenen Richtungen untersucht werden kann (siehe Abbildung 3-13).

Die Partikelstruktur wurde bei einer 50-fachen Vergrößerung mit dem konfokalen Laser-Scanning-Mikroskop (LSM) untersucht und dabei Bildaufnahmen erstellt. Zusätzlich wurde das Volumen der Partikelstruktur bestimmt. Hierzu wurde ein definierter Abschnitt der beladenen Faser (ca. 1 mm) ebenfalls bei 50-facher Vergrößerung dreidimensional gescannt. Der Faserabschnitt wurde mit einem fokussierten Laserstrahl gescannt. Zur vollständigen Erfassung der Strukturhöhe wurde die Position des Objektivs so justiert, dass sowohl der obere als auch der untere Bereich der Faser, auf dem sich Partikeln befanden, gescannt wurde.

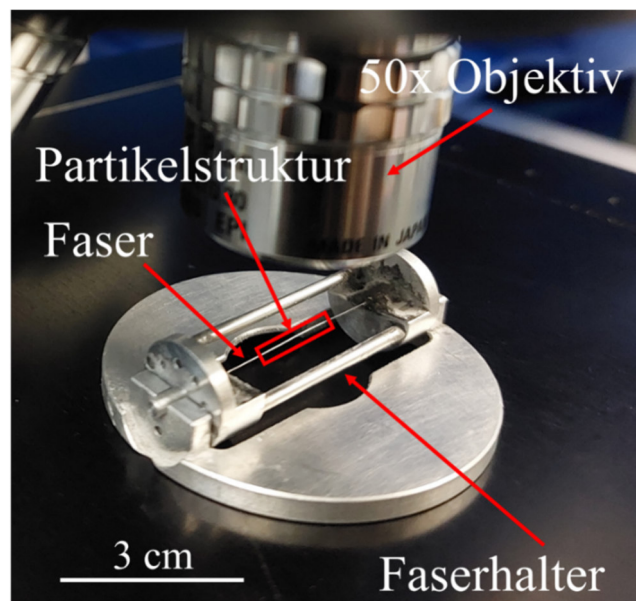


Abbildung 3-13: Drehbarer Faserhalter mit eingespannter beladener Faser zur Untersuchung der Partikelstruktur aus verschiedenen Perspektiven.

Die Volumenrekonstruktion erfolgte aus der Draufsicht (0°) und der Untersicht (180°) der Einzelfaser. In Abbildung 3-14 aus der 0° - beziehungsweise 180° - Ansicht ist zu sehen, dass nur ein Teil der Partikelstruktur aus einer Perspektive detektiert wird (gestreifter Bereich). Um das Gesamtvolumen V_{Struktur} aus den Teilvolumina $V_{S,1}$ und $V_{S,2}$ nach Gleichung (3-2) zu bestimmen und eine mögliche Doppelbestimmung der beiden detektierten Volumina zu vermeiden, wurde der Abstand h_2 von der Unterseite der Faser bis zum Beginn der Partikelstruktur als Relation aus der 90° - Ansicht beziehungsweise 270° -Ansicht der Partikelstruktur bestimmt (Abbildung 3-14 b). Durch das Festlegen der Schnittlinie mit der Höhe h_2 in der VK-Analysesoftware von KEYENCE (Abbildung 3-14 a) konnte das Volumen V_2 (orange hinterlegter Bereich) aus der 180° -Ansicht bestimmt werden. Da der Durchmesser der Einzelfaser bekannt ist, kann das anteilige Volumen der Faser $V_{F,2}$ berechnet und abgezogen werden. Nach Gleichung (3-3) erhält man das Volumen der Partikelstruktur aus der 180° -Ansicht.

$$V_{\text{Struktur}} = V_{S,1} + V_{S,2} \quad (3-2)$$

$$V_{S,2} = V_2 - V_{F,2} \quad (3-3)$$

Je Stokes-Zahl wurden drei Wiederholungsmessungen durchgeführt, bei denen die Einzelfaser jeweils neu mit Partikeln beladen wurde.

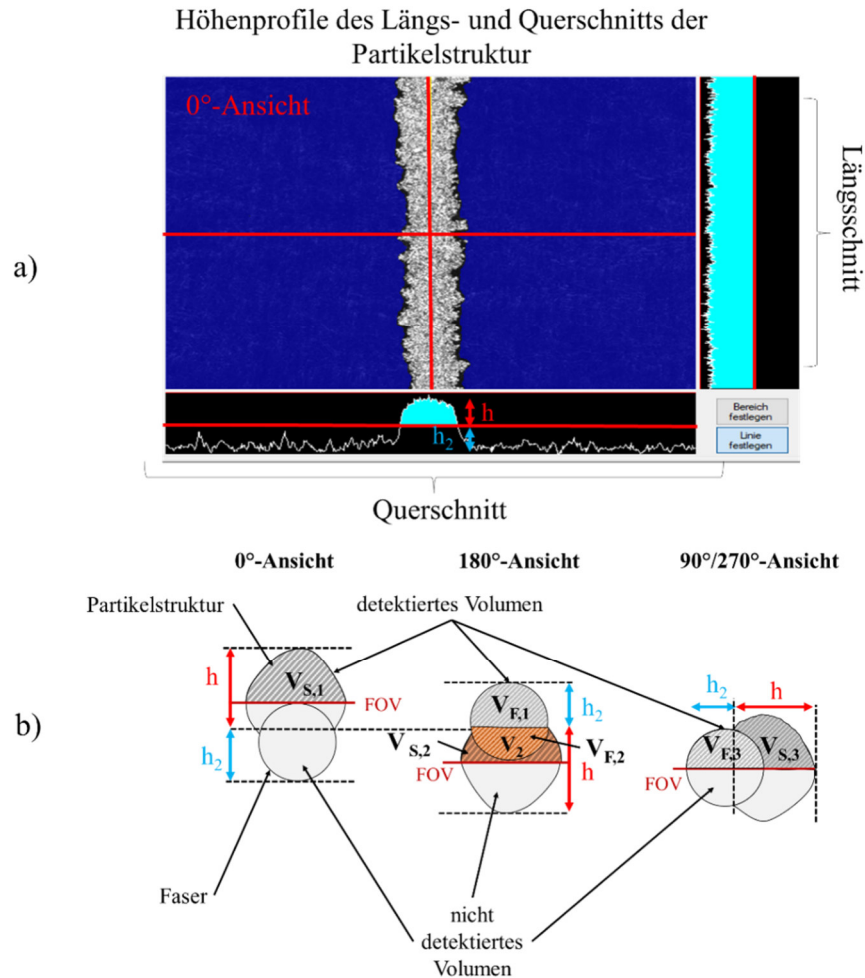


Abbildung 3-14: Exemplarisches Höhenprofil aus der VK-Analysesoftware von KEYENCE (a); Schematische Darstellung der Volumenbestimmung mittels LSM durch die Vermessung des Volumens der Struktur aus verschiedenen Perspektiven (b).

3.2.2 Charakterisierung des Magnetfelds der Helmholtz-Spule

Um konstante räumliche Anfangsbedingungen für die Magnetisierung der Einzelfaser zu erhalten, war es das Ziel ein möglichst homogenes Magnetfeld im Verfahrensraum der Faser zwischen den zwei Spulen zu erzeugen.

Neben der Charakterisierung der Homogenität des Magnetfelds wurde die Abhängigkeit der resultierenden magnetischen Flussdichte von der angelegten Stromstärke bestimmt. In diesem Abschnitt werden sowohl die simulativen als auch die experimentellen Methoden zur Validierung des erzeugten Magnetfelds vorgestellt.

3.2.2.1 Simulation des entstehenden Magnetfelds mit COMSOL

Die im Spulenzwischenraum auftretende magnetische Flussdichte bei verschiedenen anliegenden Stromstärken ($I = 1 - 3 \text{ A}$) wurde mit der Finite-Elementen-Methode (FEM) von COMSOL Multiphysics (6.0) simuliert. Die Eignung von COMSOL zur Simulation von Magnetfeldern, die durch eine Helmholtz-Spule erzeugt werden, wurde in zahlreichen früheren Studien umfassend bestätigt [99, 100]. Die Simulation des Magnetfelds basiert auf dem implementierten Modul "Physics of Magnetic Fields". Das in dieser Arbeit beobachtete Magnetfeld wurde im Rahmen der Simulation als zeitlich und räumlich konstant angenommen. Die numerischen Modelle zu seiner Beschreibung basieren auf den Maxwell- Differentialgleichungen. Zur Bestimmung des Magnetfelds wurde das magnetische Vektorpotential \vec{A} unter Berücksichtigung der von außen angelegten Stromdichte \vec{J}_S und der Permeabilität μ wie folgt berechnet [101, 102].

$$\vec{J}_S = \nabla \times (\mu^{-1} \nabla \times \vec{A}) \quad (3-4)$$

In diesem Modell wird die Permeabilität des Vakuums, d. h., $\mu = \mu_0 \approx 4\pi \times 10^{-7} \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, verwendet. Die Korrelation zwischen der magnetischen Flussdichte \vec{B} und dem Vektorpotential \vec{A} ist gegeben durch:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (3-5)$$

Die Geometrie und Anordnung der Spulen wurden in der Simulation analog zu den realen Bedingungen definiert (Tabelle 3-1). Die Spulen sind von einer Luftdomäne mit einem Außenradius von $r = 30 \text{ cm}$ umgeben, um den relevanten Bereich einzugrenzen. Für die Simulation wurde das in COMSOL hinterlegte physikalisch kontrollierte Netz "extrem fein" gewählt. Dies ergab die beste Korrelation der magnetischen Flussdichtekurven mit den experimentellen Ergebnissen. Die maximale und die minimale Elementgröße des verwendeten Netzes betrug $0,012 \text{ m}$ bzw. $0,12 \text{ mm}$. Das Netz bestand aus 443.637 Volumenelementen, 22.666 Oberflächenelementen und 1.066 Linienelementen. Die Anzahl der Freiheitsgrade (DOF) wurde als Parameter für die Feinheit des

Netzes verwendet. Höhere Werte der DOF stehen für ein feineres Netz. Für das physikalisch kontrollierte Netz "extrem fein" betrug die Anzahl an Freiheitsgraden 3.203.730.

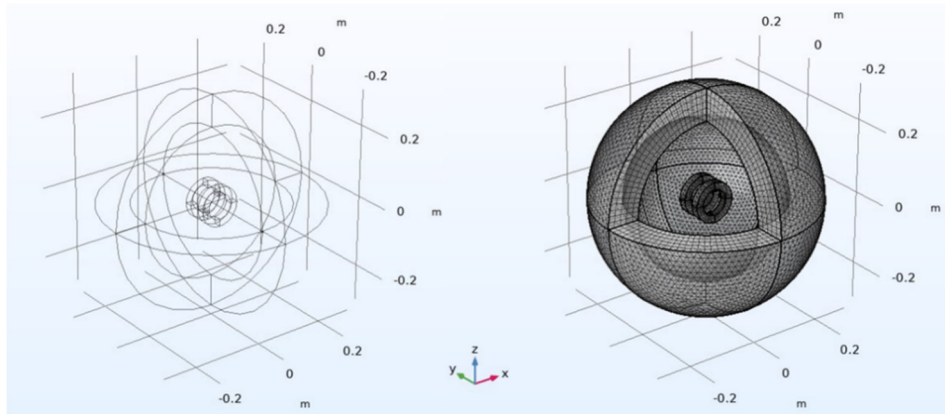


Abbildung 3-15: Geometrie der Helmholtz-Spule in der Simulation [84].

Um die Unabhängigkeit des Ergebnisses vom Netz sicherzustellen, wurde eine Studie durchgeführt, in der die erforderliche Netzfeinheit ermittelt wurde. Die Unabhängigkeit ist nachgewiesen, wenn ein konstanter Wert für die magnetische Flussdichte erreicht wird. Daher wurde die Maschenweite des physikalisch kontrollierten Netzes von "gröber" (DOF = 18.448) auf "extrem fein" (DOF = 3.203.730) erhöht. In Abbildung 3-16 ist die simulierte magnetische Flussdichte am Punkt P (0/0) mit der Anzahl der Freiheitsgrade verknüpft.

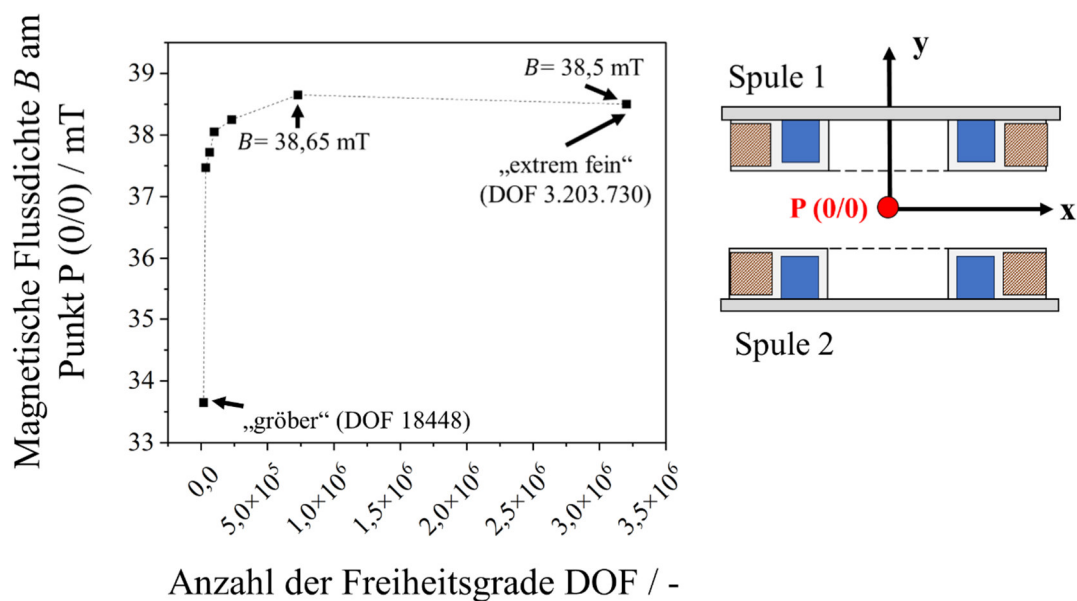


Abbildung 3-16: Untersuchung zur Netzunabhängigkeit: Analyse der magnetischen Flussdichte in Abhängigkeit von der Anzahl der Freiheitsgrade des Berechnungsmodells [84].

Für alle simulierten Punkte in Abbildung 3-16 ist der Restfehler kleiner als 10^{-4} . Für niedrige DOF-Werte weicht die magnetische Flussdichte am Punkt P immer noch erheblich ab. Nur für DOF-Werte über 727.688 ist die Abweichung kleiner als 0,4 %. Der Wert der magnetischen Flussdichte tendiert also zu einer netzunabhängigen Lösung.

3.2.2.2 Experimentelle Bestimmung des Magnetfelds mit Hall-Sonden

Um die tatsächliche Homogenität des Magnetfelds zu überprüfen und die Simulationsergebnisse zu validieren, wurde ein Feldstärkemessgerät FH51 (Magnet Physik Dr. Steingroever GmbH, Köln, DE) zur Messung der magnetischen Flussdichte eingesetzt. Die Hallsonde detektiert eine durch das Magnetfeld induzierte Spannungsdifferenz, die proportional zur Feldstärke beziehungsweise magnetischen Flussdichte ist. Zwei Hallsonden werden eingesetzt, um den Verlauf des Magnetfelds bei verschiedenen Stromstärken ($I = 1\text{--}3\text{ A}$) zu messen. Ziel ist es, den gesamten Prozessraum zu erfassen, der für die Faserbewegung relevant ist. Dieser Bereich ist in Abbildung 3-17 b) und Abbildung 3-18 b) jeweils durch ein schwarzes Quadrat gekennzeichnet. Zur Messung der axialen Feldkomponente der magnetischen Flussdichte mit den jeweiligen Sonden wurde der in Abbildung 3-17 a) und Abbildung 3-18 a) dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Die Messpunkte in x - und y -Richtung zur Erfassung der axialen Feldkomponente der magnetischen Flussdichte werden in Abbildung 3-17 und Abbildung 3-18 jeweils in der unteren Abbildung gezeigt.

Die Axialsonde wird parallel (axiale Richtung) und die Transversalsonde senkrecht (radiale Richtung) zur Symmetrieachse ausgerichtet. Die magnetische Flussdichte wird in Abständen von 0,5 cm gemessen. Vergleicht man die beiden Sonden an denselben Messpunkten, so ergibt sich eine Abweichung von etwa 2 % (siehe Anhang: Abbildung 0-3). Diese Abweichung ist identisch mit der vom Hersteller angegebenen Messtoleranz von 2 %. Die Untersuchungen wurden jeweils bei Stromstärken von $I = 1\text{ A}$, $I = 2\text{ A}$ und $I = 3\text{ A}$ durchgeführt. Die beiden identischen Spulen waren in Reihe geschaltet und wurden mit Wasser gekühlt (siehe auch Kapitel 3.1.4), um einen Langzeitbetrieb der Spulen zu ermöglichen. Die Oberflächentemperatur der Spulen wurde mit einer Wärmebildkamera (Teledyne FLIR LLC, DE) in zeitlichen Abständen überwacht, um nicht die Auslegungstemperatur des Kupferdrahtes von $T = 80^\circ\text{C}$ zu überschreiten (siehe Anhang: Abbildung 0-4).

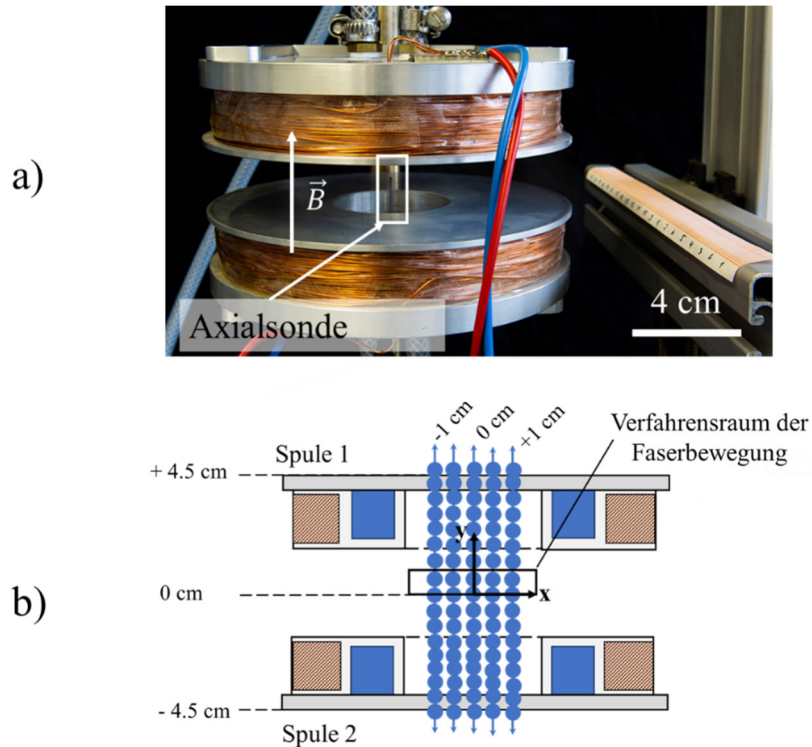


Abbildung 3-17: Versuchsaufbau zur Bestimmung der axialen Komponente der magnetischen Flussdichte mit der Axialsonde (a); Schematische Darstellung der axialen Messung (blaue Punkte) der magnetischen Flussdichte mit der Axialsonde (b).

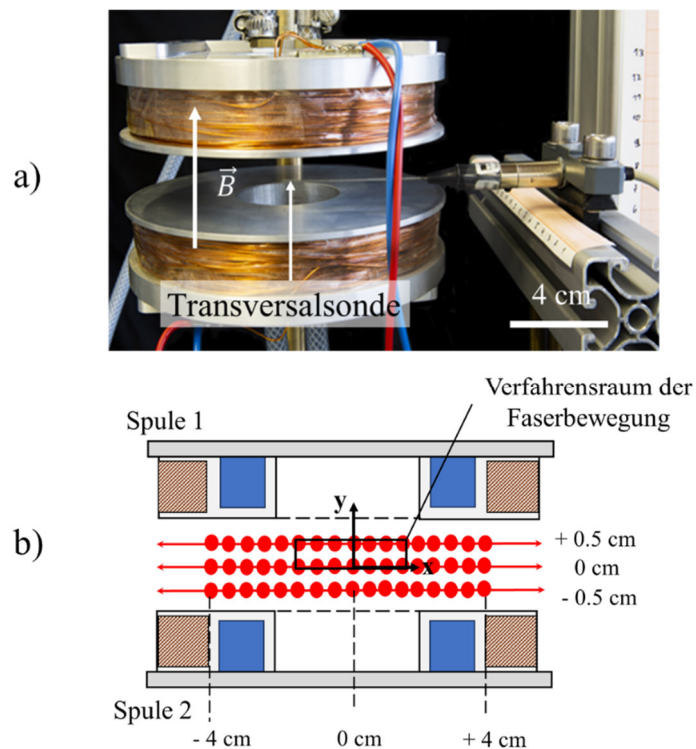


Abbildung 3-18: Versuchsaufbau zur Bestimmung der axialen Komponente der magnetischen Flussdichte mit der Transversalsonde (a); Schematische Darstellung der radialen Messung (rote Punkte) der magnetischen Flussdichte mit der Transversalsonde (b).

3.2.3 Magnetische Eigenschaften der Einzelfaser

Die Magnetisierung der Einzelfaser wurde für eine senkrechte Orientierung der Faserlängsachse zur Richtung des äußeren Magnetfelds bestimmt. Die Magnetisierungskurven wurden mit einem MicroMag2900 Series AGM von PMC am Institut für Funktionelle Grenzflächen (Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, Deutschland) für das ferromagnetische Fasermaterial 1.4016 [15, 28] als Funktion der externen Feldstärke bei senkrechter Orientierung zu den Feldlinien aufgezeichnet. Es wurden zwei Wiederholungsmessungen mit einer Masse von $m = 2 \text{ mg}$ des Fasermaterials durchgeführt. Vor jedem Versuch wurde die Faser mit einer magnetischen Wechselfeldstärke von $H = \pm 400 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ entmagnetisiert. Durch die Aufzeichnung der Magnetisierungskurve wurde die Abhängigkeit zwischen der Magnetisierung der Faser und dem angelegten äußeren Feld analysiert. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5.2 präsentiert.

3.2.4 Charakterisierung der magnetisch induzierten Faserauslenkung

In dieser Arbeit beruht die magnetisch induzierte Ablösung der Partikeln beziehungsweise Partikelfragmenten auf der Ablösung durch Trägheitskräfte, sofern keine zusätzlichen Strömungskräfte vorhanden sind. Die Partikeln auf der Einzelfaser werden beim Einsetzen der Faserauslenkung zusammen mit der Faser beschleunigt und lösen sich größtenteils erst durch eine Verzögerung der Faserbewegung, etwa durch ein abruptes Abbremsen, aufgrund ihrer Trägheit von der Faser. Ein maßgeblicher Parameter für die trägheitsbedingte Ablösung stellt dabei die negative Beschleunigung der Einzelfaser beim Abbremsvorgang dar. Welche Werte die negative Beschleunigung der Faser beim Abbremsen erreicht, hängt von der Magnetisierung der Einzelfaser durch das externe Magnetfeld ab. Daher wurde untersucht, welche Beschleunigung in Abhängigkeit von der angelegten magnetischen Flussdichte bei einer unbeladenen bzw. mit Partikeln beladenen Einzelfaser auftritt.

Die maximale Beschleunigung der Einzelfaser wurde in Abhängigkeit der Faserposition und der magnetischen Flussdichte ermittelt. Das Bewegungsverhalten einer freien Faserschwingung und einer abrupten Abbremsung der Faser gegen einen Anschlag, der Führungseinfluss auf die Bewegung der Faser sowie der Einfluss des Beladungsniveaus der Einzelfaser mit Partikeln auf die Faserbewegung wurde charakterisiert. Es wurde dabei das Bewegungsverhalten in horizontaler und vertikaler Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld untersucht.

Bei allen Versuchen wurde die identische magnetisierbare Einzelfaser einseitig in einem Faserhalter fixiert und hatte eine definierte Startposition. Bei den Untersuchungen der freien Faserbewegung wurde auf den Anschlag verzichtet während bei den Untersuchungen einer abgebremsten Faserbewegung ein Anschlag am Faserende (siehe Abbildung 3-19) vorgesehen wurde. Die Distanz zwischen Startposition und Anschlag betrug ca. 1,8 mm.

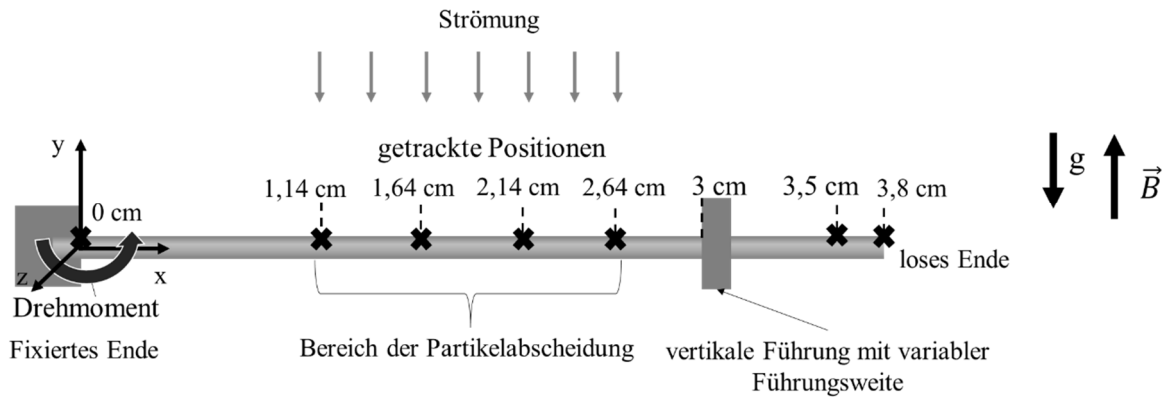


Abbildung 3-19: Getrackte Position entlang der Faserachse zur Bestimmung der lokalen Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung.

Vor jedem Versuch wurde die Faser entmagnetisiert. Die Entmagnetisierung der unbeladenen Einzelfaser erfolgte in einem Entmagnetisierungstunnel (ETT150 Tiede GmbH & Co.) durch ein 50 Hz Wechselfeld. Da die vom Hersteller angegebene Eindringtiefe 2 mm beträgt, wurde davon ausgegangen, dass die Faser ($d = 95 \mu\text{m}$) vollständig entmagnetisiert wurde.

Die Einzelfaser wurde mit Hilfe des Faserhalters (Kapitel 3.1.2) in der Mitte der Helmholtz-Spule innerhalb der Beladungskammer positioniert. Das freie Ende der Faser wurde in x -Richtung geführt und der Einfluss der Führung auf die Faserbewegung wurde für die Führungsweiten $w = 0,5 \text{ mm}$ und $w = 5 \text{ mm}$ untersucht. Da die magnetische Flussdichte proportional zur Stromstärke ist, wurde die magnetische Flussdichte durch Anlegen unterschiedlicher Stromstärken eingestellt. Die Untersuchungen zur Faserauslenkung wurden für ein zeitliches Intervall von 1 Sekunde bei einer Stromstärke von $I = 3 \text{ A}$ durchgeführt, was laut experimentellen Messungen mittels Hall-Sonde einer magnetischen Flussdichte von $B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$ entsprach (Kapitel 5.1). Durch die einseitige Einspannung der Faser erfuhr die Einzelfaser ein Drehmoment um die z -Achse, sobald der Stromkreis der in Reihe geschalteten Spulen geschlossen wurde. Das Drehmoment trat am Punkt der Einspannung P (0/0) auf (Abbildung 3-19).

Zur Bestimmung des Einflusses der Partikelmasse auf die Faserbeschleunigung wurde die Faser vor der magnetisch induzierten Auslenkung mit Sphäroglass bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($St = 6,99$) beladen. In den nachfolgenden Untersuchungen (Kapitel 3.2.5) zur trägheitsbedingten Ablösung von Partikelstrukturen wurden Beladungsniveaus mit einer durchschnittlichen Höhe h der abgeschiedenen Partikelschicht von $h = 0,25 \text{ mm}$ und $h = 0,5 \text{ mm}$ erzeugt. Diese Beladungsniveaus unterscheiden sich von den in Kapitel 3.2.1 (Charakterisierung der Partikelstrukturen) untersuchten Strukturhöhen. Der Grund hierfür liegt darin, dass die bei den dortigen Beladungsniveaus (Kapitel 3.2.1) abgelösten Partikelfragmente für eine bildbasierte Auswertung zu klein waren, um mit ausreichender Genauigkeit erfasst zu werden.

Um den maximalen Einfluss der Partikelmasse auf die Faserbewegung zu untersuchen und eine Vergleichbarkeit zu den Ablöseversuchen aus Kapitel 3.2.5 zu gewährleisten, wurde das maximale Beladungsniveau der Faser mit Spherglass ($h = 0,5 \text{ mm}$) über die Beladungszeit von $t = 20 \text{ min}$ eingestellt. Als Partikelmaterial wurde Spherglass gewählt, da dieses laut Literatur kompaktere Strukturen ausbildet [26] und eine 1,3-fach größere Dichte als Carbon Black [27] besitzt. Demzufolge wurde aufgrund der größeren Masse von Spherglass auf der Faser eine größere Trägheit und folglich ein größerer Einfluss auf die Beschleunigung der Faser erwartet.

Zur Überprüfung und Einordnung wurde das Masseverhältnis zwischen Einzelfaser und Partikelstruktur abgeschätzt. Diese Abschätzung basiert auf der Annahme, dass das in Kapitel 4.3 bestimmte Volumen der Partikelstruktur pro mm Faserlänge bei einer Stokes-Zahl von $St = 6,99$ und einer Beladungszeit von $t = 1,62 \text{ min}$ für eine Beladungszeit von $t = 20 \text{ min}$ linear extrapoliert werden kann. Durch Multiplikation des Volumens mit der Dichte wurde die Masse von Faser und Partikelstruktur berechnet. Die nachfolgende Tabelle 3-5 enthält die für die Abschätzung erforderlichen Daten und Annahmen. Die Ergebnisse verdeutlichen, dass die Masse der Faser etwa doppelt so groß ist wie die der Partikelstruktur, die sich nach dem Beladungsvorgang auf der Faser befindet. Demnach müsste sich die Masse der Partikelstruktur nur geringfügig auf die Faserauslenkung der Einzelfaser auswirken.

Tabelle 3-5: Daten zur Berechnung der Masse von Faser und Partikelstruktur.

Einzelfaser		Spherglass Struktur D	
Berechnetes Volumen (Länge·Durchmesser) / mm^3	0,25	Volumen/Länge (aus Abbildung 4-9; $St = 6,99$) multipliziert mit 15 mm (~Länge der Partikelstruktur) und bezogen auf $t = 20 \text{ min}$ / mm^3	0,35
Dichte / $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	7700	Dichte / $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	2460
Berechnete Masse / mg	1,92	Berechnete Masse / mg	0,87

Da die mittlere Porosität der Struktur sowie die Packungsdichte unbekannt sind und das Volumen der Partikelstruktur extrapoliert wurde, handelt es sich hierbei nur um eine Abschätzung, die mit Unsicherheiten behaftet ist und lediglich der Einordnung der Größenordnung der Massenverhältnisse von Partikelstruktur und Einzelfaser dient.

Die Faserbewegung wurde hauptsächlich im Bereich um die Fasermite analysiert, da sich in diesem Bereich die Partikelstruktur auf der Einzelfaser befand und für diesen Bereich die auftretenden lokalen Beschleunigungen für die Trägheitsablösung der Partikelfragmente von Interesse sind. Mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bei 12-facher Vergrößerung mit einer Bildrate von

3228 fps wurden die Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung der Einzelfaser an den in Abbildung 3-19 angegebenen Positionen ausgewertet. Das Sichtfeld (FOV) betrug $6 \times 17,4$ mm.

Die zeitliche Auslenkung der Faser wurde an definierten Positionen mit der Open-Source-Software Tracker 6.1.0 (Physics Java Framework) verfolgt und als Positions-Zeit-Diagramm dargestellt. Die Geschwindigkeitskurven wurden aus den Rohdaten der Positions-Zeit-Kurve der Faserauslenkung berechnet. Da bereits kleinste Abweichungen beim Tracking zu großen Streuungen der Geschwindigkeitswerte führten, wurden diese über zehn Einzelmessungen gemittelt. Die Beschleunigung wurde durch Differenzierung der gemittelten Geschwindigkeitswerte berechnet.

3.2.5 Magnetisch induziertes Ablöseverhalten von Partikelstrukturen

Basierend auf den gewonnenen Kenntnissen zum Bewegungsverhalten der Einzelfaser in Abhängigkeit der angelegten äußeren magnetischen Flussdichte wurde das resultierende Ablöseverhalten der zuvor charakterisierten Partikelstrukturen untersucht. Die Ablösung von Partikelstrukturen durch eine magnetisch induzierte Faserauslenkung wurde in Abhängigkeit der Orientierung der Einzelfaser zum Erdschwerefeld, der Morphologie der Partikelstrukturen, dem Beladungsniveau der Faser mit Partikeln, bei zusätzlichen Strömungskräften und der Anzahl an wiederholten Faserauslenkungen (Regenerationen) untersucht. Zur Vergleichbarkeit der abgelösten Projektionsfläche je Versuch wurde ein Regenerationsgrad (siehe Kapitel 3.2.5.2) eingeführt.

3.2.5.1 Einfluss der Faserorientierung auf das Ablöseverhalten

In ersten Untersuchungen hatte sich gezeigt, dass die Ausrichtung der Einzelfaser zum Erdschwerefeld einen Einfluss auf das Ergebnis der Regeneration hat. Die Bewegung der Faser sowie die Ablösung von Partikelstrukturen wurden deshalb für zwei Ausrichtungen der Einzelfaser in Bezug zum Erdschwerefeld untersucht.

In Abbildung 3-20 a) ist die Faser horizontal zum Erdschwerefeld orientiert und die Faser lenkt sich bei eingeschaltetem Magnetfeld gegen die Richtung des Erdschwerefeldes aus. In Abbildung 3-20 b) ist die Faser vertikal zum Erdschwerefeld ausgerichtet und die Auslenkung erfolgt senkrecht zum Erdschwerefeld. Um die Partikelablösung in Abhängigkeit von der Ausrichtung der Faser zum Gravitationsfeld zu untersuchen, wurde die Faser im Faserhalter einseitig montiert und zur Partikelbeladung in der Beladungskammer zwischen den beiden Spulen horizontal oder vertikal zum Erdschwerefeld positioniert.

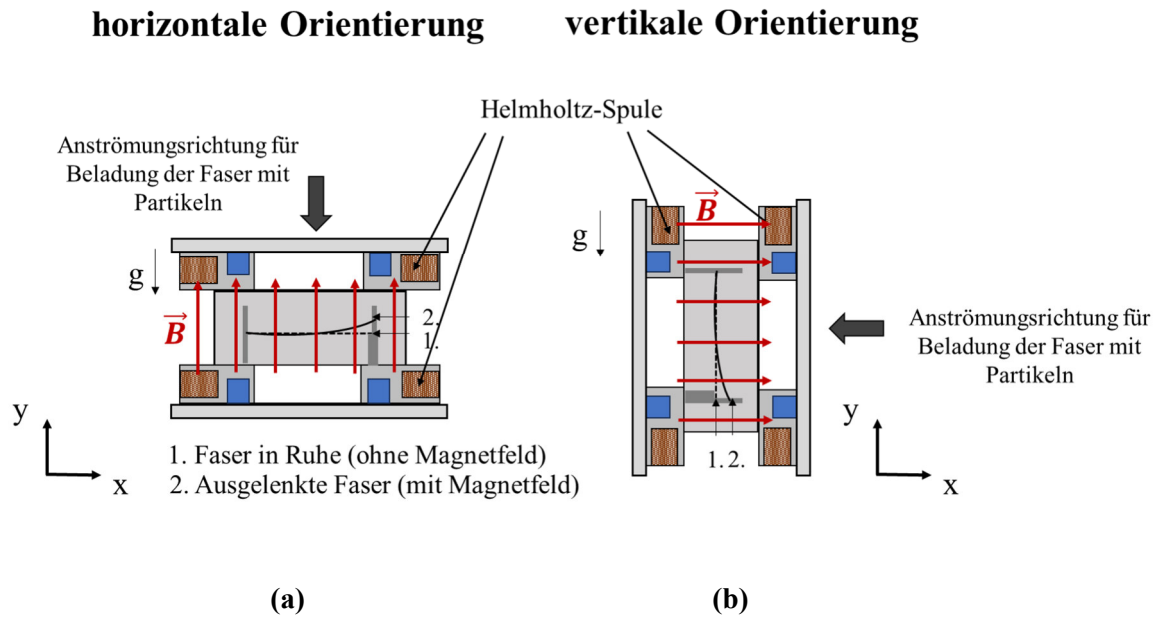


Abbildung 3-20: Ausrichtung der Faser senkrecht (a) und parallel (b) zum Erdschwerefeld.

Da bei Spherglass – wie zuvor erläutert – höhere Trägheitskräfte als bei Carbon Black zu erwarten waren, wurden die Untersuchungen mit diesem Partikelmaterial durchgeführt. Die Faser wurde bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v = 2,06 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ($St = 6,99$) mit den Glaskugeln beladen. Die Höhen der Partikelstrukturen variieren um etwa $h = 0,25 \text{ mm}$ (Beladungszeit $t = 10 \text{ min}$) und etwa $h = 0,5 \text{ mm}$ (Beladungszeit $t = 20 \text{ min}$).

Tabelle 3-6: Experimentelle Parameter zur Abscheidung und Ablösung von Partikeln (Spherglass Struktur D) [84].

Parameter	Werte
$\dot{V}_{\text{Dis}} / \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$	9,73
$\dot{V}_{\text{ein},2} / \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$	15,17
$\dot{V}_{\text{Excess}} / \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$	0
$\dot{V}_{\text{ein}} / \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$	24,9
I / A	3

Zur Partikelablösung wurde die Anströmung ausgeschaltet, sodass die Ablösung durch keine zusätzlichen Strömungskräfte beeinflusst und die Ablösung der Partikeln durch Trägheitskräfte dominiert wurde.

Die Partikelablösung wurde mit einer Hochgeschwindigkeitskamera X-PRI mit 12x Objektiv gefilmt. Die Bildrate betrug 3228 fps und das Sichtfeld (FOV) $6 \times 17,4 \text{ mm}$. Basierend auf der Änderung der Projektionsfläche entlang der Faserachse wurde die Ablösung der Partikelstruktur vom Kollektor quantifiziert. Die Änderung der Projektionsfläche wurde mittels bereits erwähnter MATLAB® Routine (Kapitel 3.2.1.1) aus der Bildsequenz vor und nach der Ablösung bestimmt. Zur Quantifizierung der Partikelablösung wurde der Regenerationsgrad (Kapitel 3.2.5.2) eingeführt.

3.2.5.2 Regenerationsgrad

Als Parameter zur Quantifizierung der abgelösten Partikelfragmente wurde die Projektionsfläche verwendet. Die Projektionsfläche der Faser- und Partikelstruktur vor und nach der Faserauslenkung (Regeneration der Einzelfaser) wurde durch die bereits vorgestellte Bildanalyse (Kapitel 3.2.1.1) bestimmt, indem die Bilder nach der Methode von Otsu [98] binarisiert und die weißen Pixel gezählt und mit einem Maßstab in eine Projektionsfläche umgerechnet wurden. Die kumulative abgelöste Fläche nach n Faserauslenkungen wird quantifiziert, indem die Projektionsfläche A_{0+n} nach jeder Faserauslenkung von der ursprünglichen Projektionsfläche der beladenen Faser A_0 subtrahiert wird (siehe Abbildung 3-21).











Strukturzerzeugung					Ablösung					
Zustand	Unbeladene Faser		Beladene Faser vor der 1. Auslenkung		Regenerierte Faser nach der 1. Auslenkung		Regenerierte Faser nach der 2. Auslenkung		Regenerierte Faser nach der 3. Auslenkung	
Bild des betrachteten Faserbereichs L	Original	Binariertes Bild	Original	Binariertes Bild	Original	Binariertes Bild	Original	Binariertes Bild	Original	Binariertes Bild
										
Projektionsfläche	$A_{\text{Faser,unladen}}$		A_0		A_1		A_2		A_3	
Regenerationsgrad					$r_1 = 0,96$		$r_2 = 0,98$		$r_3 = 0,99$	

Abbildung 3-21: Bestimmung des Regenerationsgrads aus den Projektionsflächen.

Die Projektionsfläche der beladenen Faser setzt sich aus der Projektionsfläche der Partikelstruktur und Faser zusammen. Um ausschließlich die Projektionsfläche der Partikelstruktur zu berücksichtigen, wird die Fläche der unbeladenen Faser $A_{\text{Faser,unladen}}$ von den Projektionsflächen A_0 subtrahiert. Der Regenerationsgrad r_n wird berechnet, indem die Projektionsfläche der bereits abgelösten Partikelstruktur nach n Faserauslenkungen ($A_0 - A_{0+n}$) zur anfänglichen Projektionsfläche der Partikelstruktur auf der Faser ($A_0 - A_{\text{Faser,unladen}}$) vor der ersten Auslenkung ins Verhältnis gesetzt wird. Der Regenerationsgrad kann für jede n -te Faserauslenkung nach Gleichung (3-6) berechnet werden. Er beschreibt den prozentualen Anteil der kumulierten abgelösten Projektionsfläche nach der n -ten Faserauslenkung (Abbildung 3-21).

$$r_n = \frac{(A_0 - A_{0+n})}{(A_0 - A_{\text{Faser,unladen}})} \quad (3-6)$$

3.2.5.3 Ablöseverhalten von Partikelstrukturen bei einmaliger und mehrmaliger Faserauslenkung

Die Fragestellung, inwieweit die Ablösung durch eine mehrfache hintereinander folgende Regeneration der Einzelfaser gesteigert werden kann, wurde anhand von vier repräsentativen Partikelstrukturen aus Carbon Black und Spherglass bestimmt. Die ausgewählten Partikelstrukturen waren Teil der in Kapitel 3.2.1 charakterisierten Partikelstrukturen und sind in Abbildung 3-22 dargestellt. Die Partikelstrukturen A und B aus Carbon Black repräsentieren Partikelstrukturen, die hauptsächlich im Diffusionsbereich auf der Einzelfaser entstehen. Die Partikelstrukturen C und D bestehen aus Spherglass und entstehen im Übergangs- und Trägheitsbereich auf der Einzelfaser.

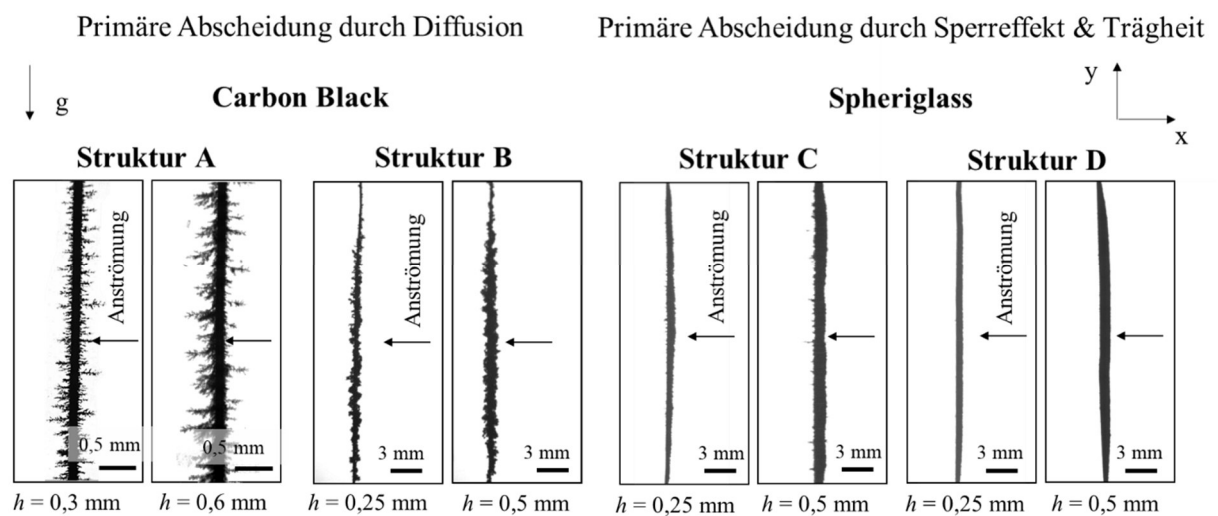


Abbildung 3-22: Erzeugte Partikelstrukturen zur Untersuchung des Ablöseverhaltens (modifiziert nach [103]).

Weitere Einflussgrößen wie die Faserbeschleunigung, die Beladungsmenge von Partikeln auf der Faser, zusätzliche Strömungskräfte bei der Ablösung, die das Ablöseverhalten beeinflussen, wurden ebenfalls untersucht.

Der Ablauf war für alle Versuche identisch:

1. Die Einzelfaser wurde entmagnetisiert
2. Erzeugung der Partikelstruktur auf der Faser bei konstanter Anströmung
3. Das externe Magnetfeld wurde eingeschaltet, die Faser magnetisiert und ausgelenkt. Die Regeneration wurde sowohl mit als auch ohne zusätzliche konstante Anströmung durchgeführt.
4. Das Magnetfeld wurde nach 1 Sekunde ausgeschaltet
5. Die Regeneration (Schritt 3-5) wurde zwei weitere Male wiederholt





Die Entmagnetisierung der unbeladenen Einzelfaser erfolgte erneut in einem Entmagnetisierungstunnel (ETT150) durch ein 50 Hz Wechselfeld. Die entmagnetisierte Faser wurde in die Beladungskammer eingebaut und mit dem jeweiligen Partikelmaterial (Carbon Black, Spherglass) beladen. Aus den Voruntersuchungen aus Kapitel 3.2 sind die Parameter für die Beladung der Faser mit den beiden Partikelmaterialien Carbon Black und Spherglass und den jeweiligen resultierenden Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie bekannt. Um das Ablöseverhalten zu untersuchen, wurden zwei repräsentative Partikelstrukturen je Partikelmaterial (Carbon Black und Spherglass) ausgewählt. Die ausgewählten Partikelstrukturen zeichnen sich durch eine unterschiedliche Morphologie aus. Die Parameter zur Erzeugung der Partikelstrukturen sind in der nachfolgenden Tabelle 3-7 zusammengefasst.

Jede Partikelstruktur wurde bei zwei Beladungsniveaus (Strukturhöhen) erzeugt, um den zunehmenden Einfluss der Trägheit mit steigendem Beladungsniveau der Faser mit Partikeln auf die Ablösung zu untersuchen. Zusätzlich dient die Strukturhöhe als Parameter, um ähnliche Ausgangsbedingungen zur Vergleichbarkeit des Ablöseverhaltens der unterschiedlichen Partikelstrukturen zu schaffen. Die Höhe der Partikelstruktur (Beladungsniveau der Faser) wurde erneut über die Beladungszeit eingestellt. Es wurden je Partikelstruktur und Beladungsniveau drei Wiederholungsmessungen durchgeführt. Die Bestimmung einer durchschnittlichen Höhe der dendritischen Struktur (A) war wegen der stark variierenden Dendritenlängen schwierig. Daher entspricht die hier angegebene Höhe der längsten Dendrite.

Im Anschluss an die Beladung der Faser erfolgte die Ablösung der Partikelstrukturen in derselben Anlage, in der auch die Beladung durchgeführt wurde. Die Stärke des Magnetfelds für die magnetisch induzierte Faserauslenkung wurde über die Stromstärke eingestellt. Für die Untersuchungen wurden Stromstärken von $I = 2\text{ A}$ beziehungsweise $I = 3\text{ A}$ gewählt. Da die Faserauslenkung und Partikelablösung innerhalb weniger Millisekunden auftraten, wurde die Faserauslenkung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (X-PRI; 12-fach Objektiv) aufgezeichnet. Die Hochgeschwindigkeitskamera war frontal zum Schauglas angebracht, sodass die Bewegung der Faser in x -Richtung aufgezeichnet wurde. Da sich die Partikeln nur in einem bestimmten Bereich entlang der Faserachse abgeschieden haben, der dem Durchmesser des Einlassrohrs ($d_{\text{Rohr}} = 15\text{ mm}$) entsprach, wurde die Ablösung der Partikeln hauptsächlich in diesem Abschnitt der Faser beobachtet. Das Sichtfeld (FOV) betrug $6\text{ mm} \times 17,4\text{ mm}$ und die Bildrate $f = 1654\text{ fps}$.

Diese Einstellungen wurden für alle Untersuchungen verwendet, mit Ausnahme der Untersuchungen der Partikelstrukturen bei $Pe = 2,6 \cdot 10^4$. Für eine ausreichende Auflösung der Partikelstrukturen bei $Pe = 2,6 \cdot 10^4$ wurden ein Sichtfeld von $4\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ und eine Bildrate von $f = 1000\text{ fps}$ gewählt.

Tabelle 3-7: Parameter zur Erzeugung unterschiedlicher Partikelstrukturen für die Ablösung [103].

	Carbon Black Struktur A	Carbon Black Struktur B	Spherglass Struktur C	Spherglass Struktur D
Exemplarische Abbildungen der Partikelstrukturen				
	<u>0,5 mm</u>	<u>3 mm</u>	<u>200 μm</u>	<u>200 μm</u>
Péclet - Zahl, Stokes - Zahl/ –	$Pe = 2,0 \cdot 10^4$	$Pe = 2,6 \cdot 10^5$	$St = 0,14$	$St = 6,99$
Beladungshöhe / mm	$h = 0,3 \pm 0,02$ $h = 0,6 \pm 0,05$	$h = 0,25 \pm 0,05$ $h = 0,5 \pm 0,07$	$h = 0,25 \pm 0,03$ $h = 0,5 \pm 0,04$	$h = 0,25 \pm 0,01$ $h = 0,5 \pm 0,02$
$\dot{V}_{\text{Dis}} / \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$	9,73	9,73	9,73	9,73
$\dot{V}_{\text{ein},2} / \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$	–	–	15,17	15,17
$\dot{V}_{\text{Excess}} / \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$	9,63	8,23	24,41	0
$\dot{V}_{\text{ein}} / \text{l} \cdot \text{min}^{-1}$	0,15	1,5	0,49	24,9
$\dot{M}_{\text{ein}} / \text{mg} \cdot \text{h}^{-1}$	1,65	24,8	13,8	704,4
$v_{\text{Beladung}} / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0,01	0,12	0,04	2,06

Um den Einfluss einer zusätzlichen stationären Anströmung auf die Ablösung zu untersuchen, wurden neben der Regeneration ohne Anströmung (offline) auch Versuche mit Anströmung (online) während der Regeneration durchgeführt. Tabelle 3-8 gibt eine Übersicht über die je Partikelstruktur eingestellten Anströmgeschwindigkeiten während der Faserauslenkung.

Tabelle 3-8: Eingestellte Anströmgeschwindigkeiten bei der Faserauslenkung (online Regeneration).

Partikelstruktur	Carbon Black Struktur A	Carbon Black Struktur B	Spherglass Struktur C	Spherglass Struktur D
$v / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	–	0,15	0,15	0,15
$v = v_{\text{Beladung}} / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0,01	0,12	0,04	2,06

Da Partikelstruktur A (Carbon Black) nur bei einer konstanten Anströmung von $v = 0,01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ sterisch stabil ist, waren Untersuchungen ohne zusätzliche Anströmung nicht möglich. Auch höhere Geschwindigkeiten führten bereits vor der Faserauslenkung zur Ablösung von Dendriten. Das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen B (Carbon Black), C und D (Spherglass) wurde jeweils bei drei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten untersucht. Bei den Untersuchungen ohne Anströmung ($v = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) handelt es sich um Referenzmessungen. Die Geschwindigkeit $v = v_{\text{Beladung}}$

entspricht derjenigen, die bei der Erzeugung der jeweiligen Partikelstruktur verwendet wurde, wobei diese sich zwischen den Partikelstrukturen unterschied. Auf diese Weise wurden Bedingungen geschaffen, die einer Online-Regeneration mit partikelfreier Luft entsprechen. Zusätzlich wurde eine Geschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ gewählt, die für alle Strukturen einheitlich eingestellt war. Diese Geschwindigkeit wurde empirisch gewählt und lag unterhalb des Schwellenwertes von $v = 0,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, bei der erste Partikelfragmente (nur bei Partikelstruktur B) allein durch Strömungskräfte abgelöst wurden. Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse wurde der in Kapitel 3.2.5.2 präsentierte Regenerationsgrad eingeführt. Zusätzlich wurde die Größe der abgelösten Agglomerate mittels eines MATLAB-Codes getrackt (Kapitel 3.2.5.4).

3.2.5.4 Partikeltracking

Die Videoanalyse, basierend auf dem MATLAB® Motion-Based Multi-Object Tracking Code (R2022b), ermöglicht die Identifikation und Erkennung des Projektionsbereichs der abgelösten Partikelagglomerate. Diese Methode bietet eine präzise Grundlage zur quantitativen Erfassung und Analyse der Partikelbewegung sowie ihrer Ablösung von der Einzelfaser. In Abbildung 3-23 sind exemplarisch zwei Beispiele des Trackings von Agglomeraten zum Zeitpunkt $t = 25 \text{ ms}$ nach Beginn der Faserauslenkung dargestellt. Die abgelösten und erkannten Partikelstrukturen sind durch einen gelben Rahmen und eine ID-Nummer gekennzeichnet. Agglomerate mit einer Pixelanzahl von mehr als 20 Pixeln werden mit einer ID-Nummer versehen und die Projektionsfläche wird als Pixelanzahl in einer Tabelle ausgegeben.

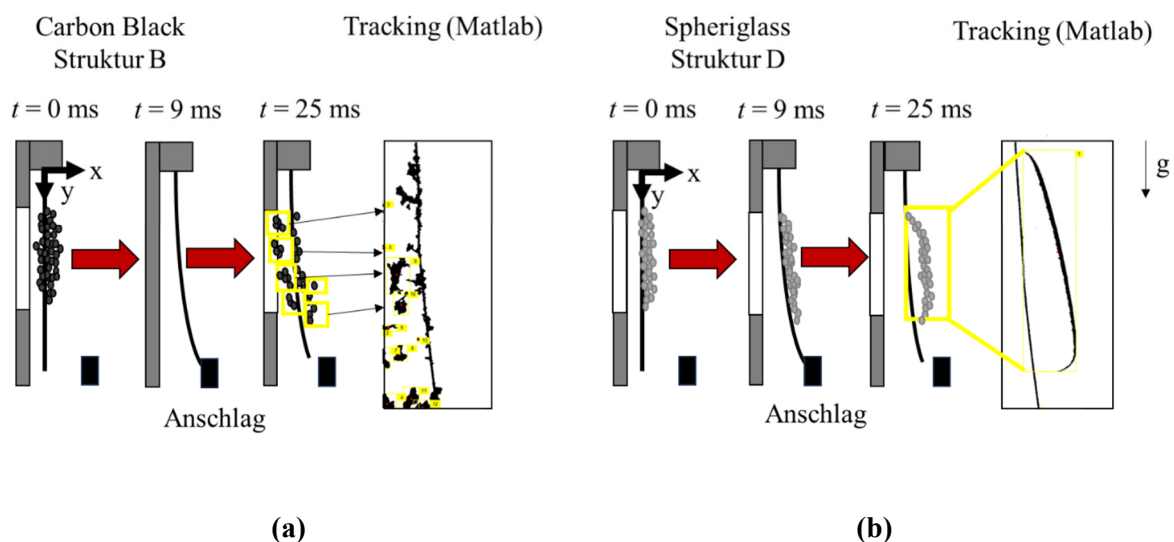


Abbildung 3-23: Partikeltracking bei Partikelstrukturen aus Carbon Black (a) und Spherglass (b) (modifiziert nach [103]).

Die Grenze von 20 Pixeln ist notwendig, da in kleineren Größenklassen hauptsächlich Hintergrundrauschen auftritt. Mit Hilfe eines Maßstabs wird aus der Anzahl an Pixeln eine Projektionsfläche berechnet. Eine Größe von 20 Pixeln entspricht einem äquivalenten

Kugeldurchmesser von $x_k \approx 34,8 \mu\text{m}$. Da die ausgeworfenen Agglomerate während des Bewegungsprozesses der Einzelfaser aus der Beobachtungsebene rotieren oder zerfallen können, wurden die auftretenden Projektionsflächen innerhalb der ersten 35 ms nach Beginn des Faserablenkungsprozesses ausgewertet.

3.2.5.5 Bestimmung der minimalen Beschleunigung zur Ablösung

Zur Charakterisierung der Ablösung ist die Kenntnis der minimal notwendigen Trägheitskraft unabdingbar. Die zur Ablösung der Partikelstruktur erforderliche Kraft lässt sich jedoch nicht direkt bestimmen, da die Masse der abgeschiedenen Partikelstruktur auf der Faser nicht gemessen werden kann. Hauptursachen dafür sind die strukturelle Instabilität der Partikelstrukturen A und B aus Carbon Black, die einen Ausbau aus der Beladungskammer verhindert, sowie die generell zu geringe Masse der Partikelstrukturen (A – D) für eine Wägung mit ausreichender Genauigkeit. Dennoch wurden Untersuchungen durchgeführt, um abzuschätzen, welche Beschleunigung in Abhängigkeit vom Beladungsniveau der Faser (Strukturhöhe) erforderlich ist, damit sich die jeweilige Partikelstruktur bei einmaliger Faserauslenkung gegen einen Anschlag erstmals ablöst.

Die Partikelstrukturen (A – D) wurden jeweils auf der Einzelfaser für eine bestimmte Strukturhöhe erzeugt. Die jeweilige mittlere Strukturhöhe wurde durch die Beladungszeit und die gleichzeitige optische Überwachung via Hochgeschwindigkeitskamera (X-PRI) eingestellt. Die beladene Faser wurde anschließend durch das externe Magnetfeld der Helmholtz-Spule, die bei einer definierten Stromstärke betrieben wurde, ausgelenkt. Die Auslenkung und das Ablöseverhalten wurden mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Die maximale negative Faserbeschleunigung nach der abrupten Verzögerung der Einzelfaser gegen den Anschlag, bei der eine erste Ablösung der Partikelstruktur stattfand, wurde am Punkt $P = (0/1,89 \text{ cm})$ auf der Faserachse bestimmt. Analog zur in Kapitel 3.2.4 beschriebenen Methodik, wurde die Beschleunigung aus dem Weg der Faser in Abhängigkeit von der Zeit an der Position $P = (0/1,89 \text{ cm})$ berechnet. Da die Beschleunigung der Einzelfaser mit der vorherrschenden magnetischen Flussdichte korreliert und diese wiederum mit der anliegenden Stromstärke an den Spulen, wurde die Stromstärke zwischen den Versuchen in 0,5 A Schritten von $I = 1 \text{ A}$ bis $I = 3 \text{ A}$ gesteigert. Die Einzelfaser wurde vor jedem Versuch durch ein 50 Hz Wechselfeld entmagnetisiert und neu mit Partikelmaterial beladen. Je Beladungsniveau der Faser mit Partikeln, Partikelstruktur (A – D) und Stromstärke wurden drei Wiederholungsversuche durchgeführt.

4 Charakterisierung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie

Die Morphologie von Partikelstrukturen kann laut Literatur das Ablöseverhalten der Partikeln von Filterfasern beeinflussen [22]. Aus diesem Grund wird in Kapitel 4 die Morphologie von möglichst unterschiedlichen Partikelstrukturen aus dem Diffusions- bis Trägheitsbereich untersucht. In Kapitel 4.1 und 4.2 werden Partikelstrukturen aus Carbon Black aus dem Diffusionsbereich und in Kapitel 4.3 werden Partikelstrukturen aus Spherglass aus dem Sperreffekt- und Trägheitsbereich untersucht. Abschließend werden in Kapitel 4.4 die gewonnenen Ergebnisse zusammengefasst.

4.1 Partikelstrukturen aus Carbon Black mit und ohne Anströmung nach der Abscheidung ($Pe = 2,0 \cdot 10^4$)

Im Folgenden werden die Ergebnisse der untersuchten Partikelstrukturen aus Carbon Black vorgestellt. Während der Beladung der Einzelfaser erfolgte der Transport der Partikeln zum Kollektor hauptsächlich durch Diffusion. Neben den exemplarisch ausgewählten Abbildungen der zeitlichen Entstehung der Partikelstrukturen werden die berechnete Projektionsfläche aus drei Wiederholungsmessungen und die kumulative Anzahlverteilung der Dendritenlängen entlang der Faser in Abhängigkeit der Zeit und Beobachtungsrichtung (An- und Abströmseite der Faser) präsentiert.

Die Einzelfaser wurde mit Carbon Black bei einer Anströmungsgeschwindigkeit von $v = 0,01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Kapitel 3.2.1) beladen. Nach unterschiedlichen Beladungszeiten wurde ein repräsentativer Abschnitt der beladenen Einzelfaser aus den zwei Beobachtungsrichtungen (Kapitel 3.2) online (mit Anströmung partikelfreier Luft) und offline (ohne Anströmung partikelfreier Luft) fotografiert. Die Untersuchungen der mit Carbon Black beladenen Faser wurden alle im eingebauten Zustand (in situ) durchgeführt. Durch in situ Untersuchungen lassen sich Artefakte beobachten, wie etwa Veränderungen von Partikelstrukturen infolge einer Änderung experimenteller Parameter wie der Strömungsgeschwindigkeit.

Es zeigte sich, dass bei einer Péclet-Zahl von $Pe = 2,0 \cdot 10^4$ eine Partikelstruktur erzeugt wird, die auch von Kanaoka für eine Péclet-Zahl nahe Null numerisch ermittelt wurde [29]. Charakteristisch für diese Struktur ist die annähernd gleichmäßige Bildung von Dendriten um den Faserumfang, die mit zunehmender Beladungszeit länger werden. Da die von Kanaoka numerisch bestimmte

Partikelstruktur auf der Verwendung monodisperser Partikeln basierte, zeigen die experimentellen Ergebnisse, dass sich eine vergleichbare Morphologie auch mit polydispersen Partikeln ausbildet.

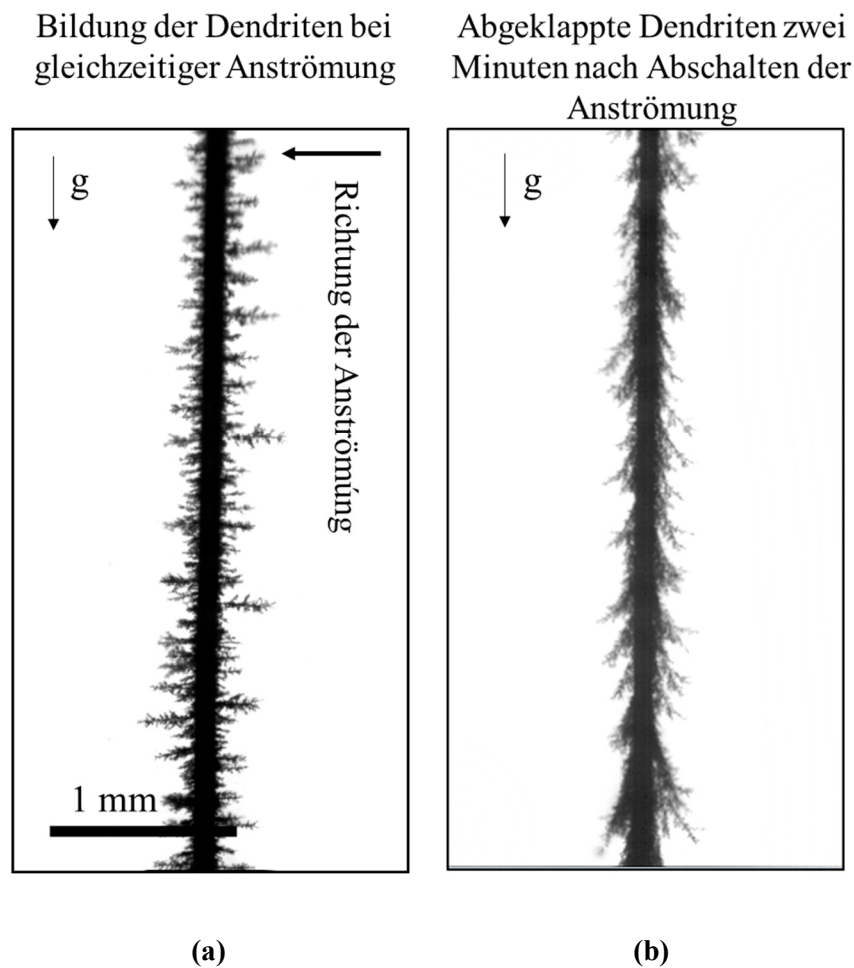


Abbildung 4-1: Dendritische Partikelstruktur mit (a) und ohne Anströmung (b) bei $Pe = 2,0 \cdot 10^4$ (modifiziert nach [94]).

Bei den Untersuchungen stellte sich heraus, dass die Partikelstrukturen aus Carbon Black sterisch instabil sind. Die Partikelstruktur änderte sich bereits bei kleinen Schwankungen der Anströmungsgeschwindigkeit. Bei einer konstanten Anströmung von $v = 0,01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ sind die Dendriten in einem 90° -Winkel zur Faseroberfläche orientiert. Nach Ausschalten der Anströmung klappen die Dendriten in Richtung der Schwerkraft nach unten und haften an der Faseroberfläche (Abbildung 4-1). Zwei Minuten nach Abschalten der Anströmung schwankt der Winkel der Dendriten zwischen 20° und 50° zur Faserachse. Nach etwa 5 Minuten haften die Dendriten fast vollständig an der Faser. Die vertikale Ausrichtung der Dendriten in Gegenwart der Strömung könnte entweder auf elektrostatische oder auf Strömungskräfte zurückzuführen sein. Inwieweit diese Kräfte die Stabilisierung der Partikelstruktur beeinflussen, konnte nicht eindeutig geklärt werden.

Hervorzuheben ist, dass sich durch das Abklappen der Dendriten eine neue Morphologie der Partikelstruktur auf der Einzelfaser bildet. Es ist anzunehmen, dass die Partikelstruktur eine

veränderte Porosität oder Anzahl von Kontaktstellen aufweist. Innerhalb dieses Versuchsaufbaus war es jedoch nicht möglich dies zu quantifizieren. Wie sich die veränderte Morphologie auf das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen auswirkt wird in Kapitel 7.2.1 gezeigt.

Weiterhin wurde verdeutlicht, dass für die Charakterisierung von Partikelstrukturen eine kontinuierliche Online-Beobachtung während der Erzeugung vorteilhaft ist, da sie wichtige Informationen liefert, die im Offline-Zustand (ohne Anströmung) verloren gehen können. Insbesondere wenn die Strukturen sterisch instabil sind und aus feinen Dendriten bestehen.

Der Einfluss der Anströmung bei unterschiedlichen Beladungszuständen der Faser ist in den Bildsequenzen von Abbildung 4-2 dargestellt.

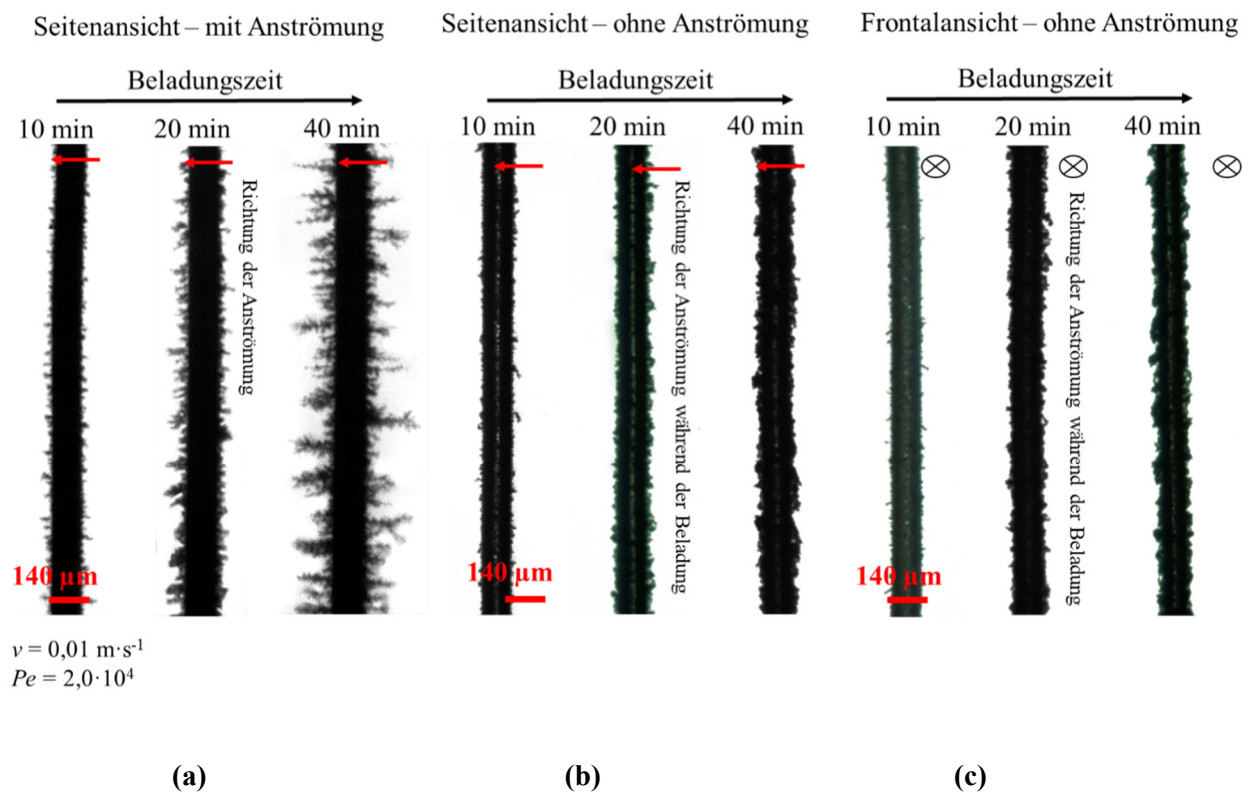


Abbildung 4-2: Zeitliche Bildung der dendritischen Partikelstruktur mit und ohne Anströmung bei $Pe = 2,0 \cdot 10^4$ aus der Seitenansicht (a, b) und Frontalansicht (c) (modifiziert nach [94]).

Die Bildsequenzen zeigen die Partikelstrukturen, die nach unterschiedlichen Beladungszeiten aus den beiden Beobachtungsrichtungen mit bzw. ohne kontinuierliche Anströmung nach der Partikelabscheidung aufgenommen wurde. Bei ausgeschalteter Anströmung klappen die Dendriten bereits bei geringer Dendritenlänge nach unten. Bei einer Péclet-Zahl von $Pe = 1,67 \cdot 10^4$ lagern sich die Partikeln gleichmäßig um den Faserumfang an und bilden Dendriten, die mit fortschreitender Zeit anwachsen und sich verzweigen. Nach 10 Minuten beträgt die maximale Dendritenlängen ca. $l \approx 42 \text{ µm}$. Nach 20 Minuten wird eine maximale Länge von $l \approx 88 \text{ µm}$ und nach 40 Minuten von $l \approx 164 \text{ µm}$ erreicht. Die Dendriten werden nicht nur auf der Anströmseite der Einzelfaser

gebildet, sondern auch auf der strömungsabgewandten Seite, was mit der von Kanaoka vorhergesagten Partikelstruktur bei niedrigeren Péclet-Zahlen übereinstimmt [29]. Nach dem Abschalten der Anströmung ist zu erkennen, dass die Dendriten abklappen. Daher ist die ursprüngliche Position der Dendriten nicht eindeutig zu erkennen. Aus der Frontalansicht geht jedoch hervor, dass sich die Dendriten seitlich in einer ähnlich homogenen Weise gebildet haben.

Da die Partikelstrukturen aufgrund ihrer strukturellen Instabilität nur online (mit Anströmung) innerhalb der Beladungskammer beobachtet werden können, erfolgt die genauere Charakterisierung der Strukturen anhand einer Bildauswertung. Zur Quantifizierung der Partikelstrukturen werden die Projektionsflächen und die kumulative Anzahlverteilung der Dendriten auf der stromaufwärts und stromabwärts gelegenen Seite der Einzelfaser verglichen.

In Abbildung 4-3 a) ist die Projektionsfläche der abgeschiedenen Partikelstrukturen auf der Faser in Abhängigkeit der Beladungszeit dargestellt. Wie bereits in Abbildung 4-2 qualitativ gezeigt, werden die Dendriten mit zunehmender Beladungszeit bei gleichzeitiger stationärer Anströmung länger. So nimmt die Projektionsfläche (Seitenansicht – mit Anströmung) nach 40 min um mehr als 50 % zu. Wird die Anströmung abgeschaltet (Seitenansicht – ohne Anströmung), klappen die Dendriten in Richtung der Schwerkraft nach unten. Dies führt zu einer um den Faktor 1,2 – 1,7 geringeren Projektionsfläche als mit Anströmung. Die Projektionsflächen aus der Frontalansicht und der Seitenansicht sind bei ausgeschalteter Anströmung vergleichbar. Dementsprechend kann durch den quantitativen Vergleich der beiden Beobachtungsrichtungen bestätigt werden, dass sich die Partikelstrukturen relativ homogen um den Faserumfang abscheiden.

Die kumulative Anzahlverteilung der Dendritenlängen entlang der Faserachse auf der stromaufwärts ($l_{s,u}$) und stromabwärts gelegenen Seite ($l_{s,d}$), die aus der Seitenansicht (mit Anströmung) bei drei Wiederholungsversuchen detektiert wurden, sind in Abbildung 4-3 b) dargestellt. Nach 10 min Beladungszeit ergeben sich nur geringe Unterschiede in der Verteilung der Dendriten zwischen der stromaufwärts und stromabwärts gelegenen Seite der Faser. Nach einer Beladungszeit von 10 Minuten besitzen die meisten Dendriten auf der Ober- und Unterseite der Faser Längen zwischen $l_{s,u} \approx l_{s,d} \approx 10 - 20 \mu\text{m}$. Gelegentlich treten Dendriten mit einer Länge von ca. $l_{s,u} \approx l_{s,d} \approx 24 - 42 \mu\text{m}$ auf. Nach einer Beladungszeit von 20 min nimmt der Anteil der Dendriten der Länge $l_{s,u} \approx l_{s,d} \approx 24 - 42 \mu\text{m}$ zu. Außerdem treten Dendriten mit einer Länge von bis zu $l_{s,u} \approx l_{s,d} \approx 65$ und $82 \mu\text{m}$ auf. Auf der stromabwärts gelegenen Seite befinden sich etwas mehr längere Dendriten als auf der stromaufwärts gelegenen Seite. Nach einer Beladungszeit von 40 min steigt die Länge der Dendriten auf der stromaufwärts und stromabwärts gelegenen Seite der Faser bis zu einer Länge von ca. $l_{s,u} \approx l_{s,d} \approx 172 \mu\text{m}$ an. Im Durchschnitt beträgt die Dendritenlänge ca. $l_{s,u} \approx l_{s,d} \approx 71 \mu\text{m}$. Auf der stromabwärts gelegenen Seite befinden sich tendenziell etwas mehr Dendriten als auf der stromaufwärts gelegenen Seite.

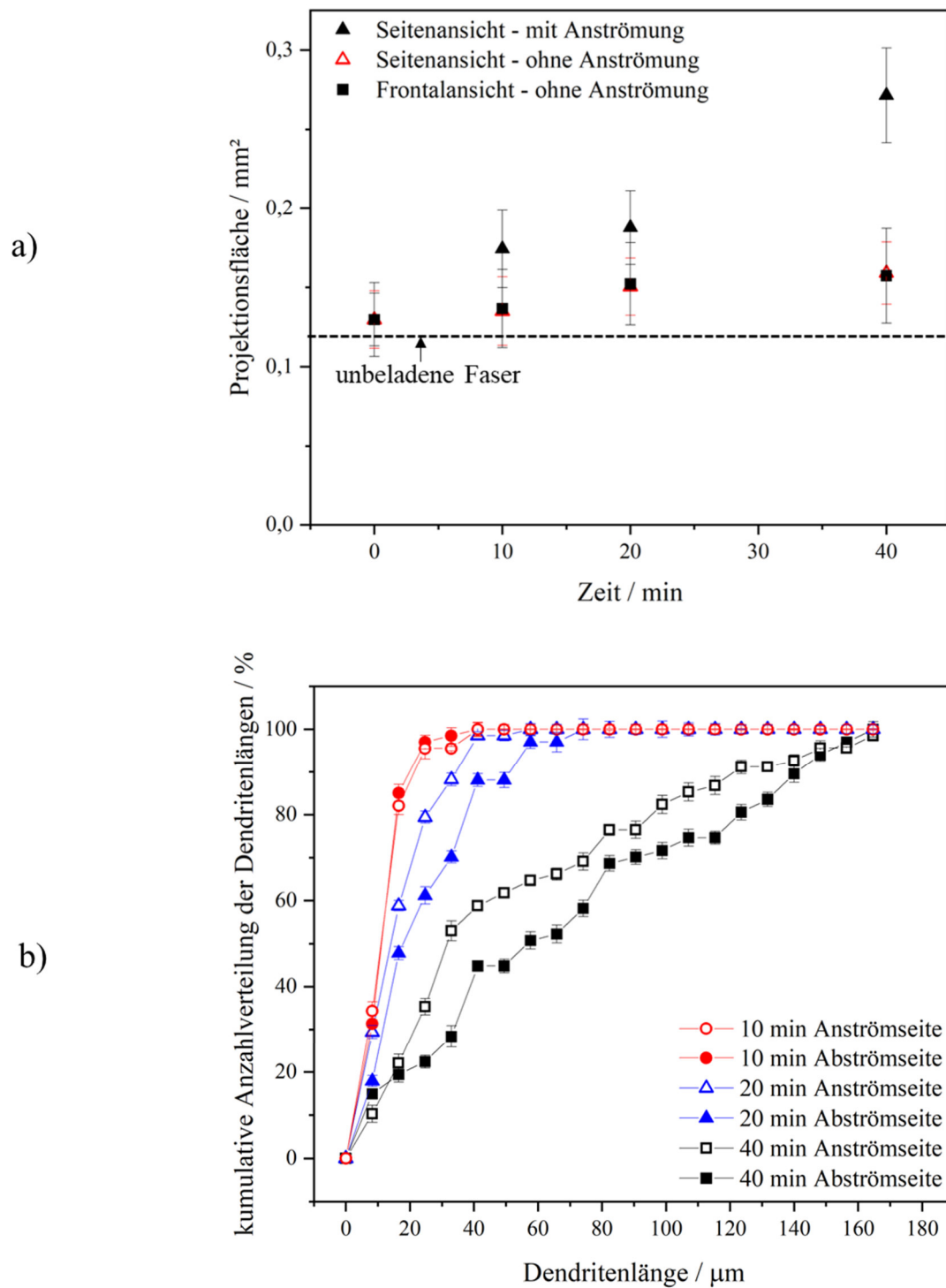


Abbildung 4-3: Projektionsfläche in Bezug auf den Zeitpunkt der Beladung für verschiedene Ansichten (a); kumulative Anzahlverteilung der Dendritenlängen (b) (modifiziert nach [94]).

4.2 Partikelstrukturen aus Carbon Black mit und ohne Anströmung nach der Abscheidung für höhere Péclet-Zahlen ($Pe = 3,6 \cdot 10^4 - 1,4 \cdot 10^5$)

Abbildung 4-4 a) veranschaulicht die Partikelstrukturen bei höheren Anströmgeschwindigkeiten und damit höheren Péclet-Zahlen während der Beladung der Einzelfaser. Die Bildfolge in Abbildung 4-4 b) zeigt die gleichen Partikelstrukturen aus der Seitenansicht nach Abschalten der Strömung. In Abbildung 4-4 c) ist die aus der Frontalansicht ermittelte Partikelstruktur nach Abschalten der Strömung zu sehen.

Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit bildet sich die Partikelstruktur hauptsächlich auf der stromaufwärts gelegenen Seite der Einzelfaser. Bei Geschwindigkeiten von $v = 0,12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ und $v = 0,24 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ bilden sich längere Dendriten auf der stromaufwärts gelegenen Seite aus als bei $v = 0,49 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit werden die auf der Faser entstehenden Partikelstrukturen kompakter. D.h. die Dendriten werden dicker, kürzer und sind weniger verzweigt. Ein Abklappen der Dendriten wird nach Abschalten der Anströmung bei diesen Partikelstrukturen nicht beobachtet (vgl. Abbildung 4-4). Dies deutet darauf hin, dass die Partikelstrukturen sterisch stabil sind. Die Anströmung hat keinen sichtbaren Einfluss auf die Partikelstruktur wie bei den Partikelstrukturen aus Abbildung 4-2. Allerdings war es nicht möglich, die Faser für weitere Untersuchungen unter dem Mikroskop aus der Beladungskammer auszubauen, da sich die Partikelstrukturen bereits durch den Ausbau von der Faser lösten. Unmittelbar nach dem Abschalten der Strömung lagerten sich teilweise sedimentierende Partikelagglomerate auf der Faser ab, was die geringen Unterschiede in den abgebildeten Strukturen erklärt (vgl. Faser bei $Pe = 1,4 \cdot 10^5$).

Anhand der Frontalansicht der Struktur ist ersichtlich, dass bei niedrigeren Anströmgeschwindigkeiten vermehrt seitliche Dendriten gebildet werden. Bei höheren Anströmgeschwindigkeiten ($Pe = 1,4 \cdot 10^5$) bilden sich nur noch vereinzelte Seitendendriten aus, die kürzer sind als bei niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten ($Pe = 3,6 \cdot 10^4$). Dies deutet darauf hin, dass der Partikeltransport durch Diffusion abnimmt, während die Partikelabscheidung durch den Sperreffekt und die Trägheit zunimmt. Im Vergleich zu den Strukturen in Abbildung 4-2 sind die Dendriten weniger gleichmäßig entlang der Faser verteilt und treten in Form von Clustern auf. Das Depositionsverhalten der bei den jeweiligen Péclet-Zahlen untersuchten Partikelstrukturen aus polydispersem Partikelmaterial ist vergleichbar mit den aus der Literatur bekannten Partikelstrukturen für monodisperse Partikelsysteme bei Péclet-Zahlen in einem ähnlichen Größenbereich [30, 45, 104].

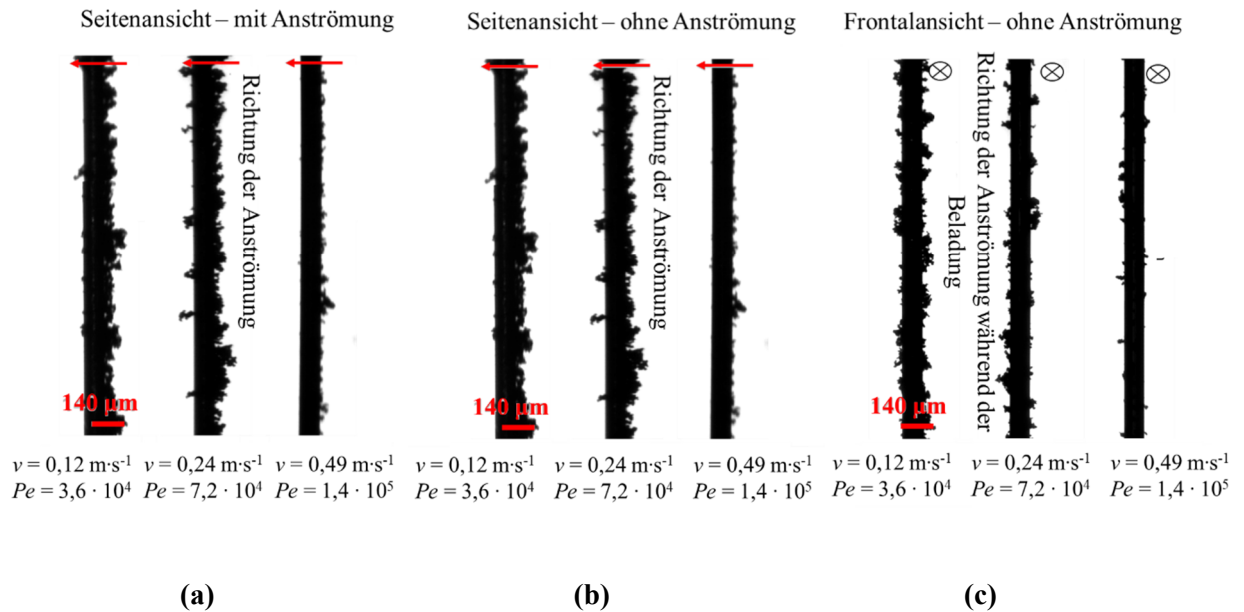


Abbildung 4-4: Partikelstrukturen aus Carbon Black bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten, aufgenommen aus der Seitenansicht (a), (b) und Frontalansicht (c) (modifiziert nach [94]).

Abbildung 4-5 zeigt die detektierten Projektionsflächen in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit während der Partikelbeladung.

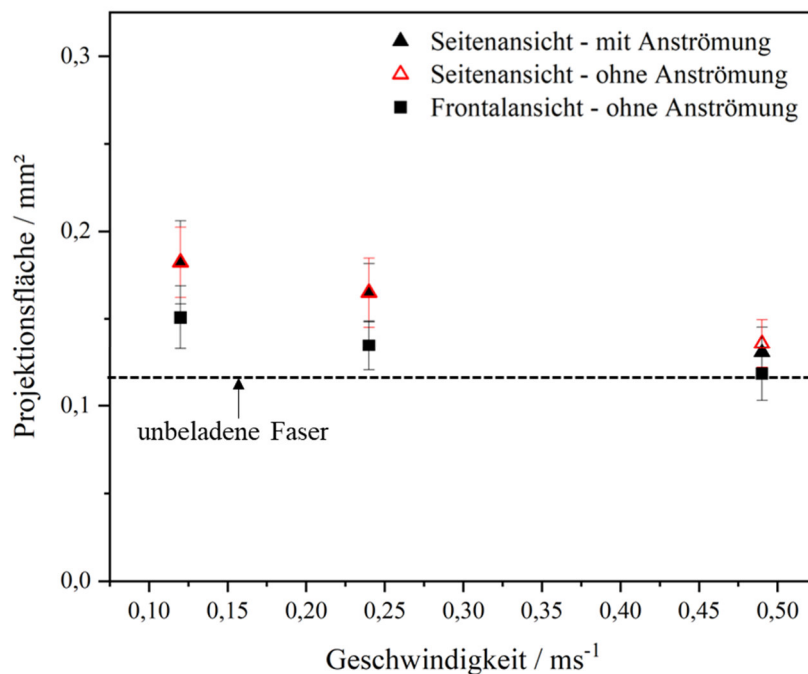


Abbildung 4-5: Projektionsfläche nach der Abscheidung bei einer definierten Strömungsgeschwindigkeit (während der Beladung), aufgenommen aus verschiedenen Ansichten der Faser.

Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit nimmt die Projektionsfläche ab. Der Großteil der Partikelstruktur wird dabei auf der Anströmseite der Faser abgeschieden. Dies spiegelt sich auch in den ca. 20 – 22 % größeren Projektionsflächen (Seitenansicht) bei $v = 0,12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und $v = 0,24 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ im Vergleich zur Frontalansicht wider. Bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v = 0,49 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ liegt die detektierte Projektionsfläche im Toleranzbereich der unbeladenen Faser (Abbildung 4-5). Wie bereits in Abbildung 4-4 qualitativ bestimmt, wird die Partikelstruktur durch das Abschalten der Anströmung kaum verändert. Dies ist auch in Abbildung 4-5 anhand der vergleichbaren Projektionsflächen aus der Seitenansicht mit und ohne Anströmung zu erkennen.

Da die Partikelstrukturen eher vermehrt zur Clusterbildung als zur Ausbildung von Dendriten wie die Partikelstrukturen aus Carbon Black bei $Pe = 2,0\cdot 10^4$ neigt, wurde auf die Bildauswertung zur Bestimmung der Anzahlverteilung von Dendriten verzichtet.

4.3 Partikelstrukturen aus Spherglass mit und ohne Anströmung nach der Abscheidung ($St = 0,14 - 6,99$)

In diesem Abschnitt wurden die Partikelstruktur aus polydisperser Spherglass bei unterschiedlichen Stokes-Zahlen erzeugt und die Partikelstrukturen in situ online (mit Anströmung) und offline (ohne Anströmung) aus der Frontal- und Seitenansicht fotografiert. Die Stokes-Zahl und der Prall-Parameter β [26] wurden für die experimentell erzeugten Partikelstrukturen berechnet, um die polydispersen mit den aus der Literatur bekannten monodispersen Partikelstrukturen bei den jeweiligen dimensionslosen Kennzahlen (St, β) zu vergleichen. Die Bildsequenz in Abbildung 4-6 a) zeigt die Seitenansicht der beladenen Einzelfaser nach Beendigung der Faserbeladung bei der jeweiligen stationären Anströmgeschwindigkeit.

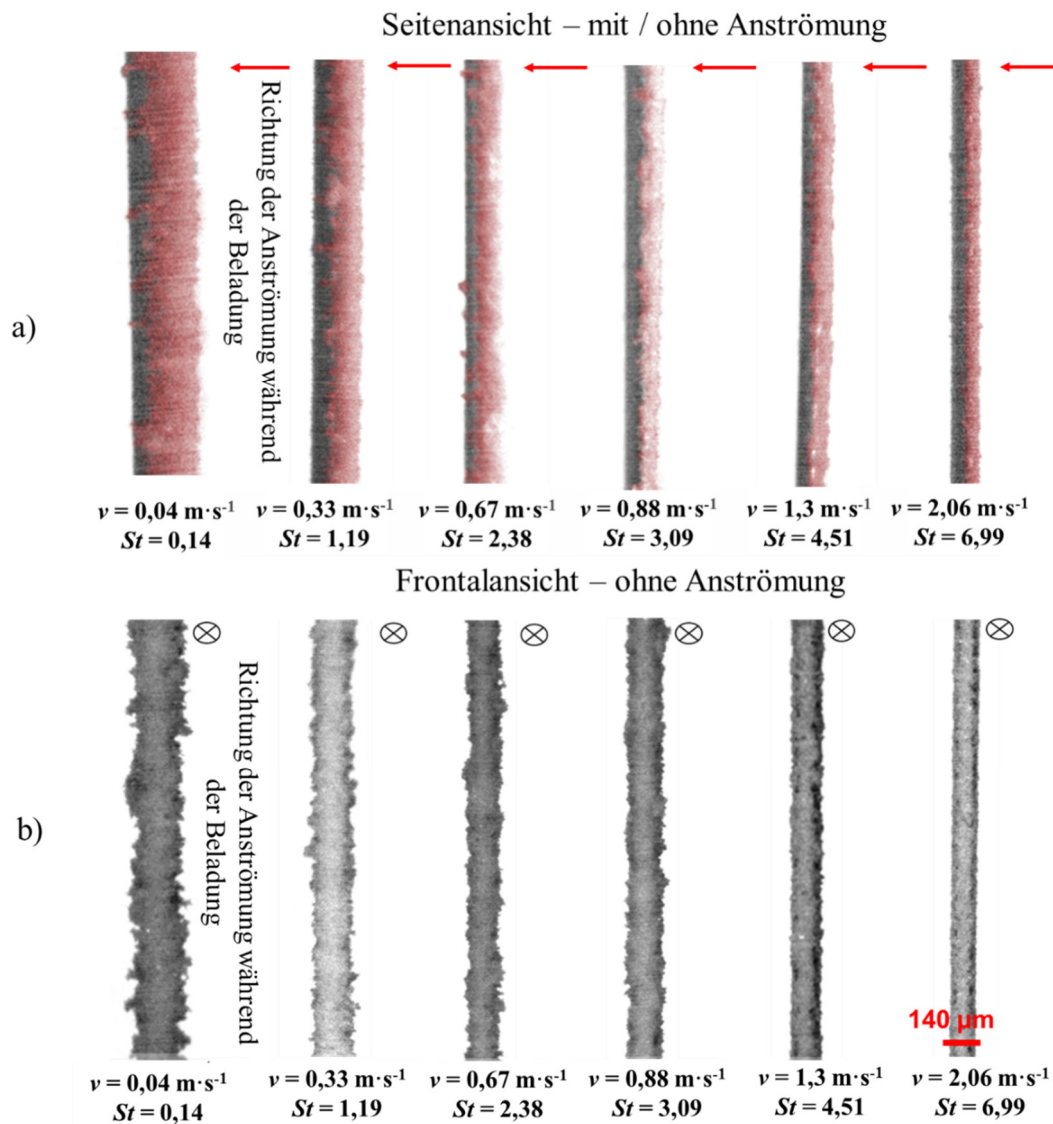


Abbildung 4-6: Partikelstruktur bei verschiedenen Stokes-Zahlen und Strömungsgeschwindigkeiten aus der Seiten- (a) und Frontalansicht (b) (modifiziert nach [94]).

Die Partikelstruktur ist in Rot hervorgehoben. Da die Partikelstrukturen sterisch stabil sind und sich nach dem Abschalten der Strömung nicht verändern, wird nur eine exemplarische Bildsequenz gezeigt. Die Partikeln lagern sich hauptsächlich auf der Anströmseite der Faser an, was auf die dominierenden Transportmechanismen in Form von Sperreffekt und Trägheit zurückzuführen ist. Nur wenige Partikeln werden auf der stromabwärts gelegenen Seite der Faser abgeschieden. Die Strukturhöhe, d. h. das Beladungsniveau der Faser nimmt mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit und entsprechend steigender Stokes-Zahl ab. Darüber hinaus scheint die Partikelstruktur bei niedrigeren Stokes-Zahlen $St < 3$ dendritischer zu sein als bei höheren Stokes-Zahlen. Die Frontalansicht der Partikelstrukturen aus Spherglass bei abgeschalteter Anströmung ist in Abbildung 4-6 b) dargestellt. Bei hohen Anströmgeschwindigkeiten von $v = 1,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ bzw. $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ werden die Partikeln hauptsächlich auf der Anströmseite der Faser abgeschieden. Mit abnehmender Anströmgeschwindigkeit werden vermehrt seitlich der Faser Partikelstrukturen gebildet. Die Höhe der Strukturen nimmt mit abnehmender Anströmgeschwindigkeit zu.

Abbildung 4-7 zeigt die Projektionsfläche der Partikelstrukturen aus verschiedenen Ansichten. Die Projektionsfläche nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit ab.

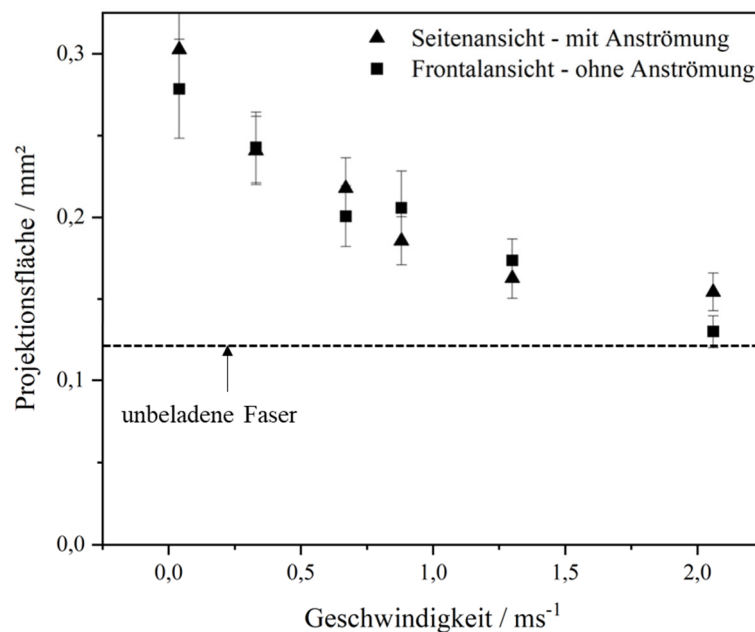


Abbildung 4-7: Projektionsfläche der Partikelstrukturen aus Spherglass nach der Abscheidung bei einer definierten Strömungsgeschwindigkeit (während der Beladung), aufgenommen aus verschiedenen Ansichten der Faser.

Bis $v = 1,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ist die Abnahme der Faserbelastung annähernd linear (Seitenansicht). Zwischen $v = 0,67 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und $v = 0,88 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sind die Projektionsflächen aus der Frontalansicht vergleichbar, was auf eine ähnlich hohe Partikelstruktur deutet. Bei $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ tritt die Partikelabscheidung vermehrt auf der Anströmseite und weniger seitlich an der Faser auf. Auch bei diesen

Partikelstrukturen wurde aufgrund der erschwerten Bestimmung einzelner Dendriten auf die Bildauswertung der Anzahlverteilung von Dendriten verzichtet.

Da die Partikelstrukturen von Glaskugeln sehr stabil sind, kann der Faserhalter mit der beladenen Faser aus der Anlage ausgebaut werden, um die erzeugte Partikelstruktur mithilfe eines Laser-Scanning-Mikroskops genauer zu charakterisieren. Abbildung 4-8 zeigt die Partikelstrukturen mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit von links nach rechts aus drei verschiedenen Perspektiven (stromaufwärts (0°), seitlich (90°) und stromabwärts (180°)). Auch die Stokes-Zahlen nehmen von links nach rechts zu und der Prall-Parameter β ab. Die 180° Aufnahmen wurden mit dem Lichtmikroskop und nicht mit dem Laser-Scanning-Mikroskop aufgenommen, da die optische Bildauswertung mittels Lichtmikroskop für diese Orientierung der Faser die qualitativ besseren Aufnahmen lieferte.

Bei einer hohen Anströmgeschwindigkeit ($v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) bildet sich eine sehr kompakte Struktur, ohne sichtbare seitliche Dendriten. Lediglich haften vereinzelte Partikeln an der Unterseite der Faser. Die Höhe der Ablagerungsstruktur ist etwa dreimal geringer als bei der kleinsten untersuchten Anströmgeschwindigkeit ($v = 0,04 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Da der Transportmechanismus zur Faser u. a. von der Anströmgeschwindigkeit abhängt, lagern sich bei höheren Stokes-Zahlen zunehmend größere Partikeln (Trägheitsabscheidung) an der Faser an. Dadurch könnte die Porosität der Struktur abnehmen, was ein möglicher Grund für die geringere Höhe der Ablagerungsstruktur ist [26]. Darüber hinaus spielt das Abprallen der Partikel vor allem bei Strömungsgeschwindigkeiten größer als $v = 1,19 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ eine Rolle [22]. In der 90° -Ansicht ist zu erkennen, dass sich Dendriten seitlich an der Faseroberfläche bilden und entlang der Faser nach unten ragen. Die Bildung dieser Dendriten scheint auf der linken Seite etwas stärker ausgeprägt zu sein und nimmt mit abnehmender Anströmgeschwindigkeit zu. Mit sinkender Anströmgeschwindigkeit bilden sich vermehrt dendritische Strukturen. Aufgrund der langsameren Strömungsgeschwindigkeit werden Partikeln auch auf der Unterseite der Faser abgeschieden, was für eine Abscheidung durch Diffusion spricht (siehe 180° -Ansicht – $v = 0,04 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Trotz der auftretenden Überlagerung der Transportmechanismen (Diffusion, Sperreffeckt, Trägheit) aufgrund der Partikelgrößenverteilung in polydispersen Systemen, können die aus der Literatur für monodisperse Systeme bekannten Grenzen für den Übergang von kompakten ($\beta > 6$) zu dendritischen Strukturen ($\beta < 3$) [26] auch für das polydisperse Partikelsystem beobachtet werden.

Obwohl der Prall-Parameter β nicht alle relevanten Einflussgrößen der Stokes-Zahl oder des Sperreffeckt-Parameters R (hier: $R = 0,068$) berücksichtigt wie etwa Partikeldichte, Faserdurchmesser, kinematische Viskosität, Fluidichte, Druck und Temperatur [51] lassen sich dennoch vergleichbare Ergebnisse erzielen. Trotz unterschiedlicher experimenteller Randbedingungen bewegen sich die Resultate in einem ähnlichen Größenbereich des Prall-Parameters wie in den

Untersuchungen von Kasper et al. [26]. Ist der Prall-Parameter $\beta > 6$, treten kompaktere Strukturen auf, während sich bei $\beta < 3$ dendritische Strukturen bilden (Abbildung 4-8).

Neben den genannten Transportmechanismen kann auch ein Einfluss durch elektrostatische Abscheidung trotz Neutralisation des Aerosols (Kapitel 3.1.5.2) nicht vollständig ausgeschlossen werden.

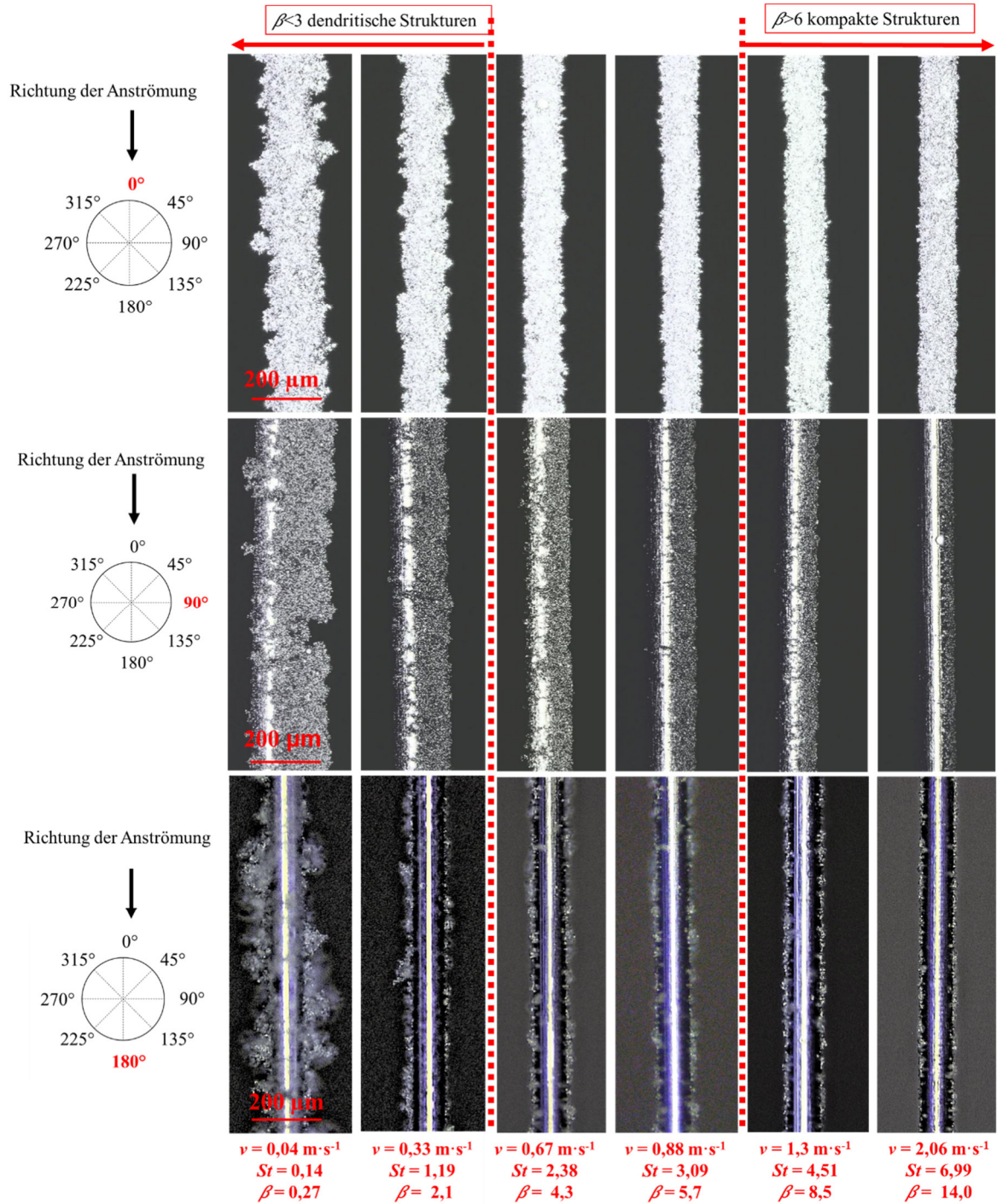


Abbildung 4-8: Partikelstrukturen aus Spherglass mit zunehmender Stokes-Zahl (modifiziert nach [94]).

Die Bestimmung des abgeschiedenen Volumens mit dem Laser-Scanning-Mikroskop (Abbildung 4-9) spiegelt ebenfalls den in Abbildung 4-8 beobachteten Trend der auf der Einzelfaser abgeschiedenen Partikelstrukturen wider. Bei niedrigen Stokes-Zahlen ($St = 0,14$) ist das abgeschiedene Volumen etwa um den Faktor sechs größer als bei hohen Stokes-Zahlen ($St = 6,99$). Bei etwa $St = 1$ tritt ein leichtes Maximum auf, das auch in anderen Studien mit monodispersen partikulärem Material (Latexpartikel) beobachtet wurde [105]. Wenn die Stokes-Zahl größer als $St = 1$ wird, steigt die Wahrscheinlichkeit, dass die Partikeln abprallen [22, 26] und die Abscheideleistung sinkt. Darüber hinaus ist es bei höheren Stokes-Zahlen wahrscheinlicher, dass sich größere Partikeln auf der Faser abscheiden werden als kleinere Partikeln. Dies ist ein Grund für die Verschiebung der mittleren Porosität zu kleineren Werten [26, 106]. Aus der Literatur ist bekannt, dass sich die mittlere Porosität mit der Höhe der Partikelbeladung sowohl bei monodispersen als auch bei polydispersen Partikelsystemen ändert. Mit steigender Partikelbeladung nimmt die mittlere Porosität zunächst ab und erreicht dann einen konstanten Wert [106]. Da die Partikelmasse der Faser aufgrund ihres geringen Gewichts nicht bestimmbar war, konnte der Grund für die Abnahme des Partikelvolumens auf der Einzelfaser nicht eindeutig identifiziert werden.

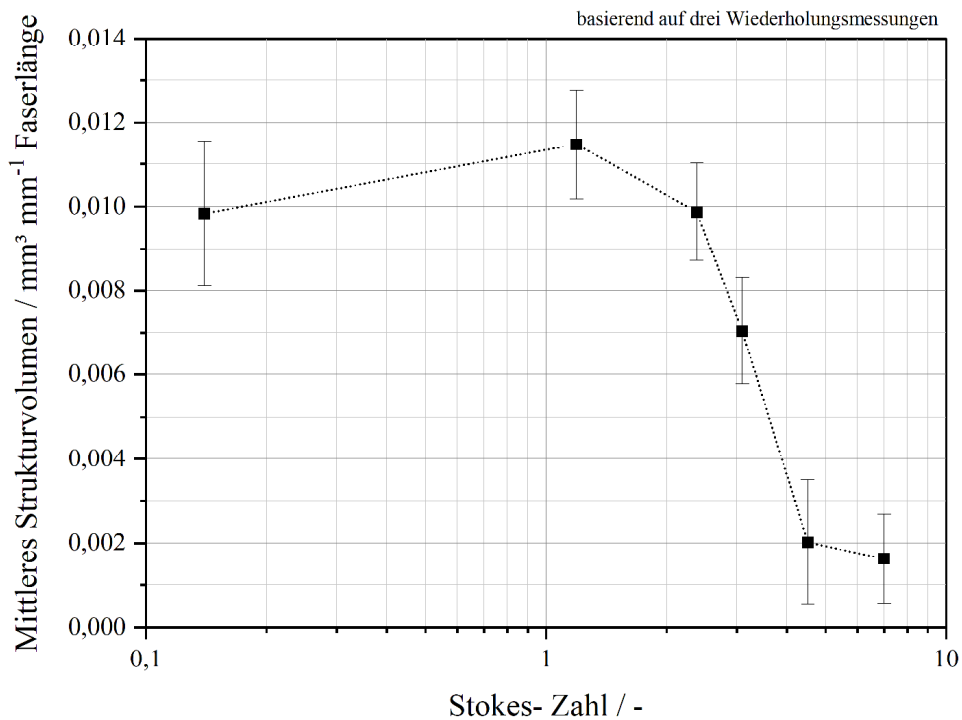


Abbildung 4-9: Mit dem Laser-Scanning-Mikroskop gemessenes Partikelstrukturvolumen bei verschiedenen Stokes-Zahlen (modifiziert nach [94]).

4.4 Kurzzusammenfassung

Die Ablösung von Partikelstrukturen hängt u. a. vom strukturellen Aufbau der abzulösenden Partikelschicht und dem Beladungsniveau der Faser ab [22, 25]. Daher kommt der Kenntnis des strukturellen Aufbaus der Partikelschicht und der Beladungsmenge große Bedeutung zu. Mit der Entstehung und Charakterisierung von Partikelstrukturen auf senkrecht angeströmten Einzelfasern beschäftigten sich bereits eine Vielzahl von Forschungsarbeiten [24–26, 29]. Die Untersuchungen befassten sich hauptsächlich mit der Abscheidung durch die Trägheit, den Sperreffekt und dem Partikelabprallen. Insbesondere experimentelle Untersuchungen zur Diffusionsabscheidung existieren in der Literatur kaum und waren deshalb Teil dieser Doktorarbeit. Um das Ablöseverhalten von möglichst unterschiedlichen Partikelstrukturen untersuchen zu können, wurden in diesem Kapitel Partikelstrukturen vom Diffusions- bis zum Trägheitsbereich auf einer Einzelfaser erzeugt und eine detaillierte Charakterisierung durchgeführt. Da die Erkenntnisse aus der Literatur meist auf den Untersuchungen mit monodispersen Materialien basieren, wurde die Übertragbarkeit der Ergebnisse anhand der Péclet-Zahl, Stokes-Zahl und dem Prall-Parameter β für polydisperse Stoffsysteme analysiert. Der Prall-Parameter β , stellt dabei die Grenzen zwischen der Ausbildung von dendritischen zu kompakten Strukturen dar [26].

Die Charakterisierung der Partikelstrukturen erfolgte zuerst in situ, um den Einfluss externer Störgrößen zu minimieren. Die erzeugten Partikelstrukturen wurden direkt nach der Beladung im eingebauten Zustand fotografiert. Die Anströmung (partikelfrei) war dabei noch eingeschaltet (online). Um den Einfluss der Anströmung auf die Stabilität der erzeugten Depositionsstruktur zu untersuchen, wurden die abgeschiedenen Partikelstrukturen zusätzlich nach dem Abschalten der Strömung fotografiert (offline). Während sich die diffusiven Partikelstrukturen aus Carbon Black in vielen Fällen als sterisch instabil erwiesen, waren die Partikelstrukturen aus Glaskugeln strukturell sehr stabil, sodass die beladene Einzelfaser aus der Anlage entnommen und unter dem Laser-Scanning-Mikroskop untersucht werden konnte.

Die wichtigsten Ergebnisse, die aus den Untersuchungen abgeleitet werden können sind:

- Vergleichbare, aus der Literatur bekannte Partikelstrukturen aus monodispersen Partikelmaterial werden auch unter der Verwendung von polydispersen Partikelmaterial gebildet. Demnach können Partikelstrukturen aus polydispersen Partikelmaterial auch mittels aus der Literatur bekannten dimensionslosen Kennzahlen charakterisiert werden.
- Bei einer Péclet-Zahl von $Pe = 2,0 \cdot 10^4$ und Verwendung von Carbon Black entstehen Partikelstrukturen, die mit den von Kanaoka theoretisch vorhergesagten Strukturen vergleichbar sind. Bei diesen Partikelstrukturen bilden sich die Dendriten gleichmäßig um

den Faserumfang, ragen annähernd senkrecht von der Faseroberfläche in die Strömung und werden mit zunehmender Beladungszeit länger.

Die Partikelstrukturen aus Carbon Black bei $Pe = 2,0 \cdot 10^4$ sind sehr instabil und klappen in Richtung des Gravitationsfeldes nach unten, sobald die Strömung abgeschaltet wird. Aufgrund dieser sterischen Instabilität war eine Beobachtung ausschließlich in situ möglich.

- Bei einer Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit um den Faktor 15 ($Pe = 2,6 \cdot 10^5$) werden die Rußpartikeln hauptsächlich auf der Anströmseite und seitlich an der Einzelfaser abgeschieden. Eine homogene Abscheidung der Dendriten über den gesamten Faserumfang findet nicht mehr statt. Diese Partikelstrukturen sind sterisch stabil, da beim Abschalten der Anströmung keine Veränderung der Partikelstruktur beobachtet wird. Auch bei diesen Partikelstrukturen ist ein Ausbau der beladenen Einzelfaser aus der Beladungskammer nicht realisierbar, da sich die Struktur beim Entfernen des Faserhalters löst. Eine Beobachtung war daher ausschließlich in situ möglich.
- Partikelstrukturen aus Spherglass, die durch den Sperreffekt und eine trägheitsdominierte Abscheidung ($St = 0,14 - 6,99$) auf der Einzelfaser entstehen, zeigen eine höhere sterische Stabilität. Sie konnten ohne beobachtbare Veränderung der Struktur aus der Anlage entnommen werden. Dadurch war es möglich, die Strukturen nicht nur in situ, sondern auch mit dem Laser-Scanning-Mikroskop zu analysieren. Das Abschalten der Strömung führt auch bei diesen Strukturen zu keiner erkennbaren Veränderung der Morphologie.
- Der Übergang von dendritischen zu kompakteren Partikelstrukturen im Sperreffekt- und Trägheitsbereich, der in der Literatur für monodisperse Partikelstrukturen durch den Prall-Parameter β beschrieben wird, lässt sich auch auf polydisperse Strukturen anwenden. Ist der Prall-Parameter $\beta > 6$, treten kompaktere Strukturen auf, während sich bei $\beta < 3$ dendritische Partikelstrukturen bilden.

Im Folgenden werden die ermittelten Parameter zur gezielten Erzeugung der Partikelstrukturen aus dem Diffusions- bis Trägheitsbereich genutzt, um deren Ablöseverhalten durch Trägheitskräfte bei einer magnetisch induzierten Faserbewegung zu untersuchen. Aufgrund der unterschiedlichen Morphologie der Partikelstrukturen ist zu erwarten, dass sich unterschiedliche Ablöseverhalten der Strukturen ergeben werden.

5 Charakterisierung des Magnetfelds und der Magnetisierung der Faser

Um definierte Versuchsbedingungen zu schaffen, ist eine konstante magnetische Flussdichte im Verfahrensraum der Einzelfaser, d. h. der Bereich, in dem die Faserbewegung stattfindet, erforderlich. Die Homogenität des Magnetfelds im Verfahrensraum und der Zusammenhang zwischen eingestellter Stromstärke und resultierender magnetischer Flussdichte wird in Kapitel 5.1 charakterisiert. Bedingt durch die magnetische Feldstärke beziehungsweise magnetische Flussdichte resultiert eine Magnetisierung der Einzelfaser. Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke des äußeren Magnetfelds und der Magnetisierung der Faser wird in Kapitel 5.2 aufgezeigt.

5.1 Charakterisierung des Magnetfelds

In Abbildung 5-1 ist die mit COMSOL Multiphysics (6.0) simulierte und die mit Hallsonden experimentell ermittelte (vgl. Kapitel 3.2.2) magnetische Flussdichte entlang der Symmetrieachse der Einzelfaser bei drei ausgewählten Gleichstromstärken (1 A, 2 A, 3 A) dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass die simulierten Ergebnisse mit den experimentellen Daten annähernd übereinstimmen. Unterschiede in der magnetischen Flussdichte von etwa 1 % treten hauptsächlich bei Messpositionen entlang der y -Achse bei $y > \pm 1,5$ cm auf. Diese Abweichungen ergeben sich bei allen Stromstärken und es scheint, dass ab $y = \pm 1,5$ cm die Homogenität des Feldes leicht abnimmt. Diese Abweichungen liegen jedoch außerhalb des Verfahrensraums, der für die Faserbewegung relevant ist, da die Faser nur maximal 5 mm in y -Richtung ausgelenkt wird.

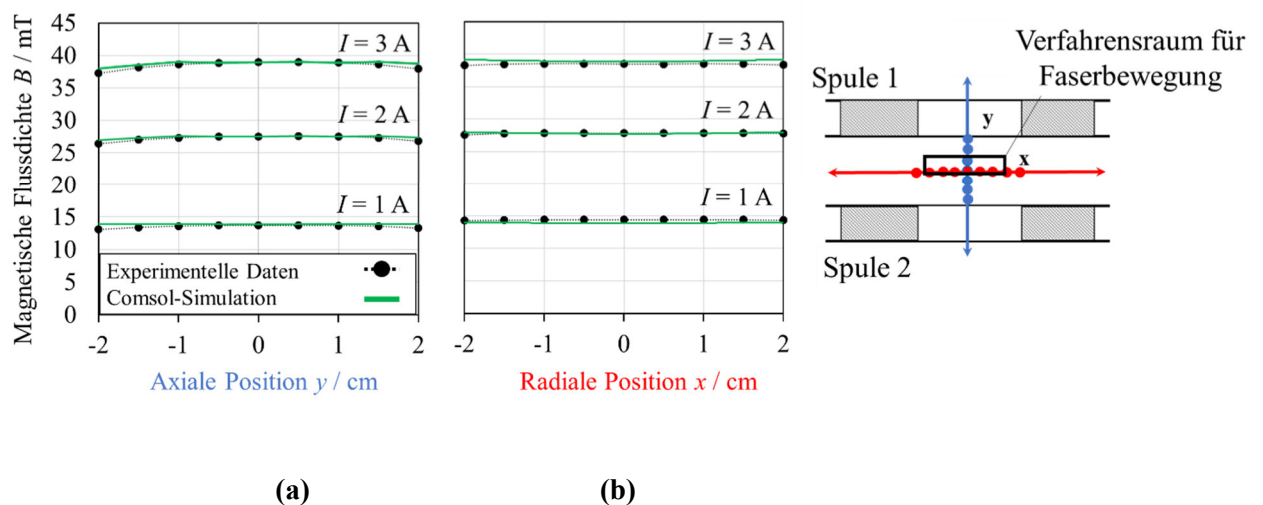


Abbildung 5-1: Magnetische Flussdichte in axialer Richtung (a) und in radialer Richtung (b) der Helmholtz-Spule.

Abbildung 5-2 zeigt die dreidimensionale Darstellung der normierten axialen Komponente der magnetischen Flussdichten. Aufgrund der guten Zugänglichkeit wurden die Messungen mit den beiden Hallsonden in axialer und radialer Richtung durchgeführt. Zusätzlich stellt eine Hilfslinie die Position der Faser dar, wie sie später bei den Untersuchungen verwendet wurde. Da die Faser um maximal 5 mm ausgelenkt wird, ist die Homogenität im Bereich von $y = -0,5$ cm bis $+0,5$ cm in axialer Richtung (a) und in radialer Richtung entlang der Faserachse entscheidend. Aufgrund der Geometrie der Spulen konnte in radialer Richtung nur eine Gesamtlänge von $x = 2$ cm (-1 cm bis $+1$ cm) abgerastert werden (b). Die magnetische Flussdichte ist von $x = -2$ cm bis $+2$ cm in radialer Richtung annähernd konstant und nimmt zu den Rändern hin ab (Abbildung 5-2). Die Abnahme ist typisch für eine Helmholtz-Spule, da eine konstante magnetische Flussdichte nur über einen bestimmten Bereich existiert.

In axialer Richtung ($y = -0,5$ cm bis $+0,5$ cm) liegen die Abweichungen der Messpunkte bei etwa 2 %. Diese Abweichung ist vermutlich auf Messfehler bei der genauen Positionierung der Sonden an den Messpunkten oder auf eine möglicherweise nicht exakt parallele Ausrichtung der Spulen zueinander zurückzuführen. In radialer Richtung (Abbildung 5-2) nimmt die maximale magnetische Flussdichte um 3 % ab. Diese Abweichung kann sich ebenfalls durch leichte Ungenauigkeiten bei der Positionierung der Sonden oder durch Messabweichung zwischen den Sonden (Axial- und Transversalsonde) ergeben.

Schlussendlich kann aufgrund der geringen Abweichungen von einer nahezu homogenen magnetischen Flussdichte im für die Faserbewegung relevanten Verfahrensraum ausgegangen werden.

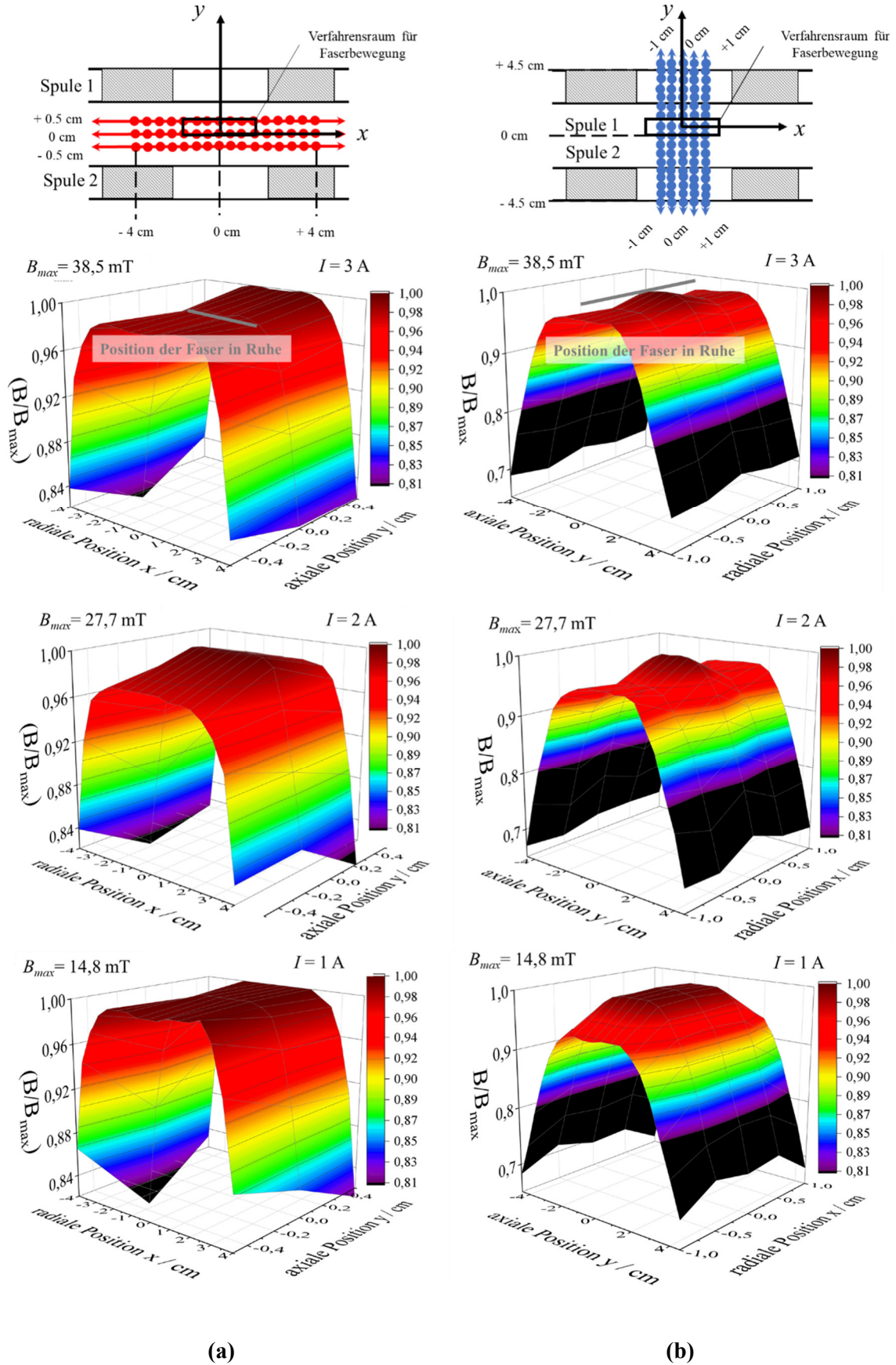


Abbildung 5-2: Räumliche Darstellung der magnetischen Flussdichte in radialer (a) und axialer (b) Messrichtung für die Stromstärken $I = 1, 2$ und 3 A.

5.2 Magnetisierung der Einzelfaser

Die Magnetisierungskurven bei annähernd senkrechter Anordnung der Längsachse der Einzelfaser zu den Feldlinien sind in Abhängigkeit von der angelegten äußeren Feldstärke in Abbildung 5-3 dargestellt. Die Verläufe der Magnetisierungskurven sind vergleichbar mit denen, die in der Literatur für das gleiche Fasermaterial 1.4016 zu finden sind [15].

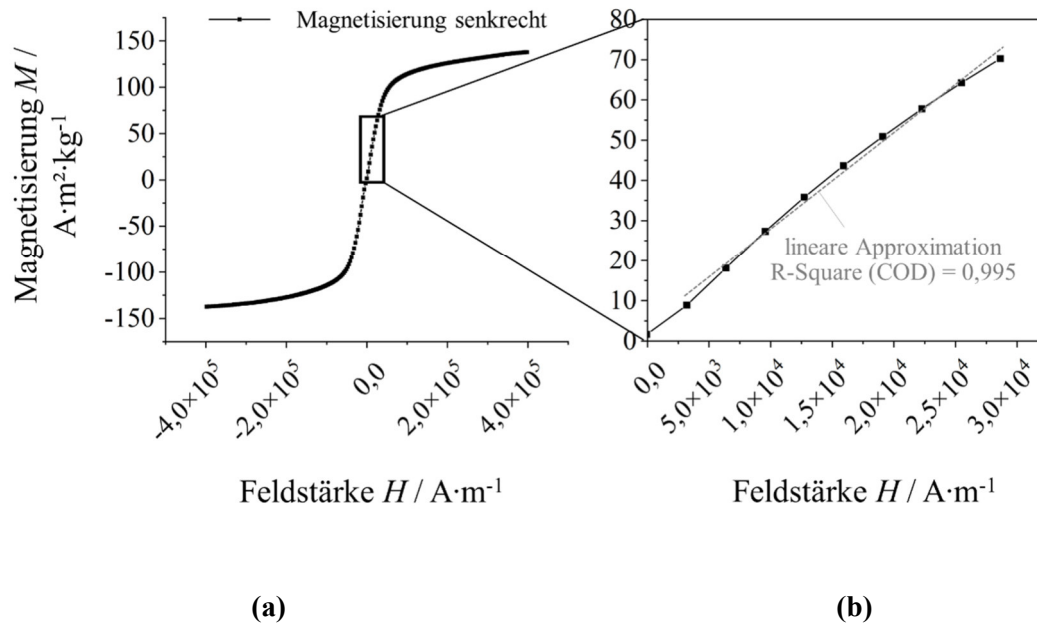


Abbildung 5-3: Magnetisierungskurven bei senkrechter Magnetisierung des Faserstücks aus 1.4016 (a); Magnetisierung in Abhängigkeit des relevanten Feldstärkenbereichs (b).

Wie bereits in den Arbeiten von Franzreb [15] beobachtet, ist auch in den vorliegenden Untersuchungen der Anstieg der Magnetisierung bei senkrechter Faserorientierung steiler als in der Literatur mathematisch beschrieben. Die von Franzreb [15] aufgeführten möglichen Ursachen, wie dem geringen L/D-Verhältnis (hier ~ 50) des verwendeten Drahtstücks und einer nicht ideal senkrechten Ausrichtung des Faserstücks zum Magnetfeld, können auch in diesen Untersuchungen als mögliche Ursache für den steileren Verlauf herangezogen werden. Aus den vorherigen ermittelten magnetischen Flussdichten (Kapitel 5.1) ergeben sich nach Gleichung (2-12) Feldstärken im Bereich von etwa $H = 0 - 30.000 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. Abbildung 5-3 b) zeigt den Verlauf der Magnetisierung nochmals detailliert für den relevanten Feldstärkenbereich. In diesem Feldstärkenbereich besteht ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen der Magnetisierung und den in den Messungen gewählten Feldstärken bei senkrechter Faserausrichtung zum Magnetfeld. Die aus drei Messungen gemittelte Restmagnetisierung der Einzelfaser beträgt $M_R = 1,9 \text{ A} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ und die mittlere Koerzitivfeldstärke $H_C = 1,12 \cdot 10^{-3} \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$. Weiterhin ist festzustellen, dass die Sättigungsmagnetisierung noch nicht erreicht ist. Demnach wäre eine Steigerung der magnetischen Feldstärke bzw. magnetischen Flussdichte möglich. Da die maximal angelegte Stromstärke für den Betrieb der Spulen auf $I = 3 \text{ A}$ limitiert war, beschränkte sich der untersuchte Bereich der Feldstärke auf $H = 0 - 30.000 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$.

6 Magnetisch induziertes Bewegungsverhalten der Faser

In diesem Kapitel werden die Zusammenhänge zwischen der eingestellten Stromstärke, der magnetischen Flussdichte und der erreichten Beschleunigung der Faser aufgezeigt. Die Beschleunigung der Einzelfaser stellt einen maßgeblichen Parameter für die spätere Ablösung der Partikelstruktur dar. Dabei gilt es, die auftretenden Beschleunigungen der Faser in Abhängigkeit von der Faserposition und der auftretenden magnetischen Flussdichte zu ermitteln. Die Beschleunigung einer frei schwingenden Einzelfaser und einer durch einen Anschlag abgebremsten Faser, der Führungseinfluss auf die Bewegung der Faser, das Bewegungsverhalten bei vertikaler und horizontaler Ausrichtung der Faser zum Erdschwerefeld sowie der Einfluss einer zusätzlichen Beladung der Einzelfaser mit Sphäriglass wurden untersucht.

Im Allgemeinen resultiert die Faserbeschleunigung aus der Stärke des magnetischen Drehmoments [85]. Dabei ist das magnetische Drehmoment bei einer annähernd orthogonalen Ausrichtung der Einzelfaser zum äußeren Magnetfeld am größten [85–87]. Da die Einzelfaser vor jedem Auslenkungsversuch entmagnetisiert wurde, bevor sie durch das äußere Magnetfeld eine Magnetisierung erfährt, wird angenommen, dass keine Remanenz in axialer Richtung vorhanden ist. Eine direkte Verifizierung der auftretenden Remanenz nach einer wiederholten Magnetisierung der Faser war nicht möglich. Dennoch wurde anhand mehrerer Einzelfasern experimentell überprüft, ob sich die Unsicherheiten einer möglichen Anfangsmagnetisierung, der Einfluss einer Fehlansrichtung zum Magnetfeld oder die Remanenz durch das Wechselfeld unterschiedlich auf das Bewegungsverhalten der Faser auswirken. Um den Einfluss möglicher unterschiedlicher magnetischer Ausgangszustände zu überprüfen, wurden neun Proben entmagnetisierter (Fasern) verwendet. Da die Faser nur einseitig fixiert ist und über ein freies Ende verfügt, war eine exakt senkrechte Ausrichtung zum Magnetfeld nicht realisierbar. Der anfängliche Winkel α zwischen der Faserachse und den Feldlinien des äußeren Magnetfelds variierte bei horizontaler Ausrichtung der Faser zum Erdschwerefeld in einem Bereich von etwa $\alpha = 87,4^\circ - 89,5^\circ$ und bei vertikaler Ausrichtung zum Erdschwerefeld in einem Bereich von etwa $\alpha = 87^\circ - 90,7^\circ$.

Abbildung 6-1 zeigt die maximale Auslenkung (aufgezeichnet an der Position entlang der Faser $x = 2,64 \text{ cm}$) der neun Proben bei annähernd horizontaler Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld und Abbildung 6-2 in annähernd vertikaler Orientierung. Die maximale Auslenkung der Einzelfaser ist als Funktion des Winkels α aufgetragen. Trotz der unterschiedlichen initialen Ausrichtung der Faserachse zu den Feldlinien liegen die an der Position $x = 2,64 \text{ cm}$ bzw. $y = 2,64 \text{ cm}$ ermittelten maximalen Auslenkungen in einem vergleichbaren Größenbereich. Demnach haben

sowohl die Fehlausrichtung der Faser relativ zu den Feldlinien als auch die Unsicherheiten der Anfangsmagnetisierung offenbar nur einen geringen Einfluss auf die Faserauslenkung.

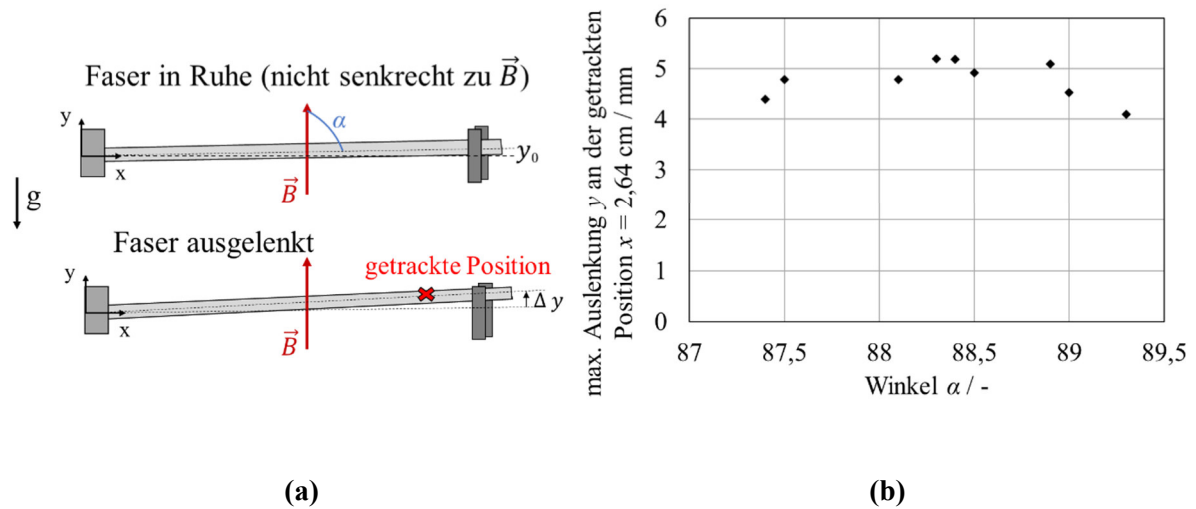


Abbildung 6-1: Schematische Darstellung der Ausgangsposition der Faser in horizontaler Orientierung zum Erdschwerefeld vor und nach der Ablenkung (a) und des Winkelbereichs zwischen der Faserachse und dem Magnetfeld in Abhängigkeit der maximalen Auslenkung der getrackten Position (b).

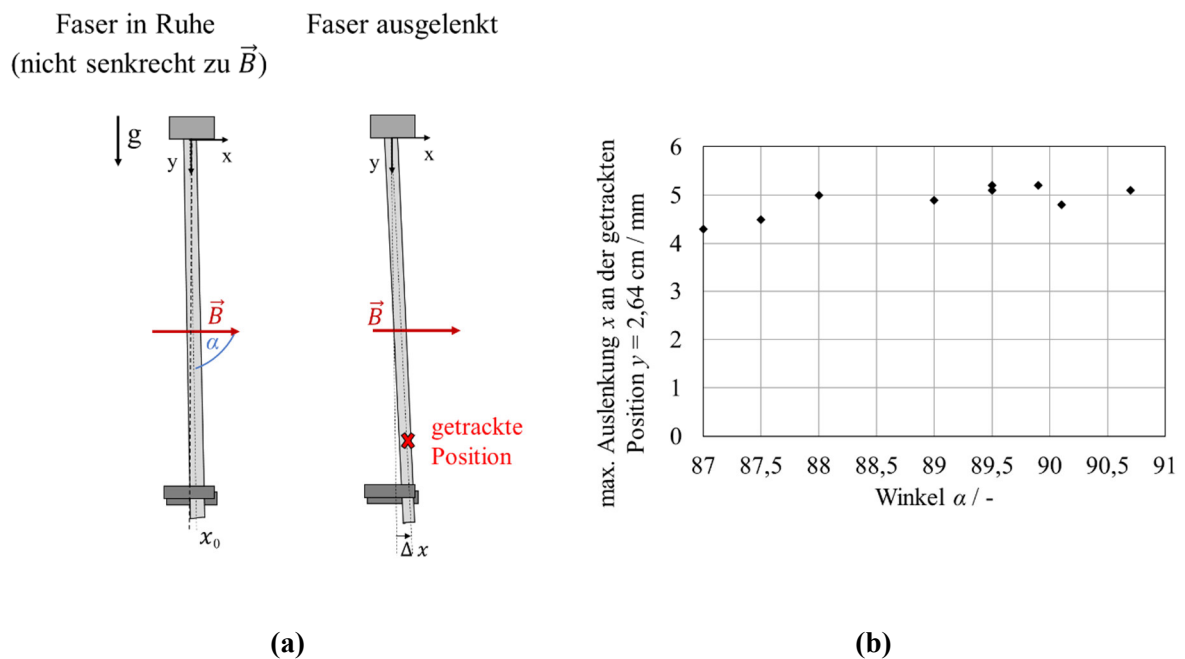


Abbildung 6-2: Schematische Darstellung der Ausgangsposition der Faser in vertikaler Orientierung zum Erdschwerefeld vor und nach der Ablenkung (a) und des Winkelbereichs zwischen der Faserachse und dem Magnetfeld in Abhängigkeit der maximalen Auslenkung der getrackten Position (b).

Das Bewegungsverhalten einer freien beziehungsweise durch einen Anschlag abgebremsten unbeladenen Faser ist bei ein- und ausgeschaltetem Magnetfeld ($B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$) in Abbildung 6-3 für ein Zeitintervall von einer Sekunde dargestellt. Die Faserauslenkung wird am Punkt $P (0/2,64)$

entlang der Faserachse getrackt (Methodik siehe Kapitel 3.2.4). Wie in Abbildung 6-6 gezeigt, entspricht der Punkt bei $y = 2,64$ cm entlang der Faserachse jener Stelle, an der die auf der Faser abgeschiedene Partikeln die größte Auslenkung und daher die größte negative Beschleunigung infolge des Aufpralls der Faser gegen einen Anschlag erfahren. Zur detaillierteren Darstellung des zeitlichen Bewegungsverhaltens der Faser mit und ohne Anschlag beim Ein- und Ausschalten des Magnetfelds werden in Abbildung 6-3 zusätzliche Weg-Zeit-Diagramme über kürzere Zeitintervalle (0,12 s für den Einschalt- und den Ausschaltvorgang) für die vertikale Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld gezeigt.

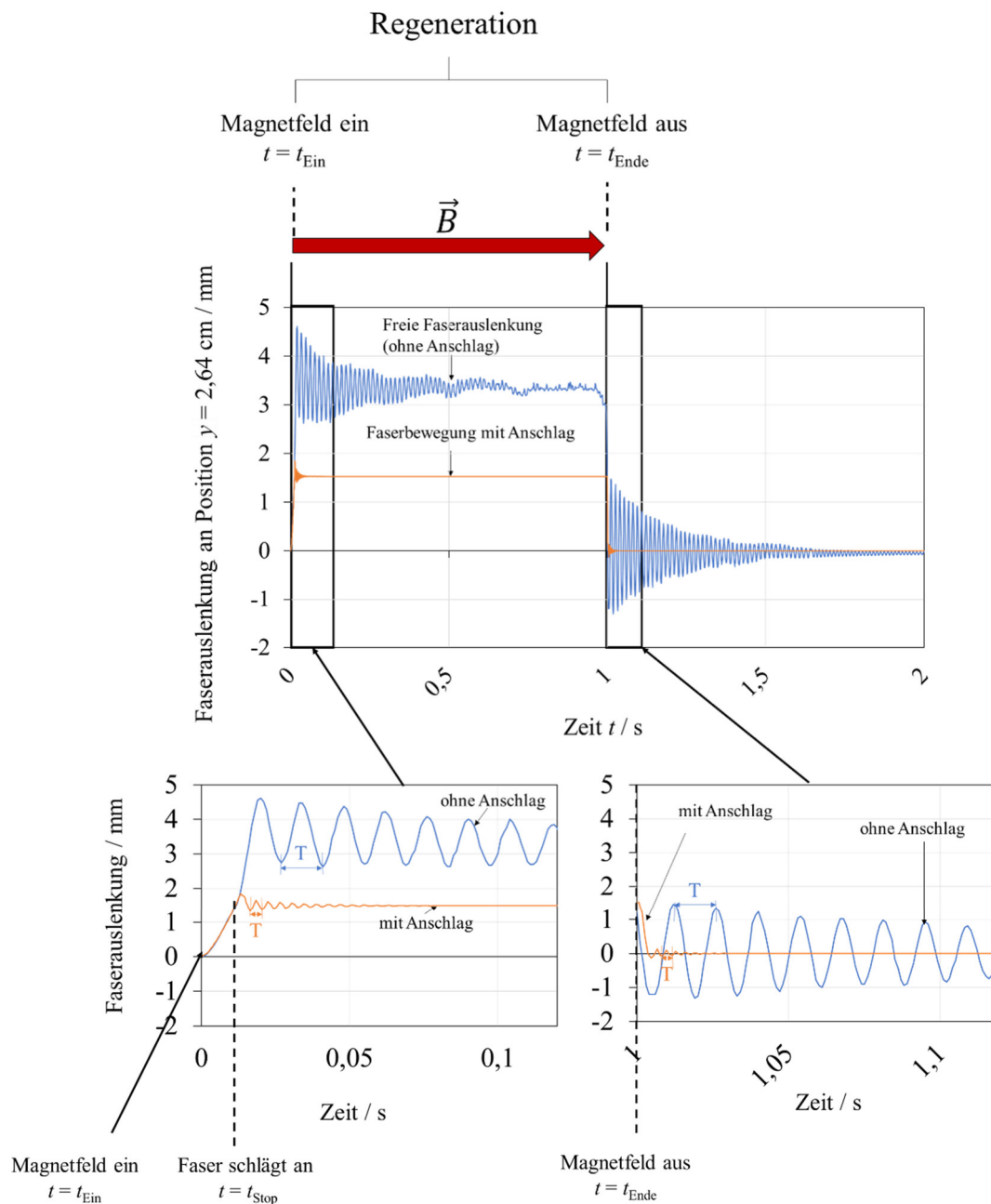


Abbildung 6-3: Exemplarisches Weg-Zeit-Diagramm der freien Faserbewegung ohne und mit Anschlag bei eingeschaltetem und ausgeschaltetem Magnetfeld bei vertikaler Orientierung.

Zum Zeitpunkt $t = t_{\text{Ein}}$ werden die zwei Spulen eingeschaltet und die Auslenkung der Einzelfaser steigt bis zu einem Maximum an und beginnt anschließend periodisch zu schwingen. Aufgrund von Reibungskräften nimmt die Amplitude bei beiden Trajektorien mit der Zeit ab. Nach einer Sekunde werden die Spulen ausgeschaltet ($t = t_{\text{Ende}}$) und die Faser sinkt in ihre Ursprungslage zurück und schwingt periodisch um die Ursprungsposition. Es tritt erneut eine Dämpfung der Faserschwingungen auf. Der Verlauf ähnelt einer gedämpften harmonischen Schwingung.

Wird die Faser ausgelenkt und nicht durch einen Anschlag gestoppt, ist die maximale Amplitude mehr als doppelt so groß wie beim Aufprall gegen den Anschlag. Durch den Aufprall gegen den Anschlag verkürzt sich die Periodendauer ca. um den Faktor 3,3 gegenüber der freien Schwingung. Die Abweichungen der Schwingung um die Gleichgewichtslage können durch Ungenauigkeiten bei der Auswertung erklärt werden (Kapitel 3.2.4). Das Zeitintervall zwischen dem Einschalten und dem Ausschalten der Spulen wird im Weiteren als ein Regenerationsschritt beziehungsweise Regenerationsintervall bezeichnet.

Im Folgenden werden der Führungseinfluss sowie der Einfluss der Partikelmasse auf der Einzelfaser in Bezug auf die Faserbewegung gezeigt. In Abbildung 6-4 ist exemplarisch die zeitliche Entwicklung der Faserauslenkung an der Position $y = 2,64 \text{ cm}$ in Abhängigkeit von den variierten Parametern – Führungsweite w , Verwendung eines Anschlags sowie Partikelbeladung der Faser – dargestellt. Da die Auslenkungen für die horizontale und vertikale Ausrichtung der Faser (unbeladen und beladen) vergleichbar waren (siehe Anhang Abbildung 0-5), werden im Folgenden nur die Ergebnisse der vertikalen Faserausrichtung dargestellt. Das Diagramm veranschaulicht den zeitlichen Verlauf der Faserauslenkung für Führungsweiten von $w = 0,5 \text{ mm}$ und $w = 5 \text{ mm}$ – jeweils unter Bedingungen mit und ohne Aufprall der Faser gegen den Anschlag. Als Referenz ist auch die freie Faserbewegung ohne Führung und Anschlag dargestellt (schwarze Kurve). Zusätzlich ist die Auslenkung der mit Sphäriglass (Partikelstruktur D - blaue Kurve) beladenen Faser zu sehen (Beladungszeit $t = 20 \text{ min}$, Beladungsniveau $h = 0,5 \text{ mm}$, Führungsweite $w = 0,5 \text{ mm}$).

In allen sechs Fällen steigt die Auslenkung der Faser erneut bis zu einem Maximum an und beginnt dann periodisch zu schwingen. Die Führung und die unterschiedlichen Führungsweiten haben keinen großen Einfluss auf die Faserschwingung, da die Bewegungsmuster bei der Auslenkung mit und ohne Führung vergleichbar sind. Das Bewegungsverhalten der beladenen und unbeladenen Faser ist vergleichbar. Demnach scheint die Faserauslenkung (mit Anschlag) und somit auch die Beschleunigung der Faser durch die zusätzliche Partikelbeladung nicht verringert zu werden.

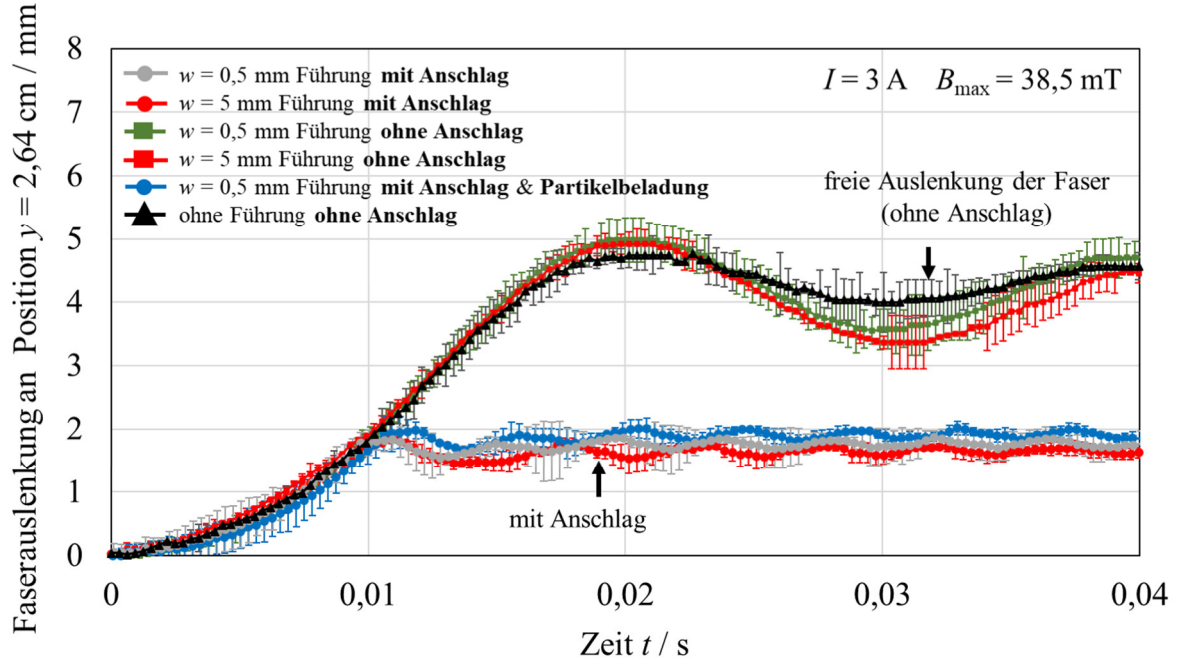


Abbildung 6-4: Faserauslenkung an der Position $y = 2,64$ cm für verschiedene Führungsweiten mit und ohne Anschlag und zusätzlicher Partikelbeladung bei vertikaler Orientierung.

Die Auslenkungs-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungskurven für Messungen mit und ohne Anschlag für eine Führungsweite von $w = 0,5$ mm sind in Abbildung 6-5 zusehen. Die dargestellte gleitende Durchschnittskurve der Geschwindigkeit basieren auf zehn Geschwindigkeitswerten und wurden aus den Rohdaten der Position-Zeit-Kurve der Faserauslenkung berechnet (siehe dazu Kapitel 3.2.4). Aus den gleitenden Durchschnittswerten der Geschwindigkeit ergeben sich durch Differenzieren die Beschleunigungswerte. Mit und ohne Faseransschlag nehmen Geschwindigkeit und Beschleunigung während der Faserauslenkung in ähnlicher Weise zu. Ohne Anschlag ist die Geschwindigkeit zum Zeitpunkt der maximalen Auslenkung Null und die Beschleunigung beträgt ca. $|a| = 35 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Durch den Anschlag wird eine maximale Geschwindigkeit von $v = 0,14 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ zum Zeitpunkt des Aufpralls erreicht. Da die Analyse an der Position $y = 2,64$ cm durchgeführt wird, ist nach dem Aufprall ($t > t_{\text{stop}}$) noch eine Zunahme der Auslenkung zu beobachten. Dies kann auf eine Biegung der Faser zurückgeführt werden. Folglich nehmen die Geschwindigkeit und die Beschleunigung bei $t = t_{\text{stop}}$ nicht abrupt ab. Bei der abgebremsten Faserbewegung beträgt die maximale Geschwindigkeit $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und die maximale Beschleunigung $|a| = 75 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Basierend auf den Untersuchungen ergibt sich eine größere Beschleunigung, wenn die Einzelfaser durch einen Anschlag abgebremst wird.

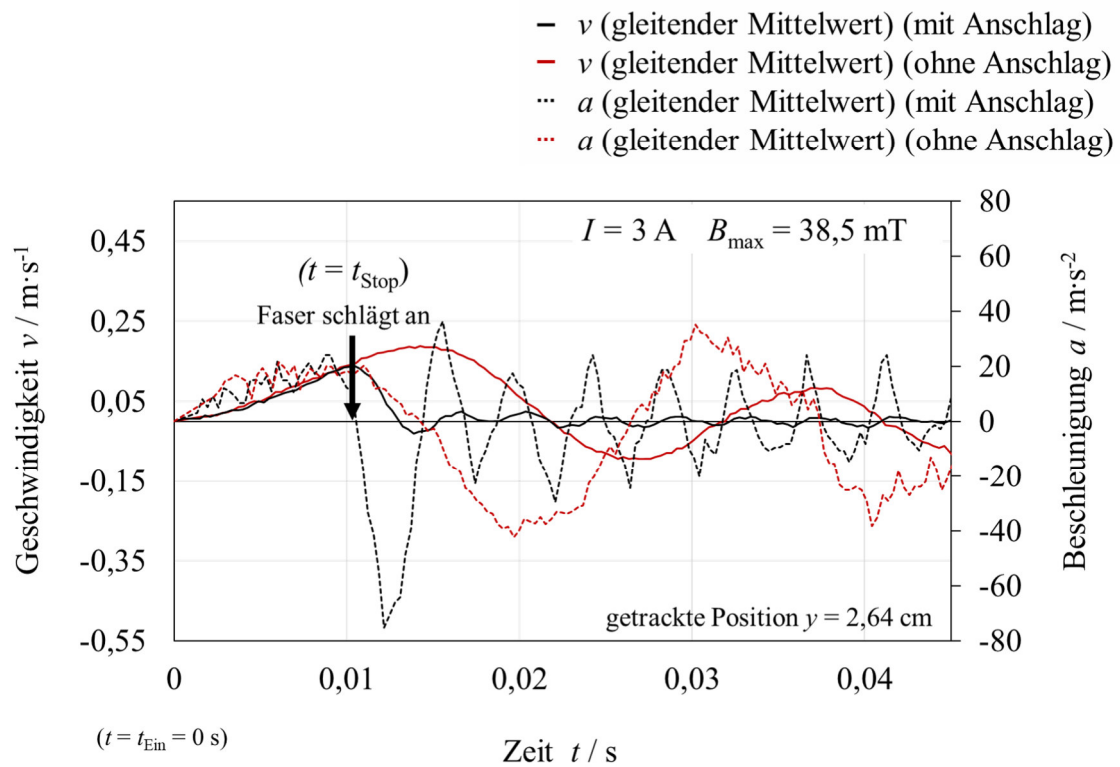
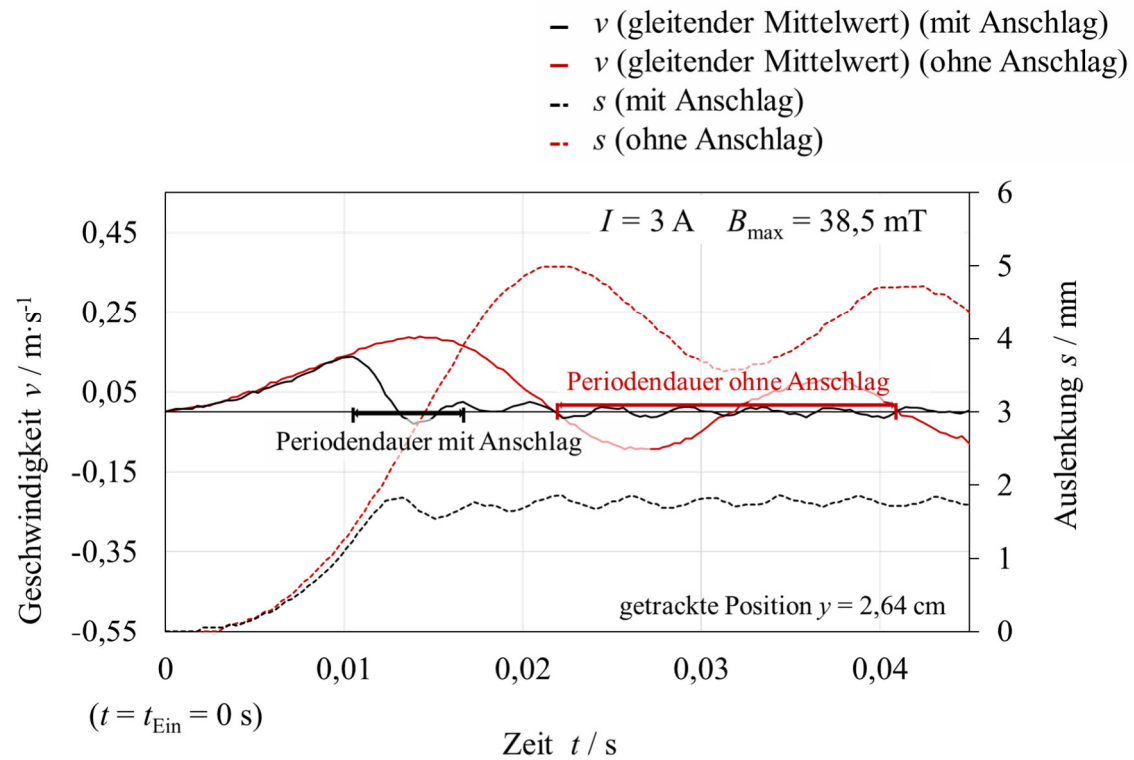


Abbildung 6-5: Zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit und Beschleunigung der Einzelfaser an der Position $y = 2,64 \text{ cm}$ bei vertikaler Orientierung.

Die maximalen Auslenkungen und absoluten Beschleunigungen an verschiedenen Positionen entlang der vertikal angeordneten Faserachse (mit Anschlag, $w = 0,5$ mm, ohne Partikelbeladung) ist in Abbildung 6-6 dargestellt.

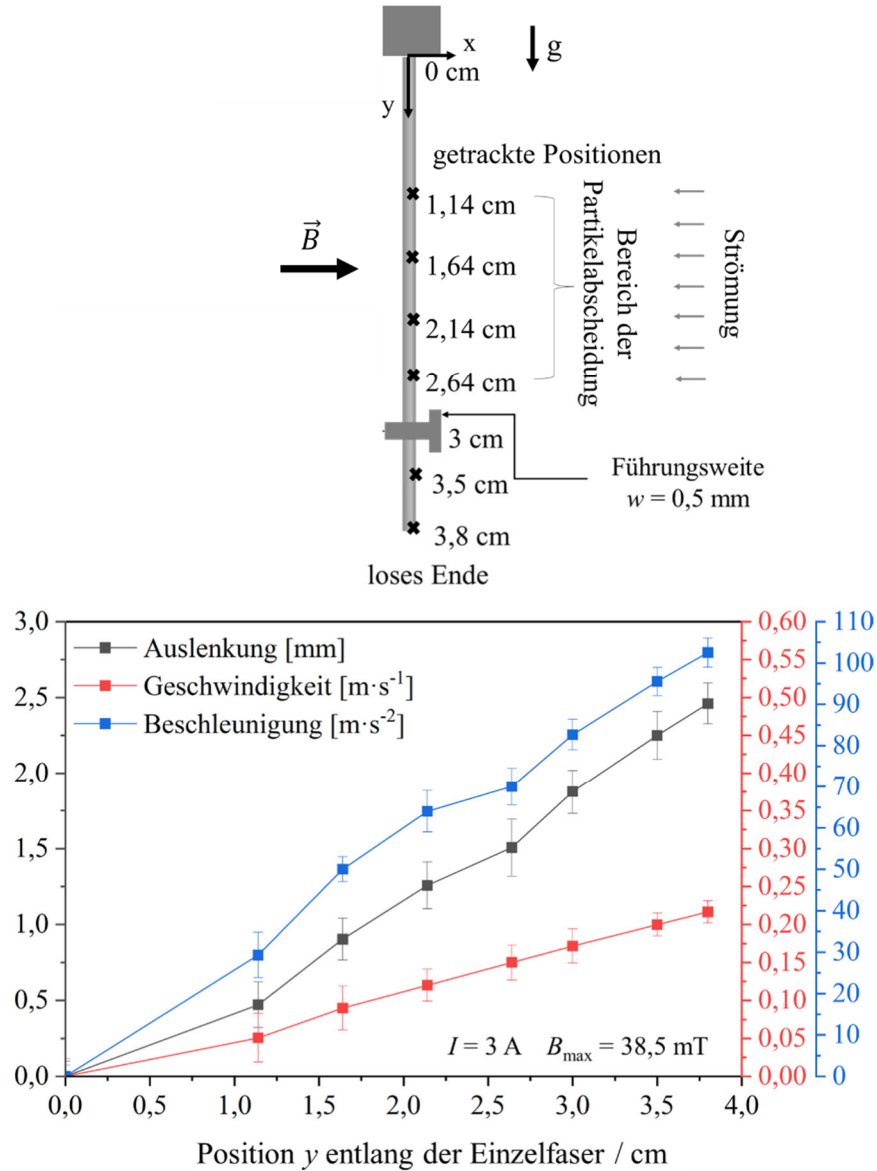


Abbildung 6-6: Lokale Bestimmung der maximalen Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung entlang der Faserachse mit Anschlag und Führungswite $w = 0,5$ mm bei vertikaler Orientierung.

Durch den zunehmenden Hebelarm nehmen Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung mit dem Abstand zur Faserfixierung zu. Da sich die Partikel im Bereich von $y = 1,14$ bis $y = 2,64$ cm auf der Faser abscheiden, sind die maximalen Beschleunigungen für die Ablösung in diesem Bereich von besonderem Interesse. In dem für die Partikelablösung relevanten Bereich liegen die maximalen Beschleunigungen in einem Bereich von etwa $|a| = 30$ bis $75 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$.

7 Ablöseverhalten von Partikelstrukturen

Dieses Kapitel befasst sich mit dem magnetisch induzierten Ablöseverhalten von nicht-magnetischen Partikelstrukturen von einer magnetisierbaren Einzelfaser in Abhängigkeit von der Partikelmorphologie, dem Beladungsniveau der Faser, der magnetischen Flussdichte, der resultierenden Beschleunigung der Faser und der Anzahl an Faserauslenkungen (Regenerationsschritten). Des Weiteren wird der Einfluss der Faserorientierung zum Erdschwerefeld auf die Effizienz der Partikelablösung betrachtet.

7.1 Einfluss der Faserorientierung zum Erdschwerefeld

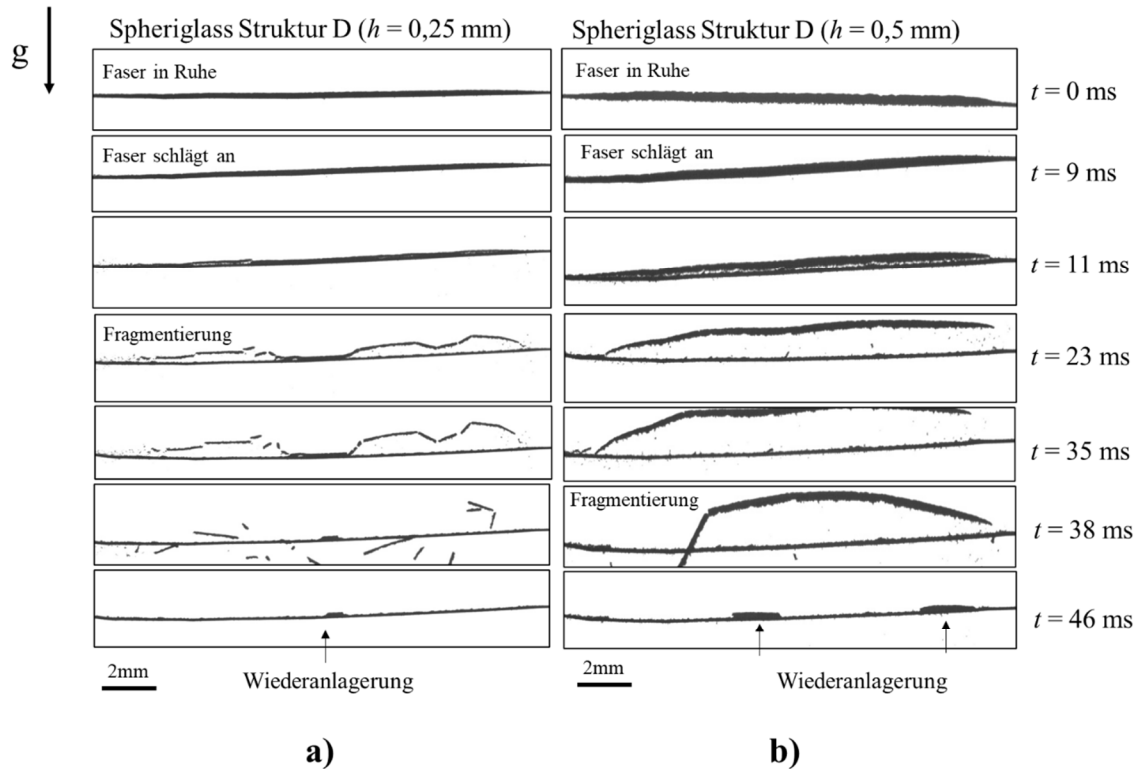
In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld auf das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen näher untersucht. Wie in Kapitel 6 beschrieben, sind die Beschleunigungswerte der Faser in horizontaler bzw. vertikaler Ausrichtung vergleichbar. Folglich kann der Einfluss der Schwerkraft auf die magnetisch induzierte Faserbeschleunigung als gering angenommen werden. Inwieweit sich das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen von der Faser durch die Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld unterscheidet, muss hingegen noch näher betrachtet werden. Da sich bei der Auslenkung der Einzelfaser gegen einen Anschlag höhere Beschleunigungen ergeben als bei der freien Faserbewegung ohne Anschlag, wurde das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen nur für die magnetisch induzierte Faserbewegung mit Anschlag untersucht.

Das Ablöseverhalten wurde für eine charakterisierte Partikelstruktur aus Spherglass (Partikelstruktur D) (siehe auch Kapitel 3.2.5.3 - Tabelle 3-7) für zwei Beladungsniveaus der Einzelfaser mit Glaskugeln ($h = 0,25 \text{ mm}$, $h = 0,5 \text{ mm}$) bestimmt. Zur Erzeugung des Magnetfelds wurde ein Strom der Stromstärke $I = 3 \text{ A}$ durch die Helmholtz-Spule geleitet. Diese entspricht einer maximalen magnetischen Flussdichte von $B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$, wie in Kapitel 5.1 beschrieben. Aus Kapitel 6 ist bekannt, dass bei dieser Parameterkombination die Beschleunigungen des Faserabschnitts, in dem sich die Partikeln auf dem Kollektor befinden, im Bereich von $|a| = 30 - 75 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ liegen.

Abbildung 7-1 zeigt die erste Auslenkung (1. Regeneration) der mit Spherglass beladenen Einzelfaser von insgesamt drei Auslenkungen (mit Anschlag, $w = 0,5 \text{ mm}$). Die Ablösung erfolgt ohne zusätzliche Anströmung der Faser. Die Partikeln scheiden sich während der Beladung fast gleichmäßig entlang der Faserachse ab, was zu einer nahezu gleichmäßigen Strukturhöhe führt. Da das Field of View (FOV) größer als die nominale Projektionsfläche gewählt wurde, ist die abnehmende Höhe der Partikelstruktur an den Rändern zu erkennen. Die Partikeln werden bevorzugt

auf der Anströmseite der Faser abgeschieden. Auf der Abströmseite sind nur vereinzelte Dendriten vorhanden, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die Abscheidung auf der Einzelfaser hauptsächlich aufgrund der Trägheit erfolgt (vgl. Kapitel 4).

Erste Regenerierung

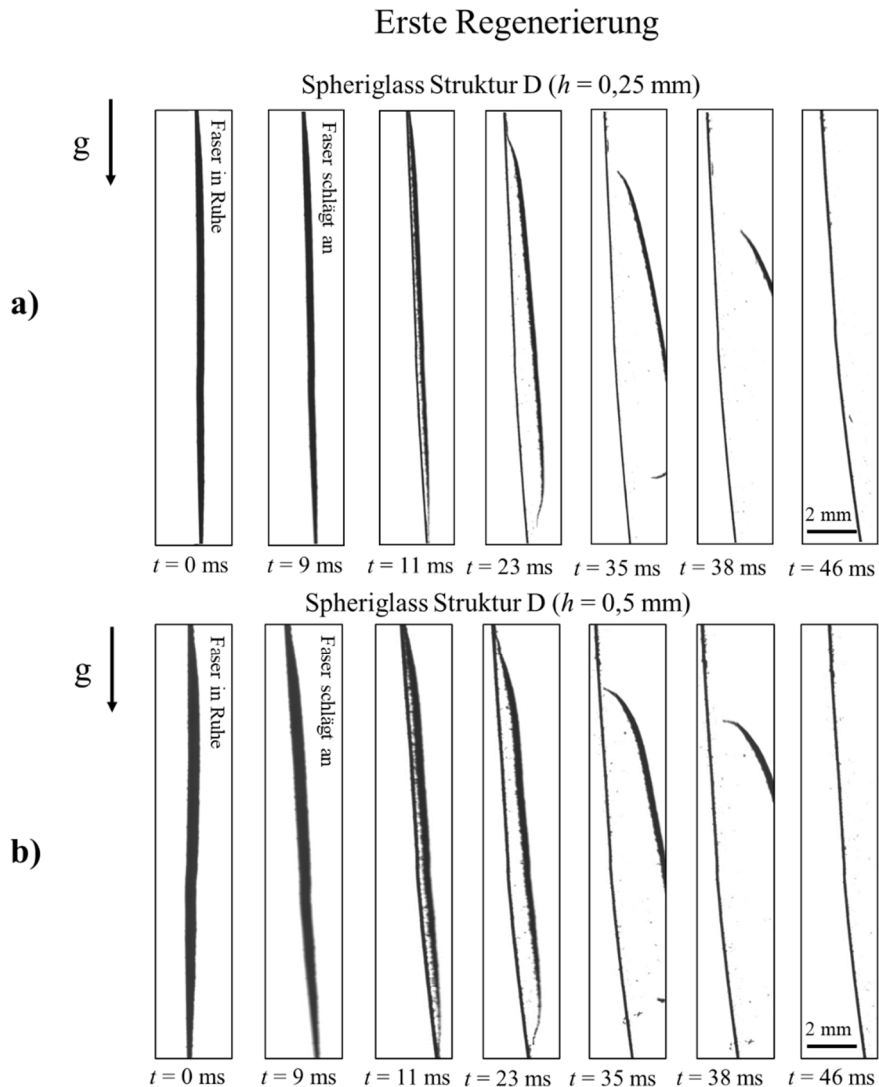


Stromstärke I / A	3
Maximale magnetische Flussdichte B_{\max} / mT	38,5
Regenerationsdauer $\Delta t_{\text{Magnetfeld}}$ / s	1
Anströmgeschwindigkeit während der Regeneration v / $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	0

Abbildung 7-1: Zeitliche Entwicklung der magnetisch induzierten Partikelablösung von einer Faser in horizontaler Ausrichtung für eine niedrige (a) bzw. hohe (b) Partikelstruktur D aus Spherglass für das erste Auslenkungsereignis (modifiziert nach [84]).

Bis zum Zeitpunkt des Aufpralls löst sich die Partikelstruktur nicht von der Faser ab. Sobald die Einzelfaser in Kontakt mit dem Anschlag kommt, bilden sich Risse innerhalb der Partikelstruktur. Der Bruch tritt vorwiegend bei Kontaktstellen zwischen den Partikeln und hauptsächlich entlang der Faserachse auf. Aufgrund ihrer Trägheit wird die Partikelstruktur entgegen der Schwerkraft nach oben geschleudert und zerfällt teilweise in kleinere Fragmente. Durch das größere Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln wirken beim Ablösen der höheren Partikelstruktur ($h = 0,5$ mm) im Vergleich zur niedrigeren Partikelstruktur ($h = 0,25$ mm) stärkere Trägheitskräfte. Letztlich verbleibt bei beiden Beladungsniveaus eine dünne Residualstruktur auf der Faser, die einer gleichmäßigen

homogenen Partikelschicht ähnelt. Bei der horizontalen Faseranordnung wird bei den Untersuchungen in der Sedimentationsphase häufig eine Wiederanlagerung von bereits abgelösten Partikelstrukturen beobachtet (Abbildung 7-1).



Stromstärke I / A	3
Maximale magnetische Flussdichte $B_{\text{max}} / \text{mT}$	38,5
Regenerationsdauer $\Delta t_{\text{Magnetfeld}} / \text{s}$	1
Anströmgeschwindigkeit während der Regeneration $v / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0

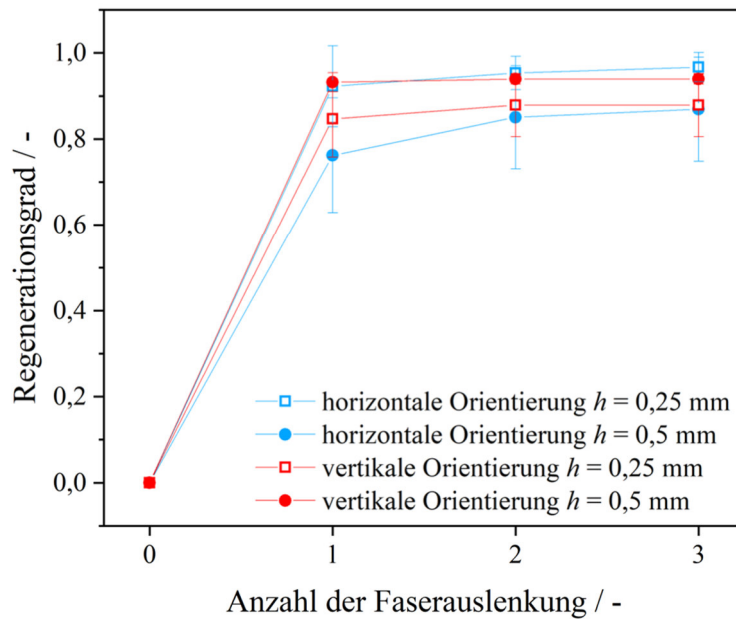
Abbildung 7-2: Zeitliche Entwicklung der magnetisch induzierten Partikelablösung für eine niedrige (a) und hohe (b) Partikelstruktur D aus Sphäriglass von einer Faser in vertikaler Ausrichtung für das erste Auslenkungsereignis (modifiziert nach [84]).

Bei der vertikalen Ausrichtung der Einzelfaser (Abbildung 7-2) verbleibt die Partikelstruktur während der Auslenkung ebenfalls auf der Einzelfaser, bis die Faser den Anschlag trifft. Beim Aufprall löst sich das Agglomerat als kontinuierliche Struktur von der Faser ab. Eine Fragmentierung

in kleine und große Agglomerate, wie sie bei horizontaler Faserausrichtung auftritt, wird nicht beobachtet. Möglicherweise ist der Einfluss der Schwerkraft auf die Fragmentierung der Partikelstruktur bei horizontaler Ausrichtung der Faser größer als bei vertikaler Ausrichtung. Die vertikale Ausrichtung der Faser führt zu weniger kleinen Agglomeraten, was für die Vermeidung von Emissionen im Feinstaubbereich von großer Bedeutung ist. Auch bei der vertikalen Anordnung verbleibt durch bevorzugtes Aufbrechen von Partikel-Partikel-Kontakten in Fasernähe eine Residualstruktur auf der Faser. Eine Wiederanlagerung, die bei der horizontalen Anordnung (siehe Abbildung 7-1) beobachtet wird, tritt bei der vertikalen Faserorientierung nicht auf.

Da bei sowohl horizontaler als auch vertikaler Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld nach der ersten Auslenkung Residualstrukturen auf der Faser verbleiben und sich teilweise abgelöste Strukturen wieder an der Faser anlagern, wurde untersucht, ob sich durch mehrmalige Faserauslenkung die Ablösung verbessern lässt. Der Anteil der abgelösten Partikelstruktur wurde anhand der Änderung der Projektionsfläche vor und nach der Faserauslenkung quantifiziert. Basierend auf der Änderung der Projektionsflächen kann für jede Faserauslenkung ein Regenerationsgrad berechnet werden. Eine genaue Definition des Regenerationsgrads ist in Kapitel 3.2.5.2 angegeben.

Die aus den Projektionsflächen berechneten Regenerationsgrade sind in Abbildung 7-3 über die Anzahl der Faserauslenkungen für beide Orientierungen der Einzelfaser zum Erdschwerefeld aufgetragen. In allen vier Untersuchungen wird der Großteil der Partikelschicht bereits nach der ersten Auslenkung von der Faser abgelöst. Die geringste Zunahme des Regenerationsgrades zeigt sich zwischen der zweiten und dritten Auslenkung – und tritt ausschließlich bei horizontaler Faserausrichtung zur Schwerkraft auf. Bei einer horizontalen Faserausrichtung liegt der durchschnittliche Regenerationsgrad der niedrigeren Partikelstrukturen bei $r = 92 \%$ (quadratische blaue Punkte). Beim größeren Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln verbleibt überproportional viel Partikelmaterial auf der Faser, wodurch sich ein Regenerationsgrad von $r = 76 \%$ ergibt (runde blaue Punkte). Die Wahrscheinlichkeit, dass sich abgelöste Partikelstrukturen wieder an der Faser abscheiden, steigt mit zunehmender Partikelmasse aufgrund der größeren Trägheit. Dieses Verhalten trat insbesondere bei Untersuchungen mit höheren Beladungsstrukturen auf, was sowohl die große Streuung als auch den niedrigeren Regenerationsgrad zur Folge hatte. Dabei ist zu beachten, dass der geringere Regenerationsgrad nicht auf eine generell höhere Residualschicht auf der Faser zurückzuführen ist, sondern auf wieder abgeschiedene Agglomerate, die bei der nächsten Faserauslenkung wieder abgelöst werden. So nimmt bei der zweiten Auslenkung der horizontal orientierten Einzelfaser der Regenerationsgrad von 76% auf 85% zu und beträgt nach der dritten Auslenkung 87% . Im Gegensatz dazu ist die absolute Erhöhung des Regenerationsgrads bei der niedrigen Partikelstruktur bei der zweiten Auslenkung nur $3,2 \%$ und 0% bei der dritten Auslenkung. Dabei ergibt sich nach drei Auslenkungen ein Regenerationsgrad von $r = 96 \%$.



Stromstärke I / A	3
Maximale magnetische Flussdichte $B_{\text{max}} / \text{mT}$	38,5
Regenerationsdauer $\Delta t_{\text{Magnetfeld}} / \text{s}$	1
Anströmgeschwindigkeit während der Regeneration $v / \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0

Abbildung 7-3: Regenerationsgrad in Abhängigkeit von der Anzahl der Auslenkungen für eine niedrige ($h = 0,25 \text{ mm}$) und hohe ($h = 0,5 \text{ mm}$) Strukturhöhe von Partikelstruktur D aus Sphäriglass (modifiziert nach [84]).

Ist die Faser vertikal ausgerichtet, beträgt der anfängliche Regenerationsgrad der niedrigen Partikelstruktur ($h = 0,25 \text{ mm}$) $r = 84 \%$ (quadratische rote Punkte). Durch erneutes Auslenken der Faser wird der Regenerationsgrad absolut um 2% erhöht. Dieser Anstieg ist deutlich geringer als die Erhöhung des Regenerationsgrades bei der horizontalen Faserausrichtung. Beim höheren Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln ($h = 0,5 \text{ mm}$) (runde rote Punkte) wird nach der ersten Auslenkung ein Regenerationsgrad von $r = 93 \%$ erreicht, der durch weitere Faserauslenkungen nicht mehr gesteigert werden kann.

Schlussendlich haben diese Untersuchungen bewiesen, dass die Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld einen Einfluss auf die Ablösung der Partikelstruktur von der Faser hat. Da häufig eine Wiederanlagerung und eine größere Fragmentierung der abgelösten Partikelstrukturen bei der horizontalen Faserorientierung zum Schwerefeld auftraten, wurden die weiteren Untersuchungen bei einer vertikalen Orientierung der Faser durchgeführt.

7.2 Einmalige Faserauslenkung mit Anschlag

Im Vergleich zur horizontalen Ausrichtung des Kollektors zum Erdschwerefeld traten bei vertikal orientierten Fasern sowohl eine geringere Fragmentierung als auch nur selten Wiederanlagerungen bereits abgelöster Partikelstrukturen auf (siehe Kapitel 7.1). Aus diesem Grund erfolgen die weiteren Untersuchungen zum magnetisch induzierten Ablöseverhalten anhand von jeweils zwei repräsentativen Partikelstrukturen aus Carbon Black und Spherglass, die bereits in Kapitel 4 charakterisiert wurden, ausschließlich bei vertikaler Faserorientierung zum Erdschwerefeld. Der Einfluss von Partikelmorphologie, Beladungsniveau, Anströmgeschwindigkeit und Beschleunigung auf das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen von der Einzelfaser wird in diesem Kapitel bei einmaliger Faserauslenkung gegen einen Anschlag untersucht. Der Fokus in diesem Abschnitt liegt auf dem Ablöseverhalten während der ersten Regeneration, da sich bei fast allen Partikelstrukturen der Großteil der Struktur bereits nach der ersten Faserauslenkung abgelöst hat.

7.2.1 Partikelmorphologie

Im Folgenden ist das Ablöseverhalten der vier Partikelstrukturen (A – D) aus Carbon Black und Spherglass bei einer einmaligen Regeneration anhand von Bildfolgen dargestellt. Die über die Stromstärke eingestellte maximale magnetische Flussdichte im Verfahrensraum der Einzelfaser betrug $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$. In Abbildung 7-4 sind die Partikelstrukturen bei niedrigem Beladungsniveau h der Einzelfaser und in Abbildung 7-5 bei einem größeren Beladungsniveau dargestellt. Generell ist zu erkennen, dass sich die Partikelstrukturen während des Auslenkungsprozesses ($t < 9 \text{ ms}$) bis zum Auftreffen der Faser gegen den Anschlag nicht von der Einzelfaser ablösen. Das Ablöseverhalten der verschiedenen Partikelstrukturen unterscheidet sich voneinander.

Struktur A aus Carbon Black wurde durch die Faserauslenkung bei einer zusätzlichen Anströmgeschwindigkeit von $v = 0,01 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ von der Einzelfaser abgelöst. Diese Anströmgeschwindigkeit entspricht der Strömungsgeschwindigkeit während der Beladung der Einzelfaser mit Partikeln ($v = v_{\text{Beladung}}$). Wie bereits in Kapitel 4.1 erläutert, klappen die Dendriten bei Struktur A aus Carbon Black nach Abschalten der Anströmung nach unten, wodurch eine veränderte Partikelstruktur resultiert. Aus diesem Grund wurde für die Regeneration von Partikelstruktur A die Anströmung während der Faserauslenkung nicht abgeschaltet.

Die Bildsequenzen der Partikelstrukturen B aus Carbon Black, sowie C und D aus Spherglass zeigen die magnetisch induzierte Partikelablösung ohne zusätzliche Anströmung. Ohne zusätzliche Anströmung kann die Beeinflussung der Ablösung durch Strömungskräfte ausgeschlossen werden.

Bei niedrigem Partikelbeladungsniveau der Faser (Abbildung 7-4 - Struktur A) lösen sich im Fall der stark dendritischen Partikelstruktur A aus Carbon Black mehrere einzelne Dendriten ab.

Abbildung 7-5 zeigt zum Vergleich die Partikelstrukturen bei einem höheren Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln. Bei einer höheren Partikelstruktur werden die Dendriten bei Partikelstruktur A verzweigter, dichter und etwas länger als bei der niedrigen Partikelstruktur. Im Falle des größeren Beladungsniveaus der Einzelfaser lösen sich größere Dendriten sporadisch ab (Abbildung 7-5-Struktur A). Bei den Versuchen ohne eine zusätzliche Anströmung, klappen bei Struktur A die Dendriten nach unten (siehe Kapitel 4.1). Obwohl die Trägheitskräfte (Beladungsniveau und die Faserbeschleunigung) vergleichbar mit jenen bei der Regeneration der strömungsstabilisierten Struktur sind, kommt es nicht zur Ablösung der Strukturen mit abgeklappten Dendriten. Daraus lässt sich ableiten, dass die seitlich auftretenden Dendriten der Struktur A vorwiegend durch Strömungskräfte und nicht primär durch Trägheitskräfte abgelöst werden. Diese These wird auch durch die Beobachtung gestützt, dass bei einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit $v > 0,01 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ die Dendriten auch ohne Auslenkung der Faser abgelöst werden.

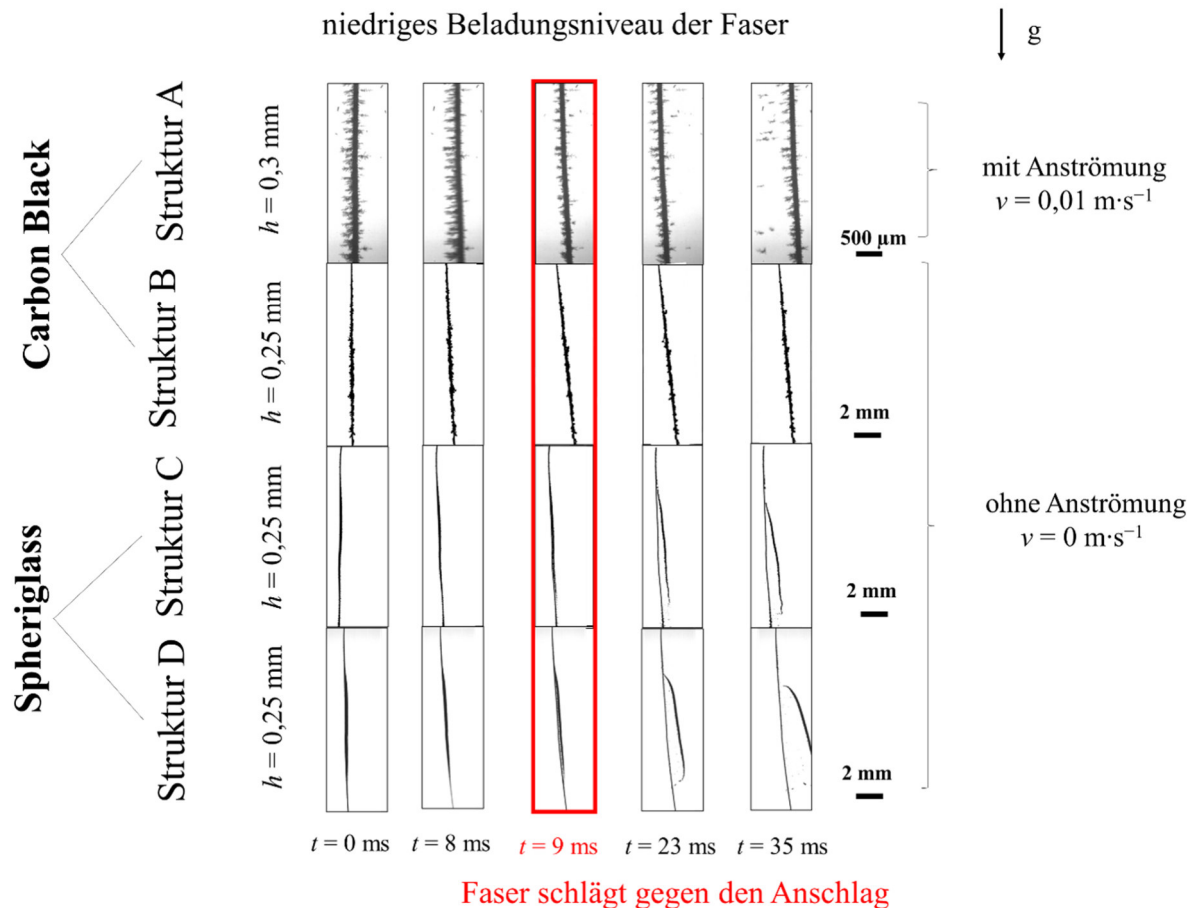


Abbildung 7-4: Bildsequenz der einmaligen Regeneration ($B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$) einer einzelnen Faser mit unterschiedlichen Partikelstrukturen bei niedrigem Beladungsniveau (modifiziert nach [103]).

Bei der kompakteren und weniger dendritischen Partikelstruktur B aus Carbon Black löst sich die Struktur als ein zusammenhängendes Agglomerat nur bei einem höheren Beladungsniveau der Faser

($h = 0,5 \text{ mm}$) nach der ersten Auslenkung der Faser gegen einen Anschlag ab. Auf der Faser verbleibt eine Residualstruktur aus kleineren Agglomeraten entlang der Faserachse. Die Partikelstruktur B lässt sich bei einem mittleren Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ hingegen bei einmaliger Regeneration nicht von der Faser ablösen (Abbildung 7-4). Da die Trägheitskräfte der Partikelstrukturen mit zunehmendem Beladungsniveau der Einzelfaser ansteigen, scheinen diese bei der niedrigen Partikelbeladungen für eine Ablösung zu gering zu sein. Hingegen sind die wirkenden Trägheitskräfte bei der höheren Partikelstruktur für eine Ablösung ausreichend groß (Abbildung 7-5).

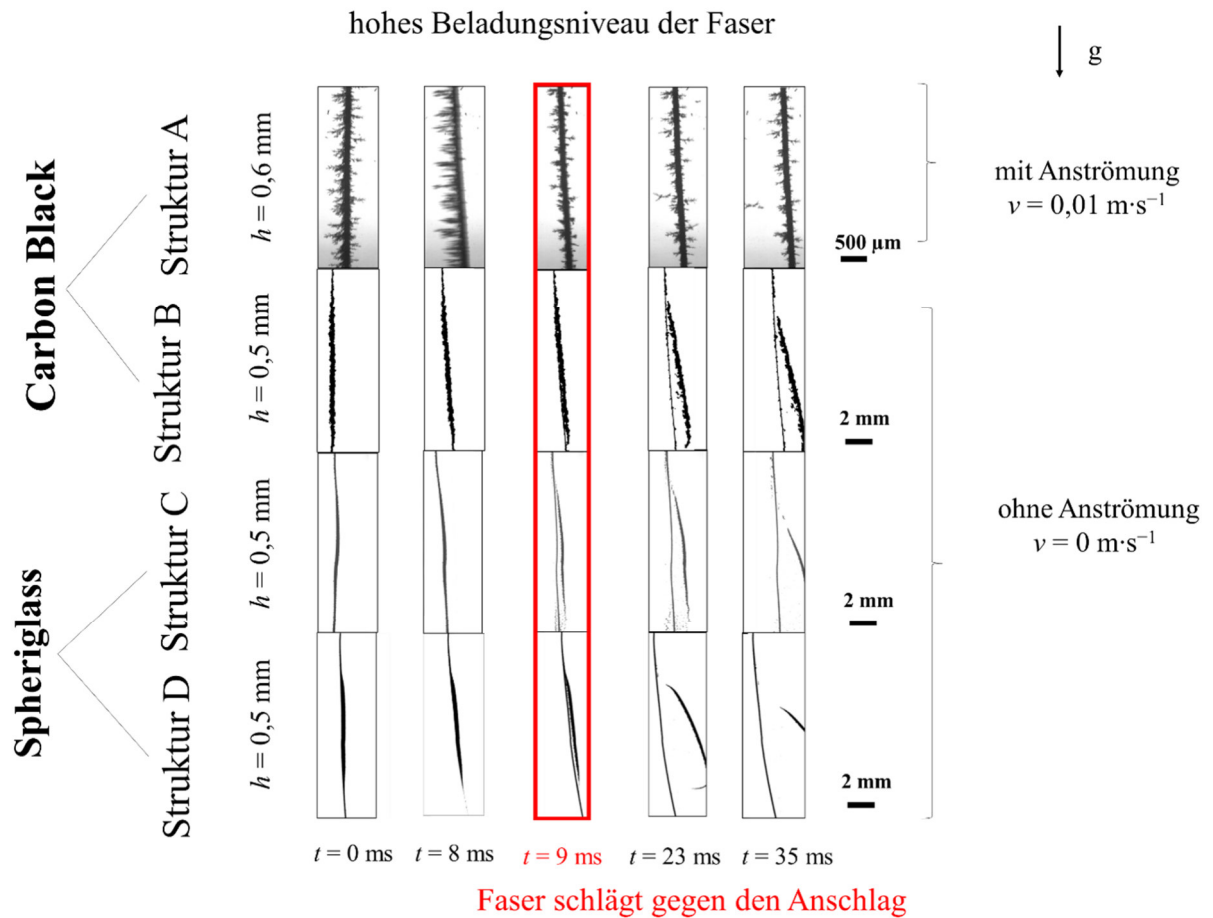


Abbildung 7-5: Bildsequenz der einmaligen Regeneration ($B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$) einer einzelnen Faser mit unterschiedlichen Partikelstrukturen bei hohem Beladungsniveau (modifiziert nach [103]).

Bei den Partikelstrukturen C und D aus Spherglass (Übergangs-/Trägheitsbereich) lösen sich die Partikelstrukturen sowohl bei einem Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ als auch bei $h = 0,5 \text{ mm}$ von der Einzelfaser ab. Dabei ist die Trägheit für die Ablösung der Partikelstrukturen C und D von der Faser auch bei niedrigen Beladungsniveau ausreichend. Ein Grund für die größere Trägheit der Partikelstrukturen könnte die Dichte der Glaskugeln sein, die 1,3-mal höher ist als die von Carbon Black.

7.2.2 Beladungsniveau und Energiebedarf

Die zur Ablösung der Partikelstruktur erforderliche Kraft ist nicht direkt bestimmbar, da die Masse der auf der Faser abgeschiedenen Partikelstruktur nicht bestimmt werden kann. Gründe hierfür sind einerseits die strukturelle Instabilität der Partikelstrukturen aus Carbon Black, wodurch ein Ausbau aus der Beladungskammer nicht möglich war und andererseits die allgemein zu geringe Masse der Partikelstrukturen für eine Wägung mit ausreichender Genauigkeit. Dennoch wurden Untersuchungen durchgeführt, um abschätzen zu können, welche Beschleunigung bei der jeweiligen Strukturhöhe erforderlich ist, um bei einer einmaligen Faserauslenkung gegen einen Anschlag eine erste Ablösung beobachten zu können. Wie in Kapitel 3.2.5.5 beschrieben wurde bei einem definierten Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln durch Erhöhen der magnetischen Flussdichte die minimale Faserbeschleunigung bestimmt, bei der sich nach einmaliger Faserauslenkung Agglomerate von der Einzelfaser ablösen. Um den Einfluss von Umlagerungsvorgängen auf die Ablösung auszuschließen, wurde die Partikelstruktur nach jeder einmaligen Faserauslenkung für eine Messreihe bei definierter maximaler magnetischer Flussdichte ($B_{\max} = 15 - 38,5 \text{ mT}$) neu erzeugt. Es wurden je eingestellter magnetischer Flussdichte und Beladungsniveau drei Wiederholungsmessungen durchgeführt. Bei der Bildauswertung der abgelösten Projektionsfläche der Partikelstrukturen ist zu berücksichtigen, dass Umlagerungsvorgänge (Abbildung 7-6) von Partikelstrukturen nicht als eine Ablösung gewertet wurden.

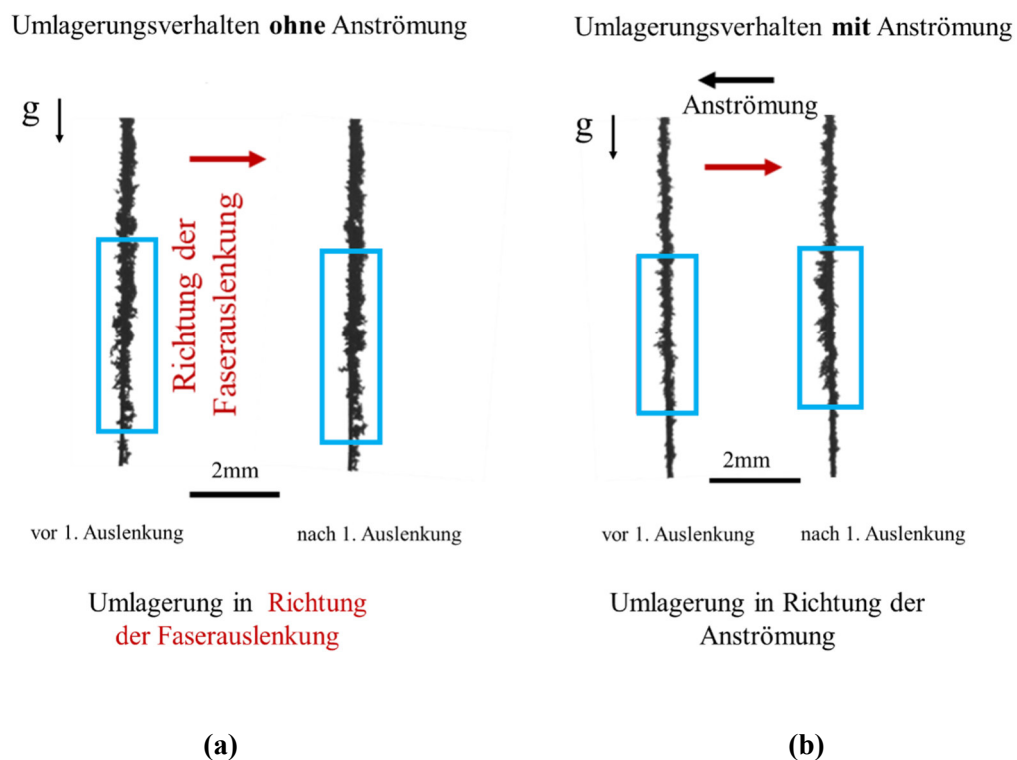


Abbildung 7-6: Exemplarisches Umlagerungsverhalten von Struktur B aus Carbon Black nach der ersten Regeneration ohne (a) und mit (b) Anströmung.

Abbildung 7-7 zeigt die mittleren Beschleunigungen, gemessen am Punkt (0/1,89) auf der Faser in Abhängigkeit von den Strukturhöhen, die notwendig sind, um eine Ablösung bei der ersten Auslenkung der Einzelfaser der jeweiligen Partikelstruktur aus Carbon Black (A, B) und Spherglass (C, D) zu identifizieren.

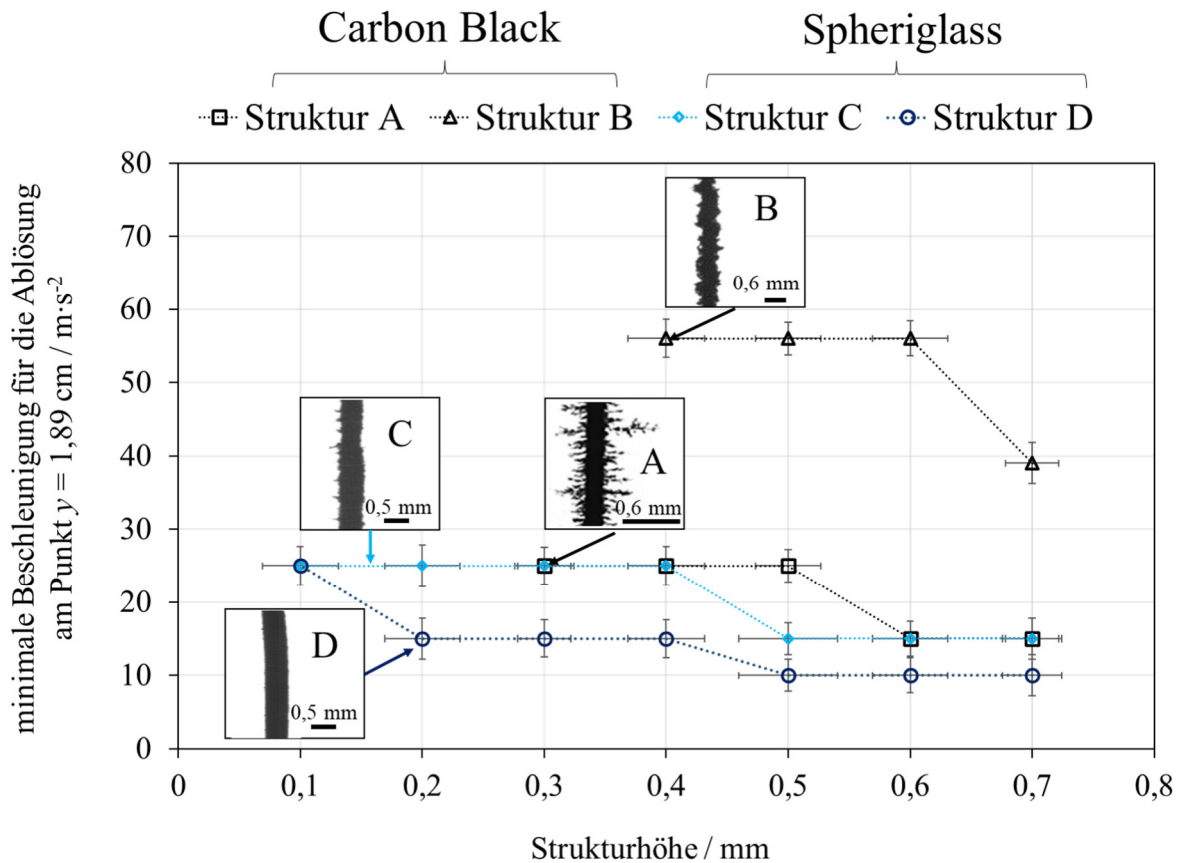


Abbildung 7-7: Minimale Beschleunigung gemessen am Punkt $y = 1,89 \text{ cm}$ entlang der Faserachse, um eine erste Ablösung der Strukturen A-D beobachten zu können.

Mit Ausnahme der Untersuchungen zur Ablösung von Partikelstruktur A (Carbon Black) war bei allen Untersuchungen die Anströmung während der Ablösung ausgeschaltet. Aufgrund der sterischen Instabilität der Partikelstruktur A konnte die Anströmung nicht ausgeschaltet werden und betrug $v = 0,01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Wie in Abbildung 7-7 dargestellt, sind für die Ablösung der Partikelstrukturen aus Spherglass (C, D) geringere Beschleunigungswerte erforderlich als für die Strukturen aus Carbon Black (A, B), um eine erste Ablösung bei magnetisch induzierter Auslenkung zu bewirken. Aufgrund der etwa 1,3-fach höheren Dichte und des etwa 2-fach größeren anzahlbezogenen Mediandurchmessers von Spherglass im Vergleich zu Carbon Black weisen die Partikelstrukturen aus Spherglass eine deutlich höhere Trägheit auf. Die erhöhte Trägheit führt daher zu einer geringeren erforderlichen Beschleunigung für eine Ablösung. Eine Ausnahme bildet Struktur A aus Carbon Black, dessen

dendritische Struktur sich optisch deutlich von den anderen Strukturen B-D unterscheidet. Die annähernd senkrecht nach außen ragenden Dendriten bei Partikelstruktur A aus Carbon Black erscheinen zwar weniger kompakt und träge, lassen sich aber trotz geringer Dendritenlänge (Strukturhöhe $\sim h = 0,3 \text{ mm}$) einfacher ablösen als die kompaktere Partikelstruktur B aus Carbon Black bei ähnlicher Strukturhöhe. Dies lässt vermuten, dass aufgrund der ausgeprägten dendritischen Partikelstruktur ein größerer Strömungswiderstand sowie größere Momente an den Dendriten wirken, wodurch diese einfacher abgelöst werden. Diese Hypothese wird durch die gewonnene Beobachtung aus Kapitel 7.2.1 gestützt, dass bei Struktur A aus Carbon Black nur eine Ablösung von Dendriten bei der durch die Strömung stabilisierten Partikelstruktur beobachtet wurde. Für die Strukturen B aus Carbon Black zeigt sich, dass für eine erste Ablösung eine größere Beschleunigung und höhere Beladungsniveaus auf der Faser erforderlich sind als bei den beiden Partikelstrukturen C und D aus Spherglass (Abbildung 7-7).

Um die Effizienz der ersten Ablösung von Partikelfragmenten zu bewerten, wird der Regenerationsgrad nach der ersten Faserauslenkung in Abhängigkeit des Energiebedarfs herangezogen. Die minimale Beschleunigung, die für eine erste Ablösung erforderlich ist, korreliert mit der magnetischen Flussdichte und somit letztlich mit der Stromstärke.

Beim Einschalten einer Spannung beginnt der Strom in den Spulen nicht sprunghaft zu fließen, sondern benötigt eine gewisse Zeit, bis der maximale Wert erreicht ist. Aus diesem Grund muss zur Berechnung der eingesetzten Energie in einem definierten Zeitintervall, der zeitliche Verlauf der Spannung und Stromstärke berücksichtigt werden. Die Energie E berechnet sich nach Gleichung (7-3) durch Integration der Leistung $P(t)$ über die Betriebsdauer $\Delta t_{\text{Magnetfeld}} = 1 \text{ s}$ der zwei Spulen. Die Leistung $P(t)$ der in Reihe geschalteten Spulen lässt sich aus der Induktivität L der Spulen, dem Stromverlauf $I(t)$ und der Quellenspannung U_0 berechnen. Dabei steht τ für die Zeitkonstante, die sich aus dem Verhältnis von Induktivität L zum ohmschen Gesamtwiderstand R_{ges} der Spulen berechnen lässt.

$$I(t) = \frac{U_0}{R_{\text{ges}}} \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad (7-1)$$

$$P(t) = U_0 \cdot I(t) \quad (7-2)$$

$$E = \int_{t=0s}^{t=1s} P(t) dt = \frac{U_0^2}{R_{\text{ges}}} \left(t + \tau \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - 1 \right) \right) \quad (7-3)$$

Der Regenerationsgrad ist in Abbildung 7-8 für ein Beladungsniveau von $h = 0,4; 0,5$ und $0,7$ mm der Datenpunkte aus Abbildung 7-7 nach der ersten Faserauslenkung in Abhängigkeit von der eingesetzten Energie dargestellt.

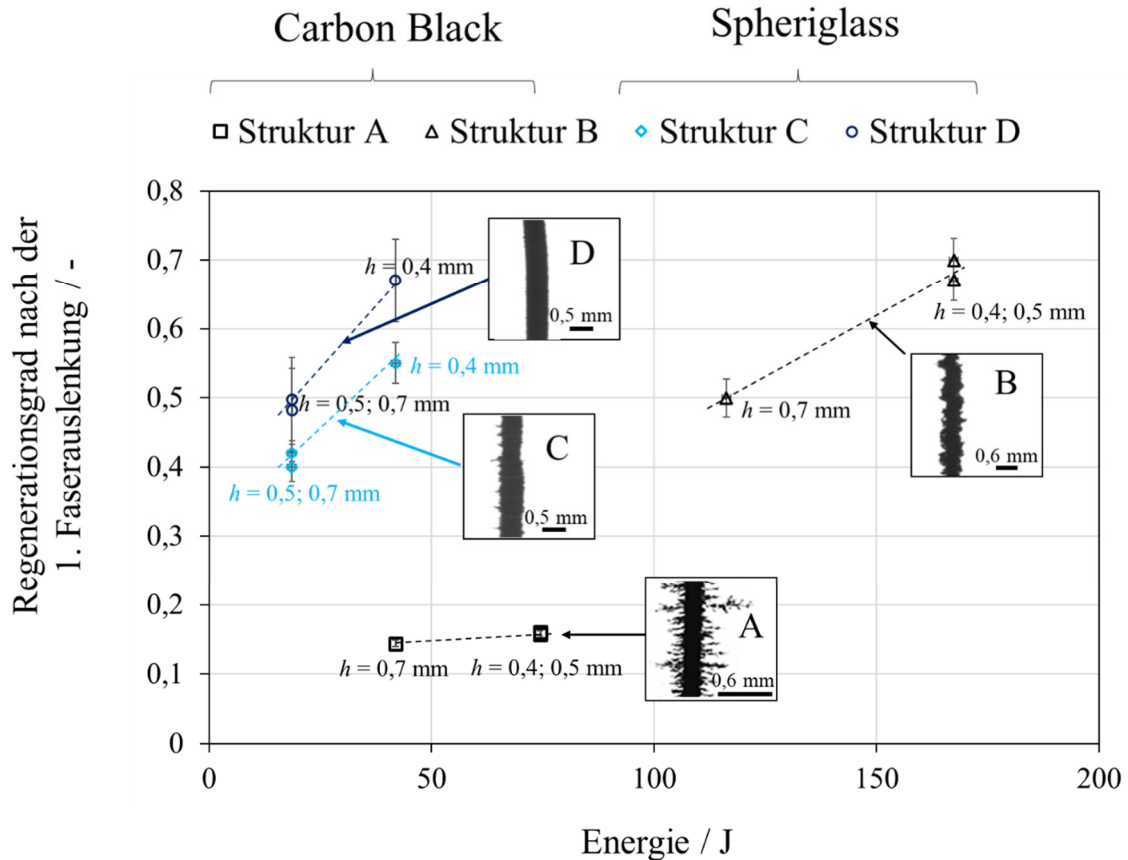


Abbildung 7-8: Regenerationsgrad der Strukturen bei der minimalen Beschleunigung für eine erste Ablösung nach der ersten Faserauslenkung in Abhängigkeit des Energieeinsatzes für ein Beladungsniveau von $h = 0,4; 0,5$ und $0,7$ mm.

In dieser Darstellung (Abbildung 7-8) weist Partikelstruktur A aus Carbon Black den geringsten Regenerationsgrad auf. Obwohl der Energiebedarf für eine erste Ablösung der Dendriten bei Partikelstruktur A mit 41,8 J vergleichsweise gering ist, wird lediglich ein Regenerationsgrad von rund 15 % erreicht. Bei Struktur B aus Carbon Black steigt der Energiebedarf für eine erste Ablösung von Agglomeraten bei $h = 0,7$ mm im Vergleich zu Struktur A aus Carbon Black um rund das 3-fache an. Der Regenerationsgrad hingegen liegt bei ca. 50 % und ist somit auch um rund das 3-fache höher als der Regenerationsgrad von Struktur A. Für die Partikelstrukturen aus Spherglass zeigt sich, dass der Energieeinsatz zum Erreichen eines vergleichbaren Regenerationsgrads von 50 % bei Struktur C mit 41,8 J fast doppelt so groß ist wie bei Struktur D mit 18,6 J. Da bei vergleichbarem Beladungsniveau von $h = 0,4$ mm der Regenerationsgrad von Partikelstruktur D aus Spherglass absolut um 12 % höher ist als bei Struktur C, kann angenommen werden, dass Partikelstruktur D eine kompaktere Struktur aufweist als Struktur C (Vergleich REM-Aufnahmen Abbildung 4-8). Aufgrund

der vermeintlich kompakteren Struktur bei vergleichbarem Beladungsniveau wirken größere Trägheitskräfte bei der Ablösung, wodurch die erste Ablösung bei einer geringeren Faserbeschleunigung auftritt. Im Gegensatz zu den Strukturen aus Carbon Black werden bei den Strukturen C und D aus Spherglass Regenerationsgrade zwischen $r = 40 - 67 \%$ bei einem vergleichsweise geringen Energieeinsatz von 18,6 J bzw. 41,8 J erreicht. Demnach müssen auf die Partikelstrukturen aus Spherglass trotz geringerer Beschleunigung für die erste Ablösung größere Trägheitskräfte wirken als bei den Strukturen aus Carbon Black.

In Abbildung 7-8 wurde die benötigte Energie für ein Zeitintervall von einer Sekunde berechnet. Da die Einzelfaser jedoch bereits nach ca. 9 ms gegen den Anschlag trifft und sich meisten beim ersten Auftreffen der Großteil der Partikelstruktur von der Faser ablöst, ist es denkbar den Betrieb der Spulen auf 9 ms zu reduzieren. Dadurch kann die in eingesetzte Energie um rund 99 % gesenkt werden (siehe Tabelle 7-1).

Tabelle 7-1: Vergleich der benötigten Energie für eine Betriebsdauer der Helmholtz-Spule von 1 s bzw. 9 ms.

Stromstärke / A	Benötigte Energie / J (Betriebszeit der Spulen $t = 1 \text{ s}$)	Benötigte Energie / J (Betriebszeit der Spulen $t = 9 \text{ ms}$)
1	18,6	0,06
1,5	41,8	0,14
2	74,5	0,25
2,5	116,3	0,39
3	167,5	0,55

7.2.3 Einfluss der Anströmung auf die magnetisch induzierte Ablösung

Um den Einfluss der Anströmung auf die Ablösung zu bestimmen, wurde die Faser bei vertikaler Orientierung zu den Feldlinien einmalig durch das externe Magnetfeld der Helmholtz-Spule bei eingeschalteter stationärer Anströmung ausgelenkt. In diesem Anlagenaufbau konnte die Anströmungsrichtung nur entgegen der Faserauslenkung realisiert werden. Die Quantifizierung der abgelösten Partikelstruktur nach einmaliger Faserauslenkung erfolgt aus der Differenz der Projektionsflächen von Einzelfaser und Partikelstruktur vor und nach der ersten Regeneration (Faserauslenkung). Durch die Einführung des bereits in Kapitel 3.2.5.2 definierten Regenerationsgrads wird ein Vergleich der Messergebnisse ermöglicht. Die Projektionsflächen wurden anhand der Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera mittels der in Kapitel 3.2.1.1 vorgestellten MATLAB Routine bestimmt. Da die Dendriten der Strukturen A aus Carbon Black

während der Faserauslenkung der Einzelfaser nach unten klappen und somit die stark veränderte Projektionsfläche zu Artefakten in der Bildauswertung führen (Kapitel 4.1), beschränken sich die nachfolgenden Untersuchungen auf die Partikelstruktur B aus Carbon Black und die Strukturen C und D aus Spherglass.

Die Untersuchungen der Partikelablösung bei $v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dienen als Referenzmessungen. Die Ablösung bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ wird für alle Partikelstrukturen untersucht. Diese Geschwindigkeit wurde empirisch ermittelt und liegt etwas unterhalb der Anströmgeschwindigkeit, bei der sich erste Partikeln durch reine Strömungskräfte (ohne eine Faserauslenkung) ablösen lassen. Die verbleibenden Anströmgeschwindigkeiten entsprechen den Geschwindigkeiten, die bei der Beladung der Faser vorherrschen und repräsentieren die Bedingungen für eine online Regeneration ($v = v_{\text{Beladung}}$).

Im Folgenden wird der Regenerationsgrad nach der ersten Faserauslenkung für die Strukturen B bis D in Abhängigkeit von Anströmgeschwindigkeit und maximaler Beschleunigung an der Faserposition $y = 1,89 \text{ cm}$ dargestellt (Abbildung 7-9). Die Messwerte in den Diagrammen stellen den Durchschnittswert aus drei Wiederholungsmessungen dar. Die maximale Beschleunigung wurde repräsentativ an der Position $y = 1,89 \text{ cm}$ auf der Faserachse erfasst. Diese Position entspricht ungefähr der Mitte der Partikelstruktur. Es handelt sich bei den fortlaufenden Angaben der Beschleunigung immer um die maximale lokale Beschleunigung. Bei einer magnetischen Flussdichte von $B_{\text{max}} = 27,7 \text{ mT}$ beträgt die maximale Beschleunigung an der Position $y = 1,89 \text{ cm}$ auf der Faserachse etwa $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, während sie bei $B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$ etwa $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ beträgt (siehe Kapitel 6).

Vergleicht man die Partikelstrukturen B – D bei $v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ untereinander (Einfluss der Anströmung auf die Ablösung ist ausgeschlossen), so verbessert sich die Ablösung tendenziell mit zunehmender Beschleunigung (Abbildung 7-9). Wie in Kapitel 7.2.2 gezeigt, ist die für eine erste Ablösung erforderliche minimale Beschleunigung bei den Partikelstrukturen aus Spherglass – bei vergleichbarem Partikelbeladungsniveau der Faser – deutlich geringer als bei Struktur B aus Carbon Black (bis zu Faktor 5). Demnach sind die erzielten Regenerationsgrade ohne eine zusätzliche Anströmung bei einmaliger Faserauslenkung gegen einen Anschlag für die Partikelstrukturen aus Spherglass größer als für die Partikelstrukturen aus Carbon Black.

Anhand der Ergebnisse zu Partikelstrukturen B aus Carbon Black bei $v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ist ersichtlich, dass sich die Partikelstrukturen erst bei einer Beladungshöhe von $h = 0,5 \text{ mm}$ und einer Beschleunigung von ca. $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ablösen.

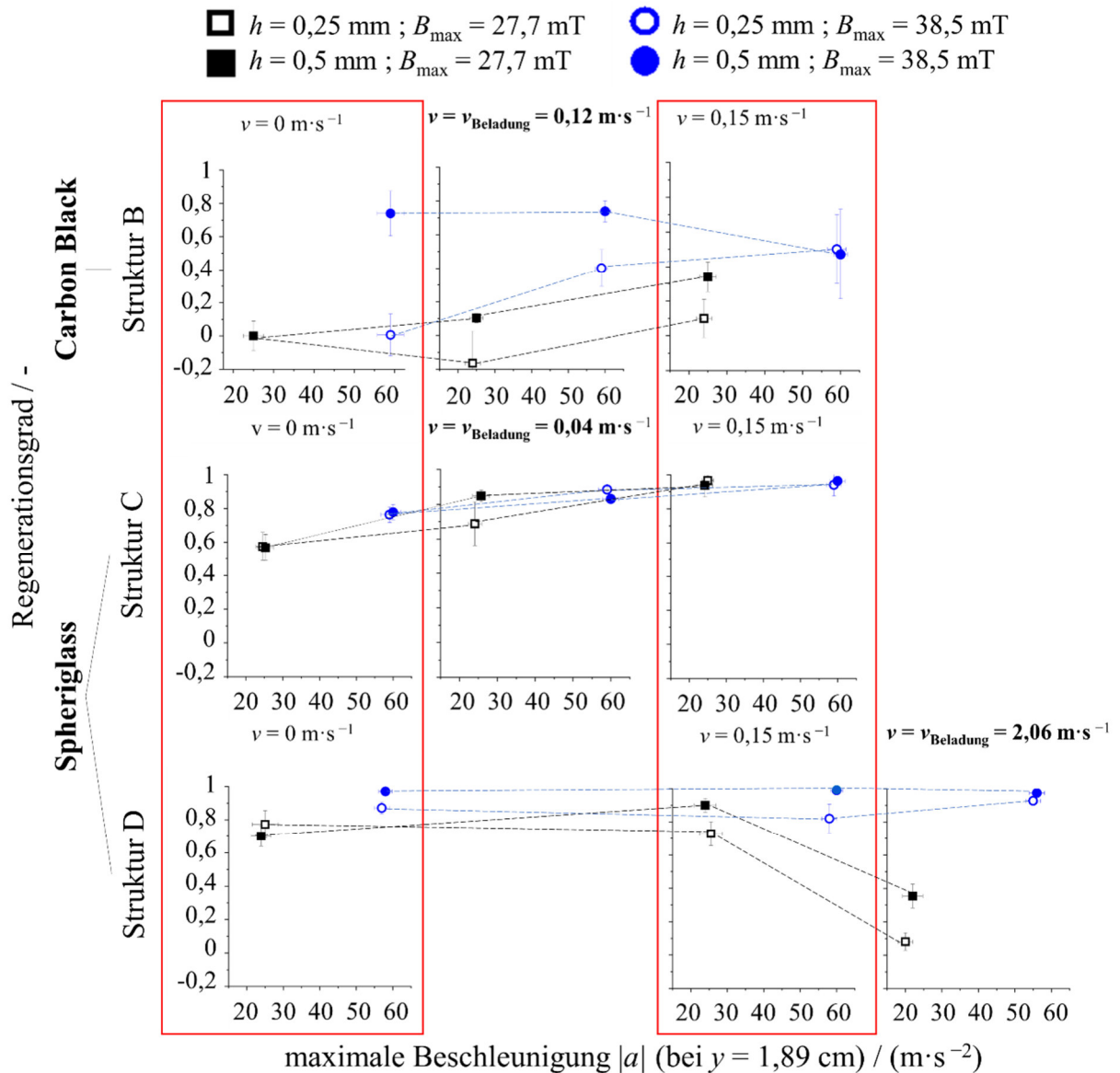


Abbildung 7-9: Strömungseinfluss auf die Ablösung der Strukturen B-D bei unterschiedlichem Beladungsniveau h und Faserbeschleunigung $|a|$.

Diese Erkenntnis entspricht den Ergebnissen aus dem vorherigen Kapitel 7.2.2 zur minimal erforderlichen Beschleunigung für eine erstmalige Ablösung der Partikelstruktur von der Einzelfaser. Demnach werden die Partikelstrukturen B aus Carbon Black bei den jeweils untersuchten Beladungsniveaus bei einer Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ nicht abgelöst. Der negative Regenerationsgrad bei Partikelstruktur B kann durch Umlagerungsvorgänge der Partikelstruktur begründet werden, die zu Artefakten in der Bildauswertung führen. Aus Abbildung 7-9 ist ersichtlich, dass die Partikelstrukturen B bei einem Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ aufgrund der geringeren Trägheit tendenziell geringere Regenerationsgrade aufweisen als Strukturen mit $h = 0,5 \text{ mm}$. Durch eine zusätzliche Anströmung während der magnetisch induzierten Faserauslenkung gegen einen Anschlag lässt sich die Ablösung insbesondere für die Partikelstrukturen mit geringerem

Beladungsniveau bzw. bei kleinerer magnetischer Flussdichte ($B = 27,7 \text{ mT}$) und daher geringerer Faserbeschleunigung ($|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$) steigern. Bei einer größeren Faserbeschleunigung, d. h. bei einer maximalen magnetischen Flussdichte von $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ und einem Beladungsniveau von $h = 0,5 \text{ mm}$, bleibt der Regenerationsgrad trotz zusätzlicher Anströmung relativ konstant bei ca. 79 %. Bei einer Anströmung mit $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sinkt der Regenerationsgrad auf ca. 57 % ab, jedoch ist die Streuung der Ergebnisse sehr groß.

Bei Struktur C aus Spherglass erhöht sich der Regenerationsgrad durch die Anströmung und erreicht bei $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ nahezu 99 %. Eine Steigerung der Beschleunigung ohne zusätzliche Anströmung von ca. $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ auf ca. $|a| = 57$ führt für Partikelstruktur C zu ca. 1,5-mal größeren Regenerationsgraden.

Bei Partikelstruktur D steigt der Regenerationsgrad bei einer Erhöhung der Anströmung von $v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ auf $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und einem Beladungsniveau von $h = 0,5 \text{ mm}$ bei einer maximalen magnetischen Flussdichte von $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$ von ca. 70 % auf ca. 90 % an. Hingegen sinkt der Regenerationsgrad für das Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ ($B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$) von ca. 79 % ($v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) auf ca. 75 % ($v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Durch eine zusätzliche Anströmung mit einer Geschwindigkeit von $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und einem Beladungsniveau der Faser mit Partikeln von $h = 0,25 \text{ mm}$ sinkt der Regenerationsgrad auf ca. 10 %. Bei einem Beladungsniveau von $h = 0,5 \text{ mm}$ und einer maximalen magnetischen Flussdichte von $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$ steigt der Regenerationsgrad mit einer zusätzlichen Anströmung von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ von ca. 70 % (ohne Anströmung) auf ca. 91 % an und sinkt bei einer Anströmung von $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ auf ca. 35 % ab. Die signifikante Verschlechterung des Ablöseverhaltens bei $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ kann durch die nachfolgenden Abbildung 7-10 anschaulich erklärt werden. Da die Faser konstruktionsbedingt entgegen der Richtung der Anströmung ausgelenkt wird, ist die Beschleunigung der Einzelfaser bei $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$ nicht ausreichend groß, sodass sich die Partikelstruktur entgegen der Anströmung bei $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ durch die Trägheit ablösen lässt. Bei einer höheren Beschleunigung der Faser ($B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$) bleibt der Regenerationsgrad für Partikelstruktur D mit zunehmender Anströmungsgeschwindigkeit nahezu konstant. In diesem Fall ist die resultierende Beschleunigung der Einzelfaser höher, wodurch sich ein größerer Anteil der Partikelstruktur entgegen der Strömungskräfte von der Einzelfaser ablöst.

Zusätzlich zur Steigerung der Beschleunigung durch die Erhöhung der magnetischen Flussdichte trägt eine moderate Anströmung mit einer Strömungsgeschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ während der Ablösung ebenfalls zu einer Verbesserung des Regenerationsgrads bei.

Partikelstruktur D – Spherglass

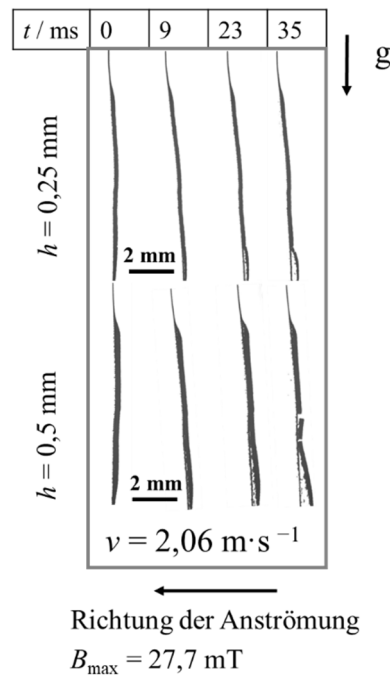


Abbildung 7-10: Exemplarische Bildsequenzen der Ablösung von Partikelstruktur D bei der ersten Faserauslenkung mit Anströmung ($v = 2,06 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

Im Folgenden ist die Ablösung der Partikelstrukturen B – D für die zwei Beladungsniveaus $h = 0,25 \text{ mm}$ und $h = 0,5 \text{ mm}$ zu sehen (Abbildung 7-11, Abbildung 7-12, Abbildung 7-13). Da größere Regenerationsgrade bei einer magnetischen Flussdichte von $B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$ beobachtet wurden, werden die Ergebnisse für diese magnetische Flussdichte präsentiert. Zur Vergleichbarkeit des Einflusses auf die Ablösung der Partikelstrukturen sind nur die Bildsequenzen bei vergleichbarer untersuchter Strömungsgeschwindigkeit ($v = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ und $v = 0,15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) für die erste Faserauslenkung (1. Regeneration) dargestellt.

Grundsätzlichen folgen alle untersuchten Partikelstrukturen ohne eine zusätzliche Anströmung während der Faserauslenkung bei ausreichender Faserbeschleunigung aufgrund ihrer Trägheit der ursprünglichen Faserbewegung, bevor diese gegen den Anschlag trifft. Bei gleichzeitiger Anströmung während der Faserauslenkung lösen sich die Partikelstrukturen zwar von der Faser, werden jedoch durch die Strömung entgegen der ursprünglichen Faserbewegung transportiert und treffen zum Teil erneut auf der Faser auf. Dies führt dazu, dass die Partikelstruktur beim Aufprall gegen die Faser fragmentiert oder erneut haften bleibt. Die Wiedieranlagerung sowie die Fragmentierung beim Aufprall gegen die Einzelfaser beziehungsweise einer Fragmentierung in der Strömung sind exemplarisch für Partikelstruktur C in Abbildung 7-14 dargestellt.

Partikelstruktur B – Carbon Black

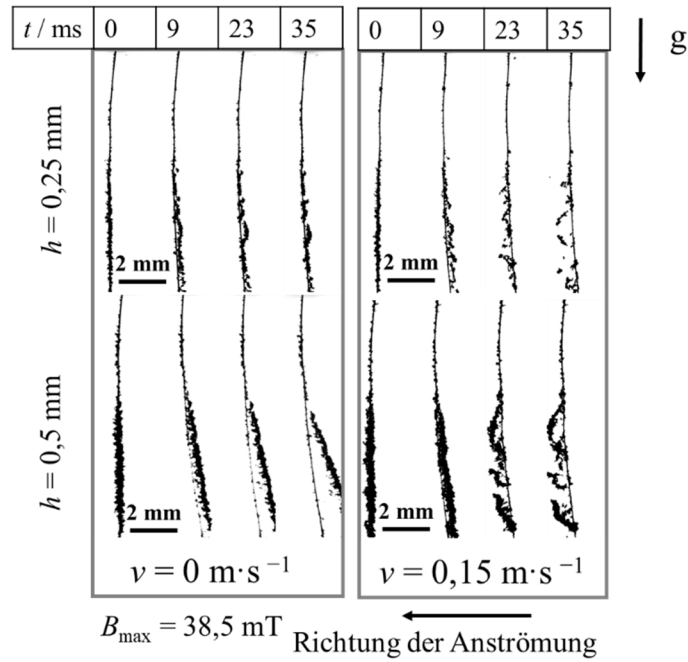


Abbildung 7-11: Exemplarische Bildsequenzen der Ablösung von Partikelstruktur B bei der ersten Faserauslenkung ohne ($v = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) und mit Anströmung ($v = 0,15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

Partikelstruktur C – Spherglass

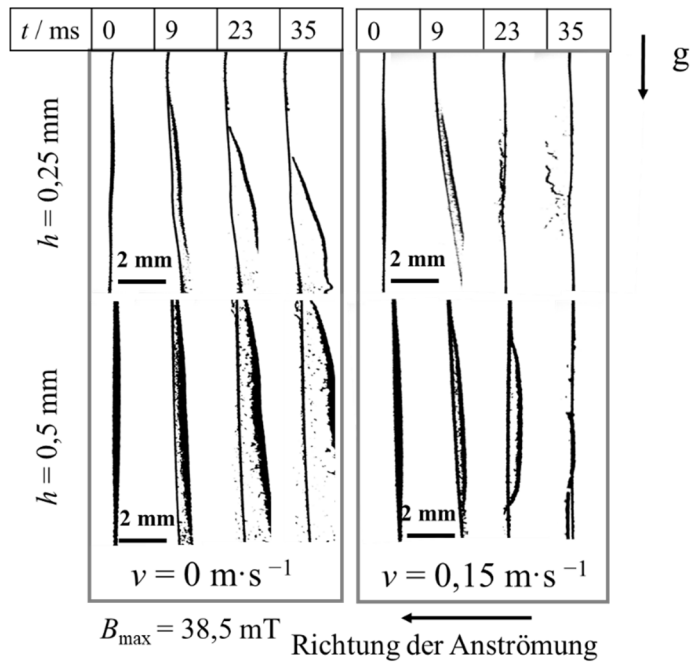


Abbildung 7-12: Exemplarische Bildsequenzen der Ablösung von Partikelstruktur C bei der ersten Faserauslenkung ohne ($v = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) und mit Anströmung ($v = 0,15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

Partikelstruktur D – Spherglass

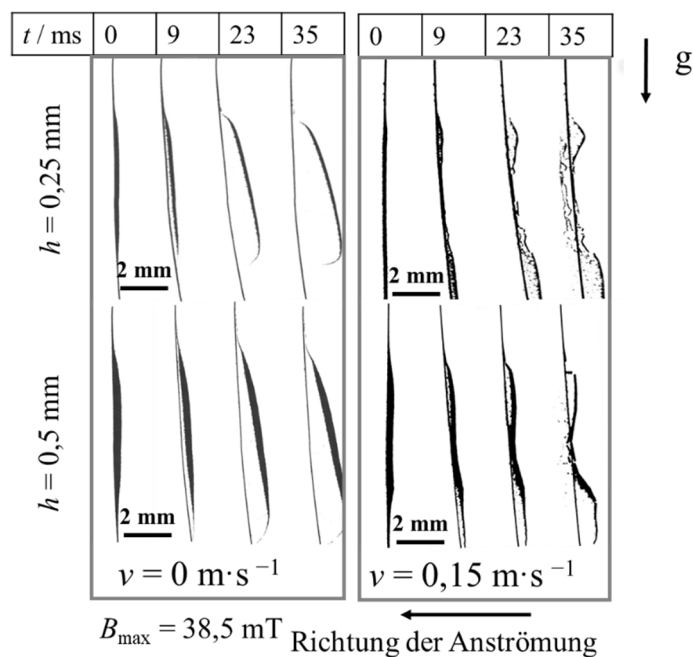


Abbildung 7-13: Exemplarische Bildsequenzen der Ablösung von Partikelstruktur D bei der ersten Faserauslenkung ohne ($v = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) und mit Anströmung ($v = 0,15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

Partikelstruktur C – Spherglass

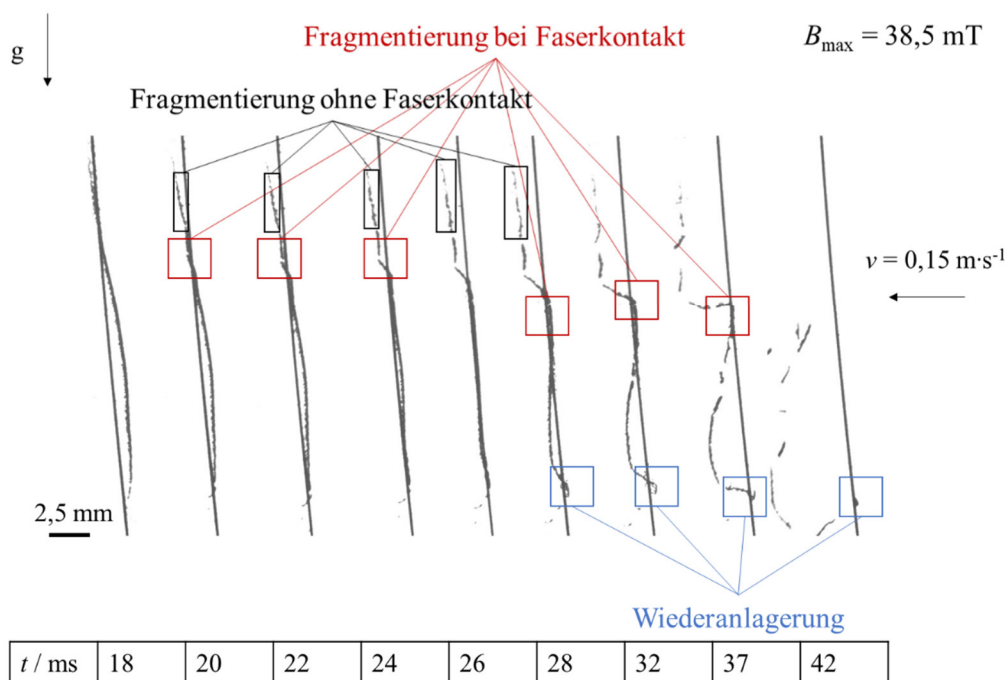


Abbildung 7-14: Exemplarische Bildsequenz für die Wiederanlagerung, Fragmentierung mit und ohne Faserkontakt bei Partikelstruktur C ($h = 0,25 \text{ mm}$, $v = 0,15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$).

Da sich eine Fragmentierung von Partikelstrukturen in industriellen Anwendungen zum Beispiel negativ auf die Einhaltung von Emissionsgrenzwerten oder eine Produktrückgewinnung auswirken kann, wird im Folgenden die Größe und Anzahl der abgelösten Agglomerate der Partikelstrukturen B-D (Carbon Black, Spherglass) bei den in Kapitel 3.2.5.3 - Tabelle 3-8 vorgestellten Strömungsgeschwindigkeiten charakterisiert.

Als Parameter für die Größe der abgelösten Agglomerate wird die Projektionsfläche verwendet, die über die in Kapitel 3.2.5.4 vorgestellten Bildanalyse bestimmt wird. In den Abbildung 7-15 bis Abbildung 7-17 werden die bei der jeweiligen stationären Anströmgeschwindigkeit abgelösten Projektionsflächen der Partikelstrukturen ins Verhältnis zur Gesamtfläche des nach der ersten Faserauslenkung (Regenerierung) abgelösten Agglomerats gesetzt. Die Bestimmung der Größe der Agglomerate erfolgt bei allen Bildauswertungen (Kapitel 3.2.5.4) innerhalb der ersten 35 ms nach dem Ablösungsvorgang. Eine weitere Fragmentierung wird nicht berücksichtigt. Jeder Balken in den Diagrammen stellt den Durchschnittswert aus drei Wiederholungsmessungen dar. Die Abweichungen zwischen den Messungen sind als Fehlerbalken dargestellt.

Die Partikelstruktur B aus Carbon Black zeigt während der Regeneration ohne zusätzliche Anströmung kaum Anzeichen von Fragmentierung (Abbildung 7-11). Bei einer Beladungshöhe von $h = 0,5$ mm wird die Partikelstruktur B nahezu als zusammenhängendes Agglomerat abgelöst, wobei lediglich kleine Agglomerate von der Faser abfallen. Unter zusätzlicher Anströmung löst sich die Struktur beim Aufprall erneut als großes Agglomerat, bewegt sich jedoch durch die Strömungskräfte erneut in Richtung der Einzelfaser und zerfällt bei Faserkontakt in einzelne Fragmente. In den meisten Fällen blieben diese Agglomerate jedoch nicht erneut an der der Einzelfaser haften, sondern wurden mit der Gasströmung mitgetragen und sedimentierten. Abbildung 7-15 verdeutlicht den Anstieg der Fragmentierung mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit für die zwei Beladungsniveaus der Faser mit Carbon Black (Partikelstruktur B). Bei einem Beladungsniveau von $h = 0,25$ mm und ohne zusätzliche Anströmung ist die Ablösung aufgrund der kleineren Trägheit gering und folglich auch die abgelöste Projektionsfläche (siehe Abbildung 7-15). Mit zunehmender Anströmung nimmt die Projektionsfläche der abgelösten Agglomerate für das Beladungsniveau $h = 0,25$ mm ab. Ohne Anströmung und einem Beladungsniveau von $h = 0,5$ mm löst sich die Partikelstruktur, wie bereits in der Bildsequenz in Abbildung 7-11 gesehen, als ein größeres Agglomerat ab. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $v = 0,12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sind 50 % der gesamten abgelösten Projektionsfläche Agglomeraten der Projektionsfläche kleiner gleich $1,05 \text{ mm}^2$. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ verschiebt sich dieser Wert in Richtung $0,35 \text{ mm}^2$.

Partikelstruktur B – Carbon Black

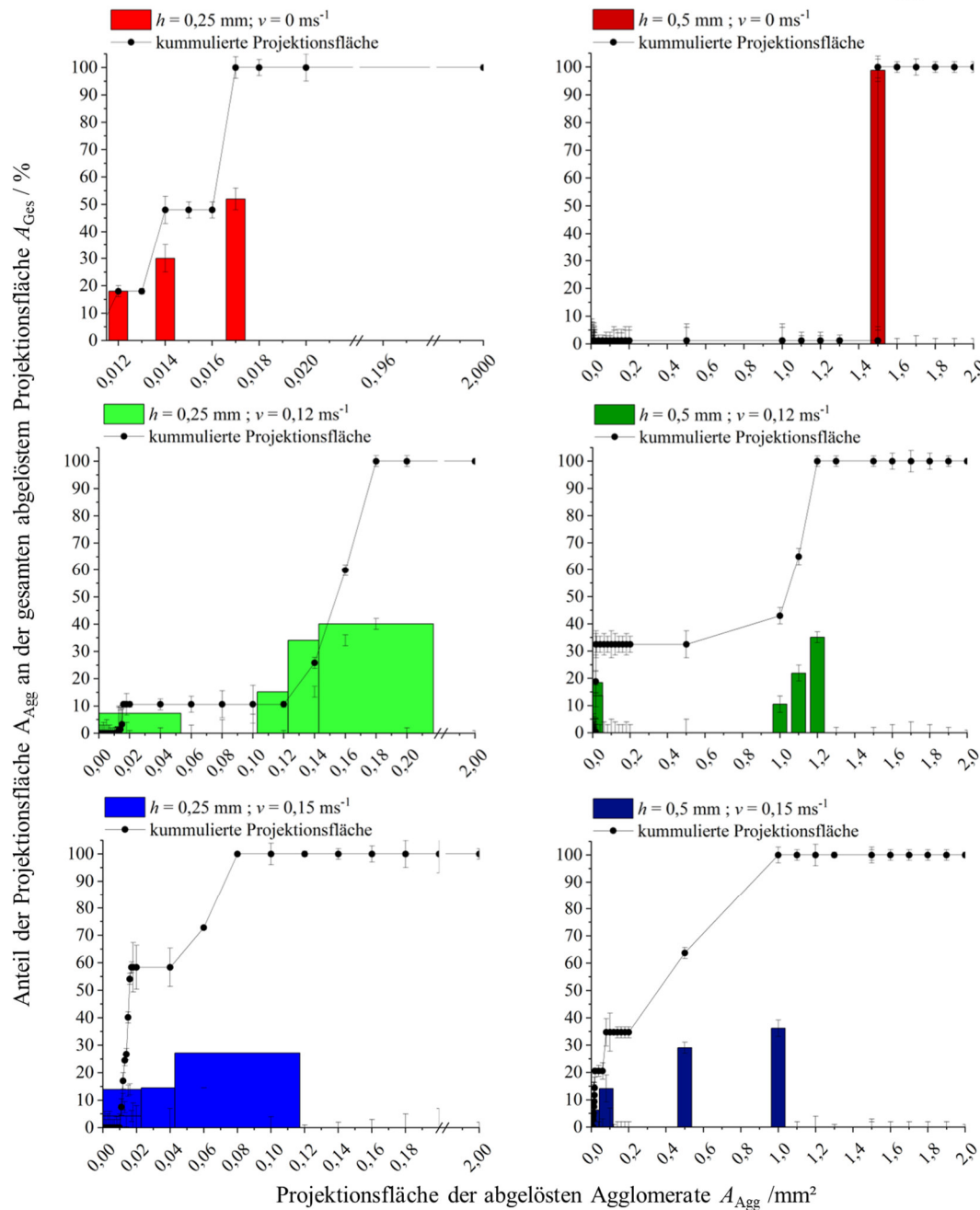
 $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ 

Abbildung 7-15: Vergleich des Anteils abgelöster Agglomerate bei zwei Beladungsniveaus der Partikelstruktur B aus Carbon Black und drei Anströmgeschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t = 35 \text{ ms}$.

Bei der Partikelstruktur C aus Spherglass (Abbildung 7-12) ist eine leichte Fragmentierung bei $v = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ zu beobachten, insbesondere bei der höheren Partikelbeladung der Faser ($h = 0,5 \text{ mm}$). Bei einem Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ liegt der Anteil kleinerer Fragmente an der gesamten abgelösten Projektionsfläche bei rund 5 %, während er bei $h = 0,5 \text{ mm}$ etwa 8 % beträgt. Der größte Teil der Partikelstruktur löst sich während der Regeneration als zusammenhängendes Agglomerat ab.

Partikelstruktur C – Spherglass

$$B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$$

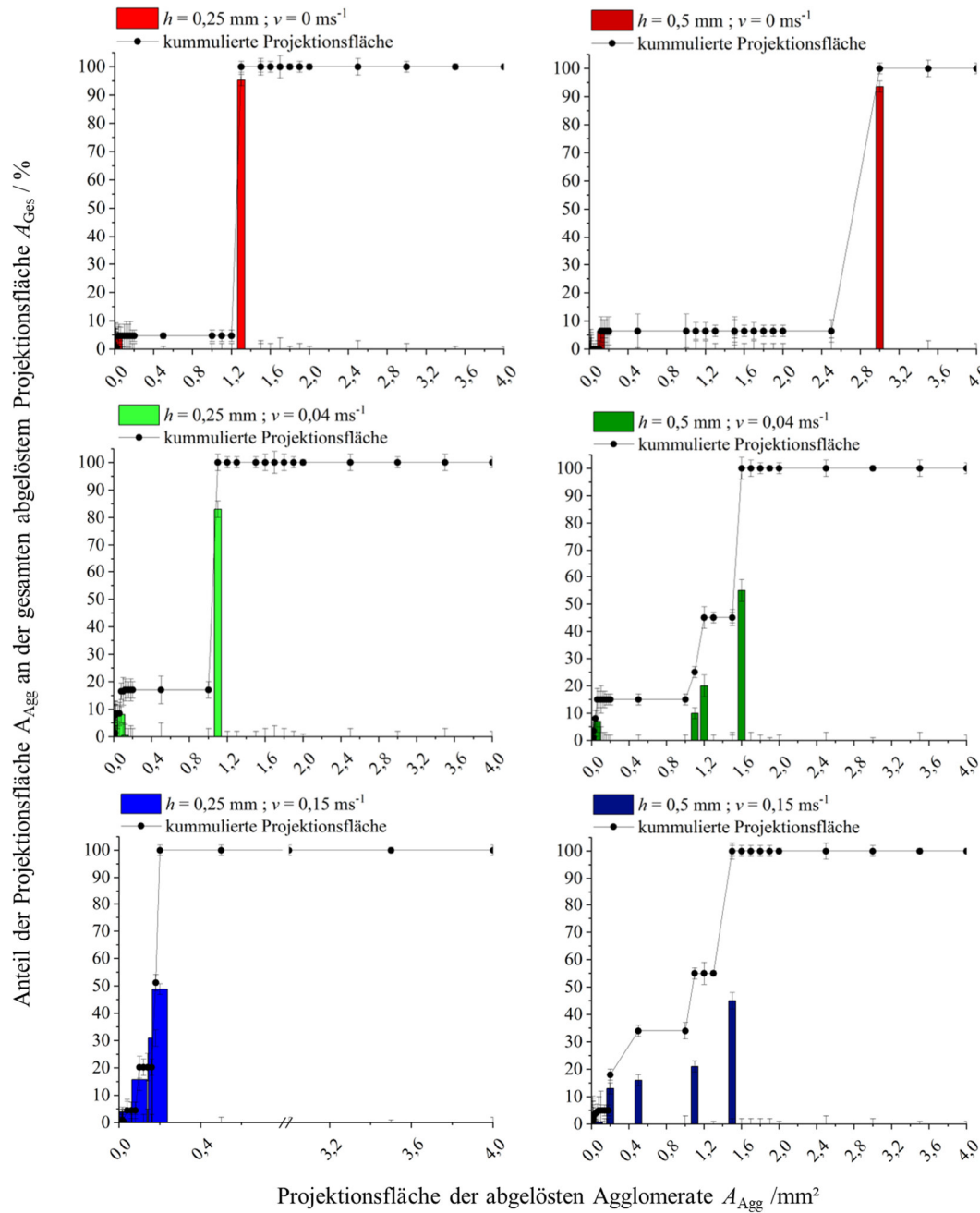


Abbildung 7-16: Vergleich des Anteils abgelöster Agglomerate bei zwei Beladungsniveaus der Partikelstruktur C aus Spherglass und drei Anströmgeschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t = 35 \text{ ms}$.

Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Fragmentierung bei der jeweiligen Beladungshöhe der Faser mit Partikeln zu (Abbildung 7-16). Die Partikelstrukturen werden zunächst entgegen der Anströmrichtung abgelöst und anschließend durch die Strömungskräfte gegen die Faser gedrückt, vergleichbar mit Partikelstruktur B in Abbildung 7-11. Durch den erneuten Aufprall auf die Faser zerfällt die Partikelstruktur in große und kleine Agglomerate. Bei einem Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ liegt der Anteil an Agglomeraten mit einer Projektionsfläche kleiner $0,3 \text{ mm}^2$ bei

$v = 0,04 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ bei 17 %, während es bei $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 100 % sind. Für ein Beladungsniveau von $h = 0,5 \text{ mm}$ ist der Anteil an Agglomeraten mit einer Projektionsfläche kleiner $0,3 \text{ mm}^2$ bei $v = 0,04 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 15 % und bei $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ nur noch 25 %.

Partikelstruktur D – Spherglass

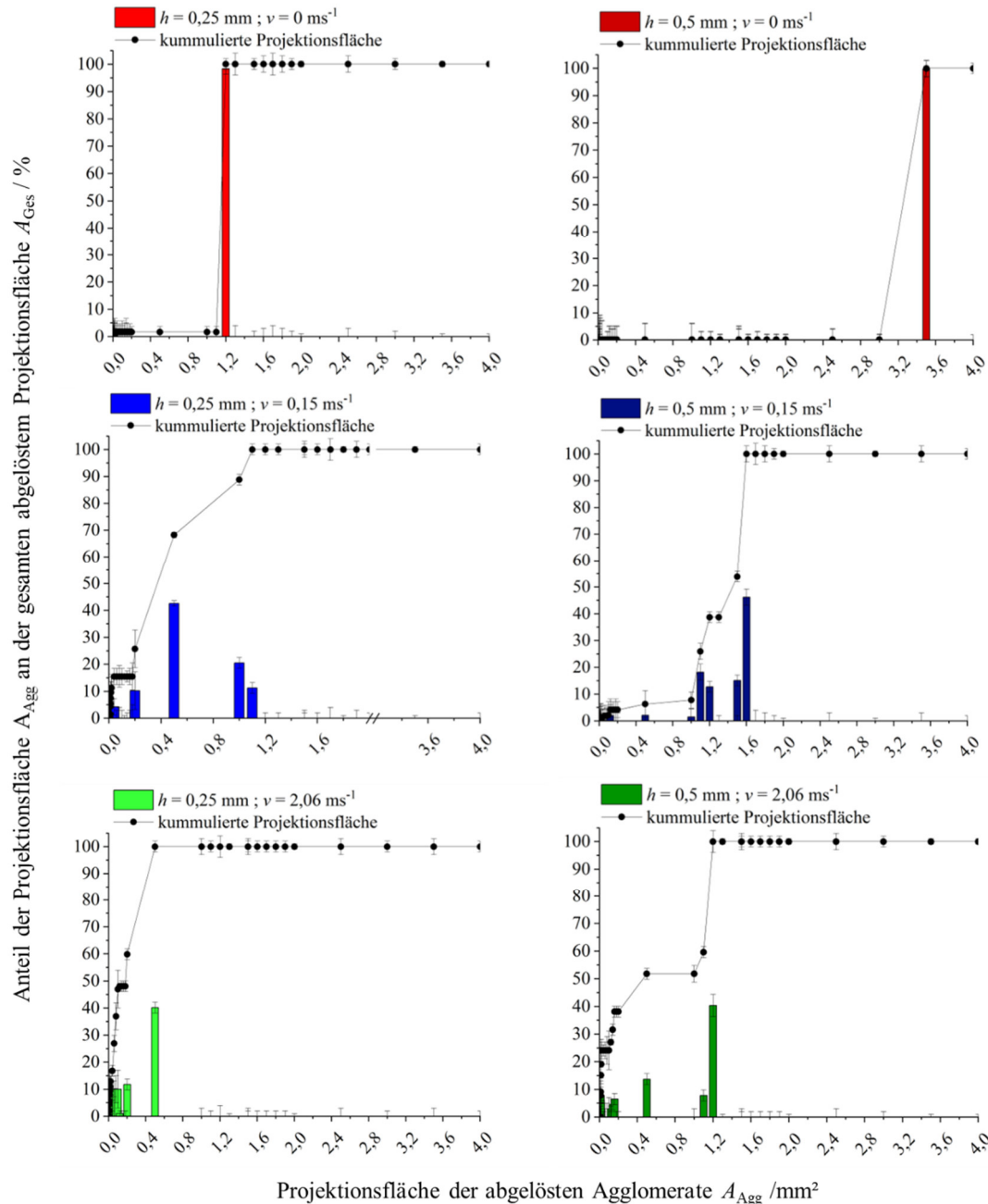
 $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ 

Abbildung 7-17: Vergleich des Anteils abgelöster Agglomerate bei zwei Beladungsniveaus der Partikelstruktur D aus Spherglass und drei Anströmgeschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t = 35 \text{ ms}$.

Die Partikelstruktur D aus Spherglass (Abbildung 7-13) löst sich ebenfalls bei $v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ als ein zusammenhängendes Agglomerat ab. Diese Beobachtung tritt sowohl bei niedrigem als auch bei hohem Beladungsniveau auf (Abbildung 7-17).

Der Anteil von Fragmenten mit einer Projektionsfläche kleiner $0,4 \text{ mm}^2$ ist für beide Beladungsniveaus der Einzelfaser mit Glaskugeln kleiner als 1 %. Es findet also nur eine geringe Fragmentierung statt. Demnach scheinen die Haftkräfte bei Partikelstruktur D größer zu sein als bei Partikelstruktur C.

Ist während der Regeneration eine stationäre Anströmung vorhanden, so ist eine deutliche Fragmentierung der Partikelstruktur festzustellen. Jedoch sind die Projektionsflächen der abgelösten Agglomerate von Partikelstruktur D bei einer vergleichbaren Strömungsgeschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ immer größer als bei Partikelstruktur C. Die Fragmentierung ist bei einer Anströmung von $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ deutlich ausgeprägter als bei $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Beispielsweise liegen 50 % der Projektionsflächen der abgelösten Agglomerate bei einem Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ bei $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ unter $0,4 \text{ mm}^2$ während es für $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ $0,15 \text{ mm}^2$ sind.

Grundsätzlich zeigen die Ergebnisse, dass bei allen Partikelstrukturen B – D mit einem Beladungsniveau von $h = 0,5 \text{ mm}$ bei der Ablösung mit vergleichbarer Anströmung ($v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) die Fragmentierung geringer ist und weniger kleine Agglomerate (Projektionsflächen der Agglomerate $< 0,4 \text{ mm}^2$) als bei einem Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ entstehen. Ohne zusätzliche Anströmung während der Ablösung ergibt sich die geringste Fragmentierung, da sich die Partikelstrukturen nahezu als ein großes zusammenhängendes Fragment von der Einzelfaser ablösen.

7.3 Mehrmalige Faserauslenkung mit Anschlag

Die Untersuchungen in Kapitel 7.2 zum Ablöseverhalten der Partikelstrukturen nach einmaliger Faserauslenkung haben gezeigt, dass nach der Regeneration eine Residualstruktur auf der Faser verbleibt. In diesem Abschnitt wird daher untersucht, ob sich der Regenerationsgrad durch wiederholtes Auslenken der Faser bei vertikaler Ausrichtung der Einzelfaser zum Erdschwerefeld für die vier unterschiedlichen Partikelstrukturen A – D verbessern lässt.

Die Abbildungen 7-18 bis 7-21 zeigen die Regenerationsgrade für die Partikelstrukturen A-D als Funktion der Anzahl an Faserauslenkungen. Die schwarzen quadratischen Symbole stehen für die Messungen ohne Anströmung. Die blauen dreieckigen Symbole repräsentieren die mehrmalige Regeneration mit einer zusätzlichen Anströmung bei einer Geschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Die roten runden Symbole stellen die Experimente mit einer Anströmgeschwindigkeit dar, die der Anströmgeschwindigkeit ($v = v_{\text{Beladung}}$) während der Partikelabscheidung auf der Faser entspricht. In den Diagrammen links ist die magnetisch induzierte Auslenkung der Faser bei einer maximalen Flussdichte von $B_{\text{max}} = 27,7 \text{ mT}$ dargestellt, rechts bei $B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$. Die magnetischen Flussdichten resultieren in lokalen maximalen Beschleunigungen von etwa $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, die nach dem Zeitpunkt des Aufpralls an der Faserposition $y = 1,89 \text{ cm}$ bestimmt wurden. Jeder Punkt in den Diagrammen stellt den Durchschnittswert aus drei Wiederholungsmessungen dar.

Partikelstruktur A – Carbon Black

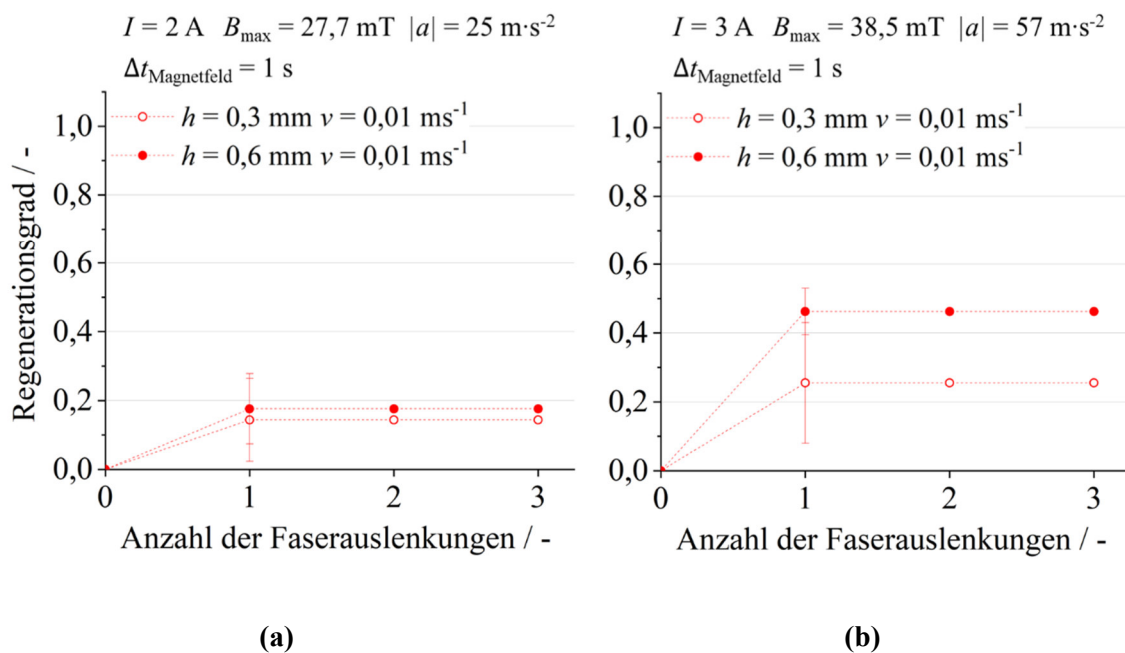


Abbildung 7-18: Regenerationsgrad der Partikelstruktur A aus Carbon Black bei $B_{\text{max}} = 27,7 \text{ mT}$ (a) und $B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$ (b) bei unterschiedlichen Beladungsniveaus h der Faser und der Anströmgeschwindigkeit v während der Faserauslenkung.

Für die Partikelstruktur A aus Carbon Black kann der Regenerationsgrade nach der einmaligen Regeneration nicht weiter gesteigert werden. Dies lässt sich durch die strukturelle Änderung der Partikelstruktur während der Faserauslenkung begründen. Einzelne Dendriten lösen sich ab, während die verbleibenden Dendriten nach unten klappen und sich bei weiteren Regenerationsereignissen nicht weiter ablösen lassen. Die Ergebnisse zeigen des Weiteren, dass eine Erhöhung der Faserbeschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ auf $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ einen größeren Einfluss auf die Ablösung hat als ein höheres Beladungsniveau der Faser mit Partikeln.

Bei der Regeneration der Partikelstruktur B aus Carbon Black (Abbildung 7-19) sind die Ergebnisse der Wiederholungsmessungen sehr unterschiedlich. Die bei $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$ beobachteten negativen Regenerationsgrade sind auf strukturelle Umlagerungsvorgänge der an der Einzelfaser abgeschiedenen Partikel zurückzuführen. Das Artefakt wird durch die vergrößerte Projektionsfläche (A_{0+n}) verursacht, sobald sich eine Partikelstruktur aus der Ebene herausdreht. Dies führt dazu, dass der nach Gleichung (3-6) berechnete Regenerationsgrad negativ wird.

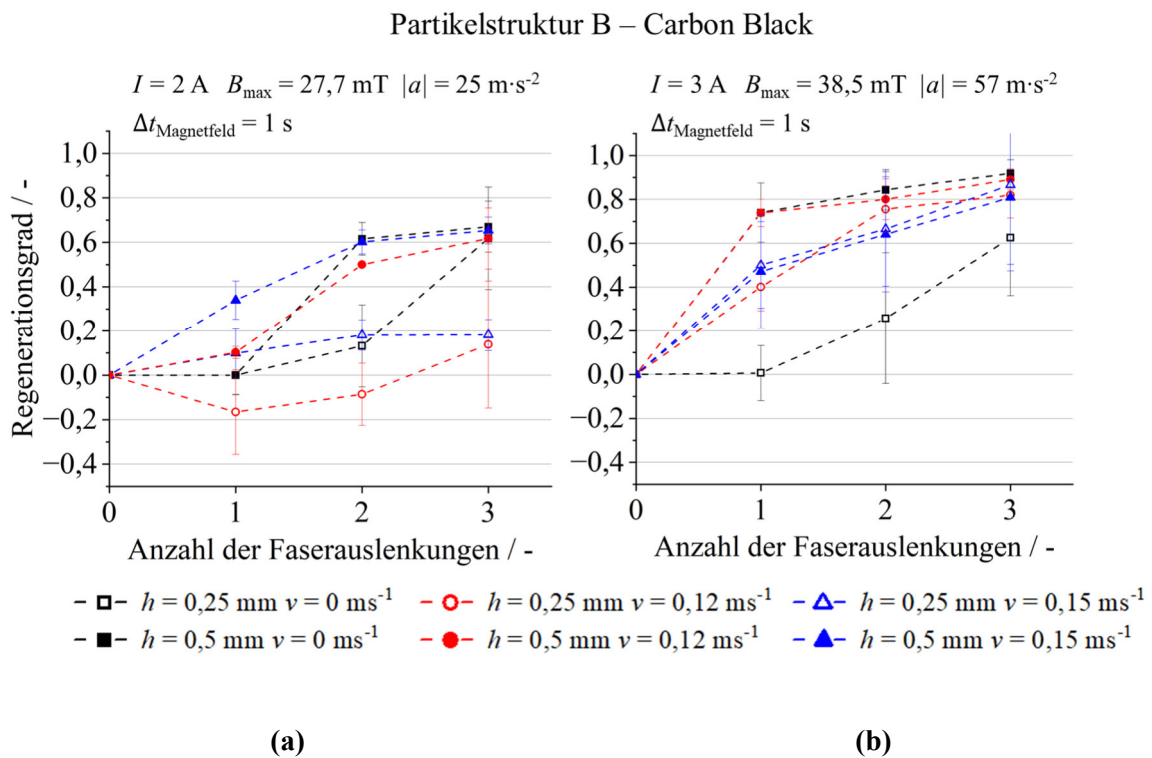


Abbildung 7-19: Regenerationsgrad der Partikelstruktur B aus Carbon Black bei $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$ (a) und $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ (b) bei unterschiedlichen Beladungsniveaus h der Faser und Anströmgeschwindigkeiten v während der Faserauslenkung (modifiziert nach [103]).

In den bisherigen Untersuchungen der Struktur B aus Carbon Black bei einer Beladungshöhe von $h = 0,25 \text{ mm}$ ohne zusätzliche Anströmung wird bisweilen noch keine Ablösung nach einmaliger Regeneration bei magnetischen Flussdichten von $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$ und $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ bestimmt. Nach insgesamt dreimaliger Faserauslenkung werden jedoch Regenerationsgrade von ca. $r = 60 \%$ erreicht. Dies kann auf Umlagerungen in der Partikelstruktur zurückgeführt werden, welche die

Ablösung begünstigen. Die Umlagerungsvorgänge wurden bereits in Kapitel 7.2.2. anhand Abbildung 7-6 für die Partikelstruktur B dargestellt.

Ist während der Faserauslenkung ($B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$) eine zusätzliche Anströmung mit $v = 0,12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ bzw. $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ vorhanden, so verringert sich der Regenerationsgrad nach drei Auslenkungen bei der Faser mit dem geringeren Beladungsniveau ($h = 0,25 \text{ mm}$) absolut um etwa 40 % im Vergleich zu den Untersuchungen ohne Anströmung. Bei einem höheren Beladungsniveau der Faser mit Partikeln werden nach drei Regenerationsereignissen ($|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$) mit Anströmung ähnliche Regenerationsgrade erreicht wie bei den Messungen ohne Anströmung bei gleicher Strukturhöhe von $h = 0,5 \text{ mm}$. Der Unterschied in den erreichten Regenerationsgraden bei variierendem Beladungsniveau der Einzelfaser lässt sich darauf zurückführen, dass die bei geringem Beladungsniveau wirkenden Trägheitskräfte nicht ausreichen, um vergleichbare Regenerationsgrade wie bei höherer Beladung zu erzielen. Außerdem wirken die Strömungskräfte den Trägheitskräften entgegen, sobald eine zusätzliche Anströmung vorhanden ist (Kapitel 7.2.3).

Durch eine Erhöhung der mittleren Beschleunigung der Einzelfaser $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ lässt sich bei fast allen Parameterkombinationen der Regenerationsgrad steigern und erreicht nach drei Auslenkungen der Einzelfaser Werte über 80 %. Die Ausnahme bildet die Ablösung der Partikelstruktur B aus Carbon Black mit einem Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ ohne Anströmung. Die größeren Trägheitskräfte reichen für eine Erhöhung des Regenerationsgrads nicht aus und sind vergleichbar zu den erzielten Regenerationsgraden bei einer magnetischen Flussdichte von $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$. Eine zusätzliche Anströmung mit $v = 0,12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ bzw. $0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ führt bei einer magnetischen Flussdichte von $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ zu einer absoluten Verbesserung des Regenerationsgrads um etwa 30 % bei der niedrigeren Partikelstruktur B aus Carbon Black ($h = 0,25 \text{ mm}$). Da die Strömungsgeschwindigkeiten der roten und blauen Kurven in einer ähnlichen Größenordnung liegen ($v = 0,12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und $0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), sind die Messdaten vergleichbar. Die Messschwankungen sind auf Umlagerungen und das unregelmäßige Ablöseverhalten der Partikelstrukturen zurückzuführen.

Abbildung 7-20 zeigt die Regenerationsgrade für die Partikelstruktur C aus Spherglass. Die Ergebnisse streuen weniger als bei den Partikelstrukturen aus Carbon Black. Alle Kurven verdeutlichen, dass der Regenerationsgrad nach ein oder zwei Regenerationen kaum noch gesteigert werden kann. Nach der ersten Faserauslenkung (Regeneration) ohne Anströmung werden mit den Partikelstrukturen C aus Spherglass bei beiden Beladungsniveaus ($h = 0,25 \text{ mm}$ bzw. $h = 0,5 \text{ mm}$) und einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ Regenerationsgrade von $r = 56 \%$ erreicht. Nach der zweiten Faserauslenkung kann der Regenerationsgrad nochmals auf $r = 65 \%$ ($h = 0,25 \text{ mm}$) beziehungsweise $r = 68 \%$ ($h = 0,5 \text{ mm}$) erhöht werden. Eine dritte Auslenkung der Einzelfaser führt zu keiner weiteren Steigerung. Bei allen Untersuchungen steigt der Regenerationsgrad mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit während der Ablösung.

Partikelstruktur C – Spherglass

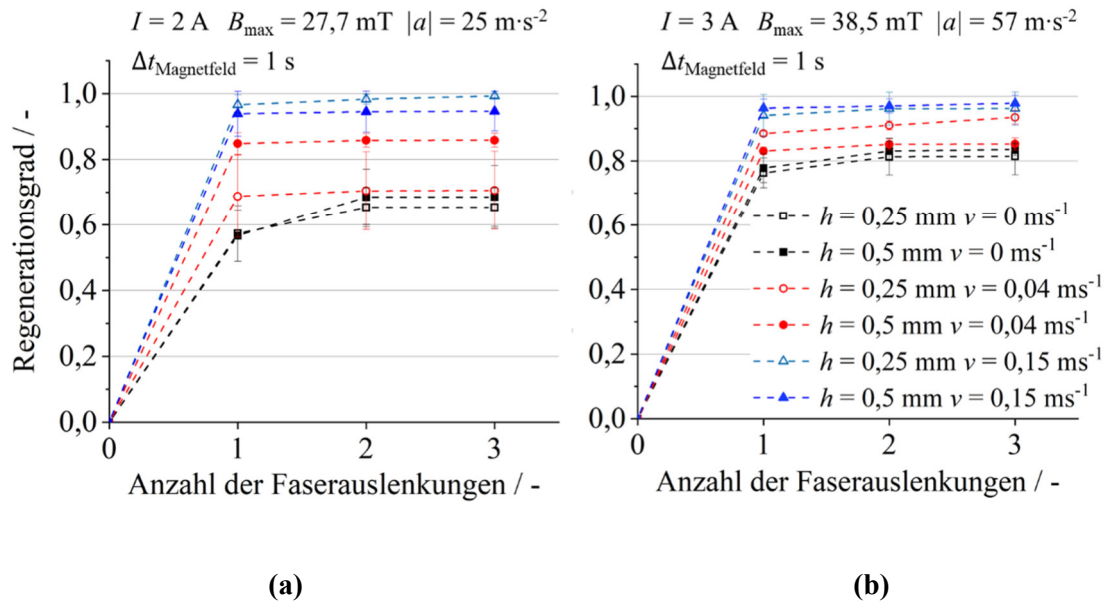


Abbildung 7-20: Regenerationsgrad der Partikelstruktur C von Spherglass bei $B_{\text{max}} = 27,7 \text{ mT}$ (a) und $B_{\text{max}} = 38,5 \text{ mT}$ (b) bei unterschiedlichen Beladungsniveaus h der Faser und Anströmgeschwindigkeiten v während der Faserauslenkung (modifiziert nach [103]).

Eine Ablösung mit zusätzlicher Anströmung von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ führt bei einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ nach drei Faserauslenkungen zu einem Regenerationsgrad von 98 % ($h = 0,25 \text{ mm}$) beziehungsweise 99 % ($h = 0,5 \text{ mm}$). Die beobachtete Verbesserung des Regenerationsgrads lässt sich auf die zusätzliche Anströmung mit $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ zurückführen und nicht auf die Erhöhung der Faserbeschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ auf $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Beispielsweise steigt der Regenerationsgrad nach dreimaliger Faserauslenkung für ein Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ durch die zusätzliche Anströmung bei $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und einer Faserbeschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ um 44 % an, während eine Erhöhung der Faserbeschleunigung auf $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ohne Anströmung lediglich zu einer Steigerung um 24 % führt.

Bei einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ wird nach der ersten Faserauslenkung ohne Anströmung ein Regenerationsgrad von $r = 76 \text{ %}$ ($h = 0,25 \text{ mm}$) bzw. $r = 77 \text{ %}$ ($h = 0,5 \text{ mm}$) erreicht. Erneut lässt sich der Regenerationsgrad bei der zweiten Faserauslenkung auf $r = 83 \text{ %}$ ($h = 0,25 \text{ mm}$) bzw. $r = 85 \text{ %}$ ($h = 0,5 \text{ mm}$) steigern, während durch eine dritte Faserauslenkung der Regenerationsgrad abermals konstant bleibt. Demnach wird bei beiden lokalen maximalen Beschleunigungen ($|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$) bereits nach zwei Regenerationsschritten der maximale Regenerationsgrad ohne zusätzliche Anströmung erreicht. Zudem liegt der absolute Unterschied im Regenerationsgrad der beiden Beladungsniveaus ($h = 0,25 \text{ mm}$ bzw. $h = 0,5 \text{ mm}$) der Faser bei der jeweiligen Regeneration und mittleren Beschleunigungen von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ zwischen 0 und 3 %. Dies legt nahe, dass sich die Zunahme der Partikelmasse bei größerem Beladungsniveau nur in geringem Maße auf die trägheitsbedingte Abscheidung auswirkt.

Partikelstruktur D – Spherglass

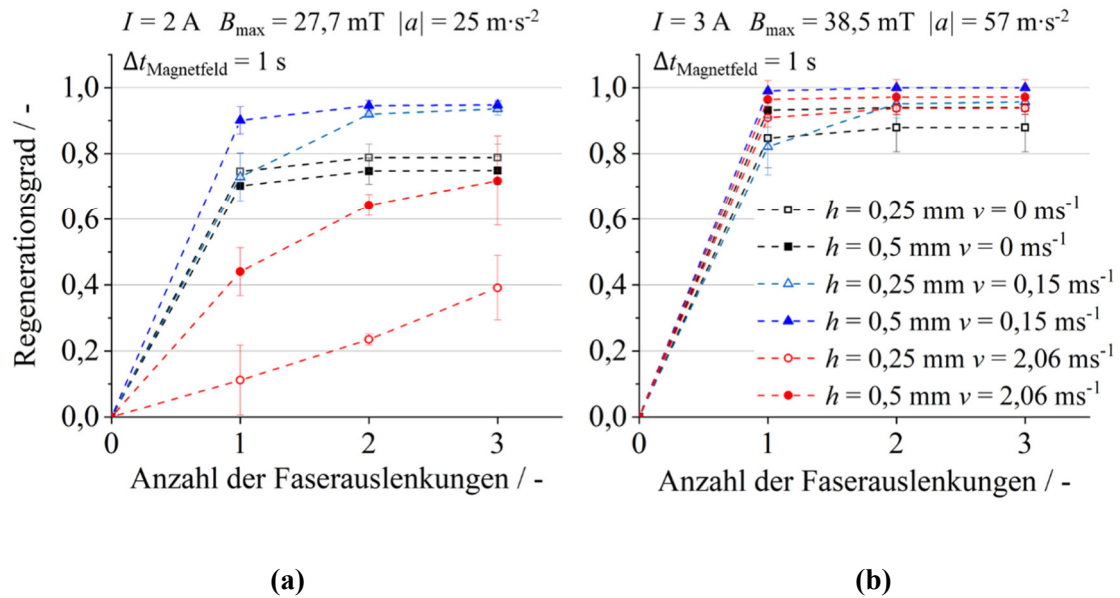


Abbildung 7-21: Regenerationsgrad der Partikelstruktur D von Spherglass bei $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$ (a) und $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ (b) bei unterschiedlichen Beladungsniveaus h der Faser und Anströmgeschwindigkeiten v während der Faserauslenkung (modifiziert nach [103]).

Auch bei den Partikelstrukturen D aus Spherglass werden bei einer größeren Beschleunigung von $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ höhere Regenerationsgrade erreicht (Abbildung 7-21 b) als bei $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Bei einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und ohne Anströmung werden nach drei Faserauslenkungen Regenerationsgrade von ca. 70 – 80 % erzielt. Dieser Regenerationsgrad (ohne Anströmung) ist bei Partikelstruktur D absolut um etwa 5 – 12 % höher als bei der Partikelstruktur C.

Vergleicht man die Ergebnisse bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und bei einer Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, so zeigt sich, dass der Regenerationsgrad auf etwa 99 % ansteigt. Ebenfalls wie bei Partikelstruktur C aus Spherglass bleibt auch bei der Partikelstruktur D der Regenerationsgrad nach den ersten beziehungsweise zweiten Regenerationen nahezu konstant (außer bei $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). Wie bereits in Kapitel 7.2.3 aufgezeigt, trifft bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ die bereits abgelöste Partikelstruktur aufgrund der entgegen der Faserauslenkung wirkenden Anströmung erneut auf die Einzelfaser beziehungsweise die erforderliche Kraft zur Ablösung der Partikelstruktur nimmt zu. Mit steigender Anströmgeschwindigkeit verstärkt sich dieser Effekt, was insbesondere bei niedrigen Beschleunigungswerten und hohen Strömungsgeschwindigkeiten (z. B. $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) zu einem reduzierten Regenerationsgrad führt.

Die geringeren Trägheitskräfte von Partikelstrukturen mit einer Höhe von $h = 0,25 \text{ mm}$ im Vergleich zu solchen mit $h = 0,5 \text{ mm}$ resultieren in einem niedrigeren Regenerationsgrad. So beträgt dieser bei einer Faserbeschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und einem Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ nach dreimaliger Faserauslenkung lediglich $r = 39 \%$. Steigt jedoch die Beschleunigung auf

$|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ an, verbessert sich der Regenerationsgrad und erreicht für ein Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ einen Regenerationsgrad von $r = 93 \%$ sowie für $h = 0,5 \text{ mm}$ einen Wert von $r = 97 \%$. Bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und einem Beladungsniveau von $h = 0,5 \text{ mm}$ werden nach einmaliger Faserauslenkung bei $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ähnliche Regenerationsgrade wie bei einer Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ nach dreimaliger Faserauslenkung erreicht. Demnach sinkt zwar die angelegte Stromstärke ($I = 2\text{A}$) für die Helmholtz-Spule, jedoch erhöht sich die Anzahl an benötigten Regenerationsschritten.

Bei einer Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ergibt sich für drei Regenerationen ein Energiebedarf von ca. $223,5 \text{ J}$ (vgl. Kapitel 7.2.2). Zum Vergleich beträgt der Energiebedarf für eine einmalige Faserauslenkung bei einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und gleicher Betriebsdauer der Spulen ca. $167,5 \text{ J}$.

7.4 Kurzzusammenfassung

Ziel dieses Kapitels war es die Anwendbarkeit der magnetisch induzierten Ablösung von abgeschiedenen Partikeln auf einem zylindrischen Kollektor in der Gas-Partikel-Trenntechnik zu untersuchen. Für die magnetisch induzierte Ablösung der Partikeln vom Kollektor sind die wirkenden Trägheitskräfte entscheidend. Die resultierenden Trägheitskräfte werden durch das Partikelmaterial, die Partikelstruktur und die Höhe der Struktur (Beladungsniveau) sowie die Beschleunigung (magnetische Flussdichte) beeinflusst. Es wurde ein Zusammenhang zwischen der magnetischen Flussdichte und der erreichten Beschleunigung zur Überwindung der Adhäsionskräfte und Festigkeit für Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie ermittelt. Zusätzlich wurde der Einfluss des Beladungsniveaus, der Anströmungsgeschwindigkeit sowie einer mehrmaligen Faserauslenkung auf das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen bestimmt. Da der strukturelle Aufbau von Partikelstrukturen das Ablöseverhalten beeinflusst [22], wurde in diesen Untersuchungen die Ablösung anhand von vier exemplarischen Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie untersucht. Die Partikelstrukturen A und B wurden aus Carbon Black und die Partikelstrukturen C und D aus Sphäriglass auf einer Einzelfaser erzeugt. Durch die Einführung eines Regenerationsgrads konnte die Effizienz der Regeneration quantifiziert werden. Im Vergleich zu anderen Anwendungen der Fest-Flüssig-Trennung, bei denen magnetische Kräfte meist zur Abscheidung genutzt werden, liegen dort die magnetischen Flussdichten über 1 T [10]. Die in dieser Studie untersuchte Anwendung erfordert hingegen vergleichsweise niedrige magnetische Flussdichten ($B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$) und geringe Betriebszeiten (wenige Sekunden) zum Erreichen eines Regenerationsgrads nahe 99%.

Die Ergebnisse der Untersuchungen aus Kapitel 7 sind:

- Die Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld beeinflusst die Regeneration. Bei senkrechter Ausrichtung der Faser zum Erdschwerefeld tritt eine Wiederanlagerung von bereits abgelösten Partikelfragmenten durch Sedimentation auf.
- Außerdem kommt es bei senkrechter Orientierung der Faser zur Fragmentierung der Partikelstruktur (hier: Sphäriglass), wohingegen bei vertikaler Ausrichtung zum Erdschwerefeld keine Fragmentierung beobachtet wird ($v = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)
- Zudem tritt eine Wiederanlagerung von Partikelstrukturen bei einem größeren Beladungsniveau der Einzelfaser mit Sphäriglass ($h = 0,5 \text{ mm}$) häufiger auf. Diese werden jedoch bei erneuter Faserauslenkung wieder abgelöst.

- Die erforderliche Beschleunigung und damit einhergehend der Energiebedarf zur erstmaligen Ablösung der Partikelstrukturen von der Einzelfaser bei einmaliger Faserauslenkung nimmt mit der Trägheit der Partikelstruktur ab. Partikelstruktur D zeigt die größte Trägheit und lässt sich bei einem Beladungsniveau von $h = 0,5$ mm bereits bei einer minimalen Beschleunigung von $|a| = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ablösen. Partikelstruktur C löst sich erstmals bei vergleichbarem Beladungsniveau bei einer minimalen Beschleunigung von $|a| = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ab. Zur Ablösung von Partikelstruktur B ($h = 0,5$ mm) von der Einzelfaser ist bereits eine minimale Beschleunigung von $|a| = 39 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ erforderlich. Die stark dendritischen Partikelstrukturen A ($h = 0,5$ mm) aus Carbon Black werden aufgrund des großen Strömungswiderstands durch die Strömungskräfte bei der Faserauslenkung ebenfalls bereits bei einer minimalen Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ abgelöst.
- Die erzielten Regenerationsgrade korrelieren mit der Trägheit der Partikelstrukturen bei vergleichbarem Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln.
- Mit zusätzlicher Anströmung entgegen der Faserauslenkung bei moderater Geschwindigkeit ($v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) verbessert sich zwar die Ablösung, jedoch nimmt auch die Fragmentierung der abgelösten Struktur zu. Hingegen sinkt die Fragmentierung mit zunehmendem Beladungsniveau der Faser mit Partikeln bei zusätzlicher Anströmung.
- Weiterhin wird aufgezeigt, dass sich durch mehrmalige Faserauslenkungen der beladenen Einzelfaser der Regenerationsgrad erhöhen lässt. Auffällig ist, dass sich bei den Partikelstrukturen C und D aus Spherglass bereits bei der ersten Faserauslenkung hohe Regenerationsgrade $r > 80 \%$ erzielen lassen und nach der zweiten Faserauslenkung bei der Mehrheit der Untersuchungen, Regenerationsgrade nahe 99% erreicht werden. Die Partikelstrukturen A und B aus Carbon Black erreichen aufgrund ihrer geringeren Trägheit vergleichsweise deutlich niedrigere Regenerationsgrade als die Strukturen aus Spherglass. Bei dreimaliger wiederholender Faserauslenkung werden jedoch für Partikelstruktur B vergleichbare Regenerationsgrade erzielt wie für die Partikelstrukturen C und D aus Spherglass. Für die Partikelstruktur A aus Carbon Black kann der Regenerationsgrade nach der einmaligen Regeneration nicht weiter gesteigert werden. Dies lässt sich durch die strukturelle Änderung der Partikelstruktur während der Faserauslenkung begründen. Einzelne Dendriten lösen sich ab, während die verbleibenden nach unten klappen und sich bei weiteren Regenerationsereignissen nicht mehr ablösen lassen.

- Des Weiteren zeigt sich, dass sich Partikelstrukturen, die sich nach der ersten Faserauslenkung nicht ablösen, bei einer erneuten Regeneration durch Umlagerungsprozesse dennoch entfernen lassen. Dadurch werden auch bei vergleichsweise weniger trägen Strukturen (z. B. Partikelstruktur B – Carbon Black) Regenerationsgrade von rund 60 % ohne zusätzliche Anströmung erzielt. Dies stützt die Hypothese, dass sich Adhäsions- und Kohäsionskräfte innerhalb der Partikelstruktur infolge von Umlagerungen überwinden lassen. Darüber hinaus können bereits abgelöste und wiederangelagerte Agglomerate bei wiederholter Faserauslenkung erneut abgelöst werden – was impliziert, dass die Haftkräfte nach der Wiederanlagerung geringer sind.

8 Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

In der Gas-Partikel-Trenntechnik wurde die Ablösung von Partikelstrukturen von Kollektoren durch einen magnetoelastischen Effekt bislang nicht untersucht. Ziel dieser Arbeit war es daher, ein grundlegendes Verständnis für das Potenzial der magnetisch induzierten Partikelablösung zu entwickeln und auf Basis der durchgeführten Untersuchungen Trends und allgemeingültige Aussagen abzuleiten. Für fundamentale Untersuchungen der Filtrationskinetik hatte sich der Einsatz von Einzelfasern in früheren Studien als effektives Modellsystem für die Grundlagenforschung erwiesen [23–27]. In dieser Arbeit wurden die grundlegenden Untersuchungen deshalb ebenfalls mittels einer Einzelfaser durchgeführt. Die Einzelfaser wurde dafür an einem Faserende fixiert und mit polydispersem, nicht-magnetischem Partikelmaterial beladen. Nach der Partikelbeladung wurde die magnetisierbare Faser durch das senkrecht zur Faserachse orientierte Magnetfeld einer Helmholtz-Spule magnetisiert. Aufgrund des magnetoelastischen Effekts führt die mechanische Spannung im Fasermaterial zu einer Umorientierung der magnetischen Dipolmomente, wodurch sich die Richtung der Magnetisierung ändert. Diese Richtungsänderung erzeugt ein magnetisches Drehmoment, das die Faser parallel zu den Feldlinien ausulenken versucht. Die maximale Beschleunigung der Einzelfaser – und damit die Trägheitskräfte – hängen von der Magnetfeldstärke und dem Bewegungsverhalten der Faser ab. Ein Anschlag verstärkt die auf die Partikeln wirkenden Trägheitskräfte im Vergleich zur ungebremsten Faserbewegung, wodurch Adhäsions- und Kohäsionskräfte überwunden und die Partikeln abgelöst werden. Der strukturelle Aufbau der Partikelstruktur sowie die daraus resultierende Morphologie – also die äußere Form der Partikelstruktur auf der Einzelfaser – beeinflussen maßgeblich die mechanische Stabilität, die Porosität und den Strömungswiderstand [22]. Infolgedessen variiert das Ablöseverhalten in Abhängigkeit von der Morphologie der Partikelstrukturen.

In dieser Arbeit wurden Partikelstrukturen mit unterschiedlicher Morphologie aus Carbon Black (Ruß) und Spherglass (Glaskugeln) untersucht. Die Partikelstrukturen wurden bei einer jeweils konstanten Rohgaskonzentration erzeugt. Durch die Wahl der Beladungszeit und Anströmgeschwindigkeit (geregelt über den Volumenstrom \dot{V}_{ein}) wurden unterschiedliche Beladungsniveaus der Faser mit Partikeln beziehungsweise Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie auf der Einzelfaser erzeugt. Abhängig vom eingestellten Parameter wurde der Partikeltransport zur Einzelfaser primär durch Diffusion, den Sperreffekt oder die Trägheit bestimmt. Als Partikelmaterial diente Carbon Black (Ruß) beziehungsweise Spherglass (Glaskugeln). Mittels Carbon Black wurden die Partikelstruktur A und B und aus Spherglass die Strukturen C und D erzeugt. Im Rahmen dieser Untersuchung wurden für jedes Partikelmaterial gezielt sowohl

dendritische (Struktur A, C) als auch kompakte Partikelstrukturen (B, D) auf einer Einzelfaser erzeugt. Anschließend wurde das magnetisch induzierte Ablöseverhalten der Partikelstrukturen mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera detektiert, um die Unterschiede der Ablösemechanismen zwischen den verschiedenen Strukturen systematisch zu erfassen. Dabei erfolgten die Untersuchungen in Abhängigkeit folgender Einflussgrößen:

- Strukturhöhe (Beladungsniveau)
- Morphologie
- Faserbeschleunigung
- zusätzlich wirkende Strömungskräfte während der Regeneration
- Faserorientierung relativ zum Erdschwerefeld
- Anzahl an Faserauslenkungen

Die zentralen Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

I. Untersuchung zur Morphologie der Partikelstrukturen

Der Transportmechanismus (Diffusion, Sperreffeckt oder Trägheit) der Partikeln zur Faser beeinflusst maßgeblich die resultierende Morphologie der Partikelstruktur auf der Einzelfaser. Anhand der dimensionslosen Kennzahlen – Péclet-Zahl, Sperreffeckt-Parameter und Stokes-Zahl – lässt sich die entstehende Morphologie in Abhängigkeit vom jeweils dominierenden Transportmechanismus charakterisieren [26, 29].

Laut Literatur wird der Übergang von dendritischen zu kompakten Partikelstrukturen im Sperreffeckt- und Trägheitsbereich mithilfe des Prall-Parameters β beschrieben [26]. Die Definition des Prall-Parameters basiert jedoch auf Untersuchungen mit monodispersen Partikelmaterial. Für die Vorhersage des Filterverhaltens unter realen Einsatzbedingungen ist hingegen die Verwendung polydisperser Partikel entscheidend [52]. Aus diesem Grund wurden die Untersuchungen in dieser Arbeit mit polydispersen Material durchgeführt.

Die Ergebnisse belegen, dass vergleichbare, aus der Literatur bekannte Partikelstrukturen aus monodispersen Partikelmaterial auch aus polydispersen Partikelmaterial (Carbon Black, Sphäroglass) bei ähnlichen dimensionslosen Kennzahlen gebildet werden.

In dieser Arbeit wurde zudem nachgewiesen, dass sich der Übergang von dendritischen zu kompakteren Partikelstrukturen im Sperreffeckt- und Trägheitsbereich anhand des Prall-Parameters β nicht nur für monodisperse Strukturen aus Polystyrolkugeln (Partikeldurchmesser $x_p = 1,3; 2; 2,6; 5,2 \mu\text{m}$ [26], sondern auch für polydisperse Strukturen aus Sphäroglass mit einer Partikelgrößenverteilung von $x_p \approx 0,1 - 30 \mu\text{m}$ bestimmen lässt.

Bei einem Prall-Parameter von $\beta > 6$ werden kompaktere Strukturen, beziehungsweise bei $\beta < 3$ dendritische Partikelstrukturen beobachtet.

Die in der Literatur bislang lediglich theoretisch beschriebenen partikulären Strukturen für den Diffusionsbereich nahe $Pe \approx 0$ wurden in dieser Arbeit erstmals experimentell auf einer Einzelfaser mit dem Partikelmaterial Carbon Black bei einer Péclet-Zahl von $Pe = 2,0 \cdot 10^4$ (Partikelstruktur A) nachgewiesen [29].

Stark dendritische Partikelstrukturen treten ausschließlich bei eingeschalteter Strömung auf und können nur unter in situ, das heißt im eingebauten Zustand innerhalb der Anlage, beobachtet werden. Wird die Strömung abgeschaltet, klappen die Dendriten nach unten, wodurch sich die Partikelstruktur verändert und sich auch durch mehrfache Faserauslenkung nicht mehr ablösen lässt. Diese Beobachtung verdeutlicht die Notwendigkeit einer in situ Charakterisierung von Partikelstrukturen, da andernfalls essenzielle Informationen zur Morphologie verloren gehen.

II. Charakterisierung des Magnetfelds der Helmholtz-Spule und der Magnetisierung der Faser

Um eine Verfälschung des Bewegungsverhaltens der Einzelfaser durch Feldgradienten zu vermeiden, ist eine konstante magnetische Flussdichte im Verfahrensraum der Einzelfaser erforderlich. Dieser Bereich beschreibt den Raum, in dem die Bewegung der Faser stattfindet. Durch den Einsatz von zwei identisch in Reihe geschalteten Spulen, die in ihrer Anordnung eine Helmholtz-Spule bilden, wird ein homogenes Magnetfeld erzeugt. Experimentelle sowie simulative Untersuchungen zur Homogenität des Magnetfelds zeigen, dass im Verfahrensraum der Faserbewegung eine annähernd homogene magnetische Flussdichte vorliegt.

Die Magnetisierung der Faser wird in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke bestimmt. Innerhalb des betrachteten Feldstärkenbereichs ($H = 0 - 30.000 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$) zeigt sich eine lineare Zunahme der Magnetisierung mit steigender Feldstärke. Die Sättigungsmagnetisierung der Faser ist demnach noch nicht erreicht, sodass eine weitere Erhöhung der magnetischen Feldstärke bzw. Flussdichte grundsätzlich möglich wäre, um die Beschleunigung der Faser und damit die auf die Partikelstrukturen wirkenden Trägheitskräfte zu steigern.

Da die maximal angelegte Stromstärke für den Betrieb der Spulen jedoch auf $I = 3 \text{ A}$ begrenzt ist, beschränkt sich der untersuchte Feldstärkenbereich auf $H = 0 - 30.000 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. Innerhalb dieses Bereichs wird jedoch eine Parameterkombination identifiziert, bei der bereits bei einer Stromstärke von $I = 3 \text{ A}$ eine nahezu vollständige Ablösung der Partikelstruktur von der Einzelfaser erreicht wird.

III. Faserauslenkung

Durch die zeitlich aufgelöste Analyse des Bewegungsverhaltens der unbeladenen Faser – mit und ohne Anschlag – wurde die maximale negative Beschleunigung in Abhängigkeit von der Position entlang der Faserachse bestimmt. Es zeigt sich, dass bei einer abrupten Verzögerung der Faserbewegung gegen den Anschlag deutlich höhere maximale negative Beschleunigungen auftreten als bei einer freien Faserbewegung ohne Anschlag.

Bei einer magnetischen Flussdichte von $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ beträgt die maximale negative Beschleunigung, der die Partikelstrukturen ausgesetzt sind, $a_{\max} = -75 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Da die Partikeln versuchsbedingt über eine Länge von etwa 15 mm auf der Einzelfaser abgeschieden wurden, variiert die Beschleunigung in diesem Bereich zwischen $|a| = 30 - 75 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Das Bewegungsverhalten der Einzelfaser wies bei vertikaler und horizontaler Ausrichtung der Faserachse relativ zum Erdschwerefeld keine wesentlichen Unterschiede auf. Eine zusätzliche Beladung der Faser mit Spherglass (Beladungsniveau $h = 0,5 \text{ mm}$) zeigte keinen nennenswerten Einfluss auf die Faserbeschleunigung. Zur Vergleichbarkeit der weiteren Ergebnisse wurde die maximale Beschleunigung am Mittelpunkt P (0/1,89) der Partikelstruktur herangezogen. Bei einer magnetischen Flussdichte von $B_{\max} = 38,5 \text{ mT}$ liegt die maximale Beschleunigung bei $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, während sie bei $B_{\max} = 27,7 \text{ mT}$ $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ beträgt.

IV. Ablöseverhalten von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie

Zur Quantifizierung der abgelösten Partikelfragmente wurde die Projektionsfläche als maßgeblicher Parameter herangezogen, die durch eine Bildanalyse mit Matlab ermittelt wurde. Der daraus abgeleitete Regenerationsgrad r beschreibt den prozentualen Anteil der kumulierten abgelösten Projektionsfläche nach der n -ten Faserauslenkung im Verhältnis zur initialen Projektionsfläche der Struktur vor der ersten Faserauslenkung. Zur Untersuchung des Einflusses einer zusätzlichen Anströmung auf die Ablösung wurden sowohl Regenerationen ohne Anströmung (offline) als auch mit Anströmung (online) durchgeführt. Da Partikelstruktur A (Carbon Black) nur bei einer konstanten Anströmung von $v = 0,01 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sterisch stabil ist, waren Untersuchungen ohne zusätzliche Anströmung nicht möglich. Auch höhere Geschwindigkeiten führten bereits vor der Faserauslenkung zur Ablösung von Dendriten. Das Ablöseverhalten der Partikelstrukturen B (Carbon Black), C und D (Spherglass) wurde jeweils bei zwei Anströmgeschwindigkeiten untersucht. Bei den Untersuchungen ohne Anströmung ($v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) handelt es sich um Referenzmessungen. Die Geschwindigkeit $v = v_{\text{Beladung}}$ entspricht derjenigen, die bei der Erzeugung der jeweiligen Partikelstruktur verwendet wurde, wobei sie sich zwischen den Partikelstrukturen unterschied. Auf diese Weise wurden Bedingungen geschaffen, die einer Online-Regeneration mit partikelfreier Luft entsprechen. Zusätzlich wurde eine Geschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ gewählt, die für alle Strukturen einheitlich eingestellt war. Diese Geschwindigkeit wurde empirisch ermittelt und lag unterhalb des Schwellenwertes von $v = 0,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, bei der erste Partikelfragmente (nur bei Partikelstruktur B) allein durch Strömungskräfte abgelöst wurden.

Zusätzlich wurde der Einfluss einer horizontalen und vertikalen Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld auf das Ablöseverhalten betrachtet. Aufgrund von Wiedieranlagerungen bei der horizontalen Orientierung von bereits abgelösten Partikeln an die Faser wurden die nachfolgenden

Untersuchungen ausschließlich für eine vertikale Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld durchgeführt.

Je nach Partikelmaterial und Morphologie unterscheidet sich das Ablöseverhalten der partikulären Strukturen. Charakteristisch für die Partikelstrukturen A aus Carbon Black sind die nach außen gerichteten und um den Faserumfang gleichmäßig verteilten Dendriten. Bei der ersten Faserauslenkung (1. Regeneration) lösen sich die Dendriten aufgrund des Strömungswiderstands bereits bei einem Beladungsniveau der Einzelfaser von $h = 0,3 \text{ mm}$ und bei einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ab. Für die Partikelstruktur A aus Carbon Black lässt sich der Regenerationsgrad nach der einmaligen Regeneration nicht weiter steigern. Dies ist auf strukturelle Veränderungen während der Faserauslenkung zurückzuführen, bei denen sich einzelne Dendriten ablösen, während die verbleibenden nach unten klappen und sich bei weiteren Regenerationsereignissen nicht mehr entfernen lassen. Zudem zeigen die Ergebnisse, dass eine Erhöhung der Faserbeschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ auf $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ einen größeren Einfluss auf die Ablösung hat als ein höheres Beladungsniveau der Faser mit Partikeln.

Bei den Partikelstrukturen B aus Carbon Black sind die Dendriten im Vergleich zu Struktur A ungleichmäßiger entlang der Faser verteilt und treten vermehrt in Form von Clustern auf. Die Abscheidung der Partikeln erfolgt überwiegend auf der Anströmseite. Das Ablöseverhalten der untersuchten Partikelstrukturen variiert deutlich in Abhängigkeit von ihrer mittleren Strukturhöhe. Partikelstrukturen mit einer mittleren Strukturhöhe von $h = 0,5 \text{ mm}$ werden bei ausreichender Beschleunigung ($|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$) bereits nach der ersten Faserauslenkung abgelöst. Im Gegensatz dazu lösen sich Partikelstrukturen mit einer mittleren Strukturhöhe von $h = 0,25 \text{ mm}$ erst nach der zweiten Faserauslenkung von der Faser ab. Diese Beobachtung kann auf Umlagerungsvorgänge innerhalb der Partikelstruktur zurückgeführt werden, welche die Ablösung der Partikeln begünstigen. Daraus ist zu schließen, dass sich die Adhäsionskräfte bzw. die Festigkeit der Partikelstruktur (Kohäsion) durch die Umlagerungsprozesse überwinden lassen. Auch bereits abgelöste und wiederangelagerte Agglomerate werden durch eine erneute Regeneration entfernt. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Haftkräfte bei der Wiederanlagerung schwächer sind als zuvor. Mehrfache aufeinanderfolgende Faserauslenkungen führen zu einer deutlichen Verbesserung des Regenerationsgrads. Bei einer dreimaligen Faserauslenkung ohne zusätzliche Anströmung und einem Beladungsniveau der Einzelfaser von $h = 0,25 \text{ mm}$ sowie einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ wird ein Regenerationsgrad von ca. $r = 60 \%$ erreicht. Durch eine Erhöhung der lokal maximalen Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ auf $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, wird der Regenerationsgrad nach dreimaliger Faserauslenkung für ein Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ auf $r = 62 \%$ sowie bei $h = 0,5 \text{ mm}$ auf $r = 92 \%$ gesteigert. Die vergleichsweise geringe Erhöhung des Regenerationsgrads bei einer Strukturhöhe von $h = 0,25 \text{ mm}$ lässt sich auf die zu geringe lokale maximale Beschleunigung von $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und die damit einhergehende geringere Trägheit der

Partikelstruktur B zurückführen. Eine zusätzliche Anströmung während der Faserauslenkung bei moderaten Strömungsgeschwindigkeiten ($v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) verbessert insbesondere beim niedrigeren Beladungsniveau der Faser ($h = 0,25 \text{ mm}$) die Ablösung der Partikelstruktur von der Einzelfaser. Die dabei erreichten Regenerationsgrade liegen in einem Bereich von $r = 80 - 86 \%$ und sind vergleichbar mit den Regenerationsgraden, die für Partikelstrukturen mit einer Strukturhöhe von $h = 0,5 \text{ mm}$ ohne zusätzliche Anströmung nach drei Faserauslenkungen erzielt werden.

Im Vergleich zu den Strukturen A und B aus Carbon Black sind die Partikelstrukturen C und D aus Spherglass nochmals deutlich kompakter und weniger dendritisch. Sowohl bei Partikelstruktur C als auch Struktur D erfolgt die Abscheidung der polydispersen Glaskugeln auf der Anströmseite. Die Aufnahmen mittels Laser-Scanning-Mikroskop aus mehreren Perspektiven zeigen, dass Partikelstruktur C eine etwas ausgeprägtere dendritische Struktur aufweist als Partikelstruktur D. Bei Partikelstruktur C scheiden sich die Glaskugeln auch an den Seiten der Einzelfaser ab, während bei Partikelstruktur D die Abscheidung hauptsächlich an der Anströmseite erfolgt und kaum an den Seiten des Kollektors.

Die Partikelstrukturen aus Spherglass besitzen bei vergleichbarer Beschleunigung der Einzelfaser eine höhere Trägheit im Vergleich zu den Partikelstrukturen aus Carbon Black. Dieser Unterschied ist im Wesentlichen auf die 1,3-fach höhere Partikeldichte der Spherglass-Partikeln zurückzuführen. Durch die größere Trägheit der Partikelstrukturen C und D werden je nach lokaler maximaler Beschleunigung und Beladungsniveau der Faser mit Partikeln ein absolut um etwa 50 – 74 % höherer Regenerationsgrad nach der ersten Faserauslenkung ($v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) erreicht als bei den Partikelstrukturen A und B aus Carbon Black. Sowohl bei Partikelstruktur C als auch bei Partikelstruktur D wird der maximale Regenerationsgrad bereits nach der zweiten Faserauslenkung ($v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) erzielt.

Im Vergleich zu Partikelstruktur C weist Partikelstruktur D aus Spherglass eine höhere Trägheit auf, da sich bei vergleichbarer Beschleunigung ($v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) höhere Regenerationsgrade erzielen lassen. Wie bereits bei den Partikelstrukturen A und B aus Carbon Black zeigt sich auch bei den Strukturen C und D ein tendenzieller Anstieg des Regenerationsgrads mit zunehmendem Beladungsniveau der Faser mit Partikeln.

Durch eine zusätzliche Anströmung wird der Regenerationsgrad weiter gesteigert. Die größte Zunahme des Regenerationsgrads durch die zusätzliche Anströmung ist bei den Untersuchungen von Partikelstruktur C und D bei geringerer Faserbeschleunigung $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und somit geringeren Trägheitskräften ersichtlich. So lässt sich der Regenerationsgrad für Partikelstruktur C bei einer Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und einer zusätzlichen Anströmgeschwindigkeit von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ absolut um rund 44 % ($h = 0,25 \text{ mm}$) im Vergleich zur Untersuchung ohne Anströmung erhöhen und beträgt nach einmaliger Faserauslenkung bereits ca. $r = 96 \%$.

Eine zusätzliche Anströmung wirkt sich bei moderaten Strömungsgeschwindigkeiten von $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ stärker auf den Regenerationsgrad aus als eine Erhöhung der Faserbeschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ auf $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Beispielsweise steigt der Regenerationsgrad nach dreimaliger Faserauslenkung für ein Beladungsniveau von $h = 0,25 \text{ mm}$ durch die zusätzliche Anströmung bei $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ und einer Faserbeschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ um 44 % an, während eine Erhöhung der Faserbeschleunigung auf $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ohne Anströmung lediglich zu einer Steigerung um 24 % führt.

Bei Partikelstruktur D werden bei einer Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und zusätzlicher Anströmung mit $v = 0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ nach dreimaliger Faserauslenkung für beide Beladungsniveaus Regenerationsgrade in ähnlicher Größenordnung ($r = 95 \%$) erreicht wie bei einer einmaligen Faserauslenkung mit $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und identischer Anströmungsgeschwindigkeit. Demnach sinkt zwar die eingesetzte Stromstärke ($I = 2 \text{ A}$) für die Helmholtz-Spule, jedoch erhöht sich die Anzahl an benötigten Regenerationsschritten. Somit ergibt sich bei einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und zweimaliger Regeneration mit einer Dauer von jeweils einer Sekunde ein Energiebedarf von etwa 223,5 J. Zum Vergleich beträgt der Energiebedarf für eine einmalige Faserauslenkung bei einer mittleren Beschleunigung von $|a| = 57 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und gleicher Betriebsdauer der Spulen ca. 167,5 J.

In diesem Anlagenaufbau konnte die Anströmungsrichtung nur entgegen der Faserauslenkung realisiert werden. Folglich sinkt der Regenerationsgrad für die Partikelstruktur D aus Spherglass bei weiterer Steigerung der Anströmgeschwindigkeit bis $v = 2,06 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, da bei zu hohen Strömungsgeschwindigkeiten die Strömungskraft entgegen der Trägheitskraft wirkt.

Mit zunehmender Anströmung nimmt ebenfalls die Fragmentierung aller untersuchten und abgelösten Partikelstrukturen zu. Je größer jedoch das Beladungsniveau der Einzelfaser mit Partikeln ist, desto weniger kleine Fragmente entstehen bei der Ablösung mit zusätzlicher Anströmung während der Regeneration. Demnach wirkt die Faser wie eine Art Agglomerator. Diese Beobachtung ist besonders relevant für Anwendungen, die auf die Rückgewinnung von Produkten oder die Vermeidung von Feinstaubemissionen abzielen und bei denen eine möglichst geringe Fragmentierung oder Redispergierung des abgeschiedenen Staubs angestrebt wird.

Zusammenfassend belegen die fundamentalen Ergebnisse dieser Doktorarbeit das Potenzial, den magnetoelastischen Effekt gezielt zur Ablösung nicht-magnetischer Partikelstrukturen von magnetisierbaren Kollektoren in der Gas-Partikel-Trenntechnik einzusetzen. Die experimentell ermittelten hohen Regenerationsgrade, die auf Untersuchungen an einer Einzelfaser basieren, sind ein erster Indikator dafür und bilden die Grundlage für weiterführende Untersuchungen.

8.2 Ausblick

Das Potenzial der magnetisch induzierten Ablösung von unterschiedlichen Partikelstrukturen wurde in dieser Arbeit an einer einzelnen Faser untersucht. Aufbauend auf den gewonnenen Erkenntnissen sollten die Untersuchungen auf ein Faserarray ausgeweitet werden, um das reale Verhalten von Filtern näher abbilden zu können. Da jede Faser ein eigenes Magnetfeld erzeugt, kann dieses das Bewegungsverhalten benachbarter Fasern beeinflussen. Daher sollte ein Schwerpunkt weiterer Untersuchungen drauf basieren, den gegenseitigen magnetischen Einfluss der Fasern zu untersuchen.

Durch die dreidimensionale Anordnung von Filterfasern in Filtermedien können sich mit zunehmender Abscheidung von Partikeln auf den Fasern, Partikelbrücken zwischen den Kollektoren ausbilden. Diese führen im Betrieb zu einem Druckanstieg des Filters, der proportional zur abgeschiedenen Masse und Beladungszeit ist [107, 108]. Die Geschwindigkeit der Entstehung von Partikelbrücken zwischen den Kollektoren ist von der Entwicklung der Morphologie der Partikelstruktur auf dem Kollektor abhängig, die wiederum von den gegebenen Prozessbedingungen beeinflusst wird [29]. Eine laterale dendritische Struktur auf den Fasern fördert die Bildung und Verbindung zahlreicher kleiner Brücken in den Zwischenräumen, während bei Strukturen mit dendritischem Wachstum in Strömungsrichtung ein Kontakt mit den Partikelstrukturen benachbarter Fasern möglicherweise ausbleibt. In der Literatur finden sich Berechnungen, die dieses winkelabhängige Verhalten näher untersucht haben [109]. Da ein Filtermedium aus mehreren Lagen von Filterfasern zusammengesetzt ist, sollte die Entstehung von Partikelbrücken unterschiedlicher Partikelstrukturen sowohl an horizontal als auch vertikal angeordnete Kollektoren untersucht werden. Experimentelle Untersuchungen zur Bildung von Partikelbrücken zwischen horizontal angeordneten Fasern in einem Faserarray mit Partikelstrukturen aus dem Diffusions- bis Trägheitsbereich wurden bereits von Poggemann et al. durchgeführt [110]. Die Bildung von Partikelbrücken auf mikroskopischer Ebene an vertikal angeordneten Kollektoren wurde bisher noch nicht analysiert. Durch die Partikelbrücken könnte sich das Ablöseverhalten bei einem Faserarray von dem Verhalten, das an der Einzelfaser beobachtet wurde, unterscheiden.

Darüber hinaus ist es denkbar, dass beim Einsatz mehrerer Fasern Stoßprozesse zwischen den Fasern die Regeneration verbessern. Wie ein Filter am Ende konzipiert ist, hängt von den zukünftigen Erkenntnissen ab. Es wäre jedoch denkbar, eine Art Hybridfilter zu entwickeln, der aus Schichten von nicht-magnetischen und magnetischen Fasern besteht. Dadurch könnten Stoßprozesse zwischen den Fasern gezielt durch die magnetische Anregung herbeigeführt werden.

Bei Verwendung eines Faserarrays im Vergleich zum Einsatz einer Einzelfaser stellen sich neben den veränderten magnetischen Eigenschaften deutlich komplexere Strömungsverhältnisse ein. Die Strömungsbedingungen resultieren dabei aus dem strukturellen Aufbau des Arrays sowie der Ausbildung von Partikelstrukturen, die sich u. a. auch zwischen den Fasern ausbilden und die

Strömungsführung beeinflussen. Diese Effekte wirken sich direkt auf den Energiebedarf für die Regeneration aus, da sowohl die Fluidodynamik als auch die Partikelablösung komplexer verlaufen als bei einer Einzelfaser. Daher ist es erforderlich, die in dieser Arbeit durchgeführte energetische Abschätzung auf Basis einer Einzelfaser auf ein Faserarray zu übertragen.

Die Übertragung der Erkenntnisse auf ein Faserarray stellt einen entscheidenden Schritt dar, um die Technologie für industrielle Anwendungen nutzbar zu machen. Besonders in Bereichen mit hohen Staubbelastungen oder Anwendungen bei denen keine Strömungsumkehr und nur ein geringer Druckverlust zulässig ist, bietet die gezielt steuerbare Regeneration von Filtermedien erhebliche Vorteile. Darüber hinaus eröffnet der Einsatz des magnetoelastischen Effekts in der Filtertechnologie neue Perspektiven für die Entwicklung intelligenter Filtersysteme mit adaptiven Reinigungskonzepten. Die vorliegenden Ergebnisse liefern somit nicht nur einen wichtigen Beitrag zum grundlegenden Verständnis, sondern bilden auch eine vielversprechende Grundlage für zukünftige Forschung und technologische Innovation im Bereich der Materialentwicklung und der Prozessführung in der funktionalisierten Filtertechnik.

Anhang

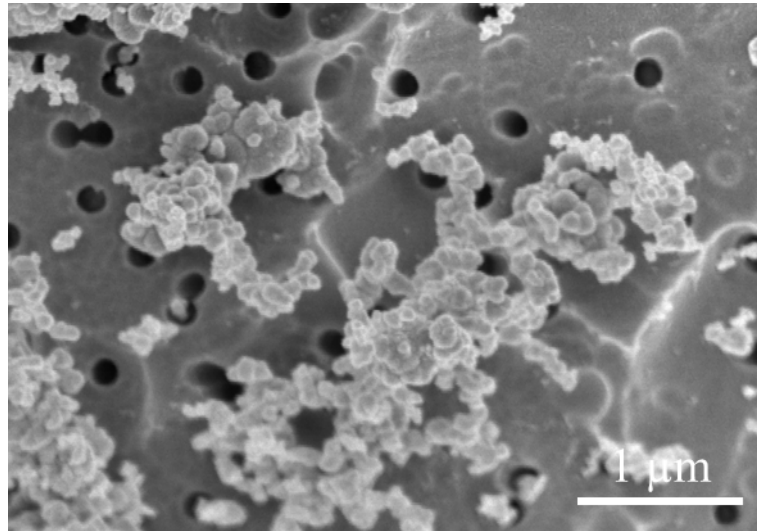


Abbildung 0-1: Aufnahme mittels Rasterelektronenmikroskop von einer Partikelstruktur aus Carbon Black abgeschieden auf einem Membranfilter

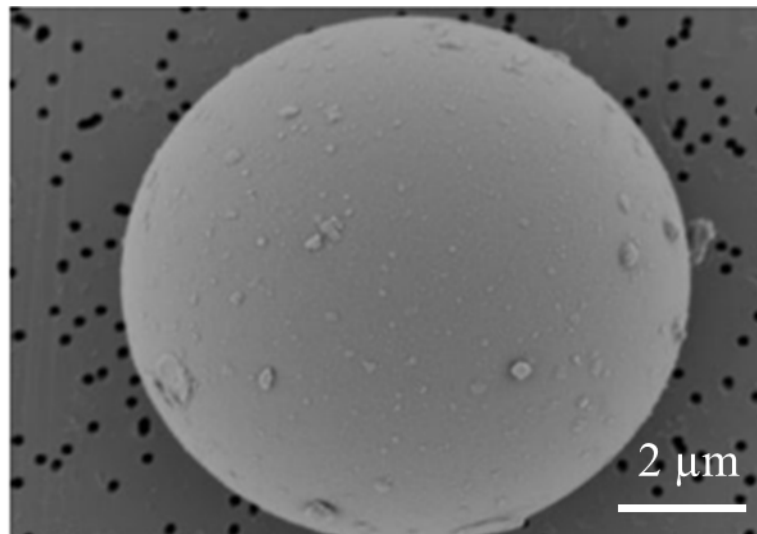


Abbildung 0-2: Aufnahme mittels Rasterelektronenmikroskop von einer Partikelstruktur aus Spherglass abgeschieden auf einem Membranfilter [51]

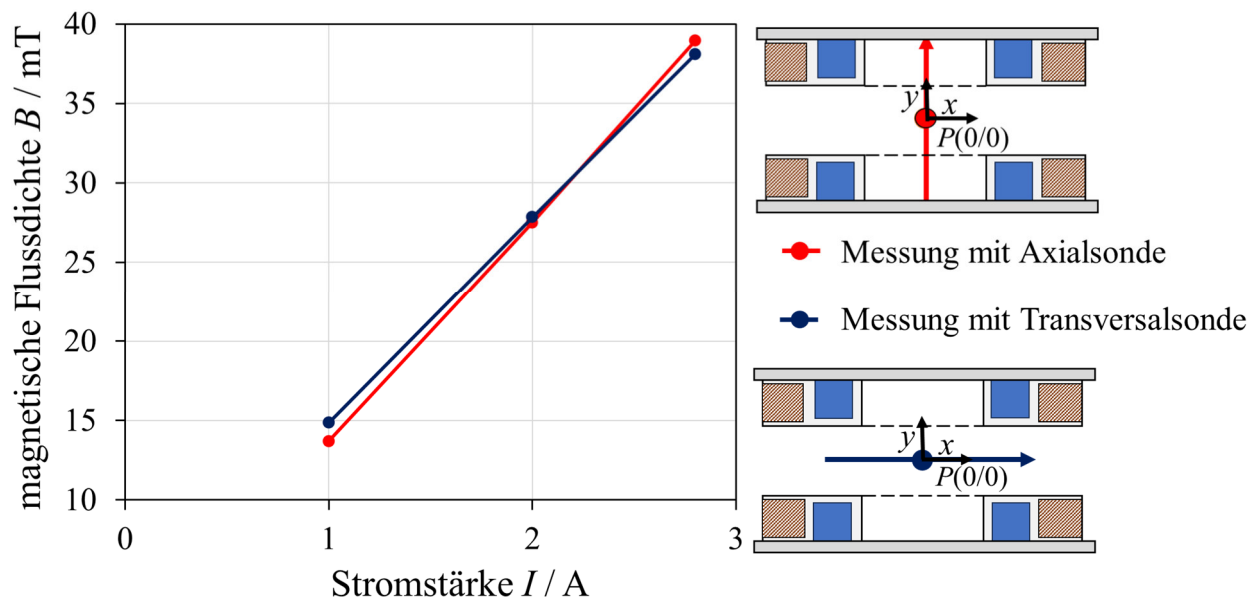


Abbildung 0-3: Abgleich der Axial- und Transversalsonde anhand der gemessenen magnetischen Flussdichte in Abhängigkeit von der eingestellten Stromstärke am Punkt $P(0/0)$

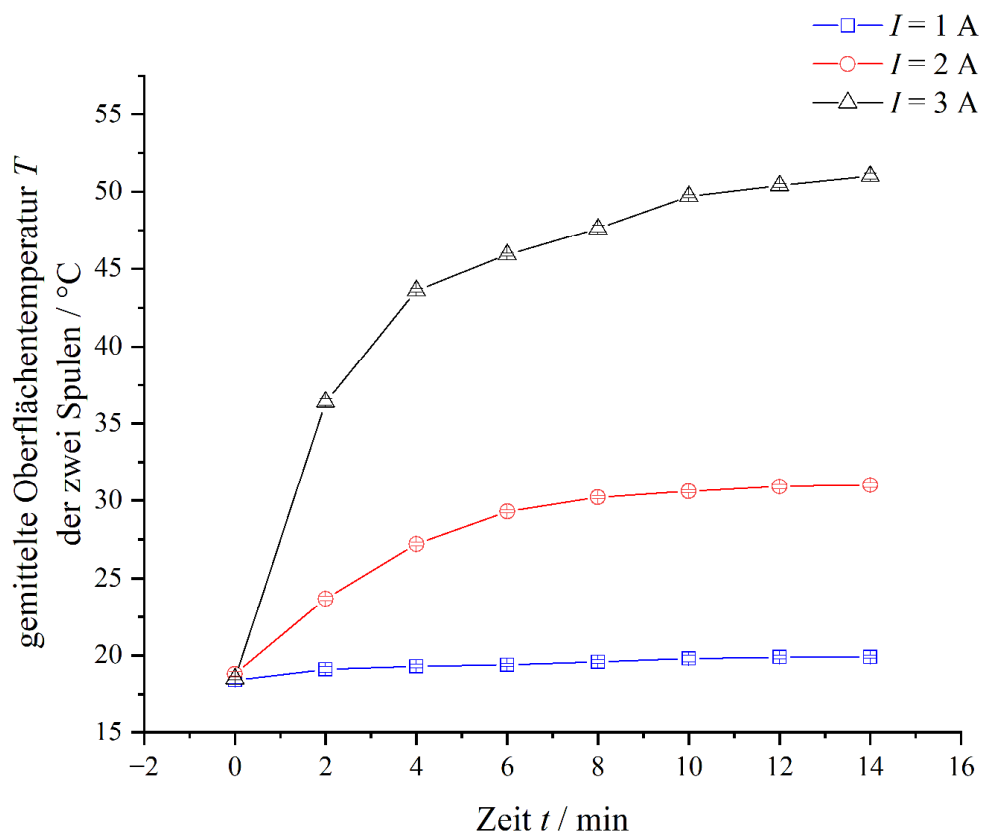


Abbildung 0-4: Gemittelte Oberflächentemperatur der zwei Spulen in Abhängigkeit von der Betriebsdauer bei der jeweiligen Stromstärke mit Kühlung

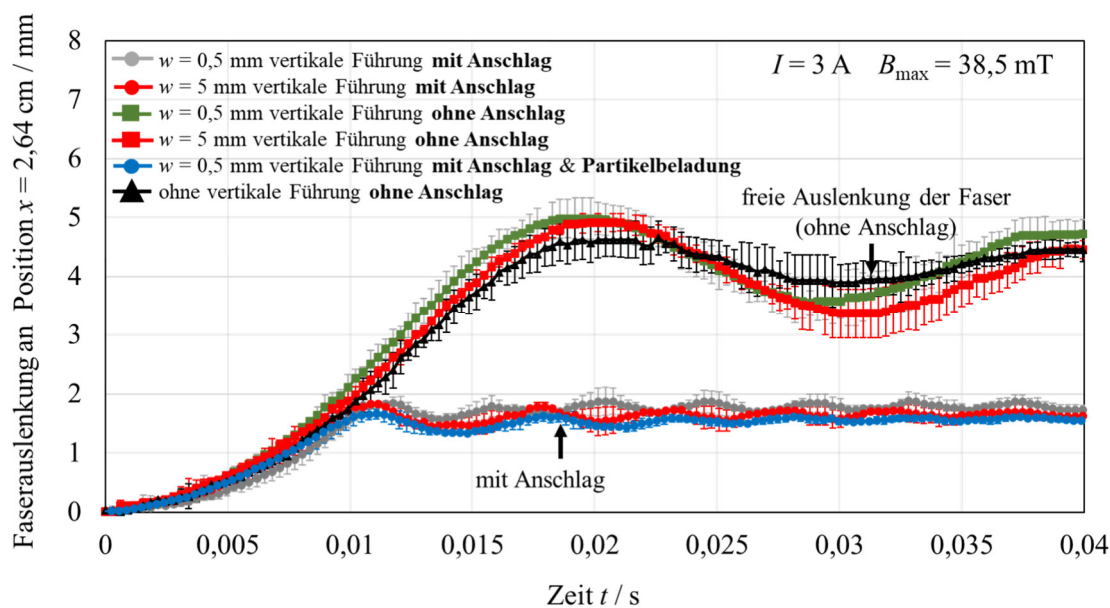


Abbildung 0-5: Faserauslenkung an der Position $x = 2,64 \text{ cm}$ für verschiedene Führungsweiten mit und ohne Anschlag und zusätzlicher Partikelbeladung bei horizontaler Orientierung

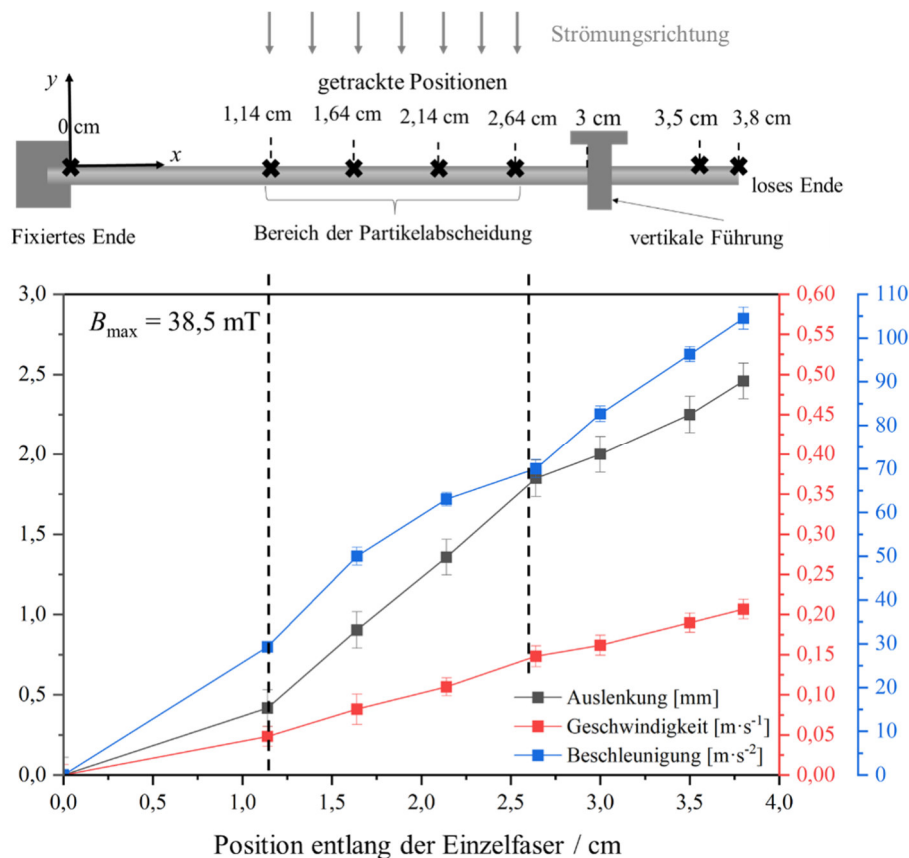


Abbildung 0-6: Lokale Bestimmung der maximalen Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung entlang der Faserachse mit Anschlag und Führungsweite $w = 0,5 \text{ mm}$ bei horizontaler Orientierung

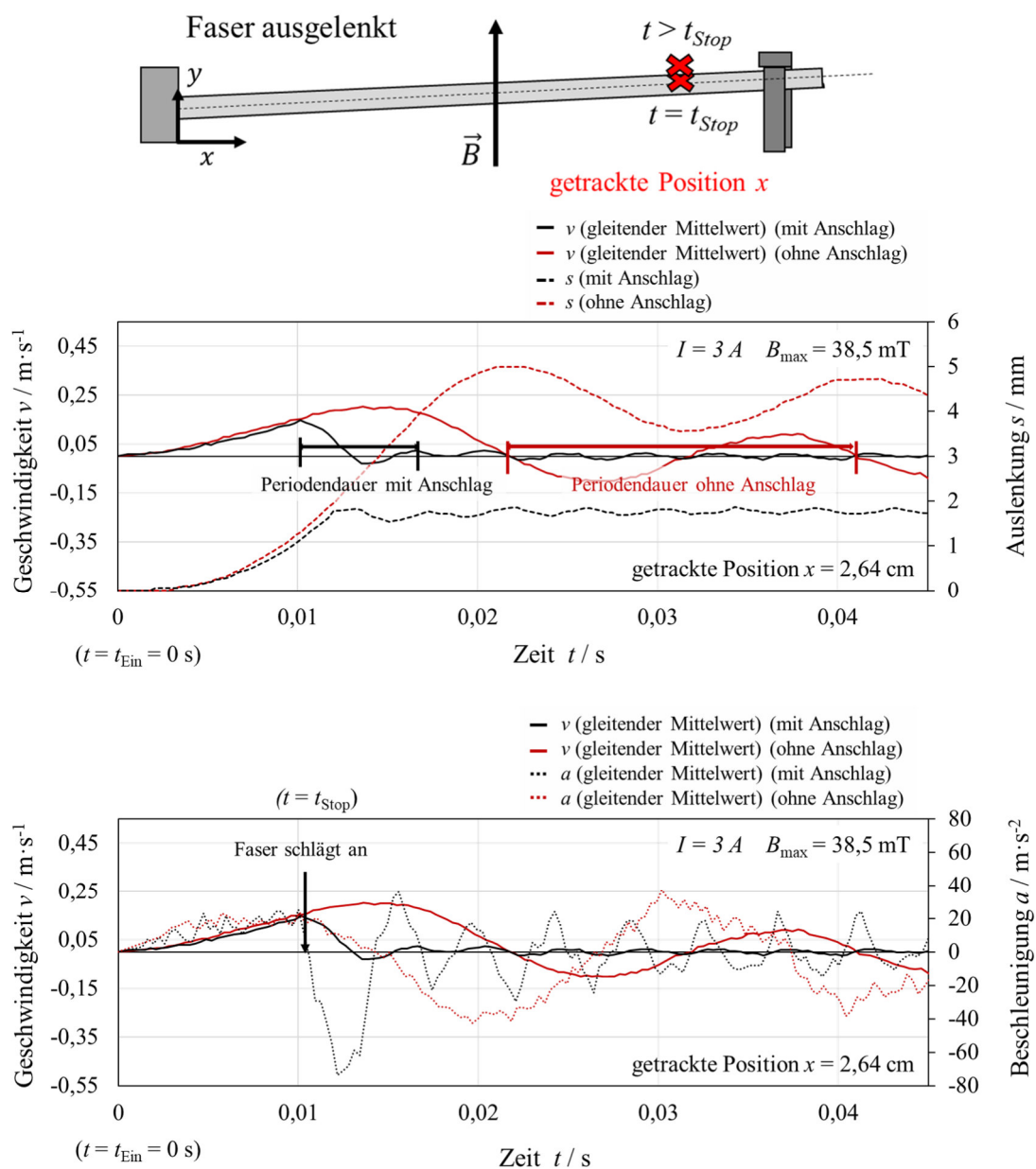


Abbildung 0-7: Zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit und Beschleunigung der Einzelfaser an der Position $x = 2,64 cm$ bei einer Führungsweite $w = 0,5 mm$ bei horizontaler Orientierung (modifiziert nach [84]).

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1-1: Einordnung der vorliegenden Doktorarbeit in die Literatur zur Nutzung magnetischer Effekte in der Partikel-Trenntechnik.....	2
Abb. 1-2: Grundlegende Darstellung der Forschungssystematik dieser Arbeit zur magnetisch induzierten Ablösung von Partikelstrukturen mit unterschiedlicher Morphologie.	4
Abb. 2-1: Schematische Darstellung der gebildeten Partikelstrukturen im Querschnitt ausgehend von senkrecht angeströmten Fasern (modifiziert nach Kanaoka [29]).....	11
Abb. 2-2: Auf eine Partikel wirkende Kräfte und Momente nach [66].....	13
Abb. 2-3: Makroskopische magnetische Eigenschaft bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfelds der magnetischen Flussdichte B von einem reinen diamagnetischen Material.....	18
Abb. 2-4: Makroskopische magnetische Eigenschaft bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfelds der magnetischen Flussdichte B von einem paramagnetischen Material.....	19
Abb. 2-5: Makroskopische magnetische Eigenschaft (a) und mikroskopische magnetische Eigenschaft bei Ab- und Anwesenheit eines äußeren Magnetfelds der magnetischen Flussdichte B (b) von einem ferromagnetischen Material.	20
Abb. 2-6: Magnetisierungskurve eines ferromagnetischen Materials (a) mit Neukurve (b) unterhalb der Curie-Temperatur.....	21
Abb. 2-7: Magnetisierungskurven eines (a) hartmagnetischen, (b) weichmagnetischen, (c) superparamagnetischen Materials.	23
Abb. 2-8: Schematische Darstellung der Ausrichtung der Magnetisierung M zum B -Feld bei verschiedenen Faserausrichtungen und dem resultierenden Drehmoment MD (modifiziert nach [84]).	25
Abb. 2-9: Schematische Darstellung der Ablösung von Partikelstrukturen bei einer magnetisch induzierten Auslenkung der Einzelfaser in horizontaler und vertikaler Orientierung der Faser zum Erdschwerefeld ohne zusätzliche Anströmung.	26
Abb. 2-10: Schematisches Beispiel für das Magnetfeld eines Hufeisenmagnets (a) und für das Magnetfeld von Permanentmagneten in einer Halbach- Anordnung (b).	28
Abb. 2-11: Schematische Darstellung des Magnetfelds einer Helmholtz-Spule (a); Schematische Darstellung einer Helmholtz-Spule (b).	29
Abb. 2-12: Schematische Darstellung einer orthozyklischen (a) und wilden (b) Wicklung des Spulendrahtes.	30

Abb. 3-1: Schematische Abbildung der Versuchsanlagen zur Faserbeladung und Partikelablösung.	33
Abb. 3-2: Verwendete Orientierungen der Helmholtz-Spule vertikal (a) und horizontal (b).	34
Abb. 3-3: Prozessfließbild der Anlage für die Beladung mit Carbon Black und Spherglass.	34
Abb. 3-4: Schematische Draufsicht (a) und Fotografie des Faserhalters (b).	36
Abb. 3-5: Schematischer Aufbau der Helmholtz-Spule.	37
Abb. 3-6: Versuchsaufbau für die Beladung der Faser mit Carbon Black (a) und Spherglass (b)...	40
Abb. 3-7: Gravimetrisch bestimmte durchschnittliche Partikelmasse auf dem Membranfilter nach 15 min Beladungszeit von Carbon Black und Spherglass bei einem Massestrom von $M_{\text{Dis}} = 161 \text{ mg} \cdot \text{h}^{-1}$ (Carbon Black) bzw. $M_{\text{Dis}} = 704 \text{ mg} \cdot \text{h}^{-1}$ (Spherglass).	40
Abb. 3-8: Gemittelte Partikelgrößenverteilung von Spherglass und Carbon Black (nach der Dispergierung) [94].	42
Abb. 3-9: Schematische Darstellung des Beladungsniveaus h der Faser in vertikaler Ausrichtung der Einzelfaser zum Erdschwerefeld.	45
Abb. 3-10: Fotografien und schematische Zeichnungen zum Versuchsaufbau zur Untersuchung der beladenen Faser aus der Seitenansicht (a) und Frontalansicht (b).	48
Abb. 3-11: Bestimmung der Projektionsfläche exemplarisch an einer unbeladenen Faser (a) und mit Glaskugeln (Spherglass) beladenen Faser (b) mit Matlab.	49
Abb. 3-12: Exemplarische Darstellung der beladenen Einzelfaser vor der Binarisierung und ihre Unterteilung in An - und Abströmseite.	50
Abb. 3-13: Drehbarer Faserhalter mit eingespannter beladener Faser zur Untersuchung der Partikelstruktur aus verschiedenen Perspektiven.	51
Abb. 3-14: Exemplarisches Höhenprofil aus der VK-Analysesoftware von KEYENCE (a); Schematische Darstellung der Volumenbestimmung mittels LSM durch die Vermessung des Volumens der Struktur aus verschiedenen Perspektiven (b).	52
Abb. 3-15: Geometrie der Helmholtz-Spule in der Simulation [84].	54
Abb. 3-16: Untersuchung zur Netzunabhängigkeit: Analyse der magnetischen Flussdichte in Abhängigkeit von der Anzahl der Freiheitsgrade des Berechnungsmodells [84].	54
Abb. 3-17: Versuchsaufbau zur Bestimmung der axialen Komponente der magnetischen Flussdichte mit der Axialsonde (a); Schematische Darstellung der axialen Messung (blaue Punkte) der magnetischen Flussdichte mit der Axialsonde (b).	56

Abb. 3-18: Versuchsaufbau zur Bestimmung der axialen Komponente der magnetischen Flussdichte mit der Transversalsonde (a); Schematische Darstellung der radialen Messung (rote Punkte) der magnetischen Flussdichte mit der Transversalsonde (b).....	56
Abb. 3-19: Getrackte Position entlang der Faserachse zur Bestimmung der lokalen Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung.....	58
Abb. 3-20: Ausrichtung der Faser senkrecht (a) und parallel (b) zum Erdschwerefeld.....	61
Abb. 3-21: Bestimmung des Regenerationsgrads aus den Projektionsflächen.	62
Abb. 3-22: Erzeugte Partikelstrukturen zur Untersuchung des Ablöseverhaltens (modifiziert nach [103]).....	63
Abb. 3-23: Partikeltracking bei Partikelstrukturen aus Carbon Black (a) und Spherglass (b) (modifiziert nach [103]).	66
Abb. 4-1: Dendritische Partikelstruktur mit (a) und ohne Anströmung (b) bei $Pe = 2,0 \cdot 10^4$ (modifiziert nach [94]).	69
Abb. 4-2: Zeitliche Bildung der dendritischen Partikelstruktur mit und ohne Anströmung bei $Pe = 2,0 \cdot 10^4$ aus der Seitenansicht (a, b) und Frontalansicht (c) (modifiziert nach [94]).	70
Abb. 4-3: Projektionsfläche in Bezug auf den Zeitpunkt der Abscheidung für verschiedene Ansichten und Strömungsbedingungen (a); kumulative Anzahlverteilung der Dendritenlängen (b) (modifiziert nach [94]).	72
Abb. 4-4: Partikelstrukturen aus Carbon Black bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten, aufgenommen aus der Seitenansicht (a), (b) und Frontalansicht (c) (modifiziert nach [94]).	74
Abb. 4-5: Projektionsfläche nach der Abscheidung bei einer definierten Strömungsgeschwindigkeit (während der Abscheidung), aufgenommen aus verschiedenen Ansichten der Faser.	74
Abb. 4-6: Partikelstruktur bei verschiedenen Stokes-Zahlen und Strömungsgeschwindigkeiten aus der Seiten- (a) und Frontalansicht (b) (modifiziert nach [94]).	76
Abb. 4-7: Projektionsfläche der Partikelstrukturen aus Spherglass nach der Abscheidung bei einer definierten Strömungsgeschwindigkeit (während der Abscheidung), aufgenommen aus verschiedenen Ansichten der Faser.	77
Abb. 4-8: Partikelstrukturen aus Spherglass mit zunehmender Stokes-Zahl (modifiziert nach [94]).	79
Abb. 4-9: Mit dem Laser-Scanning-Mikroskop gemessenes Partikelstrukturvolumen bei verschiedenen Stokes-Zahlen (modifiziert nach [94]).	80

Abb. 5-1: Magnetische Flussdichte in axialer Richtung (a) und in radialer Richtung (b) der Helmholtz-Spule.	83
Abb. 5-2: Räumliche Darstellung der magnetischen Flussdichte in radialer (a) und axialer (b) Messrichtung für die Stromstärken $I = 1, 2$ und 3 A.	85
Abb. 5-3: Magnetisierungskurven bei senkrechter Magnetisierung des Faserstücks aus 1.4016 (a); Magnetisierung in Abhängigkeit des relevanten Feldstärkenbereichs (b).	86
Abb. 6-1: Schematische Darstellung der Ausgangsposition der Faser in horizontaler Orientierung zum Erdschwerefeld vor und nach der Ablenkung (a) und des Winkelbereichs zwischen der Faserachse und dem Magnetfeld in Abhängigkeit der maximalen Auslenkung der getrackten Position (b).	88
Abb. 6-2: Schematische Darstellung der Ausgangsposition der Faser in vertikaler Orientierung zum Erdschwerefeld vor und nach der Ablenkung (a) und des Winkelbereichs zwischen der Faserachse und dem Magnetfeld in Abhängigkeit der maximalen Auslenkung der getrackten Position (b).	88
Abb. 6-3: Exemplarisches Weg-Zeit-Diagramm der freien Faserbewegung ohne und mit Anschlag bei eingeschaltetem und ausgeschaltetem Magnetfeld bei vertikaler Orientierung.	89
Abb. 6-4: Faserauslenkung an der Position $y = 2,64$ cm für verschiedene Führungsweiten mit und ohne Anschlag und zusätzlicher Partikelbeladung bei vertikaler Orientierung.	91
Abb. 6-5: Zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit und Beschleunigung der Einzelfaser an der Position $y = 2,64$ cm bei vertikaler Orientierung.	92
Abb. 6-6: Lokale Bestimmung der maximalen Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung entlang der Faserachse mit Anschlag und Führungsweite $w = 0,5$ mm bei vertikaler Orientierung.	93
Abb. 7-1: Zeitliche Entwicklung der magnetisch induzierten Partikelablösung von einer Faser in horizontaler Ausrichtung für eine niedrige (a) bzw. hohe (b) Partikelstruktur D aus Spherglass für das erste Auslenkungsereignis (modifiziert nach [84]).	95
Abb. 7-2: Zeitliche Entwicklung der magnetisch induzierten Partikelablösung für eine niedrige (a) und hohe (b) Partikelstruktur D aus Spherglass von einer Faser in vertikaler Ausrichtung für das erste Auslenkungsereignis (modifiziert nach [84]).	96
Abb. 7-3: Regenerationsgrad in Abhängigkeit von der Anzahl der Auslenkungen für eine niedrige ($h = 0,25$ mm) und hohe ($h = 0,5$ mm) Strukturhöhe von Partikelstruktur D aus Spherglass (modifiziert nach [84]).	98
Abb. 7-4: Bildsequenz der einmaligen Regeneration ($B_{max} = 38,5$ mT) einer einzelnen Faser mit unterschiedlichen Partikelstrukturen bei niedrigem Beladungsniveau (modifiziert nach [103]). ..	100

Abb. 7-5: Bildsequenz der einmaligen Regeneration ($B_{max} = 38,5$ mT) einer einzelnen Faser mit unterschiedlichen Partikelstrukturen bei hohem Beladungsniveau (modifiziert nach [103]).	101
Abb. 7-6: Exemplarisches Umlagerungsverhalten von Struktur B aus Carbon Black nach der ersten Regeneration ohne (a) und mit (b) Anströmung.	102
Abb. 7-7: Minimale Beschleunigung gemessen am Punkt $y = 1,89$ cm entlang der Faserachse, um eine erste Ablösung der Strukturen A-D beobachten zu können.	103
Abb. 7-8: Regenerationsgrad der Strukturen bei der minimalen Beschleunigung für eine erste Ablösung nach der ersten Faserauslenkung in Abhängigkeit des Energieeinsatzes für ein Beladungsniveau von $h = 0,4; 0,5$ und $0,7$ mm.	105
Abb. 7-9: Strömungseinfluss auf die Ablösung der Strukturen B-D bei unterschiedlichem Beladungsniveau h und Faserbeschleunigung $ a $.	108
Abb. 7-10: Exemplarische Bildsequenzen der Ablösung von Partikelstruktur D bei der ersten Faserauslenkung mit Anströmung ($v = 2,06$ m·s ⁻¹).	110
Abb. 7-11: Exemplarische Bildsequenzen der Ablösung von Partikelstruktur B bei der ersten Faserauslenkung ohne ($v = 0$ m·s ⁻¹) und mit Anströmung ($v = 0,15$ m·s ⁻¹).	111
Abb. 7-12: Exemplarische Bildsequenzen der Ablösung von Partikelstruktur C bei der ersten Faserauslenkung ohne ($v = 0$ m·s ⁻¹) und mit Anströmung ($v = 0,15$ m·s ⁻¹).	111
Abb. 7-13: Exemplarische Bildsequenzen der Ablösung von Partikelstruktur D bei der ersten Faserauslenkung ohne ($v = 0$ m·s ⁻¹) und mit Anströmung ($v = 0,15$ m·s ⁻¹).	112
Abb. 7-14: Exemplarische Bildsequenz für die Wiederanlagerung, Fragmentierung mit und ohne Faserkontakt bei Partikelstruktur C ($h = 0,25$ mm, $v = 0,15$ m·s ⁻¹ , $B_{max} = 38,5$ mT).	112
Abb. 7-15: Vergleich des Anteils abgelöster Agglomerate bei zwei Beladungsniveaus der Partikelstruktur B aus Carbon Black und drei Anströmgeschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t = 35$ ms.	114
Abb. 7-16: Vergleich des Anteils abgelöster Agglomerate bei zwei Beladungsniveaus der Partikelstruktur C aus Spherglass und drei Anströmgeschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t = 35$ ms.	115
Abb. 7-17: Vergleich des Anteils abgelöster Agglomerate bei zwei Beladungsniveaus der Partikelstruktur D aus Spherglass und drei Anströmgeschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t = 35$ ms.	116
Abb. 7-18: Regenerationsgrad der Partikelstruktur A aus Carbon Black bei $B_{max} = 27,7$ mT (a) und $B_{max} = 38,5$ mT (b) bei unterschiedlichen Beladungsniveaus h der Faser und der Anströmgeschwindigkeit v während der Faserauslenkung.	118

Abb. 7-19: Regenerationsgrad der Partikelstruktur B aus Carbon Black bei $B_{\max} = 27,7$ mT (a) und $B_{\max} = 38,5$ mT (b) bei unterschiedlichen Beladungsniveaus h der Faser und Anströmgeschwindigkeiten v während der Faserauslenkung (modifiziert nach [103]).	119
Abb. 7-20: Regenerationsgrad der Partikelstruktur C von Spherglass bei $B_{\max} = 27,7$ mT (a) und $B_{\max} = 38,5$ mT (b) bei unterschiedlichen Beladungsniveaus h der Faser und Anströmgeschwindigkeiten v während der Faserauslenkung (modifiziert nach [103]).	121
Abb. 7-21: Regenerationsgrad der Partikelstruktur D von Spherglass bei $B_{\max} = 27,7$ mT (a) und $B_{\max} = 38,5$ mT (b) bei unterschiedlichen Beladungsniveaus h der Faser und Anströmgeschwindigkeiten v während der Faserauslenkung (modifiziert nach [103]).	122
Abb. 0-1: Aufnahme mittels Rasterelektronenmikroskop von einer Partikelstruktur aus Carbon Black abgeschieden auf einem Membranfilter	136
Abb. 0-2: Aufnahme mittels Rasterelektronenmikroskop von einer Partikelstruktur aus Spherglass abgeschieden auf einem Membranfilter [51].	136
Abb. 0-3: Abgleich der Axial- und Transversalsonde anhand der gemessenen magnetischen Flussdichte in Abhängigkeit von der eingestellten Stromstärke am Punkt P (0/0)	137
Abb. 0-4: Gemittelte Oberflächentemperatur der zwei Spulen in Abhängigkeit von der Betriebsdauer bei der jeweiligen Stromstärke mit Kühlung	137
Abb. 0-5: Faserauslenkung an der Position $x = 2,64$ cm für verschiedene Führungsweiten mit und ohne Anschlag und zusätzlicher Partikelbeladung bei horizontaler Orientierung	138
Abb. 0-6: Lokale Bestimmung der maximalen Auslenkung, Geschwindigkeit und Beschleunigung entlang der Faserachse mit Anschlag und Führungsweite $w = 0,5$ mm bei horizontaler Orientierung	138
Abb. 0-7: Zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit und Beschleunigung der Einzelfaser an der Position $x = 2,64$ cm bei einer Führungsweite $w = 0,5$ mm bei horizontaler Orientierung (modifiziert nach [84]).	139

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3-1: Technische Parameter einer Spule [84].	38
Tabelle 3-2: Eigenschaften des Partikelmaterials [94].....	39
Tabelle 3-3: Elektrostatische Ladung der Partikeln pro Masse.....	43
Tabelle 3-4: Parameter zur Erzeugung von Partikelstrukturen unterschiedlicher Morphologie im Diffusions- Übergangs- und Trägheitsbereich [94].....	47
Tabelle 3-5: Daten zur Berechnung der Masse von Faser und Partikelstruktur.....	59
Tabelle 3-6: Experimentelle Parameter zur Abscheidung und Ablösung von Partikeln (Spherglass Struktur D) [84].....	61
Tabelle 3-7: Parameter zur Erzeugung unterschiedlicher Partikelstrukturen für die Ablösung [103].	65
Tabelle 3-8: Eingestellte Anströmgeschwindigkeiten bei der Faserauslenkung (online Regeneration).	65
Tabelle 7-1: Vergleich der benötigten Energie für eine Betriebsdauer der Helmholtz-Spule von 1 s bzw. 9 ms.	106

Literatur

- [1] F. Löffler, Staubabscheiden, Georg Thieme Verlag, Stuttgart–New York, 1988, ISBN: 3137122015.
- [2] F. Baum, Luftreinhaltung in der Praxis: Mit 190 Tab, Oldenbourg, München, Wien, 1988, ISBN: 3486262564.
- [3] F.A.L. Dullien, Introduction to industrial gas cleaning, Acad. Press, San Diego, 1989, ISBN: 9780122236525.
- [4] R.P. Donovan, Fabric filtration for combustion sources: Fundamentals and basic technology, Dekker, New York, 1985, ISBN: 0-8247-7452-3 85-20442.
- [5] Verein Deutscher Ingenieure, VDI 3677 Blatt 1 Filternde Abscheider Oberflächenfilter, VDI/DIN-Handbuch Reinhaltung der Luft, Band 6, Beuth Verlag GmbH, Düsseldorf, 2010.
- [6] F. Langguth, Handbuch der Elektrochemie Elektromagnetische Aufbereitung, Verlag von Wilhelm Knapp Halle, 1903, ASIN: B01MPY074F.
- [7] D. Korda, La séparation électromagnétique et électrostatique des minerais, L'Eclairage Electrique, 1905, OCLC: 20719094.
- [8] C. G. Gunther, Electro-magnetic Ore Separation, McGraw-Hill Publishing Co., New York, 1909, ISBN: 1110984677.
- [9] C. Farsi, S. Amroune, M. Moussaoui, B. Mohamad, H. Benkherbache, High-Gradient Magnetic Separation Method for Weakly Magnetic Particles: an Industrial Application, Metallofiz. Noveishie Tekhnol. 41, 2019, S.1103–1119, DOI: 10.15407/mfint.41.08.1103.
- [10] J. Svoboda, Magnetic Techniques for the Treatment of Materials, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2004, ISBN: 978-1-4020-2038-4.
- [11] J. Oberteuffer, Magnetic separation: A review of principles, devices, and applications, IEEE Trans. Magn. 10, 1974, S. 223–238, DOI: 10.1109/TMAG.1974.1058315.
- [12] Y. Li, B. Zhou, F. Xu, H. Jiang, W. Zhang, The advantages of a superconducting magnetic intensity greater than 1T for phosphate–ferric flocs separation in HGMS, Separation and Purification Technology 141, 2015, S. 331–338, DOI: 10.1016/j.seppur.2014.12.022.

-
- [13] F. Rhein, F. Scholl, H. Nirschl, Magnetic seeded filtration for the separation of fine polymer particles from dilute suspensions: Microplastics, *Chemical Engineering Science* 207 (2019) 1278–1287, DOI: 10.1016/j.ces.2019.07.052.
- [14] T.-J. Wan, S.-M. Shen, S.-H. Siao, C.-F. Huang, C.-Y. Cheng, Using magnetic seeds to improve the aggregation and precipitation of nanoparticles from backside grinding wastewater, *Water research* 45, 2011, S. 6301–6307, DOI: 10.1016/j.watres.2011.08.067.
- [15] M. Franzreb, *Magnettechnologie in der Verfahrenstechnik wässriger Medien*, Habilitation, Karlsruhe, 2003, DOI: 10.5445/IR/200055719.
- [16] C.-J.M. Chin, P.-W. Chen, L.-J. Wang, Removal of nanoparticles from CMP wastewater by magnetic seeding aggregation, *Chemosphere* 63, 2006, S.1809–1813, DOI: 10.1016/j.chemosphere.2005.09.035.
- [17] L. Zhao, X. Li, W. Sun, Z. Ye, J. Huang, G. Zhang, J. Pan, J. Cai, Experimental study on bag filtration enhanced by magnetic aggregation of fine particles from hot metal casting process, *Powder Technology* 327, 2018, S.255–266, DOI: 10.1016/j.powtec.2017.12.083 .
- [18] F. Zhou, Y. Diao, R. Wang, B. Yang, T. Zhang, Experimental study on PM2.5 removal by magnetic polyimide loaded with cobalt ferrate, *Energy and Built Environment* 1 , 2020, S. 404–409, DOI: 10.1016/j.enbenv.2020.06.001.
- [19] F. Rhein, S. Kaiser, M. Rhein, H. Nirschl, Agglomerate processing and recycling options in magnetic seeded filtration, *Chemical Engineering Science* 238 , 2021, DOI: 10.1016/j.ces.2021.116577
- [20] M.R. Bilad, G. Mezohegyi, P. Declerck, I.F.J. Vankelecom, Novel magnetically induced membrane vibration (MMV) for fouling control in membrane bioreactors, *Water research* 46, 2012, S. 63–72, DOI: 10.1016/j.watres.2011.10.026.
- [21] F.-R. Yang, Y.-F. Chen, S.-A. Lin, *Vibration filter: Application*, 2006. <https://patents.justia.com/patent/20060138037>.
- [22] F. Löffler, Abblasen von an Filterfasern abgeschiedenen Feststoffteilchen, *Verfahrenstechnik* 6, 1972, S. 3–7.
- [23] Q. Zhang, Online-Partikelmessung im Reingas zu Beginn der kuchenbildenden Staubabscheidung mit Nadelfilzen in der Gasreinigung, *Chemie Ingenieur Technik* 94, 2022, S. 572–584, DOI: 10.1002/cite.202100053.

-
- [24] E. Schweers, H. Umhauer, F. Löffler, Experimental Investigation of Particle Collection on Single Fibres of Different Configurations, Part & Part Syst Charact 11, 1994, S.275–283, DOI: 10.1002/ppsc.19940110402.
- [25] T. Müller, Trägheitsabscheidung von Partikeln an parallelen Faserarrays, Dissertation, Karlsruhe, 2017, ISBN: 978-3-8439-3149-6.
- [26] G. Kasper, S. Schollmeier, J. Meyer, Structure and density of deposits formed on filter fibers by inertial particle deposition and bounce, Journal of Aerosol Science 41, 2010, S. 1167–1182, DOI: 10.1016/j.jaerosci.2010.08.006.
- [27] J. Zoller, A. Zargaran, K. Braschke, J. Meyer, U. Janoske, A. Dittler, Morphology of particulate deposits formed on a single filter fibre by exposure to mixed aerosol flow, Journal of Aerosol Science 152, 2021, DOI: 10.1016/j.jaerosci.2020.105718.
- [28] Deutsche Edelstahlwerke GmbH, Technisches Datenblatt 1.4016: Revision-No. 4016-1, 2007. <https://swisssteel-group.com/Stainless-Steel>. Accessed 29 December 2024.
- [29] C. Kanaoka, G. Emi, S. Hiragi, T. Myojo, Morphology of particulate agglomerates on a cylindrical fiber and a collection efficiency of a dust loaded fiber, 1986.
- [30] R.-R. Cai, L.-Z. Zhang, Modeling of dynamic deposition and filtration processes of airborne particles by a single fiber with a coupled lattice Boltzmann and discrete element method, Building and Environment 106, 2016, S.274–285, DOI: 10.1016/j.buildenv.2016.07.001.
- [31] R. Przekop, L. Gradoń, Deposition and Filtration of Nanoparticles in the Composites of Nano- and Microsized Fibers, Aerosol Science and Technology 42, 2008, S.483–493, DOI:10.1080/02786820802187077.
- [32] C. Kanaoka, Fine Particle Filtration Technology Using Fiber as Dust Collection Medium, KONA 36, 2019, S. 88–113, DOI: 10.14356/kona.2019006
- [33] F. Löffler, Staubabscheiden. (Aus der Lehrbuchreihe Chemieingenieurwesen / Verfahrenstechnik), Georg Thieme Verlag, Stuttgart–New York, 1988, ISBN: 3–13–712201–5.
- [34] W.C. Hinds, Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles, Wiley-Interscience, 2022, ISBN: 978-1-119-49404-1.
- [35] K.W. Lee, B.Y.H. Liu, Theoretical Study of Aerosol Filtration by Fibrous Filters, Aerosol Science and Technology 1, 1982, S. 147–161, DOI: 10.1080/02786828208958584.
- [36] A. Kirsch, I.B. Stechkina, The Theory of Aerosol Filtration by Fibrous Filters, Wiley, 1978.

-
- [37] Verein Deutscher Ingenieure, VDI 3677 Blatt 2 Filternde Abscheider Tiefenfilter aus Fasern: VDI/DIN-Handbuch Reinhaltung der Luft, Band 6, Beuth Verlag GmbH, Düsseldorf, 2010.
- [38] W. Muhr, Theoretische und experimentelle Untersuchung der Partikelabscheidung in Faserfiltern durch Feld- und Trägheitskräfte. Dissertation, Karlsruhe, 1976.
- [39] S.K. Suneja, C.H. Lee, Aerosol filtration by fibrous filters at intermediate Reynolds numbers (≤ 100), *Atmospheric Environment* 8, 1974, S. 1081–1094, DOI: 10.1016/0004-6981(74)90043-2.
- [40] R. Hiller, F. Löffler, Der Einfluß von Partikelstoß und Partikel-Haftung auf die Abscheidung von Partikeln in Faserfiltern, *Chemie Ingenieur Technik* 52, 1980, S.352–353, DOI: 10.1002/cite.330520418.
- [41] R.A. Wessel, J. Righi, Generalized Correlations for Inertial Impaction of Particles on a Circular Cylinder, *Aerosol Science and Technology* 9, 1988, S.29–60, DOI: 10.1080/02786828808959193.
- [42] H. Ebert, Magnetische Kraftfelder: Die Erscheinungen des Magnetismus, Elektromagnetismus und der Induktion Dargestellt auf Grund des Kraftlinien-Begriffes, Epubli, 2018, ISBN: 3746719526
- [43] S.A. Hosseini, H. Vahedi Tafreshi, Modeling particle-loaded single fiber efficiency and fiber drag using ANSYS–Fluent CFD code, *Computers & Fluids* 66, 2012, S.157–166, DOI: 10.1016/j.compfluid.2012.06.017.
- [44] A. Charvet, L. Wingert, N. Bardin-Monnier, S. Pacault, C. Godoy, Q. Ribeyre, D. Thomas, Visualization of airborne nanoparticle deposits onto spherical collectors, *Separation and Purification Technology* 172, 2017, S.119–129, DOI: 10.1016/j.seppur.2016.07.045.
- [45] M. Dong, J. Li, Y. Shang, S. Li, Numerical investigation on deposition process of submicron particles in collision with a single cylindrical fiber, *Journal of Aerosol Science* 129, 2019, S. 1–15, DOI: 10.1016/j.jaerosci.2018.12.001.
- [46] C. Kanaoka, H. Emi, T. Myojo, Simulation of the growing process of a particle dendrite and evaluation of a single fiber collection efficiency with dust load, *Journal of Aerosol Science* 11, 1980, S. 377–389, DOI: 10.1016/0021-8502(80)90046-4.
- [47] C. Tien, C.S. Wang, D.T. Barot, Chainlike formation of particle deposits in fluid-particle separation, *Science (New York, N.Y.)* 196, 1977, S. 983–985, DOI: 10.1126/science.196.4293.98.

-
- [48] H. Zhu, C. Qi, H. Fu, Y. Kang, Morphologies of particles deposit on a single fiber due to the inertia interception, in: Proceedings of the 2015 4th International Conference on Sustainable Energy and Environmental Engineering, Atlantis Press, Paris, France, 2015, DOI: 10.2991/icseee-15.2016.212.
- [49] H.-J. Rembor, G. Kasper, Morphology of particulate structures on dust loaded single fibres, Proceedings International workshop: electret filters - production and properties, Universität Warsaw, 1999, S. 29–36,
- [50] F. Löffler, H. Umhauer, Eine optische Methode zur Teilchenabscheidung an Filterfasern, 1971.
- [51] J. Zoller, Abscheidung reaktiver und inerte Partikeln aus Aerosolen auf einzelnen Fasern und Ablösung der entstandenen Strukturen durch Umströmung bei gleichzeitiger Reaktion, Karlsruher Institut für Technologie, Dissertation, Karlsruhe, 2023, DOI: 10.5445/IR/1000165523.
- [52] H. Baumgartner, F. Löffler, Three-dimensional numerical simulation of the deposition of polydisperse aerosol particles on filter fibres — extended concept and preliminary results, Journal of Aerosol Science 18, 1987, S. 885–888, DOI: 10.1016/0021-8502(87)90147-9 .
- [53] H. Schubert, Kapillarität in porösen Feststoffsystemen, Springer, Berlin, 1982, ISBN: 978-3-540-11835-0.
- [54] L. Gradoń, Resuspension of particles from surfaces: Technological, environmental and pharmaceutical aspects, Advanced Powder Technology 20, 2009, S.7–28, DOI: 10.1016/j.appt.2008.10.009.
- [55] R.D. Cadle, Particles in Suspension: Aerosol Science . C. N. Davies, Ed. Academic Press, New York, Science 157, 1967, S. 1548, DOI: 10.1126/science.157.3796.1548.
- [56] H. Krupp, Particle adhesion theory and experiment, Advances in Colloid and Interface Science, 1967, S. 111–239, DOI: 10.1016/0001-8686(67)80004-6.
- [57] R.A. Bowling, An Analysis of Particle Adhesion on Semiconductor Surfaces, J. Electrochem. Soc. 132, 1985, S. 2208–2214, DOI: 10.1149/1.2114320.
- [58] M.B. Ranade, Adhesion and Removal of Fine Particles on Surfaces, Aerosol Science and Technology 7, 1987, S.161–176, DOI: 10.1080/02786828708959155 .

-
- [59] G. Ziskind, M. Fichman, C. Gutfinger, Particle behavior on surfaces subjected to external excitations, *Journal of Aerosol Science* 31, 2000, S.703–719, DOI: 10.1016/S0021-8502(99)00554-6 .
- [60] G. Ziskind, Particle Resuspension from surfaces revisited and re-evaluated, *Reviews in Chemical Engineering* 22, 2006, S. 1–123, DOI: 10.1515/REVCE.2006.22.1-2.1.
- [61] M.M. Stempniewicz, E. Komen, A. de With, Model of particle resuspension in turbulent flows, *Nuclear Engineering and Design* 238, 2008, S. 2943–2959, DOI: 10.1016/j.nucengdes.2007.11.024.
- [62] H.-C. Wang, Effects of Inceptive Motion on Particle Detachment from Surfaces, *Aerosol Science and Technology* 13, 1990, S. 386–393, DOI: 10.1080/02786829008959453.
- [63] M. Soltani, G. Ahmadi, R.G. Bayer, M.A. Gaynes, Particle detachment mechanisms from rough surfaces under substrate acceleration, *Journal of Adhesion Science and Technology* 9, 1995, S. 453–473, DOI: 10.1163/156856195X00392.
- [64] M.E. Mullins, L.P. Michaels, V. Menon, B. Locke, M.B. Ranade, Effect of Geometry on Particle Adhesion, *Aerosol Science and Technology* 17, 1992, S. 105–118, DOI: 10.1080/02786829208959564.
- [65] H.C.H. Rumpf, Zur Theorie der Zugfestigkeit von Agglomeraten bei Kraftübertragung an Kontaktpunkten, *Chemie Ingenieur Technik* 42, 1970, S. 538–540, DOI: 10.1002/cite.330420806.
- [66] A. Sappok, Y. Wang, R.-Q. Wang, C. Kamp, V. Wong, Theoretical and Experimental Analysis of Ash Accumulation and Mobility in Ceramic Exhaust Particulate Filters and Potential for Improved Ash Management, *SAE Int. J. Fuels Lubr.* 7, 2014, S. 511–524, DOI: 10.4271/2014-01-1517.
- [67] B.R. Fish (Ed.), *Surface contamination: Proceedings of a symposium held at Gatlinburg, Tennessee*, Pergamon Press, Oxford, England, 1967, DOI: 10.1093/annhyg/11.1.38.
- [68] M. Kobayakawa, S. Kiriyama, M. Yasuda, S. Matsusaka, Microscopic analysis of particle detachment from an obliquely oscillating plate, *Chemical Engineering Science* 123, 2015, S: 388–394, DOI: 10.1016/j.ces.2014.11.046.
- [69] M.W. Reeks, D. Hall, Kinetic models for particle resuspension in turbulent flows: theory and measurement, *Journal of Aerosol Science* 32, 2001, S. 1–31, DOI: 10.1016/S0021-8502(00)00063-X.

-
- [70] M.W. Reeks, J. Reed, D. Hall, On the resuspension of small particles by a turbulent flow, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 21, 1988, S. 574–589, ISSN: 0022-3727.
- [71] H.Y. Wen, G. Kasper, On the kinetics of particle reentrainment from surfaces, *Journal of Aerosol Science* 20, 1989, S. 483–498, DOI: 10.1016/0021-8502(89)90082-7.
- [72] H. Rumpf, Die Wissenschaft des Agglomerierens, *Chemie Ingenieur Technik* 46, 1974, S. 1–11, DOI: 10.1002/cite.330460102.
- [73] G.R. Salazar-Banda, M.A. Felicetti, J. Gonçalves, J.R. Coury, M.L. Aguiar, Determination of the adhesion force between particles and a flat surface, using the centrifuge technique, *Powder Technology* 173, 2007, S. 107–117, DOI: 10.1016/j.powtec.2006.12.011.
- [74] J.A. Hubbard, J.E. Brockmann, D. Rivera, D.G. Moore, Experimental Study of Impulse Resuspension with Laser Doppler Vibrometry, *Aerosol Science and Technology* 46, 2012, S. 1303–1312, DOI: 10.1080/02786826.2012.708464 .
- [75] W.T. Leung, S.C. Fu, G.N. Sze To, C.Y.H. Chao, Comparison of the Resuspension Behavior Between Liquid and Solid Aerosols, *Aerosol Science and Technology* 47, 2013, S. 1239–1247, DOI: 10.1080/02786826.2013.831973.
- [76] K.A. Valenzuela Aracena, J.G. Benito, L. Oger, I. Ippolito, R.O. Uñac, A.M. Vidales, Frequency–amplitude behavior in the incipient movement of grains under vibration, *Particuology* 40, 2018, S. 1–9, DOI: 10.1016/j.partic.2017.11.009.
- [77] R.I. Larsen, The adhesion and removal of particles attached to air filter surfaces, *American Industrial Hygiene Association journal* 19, 1958, S. 265–270, DOI: 10.1080/00028895809343591.
- [78] L. Poggemann, J. Meyer, A. Dittler, A novel method to investigate detachment of particulate structures from an elastic single fiber at low gas flow velocities, *Journal of Aerosol Science* 156 , 2021, DOI: 10.1016/j.jaerosci.2021.105785.
- [79] J. Svoboda, *Magnetic Methods for the Treatment of Minerals*, Developments in Mineral Processing, 1987, ISBN: 0444428119.
- [80] G. Katarivas Levy, M.A. Birch, R.A. Brooks, S. Neelakantan, A.E. Markaki, Stimulation of Human Osteoblast Differentiation in Magneto-Mechanically Actuated Ferromagnetic Fiber Networks, *Journal of clinical medicine* 8, 2019, DOI: 10.3390/jcm8101522 .

-
- [81] M. Iranmanesh, J. Hulliger, Magnetic separation: its application in mining, waste purification, medicine, biochemistry and chemistry, *Chemical Society reviews* 46, 2017, S. 5925–5934, DOI: 10.1039/C7CS00230K.
- [82] K. Künzel, V. Papež, K. Carrera et al., Electromagnetic Properties of Steel Fibres for Use in Cementitious Composites, *Fibre Detection and Non-Destructive Testing, Materials* 14, 2021, DOI: 10.3390/ma14092131 .
- [83] C.Y. Chung, S.C. Chen, K.J. Lin, Effect of Magnetic Field on the Fiber Orientation during the Filling Process in Injection Molding, Part 1: Simulation and Mold Design, *MSF* 936, 2018, S. 126–135, DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.936.126.
- [84] J. Szabadi, J. Meyer, A. Dittler, Particulate Matter Detachment from a Magnetizable Single Fiber Applying Magnetic Forces in Ambient Air, *Separations* 10, 2023, S. 297, DOI: 10.3390/separations10050297.
- [85] F. Gerbal, Y. Wang, F. Lyonnet, J.-C. Bacri, T. Hocquet, M. Devaud, A refined theory of magnetoelastic buckling matches experiments with ferromagnetic and superparamagnetic rods, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 112, 2015, S. 7135–7140, DOI: 10.1073/pnas.14225341.
- [86] R. Adhikari, R. Kaundal, A. Sarkar, P. Rana, A.K. Das, The cantilever beam magnetometer: A simple teaching tool for magnetic characterization, *American Journal of Physics* 80, 2012, S. 225–231, DOI: 10.1119/1.3679840.
- [87] D.E. Gray (Ed.), *American Institute of Physics handbook*, 3rd ed., McGraw-Hill, New York, 1982, ISBN: 007001485X.
- [88] P. Kersten, J. Wagner, P.A. Tipler, G. Mosca (Eds.), *Physik für Studierende der Naturwissenschaften und Technik*, 8th ed., Springer Spektrum, Berlin, 2019, ISBN: 3662582805.
- [89] D. Böhm, H. Voß, Einsatz von magnetischen Mikropartikeln in der chemischen Technik, *Chemie Ingenieur Technik* 71, 1999, S. 43–51, DOI: 10.1002/cite.330710104.
- [90] K. Menzel, C.W. Windt, J.A. Lindner, A. Michel, H. Nirschl, Dipolar openable Halbach magnet design for High-Gradient Magnetic Filtration, *Separation and Purification Technology* 105, 2013, S. 114–120, DOI: 10.1016/j.seppur.2012.12.019.
- [91] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik*, 10th ed., Springer Spektrum, Berlin, 2013, ISBN: 978-3642379055.

-
- [92] W. Ilberg, G. Beddies, T. Franke, P. Galvosas, P. Rieger, *Physikalisches Praktikum*, 14th ed., Springer Spektrum, Wiesbaden, 2014, ISBN: 9783658006662.
- [93] A. Tschöpe, *Prozessintensivierung elektrochemischer Reaktionssysteme mittels einer magnetisch stabilisierten Wirbelbettelektrode*, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, 2021, Lizenziert unter CC BY-NC-ND 4.0 DE <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/deed.de>, DOI: 10.5445/IR/1000135782.
- [94] J. Szabadi, J. Meyer, A. Dittler, In situ characterization of particle structures generated at different flow velocities on a single fiber in the gas phase, *Journal of Aerosol Science* 173, 2023, DOI: 10.1016/j.jaerosci.2023.106197.
- [95] G. Wypych, *Databook of Antistatics*, Elsevier, 2014, ISBN: 978-1-895198-61-4.
- [96] J. Binnig, J. Meyer, G. Kasper, Calibration of an optical particle counter to provide PM_{2,5} mass for well-defined particle materials, *Journal of Aerosol Science* 38, 2007, S. 325–332, DOI: 10.1016/j.jaerosci.2006.12.001.
- [97] J. Zoller, A. Zargaran, K. Braschke, J. Meyer, U. Janoske, A. Dittler, A Novel Apparatus for Simultaneous Laser-Light-Sheet Optical Particle Counting and Video Recording in the Same Measurement Chamber at High Temperature, *Sensors* 22, 2022, DOI: 10.3390/s22041363.
- [98] N. Otsu, A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms, *IEEE Trans. Syst., Man, Cybern.* 9, 1979, S. 62–66, DOI: 10.1109/TSMC.1979.4310076.
- [99] I. Zatonov, P. Baranov, A. Kolomeyev, Magnetic field computation and simulation of the coil systems using Comsol software, *MATEC Web Conf.* 160, 2018, DOI: 10.1051/mateconf/201815801032 .
- [100] A. Nismayanti, H. Jannah, S. Rugayya, Maskur, R. Adawiyah, Helmholtz coils model as pulsed electromagnetic field therapy devices for fracture healing using comsol multiphysics, *J. Phys.: Conf. Ser.* 1763, 2021, DOI: 10.1088/1742-6596/1763/1/012060.
- [101] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2 – Elektrizität und Optik*, 10th ed., Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2013, ISBN: 9783662071533.
- [102] COMSOL, *Magnetostatics, Theory*, 2019. <https://www.comsol.com/multiphysics/magnetostatics-theory>. Accessed 03.05.25.
- [103] J. Szabadi-Fuchs, J. Meyer, A. Dittler, Experimental Investigations of the Detachment of Different Particle Structures from a Magnetizable Fiber in the Gas Phase, *Separations* 10, 2023, DOI: 10.3390/separations10120579.

-
- [104] S.-Q. Li, J.S. Marshall, Discrete element simulation of micro-particle deposition on a cylindrical fiber in an array, *Journal of Aerosol Science* 38, 2007, S. 1031–1046, DOI: 10.1016/j.jaerosci.2007.08.004.
- [105] G. Kasper, S. Schollmeier, J. Meyer, J. Hoferer, The collection efficiency of a particle-loaded single filter fiber, *Journal of Aerosol Science* 40, 2009, S. 993–1009, DOI: 10.1016/j.jaerosci.2009.09.005.
- [106] S. Schollmeier, Beladungskinetik von Faserfiltern - Beladungskinetik einzelner Filterfasern, Dissertation, Karlsruhe, 2008, DOI: 10.5445/IR/1000011446.
- [107] D. Thomas, P. Penicot, P. Contal, D. Leclerc, J. Vendel, Clogging of fibrous filters by solid aerosol particles Experimental and modelling study, *Chemical Engineering Science* 56, 2001, S. 3549–3561, DOI: 10.1016/S0009-2509(01)00041-0 .
- [108] D.A. Japuntich, J. Stenhouse, B. Liu, Experimental results of solid monodisperse particle clogging of fibrous filters, *Journal of Aerosol Science* 25, 1994, S.385–393, DOI: 10.1016/0021-8502(94)90089-2.
- [109] R. Tao, M. Yang, S. Li, Effect of adhesion on clogging of microparticles in fiber filtration by DEM-CFD simulation, *Powder Technology* 360, 2020, S. 289–300, DOI: 10.1016/j.powtec.2019.09.083.
- [110] L. Poggemann, B. King, J. Meyer, A. Dittler, Morphology of Particulate Structures on a Fiber Array before and at Clogging Point of an Aerosol Filtration Process, *Separations* 10, 2023, DOI: 10.3390/separations10090462.